

ISSN 0044-0027

Том 86, Номер 2

Март - Апрель 2023



ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 86, номер 2, 2023

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Поиск новых резонансов в протонных взаимодействиях при энергии 13 ТэВ
И. А. Кочергин, Л. Н. Смирнова 296

- Новые базовые растворители для жидких органических сцинтилляторов. Создание Nd-содержащих сцинтилляторов на основе смеси синтина и псевдокумола
И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, А. А. Моисеева, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович 310

Теория

- Структуры матриц слабого смешивания как следствие нарушенной зеркальной симметрии
И. Т. Дятлов 320

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

ЯДРА

Теория

- Нуклон-нуклонное взаимодействие как основа для исследования структуры тяжелых ядер
Р. В. Джолос 337
- Использование глобальных прогнозов скоростей бета-распада в астрофизических моделях
И. В. Панов 345

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Вычисление выходов нейтронов и гамма-квантов из (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -реакций с помощью новой версии программы NeuCBOT для низкофоновых экспериментов
М. Б. Громов, Ш. Вестердейл, И. А. Гончаренко, А. С. Чепурнов 353
- Фрагментация ядер под воздействием радиационных излучений различного типа
Н. В. Новиков, Н. Г. Чеченин, А. А. Широкова 361
-
-

* Продолжение публикации. Начало см. ЯФ 86, № 1 (2023).

ПОИСК НОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 13 ТэВ

© 2023 г. И. А. Кочергин^{1)*}, Л. Н. Смирнова¹⁾

Поступила в редакцию 23.11.2022 г.; после доработки 23.11.2022 г.; принята к публикации 25.11.2022 г.

В работе рассмотрены результаты поиска новых резонансов в эксперименте ATLAS Большого адронного коллайдера по данным протонных взаимодействий при энергии соударения 13 ТэВ, собранных в период работы коллайдера 2015–2018 гг.

DOI: 10.31857/S00444002723020113, EDN: RJFKZY

1. ВВЕДЕНИЕ

Прошло 10 лет с открытия бозона Хиггса в протонных взаимодействиях на Большом адронном коллайдере (БАК), завершившего набор фундаментальных частиц Стандартной модели (СМ). В настоящее время ATLAS [1] и CMS [2], проводившие крупнейшие эксперименты на БАК, практически завершили анализ накопленных данных. В эксперименте ATLAS их объем за последний период работы с 2015 г. по 2018 г. при энергии 13 ТэВ соответствует интегральной светимости 139 фбн^{-1} , что превышает интегральную светимость при энергии 8 ТэВ в 7 раз, а при 7 ТэВ почти в 30 раз. Все полученные за это время результаты, в том числе измерения свойств бозона Хиггса, продемонстрировали согласие с предсказаниями Стандартной модели, включающей теорию электрослабых взаимодействий и квантовую хромодинамику как теорию сильных взаимодействий. Вместе с тем Стандартная модель имеет внутренние проблемы, а главное не дает ответа на многие вопросы строения окружающего мира, такие как источник массы нейтрино, не объясняет барионную асимметрию Вселенной и присутствие скрытой материи и энергии. Решения указанных проблем относят к новой физике, поиск которой является актуальной задачей современных исследований на БАК. Прямым обнаружением новой физики явилось бы наблюдение новых частиц, в первую очередь бозонов как переносчиков нового взаимодействия.

В работе рассматриваются результаты эксперимента ATLAS по поиску новых резонансов на полных данных для протонных (pp) взаимодействий

при энергии 13 ТэВ. В разд. 2 представлены результаты инклюзивного анализа спектров инвариантных масс двух струй, образованных при взаимодействии протонов. В разд. 3 приведены результаты по определению ограничений на массы резонансов для ряда конкретных моделей в системе двух струй. Результаты поиска особого класса долгоживущих частиц, также распадающихся на две струи, приведены в разд. 4. Результаты анализа спектров инвариантных масс пар лептонов с противоположными электрическими зарядами представлены в разд. 5. В разд. 6 приведены результаты поиска резонанса в системе четырех мюонов или электронов и в разд. 7 в системе кварков третьего поколения. В заключении приведены итоги рассмотренных работ и показаны направления дальнейшего поиска новых частиц в других модах распада и других моделях.

2. ИНКЛЮЗИВНЫЙ ПОИСК РЕЗОНАНСОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ДВЕ СТРУИ

Модели новой физики за пределами СМ предполагают существование новых частиц, которые могут рождаться во взаимодействиях протонов на БАК, а затем распадаться с образованием кварков и глюонов, регистрируемых в виде адронных струй (j) в детекторах.

Процесс образования двух струй в pp -соударениях описывается в основном квантовой хромодинамикой (КХД). Распределения инвариантных масс пар таких струй m_{jj} в КХД плавно уменьшаются с ростом m_{jj} . Наряду с образованием пар струй происходят процессы множественного образования струй, также определяемых КХД. В таких событиях для определения m_{jj} используются две наиболее энергичные струи. Наличие определенного избытка событий в какой-либо части распределения m_{jj} может являться сигналом нового резонанса или новой физики.

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

*E-mail: Ilya.kochergin@cern.ch

Доминирующие в КХД процессы образования двухструйных событий (рассеяние партонов $2 \rightarrow 2$) обусловлены обменом в t -канале и имеют преимущественно большие y^* , где $y^* = (y_1 - y_2)/2$, а $y_{1,2}$ — быстроты лидирующей и следующей за лидирующей струй соответственно. Струи в таком рассеянии имеют углы вылета, близкие к направлению начальных протонов. Большинство моделей новой физики предсказывает более симметричное распределение струй и, соответственно, малые значения y^* .

В работе [3] проведен анализ событий с образованием двух струй и получен спектр инвариантных масс струй m_{jj} выше 1 ТэВ (1.1–8 ТэВ) для pp -взаимодействий при энергии 13 ТэВ и интегральной светимости 139 фбн^{-1} . Струи выделялись с помощью анти- k_t алгоритма с радиусом $R = 0.4$. На рис. 1а приведен инклюзивный спектр масс пар струй m_{jj} для центральной области с ограничением на быстроту $|y^*| < 0.6$, на рис. 1б — то же, но с ограничением $|y^*| < 1.2$. Выбор границ связан с тем, что для ожидаемого рождения резонанса в s -канале характерны малые значения y^* и условие $|y^*| < 0.6$ существенно ограничивает вклад фона от множественного рождения струй в КХД-процессах. Для специального поиска резонанса W^* [4, 5] ограничение по y^* сдвинуто к большему значению $y^* = 1.2$, как это требует кинематика распада W^* , и пик резонанса приходится на значение $y^* = 1$. Гистограммами на рисунках показан плавный ход аппроксимации распределений. В нижней части рисунков показана значимость отклонения числа событий от предсказаний фона, она максимальна для областей, выделенных вертикальными линиями. Параметр p является индикатором алгоритма поиска областей избытка событий над гладкой фоновой кривой Bump Hunter [6], характеризующим вероятность погрешности в случае исключения наличия сигнала резонанса в данной области. Близкие к единице значения параметра p (0.89 и 0.88), приведенные на рисунках, указывают на большую вероятность интерпретации этих отклонений как ложных сигналов. Особенность алгоритма Bump Hunter в том, что он не привязан к конкретной модели резонанса.

Дополнительная проверка показала устойчивость аппроксимации распределения m_{jj} . Добавление различных сигналов резонансов как для отдельных моделей, так и гауссовского типа в процессе фитирования выявляет такие добавленные сигналы со значимостью, отвечающей статистической неопределенности.

Определены верхние границы сечений, умноженные на величины акцептанса установки, и вероятность данной моды распада резонанса для случая

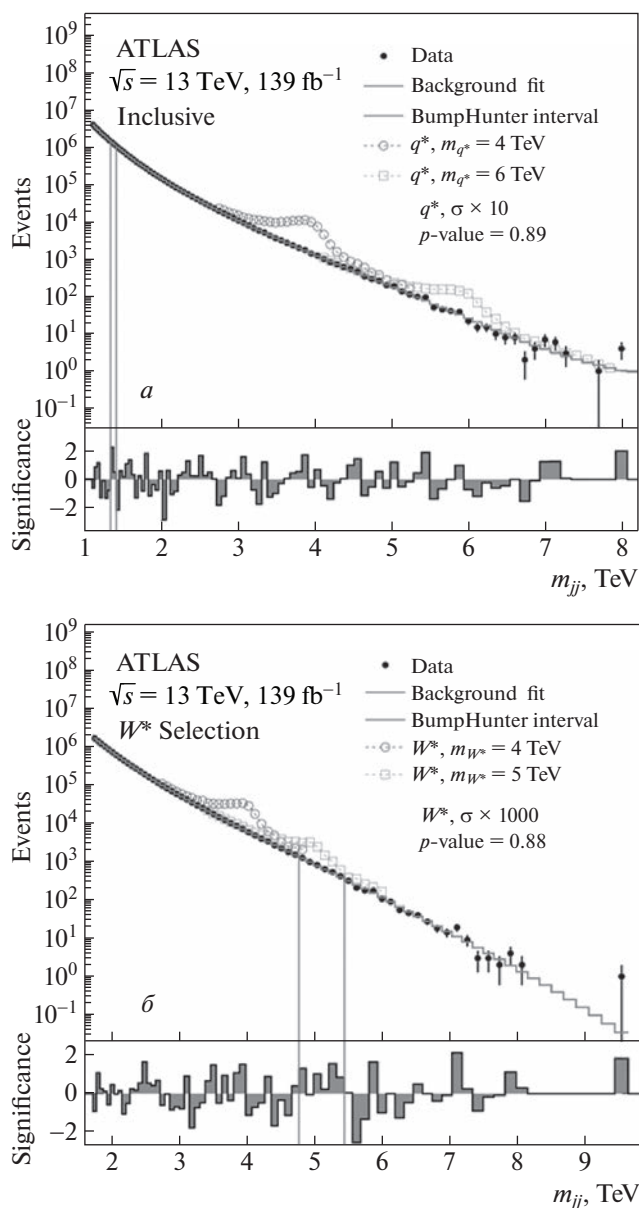


Рис. 1. Распределения инвариантных масс двух струй m_{jj} для значений $y^* < 0.6$ (а) и $y^* < 1.2$ (б) [3].

гауссовской формы резонанса X и различных значений отношения полуширины резонанса σ_x к его массе σ_x/m_x . Величина этого отношения в 3% соответствует экспериментальному разрешению детектора при измерении m_{jj} , в 0% соответствует ширине резонанса меньше экспериментального разрешения. Резонансы с относительной шириной более 15% не рассматривались. Найденные ограничения для сечений рождения резонансов составляют примерно 30–70 фбн для массы резонанса $m_X = 1.5 \text{ ТэВ}$ и 0.08–0.2 фбн для массы $m_X = 6 \text{ ТэВ}$.

В работе [3] также получены распределения m_{jj} для выборки событий, где одна или обе струи

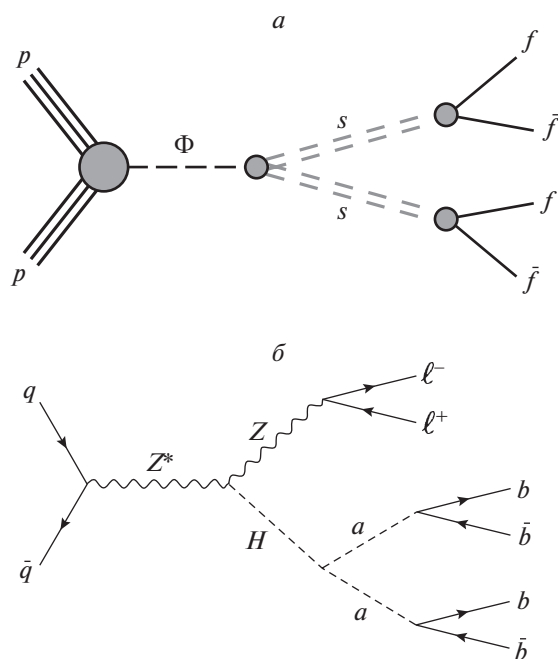


Рис. 2. *a* — Процесс образования скалярных частиц s , показанных двойными штриховыми линиями, переходящих в фермионы S , обозначены символами f и $\bar{f}$ [22]; *б* — процесс рождения бозона Хиггса SM совместно с Z -бозоном и последующего распада бозона Хиггса на два новых бозона a , которые затем распадаются на пары b -кварков [24].

идентифицируются как образованные b -кварками. В обоих случаях не обнаружены существенные превышения событий над плавной аппроксимацией распределения, как и для распределений на рис. 1.

Аналогичный поиск резонансов в эксперименте ATLAS при энергии 13 ТэВ был проведен и при меньших значениях m_{jj} . Область масс от 450 до 1800 ГэВ была проанализирована при интегральной светимости 29.3 фбн^{-1} [7] и значения масс более 1.1 ТэВ при интегральной светимости 37 фбн^{-1} [8], где значимые отклонения от фона не были найдены. Были определены верхние границы сечений, умноженные на величину акцептанса установки для случая гауссовской формы резонанса с массой X , равные 6.5 пбн при $m_X = 450 \text{ ГэВ}$, 0.4 пбн при $m_X = 700 \text{ ГэВ}$ и 0.05 пбн при $m_X = 1800 \text{ ГэВ}$. Видно, что ограничение при массе 1800 ГэВ согласуется с ограничением, полученным в [3] для массы 1.5 ТэВ. Таким образом, в рамках одного эксперимента ATLAS проведен анализ предельно широкого на данный момент интервала значений инвариантных масс струй от 450 ГэВ до 8 ТэВ в pp -взаимодействиях при энергии 13 ТэВ.

3. ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛЯ РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ ДВУХ СТРУЙ ДЛЯ ОТДЕЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

Часть моделей новой физики дают конкретные предсказания для новых частиц, что обеспечивает возможность провести поиск таких частиц с учетом их ожидаемых свойств [3]. К ним относятся резонансы возбужденных кварков q^* (u, d, s, c, b) в составных моделях [9, 10], тяжелых калибровочных бозонов Z' и W' [11–13], киральных возбужденных состояний W^* [4, 5], а также модели, где новые состояния являются медиаторами образования частиц темной (скрытой) материи, например, Z' -бозона, тесно связанного с лептонами [14–16], квантовых черных дыр (QВН) [17, 18]. В условиях отсутствия сигнала такой анализ дает возможность установить нижние границы для масс резонансов. Отдельно были получены ограничения для групп событий с одной или двумя b -струями. Для этих групп проведен поиск резонансов в моделях с возбужденным b^* -кварком [9, 10], поиск Z' -бозона [14–16] и гравитонов Калуцы–Клейна [19, 20]. Для поиска резонансов в моделях проведено моделирование резонансов и фоновых событий КХД методом Монте-Карло. Процессы КХД моделировались с помощью генератора событий Pythia v8.186 [21] с настройками, полученными в эксперименте ATLAS.

Фоновые процессы КХД прошли полную реконструкцию в детекторе ATLAS. Моделированные события прошли через программы быстрой реконструкции.

В табл. 1 приведены нижние границы для масс резонансов определенного типа на 95% CL, предсказания для которых сделаны на основе указанных теоретических работ. Символами $1b$ и $2b$ отмечены выборки событий с одной или двумя b -струями.

Из табл. 1 видно, что эти нижние границы сечений могут различаться в два и более раз. Наиболее высокие нижние границы массы получены для образования черных дыр QВН, достигающие значения 9.4 ТэВ.

4. ПОИСК НЕЙТРАЛЬНЫХ ДОЛГОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ДВЕ СТРУИ

Особый класс новых частиц образуют долгоживущие состояния, которые присутствуют в моделях новой физики, рассматривающих суперсимметрию, скрытые сектора частиц, проблему иерархии и нарушение симметрии между частицами и античастицами. В эксперименте ATLAS недавно проведен поиск долгоживущих частиц (LLPs, long-lived particles), обнаружение которых послужило

Таблица 1. Нижние границы для масс резонансов определенного типа [3]

Категория	Модель	Нижний предел для массы сигналов на 95% CL, ТэВ	
		Наблюдаемый	Ожидаемый
Инклюзивные	q^*	6.7	6.4
	QBN	9.4	9.4
	W'	4.0	4.2
	W^*	3.9	4.1
	DM-медиатор Z' , $g_q = 0.20$	3.8	3.8
	DM-медиатор Z' , $g_q = 0.50$	4.6	4.9
	b^*	3.2	3.1
	DM-медиатор Z' , $g_q = 0.20$	2.8	2.8
	DM-медиатор Z' , $g_q = 0.25$	2.9	3.0
	SSM Z'	2.7	2.7
	гравитон, $k/\overline{M_{PL}} = 0.2$	2.8	2.9

бы прямым подтверждением такого рода моделей новой физики [22, 23]. Диаграмма процесса, иллюстрирующая появление долгоживущих скалярных s -частиц и исследуемая в указанных работах, показана на рис. 2а. Частицы являются продуктами распада скалярного состояния Φ , которое обозначает тяжелый скалярный бозон, связывающий частицы скрытого сектора и СМ, и может быть, в том числе, известным бозоном Хиггса СМ. Символами f и $\bar{f}$ обозначены фермионы и антифермионы СМ, которые наблюдаются в виде адронных струй в калориметрах и мюонном спектрометре установки ATLAS, удаленных от области взаимодействия протонов. В работе [24] проведен поиск долгоживущих нейтральных частиц, распадающихся во внутреннем детекторе установки ATLAS, примыкающего к области взаимодействия протонов. Поиск выполнен для процесса ассоциированного рождения бозона Хиггса с Z -бозоном и последующих распадов бозона Хиггса на два новых бозона a и распада каждого бозона на пару $b\bar{b}$ -кварков. Диаграмма процесса приведена на рис. 2б. Внимание к результатам обусловлено использованием полной интегральной светимости 139 фбн^{-1} второго сеанса работы БАК и большими размерами установки ATLAS. Ранее исследования по поиску долгоживущих частиц LLPs проводились на Теватроне, в других экспериментах БАК и эксперименте ATLAS на интегральной светимости второго сеанса около 36 фбн^{-1} [25–28]. Полученные в них результаты по определению нижних границ пробегов долгоживущих частиц относятся к состояниям с пробегом ct

от примерно 1 мм до 10 м, где c — скорость света и τ — собственное время жизни состояния.

Метод поиска новых состояний в [22, 23] основан на отборе событий с двумя струями со смещенными точками образования, находящихся в мюонном спектрометре ATLAS [22] или калориметрах ATLAS [23]. Поиск долгоживущих частиц LLPs в калориметрах чувствителен для длин пробега ct от нескольких сантиметров до нескольких десятков метров, в зависимости от рассматриваемой модели резонанса. Анализ распадов в мюонном спектрометре ATLAS рассматривает значения ct от 0.01 до 1000 м. Модели частиц скрытого сектора не ограничивают значения ct . Существуют космологические ограничения этой величины из процесса нуклеосинтеза в модели Большого взрыва $ct < 10^8 \text{ м}$ [29], и, таким образом, значения пробегов, соответствующие размерам детектора ATLAS [1], не запрещены.

Поскольку бозон Φ может быть также частицей СМ, например бозоном Хиггса, в калориметре установки рассматривались массы бозона Φ в интервале от 60 ГэВ до 1000 ГэВ [23]. Соответственно, массы бозонов s находились в интервале от 5 до 475 ГэВ. Предполагалось, что при распаде s бозонов доминирует канал распада на наиболее тяжелые кварки, разрешенный законами сохранения. Так, для s -бозона с максимальной массой 475 ГэВ преобладают (>99%) распады на t -кварки, s -бозон с минимальной массой 5 ГэВ распадается на c -кварки с вероятностью $\sim 75\%$ и на τ -лептоны с вероятностью $\sim 25\%$. В промежуточной области

Таблица 2. Исключенные при 95% CL диапазоны времен жизни для распада s -частиц в случае, если скаляр Φ является бозоном Хиггса СМ с массой 125 ГэВ для разных предположений о вероятности распада на s -частицы 0.1%, 1% и 10% [22]

$\Phi(125) \rightarrow ss$ m_s [ГэВ]	Исключенный диапазон ct_s для s [м]		
	$B = 0.1\%$	$B = 1\%$	$B = 10\%$
5	—	0.08–1.6	0.04–5.9
16	0.48–2.6	0.19–12.2	0.12–36.7
35	1.4–4.0	0.49–22.8	0.31–72.4
55	—	2.0–11.0	0.92–47.6

масс вероятности распадов на пары b -, c -кварков и τ -лептонов соотносятся как 85 : 8 : 5.

Для анализа выбираются события соударений протонов, имеющие две узкие струи, предположительно от двух s -бозонов, не связанные с треками во внутреннем детекторе и имеющие повышенное энерговыделение в адронном калориметре. Для выявления фоновых струй используется специально разработанный алгоритм нейронных сетей, разделение фоновых и сигнальных событий проводится с помощью BDT-алгоритма или алгоритма ветвящихся деревьев.

Результаты анализа, когда медиатором Φ появления долгоживущих частиц является бозон Хиггса СМ с массой 125 ГэВ, показаны на рис. 3а для разных предположений о массе s -бозона с нижними границами относительных вероятностей распада бозона Хиггса на $s\bar{s}$. Сечение бозона Хиггса принималось равным 48.6 пбн и соответствует его образованию в процессе слияния глюонов в pp -взаимодействиях при 13 ТэВ. Видно, что вероятности распада бозона Хиггса на долгоживущие нейтральные частицы более 10% исключены для значений ct от нескольких сантиметров до примерно 20 метров в зависимости от массы долгоживущих частиц. На рис. 3б, 3в приведены полученные ограничения ct для масс Φ -бозона 200, 400 и 1000 ГэВ.

Преимуществом поиска нейтральных долгоживущих частиц в объеме мюонного спектрометра ATLAS [22] является большое расстояние от области пересечения пучков и малый фон от процессов КХД. Их подавление осуществлено жесткими условиями на изолированность струй. Тщательное моделирование фона показало ожидаемое количество фоновых событий 0.32 ± 0.05 . В анализе не было найдено ни одного события. Исключенные диапазоны времен жизни для распада s -частиц в случае, если скаляр Φ является бозоном Хиггса СМ с массой 125 ГэВ, приведены в табл. 2 для

разных предположений о вероятности распада на s -частицы B (0.1%, 1% и 10%). Для вероятности распада 0.1% область ограничений среднего собственного времени жизни ct получена впервые. Для вероятности 10% эта область имеет максимально достигнутые длины ct от 4 см до 72.4 м.

На рис. 4а, 4б приведены области исключения для разных предположений о массах Φ - и s -бозонов, полученные в мюонном спектрометре [20]. Они перекрывают более высокие значения ct , чем приведенные на рис. 3.

Поиск экзотического распада бозона Хиггса СМ массой 125 ГэВ на два новых долгоживущих бозона a , каждый из которых распадается на пару $b\bar{b}$ -кварков, перекрывает область малых масс новых резонансов [24]. Бозон Хиггса в отбираемых событиях возникает совместно с Z -бозоном (диаграмма на рис. 2б), распадающимся с образованием пары электронов или мюонов. Кандидаты в долгоживущие частицы отбирались из треков во внутреннем детекторе установки ATLAS, имеющих смещенную вторичную вершину, большое число треков и их большую инвариантную массу относительно процессов СМ. Основной мотивацией анализа было предположение, что новая физика в секторе бозона Хиггса связана не с увеличением его констант связи с W - и Z -бозонами СМ, а новыми экзотическими распадами бозона Хиггса в частицы вне СМ, доля которых при точностях измерений относительных вероятностей его распадов, представленных в [30, 31], например, может достигать 21%.

Поиск резонансов, распадающихся на b -кварки, как было отмечено выше, имеет особое значение, поскольку кварк принадлежит третьему поколению фермионов СМ, а канал распада бозона Хиггса СМ на пару $b\bar{b}$ -кварков имеет максимальную ширину. Для выделения струй b -кварков разработаны специальные алгоритмы, использующие наличие вторичной вершины и/или треки с большими прицельными параметрами относительно первичной вершины, связь заряда струи с природой b -кварка исследована, например, в [32].

Многие теории предполагают наличие новой физики в распадах бозона Хиггса [33], его экзотические распады являются одним из феноменологических проявлений таких теорий [34, 35].

В работе [36] рассматривались пары b -струй, разделенные угловым интервалом, что позволяло применять стандартные алгоритмы идентификации b -струй. Эффективность используемых алгоритмов соответствовала 77%, при этом струи легких кварков и глюонов подавлялись в 134 раза, струи с кварков в 6 раз и вклад адронных распадов τ -лептонов в 22 раза. Определены нижние границы

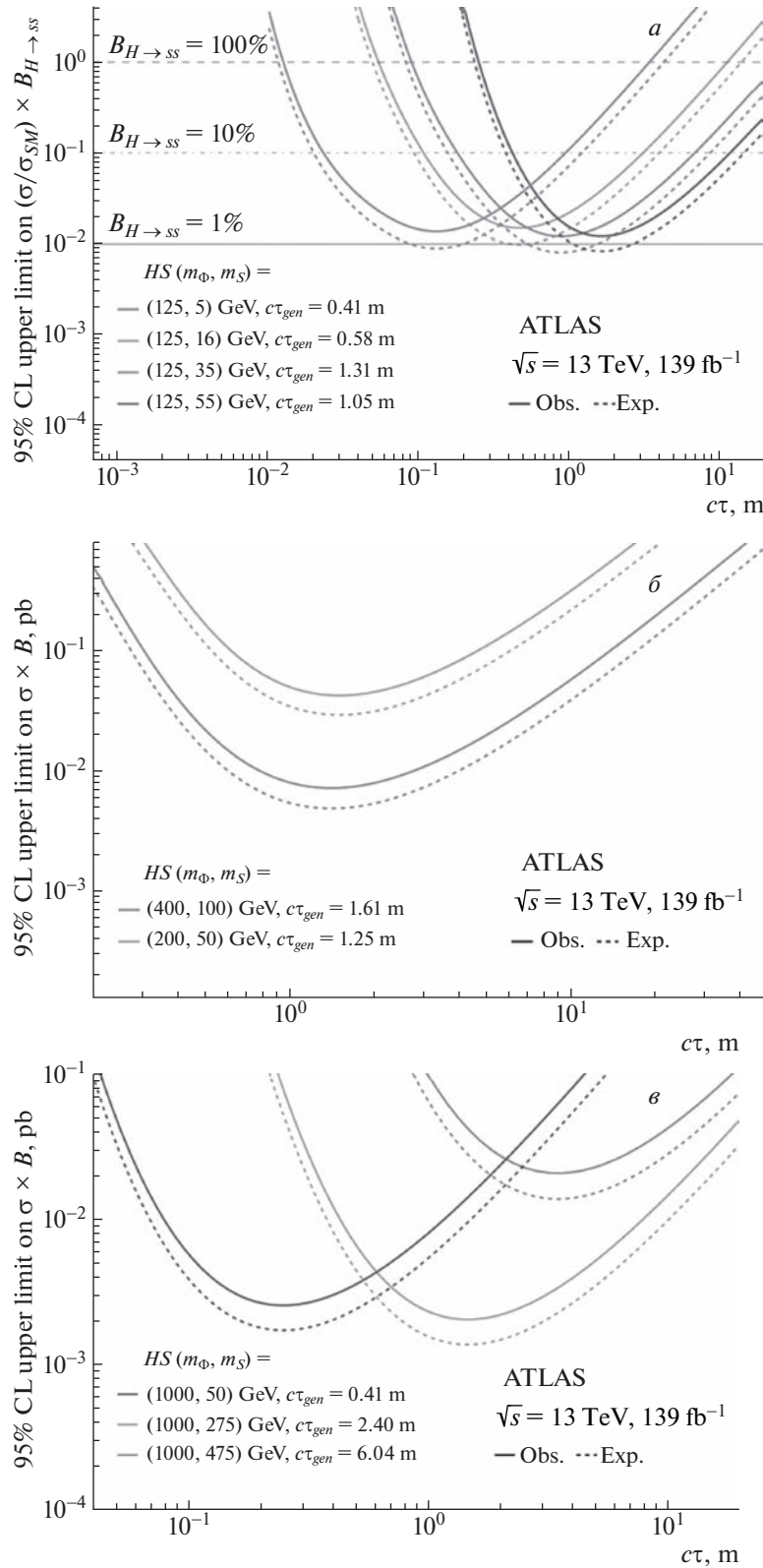


Рис. 3. Нижние границы, найденные при поиске смещенных струй в калориметре установки ATLAS, *a* — относительных вероятностей распада бозона Хиггса СМ с массой 125 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами от 5 до 55 ГэВ, *б* — сечений, умноженных на относительную вероятность распада бозона Φ с массами 200 и 400 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами, соответственно 50 и 100 ГэВ, в пикобарнах (пбн), *в* — сечений, умноженных на относительную вероятность распада бозона Φ с массой 1000 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами 50, 275 и 475 ГэВ, в пикобарнах (пбн), в зависимости от пробега частицы $c\tau$ [23].

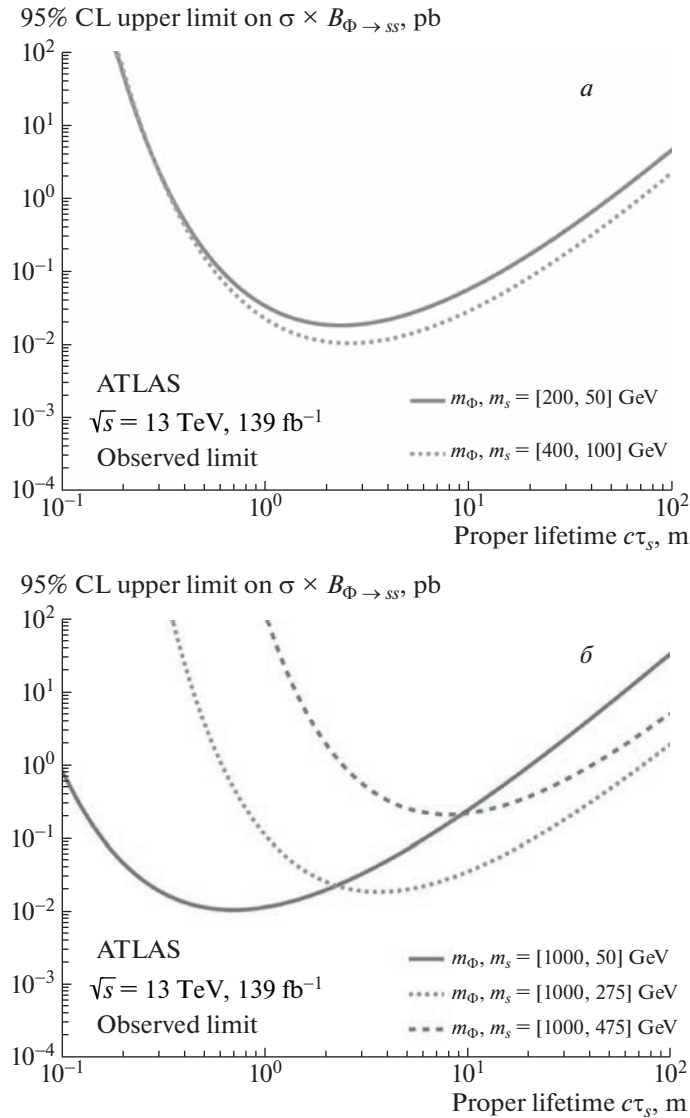


Рис. 4. Нижние границы сечений, умноженных на относительную вероятность распада бозона Φ (а) с массами 200 и 400 ГэВ и (б) с массой 1000 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами соответственно (а) — 50 и 100 ГэВ, (б) — 50, 275 и 475 ГэВ, в пикобарнах (пбн), найденные при поиске смещенных струй в мюонном спектрометре установки ATLAS [22].

сечений, умноженных на брэнчинг (относительную вероятность распада по данному каналу) распада на два a -бозона, в зависимости от времени жизни в виде $c\tau_a$, для объединенного канала рождения бозона Хиггса VH , где $V = W^\pm, Z$. Результаты получены для двух значений массы m_a бозона a , равных 20 и 60 ГэВ. При этом сечения рождения $W^\pm H$ и ZH соответствовали СМ и имели значения 1.37 и 0.88 пбн соответственно. Брэнчинг распада $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$ принят равным 1. Наиболее строгие ограничения сечения получены в VH -канале для значения $c\tau_a$ порядка 0.4 мм и составили 1.8 и 0.68 пбн для масс 20 и 60 ГэВ соответственно. В работе [37] применялся метод выделения перекрывающихся b -струй, с близкими углами вылета.

Анализ позволил уменьшить нижнюю границу сечения распада $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$ для массы m_a , равной 20 ГэВ, в 2.5 раза до значения 0.71 пбн. При этом для анализа использовался только канал рождения ZH . Исследованные длины пробега a бозонов при светимости 36 фбн^{-1} не превышали 6 мм, как видно на рис. 5.

Результаты анализа на полной интегральной светимости 139 фбн^{-1} , проведенного для канала ZH (работа [24]), показаны на рис. 6. Они получены для пяти значений массы m_a и большего интервала значений пробега $c\tau_a$, достигающего десятков см.

Наименьшие нижние границы сечений, умноженных на брэнчинг распада $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$ в кана-

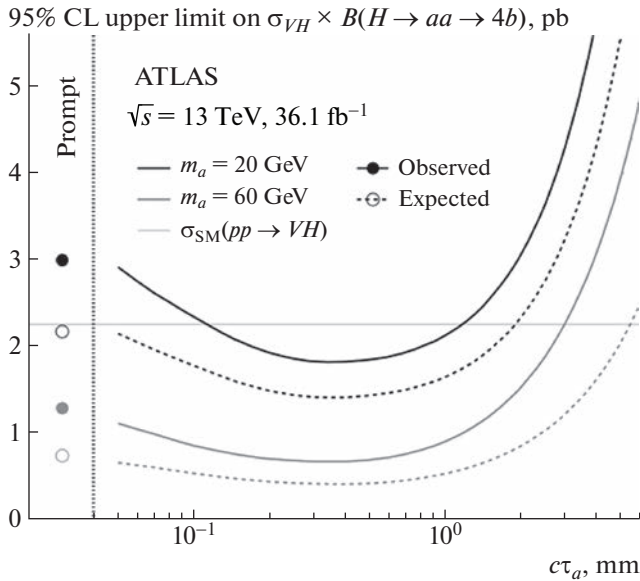


Рис. 5. Ожидаемые и наблюдаемые комбинированные верхние пределы 95% CL для $\sigma \times B(H \rightarrow aa \rightarrow 4b)$ с быстрыми и долгоживущими a -бозонами. Ожидаемые (наблюдаемые) пределы для быстрых a -бозонов — пустые (закрашенные) кружки. Ожидаемые (наблюдаемые) пределы для долгоживущих сигналов — штриховые (сплошные) линии для двух сценариев сигналов: $m_a = 20$ и 60 ГэВ [28].

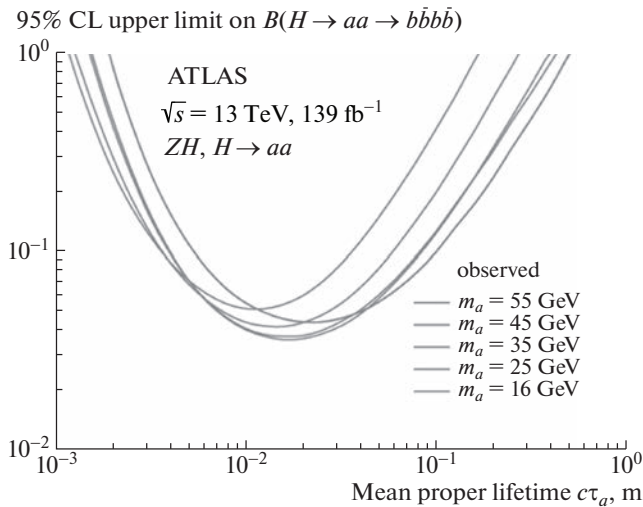


Рис. 6. Наблюдаемые 95% CL пределы для брэнчингов распада $B(H \rightarrow aa \rightarrow bbb)$ в зависимости от $c\tau_a$ и массы бозона m_a [24].

ле рождения ZH , с величиной менее примерно 4%, установлены для значений пробегов $c\tau_a$ порядка 10–20 мм. Для значений $c\tau_a$ ниже или выше этого интервала они слабо зависят от массы a -бозона из-за небольшого интервала рассмотренных значений массы m_a .

Для массы $m_a = 16(55)$ ГэВ брэнчинги рас-

сматриваемого распада больше 10% исключены на уровне 95% достоверности CL для $3.7 < c\tau_a < 37$ мм ($5.4 < c\tau_a < 102$ мм). Эти результаты дополняют результаты исследования экзотических распадов бозона Хиггса. Для масс m_a менее 40 ГэВ полученные ограничения являются наиболее жесткими, примерно вдвое ниже, чем полученные в работе [37].

Таким образом, приведенные результаты исследования устанавливают нижние пределы на сечения и пробеги новых долгоживущих частиц в широком диапазоне длин пробегов, от нескольких мм до сотен метров.

5. ПОИСК НОВЫХ РЕЗОНАНСОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ДВА ЛЕПТОНА

Измерение парного образования легких лептонов, электронов и мюонов является *эффективным* методом наблюдения резонансов. Чаще всего осуществляются поиски нового тяжелого Z' -бозона со спином 1, присутствующего в моделях с расширенной калибровочной симметрией. Примером является последовательная стандартная модель (SSM) с Z'_{SSM} -бозоном [13], константы связи с фермионами СМ Z'_{SSM} -бозона такие же, как и у Z -бозона. Другими примерами являются Z'_χ - и Z'_ψ -бозоны моделей Великого объединения (GUT) [38]. Эти векторные бозоны являются синглетами, их константы связи с W - и Z -бозонами СМ предполагаются нулевыми.

В работе [39] проведен поиск нейтральных резонансов, распадающихся на два электрона или мюона во взаимодействиях протонов при энергии 13 ТэВ. На рис. 7а, 7б приведены спектры инвариантных масс пар электронов m_{ee} и пар мюонов $m_{\mu\mu}$ соответственно. Для анализа отбирались электроны с поперечной энергией E_T более 50 ГэВ и мюоны с поперечным импульсом $p_T > 30$ ГэВ. В событии имелось по крайней мере два лептона одного аромата. Мюоны в паре имели противоположный электрический заряд. Для электронов это условие не применялось. Все отобранные пары лептонов имели инвариантную массу более 225 ГэВ, чтобы исключить область масс Z -бозона.

Поиск резонанса проводился путем фитирования распределения инвариантных масс, что включает плавную функцию описания фоновых событий СМ и сгенерированные сигналы резонансов в виде функции нерелятивистского Брейта–Вигнера с различной шириной, свернутой с функцией разрешения детектора. Разность между фитированной функцией и числом событий в бине приведена в нижней части рис. 7. Максимальные отклонения

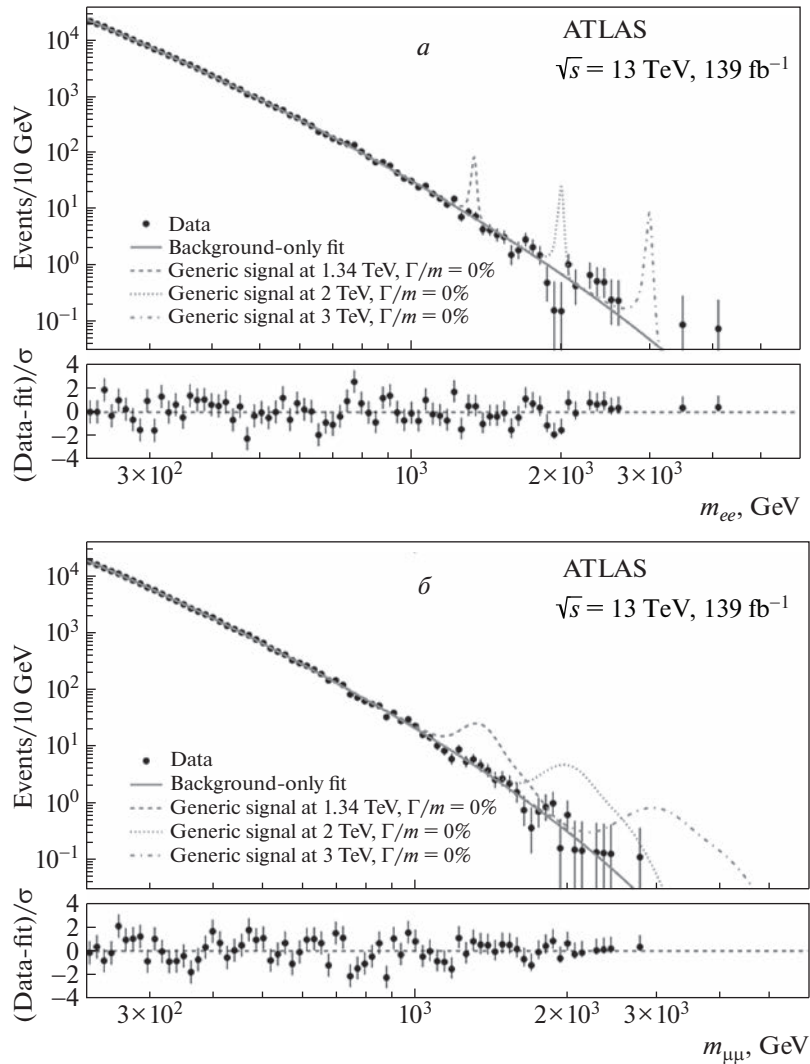


Рис. 7. Распределения инвариантных масс (а) пар электронов m_{ee} и (б) пар мюонов $m_{\mu\mu}$ [39].

от фона не соответствует требованиям для наблюдения резонанса. Сигналы смоделированных резонансов с нулевой шириной и учетом всех ограничений, увеличенные в 20 раз, показаны на рис. 7а, 7б с учетом вклада фона для значений полюсных масс резонанса 1.34, 2 и 3 ТэВ.

Разрешенные области масс Z' -резонанса составили: для бозона Z'_ψ [38] массы выше 4.5 ТэВ, для бозона Z'_{SSM} [13] выше 5.1 ТэВ. Это максимальные достигнутые нижние границы масс для указанных моделей.

В работе [40] проведен поиск тяжелого резонанса в системе двух τ -лептонов с противоположными электрическими зарядами, когда один или оба из τ -лептонов распадаются с образованием адронов. В качестве резонанса рассматривались бозоны хиггсовского сектора. Такие модели могут содержать два дублета бозонов Хиггса, например, модели 2HDMs (two-Higgs-doublet-models) [41],

расширенный хиггсовский сектор с двумя дублетами, содержащими новые тяжелые псевдоскалярный (A) и скалярный (H) состояния, дублет заряженных бозонов Хиггса ($H^\pm$), а уже открытый бозон Хиггса с массой 125 ГэВ соответствует самому легкому состоянию, обозначаемому как h . Вероятности распада этих скалярных состояний на пару τ -лептонов $\tau^+\tau^-$ могут преобладать по сравнению с вероятностями других распадов в моделях 2HDMs-II, включающих минимальную суперсимметричную стандартную модель (MSSM) [42, 43].

В модели MSSM на основном (древесном) уровне свойства состояний хиггсовского сектора определяются двумя параметрами за пределами СМ. Могут быть выбраны масса псевдоскалярного бозона Хиггса m_A и отношение значений вакуумных средних двух хиггсовских дублетов $\tan\beta$. Константы связи тяжелых бозонов Хиггса в моделях MSSM с нижними фермионами, включа-

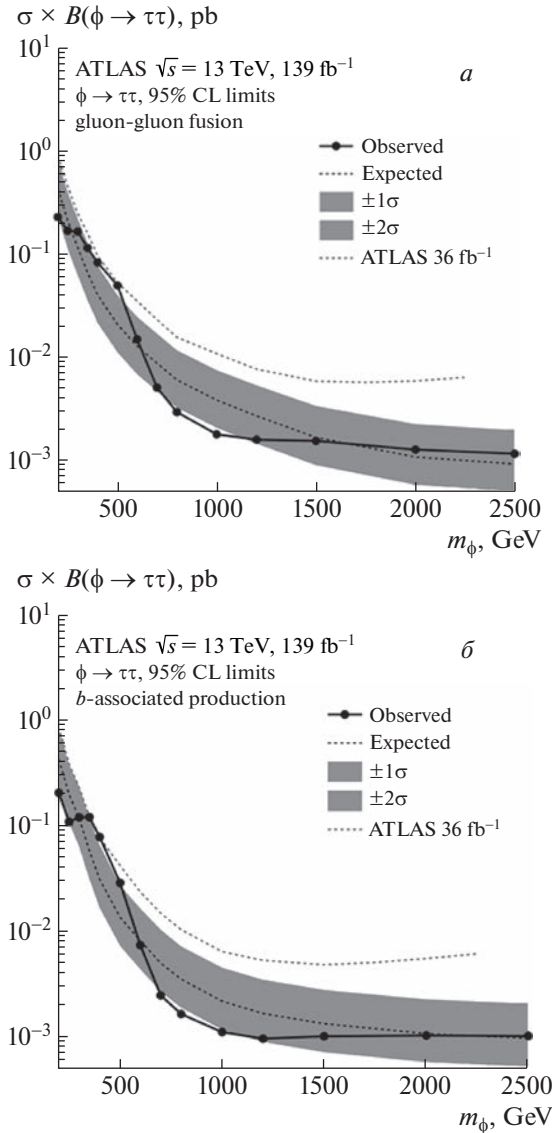


Рис. 8. Наблюдаемые и ожидаемые 95% CL верхние пределы сечения рождения, умноженного на брэнчинг распада на два тау-лептона, скалярного бозона ϕ для (а) механизма рождения ggF , (б) процесса ассоциированного рождения bbH [40].

ющими b -кварк и τ -лептон, усилены по сравнению с константами СМ при больших значениях $\tan\beta$, что увеличивает не только вероятности распадов бозонов Хиггса на τ -лептоны и b -кварки, но и сечения процессов рождения бозонов Хиггса совместно с парой b -кварков (пара $b\bar{b}$, процесс bbH).

Моделирование событий проводилось для рождения резонансов, далее обозначаемыми ϕ , через слияние глюонов (ggF) и механизм bbH , для масс резонанса m_ϕ , равных 400, 1000 и 1500 ГэВ. Для кандидатов распадов бозона ϕ по каналам $\tau_\text{lep}\tau_\text{had}$ и $\tau_\text{had}\tau_\text{had}$ и фоновых распадов рассчитывалась

величина поперечной массы m_T с использованием измеренных поперечных импульсов лептонов, струй и недостающей поперечной энергии, отвечающей нейтрину. Из сравнения экспериментальных и фоновых распределений определены нижние границы сечений, умноженных на брэнчинг, для условного хиггсовского бозона ϕ при распаде на два тау-лептона. Эти границы приведены на рис. 8а, 8б для механизмов рождения ggF , т.е. событий без b -кварков, и процесса ассоциированного рождения bbH . Измеренные верхние пределы составили 1.8 фбн для процесса ggF и 1.1 фбн для процесса bbH рождения резонанса с массой $m_\phi = 1$ ТэВ.

Интерпретацией полученных ограничений в модели $MSSM$ для сценария M_h^{125} [42, 43] исключены значения параметра $\tan\beta > 8$ для $m_A = 1$ ТэВ и значения $\tan\beta > 21$ для $m_A = 1.5$ ТэВ на 95% уровне достоверности CL.

6. ПОИСК РЕЗОНАНСОВ В РАСПАДЕ БОЗОна ХИГГСА НА 4 МЮОНА ИЛИ ЭЛЕКТРОНА

Распад бозона Хиггса СМ на 4 электрона или мюона изначально считался “золотым” вследствие надежно измеряемого конечного состояния. Система 4 лептонов была одним из состояний, в котором в 2012 г. был открыт бозон Хиггса СМ с массой 125 ГэВ (распад $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, где l обозначает лептон) [44]. Интерес к анализу резонанса в этой системе сохраняется из-за возможного присутствия в ней дополнительных “экзотических” каналов распада бозона Хиггса СМ, что может свидетельствовать о новой физике за пределами СМ. Существующие точности измерения брэнчингов распада бозона Хиггса с массой 125 ГэВ допускают присутствие таких распадов на уровне до 30% при условии, что константы связи бозона Хиггса с W - и Z -бозонами соответствуют предсказаниям СМ.

Поиск новых типов распада бозона Хиггса СМ в системе 4 конечных лептонов $H \rightarrow 4l$ проведен в эксперименте ATLAS в работе [45]. Анализ выполнен для трех диапазонов массы резонанса X , обозначающего или векторный бозон в моделях со скрытой либо темной массой, или скалярный бозон расширенного сектора хиггсовских бозонов. Эти области делятся на область высоких масс резонанса X в процессе $H \rightarrow XX \rightarrow 4l$ с диапазоном масс $15 < m_x < 60$ ГэВ, область малых масс $1 < m_x < 15$ ГэВ, где исследуется только процесс $H \rightarrow XX \rightarrow 4\mu$, и процесс совместного рождения резонанса X с Z -бозоном $H \rightarrow ZX \rightarrow 4l$ в диапазоне масс $15 < m_x < 55$ ГэВ. Диаграммы процессов, отвечающих ряду таких моделей, приведены на рис. 9. Новые резонансы присутствуют в виде

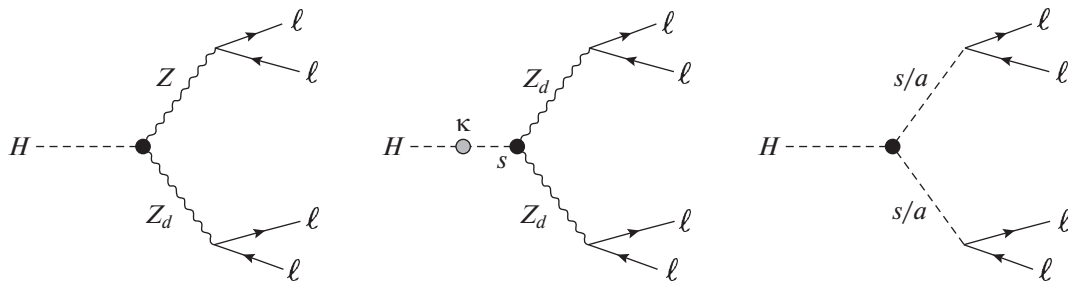


Рис. 9. Диаграммы процессов в ряде моделей экзотических распадов бозона Хиггса СМ с образованием четырех лептонов и рождением новых резонансов [45].

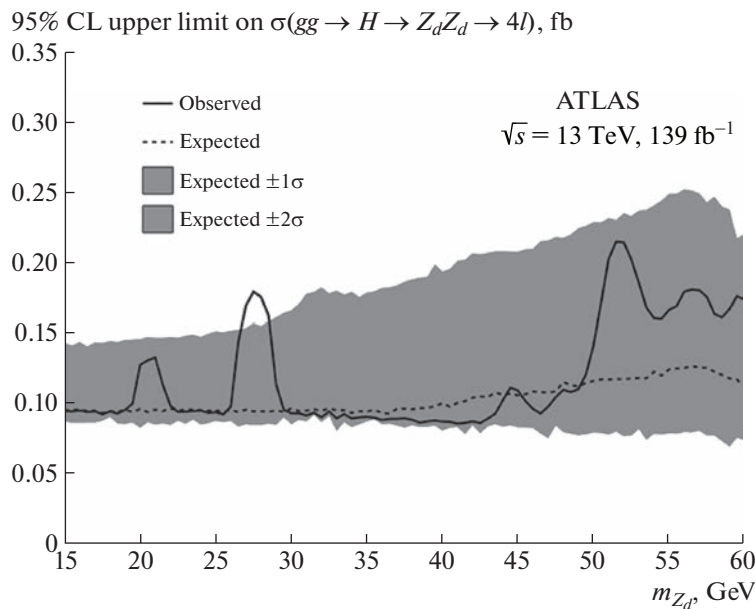


Рис. 10. Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы при 95% CL для сечения процесса $H \rightarrow Z_d Z_d \rightarrow 4\ell$ в предположении образования бозона Хиггса СМ в процессе глюон-глюонного слияния. Все конечные состояния объединены [45].

промежуточных состояний векторного бозона Z_d , псевдоскалярного бозона a и скалярного бозона s .

В распадах $H \rightarrow XX \rightarrow 4\ell$ могут быть прове-

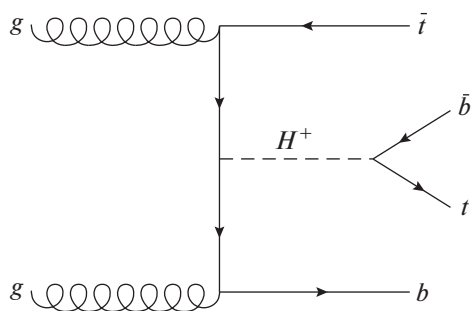


Рис. 11. Диаграмма Фейнмана лидирующего порядка для образования тяжелого заряженного бозона Хиггса в ассоциации с t -антикварком и b -кварком, а также его распада на t -кварк и b -антикварк [48].

рены модели, содержащие два хиггсовских дублета и дополнительное скалярное поле (2HDM + S) [46, 47]. Напомним, что в общем случае модели с двумя такими дублетами (2HDMs) содержат два нейтральных скаляра H_1 и H_2 , два заряженных скаляра $H^\pm$, и один нейтральный псевдоскаляр A . Добавление комплексного скалярного синглета, слабо смешивающего состояния H_1 и H_2 , приводит к существованию двух дополнительных состояний, скаляра s и псевдоскаляра a , присутствующих на правой диаграмме рис. 9. Если массы этих новых состояний меньше, чем $m_H/2$, разрешены распады бозона Хиггса на пары ss или aa . В работе [46] рассматривается второй тип распада, но результаты применимы и к первому случаю распада с бозоном s .

В ходе анализа данных отбирались события, содержащие как минимум четыре лептона, из которых можно выбрать две пары одного аромата, вы-

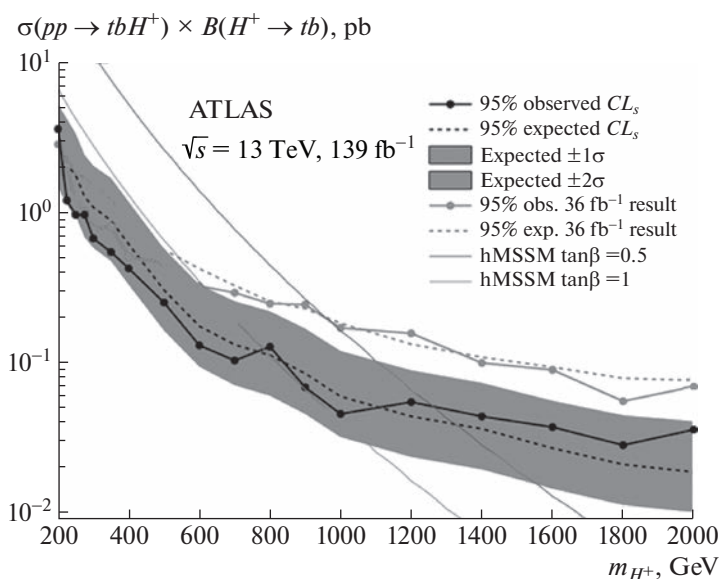


Рис. 12. Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы сечения, умноженного на брэнчинг, образования $H^+ \rightarrow tb$, ассоциированного с t - и b -кварком [48].

числялись соответствующие массы m_{12} и m_{34} пар с противоположными электрическими зарядами. В событиях с четырьмя лептонами одного аромата в анализ включались массы пар m_{14} и m_{23} . Вводились ограничения значений этих масс, исключались диапазоны, отвечающие распадам J/ψ -, ψ - и Υ -мезонов, Z -бозона, и ряд других ограничений. Для выделения распадов бозона Хиггса использовался интервал масс четырех лептонов $115 < m_{4l} < 130$ ГэВ, исключалась область массы Z -бозона, группы событий различались по типам парных масс и соотношений между их величинами.

Полученные верхние пределы брэнчингов бозона Хиггса на пары $Z_d Z_d$ и aa в зависимости от массы бозона-медиатора в предположении, что бозон Хиггса образуется в процессе слияния глюонов и происходит прямой распад Z_d - и a -бозонов, приведены на рис. 10.

7. ПОИСК РЕЗОНАНСА В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ t -КВАРКОВ ($H + tb$)

Было показано, что многие модели новой физики предполагают большую связь новых полей с фермионами третьего поколения, рассмотрены состояния, включающие лептоны и струи адронов, тау-лептоны и b -кварки из фермионов третьего поколения. Большая интегральная светимость данных позволила провести анализ более сложных конечных состояний с несколькими тяжелыми объектами, например, включить в анализ распады t -кварков.

Одна из таких работ посвящена поиску заряженного бозона Хиггса H^+ [48]. Заряженные бозоны Хиггса присутствуют в нескольких расширениях Стандартной модели, где предполагается существование второго дублета [49–51] или триплетов [52–56] в скалярном секторе. В моделях с двумя хиггсовскими дублетами 2HDMs с сохранением СР-четности свойства бозона Хиггса зависят от его массы, угла смешивания α двух СР — четных состояний нейтральных бозонов Хиггса и отношения вакуумных средних двух хиггсовских дублетов $\tan\beta$. Поиск проведен для области масс H^+ выше массы топ-кварка и типом распада на t -кварк и b -кварк, имеющего наибольшую вероятность для таких масс. Диаграмма процесса показана на рис. 11.

В работе [48] рассматривались события с одним заряженным лептоном и струями, разделенные на классы в зависимости от количества струй в событии и струй, образованных b -кварками. Для разделения событий с распадом $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ и процессов Стандартной модели использовался метод многопеременного анализа MVA. Свидетельств существования бозона H^+ не найдено. Полученные верхние ограничения на сечение рождения H^+ с распадом на пару $t\bar{b}$ -кварков приведены на рис. 12. Видно, насколько снизились верхние границы сечений за счет увеличения интегральной светимости, использованной в анализе от 36 до 139 fb^{-1} . Показаны теоретические предсказания для этих сечений в моделях минимального расширения Стандартной модели hMSSM с параметрами $\tan\beta$, равными 0.5 и 1.

Оценки сечений при разных значениях массы H^+ получены методом нейронных сетей. На 95% уровне достоверности найденные в эксперименте численные значения верхней границы сечения рождения H^+ с последующим распадом $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ составляют 3.6 пбн при массе заряженного бозона Хиггса $m_{H^+} = 200$ ГэВ и 0.036 пбн при $m_{H^+} = 2$ ТэВ.

Проведенный анализ в рамках минимальной суперсимметричной модели hMSSM [49–52] и некоторых других вариантах MSSM показал, что значения параметра $\tan\beta$ от 0.5 до 2.1 исключены для интервала массы m_{H^+} от 200 до 1200 ГэВ и для немного меньшего интервала массы m_{H^+} от 200 до 750 ГэВ исключены значения $\tan\beta > 34$.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены результаты поиска новых резонансов в эксперименте ATLAS Большого адронного коллайдера при анализе полного объема взаимодействий протонов, собранных в период работы БАК с 2015 г. по 2018 г., соответствующего интегральной светимости 139 фбн^{-1} . Результаты не показали значимого избытка событий в какой-либо доступной области пространства масс частиц при разных методах поиска сигнала.

Анализ проводился для инвариантных масс пар струй, лептонов или тяжелых кварков t , b , а также для распадов уже открытого бозона Хиггса с массой 125 ГэВ. Следует отметить, что наряду с использованием большей статистики применялись новые методы анализа, в том числе с использованием многопеременного анализа и нейронных сетей.

Получены верхние границы сечений рождения новых резонансов. Помимо границ для инклюзивных процессов, получены ограничения параметров для ряда теоретических моделей новой физики. Значения верхних границ сечений достигают долей фемтобарн. Это показывает необходимость увеличения количества событий, чему способствует начало нового сеанса работы БАК в июле 2022 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ATLAS Collab., JINST **03**, S08003 (2008).
2. CMS Collab., JINST **03**, S08004 (2008).
3. ATLAS Collab., JHEP **2003**, 145 (2020); arXiv: 1910.08447.
4. M. V. Chizhov and G. Dvali, Phys. Lett. B **703**, 593 (2011); arXiv: 0908.0924 [hep-ph].
5. M. V. Chizhov, V. A. Bednyakov, and J. A. Budagov, Phys. At. Nucl. **75**, 90 (2012); arXiv: 1010.2648 [hep-ph].
6. G. Choudalakis, arXiv: 1101.0390 [physics.data-an].
7. ATLAS Collab., Phys. Rev. Lett. **121**, 081801 (2018); arXiv: 1804.03496.
8. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **96**, 052004 (2017); arXiv: 1703.09127.
9. U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, Int. J. Mod. Phys. A **02**, 1285 (1987).
10. U. Baur, M. Spira, and P. Zerwas, Phys. Rev. D **42**, 815 (1990).
11. P. Langacker, Rev. Mod. Phys. **81**, 1199 (2009); arXiv: 0801.1345 [hep-ph].
12. E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, and C. Quigg, Rev. Mod. Phys. **56**, 579 (1984); Rev. Mod. Phys. **58**, 1065 (Erratum) (1986).
13. G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989); Z. Phys. C **47**, 676 (Erratum) (1990).
14. J. Abdallah, H. Araujo, A. Arbey, A. Ashkenazi, A. Belyaev, J. Berger, C. Boehm, A. Boveia, A. Brennan, J. Brooke, O. Buchmueller, M. Buckley, G. Busoni, L. Calibbi, S. Chauhan, N. Daci, *et al.*, Phys. Dark Univ. **9–10**, 8 (2015); arXiv: 1506.03116 [hep-ph].
15. M. Fairbairn, J. Heal, F. Kahlhoefer, and P. Tunney, JHEP **1609**, 018 (2016); arXiv: 1605.07940 [hep-ph].
16. D. Abercrombie, N. Akchurin, E. Akilli, J. A. Maestre, B. Allen, B. A. Gonzalez, J. Andrea, A. Arbey, G. Azuelos, P. Azzi, M. Backović, Y. Bai, S. Banerjee, J. Beacham, A. Belyaev, A. Boveia, *et al.*, arXiv: 1507.00966 [hep-ex].
17. D. Gingrich, J. Phys. G **37**, 105008 (2010); arXiv: 0912.0826 [hep-ph].
18. X. Calmet, W. Gong, and S. Hsu, Phys. Lett. B **668**, 20 (2008); arXiv: 0806.4605 [hep-ph].
19. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999); hep-ph/9905221.
20. B. C. Allanach, K. Odagiri, M. J. Palmer, M. A. Parker, A. Sabetfakhri, and B. R. Webber, JHEP **0212**, 039 (2002); hep-ph/0211205.
21. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008); arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
22. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **106**, 032005 (2022); arXiv: 2203.00587.
23. ATLAS Collab., JHEP **2206**, 005 (2022); arXiv: 2203.01009.
24. ATLAS Collab. JHEP **2111**, 229 (2021); arXiv: 2107.06092.
25. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **101**, 052013 (2020); arXiv: 1911.12575.
26. ATLAS Collab., Eur. Phys. J. C **79**, 481 (2019); arXiv: 1902.03094.
27. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **99**, 072001 (2019); arXiv: 1811.07370.
28. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **99**, 01200 (2019); arXiv: 1808.03057 [hep-ex].
29. K. Jedamzik, Phys. Rev. D **74**, 103509 (2006); hep-ph/0604251.
30. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **101**, 012002 (2020); arXiv: 1909.02845 [hep-ex].
31. CMS Collab., Eur. Phys. J. C **79**, 421 (2019); arXiv: 1809.10733 [hep-ex].
32. И. А. Кочергин, Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та, № 3, 2130302 (2021).

33. D. Curtin and C. B. Verhaaren, JHEP **1512**, 072 (2015); arXiv: 1506.06141 [hep-ph].
34. S. Bock, R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, D. Zerwas, and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **694**, 44 (2010); arXiv: 1007.2645 [hep-ph].
35. M. J. Strassler and K. M. Zurek, Phys. Lett. B **651**, 374 (2007); hep-ph/0604261.
36. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **102**, 112006 (2020); arXiv: 2005.12236 [hep-ex].
37. ATLAS Collab., JHEP **1810**, 031 (2018); arXiv: 1806.07355 [hep-ex].
38. D. London and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **34**, 1530 (1986).
39. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **796**, 68 (2019); arXiv: 1903.06248.
40. ATLAS Collab., Phys. Rev. Lett. **125**, 051801 (2020); arXiv: 2002.12223.
41. G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, Phys. Rept. **516**, 1 (2012); arXiv: 1106.0034 [hep-ph].
42. P. Fayet, Phys. Lett. B **64**, 159 (1976).
43. P. Fayet, Phys. Lett. B **69**, 489 (1977).
44. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
45. ATLAS Collab., JHEP **2203**, 041 (2022); arXiv: 2110.13673.
46. D. Curtin, R. Essig, S. Gori, P. Jaiswal, A. Katz, T. Liu, Z. Liu, D. McKeen, J. Shelton, M. Strassler, Ze'ev Surujon, B. Tweedie, and Yi-Ming Zhong, Phys. Rev. D **90**, 075004 (2014); arXiv: 1312.4992 [hep-ph].
47. A. Belyaev, J. Pivarski, A. Safonov, S. Senkin, and A. Tatarinov, Phys. Rev. D **81**, 075021 (2010); arXiv: 1002.1956 [hep-ph].
48. ATLAS Collab., JHEP **2106**, 145 (2021); arXiv: 2102.10076.
49. T. D. Lee, Phys. Rev. D **8**, 1226 (1973).
50. K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu, and S. Takeshita, Prog. Theor. Phys. **68**, 927 (1982).
51. J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. D **67**, 075019 (2003); hep-ph/0207010.
52. A. Djouadi and J. Quevillon, JHEP **1310**, 028 (2013); arXiv: 1304.1787 [hep-ph].
53. T. P. Cheng and L.-F. Li, Phys. Rev. D **22**, 2860 (1980).
54. J. Schechter and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **22**, 2227 (1980).
55. G. Lazarides, Q. Shafi, and C. Wetterich, Nucl. Phys. B **181**, 287 (1981).
56. R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. D **23**, 165 (1981).

SEARCH FOR NEW RESONANCES IN pp INTERACTIONS AT 13 TeV

I. A. Kochergin¹⁾, L. N. Smirnova¹⁾

¹⁾*Faculty of Physics M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Review of the search for new resonances is presented in the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider using the data for the proton interactions at the collision energy 13 TeV, collected in the period of LHC operation 2015–2018 years.

НОВЫЕ БАЗОВЫЕ РАСТВОРИТЕЛИ ДЛЯ ЖИДКИХ ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ. СОЗДАНИЕ Nd-СОДЕРЖАЩИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ СМЕСИ СИНТИНА И ПСЕВДОКУМОЛА

© 2023 г. И. Р. Барабанов^{1),2)}, А. В. Вересникова^{1),2)}, А. А. Моисеева³⁾,
В. П. Моргалюк³⁾, Г. Я. Новикова^{1),2)*}, Е. А. Янович^{1),2)}

Поступила в редакцию 26.11.2022 г.; после доработки 26.11.2022 г.; принята к публикации 29.11.2022 г.

Рассматриваются новые базовые растворители синтина и ракетное топливо Т-6 для создания жидких органических сцинтилляторов. Измерена длина ослабления света этих растворителей (как полученных от производителя, так и после хроматографической очистки на Al_2O_3), а также относительный световыход сцинтилляторов, созданных на их основе. Методом хроматомасс-спектрометрии и УФ-спектрофотометрии определен химический состав синтина. На основе смеси синтина и псевдокумола создан Nd-содержащий сцинтиллятор (C_{Nd} 9 г/л) и измерен его световыход (LY 60%) по отношению к сцинтиллятору на основе линейного алкилбензола (ЛАБ).

DOI: 10.31857/S0044002723020034, EDN: RIFFIF

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для многих нейтринных экспериментов используются и разрабатываются новые жидкие органические сцинтилляторы (LS) [1–4], в том числе и элемент-содержащие [5–20].

Углеводородные растворители, составляющие основу любого LS, вместе с растворенными сцинтилляционными добавками являются активной детектирующей средой для нейтринных взаимодействий. Элементы, дополнительно вводимые в LS в виде тех или иных растворимых в нем соединений, расширяют возможности используемых LS.

Так, например, введение гадолиния в LS приводит к значительному увеличению эффективности регистрации антинейтрино за счет подавления фона благодаря высокому сечению захвата нейтронов на изотопах ^{157}Gd , ^{155}Gd . Измерение осцилляционных параметров с помощью реакторных антинейтрино в экспериментах Double Chooz [5], Daya Bay [6], RENO [7] показали надежность и эффективность Gd-содержащих жидких сцинтилляционных детекторов. Для поиска “стерильных” нейтрино в экспериментах NEOS [8], STEREO [9], Neutrino-4 [10] также используются Gd-LS. В

проекте iDREAM [11] разработан Gd-LS детектор для мониторинга антинейтринного реакторного излучения на АЭС.

Элемент-содержащие LS хорошо подходят также для поиска очень редких событий, таких как безнейтринный двойной бета-распад. В этом случае LS содержит в своем составе изотоп исследуемого элемента и в то же время является детектором для регистрации распада ядра. В эксперименте KamLANDZen [12] в сцинтилляторе непосредственно растворяется ^{136}Xe (обогащение 91%). В эксперименте SNO+ [1, 13] в сцинтиллятор вводится ^{136}Te (в составе натурального теллура, в котором его 34%). Введение в сцинтиллятор ^{96}Zr исследовалось в работах [14, 15]. Также многие работы были посвящены созданию Nd-содержащих LS [16–20], нацеленных на поиск распадов изотопа ^{150}Nd .

Для элемент-содержащих жидких органических сцинтилляторов, предназначенных для регистрации очень редких событий, особенно важен низкий уровень внутренней радиоактивности самого сцинтиллятора, пути достижения которого рассматриваются в работе [21], а также стабильность характеристик в течение длительного периода времени [22].

Стабильность характеристик сцинтиллятора во многом определяется выбором растворителя и влиянием на него растворенных соединений. В работе [22] показано, что карбоксилаты и β -дикетонаты

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

²⁾Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, Нальчик, Россия.

³⁾Институт элементоорганических соединений РАН им. А.Н. Несмеянова, Москва, Россия.

*E-mail: g-novikova@mail.ru

Таблица 1. Температурный режим анализа

Температура термостата колонок (начальная), °C	50.0
Температура узла ввода пробы, °C	250.0
Температура ионного источника, °C	200.0
Температура блока соединения ГХ и МС, °C	250.0
Скорость подъема температуры, °C	30.0
Температура термостата колонок (конечная), °C	290.0
Время выдержки, мин	5.00

гадолиния, которые используются для создания Gd-содержащих LS, могут являться катализаторами окисления алкилбензолов. Поэтому, если для создания сцинтилляторов с точки зрения высокого световыхода наилучшими растворителями являются алкилбензолы (ЛАБ, РС, РХЕ), то с точки зрения стабильности, вероятно, лучше в качестве основного растворителя использовать предельные углеводороды, которые практически не подвержены процессам окисления и, как правило, имеют высокую прозрачность. Для повышения световыхода в предельные углеводороды можно добавлять ароматические, как это было сделано, например, в эксперименте Double Chooz, где в качестве основного растворителя использовалась смесь, состоящая из 80% додекана и 20% РХЕ. Стабильность в этом эксперименте была выше, чем в аналогичных экспериментах Daya Bay [6], RENO [7], где в качестве растворителя использовался только ЛАБ.

Но в отличие от ЛАБа додекан растворитель дорогой, что затрудняет его применение в крупномасштабных экспериментах, поэтому следует рассмотреть другие растворители, также состоящие из предельных углеводородов и производимые в промышленных масштабах.

В работе [23] в качестве нового растворителя для LS предложен синтин, который в настоящее время широко используется в качестве карбюратора для газовой цементации стали. Важными преимуществами синтина являются высокая температура вспышки (100°C), высокая прозрачность, а также возможность получения синтина с более низким содержанием углерода ^{14}C (последнее будет зависеть от сырья, из которого синтезируют синтин).

Ранее на БНО ИЯИ РАН в качестве высокопрозрачного растворителя для создания сцинтилляторов большого объема был предложен растворитель “ракетное топливо Т-6”, который является

керосиновой фракцией нефти и, очевидно, состоит из предельных углеводов.

Настоящая работа посвящена исследованию свойств новых растворителей синтина (“компонент-реактив”) и ракетного топлива Т-6 (ООО “ЛЛК-Интернешнл” (Лукойл)), а также исследованию характеристик сцинтилляторов, созданных на их основе.

Кроме того, исследуется возможность использования синтина в смеси с псевдокумолем (РС) для создания Nd-содержащего жидкого органического сцинтиллятора.

2. ХРОМАТОМАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Нами было проведено исследование состава синтина (“компонент-реактив”) с использованием газового хроматома-спектрометра Shimadzu GCMS-QP2020 (Япония). Измерения были выполнены в Центре исследования строения молекул ИНЭОС РАН, Москва.

Хроматографическое разделение осуществлялось на капиллярной колонке SH-Rtx-5MS (диаметр 0.25 мм, длина 30 м, толщина фазы 0.25 мкм) с поперечно-сшитыми дифенил- (5%) и диметил- (95%) полисилоксанами. Диапазон определяемых масс — от m/z 50 до m/z 650, значение скорости сканирования составило 3333 а.е.м./с, метод ионизации — электронный удар, газ-носитель — гелий, детектор — электронный умножитель с конверсионным динодом; ввод проб осуществлялся с делением потока, использовался запрограммированный температурный режим согласно табл. 1, общий поток составлял 17 мл/мин.

Газовая хроматома-спектрометрия позволила установить состав синтина: его основу составляют шесть индивидуальных линейных углеводородов (хроматограмма приведена на рис. 1), отличающихся только длиной цепи и содержанием в смеси ($\omega\%$) (табл. 2).

В табл. 2 величина $\omega\%$ была посчитана в результате интегрирования пиков по полному ионному току (метод сглаживания — билатеральный), и, фактически, она равняется отношению площади пика к их сумме; SI — индекс селективности (величина, определяющая, насколько масс-спектр, полученный экспериментально, совпадает с библиотечными данными, встроенными в программное обеспечение данного прибора — библиотека данных NIST17.lib); CAS — уникальный численный идентификатор химических соединений, внесенных в реестр Chemical Abstracts Service (для удобства поиска вещества).

Таблица 2. Результаты анализа

№ пика	Время удерживания, мин	$\omega\%$	SI, %	CAS	Вещество
1	5.832	0.29	98	629-50-5	Тридекан $C_{13}H_{28}$
2	6.309	35.00	96	629-59-4	Тетрадекан $C_{14}H_{30}$
3	6.743	30.02	97	629-62-9	Пентадекан $C_{15}H_{32}$
4	7.152	23.18	98	544-76-3	Гексадекан $C_{16}H_{34}$
5	7.537	11.46	98	629-78-7	Гептадекан $C_{17}H_{36}$
6	7.903	0.05	96	593-45-3	Октадекан $C_{18}H_{38}$

Проведенное хроматомасс-спектрометрическое исследование позволило также выявить и некоторое количество примесных соединений. Хотя их относительное содержание ничтожно мало в сравнении с основными компонентами смеси и составляет менее 0.01%, а сами пики веществ выходят наравне с базовой линией прибора и совсем немного отличаются от “шума” (рис. 1), упомянуть о них необходимо вследствие их возможного влияния на физико-химические характеристики получаемого из синтина жидкого сцинтиллятора (примеси могут уменьшать световыход, снижать прозрачность растворителя и уменьшать стабильность смеси из-за возможных химических реакций, протекающих в массе растворителя и потенциально позволяющих быстрее подвергаться деградации основным компонентам синтина).

По-видимому, основными примесями являются следующие пять соединений, представленные в табл. 3 (точность определения в данных случаях сильно снижена, в сравнении с определением основных компонентов синтина, индекс селективности варьируется от 82 до 93%).

Таким образом, с помощью газовой хроматомасс-спектрометрии нами был установлен химический состав синтина и определено содержание компонентов смеси в %. Синтин представляет собой смесь алканов линейного строения C_{13} – C_{18} , которые элюируются через примерно одинаковые

промежутки времени в порядке увеличения числа атомов углерода в их молекулах. Основу смеси составляют углеводороды C_{14} – C_{16} , суммарное процентное содержание которых составляет более 88%. В смеси присутствуют также следовые количества примесей, способных непосредственно влиять на работу жидкого органического сцинтиллятора; показаны их предполагаемые формулы.

Используя данные табл. 2 (молярные массы найденных соединений и их процентное содержание), можно легко подсчитать среднюю молярную массу синтина (213.9 г/моль), а также общее количество атомов водорода в его составе, $N_H = 6.72 \times 10^{22}$ атомов/мл.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ РАСТВОРИТЕЛЕЙ НА СПЕКТРОФОТОМЕТРЕ

Для оценки прозрачности растворителей, предназначенных для создания LS, в лабораторной практике используется длина ослабления света (L) (расстояние, на котором интенсивность света уменьшается в e раз), которая рассчитывается при длинах волн в области, наиболее чувствительной для ФЭУ (обычно принято считать L для длин волн: 440, 430, 420 нм).

В нашей работе исследования проводились на двухлучевом спектрофотометре Perkin Elmer Lambda 35 с использованием кварцевых кювет длиной 10 см, при этом пустая кювета служила эталоном. Длина ослабления света (L) рассчитывалась по формуле:

$$L_{420} = 10/2.3(A_{420} - A_{\min}),$$

где L_{420} — длина ослабления света при 420 нм, d — длина прохождения света ($d = 10$ см), A_{420} — поглощение света при 420 нм, $A_{\min}$ — минимальное поглощение света.

Было исследовано также влияние сорбционной очистки с использованием Al_2O_3 (Aluminium Oxide

Таблица 3. Примеси в синтине

№ примеси	SI, %	Вещество	Брутто-формула
1	92	2,6,10-триметилдодекан	$C_{15}H_{32}$
2	86	10-метилнонадекан	$C_{20}H_{42}$
3	82	7-гексадеканаль	$C_{16}H_{30}O$
4	93	2-метилтетракозан	$C_{25}H_{52}$
5	88	Тетратетраконтан	$C_{44}H_{90}$

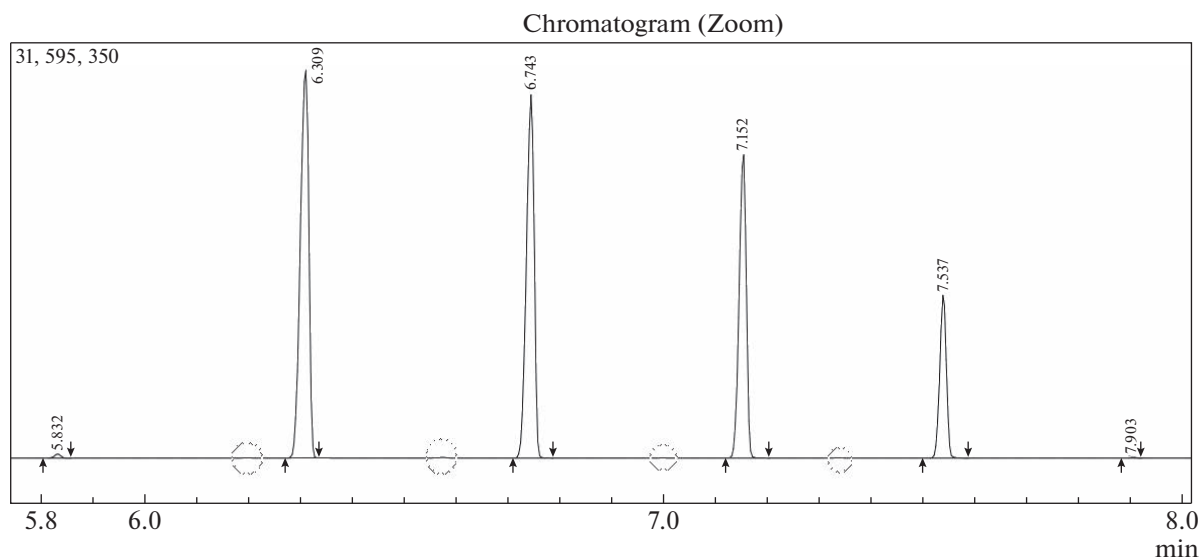


Рис. 1. Хроматограмма синтина (кружками обведены небольшие пики примесных соединений).

for Chromatography, ТУ 6-09-3916) на прозрачность растворителей.

Для хроматографической очистки использовались стеклянные колонки диаметром 3 см, с высотой слоя сорбента 12 см. Растворители через слой Al_2O_3 пропускались порциями, равными объему сорбента, помещенному в колонку. В случае первой порции часть растворителя остается на сорбенте и его объем значительно уменьшается.

В табл. 4 приводятся значения поглощения (A) и длины ослабления света (L) синтина и ракетного топлива Т-6 (как исходных, так и очищенных на Al_2O_3).

Из табл. 4 видно, что длины ослабления света у неочищенного синтина (“компонент-реактив”) и ракетного топлива Т-6 (Лукойл) при интересующих нас длинах волн (440, 430, 420 нм) одинаковы и равны 4.3 м при 440 нм, 3.3 м при 430 нм. (Несмотря на то, что исследуемый образец синтина был измерен спустя две недели после его производства, а Т-6 хранился много лет.)

После очистки на Al_2O_3 (при соотношении объемов растворителей и сорбента, равном 1 : 1) прозрачность обоих растворителей стала больше 20 м при всех интересующих нас длинах волн: 440, 430 и 420 нм.

На рис. 2 приводятся UV/VIS-спектры поглощения синтина, очищенного на оксиде алюминия (первая и вторая порции), и исходного синтина (“компонент-реактив”), а также ракетного топлива Т-6 (Лукойл), очищенного на оксиде алюминия (первая порция) и исходного. Спектры образцов приведены для 10 см кювет, измеренных по отношению к пустым кюветам.

Из рис. 2 видно, что максимумы поглощения в спектрах синтина смещены влево относительно максимумов в спектрах топлива Т-6. Однако синтин имеет также широкую полосу поглощения в области 200–280 нм, тогда как основными его компонентами, как было найдено с помощью хроматомасс-спектрометрического анализа, являются предельные углеводороды, полосы поглощения которых находятся в дальней ультрафиолетовой области при длинах волн < 200 нм [24, с. 99]. Чтобы понять, какие примеси в синтине дают полосу поглощения в области 200–280 нм, был проведен дополнительный спектрофотометрический анализ синтина.

4. УФ-СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СИНТИНА

УФ-спектрофотометрический анализ синтина показал, что в синтине в качестве примесей содержится также небольшое количество бензола или его производных.

На рис. 3 представлены UV/VIS-спектры поглощения синтина в гексане, зарегистрированные в 1 см кюветах по отношению к чистому гексану (для спектроскопии, СТП ТУ СОМР 2-010-06) при разных объемных долях синтина в гексане от 0.2 до 1.

Из UV/VIS-спектров поглощения синтина (рис. 3) видно, что в нем присутствуют примеси производных бензола, так как известно [24, с. 139], что в спектре поглощения бензола наблюдаются три полосы поглощения, две из которых, имеющие высокую интенсивность, лежат в дальнем ультрафиолете (180 и 203 нм), а одна слабая полоса с ярко выраженной тонкой структурой

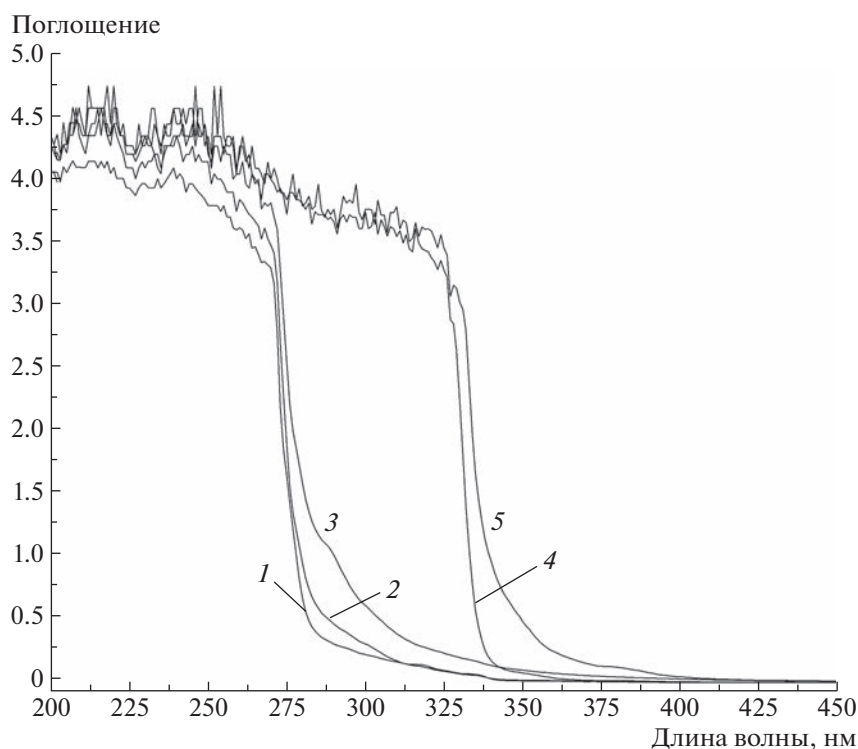


Рис. 2. UV/VIS-спектры поглощения синтина и ракетного топлива Т-6: 1 — синтин после очистки на Al_2O_3 (первая порция), 2 — синтин после очистки на Al_2O_3 (первая порция), 3 — синтин исходный, 4 — ракетное топливо Т-6 после очистки на Al_2O_3 (1 порция), 5 — ракетное топливо Т-6 до очистки.

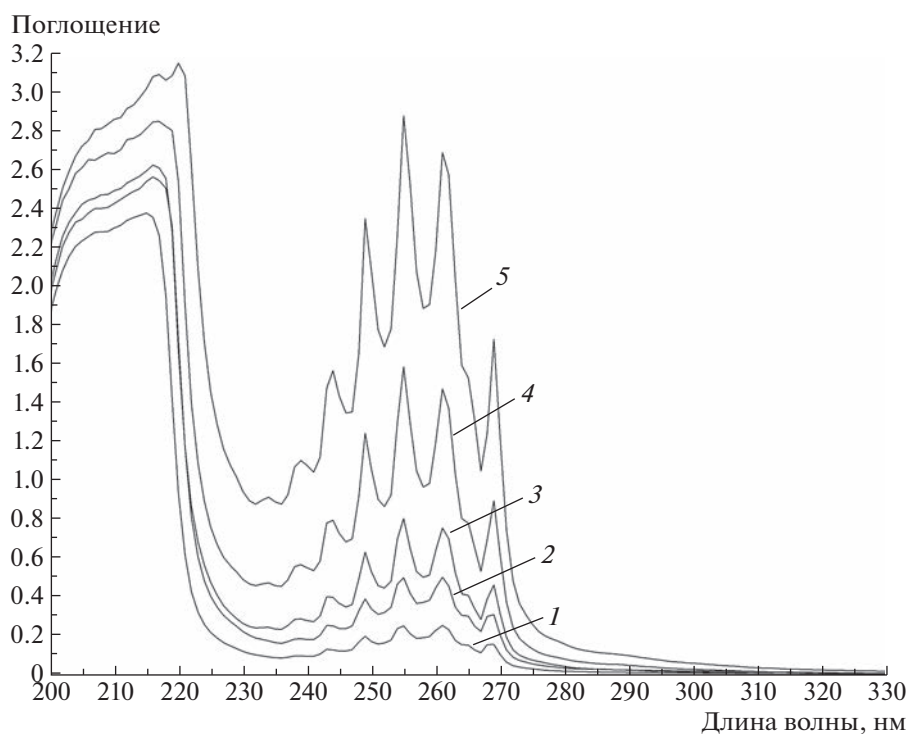


Рис. 3. UV/VIS-спектры поглощения синтина в гексане при разных объемных долях синтина ($R = V_{\text{синтина}}/V_{\text{общий}}$): 1 — $R = 0.20$, 2 — $R = 0.25$, 3 — $R = 0.33$, 4 — $R = 0.50$, 5 — $R = 1.0$.

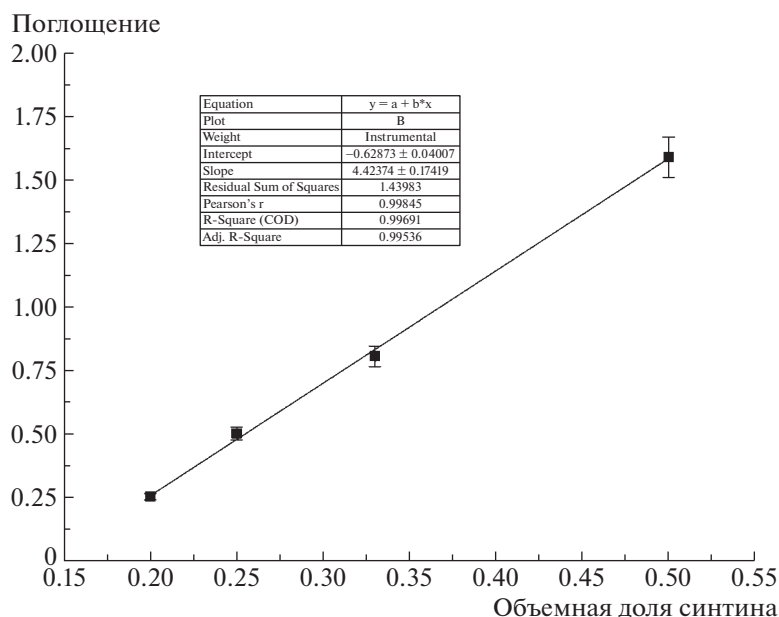


Рис. 4. Поглощение света в зависимости от объемной доли синтина в его растворе с гексаном.

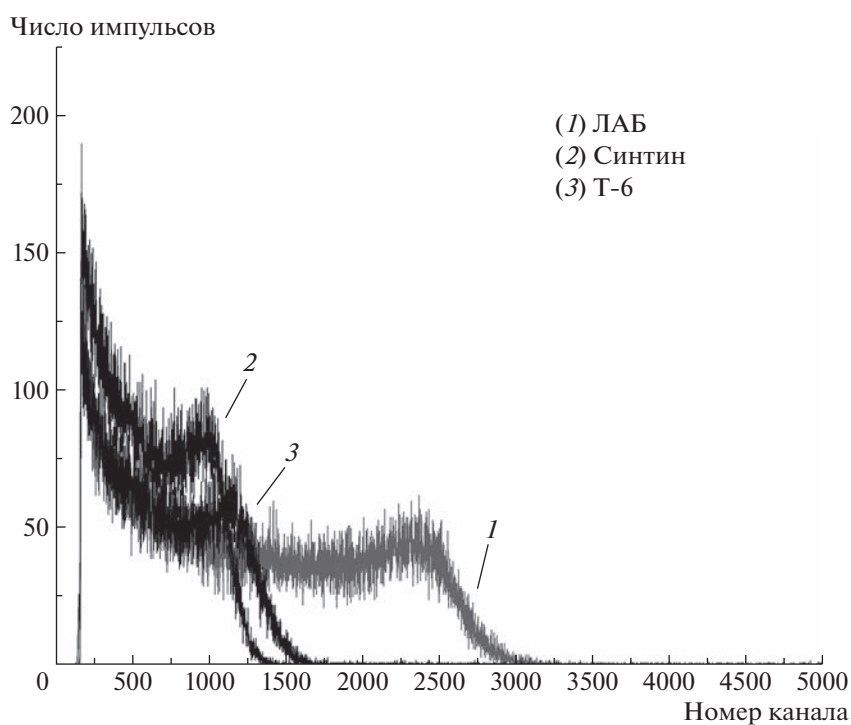


Рис. 5. Амплитудные спектры от ^{137}Cs (662 кэВ) в сцинтилляторах с РРО (3 г/л) на основе: 1 — ЛАБа, 2 — синтина, 3 — ракетного топлива Т-6.

(так называемая бензольная гребенка) лежит в ближнем УФ — с максимумом при 255 нм. Эти три полосы сохраняются в спектрах всех производных бензола. Полосу поглощения при 180 нм на обычных спектрофотометрах с использованием кварцевых кювет увидеть невозможно, но две

остальные на нашем рисунке видны очень ясно, причем, в нашем случае максимум в ближнем УФ — также находится при 255 нм.

На рис. 4 представлена зависимость поглощения света в максимуме при 255 нм от объемной доли синтина в гексане.

Таблица 4. Поглощение (A) и длина ослабления света (L) синтина и ракетного топлива Т-6

№	Образец	$A_{\min}$	A_{440}	A_{430}	A_{420}	$L_{440}, \text{м}$	$L_{430}, \text{м}$	$L_{420}, \text{м}$
2837	Синтин 1 порц.	−0.0284	−0.0280	−0.0276	−0.0275	>20	>20	>20
2836	Синтин 2 порц.	−0.0281	−0.0272	−0.0268	−0.0264	>20	>20	>20
2835	Синтин исход.	−0.0269	−0.0169	−0.0138	−0.0104	4.3	3.3	2.6
2820	Т-6 1 порц.	−0.0317	−0.0315	−0.0311	−0.0202	>20	>20	>20
2823	Т-6-исход.	−0.0263	−0.0162	−0.0130	−0.0092	4.3	3.3	2.5

Из рис. 4 видно, что зависимость поглощения света от концентрации производных бензола в синтине (которая пропорциональна объемной доли синтина) представляет из себя прямую линию, т.е. подчиняется закону Бера. Откуда, используя коэффициент экстинкции бензола из литературных данных ($\epsilon_{255} = 200 \text{ л/моль см}$), можно легко подсчитать концентрацию бензола (или его производных) в самом синтине. Концентрация бензола или его производных в синтине оказалась равной $C = 0.011 \text{ моль/л}$.

Поскольку мы не знаем, какие именно производные бензола содержатся в синтине, было также проверено, уменьшается ли содержание их после хроматографической очистки синтина с использованием в качестве сорбента Al_2O_3 (Aluminium Oxide for Chromatography, ТУ 6-09-3916).

Оказалось, что после очистки синтина на Al_2O_3 поглощение света при 255 нм уменьшается незначительно, т.е. в синтине в основном присутствуют неполярные производные бензола, по-видимому, алкилбензолы, не сорбирующиеся на Al_2O_3 .

5. ИЗМЕРЕНИЕ СВЕТОВЫХОДА СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ НОВЫХ РАСТВОРИТЕЛЕЙ

Основной характеристикой любого сцинтиллятора является световыход (количество фотонов на единицу поглощенной энергии). При исследовании новых сцинтилляторов распространенной практикой является сравнение их световыходов со световыходами известных сцинтилляторов.

В настоящей работе световыход сцинтиллятора измерялся с помощью радиоактивного источника

Таблица 5. Световыход сцинтилляторов (LY) с РРО (3 г/л)

Растворитель	ЛАБ, %	Т-6, %	Синтин, %	Синтин продукт аргоном, %
LY	100	51	44	56

^{137}Cs по методике, описанной ранее [19]. В представленных результатах использовалась относительная величина световыхода — т.е. процентное отношение световыхода сцинтиллятора по отношению к эталонному образцу (ЛАБ + РРО (3 г/л)). На рис. 5 представлены амплитудные спектры комптоновского рассеяния гамма-квантов от радиоактивного источника ^{137}Cs (662 кэВ), полученные с использованием образцов сцинтиллятора на основе ЛАБа, ракетного топлива Т-6 (Лукойл) и синтина (“компонент-реактив”). В каждом сцинтилляторе в качестве сцинтилляционной добавки использовался 2,5-дифенилоксазол (РРО) с концентрацией 3 г/л. Все растворители были очищены на Al_2O_3 при соотношении объемов сорбента и растворителя 1 : 1.

Обработка спектра позволяет определить параметр, по которому делается оценка световыхода (LY) — это номер канала анализатора (пропорциональный амплитуде сигнала), соответствующий половине высоты комптоновского края спектра. Световыход сцинтиллятора на основе ЛАБа принимался за 100%. Полученные результаты представлены в табл. 5.

Из табл. 5 видно, что световыход сцинтиллятора на основе ракетного топлива и синтина почти в 2 раза ниже, чем у сцинтиллятора на основе ЛАБа. Продувка сцинтиллятора (на основе синтина) аргоном увеличивает его световыход с 44% до 56%, т.е. практически на 21%.

Меньший световыход сцинтилляторов на основе синтина и ракетного топлива Т-6 по сравнению со сцинтиллятором на основе ЛАБа можно объяснить тем, что в их составе гораздо меньше ароматических углеводородов, чем в ЛАБе. В табл. 6 представлены характеристики известных растворителей, используемых в LS, а также новых (синтина и ракетного топлива), исследованных в настоящей работе. Световыход сцинтиллятора (LY), приготовленного на их основе, приводится в процентах по отношению к сцинтиллятору на основе РС.

Из табл. 6 видно, что существует некоторая корреляция между молярной концентрацией ароматических углеводородов в растворителе (C_M аромат.)

Таблица 6. Характеристики растворителей и сцинтилляторов на их основе

Растворитель	d , г/мл	n^{20}	Число атомов Н на мл	$T_{\text{всп}}$, °С	LY, %	C_M аромат. моль/л
РС	0.879	1.504	5.35×10^{22}	48	100	7.3
DIN*	0.96	—	5.45×10^{22}	>140	87	9.0
PXE*	0.985	—	5.08×10^{22}	167	87	9.4
РСН*	0.95	1.526	5.71×10^{22}	99	46	5.9
ЛАВ	0.856	1.482	6.31×10^{22}	130	75	3.5
Додекан	0.75	1.422	6.89×10^{22}	71	40	—
Т-6	0.84	—	—	62	38	—
МО*	0.85	1.46	$(6.73-8.00) \times 10^{22}$	215	33	—
Синтин	0.74	—	6.72×10^{22}	100	33	0.01

*РСН — фенилциклогексан, DIN — диизопропропилнафталин, PXE — 1.1-фенилксилилэтан, МО — минеральное масло ($C_{24}-C_{28}$), синтин ($C_{13}-C_{17}$).

и световыходом сцинтиллятора (LY), хотя, очевидно, влияют и другие факторы, в их числе структура ароматических углеводородов.

Молярная концентрация ароматических соединений в ЛАБе, исходя из его плотности (0.856 г/мл) и средней молярной массы алкилбензолов (242.14 г/моль [25]) составляет $C_M = 3.5$ моль/л, в то время как у РС ($d = 0.879$ г/мл, $M = 120.18$ г/моль) молярная концентрация составляет $C_M = 7.3$ моль/л. В отличие от РС, в молекулах ЛАБ фенильные остатки присоединены к внутренним атомам углерода углеводородов линейного строения ($C_{10}-C_{13}$), что приводит к увеличению его прозрачности по сравнению с РС. (т.е. ЛАБ ведет себя как РС, разбавленный, например, додеканом: прозрачность в этом случае увеличивается, но световыход уменьшается.)

Из табл. 6 видно также, что все сцинтилляторы, основанные на растворителях, имеющих в своем составе только предельные углеводороды, имеют низкий световыход: от 33% (МО, синтин) до 40% (додекан).

Однако такие сцинтилляторы имеют одно важное преимущество — они обладают высокой прозрачностью и стабильностью, так как предельные углеводороды не подвержены процессам окисления, что может наблюдаться, например, при использовании в качестве растворителей алкилбензолов [22, 26]. (Преимуществом синтина по сравнению с ракетным топливом Т-6 при прочих практически равных характеристиках является его более высокая температура вспышки.)

Чтобы повысить световыход сцинтилляторов на основе предельных углеводородов, можно добавлять в их состав ароматические углеводороды, как

было сделано, например, в эксперименте Double Chooz, где в качестве основных растворителей использовался додекан 80% и PXE (20%) [5] или KamLAND [12], в котором растворителем служит смесь додекана (80%) и РС (20%).

6. ИССЛЕДОВАНИЕ Nd-СОДЕРЖАЩИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ СИНТИНА И ЛАБ

Для исследования возможности использования синтина для создания Nd-содержащего сцинтиллятора был приготовлен концентрат трис-(3,5,5-триметилгексоаната) неодима в псевдокумол с концентрацией по неодиму 62 г/л.

Концентрат неодима готовился по методике, разработанной нами ранее для создания Gd-LS [27]. (Концентрация неодима в концентрате определялась методом комплексонометрического титрования (с ЭДТА) с применением ацетатного буферного раствора ($pH = 5.8$) и индикатора ксиленолового оранжевого. Предварительно проводилась реэкстракция неодима 3М раствором азотной кислоты.)

Далее концентрат неодима в РС использовался для приготовления Nd-содержащих сцинтилляторов на основе синтина и для сравнения на основе ЛАБа. Объем основного растворителя составлял 85% от общего объема сцинтиллятора, а объем концентрата в РС соответственно 15%. Концентрация неодима в сцинтилляторе составила 9 г/л. В каждый сцинтиллятор добавлялась сцинтилляционная добавка РРО из расчета 3 г/л. Световыход исследуемых Nd-LS измерялся по той

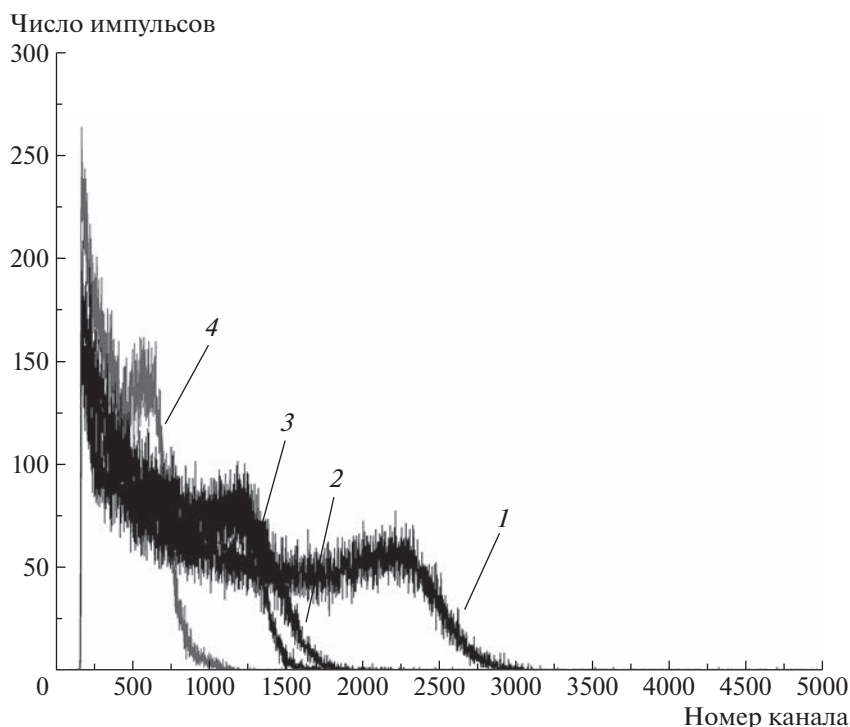


Рис. 6. Амплитудные спектры от ^{137}Cs (662 кэВ) в сцинтилляторах с РРО (3 г/л) на основе: 1 — ЛАБ, 2 — (ЛАБ 85% + РС 15%), $C_{\text{Nd}} = 9$ г/л, 3 — (синтин 85% + РС 15%), $C_{\text{Nd}} = 9$ г/л, 4 — концентрат Nd в РС ($C_{\text{Nd}} = 62$ г/л).

же методике, которая описана выше. Амплитудные спектры от ^{137}Cs (662 кэВ) в полученных неодим-содержащих сцинтилляторах представлены на рис. 6.

Из рис. 6 видно, что амплитудные спектры Nd—LS на основе синтина и на основе ЛАБ, приготовленные с использованием одного и того же концентрата неодима в РС, близки друг к другу. В табл. 7 даны значения световыходов Nd—LS, вычисленные по отношению к сцинтиллятору на основе чистого ЛАБ с той же концентрацией РРО.

Из табл. 7 видно, что световыход Nd—LS на основе ЛАБа и синтина с добавкой концентрата неодима в РС, имеют близкие и довольно высокие значения (63 и 60% соответственно при концентрации неодима 9 г/л).

Таким образом, было показано, что синтин (“компонент-реактив”) с добавлением ароматических углеводородов типа РС может быть ис-

пользован в качестве основного растворителя для приготовления Nd—LS. Однако для определения стабильности Nd—LS (ухудшения его характеристик со временем) и нахождения оптимального процентного соотношения между синтином и ароматическим углеводородом требуются дальнейшие исследования.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект FZZR-2022-0004.

В работе использовано научное оборудование Центра исследования строения молекул ФГБУН “Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова РАН” (ИНЭОС РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. Tam for the SNO+ Collab., arXiv: 2211.05538v1 [hep-ex].
2. Yu. M. Malyshkin, A. N. Fazliakhmetov, A. M. Gagnapshv, V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova, M. M. Kochkarov, V. V. Kazalov, D. Yu. Kudrin, V. V. Kuzminov, B. K. Lubsandorzhiev, G. Ya. Novikova, V. B. Petkov, A. A. Shikhin, A. Yu. Sidorenkov, N. A. Ushakov, E. P. Veretenkin, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **951**, 162920 (2020).
3. The JUNO Collab., arXiv: 2103.16900v1 [physics.ins-det].
4. Borexino Collab. (M. Agostini *et al.*), Nature **562**, 505 (2018); <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0624-y>

Таблица 7. Световыход (LY) Nd-сцинтилляторов с РРО (3 г/л)

Сцинтиллятор	ЛАБ, %	Nd (9 г/л) LAB + PC, %	Nd (9 г/л) Синтин + PC, %	Nd (62 г/л) Концентрат в РС, %
LY	100	63	60	32

5. H. De Kerret (Double Chooz Collab.), *Nature Phys.* **16**, 558 (2020).
6. W. Beriguete, J. Cao, Y. Ding, S. Hans, K. M. Heeger, L. Hu, A. Huang, K. Luk, I. Nemchenok, M. Qi, R. Rosero, H. Sun, R. Wang, Y. Wang, L. Wen, Y. Yang, M. Yeh, Z. Zhang, and L. Zhou, *Nucl. Instrum. Methods A* **763**, 82 (2014); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.119>
7. RENO Collab. (H. S. Kim *et al.*), *Part. Phys. Pros.* **265–266**, 93 (2015).
8. NEOS Collab. (Y. J. Ko, B. R. Kim, J. Y. Kim, B. Y. Han, C. H. Jang, E. J. Jeon, K. K. Joo, H. J. Kim, H. S. Kim, Y. D. Kim, J. Lee, J. Y. Lee, M. H. Lee, Y. M. Oh, H. K. Park, H. S. Park, *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 121802 (2017).
9. C. Buck, B. Gramlich, M. Lindner, *et al.*, *JINST* **14**, P01027 (2019).
10. A. P. Serebrov and R. M. Samoilov, *JETP Lett.* **112**, 199 (2020).
11. A. Abramov, A. Chepurnov, A. Etenko, M. Gromov, A. Konstantinov, D. Kuznetsov, E. Litvinovich, G. Lukyanchenko, I. Machulin, A. Murchenko, A. Nemeryuk, R. Nugmanov, B. Obinyakov, A. Oralbaev, A. Rastimeshin, M. Skorokhvatov, *et al.*, arXiv: 2112.09372 [physics.ins-det]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.09372>
12. A. Gando *et al.* (KamLAND Collab.), *Phys. Rev. C* **92**, 055808 (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055808>
13. SNO+ Collab. (M. R. Anderson *et al.*), arXiv: 2011.12924v2 [physics.ins-det].
14. L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, E. A. Yanovich, *et al.*, *Russ. J. Inorg. Chem.* **66**, 421 (2021); <https://doi.org/10.1134/S0036023621030037>
15. I. Fucuda, S. Hizaide, I. Ogawa, *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1468**, 012139 (2020); <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012139>
16. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, A. V. Veresnikova, *et al.*, *Phys. Part. Nucl.* **82**, 89 (2019); <https://doi.org/10.1134/S1063778819020029>
17. L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, E. A. Yanovich, *et al.*, *Russ. J. Inorg. Chem.* **63**, 1564 (2018); <https://doi.org/10.1134/S0036023618120045>
18. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, and E. A. Yanovich, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **15**, 630 (2018).
19. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, G. Ya. Novikova, and E. A. Yanovich, *Instrum. Exp. Tech.* **60**, 533 (2017); <https://doi.org/10.1134/S0020441217030162>
20. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, С. Cattadori, Н. А. Данилов, А. Di Vacri, A. Ianni, S. Nisi, Г. Я. Новикова, F. Ortica, A. Romani, C. Salvo, О. Ю. Смирнов, Е. А. Янович, ПТЭ, № 5, 37 (2012) [*Instrum. Exp. Tech.* **55**, 545 (2012)].
21. E. P. Veretenkin, V. N. Gavrin, B. A. Komarov, Yu. P. Kozlova, A. D. Lukanov, V. P. Morgalyuk, A. M. Nemeryuk, and G. Ya. Novikova, *Phys. At. Nucl.* **85**, 588 (2022).
22. G. Ya. Novikova, M. V. Solovyova, and E. A. Yanovich, *Phys. At. Nucl.* **83**, 75 (2020).
23. А. М. Пшуков, Ш. И. Умеров, Препринт ИЯИ РАН 1442/2019 (Москва, 2019).
24. О. В. Свердлова, *Электронные спектры в органической химии* (Изд-во Химия, Москва, 1973).
25. Л. Б. Безруков, Н. И. Бакулина, Н. С. Иконников, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, А. С. Чепурнов, Препринт ИЯИ РАН № 1382/2014 (Москва, 2014).
26. Н. И. Бакулина, Г. Я. Новикова, А. С. Редчин, Т. В. Бухаркина, С. В. Вержичинская, М. Г. Макаров, В. В. Зинченко, И. Ю. Кузнецов, *Хим. пром. сегодня*, № 3, 38 (2018).
27. Г. Я. Новикова, Н. И. Бакулина, А. В. Вологжанина, Б. В. Локшин, В. П. Моргалюк, *ЖНХ* **61**, 270 (2016) [*Russ. J. Inorg. Chem.* **61**, 257 (2016)].

NEW BASIC SOLVENTS FOR LIQUID ORGANIC SCINTILLATORS. DEVELOPMENT OF Nd-LOADING SCINTILLATORS BASED ON SYNTHINE AND PSEUDOCUMENE

**I. R. Barabanov^{1,2)}, A. V. Veresnikova^{1,2)}, A. A. Moiseeva³⁾, V. P. Morgalyuk³⁾,
G. Ya. Novikova^{1,2)}, E. A. Yanovich^{1,2)}**

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

²⁾*Kabardino-Balkarian State University named after H. M. Berbekov, Nalchik, Russia*

³⁾*A. N. Nesmeyanov Institute of Organoelement Compounds of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

New base solvents synthine and T-6 propellant are being researched to create liquid organic scintillators. The light attenuation length of these solvents (both obtained from the manufacturer and after chromatographic purification on Al₂O₃) was measured, as well as the relative light yield of scintillators based on them. The chemical composition of synthine was determined by the method of chromatomass spectrometry and UV spectrophotometry. Based on a mixture of synthine and pseudocumene, an Nd-loaded scintillator ($C_{Nd} = 9$ g/l) was produced and its light yield ($LY = 60\%$) was measured relative to a scintillator based on linear alkylbenzene (LAB).

СТРУКТУРЫ МАТРИЦ СЛАБОГО СМЕШИВАНИЯ КАК СЛЕДСТВИЕ НАРУШЕННОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

© 2023 г. И. Т. Дятлов^{1)*}

Поступила в редакцию 04.10.2022 г.; после доработки 07.11.2022 г.; принята к публикации 09.11.2022 г.

Представлена модель нарушения симметрии системы, которая может спонтанно выбирать левый или правый характер слабого тока. При иерархической структуре спектра масс фермионов такая зеркально-симметричная система позволяет воспроизвести все качественные свойства матриц слабого смешивания и кварков (матрица СКМ), и лептонов (матрица РМНС), причем без дополнительного численного подбора параметров модели. Иерархия матричных элементов СКМ прямо связывается с иерархическим спектром масс поколений кварков. Качественные свойства матрицы РМНС возникают при инверсном характере спектра (m_3 — наименьшая масса) и дираковской природе нейтрино СМ. Сравнительная малость угла смешивания нейтрино θ_{13} обусловлена здесь малостью m_3 и малостью отношений масс заряженных лептонов m_e/m_μ .

DOI: 10.31857/S004400272302006X, EDN: RIRHON

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение многих лет считалось невозможным физическими методами фиксировать, в какой системе координат (левой (L) или правой (R)) рассматривается то или иное явление. Несохранение пространственной четности предоставило такую возможность. Сказать, что большее число электронов при распаде радиоактивных ядер летит по направлению магнитного поля, значит определить направление аксиального вектора напряженности этого поля и тем самым характер системы координат, в которой явление рассматривается.

В отличие от выбора точки начала координат и направления осей в пространстве выбор L - или R -характера системы координат можно однозначно закрепить физическим основанием благодаря несохранению четности. Такая ситуация казалась неприемлемой уже первооткрывателям — Ли и Янгу [1]. Они сразу же [2] предложили модель системы, устраняющей парадокс, дополнив наблюдаемую систему частиц (на современном языке — систему Стандартной модели (СМ)) тождественной системой тяжелых (поэтому еще не открытых) аналогов с противоположными слабыми свойствами ($L \leftrightarrow R$). Позднее такие объекты получили название “зеркальные частицы”.

Экспериментальные попытки их обнаружить и теоретические предложения разных вариантов идеи Ли и Янга не прерывались (см. обзоры [3,

4]) и продолжаются до настоящего времени [5, 6]. Значительное число работ, разнообразие подходов к проблеме указывают на неудовлетворенность ситуацией с прямым несохранением четности, несмотря на успешность и согласованность СМ, где это несохранение прямо включено в ее структуру.

Основная задача существующих работ по моделям зеркальных частиц — экспериментальные возможности их обнаружения и влияния на эффекты СМ [7, 8]. Практически нет работ, которые бы объясняли наблюдаемые свойства частиц СМ участием зеркального мира. В настоящей работе представлена попытка показать, что качественная структура матриц слабого смешивания (МСС) и кварков, и лептонов может объясняться именно существованием очень тяжелых зеркальных частиц. Причем качественные свойства МСС основываются исключительно на качественных же свойствах системы частиц СМ — иерархическом характере спектра масс фермионов и нарушенной группы слабой симметрии $SU(2)$, положенной в основу слабых взаимодействий в СМ.

Иерархии фермионных масс поколений имеют важнейшее значение. Они задают иерархическую структуру недиагональных элементов МСС кварков и способны обеспечить возникновение отличной формы МСС лептонов. И все это без дополнительного подбора величин констант модели. Точное качественное соответствие с формой МСС не зависит от числа используемых параметров, их величин и комплексностей.

Во многих работах пытались связать иерархический характер спектра с МСС кварков [9] и

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: dyatlov@thd.pnpi.spb.ru

изобрести динамику его возникновения (см. [10] и литературу к этим обзорам). В настоящей работе, приняв существования иерархического спектра, подтверждаем его основополагающую роль в создании специфических качественных форм МСС кварков и лептонов. В то же время сами зеркальные фермионы должны быть много тяжелее фермионов СМ. Это одно из условий возникновения правильных структур — масс частиц СМ и их МСС.

Представляется, что именно такая система ответственна бы экспериментальному отсутствию и исключительной малости влияния зеркальных частиц на эффекты СМ и физику вне ее.

В работе [11] было замечено, что представление массовой матрицы суммой сепарабельных матриц с иерархией величин членов суммы не только приводит к иерархическому спектру масс, но и позволяет легко воспроизвести качественные черты МСС кварков (матрицы СКМ) как следствие одной только слабой $SU(2)$ симметрии без подбора величин параметров.

Сепарабельность означает отделение начального состояния системы от конечного переходом через некоторое промежуточное состояние. Промежуточное состояние только массой отличается от начального и конечного, сохраняя их квантовые числа. Это и есть зеркальные частицы, так как прямой скалярный переход фермиона в другой фермион означает $R \leftrightarrow L$. При этом промежуточные состояния должны иметь массу, много большую начальных и конечных масс, чтобы в пропагаторах, описывающих процесс (рис. 1), можно было пренебрегать импульсами. Переходы (рис. 1а) из частиц СМ в тяжелые зеркальные состояния определяются массовыми параметрами A , B -фермионов до нарушения зеркальной симметрии (ЗС) (формула (3), см. ниже), поэтому зеркальный механизм оказывается более простым, чем переход с введением юкавских связей и вакуумных средних скаляров [10] (рис. 1б).

Формулы масс легких кварков и лептонов (соответствующих состояниям СМ) описываются тогда выражениями, аналогичными формулам see-saw-механизма [12]. Они возникают в результате спонтанного нарушения первоначальной ЗС. Большие массы зеркальных частиц играют роль больших майорановских масс see-saw. Дираковские массы заменяются на параметры A , B -масс фермионов в первоначальном ненарушенном ЗС-лагранжиане.

В ряде работ автор развивал эту идею [13]. Применение ее к кваркам и заряженным лептонам требует выполнения только воспроизведения качественных условий — очень больших масс зеркальных частиц и слабой $SU(2)$ -симметрии полной ЗС-модели. Ошибка относительно возможности построения легких дираковских нейтрино при

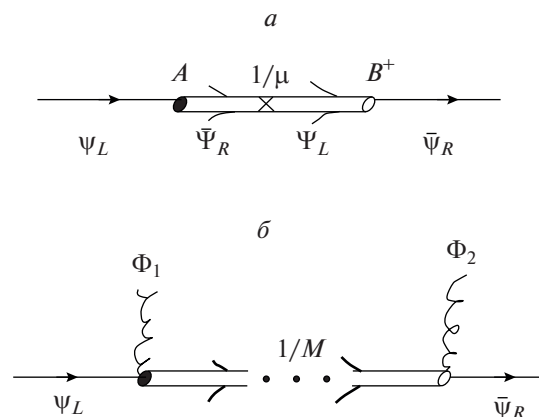


Рис. 1. Механизм образования масс фермионов в настоящей работе (а) и в [10, 21] (б), ϕ_i — “хиггсовские вакуумные средние”.

обычном механизме see-saw (с тяжелыми майорановскими массами) приводит в [13] к неправильным выводам (третья ссылка в [13] — исправление ошибки); легкие нейтрино тогда тоже оказываются майорановскими. Без дополнительных, ниоткуда не следующих условий на константы, связывающие легкие и тяжелые частицы, воспроизведение свойств лептонной МСС (матрицы PMNS) оказывается здесь невозможным при любом характере спектра нейтрино. При майорановской природе нейтрино в ЗС-модели не найти убедительный качественный принцип возникновения невыразительных свойств матрицы PMNS.

Модель нарушения ЗС настоящей работы трактует систему нейтрино в полной аналогии с системой кварков и заряженных лептонов, т.е. нейтрино также считаются дираковскими. В ЗС-лагранжиане отсутствуют майорановские члены. Массы нейтрино становятся малыми при очень больших массах их зеркальных партнеров. Только при инверсном спектре и дираковском характере нейтрино система качественно воспроизводит не только малые²⁾ массы нейтрино, но и наблюдаемую структуру матрицы PMNS прямо без дополнительных подборов констант модели. Так же естественно возникает и находит объяснение сравнительная малость синуса угла смешивания нейтринных флейворов $\sin \theta_{13}$ — единственной выделяющейся черты матрицы PMNS [15].

Вывод выражений для обеих МСС есть основное содержание настоящей статьи. Дополнительные проблемы, связанные с использованием ЗС-механизмов, обсуждаются в предыдущих работах автора и кратко в Заключение. В разд. 2

²⁾В работе [14] представлена современная экспериментальная ситуация по определению характера спектра нейтрино.

представлена общая схема введения ЗС. Раздел 3 представляет примерную схему нарушения ЗС, построенную в полной аналогии с нарушением слабой симметрии в СМ. В разд. 4 получена массовая матрица системы кварков и соответствующая МСС. В разд. 5 проводится анализ условий появления в выбранном сценарии качественно близкой к наблюдаемой МСС лептонов. Приложение 1 представляет общий вывод массовой матрицы модели и возможных здесь МСС. В Приложении 2 предложена гипотеза не зависящей от характера взаимодействий причины появления иерархического спектра масс поколений всех фермионов.

2. ЗЕРКАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ

В работах [11, 13] понимание ЗС предполагает полную тождественность R - и L -систем до нарушения симметрии. Такое понимание отличается от иных зеркальных систем, представленных в литературе [3–7], где R - и L -системы порой имеют разные взаимодействия, разные представления разных групп, различные R -, L -векторные бозоны и даже фотоны. С нашей точки зрения, тождественные системы наиболее соответствуют первоначальной идее Ли и Янга [2]. Различие только слабых свойств ($R \leftrightarrow L$) и после нарушения ЗС положено в основу предлагаемой модели.

В ЗС-системе лагранжиан зависит лишь от полных дираковских операторов:

$$\begin{aligned}\Psi_{LR} &= \psi_L + \Psi_R \quad (T_W = 1/2), \\ \Psi_{RL} &= \psi_R + \Psi_L \quad (T_W = 0),\end{aligned}\quad (1)$$

— дублетов и синглетов слабого изоспина T_W . В (1) мы опустили все другие квантовые числа: флейворы $\bar{u}$ (up) и $\bar{d}$ (down), индексы поколений n , $n' = 1, 2, 3$ и др. Формула (1) представляет массивные дираковские фермионы — кварки и лептоны.

Зеркальным преобразованием называем тождественную операцию, заведомо оставляющую лагранжиан инвариантным:

$$R \leftrightarrow L, \quad \psi \leftrightarrow \Psi. \quad (2)$$

Кинетическая часть и любое калибровочное взаимодействие СМ записываются через операторы (1) и автоматически, благодаря киральным свойствам, разделяются на Ψ - и ψ -части. Слабое взаимодействие порождается векторным током дублетов Ψ_{LR} и тоже есть сумма Ψ_R и ψ_L токов. ЗС-взаимодействия со скалярами, которые определяют свойства спектров масс, рассматриваются в разд. 3. Но сами массы состояний (1) непосредственно включаются в ЗС-лагранжиан:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0 &= \mathcal{L}_{SM}(\Psi_{LR}, \Psi_{RL}) + A\bar{\Psi}_{LR}\Psi_{LR} + \\ &+ B\bar{\Psi}_{RL}\Psi_{RL},\end{aligned}\quad (3)$$

A и B , вообще говоря, — матрицы 3×3 по индексам поколений. Эти члены $SU(2)$ -инвариантны, что означает:

$$A^{(\bar{u})} \equiv A^{(\bar{d})}, \quad B^{(\bar{u})} \neq B^{(\bar{d})}. \quad (4)$$

В силу киральных свойств только член (3) с “массами” A, B связывает компоненты ψ и Ψ друг с другом (см. ниже формулу (18)). Очевидно, матрицы A и B должны быть эрмитовскими. Механизм разрушения симметрии (2) строим в полной аналогии со сценарием СМ.

Задача ввести асимметрию ψ и Ψ , сохранив полную тождественность других свойств, может быть решена, только если у системы есть две совокупности состояний, различающиеся лишь R - и L -свойствами. Такой ситуации должны соответствовать два возможных основных состояния (вакуума) с разными слабыми свойствами. Это значит, что после разрушения $\psi \leftrightarrow \Psi$ -симметрии слабый ток в одном из них, $|L\rangle$, окажется левым для легких частиц ψ и правым для тяжелых Ψ . В другом состоянии, $|R\rangle$, свойства слабых токов противоположны.

В рассматриваемой системе могут появиться два типа вакуумных средних:

$$\langle R | \varphi_1 | R \rangle \equiv \langle L | \varphi_1 | L \rangle, \quad (5)$$

равенство имеет место из-за предполагаемой тождественности всех других свойств и

$$|\langle R | \varphi_2 | L \rangle| = |\langle L | \varphi_2^+ | R \rangle|. \quad (6)$$

Очевидно, поле φ_1 — скаляр, а φ_2 — псевдоскаляр. Надо иметь минимум два типа “хиггсовских” скаляров (псевдо-) и соответственных юкавских связей, порождающих массы ψ - и Ψ -частиц. Различие их масс должно следовать из существования различных минимумов потенциала $V(\varphi_1, \varphi_2)$ скалярных полей.

Прежде чем перейти к конкретному построению подходящей модели, остановимся на некоторых существенных особенностях выбранного стандартного пути (положительных и отрицательных) спонтанного нарушения с помощью скалярных вакуумных средних.

Задача сильной юкавской связи становится здесь основной: очень тяжелые фермионы есть неотъемлемая часть общей системы. Конечно, мы не можем ее решить. Более того, непосредственно в лагранжиане (см. далее (10)) только тяжелые зеркальные Ψ взаимодействуют с наблюдаемым скаляром H . Но будет показано, что при этом механизм образования масс (разд. 3) сохраняет для “легких” дираковских фермионов СМ обычное пертурбативное (при существующих массах и вакуумном среднем $\eta \approx 246$ ГэВ) взаимодействие с хиггсовской частицей H (константа связи $h \sim \sim m/\eta$). Это свойство является прямым следствием инвариантности системы относительно

слабого изоспина $SU(2)$ и не требует никаких дополнительных предположений.

Получается, что, создав СМ, “природа” (в нашей модели) как бы отделила пертурбативную часть большой общей системы³⁾. Все константы связи остаются здесь в пертурбативной области. Для этой цели частицы СМ следовало оторвать от зеркальных состояний. Сильная взаимосвязь обеих частей должна отсутствовать. Это осуществляется двумя важными наблюдаемыми особенностями СМ.

1. Хотя полная система — частицы СМ + зеркальные поколения (L , R -симметричная система) — не имеет киральных аномалий, [17], ее низкоэнергетическая часть (СМ), как известно, сама по себе лишена аномалий и поэтому перенормируема и может быть пертурбативной. Имеет место сложное сокращение кварковых и лептонных аномальных вкладов. Отсутствие низкоэнергетического сокращения означало бы сильную связь всех этажей системы, при которой значительный разрыв состояний не мог бы осуществиться.

2. Малая масса хиггсовского бозона ($m_H \approx 126$ ГэВ, [15]) не только сохраняет пертурбативную унитарность в процессах с участием продольных векторных бозонов ($m_H < 1$ ТэВ), но и обеспечивает пертурбативность самодействия скаляров λ ($V = \lambda\phi^4$, $m_H < 0.5$ ТэВ). Большие массы бозона H также приводили бы к сильной связи с состояниями высоких энергий.

В заключение этого раздела отметим, что выбранная нами система ЗС отвечает на вопрос, не находящий ответа при других схемах [3], — действительно ли все зеркальные частицы тяжелее частиц СМ. Прилагаемый механизм воспроизводит МСС только при участии в процессе образования массовых матриц СМ очень тяжелых зеркальных фермионов с массами, много большими масс частиц СМ.

Но происхождение иерархии масс дираковских фермионов самой СМ, окончательный убедительный выбор причин этого явления остаются неопределенными (см. [10] и Приложение 2).

3. МОДЕЛЬ СПОНТАННОГО НАРУШЕНИЯ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

В соответствии с выводами разд. 2 рассмотрим юкавские связи зеркально-симметричных операторов (1) с комплексными изодублетами φ_1 (скаляр) и φ_2 (псевдоскаляр). Имеем в полной аналогии с СМ:

$$\mathcal{L}' = \left(h_1^{(\bar{u})}\right)_n^{n'} (\bar{\Psi}_{LR}^n \gamma_5, \varphi_1^c) \Psi_{RLn'}^{(\bar{u})} + \quad (7)$$

$$+ \left(h_2^{(\bar{u})}\right)_n^{n'} (\bar{\Psi}_{LR}^n \gamma_5, \varphi_2^c) \Psi_{RLn'}^{(\bar{u})} + \text{с.с.} + \\ + \left(h_1^{(\bar{d})}\right)_n^{n'} (\bar{\Psi}_{LR}^n, \varphi_1) \Psi_{RLn'}^{(d)} + \\ + \left(h_2^{(\bar{d})}\right)_n^{n'} (\bar{\Psi}_{LR}^n \gamma_5, \varphi_2) \Psi_{RLn'}^{(d)} + \text{с.с.}$$

В формуле (7) выписаны все значки состояний, характеризующие использованную систему: флейвор $f = \bar{u}, \bar{d}$, индексы поколений $n, n' = 1, 2, 3$. Круглые скобки $(\bar{\Psi}, \varphi)$ обозначают произведения изодублетов, $\varphi^c = i\sigma_y \varphi^+$. В дальнейшем, чтобы не загромождать формулы, большинство значков будем опускать. Матрицы h могут быть произвольными.

Подставим в (7) выражения операторов (1) и получим:

$$\mathcal{L}' = h_1 [(\bar{\Psi}_R, \varphi_1) \Psi_L + (\bar{\psi}_L \varphi_1) \psi_R] + \quad (8) \\ + h_2 [- (\bar{\Psi}_R, \varphi_2) \Psi_L + (\bar{\psi}_L, \varphi_2) \psi_R] + \dots = \\ = (\bar{\Psi}_R, [h_1 \varphi_1 - h_2 \varphi_2]) \Psi_L + \\ + (\bar{\psi}_L, [h_1 \varphi_1 + h_2 \varphi_2]) \psi_R + \dots$$

Условие тождественности систем Ψ и ψ после нарушения зеркальной симметрии является равенство матриц h_i :

$$h_1 \equiv h_2 = h. \quad (9)$$

В этом случае “миры” легких частиц, возникающих в разных вариантах спонтанного нарушения ЗС, действительно (см. (12)), абсолютно одинаковы (за исключением слабых свойств $R \leftrightarrow L$). Тогда лагранжиан (8) приобретает вид

$$\mathcal{L}' = h (\bar{\Psi}_R, \Phi_1) \Psi_L + h (\bar{\psi}_L, \Phi_2) \psi_R + \dots, \quad (10) \\ \Phi_1 = \varphi_1 - \varphi_2, \quad \Phi_2 = \varphi_1 + \varphi_2.$$

В ЗС-мире операторы Φ_1 и Φ_2 не имеют определенной четности. Но в разрешенной зеркальной симметрии эта черта не вносит в свойства системы ничего нового. Так же, как в СМ, одни и те же бозоны Φ_1 и Φ_2 порождают юкавскую связь и для кварков, и для лептонов. Это необходимо, чтобы не увеличивать число голдстоуновских фаз бозонных $SU(2)$ дублетов. Трех фаз одного из Φ_1 -, Φ_2 -операторов, развивающего вакуумное среднее, достаточно для утяжеления всех трех слабых векторных бозонов W_μ .

В качестве потенциала для скаляров $V(\Phi_1, \Phi_2)$ возьмем Φ_1, Φ_2 — симметричное выражение, построенное в полной аналогии с СМ:

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = \kappa |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 - \quad (11) \\ - \frac{\rho^2}{2} (|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2) + \frac{\lambda}{4} (|\Phi_1|^4 + |\Phi_2|^4).$$

³⁾ Сильные взаимодействия кварков не играют роли в образовании фундаментальных масс. На очень малых расстояниях их роль незначительна.

При больших κ самые глубокие минимумы V разделяют систему одновременно по Φ_1 и Φ_2 и по Ψ, ψ . Имеем решение (11) для вакуумных средних:

$$\langle \Phi_2 \rangle = 0, \quad \langle \Phi_1 \rangle^2 = \frac{\rho^2}{\lambda} = \eta^2, \quad (12a)$$

$$\langle \Phi_1 \rangle = 0, \quad \langle \Phi_2 \rangle^2 = \frac{\rho^2}{\lambda}. \quad (12б)$$

В интересном для СМ варианте (12a) оператор Φ_1 представляет систему из одного нейтрального скаляра H (хиггсовский бозон СМ) и голдстоуновских фаз, идущих на утяжеление W -бозонов. При этом “древесная” масса другого бозона Φ_2 , равная

$$M_{\Phi_2}^2 = \kappa \frac{\rho^2}{\lambda} - \frac{\rho^2}{2}, \quad (13)$$

может быть сделана при больших κ как угодно большой:

$$\kappa \eta^2 \gg \frac{\rho^2}{2}. \quad (14)$$

Оператор Φ_2 создает четыре скалярных состояния: два заряженных ($\pm$) и два нейтральных, как это происходит в случае $K, \bar{K}$ -мезонов.

Теперь обсудим не очень приятное обстоятельство, связанное с необходимым присутствием в развиваемом сценарии непертурбативного юкавского взаимодействия. Если Φ_1 отождествить с хиггсовским скаляром H , то величина $\langle \Phi_1 \rangle = \eta$ определяется массой W -бозона ($M_W = g_W \eta / 2$, $\eta \simeq 246$ ГэВ). (Обратим внимание, что при спонтанном возникновении, даже в присутствии сильных взаимодействий, массы W определяются, в основном, полюсным голдстоуновским вкладом. Другие вклады в массовый оператор представляют собой слабые поправки, пропорциональные фактору $(k^2 g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu)$, не имеющие полюса при $k^2 = 0$.) Большая масса частиц Ψ означает поэтому большие значения $h \simeq M_\Psi / \eta \gg 1$. Это фактически останавливает дальнейшее количественное использование предлагаемой схемы (см. [18]).

В то же время взаимодействие стандартного хиггсовского бозона H с легкими фермионами СМ, ψ , совпадает с тем, что мы имели в СМ. Дело в том, что, хотя хиггсовский скаляр Φ_1 в уравнении (10) взаимодействует непосредственно только с зеркальными состояниями Ψ , диагонализация массовых матриц полной системы ψ, Ψ приводит к собственным функциям массивных состояний Ψ_M - и ψ_μ -типа (см. разд. 7 работы [11]):

$$\Psi_M = \sum \left[\Psi + O \left(\left(\frac{\mu_\psi}{M_\Psi} \right)^{1/2} \right) \psi \right], \quad (15)$$

$$\psi_\mu = \sum \left[\psi + O \left(\left(\frac{\mu_\psi}{M_\Psi} \right)^{1/2} \right) \Psi \right].$$

μ_ψ — величины порядка масс фермионов СМ $\mu_\psi \ll M_\Psi$. В правой части (15) подразумеваются суммы по индексам поколений. Тогда взаимодействие $h_\psi \bar{\psi}_\mu \psi_\mu \Phi_1$ появляется с константой связи, обычной для СМ. Имеем из формул (10) и (15):

$$h_\psi = h \left(\frac{\mu_\psi}{M_\Psi} \right)_1^{1/2} \left(\frac{\mu_\psi}{M_\Psi} \right)_2^{1/2} \sim \frac{M_\Psi}{\eta} \frac{\mu_\psi}{M_\Psi} \sim \frac{\mu_\psi}{\eta}. \quad (16)$$

Этот результат есть обязательное следствие слабой $SU(2)$ -симметрии.

Действительно, симметрия означает, что в поперечной части пропагатора векторных бозонов

$$\Delta_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu} - (q_\mu q_\nu) / q^2}{M_W^2 - q^2}$$

полюс при $q^2 = 0$ должен сокращаться в инвариантной калибровке с голдстоуновскими вкладами, образуемыми фазами скаляра Φ_1 . Сокращение должно иметь место во вкладах любых диаграмм взаимодействия фермионов ψ с W , что и происходит благодаря соотношениям (15) и (16).

4. МАССЫ И МАТРИЦА СЛАБОГО СМЕШИВАНИЯ КВАРКОВ

Лагранжиан (10) и вакуумное среднее (12a) порождают дираковские массовые члены зеркальных частиц

$$\mathcal{L}' = M_\Psi \bar{\Psi}_R \Psi_L + \dots \quad (17)$$

Вместе с массовыми матрицами A и B ЗС-состояний Ψ_{LR} и Ψ_{RL} из первоначального лагранжиана (3), которые после нарушения зеркальной симметрии осуществляют переходы $\Psi \leftrightarrow \psi$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_0 &= A \bar{\Psi}_{LR} \Psi_{LR} + B \bar{\Psi}_{RL} \Psi_{RL} = \\ &= A \bar{\psi}_L \Psi_R + B \bar{\psi}_R \Psi_L + \text{с.с.} \dots \end{aligned} \quad (18)$$

Из (17), (18) можно получить систему уравнений для массовых матриц частиц ψ .

Для этого одну из систем матриц (в пространстве поколений) — h_i из формул (3), (10) или A, B из (3), (18), следует взять диагональной. Это всегда можно сделать без потери общности лагранжиана. Простейшая и наглядная система уравнений для масс ψ возникает при диагональной форме матриц h_i , т.е. когда матрицы M_Ψ в (17) есть диагональные матрицы с собственными значениями M_n , $n = 0, 1, 2$, близкими (при $M \gg |A|$, [13]) к массам тяжелых зеркальных фермионов (формула (15)).

Массовая матрица легких частиц ψ получается тогда двумя различными способами.

1. Диаграмма рис. 1 позволяет написать выражение для древесного приближения в виде суммы сепарабельных матриц

$$(\mathcal{M}_{LR}^{(f)})_a^b = \sum_{n=0}^2 A_a^n \frac{1}{M_n^{(f)}} B_n^{+(f)b}. \quad (19)$$

Формула (19) возникает, когда все $|M_n|$ велики, и в пропагаторах Ψ можно пренебречь импульсами $|\hat{p}| \simeq m_\psi \ll M$. Тензоры A и B образуются тремя векторами в пространстве поколений: $A^n = (A_1^n, A_2^n, A_3^n)$, то же для B , $a, b = 1, 2, 3$.

2. Выражения (17), (18) для каждого $f = \bar{u}, \bar{d}$ представляют матрицы шестого порядка компонент Ψ, ψ

$$\mathcal{M}_{LR} = \begin{array}{c|c} \bar{\Psi}_L & \bar{\psi}_L \\ \hline M & B^+ \Psi_R \\ A & 0 \psi_R \end{array} \quad (20)$$

с диагональной матрицей M .

$\mathcal{M}_{LR}$ (20) есть прямое обобщение массовой матрицы see-saw-механизма на случай трех поколений фермионов, если выполняется условие

$$|M| \gg |A|, |B|. \quad (21)$$

Помимо трех больших собственных значений $M_n \approx M_n$ имеем три малых массы μ_ψ . Чтобы их получить, найдем матрицу, обратную (20) [19]:

$$\mathcal{M}_{LR}^{-1} = \begin{vmatrix} 0 & A^{-1} \\ (B^+)^{-1} & -(B^+)^{-1} M A^{-1} \end{vmatrix}. \quad (22)$$

В низшем приближении по (21) имеем для μ_ψ опять сумму сепарабельных матриц (19) — матрицу, обратную $(B^+)^{-1} M A^{-1}$. При этом пренебрегаются поправки к массам (19) и волновым функциям (15) порядка

$$\begin{aligned} \left(\frac{A}{M}, \frac{B}{M} \right) &\approx \left(\frac{A^2}{M} \frac{1}{M} \right)^{1/2} \approx \\ &\approx \left(\frac{B^2}{M} \frac{1}{M} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{m_\psi}{M} \right)^{1/2} \quad (A \sim B). \end{aligned} \quad (23)$$

Эти величины считаем меньшими отношений масс самих m_ψ (отношений иерархии масс поколений). Поправки в (19), связанные с иерархией масс (m_i/m_k), будем учитывать. Они определяют структуру МСС, величину ее малых элементов, в то время как m_ψ/M можно считать малыми при очень больших $|M|$.

Диагонализация матрицы (19) при иерархическом порядке малости ее членов $n = 0, 1, 2$ выполнена в работе [11] и в существенной части повторена в Приложении 1. Найдены собственные значения и функции состояний в пространстве поколений. Представлены коэффициенты МСС кварков (матрица ККМ). Собственные значения, т.е. массы наблюдаемых поколений, образуют иерархический спектр при последовательно уменьшающихся вкладах членов $n = 0, 1, 2$.

В низшем приближении по иерархии масс имеем для каждого из поколений I, II, III (I — старшее по массе):

$$\begin{aligned} m_I &= \frac{|A_0||B_0|}{M_0}, \quad m_{II} = \frac{D_2^{1/2} (|A_0|^2, |A_1|^2) D_2^{1/2} (|B_0|^2, |B_1|^2)}{|A_0||B_0|M_1}, \\ m_{III} &= \frac{D_3^{1/2} (|A_0|^2, |A_1|^2, |A_2|^2) D_2^{1/2} (|B_0|^2, |B_1|^2, |B_2|^2)}{D_2^{1/2} (|A_0|^2, |A_1|^2) D_2^{1/2} (|B_0|^2, |B_1|^2) M_2}. \end{aligned} \quad (24)$$

A_n и B_n — векторы-столбцы, образующие столбцы матрицы A и B , $|A_n|$, $|B_n|$ — длины векторов, D — детерминанты, определяемые формулами Приложения 1; формулы (24) возникают из формул (П.13)–(П.15).

Очевидно, иерархия масс поколений $m_I \gg$

$\gg m_{II} \gg m_{III}$ в (24) может быть представлена уже иерархией параметров

$$M_0 \ll M_1 \ll M_2. \quad (25)$$

Но параметры A и B , определяющие массы до нарушения ЗС, могут следовать той же закономер-

ности. Поскольку иерархический спектр поколений проявляется у всех фермионов СМ⁴⁾, он может быть общим свойством фермионных спектров (см. Приложение 2).

Для понимания структуры МСС кварков (матрица ККМ) существенно, что в низшем приближении иерархии, т.е. при вычислении с учетом (25), собственные функции левых состояний матрицы (19) определяются только не зависящими от флейвора $f = \bar{u}, \bar{d}$ векторами A_0, A_1, A_2 . Для поколений I, II, III имеем ортонормированные векторы в пространстве поколений (формулы (П.19)–(П.21)):

$$\begin{aligned}\phi_I &\simeq \frac{1}{|A_0|} A_0, \\ \phi_{II} &\simeq \frac{1}{\left| A_1 - \frac{(A_0^+, A_1)}{|A_1|^2} A_0 \right|} \times \\ &\times \left(A_1 - \frac{(A_0^+, A_1)}{|A_0|^2} A_0 \right), \\ \phi_{III} &\simeq \frac{1}{|[A_0^+, A_1^+]|} [A_0^+, A_1^+],\end{aligned}\quad (26)$$

(A_0^+, A_1) и $[A_0^+, A_1^+]$ — скалярное и векторное произведение векторов; поколение I — самое тяжелое.

Матричные элементы МСС есть скалярные произведения собственных векторов

$$V_{mn} \equiv \left(\phi_m^{(\bar{u})}, \phi_n^{(\bar{d})} \right). \quad (27)$$

В низшем приближении МСС кварков V оказывается единичной матрицей. Учет следующих приближений приводит к малым изменениям диагональных членов и к появлению отличных от нуля малых недиагональных. В Приложении 1 найдены выражения матричных элементов V с учетом необходимых приближений и для произвольных комплексных векторов A, B ($|A|, |B| \ll M$). Для ясности представления иерархии элементов V для флейворов $\bar{u}, \bar{d}$ пренебрежем комплексностями A и B , т.е. возможными фазами CP -нарушения (что не имеет значения для иерархии).

Из формул (П.22), (П.23) имеем в рассматриваемом приближении соотношения матрицы МСС кварков, предложенной Вольфенштейном [20]:

$$\begin{aligned}V_{ud} &\simeq V_{cs} \simeq V_{tb} \simeq 1, \\ V_{cd} &= -V_{us}, \quad V_{ts} = -V_{cb}.\end{aligned}\quad (28)$$

В формулах Приложения 1 для малых элементов V выделим комбинации констант (24), представляющие массы кварков — $m_I \rightarrow m_t$ или $m_b, m_{II} \rightarrow m_c$,

$m_s, m_{III} \rightarrow m_u, m_d$, и введем углы $\beta_{nm}^{(\bar{u}, \bar{d})}$ между векторами $B_n^{(f)} = (B_n^1, B_n^2, B_n^3)^{(f)}$.

Имеем для элементов МСС кварков (формулы (П.22) и (П.23)):

$$\begin{aligned}|V_{cd}| &= \left| \frac{m_d}{m_s} f(\beta^{(\bar{d})}) - \frac{m_u}{m_c} f(\beta^{(\bar{u})}) \right|, \\ f(\beta) &= \frac{\cos \beta_{12} - \cos \beta_{01} \cos \beta_{02}}{\sin \beta_{12} \cos \beta_{012}}, \\ \sin^2 \beta_{012} &= \\ &= \frac{\cos^2 \beta_{01} + \cos^2 \beta_{02} - 2 \cos \beta_{12} \cos \beta_{01} \cos \beta_{02}}{\sin^2 \beta_{12}}.\end{aligned}\quad (29)$$

Здесь β_{012} — угол между β_0 и перпендикуляром к плоскости B_1, B_2 . Для V_{ts} получаем

$$|V_{ts}| = \left| \frac{m_s}{m_b} (\text{ctg } \beta_{01})^{(\bar{d})} - \frac{m_c}{m_t} (\text{ctg } \beta_{01})^{\bar{u}} \right|. \quad (30)$$

Для принятых отношений масс кварков [15] главные члены (29) и (30) — первые слагаемые в правых частях формул — есть величины порядка

$$|V_{cd}| \sim \frac{m_d}{m_s} > |V_{ts}| \sim \frac{m_s}{m_b},$$

что и соответствует наблюдаемым значениям матрицы ККМ. Общие выражения для элементов V_{td} и V_{ub} приведены в Приложении 1 — формулы (П.24) и (П.25). Они не равны друг другу, поскольку в них нет асимметрии $\bar{u} \leftrightarrow \bar{d}$, как в (29) и (30). Не выписывая для V_{td} и V_{ub} сложных формул, аналогичных (29) и (30), можно найти величины этих элементов МСС, используя условие ортогональности первого и третьего столбцов найденной матрицы. Имеем

$$V_{ts} V_{cd}^+ \approx V_{td} + V_{ub}^+. \quad (31)$$

Из формул (П.24) и (П.25) видно, что V_{td} и V_{ub} есть величины одного порядка малости, поэтому из (31) и (32)

$$|V_{td}| \sim |V_{ub}| \simeq \frac{m_d}{m_b}, \quad (32)$$

т.е. величину, много меньшую $|V_{cd}|$ и $|V_{ts}|$. Механизм нарушения ЗС приводит к правильной иерархии матрицы СКМ. Качественные свойства МСС воспроизведены без численного подбора констант.

Обилие свободных параметров в формулах (24) ((П.13)–(П.15)) и (29), (30) ($\beta^{(\bar{u})}$ и $\beta^{(\bar{d})}$) создает возможность воспроизведения любых нужных численных значений масс и V_{ik} . Их подбор поэтому не представляет особого интереса.

Механизм образования массовой матрицы в ЗС-модели (рис. 1а) значительно проще использования механизма недиагональных по поколениям вакуумных средних скаляров (рис. 1б, [10]).

⁴⁾Возможно, за исключением нейтрино, см. разд. 5.

Присутствие в рассматриваемой схеме массовых матриц A и B представляется совершенно естественным.

5. МАТРИЦА СЛАБОГО СМЕШИВАНИЯ ЛЕПТОНОВ (МАТРИЦА PMNS)

Наблюдаемый спектр масс нейтрино — два близких по массе состояния “1, 2”, одно — “3” — удалено от них. Величины масс всех нейтрино много меньше ($\lesssim 10^{-6}$) массы электрона. До сих пор достоверно не установлено, является ли нейтрино “3” самым легким или самым тяжелым (“нормальный” или “инверсный” характер спектра [14, 15]). При предпочтительном для зеркального механизма инверсном характере спектр нейтрино кардинально отличается от спектра фермионов СМ — кварков и заряженных лептонов.

В то же время иерархия масс поколений представляется свойством, присущим всем фермионам. Механизмы его образования тогда не зависят от квантовых чисел или взаимодействий (см. Приложение 2). Что касается спектра масс легких нейтрино, то объяснение его отличия может быть связано с тем, что механизм нарушения ЗС приводит для этих масс к сложной сепарабельной формуле типа (24) со своими константами A, B, M (причем, $A^{(\bar{\nu})} \equiv A^{(\bar{e})}$, формула (4)). Их выбором измененный спектр может быть воспроизведен и при иерархии параметров A, B, M , которые сами являются массами фермионных состояний до нарушения ЗС и параметрами ее нарушения. Ясно, что $M_{(\nu)}$ должны быть очень большими.

Абсолютно не похожа на МСС кварков (матрица СКМ) и МСС лептонов (матрица PMNS) [15]. В настоящем разделе будет показано, что матрица PMNS качественно воспроизводится в ЗС-модели, если спектр масс нейтрино СМ является инверсным — состояние “3” самое легкое по массе. Матричные элементы PMNS при этом определяются только свойствами системы заряженных лептонов и в главном порядке по иерархии масс заряженных частиц не зависят от параметров системы нейтрино.

Рассмотрим сначала инверсный спектр нейтрино с простой иерархией масс (ν опускаем):

$$m_1 \gg m_2 \gg m_3. \quad (33)$$

Иерархическая малость m_3 окажется необходимым условием для согласования свойств МСС лептонов. Путь к рассмотрению наблюдаемого инверсного спектра

$$m_1 \approx m_2 \gg m_3 \quad (33')$$

лежит через решение задачи (33).

Ортонормированные левые собственные функции сепарабельной матрицы (19) в низшем приближении по иерархии зависят опять только от векторов A_n . При иерархии состояний (33), инверсной по отношению к массам заряженных лептонов, эти функции для состояний 1–3 совпадают с выражениями (26) с заменой $A_0 \leftrightarrow A_2$. Имеем:

$$\begin{aligned} \phi_1^{(0)} &= \frac{1}{N_1} A_2, \\ \phi_2^{(0)} &= \frac{1}{N_2} \left(A_1 - \frac{(A_2^+, A_1)}{|A_2|^2} A_2 \right), \\ \phi_3^{(0)} &= \frac{1}{N_3} [A_2^+, A_1^+]. \end{aligned} \quad (34)$$

Нормальная иерархия (25) заряженных частиц сохраняет для таких лептонов собственные функции (26): $\text{III} \rightarrow e$, $\text{II} \rightarrow \mu$, $\text{I} \rightarrow \tau$, с теми же не зависящими от флейвора векторами A , что и в (34). Скалярные произведения (27) для функций (26) и (34) дают для лептонов (33) МСС, абсолютно отличную от матрицы СКМ. В новой матрице отсутствуют диагональные единицы и иерархия недиагональных элементов.

Таким образом, задача о лептонной МСС в зеркальном подходе может быть решена рассмотрением характеристик только заряженных лептонов, не касаясь юкавских или майорановских свойств самих нейтрино: векторы A_n не зависят от ν , e -флейвора.

Чтобы определить взаимное расположение векторов A_n в пространстве поколений, достаточно рассмотреть как можно более произвольную матрицу масс зеркальных аналогов заряженных лептонов. Найти диагонализующие ее матрицы и выяснить, во что переходят при таком действии диагональные матрицы $\hat{A}$, описывающие массы фермионов до нарушения ЗС.

Матрицы зеркальных заряженных лептонов μ , определяемые факторами h формулы (10), можно взять эрмитовыми (сохранение четности до нарушения ЗС) и соответствующими, согласно (25), иерархии, инверсной по отношению к спектру заряженных лептонов СМ.

Далее, в реальной МСС лептонов [15] вклад нарушающих CP комплексностей незначительно влияет на основную структуру матрицы. Поэтому для простоты и наглядности трактовки рассматриваем опять вещественную симметричную матрицу зеркальных аналогов заряженных лептонов (A_n — вещественные трехмерные векторы).

Такая матрица с иерархией собственных значений может быть построена обобщением известного see–saw-механизма [12] на систему трех состояний. Имеем:

$$\mu = \begin{vmatrix} M & m_1 & m_2 \\ m_1 & m & 0 \\ m_2 & 0 & 0 \end{vmatrix} \sim \begin{vmatrix} M & m_2 & m_1 \\ m_2 & 0 & 0 \\ m_1 & 0 & m \end{vmatrix}, \quad (35)$$

$M \gg m_i.$

Матрица (35) выбрана так, чтобы в ней присутствовал лишь один большой элемент (энергетический масштаб). В дальнейшем выясняется, что это единственно важная и необходимая черта, обеспечивающая появление свойств МСС лептонов. Единственность большого масштаба может оказаться и весьма реалистичной особенностью механизма образования иерархии масс поколений (см. Приложение 2). Изменяя индексы поколений у Ψ_{LR} и Ψ_{RL} , этот элемент можно поместить в положение (1, 1).

Элементы (35), равные нулю, могли бы обозначать несущественные, малые по сравнению с учитываемыми, величины. Их выбор определяется также еще одним, подсказанным see–saw-механизмом, условием иерархии — определитель не содержит большого масштаба M . Матрица (35) приводит к характеристическому уравнению:

$$\begin{aligned} &(-\mu)^3 + (-\mu)^2(M + m) + \\ &+ (-\mu)(Mt - m_{12}^2) - tm^2 = 0, \\ &m_{12}^2 = m_1^2 + m_2^2. \end{aligned} \quad (36)$$

Как известно, его коэффициенты выражаются через корни μ_i и равны последовательно:

$$\begin{aligned} &\mu_2 + \mu_1 + \mu_0, \mu_2(\mu_1 + \mu_0) + \\ &+ \mu_1\mu_0, \mu_2\mu_1\mu_0, \mu_2 \gg \mu_1 \gg \mu_0. \end{aligned} \quad (37)$$

При больших M корни легко находятся из (36) и (37) с любой точностью. При иерархии собственных значений порядок их величин определяется отношениями соседних последовательных коэффициентов (36). Системы корней зависят от соотношений между слагаемыми в коэффициенте при $(-\mu)$:

$$Mt > m_{12}^2 \quad (a), \quad Mt < m_{12}^2 \quad (b). \quad (38)$$

Дальнейшие формулы выписываем для случая, когда неравенства (38) обозначают “много больше” или “много меньше”. Не меняя существа процесса образования свойств матрицы PMNS, упрощение формул облегчает понимание исследуемого ЗС-механизма.

С точностью до $(m_i/M)^2$ имеем для обоих вариантов (38):

$$\begin{aligned} (a): \quad &\mu_2 = M + m_{12}^2/M, \\ (b): \quad &\mu_2 = M + m_{12}^2/M, \\ (a): \quad &\mu_1 = m - m_1^2/M, \\ (b): \quad &\mu_1 = -m_{12}^2/M + m(m_1^2/m_{12}^2), \\ (a): \quad &\mu_0 = -m_2^2/M, \\ (b): \quad &\mu_0 = (m_2^2/m_{12}^2)m. \end{aligned} \quad (39)$$

Следует иметь в виду, что в случае (b) из (39) следует

$$(b): \quad m = \frac{\tilde{m}^2}{M} < \frac{m_{12}^2}{M}, \quad (40)$$

так что в наших формулах (b)-варианта $m \ll \ll (m_{12}^2/M)$. Как и в случае see–saw-механизма, знак массы для данного рассмотрения не имеет значения. Отличие двух вариантов (a) и (b) друг от друга проявляется при $M \rightarrow \infty$. В случае (a), кроме $M \rightarrow \infty$, в формулах остается еще один конечный масштаб m . В случае (b) все массы, кроме $M \rightarrow \infty$, обращаются в нуль. Здесь вариант (b) полностью соответствует see–saw-механизму.

Находя собственные функции для каждого из корней вариантов (a) и (b), построим диагонализующие (35) ортогональные матрицы U (опять точность $(m_i/M)^2$):

$$\begin{aligned} (a): \quad U &= \begin{vmatrix} 1 & \frac{m_1}{M} & \frac{m_2}{M} \\ \frac{m_1}{M} & -1 & -\frac{m_1 m_2}{mM} \\ \frac{m_2}{M} & \frac{m_1 m_2}{mM} & -1 \end{vmatrix}; \\ (b): \quad U &= \begin{vmatrix} 1 & \frac{m_{12}}{M} & \frac{m m_1 m_2}{m_{12}^3} \\ \frac{m_2}{M} & -\frac{m_2}{m_{12}} & \frac{m_1}{m_{12}} \\ \frac{m_1}{M} & -\frac{m_1}{m_{12}} & -\frac{m_2}{m_{12}} \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (41)$$

Начинаем с диагональной формы матрицы масс изодублетов, $\tilde{A} = (\tilde{A}_1, \tilde{A}_2, \tilde{A}_3)$ (3), преобразуем ее с матрицей U : $U\tilde{A}U^+$. Для векторов-столбцов A_2, A_1, A_0 , входящих в формулу (19), для массовых матриц лептонов ℓ и ν , имеем:

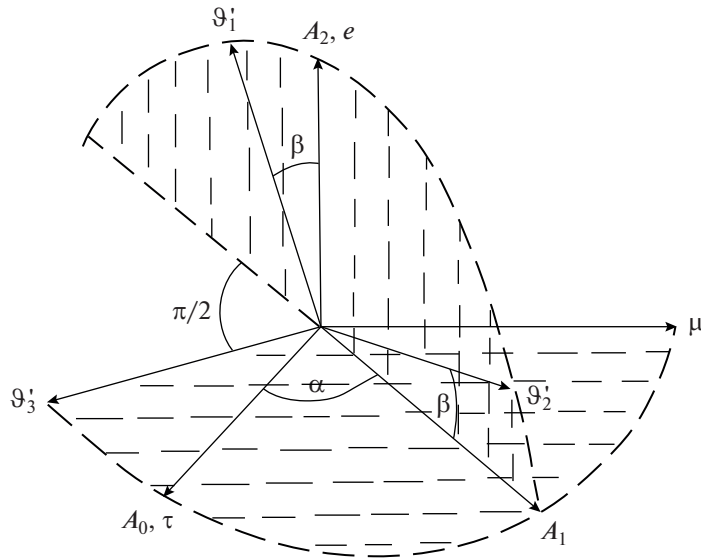


Рис. 2. Формирование “остова” МСС лептонов PMNS как поворота между осями, (46), в пространстве поколений: $A_2 \perp A_0$, A_1 , углы α , β — формулы (47), (48).

(a):

$$A = \begin{vmatrix} A_2 & A_1 & A_0 \\ \tilde{A}_1 & (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2) \frac{m_1}{M} & (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_3) \frac{m_2}{M} \\ (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2) \frac{m_1}{M} & \tilde{A}_2 & (\tilde{A}_3 - \tilde{A}_2) \frac{m_1 m_2}{m M} \\ (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_3) \frac{m_2}{M} & (\tilde{A}_3 - \tilde{A}_2) \frac{m_1 m_2}{m M} & \tilde{A}_3 \end{vmatrix}; \quad (42)$$

(b):

$$A = \begin{vmatrix} A_2 & A_1 & A_0 \\ \tilde{A}_1 & (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2) \frac{m_2}{M} + \tilde{A}_3 \frac{m_1^2 m_2 m}{m_{12}^3} & (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2) \frac{m_1}{M} - \tilde{A}_3 \frac{m_2^2 m_1 m}{m_{12}^3} \\ (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2) \frac{m_2}{M} + \tilde{A}_3 \frac{m_1^2 m_2 m}{m_{12}^3} & \tilde{A}_3 \frac{m_1^2}{m_{12}^2} + \tilde{A}_2 \frac{m_2^2}{m_{12}^2} & (\tilde{A}_2 - \tilde{A}_3) \frac{m_1 m_2}{m_{12}^2} \\ (\tilde{A}_1 - \tilde{A}_2) \frac{m_1}{M} - \tilde{A}_3 \frac{m_2^2 m_1 m}{m_{12}^3} & (\tilde{A}_2 - \tilde{A}_3) \frac{m_1 m_2}{m_{12}^2} & \tilde{A}_3 \frac{m_2^2}{m_{12}^2} + \tilde{A}_2 \frac{m_1^2}{m_{12}^2} \end{vmatrix}. \quad (43)$$

В низшем приближении по иерархии масс для варианта (a) из формулы (42) имеем диагональную матрицу, т.е. ортогональные в пространстве индексов поколений векторы A_n . При любой иерархии масс нейтрино МСС лептонов (27) оказывается

единичной диагональной, что не подходит для образования матрицы PMNS⁵⁾

⁵⁾Возможно, вариант (a) может иметь отношение к случаю нормальной иерархии обоих флейворов $\bar{u}$ и $\bar{d}$, т.е. к формированию матрицы СКМ у кварков.

Для варианта (43) (b) в низшем приближении по иерархии получим матрицу

$$A = \begin{array}{c|ccc} & A_2 & A_1 & A_0 \\ \hline \tilde{A}_1 & & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{A}_3 \frac{m_1^2}{m_{12}^2} + \tilde{A}_2 \frac{m_2^2}{m_{12}^2} & (\tilde{A}_2 - \tilde{A}_3) \frac{m_1 m_2}{m_{12}^2} & \\ 0 & (\tilde{A}_2 - \tilde{A}_3) \frac{m_1 m_2}{m_{12}^2} & \tilde{A}_3 \frac{m_2^2}{m_{12}^2} + \tilde{A}_2 \frac{m_1^2}{m_{12}^2} & \end{array}. \quad (44)$$

Изобразим на рис. 2 векторы A_n из (44) и ортонормированные векторы (26) и (34), являющиеся в рассматриваемом приближении волновыми функциями частиц СМ. Напомним соответствие направлений (для разных иерархий масс у ν и ℓ):

для ν : (45)

$$\nu_1 \sim A_2, \quad \nu_2 \sim A_1 - \cos \alpha_{12} A_2, \quad \nu_3 \sim [A_1, A_2];$$

для $\ell^\pm$:

$$\tau \sim A_0, \quad \mu \sim A_1 - \cos \alpha_{01} A_0, \quad e \sim [A_0, A_1];$$

α_{ik} есть углы между A_i и A_k . Согласно (44) вектор A_2 ортогонален векторам A_0 и A_1 , $\cos \alpha_{12} = 0$. На рис. 2 направим по A_2 ось Z .

Матрица смешивания есть матрица перехода от базиса ν к базису ℓ , (45). Очевидно, в рассматриваемом приближении имеем:

$$V = \begin{array}{c|ccc} & 1 & 0 & 0 \\ \hline 0 & \cos \alpha_{01} & \sin \alpha_{01} & \\ 0 & -\sin \alpha_{01} & \cos \alpha_{01} & \end{array}. \quad (46)$$

Формула (46) служила бы основной для МСС лептонов, если бы спектр нейтрино носил бы строго иерархический порядок (33). Следующие приближения приводили бы к малым величинам для элементов, равных нулю в (46), и малым изменениям других элементов.

Для реального спектра (33') необходимо сделать еще один поворот координат на рис. 2 даже для построения "основы" МСС в низшем по иерархии приближении. Дело в том, что ситуацию (33') можно считать вырождением уровней "1, 2" и решать задачу на снятие вырождения. Задача исследовалась в первой работе [13], выяснены условия на параметры A , B , которые приводят к равенству масс $m_1 \sim m_2$ в нулевом приближении по иерархии, а также поправки, снимающие вырождение. Следующий шаг задачи — нахождение правильных волновых функций ϕ'_1 и ϕ'_2 опять-таки

нулевого приближения. Результат хорошо известен — он сводится к повороту функций вырожденной задачи $\phi_1^{(0)}$ и $\phi_2^{(0)}$ на некоторый угол β_{12} в их плоскости (рис. 2). В нашем случае эти функции совпадают с (34), они и для спектра (33') не зависят от флейвора. Имеем:

$$\phi'_1 = \phi_1^{(0)} \cos \beta_{12} + \phi_2^{(0)} \sin \beta_{12}, \quad (47)$$

$$\phi'_2 = -\phi_1^{(0)} \sin \beta_{12} + \phi_2^{(0)} \cos \beta_{12}.$$

Угол β_{12} есть функция параметров векторов A и $B^{(\nu)}$. Так что он зависит от флейвора ν . Но конкретный вид этой зависимости общую структуру матрицы V не изменяет и потому не имеет здесь значения. После поворота (47) "остов" МСС лептонов приобретает вид

$$V = \begin{array}{c|ccc} & 1 & 2 & 3 \\ \hline \cos \beta & \sin \beta & 0 & \\ -\sin \beta \cos \alpha & \cos \beta \cos \alpha & \sin \alpha & \\ \sin \beta \sin \alpha & -\cos \beta \sin \alpha & \cos \alpha & \end{array} \begin{array}{l} e \\ \mu \\ \tau \end{array}. \quad (48)$$

Здесь мы опустили индексы у углов α , β . Из (48) видно, что элемент $V_{e3} = |\sin \theta_{13}|$ [15] будет отличен от нуля только при учете малых членов следующих порядков иерархии масс. Оценка его величины требует учета не только известных отношений масс заряженных лептонов [15]:

$$\frac{m_l}{m_\mu} \simeq \frac{1}{207} \simeq 0.0018, \quad \frac{m_\mu}{m_\tau} \simeq \frac{1}{17} \simeq 0.056, \quad (49)$$

но и поправок к волновым функциям нейтрино (34) и (47), вызываемых неизвестной массой нейтрино $m_3 \ll m_1, m_2$. Слишком малые поправки от заряженных лептонов (49) могут оказаться недостаточными для описания наблюдаемого $|\sin \theta_{13}| \sim 0.14-0.16$. Массы m_1, m_2 вычисляются здесь из

наблюдаемых Δm_{ik}^2 . Тогда:

$$m_3 \approx 0.01 \text{ эВ}, \quad \frac{m_3}{m_{1,2}} \lesssim 0.2, \quad (50)$$

$$m_1 \sim m_2 \sim 0.05 \text{ эВ},$$

окажутся как раз подходящими. Остальные элементы V легко совмещаются с соответствующими значениями элементов матрицы PMNS. Учет малых поправок будет слабо влиять на остов (48).

Малая величина $m_3 \ll m_1, m_2$ является необходимым условием возникновения структуры (48). Отказ от малости потребовал бы включения в волновые функции нейтрино (34) и членов (47), определяемых не только факторами A . Экспериментальная известность только разностей квадратов масс нейтрино оставляет такую возможность. Но это означало бы и полное изменение результативной конструкции матрицы V .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Задача обсуждаемой модели — не развитие динамики выбранной системы (3), (7), а подбор условий, способствующих появлению массовых матриц фермионов, воспроизводящих как наблюдаемую структуру спектров масс, так и свойства соответствующих МСС. Главная обычная причина выбора ЗС-подхода — разрешение парадокса с возможным физическим определением право—лево в СМ. Легкость воспроизведения свойств МСС при этом представляется весьма привлекательной. Для невыразительных характерных черт МСС лептонов трудно подобрать ответственные за их появление динамические механизмы. Сценарий спонтанно нарушенной ЗС предлагает путь к пониманию их возникновения.

Для предложения действительно реальной динамической схемы, конечно, требуются дополнительные обсуждения. Очень большие массы зеркальных аналогов частиц СМ, очевидно, могли бы значительно уменьшать их влияние на процессы СМ. В то же время в рассматриваемом механизме нарушения ЗС (10) реальный хиггсовский бозон H непертурбативно связан с зеркальными фермионами: $h = M/\eta \gg 1$, $M \gg \eta = 246 \text{ ГэВ}$. Но это же сильное взаимодействие H позволяет надеяться, что их роль в рождении хиггсовского бозона (через петли виртуальных зеркальных фермионов) будет существенно ослаблена [18]. Переходы легких СМ частиц в зеркальные состояния (параметры A, B) должны оставаться пертурбативными.

Все же механизм нарушения ЗС, предложенный здесь, можно рассматривать как удобный механизм для наглядного представления заложенных в ЗС (помимо главной цели) возможностей.

Диагонализация массовых членов легких частиц (19) практически не изменяет диагональности по поколениям электрослабых и других нейтральных по флейвору взаимодействий. Независимость левых функций (26) от флейвора в низших порядках по иерархии масс и унитарность матриц преобразований позволяет легко показать это.

Хиггсовский бозон $\Phi_1(H)$ взаимодействует прямо только с тяжелыми компонентами Ψ , а с легкими ψ — через малые члены волновых функций (15). Диагонализация юкавских констант (10) и матриц (19) приводит в низшем по иерархии масс приближении и к диагональному взаимодействию легких СМ-состояний с хиггсовской частицей H . Недиагональные члены, а также правые токи могут и здесь появиться только в следующих порядках. Второй хиггсовский бозон Φ_2 следует полагать очень тяжелым (выбор константы κ в формуле (11)).

Недиагональные по поколениям связи зеркальных частиц с СМ-фермионами, появляющиеся в следующих порядках по иерархии масс, делают зеркальные состояния нестабильными. В настоящее время дираковский и майорановский характеры наблюдаемых нейтрино, нормальный или инверсный тип их спектра окончательно не определены [14, 15]. Наше рассмотрение МСС лептонов представляет аргументы в пользу дираковского нейтрино и инверсного спектра. Для майорановского нейтрино предлагаемый механизм образования матрицы PMNS представляется невыполнимым, поскольку требует ряда дополнительных, ни откуда не следующих условий на константы модели (в частности, одновременной совместной диагонализации майорановской и дираковской частей масс зеркальных нейтрино, равенства матриц $A = B^{(\nu)}$ и др.).

Приложение 1

А. ВЫЧИСЛЕНИЕ СПЕКТРА МАСС

Упростим написание суммы сепарабельных матриц (19), включив величину $1/M_n^{(f)}$ в параметр $B_n^{(f)}$. Массовую матрицу (19) рассмотрим в форме

$$(\mathcal{M}_{LR})_a^b = \sum_{n=0}^2 A_a^n B_n^{+b}. \quad (\text{П.1})$$

Из произвольной матрицы $\mathcal{M}$ построим эрмитовскую

$$(\mathcal{M}\mathcal{M}^+)_{a'}^a = (\mathcal{M}_{LR})_a^b (\mathcal{M}_{LR}^+)_{b'}^{a'} = \sum_{n,n'} A_a^n B_n^{+b} B_{b'}^{n'} A_{a'}^{+n'}. \quad (\text{П.2})$$

Сепарабельная форма приводит к тому, что (П.2) есть произведение матриц, построенных на проекциях векторов $A_n, B_n, n = 0, 1, 2$, в пространстве индексов поколений $a, b = 1, 2, 3$:

$$(\mathcal{M}\mathcal{M}^+)_{LL} = \Delta_3(A_0, A_1, A_2) \times \quad (\text{П.3}) \\ \times \Delta_3(B_0^+, B_1^+, B_2^+) \Delta_3(B_0, B_1, B_2) \times \\ \times \Delta_3(A_0^+, A_1^+, A_2^+);$$

здесь матрица Δ_3 равна

$$\Delta_3(A_0, A_1, A_2) = \begin{vmatrix} A_0^1 & A_1^1 & A_2^1 \\ A_2^0 & A_2^1 & A_2^2 \\ A_3^0 & A_3^1 & A_3^2 \end{vmatrix}, \quad (\text{П.4})$$

$$\Delta_3(A_0^+, A_1^+, A_2^+) = \Delta_3^+(A_0, A_1, A_2).$$

Любые миноры и определитель сепарабельной матрицы, например, (П.1), есть опять произведение определителей соответствующего порядка. Это следует из формулы для произвольного минора N -го порядка (с произвольным числом индексов)

$$\varepsilon_{aa'a''} \dots \mathcal{M}_a^b \mathcal{M}_{a'}^{b'} \dots \frac{1}{N!} \varepsilon_{a_1 a_2 a_3} \dots \mathcal{M}_b^{+a_1} \times \quad (\text{П.5}) \\ \times \mathcal{M}_{b'}^{+a_2} \mathcal{M}_{b''}^{+a_3} \dots$$

Так как все $a, a', a'', \dots$ обязательно разные, то и $b, b', b'', \dots$ (равно как и индексы n, n' из (П.2)) тоже разные. При сепарабельной структуре $\mathcal{M}$ выражения (П.2) образуют произведения матриц Δ_N и, следовательно, соответствующих им детерминантов D_N . В $\mathcal{M}$ и $\mathcal{M}^+$ индексы b везде одинаковы, по ним идет суммирование, поэтому результат вычислений будет содержать матрицы или определители типа

$$\Delta_3(B_0, B_1, B_2) \Delta_3(B_0^+, B_1^+, B_2^+) = \quad (\text{П.6}) \\ = \Delta_3(|B_0|^2, |B_1|^2, |B_2|^2),$$

где матрица $\Delta_3(|B_0|^2, |B_1|^2, |B_2|^2)$ построена на скалярных произведениях векторов (B_i^+, B_k) :

$$\Delta_3(|B_0|^2, |B_1|^2, |B_2|^2) = \quad (\text{П.7}) \\ = \begin{vmatrix} |B_0|^2 & (B_0^+, B_1) & (B_0^+, B_2) \\ (B_1^+, B_0) & |B_1|^2 & (B_1^+, B_2) \\ (B_2^+, B_0) & (B_2^+, B_1) & |B_2|^2 \end{vmatrix}.$$

В аргументах матриц мы будем выписывать лишь диагональные элементы. По такому же принципу построены матрицы и детерминанты при других N .

После этого легко выписываются коэффициенты характеристического уравнения матрицы (П.1), $\rho = m^2$

$$(-\rho)^3 + \rho^2 (\text{Tr } \mathcal{M}\mathcal{M}^+) - \rho (\text{сумма главных} \quad (\text{П.8})$$

$$\text{миноров}) + \det \mathcal{M}\mathcal{M}^+ = 0,$$

где след матрицы равен (располагаем вклады по степеням малости в соответствии с (25) ($|B_0| \gg |B_1| \gg |B_2|$):

$$\text{Tr } \mathcal{M}\mathcal{M}^+ = |A_0|^2 |B_0|^2 + \quad (\text{П.9}) \\ + 2\text{Re} [(A_1^+, A_0) (B_0^+, B_1)] + |A_1|^2 |B_1|^2 + \\ + 2\text{Re} [(A_2^+, A_0) (B_0^+, B_2)] + \\ + 2\text{Re} [(A_2^+, A_1) (B_1^+, B_2)] + |A_2|^2 |B_2|^2.$$

Сумма главных миноров равна:

$$\sum = D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) \times \quad (\text{П.10}) \\ \times D_2(|B_0|^2, |B_1|^2) + \\ + 2\text{Re} [D_2(|A_0|^2, (A_1^+, A_2)) \times \\ \times D_2(|B_0|^2, (B_2^+, B_1))] + \\ + 2\text{Re} [D_2((A_0^+, A_1), (A_1^+, A_2)) \times \\ \times D_2((B_1^+, B_0), (B_2^+, B_1))] + \\ + D_2(|A_0|^2, |A_2|^2) D_2(|B_0|^2, |B_2|^2) + \\ + 2\text{Re} [D_2((A_0^+, A_1), |A_2|^2) \times \\ \times D_2((B_1^+, B_0), |B_2|^2)] + \\ + D_2(|A_1|^2, |A_2|^2) D_2(|B_1|^2, |B_2|^2).$$

В формуле (П.10) определитель D_2 от скалярных произведений четырех векторов задается формулой

$$D_2((a, b), (c, d)) = \begin{vmatrix} (a, b) & (c, b) \\ (a, d) & (c, d) \end{vmatrix}. \quad (\text{П.11})$$

Наконец, определитель $\mathcal{M}\mathcal{M}^+$ равен (см. (П.2)):

$$\det \mathcal{M}\mathcal{M}^+ = D_3(|A_0|^2, |A_1|^2, |A_2|^2) \times \quad (\text{П.12}) \\ \times D_3(|B_0|^2, |B_1|^2, |B_2|^2).$$

Очевидно, формула (П.12) симметрична $R \leftrightarrow L$.

Для подтверждения заявленных в тексте свойств МСС необходимо вычисление величин ρ_I, ρ_{II} и ρ_{III} с различной точностью. Для старшей массы ρ_I требуется вычисление трех последовательных порядков по теории возмущений (25), а для меньших масс ρ_{II} и ρ_{III} достаточно двух порядков. В результате, имеем:

$$m_I^2 = |A_0|^2 |B_0|^2 + 2\text{Re} [(A_0^+, A_1) (B_0, B_1^+)] + 2\text{Re} [(A_0^+, A_2) (B_0, B_2^+)] + \quad (\text{П.13})$$

$$+ |A_1|^2 |B_1|^2 - \frac{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)}{|A_0|^2 |B_0|^2} + \dots$$

$$m_{II}^2 = \frac{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)}{|A_0|^2 |B_0|^2} \times \quad (\text{П.14})$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{2\text{Re} [(A_0^+, A_1) (B_1^+, B_0)]}{|A_0|^2 |B_0|^2} + \frac{2\text{Re} [D_2(|A_0|^2, (A_1^+, A_2)), D_2(|B_0|^2, (B_2^+, B_1))] }{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} + \dots \right\},$$

$$m_{III}^2 = \frac{D_3(|A_0|^2, |A_1|^2, |A_2|^2) D_3(|B_0|^2, |B_1|^2, |B_2|^2)}{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \times \quad (\text{П.15})$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{2\text{Re} [D_2(|A_0|^2, (A_1^+, A_2)) D_2(|B_0|^2, (B_2^+, B_1))] }{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} + \dots \right\}.$$

Выражения перед фигурными скобками в (П.14) и (П.15) представляют собой низшие, отличные от нуля приближения для каждой из масс II, III. Первый член (П.13) есть приближенный квадрат старшей массы I. Все квадраты масс больше нуля. Формулы для их низших приближений выписаны в (24).

В. СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ МАТРИЦЫ (П.2)

Чтобы найти МСС (формула (27)):

$$V_{TS} = \left(\phi_{LT}^{(\bar{u})}, \phi_{LS}^{(\bar{d})} \right), \quad TS = \text{I, II, III}, \quad (\text{П.16})$$

где T, S — номера физических поколений, I — самое тяжелое, т.е. третье в стандартной нумерации: $(tb), (cs), (ud)$, необходимо найти левые собственные функции ϕ_l операторов (19) или (П.1). Это значительно более громоздкая задача, чем спектр, поскольку функции есть векторы в пространстве индексов a, b . Они зависят не только от скалярных произведений, но и непосредственно от компонент векторов.

Уравнения с равным нулю детерминантом определяют отношение компонент векторов решений (здесь $\mathcal{M} \equiv \mathcal{M}\mathcal{M}^+$):

$$\frac{x_1}{x_3} = \quad (\text{П.17})$$

$$= \frac{\rho \mathcal{M}_{13} - (\mathcal{M}_{13}\mathcal{M}_{22} - \mathcal{M}_{12}\mathcal{M}_{23})}{\rho^2 - \rho(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}) + (\mathcal{M}_{11}\mathcal{M}_{22} - \mathcal{M}_{21}\mathcal{M}_{12})};$$

и аналогично для x_2 , $1 \leftrightarrow 2$. Чтобы определить зависимость от индексов в числителе и знаменателе (П.17) сразу в трех порядках теории возмущений, приходится расписывать по компонентам A_a^n матричные элементы $\mathcal{M}$, а они содержат много членов. Например,

$$\mathcal{M}_{13} = A_1^0 \left[(B_0^+, B_0) A_0^{+3} + \quad (\text{П.18}) \right.$$

$$+ (B_0^+, B_1) A_1^{+3} + (B_0^+, B_2) A_2^{+3} \Big] +$$

$$+ A_1^1 \left[(B_1^+, B_0) A_0^{+3} + (B_1^+, B_1) A_1^{+3} + \right.$$

$$+ (B_1^+, B_2) A_2^{+3} \Big] + A_1^2 \left[(B_2^+, B_0) A_0^{+3} + \right.$$

$$+ (B_2^+, B_1) A_1^{+3} + (B_2^+, B_2) A_2^{+3} \Big].$$

В волновых функциях ϕ_{LS} необходимо найти три члена иерархии для $S = \text{I}$ и по два члена для II и III. Вычисления приводят к следующим сравнительно простым формулам для векторов состояний:

$$\phi_I = \frac{1}{|A_0|} \left\{ A_0 + \frac{(B_1^+, B_0)}{|B_0|^2} \times \quad (\text{П.19}) \right.$$

$$\times \left(1 + \frac{2\text{Re} ((A_0, A_1^+) (B_0^+, B_1))}{|A_0|^2 |B_0|^2} \right) A_1 +$$

$$\left. + \frac{(B_2^+, B_0)}{|B_0|^2} A_2 \right\},$$

$$\phi_{II} = \frac{|A_0|}{\left| \left(D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) \right) \right|^{1/2}} \times \quad (П.20)$$

$$\times \left\{ A_1 - \frac{(A_0^+, A_1)}{|A_0|^2} A_0 - \frac{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2)}{|A_0|^4} \frac{(B_0^+, B_1)}{|B_0|^2} A_0 - \frac{D_2(|B_0|^2, (B_2^+, B_1))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \frac{[A_0^+ [A_0, A_2]]}{|A_0|^2} \right\},$$

$$\phi_{III} = \frac{1}{\left| D_2(|A_0|^2, |A_1|^2) \right|^{1/2}} \times \quad (П.21)$$

$$\times \left\{ [A_0^+, A_1^+] + \frac{D_2(|B_0|^2, (B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} [A_0^+, A_2^+] + \frac{D_2((B_0^+, B_1)(B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} [A_1^+, A_2^+] \right\}.$$

Квадратные скобки определяют векторные произведения.

В этих формулах нормировочные множители выписаны лишь в наинизшем приближении. Этого достаточно для наших целей. Именно поэтому в низшем, отличном от нуля порядке, множители и все ϕ_T зависят только от векторов A_n . Их ортонормированность при условии (4) $A^{\bar{u}} \equiv A^{\bar{d}}$ приводит к диагональным элементам $V_{TT} \simeq 1$. Нondiagonalные элементы относятся к следующим порядкам иерархии: они определяются не основными членами ϕ_T , а поправками, зависящими от $B^{\bar{u}} \neq B^{\bar{d}}$. Так из иерархии массовой матрицы возникает иерархия МСС. Очевидно, условие (4) играет здесь ключевую роль.

С. МАТРИЦА СЛАБОГО СМЕШИВАНИЯ

Формулы (П.19)–(П.21) позволяют вычислить скалярные произведения (П.16), образующие матрицу СКМ. Напомним, что, благодаря (4), $\bar{u}$ и $\bar{d}$ отличаются только правые факторы B_n .

Имеем для величин, входящих в формулу МСС:

$$V_{ts} = \left(\phi_I^{(\bar{u})^+}, \phi_{II}^{(\bar{d})} \right) = \quad (П.22)$$

$$= \frac{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2)^{1/2}}{|A_0|^2} \times$$

$$\times \left\{ \left(\frac{(B_0^+, B_1)}{|B_0|^2} \right)_{\bar{u}} \right\} - \left(\frac{(B_0^+, B_1)}{|B_0|^2} \right)_{\bar{d}} ;$$

$$V_{cd}^+ = \left(\phi_{II}^{(\bar{u})^+}, \phi_{III}^{(\bar{d})} \right) = \quad (П.23)$$

$$= \frac{|A_0| (A_0^+, [A_1^+, A_2^+])}{D_2(|A_0|^2, |A_1|^2)} \times$$

$$\times \left\{ \left(\frac{D_2(|B_0|^2, (B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \right)_{\bar{u}} - \left(\frac{D_2(|B_0|^2, (B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \right)_{\bar{d}} \right\}.$$

Коэффициенты V_{ts} и V_{cd} — величины первого порядка по иерархии. Коэффициент следующего порядка малости V_{td} равен:

$$V_{td} = \left(\phi_I^{(\bar{u})^+}, \phi_{III}^{(\bar{d})} \right) = \quad (П.24)$$

$$= \frac{(A_0^+, [A_1^+, A_2^+])}{|A_0| (D_2(|A_0|^2, |A_1|^2))^{1/2}} \left\{ \left(\frac{(B_0^+, B_2)}{|B_0|^2} \right)_{\bar{u}} + \left(\frac{D_2((B_0^+, B_1), (B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \right)_{\bar{d}} - \left(\frac{(B_0^+, B_1)}{|B_0|^2} \right)_{\bar{u}} \left(\frac{D_2(|B_0|^2, (B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \right)_{\bar{d}} \right\}.$$

Элементы $V_{ub}^+ = V_{td}(\bar{u} \leftrightarrow \bar{d})$ отличаются от (П.24), поскольку симметрия (анти) $\bar{u} \leftrightarrow \bar{d}$ здесь отсутствует:

$$V_{ub}^+ = \frac{(A_0^+, [A_1^+, A_2^+])}{|A_0| (D_2(|A_0|^2, |A_1|^2))^{1/2}} \times \quad (П.25)$$

$$\times \left\{ \left(\frac{(B_0^+, B_2)}{|B_0|^2} \right)_{\bar{d}} + \left(\frac{D_2((B_0^+, B_1), (B_1^+, B_2))}{D_1(|B_0|^2, |B_1|^2)} \right)_{\bar{u}} - \left(\frac{(B_0^+, B_1)}{|B_0|^2} \right)_{\bar{d}} \left(\frac{D_2(|B_0|^2, (B_1^+, B_2))}{D_2(|B_0|^2, |B_1|^2)} \right)_{\bar{u}} \right\}.$$

Формулу (П.25) мы выписываем, чтобы было легко видеть ортогональность столбцов найденной матрицы V , т.е. формулу (32).

В сумме $V_{td} + V_{ub}^+$ собираем члены, относящиеся только к флейвору $\bar{u}$ и только к флейвору $\bar{d}$, и расписываем детерминанты:

$$D_2((B_0^+, B_1), (B_1^+, B_2)) = \quad (П.26)$$

$$\begin{aligned}
&= (B_0^+, B_1) (B_1^+, B_2) - |B_1|^2, (B_0^+, B_2), \\
&\quad D_2 (|B_0|^2, |B_1|^2) = \\
&= |B_0|^2 |B_1|^2 - (B_0^+, B_1) (B_1^+, B_0).
\end{aligned}$$

Получаем произведение выражений (П.22) на (П.23), т.е. равенство (31). Очевидно, мы не подбирали ни фаз, ни модулей параметров.

Что касается фаз, то, конечно, в формулах (П.19)–(П.21) мы выбрали фазы функций $\phi^{(\bar{u})}$ и $\phi^{(\bar{d})}$, чтобы в низшем порядке диагональные элементы $(\phi^{(\bar{u})+}, \phi^{(\bar{d})})$ равнялись единицам. Неестественно было бы в этом месте (хотя и без последствий для физики) нарушать $SU(2)$ -симметрию. Для формулы (31) можно было и данные фазы оставить произвольными. Общее число остающихся параметров в представлении массовой матрицы (19) позволяет воспроизводить любые МСС, включая фазы нарушения CP . Правильная иерархия элементов матрицы СКМ автоматически возникает из иерархии масс кварков и следствий слабой $SU(2)$ -симметрии, без прямого численного подбора параметров.

Приложение 2

Для существования общей, заведомо не зависящей от характера взаимодействий причины возникновения иерархического характера спектра масс фермионов есть веское феноменологическое основание: все наблюдаемые фермионы СМ (может быть, за исключением нейтрино) имеют иерархические спектры масс поколений.

Теоретически иерархия масс обсуждается много десятилетий. Наиболее известное направление начиналось с работы Фроггатта и Нильсена [21] и продолжено ими [10], так и многими другими авторами [22]. Обширный список литературы находится в более новой статье [23]. Речь в них идет об изобретении таких взаимодействий и подборе их свойств, которые при нарушении киральной симметрии безмассовой системы способны воспроизводить наблюдаемые иерархии масс.

Мы хотим обратить внимание на возможную связь характера спектра масс фермионов с глубиной дираковского вакуума системы. Для n -фермионов при приобретении ими масс вакуум становится ниже на

$$\begin{aligned}
&-\sum_{\mathbf{p}, n} \left(\sqrt{\mathbf{p}_n^2 + m_n^2} - |\bar{p}_n| \right) \simeq \quad (\text{П.27}) \\
&\simeq -\sum_{\mathbf{p}} \frac{\sum_n m_n^2}{|\mathbf{p}|}.
\end{aligned}$$

Масштаб нарушения киральной симметрии в системе n -фермионов определяется $\text{Tr } \mathcal{M}$, где $\mathcal{M}$ — их массовая матрица. В гипотетическом характеристическом уравнении для масс другие его инварианты при иерархическом спектре не будут представлять общего масштаба явления.

Сумма квадратов масс

$$\sum_n m_n^2 = (\text{Tr } \mathcal{M})^2 - \sum_{n \neq n'} 2m_n m_{n'} \quad (\text{П.28})$$

максимальна при очень большой массе только одной из частиц:

$$m_1 \simeq \text{Tr } \mathcal{M}, m_2, m_3 \dots \ll m_1. \quad (\text{П.29})$$

В формуле (П.27) используются энергии свободных частиц, суммы расходятся, но рассуждение имеет отношение и к точному дираковскому вакууму системы — расходимость означает наиболее значимый вклад от частиц очень высоких энергий, а для них роль взаимодействий ослаблена.

Конечно, буквальное установление связи глубины вакуума с характером спектра частиц представляется нерешаемой задачей. Формулы (П.27)–(П.29) следует дополнить условиями, препятствующими нулевыми значениям других масс. Иерархический характер отношений между этими массами может быть связан также с энергетическими причинами.

Представляется важным, что возникающая при этом связь вакуума и спектра не зависит от свойств взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **102**, 290 (1956).
2. T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
3. J. Maalampi and M. Roos, Phys. Rep. **186**, 53 (1990).
4. L. B. Okun, hep-ph/0606202; Phys. Usp. **50**, 380 (2007).
5. A. B. Kaganovich, arXiv: 2105.03878 [hep-ph].
6. G. Triantaphyllou, arXiv: 1609.03404 [physics, gen-ph].
7. P. Q. Hung, Phys. Lett. B **649**, 275 (2007); Pai-Hong Gu, Phys. Lett. B **713**, 425 (2012).
8. S. Chakdar, K. Gosh, S. Nandi, and S. K. Rai, arXiv: 1305.2641 [hep-ph].
9. H. Fritzsch, Phys. Lett. B **70**, 436 (1977); **73**, 317 (1978).
10. C. D. Froggatt, M. Gibson, H. B. Nielsen, and D. J. Smith, hep-ph/9706212; C. D. Froggatt and H. B. Nielsen, hep-ph/9905445.
11. И. Т. Дятлов, ЯФ **77**, 775 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 733 (2014)]; arXiv: 1312.4339 [hep-ph].
12. R. N. Mohapatra and A. Y. Smirnov, hep-ph/0603118; S. F. King, A. Merle, S. Morisi, Y. Shimizu, and M. Tanimoto, arXiv: 1402.4271 [hep-ph]; L. Maiani, arXiv: 1406.5503 [hep-ph].

13. И. Т. Дятлов, ЯФ **78**, 522 (2015); **78**, 1015 (2015); **84**, 460 (2021) [Phys. At. Nucl. **78**, 485 (2015); **78**, 956 (2015); **84**, 773 (2021)]; arXiv: 1502.01501; 1509.07280 [hep-ph].
14. S. Gariazzo, M. Gerbino, T. Brickmann, M. Lattanzi, O. Mena, T. Shwetz, S. R. Choudhury, K. Freese, S. Hannestad, C. A. Ternes, and M. Tortola, arXiv: 2205.02195v1 [hep-ph].
15. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
16. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 368 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 679 (2017)]; arXiv: 1703.00722 [hep-ph].
17. S. L. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969); J. Preskill, Ann. Phys. (N.Y.) **210**, 323 (1991).
18. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 253 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 469 (2017)].
19. F. Bernard, arXiv: 1611.0859 [hep-ph].
20. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
21. C. D. Froggatt and H. B. Nielsen, Nucl. Phys. B **147**, 277 (1979); C. D. Froggatt, G. Lowe, and H. B. Nielsen, Nucl. Phys. B **414**, 579 (1994).
22. M. Leurer, Y. Nir, and N. Seiberg, Nucl. Phys. B **398**, 319 (1993); **420**, 468 (1994); hep-ph/9212298; hep-ph/9310320.
23. M. Fedele, A. Mastroddi, and M. Valli, arXiv: 2009.05587 [hep-ph].

WEAK MIXING MATRIX STRUCTURES AS A CONSEQUENCE OF BROKEN MIRROR SYMMETRY

I. T. Dyatlov¹⁾

¹⁾“Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

A model of symmetry violation is described for a system that can spontaneously choose left-handed or right-handed weak current. For the hierarchic structure of the fermion mass spectrum, such a mirror symmetry system allows reproduction of all qualitative properties of weak mixing matrices for both quarks (CKM matrix), and leptons (PMNS matrix), and at that, without additional numerical fitting of model parameters. The hierarchy of CKM matrix elements is directly linked with the hierarchical mass spectrum of quark generation. The qualitative properties of the PMNS matrix arise for the inverse character of the spectrum (m_3 is the smallest mass) and Dirac nature of SM neutrino. The comparatively small value of the neutrino mixing angle θ_{13} is a consequence of the smallness of m_3 and the smallness of the charged lepton mass ratio m_e/m_μ .

НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАК ОСНОВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2023 г. Р. В. Джолос^{1),2)*}

Поступила в редакцию 27.10.2022 г.; после доработки 27.10.2022 г.; принята к публикации 18.11.2022 г.

Дан краткий анализ развития теоретических подходов к описанию структуры тяжелых атомных ядер. Основное внимание уделено подходам, основывающимся на нуклон-нуклонном взаимодействии. Рассмотрен подход, основанный на релятивистском функционале плотности энергии. Обсуждаются результаты расчетов энергий связи и радиусов ядер, полученные в рамках киральной эффективной теории поля.

DOI: 10.31857/S0044002723020071, EDN: RIUIAC

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования структуры атомных ядер опираются на два теоретических подхода, сформулированных в конце 1940-х—начале 1950-х гг. Это оболочечная модель ядра [1] и коллективная модель [2]. Первая опирается на представление о независимых нуклонах, движущихся в потенциале, являющемся результатом усредненного воздействия $(A - 1)$ нуклонов на один. Вторая использует лишь небольшое число степеней свободы ядра, описывающих согласованное движение большого числа нуклонов. Подразумевается, конечно, что коллективные степени свободы сложным образом связаны с нуклонными степенями свободы.

В конце 1950-х—начале 1960-х гг. была сформулирована сверхтекучая модель ядра [3–7], которая в сочетании с моделью Нильссона [8], описывающей движение независимых нуклонов в деформированном ядерном потенциале, существенно расширила возможности применения микроскопического подхода к описанию экспериментальных данных о структуре ядер.

Следующий шаг в разработке теории структуры ядра был связан с использованием приближения случайной фазы [9], возникшего первоначально в теории электронной плазмы [10], для описания коллективных возбуждений атомных ядер. Подход оказался эквивалентным зависящему от времени приближению Хартри–Фока–Боголюбова. Использование приближения случайной фазы для описания однофононных возбуждений ядер стало первым шагом в построении микроскопической теории коллективных возбуждений.

В результате этих работ сложилось следующее представление о том, как формируется спектр возбужденных состояний тяжелых ядер. Базисными элементами, играющими роль элементарных возбуждений, являются квазичастицы и фононы [11]. Из этих элементарных блоков строится весь спектр возбужденных состояний ядер, усложняющийся с ростом энергии возбуждения.

Наряду с уже сложившимся представлением о том, что существуют как деформированные, так и сферические ядра, накапливалась экспериментальная информация о ядрах, промежуточных по своим свойствам между сферическими и деформированными. В особенности это относилось к коллективным возбуждениям ядер. В 1967 г. М. Сакай [12] ввел в рассмотрение представление о квазиротационных полосах, т.е. о последовательности состояний с $I^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, \dots$, базирующихся на основном состоянии. Экспериментальные данные показывали, что соотношения между энергиями возбуждения состояний квазиротационных полос плавно эволюционируют от характерного для ротационного спектра к характерному для вибрационного спектра. Экспериментальные данные демонстрировали плавное изменение в спектрах квазиротационных полос при переходе от деформированных ядер к сферическим. Это послужило толчком к построению коллективного квадрупольного гамильтониана ядра на основе $SU(6)$ группы динамической симметрии [13]. На этой основе была сформулирована модель взаимодействующих бозонов [14].

По мере развития вычислительной техники стало возможным проводить оболочечные расчеты в большом конфигурационном пространстве. Базис, в котором диагонализировался гамильтониан, строился “по горизонтали”, т.е. с учетом всех

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

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

*E-mail: jolos@theor.jinr.ru

возможных оболочечных конфигураций, которые можно образовать, оставаясь в рамках заданной оболочки, но с ограничением “по вертикали”, т.е. по числу учитываемых оболочек. Логика этого подхода противоположна логике подхода, основанного на использовании в качестве “элементарных блоков” для построения спектров возбуждения фоонов и квазичастиц.

Что же увидели, анализируя результаты больших оболочечных расчетов? В 2015 г. Кальвин В. Джонсон [15] проанализировал результаты оболочечных расчетов, выполненных в большом конфигурационном пространстве, без инертного кора, включающего нижние заполненные оболочки, и с использованием современного нуклон-нуклонного взаимодействия (*ab initio* расчеты). Анализ структуры полученных волновых функций показал, что их главные компоненты совпадают с теми, которые были получены 50 лет назад в расчетах, выполненных с использованием весьма ограниченного конфигурационного пространства (на шесть порядков меньшего по величине, чем в *ab initio* расчетах) и сил Козна—Куранта [16, 17]. Таким образом, было показано, что простые оболочечные расчеты, выполненные с использованием небольшого конфигурационного пространства, играют очень важную роль, так как во многих случаях такие расчеты выявляют главные компоненты ядерных волновых функций.

Подобный результат был получен и в работе [18]. Было показано, что базис коллективных состояний, реализующих представления симплектической группы динамической симметрии ($Sp(3, R)$) идентифицируется в волновых функциях состояний, полученных в расчетах, не использующих представление об инертном коре, что обеспечивает качественное понимание результатов расчетов, выполненных с использованием большого конфигурационного пространства.

2. СОГЛАСОВАНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ ЯДРА И ОСТАТОЧНЫХ СИЛ. СВЯЗЬ ОСТАТОЧНЫХ СИЛ С РЕАЛИСТИЧЕСКИМИ НУКЛОН-НУКЛОННЫМИ СИЛАМИ

На первых шагах разработки микроскопического подхода в теории ядерной структуры параметры среднего поля ядра и остаточных сил определялись, как правило, независимо друг от друга, хотя и было ясно, что среднее поле ядра и остаточные силы тесно связаны. Такая связь была установлена, например, между константами мультиполь-мультипольных сил и параметрами осцилляторного потенциала, имитирующего среднее поле ядра [2]:

$$H = H_{\text{sp}} + H_{\text{pair}} - \sum_{\lambda, \mu} \kappa_{\lambda} Q_{\lambda, \mu}^{+} Q_{\lambda, \mu},$$

$$\kappa_{\lambda} = \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \frac{M\omega_0^2}{A \langle r^{2\lambda-2} \rangle}. \quad (1)$$

В теории конечных ферми-систем Мигдала [19] использовался иной подход к построению остаточных нуклон-нуклонных сил, чем в (1). Однако даже с учетом канала частица—частица в этом подходе использовалось небольшое число параметров, а именно 7–8. Позднее был построен функционал плотности энергии Фаянса как очень хорошая численная аппроксимация для функционала плотности энергии, основывающегося на остаточных силах теории конечных ферми-систем Мигдала [20, 21].

Работа Тома Куо и Джерри Брауна [22] была первой попыткой выполнить микроскопический расчет структуры ядра, основываясь на потенциале взаимодействия свободных нуклонов. Эта попытка завершилась весьма успешным описанием спектроскопии ядер *s-d*-оболочки. Работа Т. Куо и Дж. Брауна основывалась на общей вере, которая пришла между концом 1950-х и началом 1960-х гг., что новое поколение расчетов ядерной структуры должно основываться на первых принципах. В то время такие нуклон-нуклонные потенциалы, как Йельский и Хамада—Джонстон, достаточно хорошо описывали данные по нуклон-нуклонному рассеянию. Оба потенциала имели действующий на малых расстояниях отталкивательный кор, а на больших расстояниях описывались однопионным обменом.

Использование жесткого кора в нуклон-нуклонных потенциалах исследовалось Бракнером и соавторами, которые ввели в рассмотрение эффективный потенциал — хорошо известную матрицу реакции *G*, которая позволила преодолеть проблему, связанную с сингулярностью потенциала взаимодействия на малых расстояниях. В результате было получено очень хорошее описание спектров ^{18}O и ^{18}F .

Важным шагом в исследовании вопроса о связи остаточных сил с взаимодействием свободных нуклонов явилась работа М. Дуфо и А. Цукера [23]. Работа начиналась с утверждения, что до сих пор не удавалось сконструировать взаимодействие, которое удовлетворяло бы следующим трем базовым условиям:

А. Было реалистическим, т.е. описывало фазы нуклон-нуклонного рассеяния.

Б. Корректно описывало энергии связи при наблюдаемом радиусе ядра.

В. Обеспечивало хорошее описание ядерной спектроскопии.

Условия А и В, также как и условия Б и В, совместимы. Простые аргументы поясняют, почему это происходит. Среднее расстояние между нуклонами в ядре 2.4 фм. Следовательно, нуклоны

“видят” преимущественно среднюю часть потенциала, которая хорошо понимается теоретически и хорошо описывается.

Достаточно гладкий гамильтониан может быть разделен на монополярную H_m и мультиполярную H_M части:

$$H = H_m + H_M. \quad (2)$$

При этом только монополярный член H_m затрагивается вариациями сферического потенциала Хартри–Фока и, следовательно, целиком ответственен за глобальные свойства ядра и одночастичное поведение. Но именно H_m плохо воспроизводится реалистическими силами, в противоположность мультиполярному члену H_M . Отсюда в [23] был сделан вывод, что H_m должен рассматриваться феноменологически.

Используя реалистические силы, было показано, что H_M может быть разделен на части:

$$H_M = H_C + H_R, \quad (3)$$

где H_C — коллективная часть (квадрупольное, октупольное, гексадекапольное взаимодействие), а H_R можно рассматривать как случайную матрицу.

3. ФУНКЦИОНАЛ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ

В 1935 г. Х. Юкава ввел в рассмотрение концепцию обмена массивной частицей, чтобы объяснить конечный радиус нуклон-нуклонных сил. Первоначально предполагалось, что эта частица — скалярный бозон, хотя открытый наконец в 1947/1948 гг. мезон оказался псевдоскаляром (138 МэВ). Поэтому с 1950 г. начались попытки построения π -мезонной теории ядерных сил. Эта пионная теория имела много проблем и мало успехов по причине, которая стала понятна позднее: пионная динамика ограничена киральной концепцией, которая не была известна в 1950-х гг. [24].

В начале 1960-х гг. были открыты векторные мезоны: ρ (770 МэВ) и ω (782 МэВ). Это привело к созданию ОВЕР-моделей, которые были очень успешными. Они включали полдужи мезонов, не все из которых были важны:

- σ -мезон (500 МэВ). Ответственен за притяжение, критически важное для обеспечения связи нуклонов в ядре.
- ω -мезон. Порождает сильное отталкивание на коротких расстояниях и спин-орбитальные силы.
- π -мезон. Ответственен за дальное действие и тензорные силы.
- ρ -мезон. “Обрезает” пионные тензорные силы на коротких расстояниях.

Релятивистский ОВЕР (1970-е гг.) описывает фазы нуклон-нуклонного рассеяния до энергий порядка 1 ГэВ [25].

Однако описание нуклон-нуклонного взаимодействия в рамках ОВЕР вызывает вопросы. Экспериментально наблюдаемая ширина σ -мезона составляет 400–700 МэВ, что соответствует пробегу $l = c\tau_{\text{lifetime}} = 0.3$ фм. Комптоновская длина волны ω -мезона 0.25 фм. Это соответствует расстоянию, на котором исчезает граница между нуклонами как “кварковыми мешками”. Можно рассматривать σ -мезон как имитацию эффекта s -волнового двухпионного обмена.

Р. Махляйд: “Все это могло бы стать счастливым концом теории ядерных сил, но со становлением КХД авторитетной теорией сильных взаимодействий мезонная теория была понижена до уровня модели” [25].

Начало подходу, приведшему к формулировке концепции функционала плотности энергии, положила работа М.М. Джонсона и Е. Теллера [26]. Исходным стало сделанное в этой работе утверждение, что вследствие того, что внутри ядра ядерное взаимодействие сильное, становится возможным множественное рождение мезонов в ядре. В тяжелых ядрах, в которых среднее число рождающихся мезонов намного больше единицы, мезоны, которые подчиняются Бозе-статистике, будут заполнять одно и то же квантовое состояние. Волновая функция мезонов в этом квантовом состоянии отвечает классическому потенциалу ядерных сил. В [26] взаимодействие мезонов с нуклонами было взято в следующем виде:

$$\sum_l \Psi O_l \Psi \cdot \Phi_l(\Phi), \quad (4)$$

где Φ — амплитуда мезонного поля. Φ_l должно быть скаляром и изотопическим синглетом. Φ_l не может быть псевдоскаляром, так как среднее поле ядра сохраняет четность. Было также отмечено, что введенный таким образом мезон не обязательно является элементарной частицей. Это может быть виртуальное состояние, сформированное из других мезонов. Это может быть даже суперпозиция таких виртуальных состояний. Этот мезон может распадаться на π -мезоны так быстро, что не может быть обнаружен. Было показано, что для того, чтобы описывать основные характеристики ядра, скалярный мезон должен иметь массу порядка 600 МэВ. Связь нуклонов с полем скалярного мезона ведет к тому, что эффективная масса нуклона в ядре равна примерно половине массы свободного нуклона. Гамильтониан был взят в следующем виде:

$$H_1 = \int d^3x \left\{ \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j |\nabla \Psi_j|^2 + \mu^2 c^4 \Phi^2 - \right. \quad (5)$$

$$- \hbar c g \Phi \sum_j |\Psi_j|^2 \Bigg\}.$$

Этот гамильтониан не включает кинетическую энергию мезонного поля. Минимизируя гамильтониан по амплитуде мезонного поля, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\delta H_1}{\delta \Phi} &= 2\mu^2 c^4 \Phi - \hbar c g \sum_j |\Psi_j|^2 \equiv \\ &\equiv 2\mu^2 c^4 \Phi - \hbar c g \rho = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя в гамильтониан H_1 выражение для Φ через плотность нуклонов в ядре ρ , следующее из (6), получаем функционал плотности энергии

$$H_1 = \int d^3x \left\{ \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j |\nabla \Psi_j|^2 - \frac{(\hbar c g)^2}{8\mu^2 c^4} \rho^2 \right\}. \quad (7)$$

У этого функционала есть, однако, существенный недостаток. Так как кинетическая энергия нуклонов пропорциональна $\rho^{5/3}$, то полученный функционал плотности энергии не обеспечивает насыщения ядерных сил. Этот недостаток можно устранить, включив в гамильтониан зависящую от скорости связь нуклонов с мезонным полем. Однако, как было показано в следующей за рассматриваемой работе Х.-П. Дюрра [27], в этом нет необходимости.

Х.-П. Дюрр в своей работе использовал релятивистский подход и основывался на уравнении Дирака. Симметрии уравнения Дирака позволяют ввести в рассмотрение связь нуклонов как со скалярным, так и массивным векторным полями. В статическом приближении задача сводится к рассмотрению движения нуклонов в самосогласованном поле. Вклад в это поле вносят только скалярный потенциал и времяподобная компонента векторного потенциала. Гамильтониан Дирака приобретает вид

$$H = \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta M - \beta S + V_0, \quad (8)$$

где S — скалярный потенциал, а V_0 — времяподобная компонента векторного потенциала. В гамильтониане (8) член $\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}$ смешивает большую и малую компоненты дираковского спинора. Благодаря пропорциональности этого члена импульсу $\mathbf{p}$ вес малой компоненты спинора растет с ростом импульса. Потенциал среднего поля ядра $(-\beta S + A_0)$, притягивающий при малых значениях $|\mathbf{p}|$, становится отталкивательным при более высоких значениях $|\mathbf{p}|$. Таким образом, эффект насыщения ядерных сил объясняется релятивистским эффектом — ростом малой компоненты дираковского спинора с увеличением импульса нуклона, что ослабляет скалярный потенциал по сравнению с векторным. В релятивистском подходе удается

объяснить и большую величину спин-орбитальной связи.

В настоящее время релятивистский подход к построению функционала плотности энергии формулируется [28–32], включая в рассмотрение только небольшое число мезонов:

$$\begin{aligned} -\pi : \quad & J = 0, \quad T = 1, \quad P = -1. \\ -\sigma : \quad & J = 0, \quad T = 0. \\ -\omega : \quad & J = 1, \quad T = 0. \\ -\rho : \quad & J = 1, \quad T = 1. \end{aligned}$$

В приближении Хартри пионы не дают вклада в среднее поле ядра. Однако вклад пионов необходимо принимать во внимание при рассмотрении парных корреляций или при учете зависимости от времени.

Без учета поля пионов лагранжиан взаимодействия принимает вид

$$\begin{aligned} L_{\text{int}} &= -g_\sigma \bar{\psi} \sigma \psi - g_\omega \bar{\psi} \gamma_\mu \omega^\mu \psi - \\ &- g_\rho \bar{\psi} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\rho}^\mu \psi - e \bar{\psi} \gamma_\mu A^\mu \psi, \end{aligned} \quad (9)$$

где A^μ — потенциал электромагнитного поля. Было, однако, отмечено, что для количественного описания таких свойств ядра, как сжимаемость и поверхностное натяжение, необходимо учитывать нелинейную связь нуклонов с полем σ -мезонов, т.е. включить в гамильтониан следующие члены: $g_3 \sigma^3 + g_4 \sigma^4$.

Без учета этих членов сформулированный выше лагранжиан приводит уравнение Дирака к следующему виду:

$$\{\gamma_\mu (i\partial^\mu + V^\mu) + M + S\} \psi_i = 0, \quad (10)$$

где

$$S(x) = g_\sigma \sigma(x),$$

$$V^\mu = g_\omega \omega^\mu(x) + g_\rho \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu(x) + e A^\mu(x). \quad (11)$$

Мезонные поля удовлетворяют следующим уравнениям:

$$(\square + m_\sigma^2) \sigma = -g_\sigma \rho_s,$$

$$(\square + m_\omega^2) \omega^\mu = g_\omega j^\mu,$$

$$(\square + m_\rho^2) \boldsymbol{\rho}^\mu = g_\rho \mathbf{j}^\mu,$$

$$A^\mu = e j_c^\mu, \quad (12)$$

где для скалярной плотности и токов имеем:

$$\rho_s = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x),$$

$$j^\mu = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \gamma^\mu \psi_i(x),$$

$$\mathbf{j}^\mu = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \psi_i(x),$$

$$j_c^\mu = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \frac{1}{2} (1 + \tau_3) \gamma^\mu \psi_i(x). \quad (13)$$

В статическом приближении, предполагая независимость от времени мезонных полей и учитывая инвариантность относительно отражения времени и пространственного отражения, в результате чего исчезают пространственноподобные компоненты всех токов, мы получаем стационарные уравнения релятивистского подхода к построению среднего потенциала ядра:

$$(-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta(M + S) + V) \psi_i = \varepsilon_i \psi_i,$$

где

$$V(\mathbf{r}) = g_\omega \omega^0(\mathbf{r}) + g_\rho \tau_3 \rho_3^0(r) + eA^0(\mathbf{r}),$$

$$S(r) = g_\sigma \sigma(\mathbf{r}),$$

$$\rho_s = \sum_{i=1}^A \bar{\psi}_i(x) \psi_i(x),$$

$$\rho_v = \sum_{i=1}^A \psi_i^+(x) \psi_i(x),$$

$$\rho_3 = \sum_{i=1}^A \psi_i^+(x) \tau_3 \psi_i(x),$$

$$\rho_c = \sum_{i=1}^A \psi_i^+(x) \frac{1}{2} (1 + \tau_3) \psi_i(x). \quad (14)$$

Так как массы σ -, ω - и ρ -мезонов достаточно большие, то для качественного рассмотрения можно пренебречь оператором Лапласа в уравнениях для мезонных полей. Тогда σ , ω^0 и ρ_3^0 пропорциональны соответствующим нуклонным плотностям, а выражение для полной энергии ядра, которое в результате сделанных приближений становится функционалом различных плотностей, приобретает вид

$$E = \int d^3r H(\mathbf{r}) = \quad (15)$$

$$= \sum_{i=1}^A \int d^3r \psi_i^+(x) (-i\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla + \beta M) \psi_i(x) +$$

$$+ \frac{1}{2} \int d^3r \left\{ m_\sigma^2 \sigma^2 - m_\omega^2 (\omega^0)^2 - m_\rho^2 (\rho_3^0)^2 \right\} +$$

$$+ \int d^3r \left\{ g_\sigma \rho_s \sigma + g_\omega \rho_v \omega^0 + \right.$$

$$\left. + g_\rho \rho_3 \rho_3^0 + e \rho_c A^0 \right\}.$$

В релятивистском подходе коллапса ядра не возникает благодаря специфическому релятивистскому эффекту:

$$\rho_s(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \left(|f_i(\mathbf{r})|^2 - |g_i(\mathbf{r})|^2 \right),$$

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^A \left(|f_i(\mathbf{r})|^2 + |g_i(\mathbf{r})|^2 \right),$$

$$\rho_s = \rho_v - 2 \sum_{i=1}^A |g_i(\mathbf{r})|^2 \approx \rho_v - 2\tau_{\text{kin}}, \quad (16)$$

где $f_i(\mathbf{r})$ — большая, а $g_i(\mathbf{r})$ — малая компоненты дираковского спинора. При больших плотностях кинетическая энергия нуклонов τ_{kin} возрастает. В (16) ρ_v — это обычная барионная плотность, нормированная на число нуклонов. Из (16) видно, что ρ_s убывает, если малая компонента спинора растет. Этот механизм автоматически уменьшает притяжение и стабилизирует ядро.

В заключение этого раздела отмечу, что наряду с рассмотренным выше релятивистским функционалом плотности энергии в литературе активно используются и различные варианты нерелятивистского функционала [33, 34]. Однако их построение не связано с использованием нуклон-нуклонного взаимодействия.

4. СТРУКТУРА ЯДРА И КИРАЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Силы, действующие между нуклонами, — это остаточные “цветные” силы, подобные силам Ван дер Ваальса, действующим между нейтральными молекулами. При построении киральной эффективной теории поля используется следующее обстоятельство [24, 25]. В спектре адронов имеется большой разрыв между массой π -мезона и массами ω - и ρ -мезонов. Таким образом, есть две энергетические шкалы: “мягкая” шкала с импульсом $Q \sim \sim m_\pi$ и “жесткая” шкала, характеризующаяся параметром $\Lambda_\chi \sim m_\omega, m_\rho$, известная также как шкала нарушения киральной симметрии. Это наводит на мысль использовать при построении лагранжиана разложение по параметру Q/Λ_χ . Степени свободы киральной эффективной теории поля (ChEFT): π -мезоны и нуклоны N . В итоге программа построения лагранжиана ChEFT состоит из следующих шагов:

— Фиксировать “мягкую” и “жесткую” энергетические шкалы и степени свободы.

— Определить все существенные симметрии низкоэнергетической КХД.

– Построить лагранжиан наиболее общего вида, обладающий этими симметриями, включая и их нарушения.

– Использовать разложение по параметру Q/Λ_χ .

– Следуя этому разложению, рассчитать вклады всех фейнмановских диаграмм для рассматриваемых процессов.

Спонтанное нарушение киральной симметрии предполагает существование безмассового бозона, который отождествляется с изоспиновым триплетом π -мезоном. Взаимодействие между такими бозонами должно исчезать при $\mathbf{p} \rightarrow 0$ и $m_\pi \rightarrow 0$. Как следствие, появление такого бозона в лагранжиане должно сопровождаться по крайней мере одной пространственно-временной производной. Следовательно, низкоэнергетическое разложение лагранжиана должно осуществляться по степеням производных и m_π .

При вычислении низкоэнергетических наблюдаемых наиболее важны парциальные волны с $L \leq 2$. Это справедливо и для микроскопических расчетов структуры ядра. А для описания нижайших парциальных волн важно знание NN -потенциала на коротких расстояниях. В мезонной теории ядерных сил NN -взаимодействие на коротких расстояниях описывается обменом тяжелыми мезонами:

$$\int d^3Q \frac{\exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r})}{m_{\omega,\rho}^2 + Q^2} \sim \frac{\exp(-m_{\omega,\rho}r)}{r}. \quad (17)$$

При разложении по степеням малого импульса Q :

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_{\omega,\rho}^2 + Q^2} &\approx \\ &\approx \frac{1}{m_{\omega,\rho}^2} \left(1 - \frac{Q^2}{m_{\omega,\rho}^2} + \frac{Q^4}{m_{\omega,\rho}^4} - \dots \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Так как члены разложения в круглых скобках действуют напрямую между нуклонами, их называют контактными членами.

В 2002 г. было установлено, что расчет NN -потенциала нужно проводить до $N^3\text{LO}$ -порядка. В этом случае достигается такая же точность описания нуклон-нуклонных фаз при энергиях не выше 300 МэВ, что и с мезонными потенциалами, которые, однако, описывают фазы до энергий 1 ГэВ. При этом число параметров ChEFT-потенциала — 24, а мезонного — 35. Таким образом, с помощью ChEFT фактически получено обоснование мезонного потенциала.

Фундаментальной целью теоретической ядерной физики является объяснение структуры ядра и ядерных реакций, основываясь на силах, действующих между нуклонами. В настоящий момент

ядерно-физическое сообщество рассматривает киральную эффективную теорию поля как наиболее авторитетную основу для вывода таких сил. Это утверждение базируется на тесной связи ChEFT с фундаментальной теорией сильных взаимодействий КХД.

Сейчас твердо установлено [35], что исследование структуры ядер должно учитывать трехчастичные (3NF) силы. Первоначально 3NF-силы фиксировались для $A = 3$ или $A = 4$ систем и *ab initio* расчеты проводились вплоть до ^{16}O [36] с хорошими результатами как для энергий связи, так и для зарядовых радиусов ядер. Возможно, α -кластерная структура этих ядер является одной из причин, объясняющих такие результаты.

Ситуация изменилась, когда стало возможно делать расчеты для ядер средней массы (Са и даже более тяжелые ядра). В этих расчетах наблюдались большие вариации предсказаний. Были получены как заниженные [37], так и завышенные [38] значения энергий связи. Стало ясно, что объяснение свойств ядер промежуточной массы и тяжелых ядер остается проблемой.

Путь к расчетам энергии связи тяжелых ядер проходит через расчеты энергий связи ядерной материи. Современный взгляд на такие расчеты состоит в том, что 3NF-силы важны для понимания насыщения в ядрах. 2NF-силы существенно завышают энергию связи ядерной материи, тогда как 3NF-силы вносят “отталкивание”, причем сильно зависящее от плотности, что ведет к насыщению при правильных значениях энергии связи и плотности.

Относительно успешными оказались расчеты с силами, получившими в литературе название “магические силы” [39, 40]. С помощью этого взаимодействия удается воспроизвести экспериментальные энергии связи ядер вплоть до изотопов Sn. Правда, рассчитанные зарядовые радиусы ядер оказались меньше экспериментальных. В этих расчетах воспроизводятся и свойства насыщения ядерной материи, хотя и при несколько большей плотности. “Магические силы” включают 2NF-силы, полученные в $N^3\text{LO}$ -приближении и улучшенные с помощью метода ренормгруппы (SRG), и 3NF-силы, полученные в приближении NNLO. Расчеты с этими силами, однако, не являются последовательно *ab initio*.

Возникшая проблема особенно ярко иллюстрируется при сравнении следующих двух недавно выполненных расчетов. В [41, 42] использовалась комбинация 2NF- и 3NF-сил, полученных в рамках ChEFT, параметры которых фиксировались по энергии связи тритона и свойствам насыщения ядерной материи. Расчеты для ядер промежуточной

массы вплоть до ^{68}Ni продемонстрировали недооценку энергий связи ядер и слишком большие величины их радиусов. В [43] использовались те же самые 2NF-силы, однако параметры 3NF-сил фиксировались по энергиям связи тритона и ^{16}O . Расчеты с этими силами воспроизводят энергии связи и зарядовые радиусы ядер вплоть до ^{78}Ni . Однако они дают слишком большую энергию связи ядерной материи, при этом насыщение наступает при неправильном значении плотности.

Возникшие трудности в одновременном описании свойств конечных ядер и ядерной материи были преодолены с помощью потенциалов (ГО-потенциалы), полученных в [44, 45]. Однако было показано, что начиная с энергии около 100 МэВ и выше, фазы NN -рассеяния, рассчитанные с помощью ГО-потенциалов, существенно отличаются от экспериментальных. Оказалось, что χ^2 для этих потенциалов в 3 раза превышает результат, полученный 60 лет назад с потенциалом Хамада–Джонстона. По этой причине параметры ГО-потенциалов были переопределены так, чтобы удовлетворительно описывать NN -данные. Расчеты для ядерной материи с переопределенными потенциалами продемонстрировали заметно меньшее притяжение, чем исходные ГО-потенциалы.

Различие между потенциалом, базирующимся на “магических силах”, и остальными менее успешными потенциалами, полученными на основе ChEFT, лежат в 2NF-части этих потенциалов. Хотя в обоих случаях использование только 2NF-сил ведет к переоценке энергии связи ядерной материи, в случае “магического” потенциала эта переоценка гораздо большая. Точно так же, как и в случае “магического” потенциала, 2NF-часть ГО-потенциалов ведет к сильной переоценке энергии связи ядерной материи. Переопределенные же ГО-потенциалы являются заметно менее притягивающими, чем исходные ГО-потенциалы. Было показано, что оба эффекта ядерной среды: запрет перераспределения в занятые состояния и изменения одностатийных энергий, ведут к уменьшению притяжения, источником которого является член второго порядка по тензорному взаимодействию в уравнении для G -матрицы. При этом, чем сильнее тензорные силы, тем сильнее влияние среды на редукцию притяжения, и наоборот. ГО-потенциалы имеют очень слабую тензорную компоненту. Для описания данных по pp -рассеянию нужна более сильная тензорная компонента, как в переопределенных ГО-потенциалах. Когда ГО-потенциалы корректируются, чтобы описывать данные по рассеянию, предсказания для энергий связи ядер промежуточной массы ухудшаются.

Экстраординарная нелокальность потенциала, полученного на основе “магических сил”, которая

объясняется использованием ренормгруппы, является источником дополнительного притяжения, проявляющегося в расчетах энергий связи. Это ведет к тому, что член второго порядка по тензорному взаимодействию необычно мал, а центральный потенциал большой и притягивающий. Такая степень нелокальности в настоящее время не может быть достигнута любым обычным киральным потенциалом.

Таким образом, проблема описания свойств ядер средней массы и тяжелых ядер с помощью реалистических сил остается нерешенной.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фундаментальной целью теоретической ядерной физики является объяснение структуры ядра и ядерных реакций, основываясь на силах, действующих между нуклонами. В настоящий момент ядерно-физическое сообщество рассматривает киральную эффективную теорию поля как наиболее авторитетную основу для вывода таких сил. Первоначально расчеты с такими силами проводились вплоть до ^{16}O и дали хорошие результаты как для энергий связи, так и для зарядовых радиусов ядер. Ситуация изменилась, когда стало возможным делать расчеты для ядер средней массы и тяжелых ядер. В настоящий момент проблема описания свойств тяжелых ядер с помощью реалистических сил остается нерешенной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. Гепперт-Майер, Дж. Йенсен, *Элементарная теория ядерных оболочек* (Иностр. лит., Москва, 1958).
2. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура ядра* (Мир, Москва, 1977).
3. Н. Н. Боголюбов, ДАН СССР **119**, 52 (1958).
4. A. Bohr, B. Mottelson, and D. Pines, Phys. Rev. **110**, 936 (1958).
5. В. Г. Соловьев, ДАН СССР **123**, 652 (1958).
6. V. G. Soloviev, Nucl. Phys. **9**, 655 (1958/1959).
7. S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31** (11) (1959).
8. S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29** (16) (1955).
9. M. Baranger, Phys. Rev. **120**, 957 (1960).
10. D. Bohm and D. Pines, Phys. Rev. **92**, 609 (1953).
11. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: Квази-частицы и фотоны* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
12. M. Sakai, Nucl. Phys. A **104**, 301 (1967).
13. D. Janssen, R. V. Jolos, and F. Dönaу, Nucl. Phys. **24**, 93 (1974).
14. A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **35**, 1069 (1975).
15. C. W. Johnson, Phys. Rev. C **91**, 034313 (2015).

16. S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. **73**, 1 (1965).
17. А. Н. Бояркина, *Структура ядер 1p-оболочки* (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1973).
18. A. E. Mccooy, M. A. Caprio, T. Dytrych, and Foscano, Phys. Rev. Lett. **125**, 102505 (2020).
19. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1965).
20. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
21. A. V. Smirnov, S. V. Tolokonnikov, and S. A. Fayans, Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988).
22. T. T. S. Kuo and G. E. Brown, Nucl. Phys. **85**, 40 (1966).
23. M. Dufour and A. Zuker, Phys. Rev. C **54**, 1641 (1996).
24. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
25. R. Machleidt, Int. J. Mod. Phys. E **26**, 1740018 (2017).
26. M. M. Johnson and E. Teller, Phys. Rev. **98**, 783 (1955).
27. H.-P. Dürr, Phys. Rev. **103**, 469 (1956).
28. B. D. Serot and J. D. Walecka, Adv. Nucl. Phys. **16**, 1 (1986).
29. P.-G. Reinhard, Rep. Progr. Phys. **52**, 439 (1989).
30. B. D. Serot, Rep. Prog. Phys. **55**, 1855 (1992).
31. P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **37**, 193 (1996).
32. T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **66**, 519 (2011).
33. J. Erler, P. Klüpfel, and P.-G. Reinhard, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38**, 033101 (2011).
34. L. M. Robledo, T. R. Rodriguez, and R. R. Rodriguez-Guzmán, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **46**, 013001 (2019).
35. Y. Nosyk, D. R. Entem, and R. Machleidt, Phys. Rev. C **104**, 054001 (2021).
36. B. R. Barrett, P. Navratil, and J. P. Vary, Prog. Part. Nucl. Phys. **69**, 131 (2013).
37. D. Lonardoni, A. Lovato, S. C. Pieper, and R. B. Wiringa, Phys. Rev. C **96**, 024326 (2017).
38. S. Binder, J. Langhammer, A. Calci, and R. Roth, Phys. Lett. B **736**, 119 (2014).
39. K. Hebeler, S. K. Bogner, R. J. Furnstahl, A. Nogga, and A. Schwenk, Phys. Rev. C **83**, 031301(R) (2011).
40. K. Hebeler, Phys. Rep. **890**, 1 (2021).
41. C. Drischler, K. Hebeler, and A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **122**, 042501 (2019).
42. J. Hoppe, C. Drischler, K. Hebeler, A. Schwenk, and J. Simons, Phys. Rev. C **100**, 024318 (2019).
43. T. Hübner, K. Vobig, K. Hebeler, R. Machleidt, and R. Roth, Phys. Lett. B **808**, 135651 (2020).
44. A. Ekström, G. Hagen, T. D. Morris, T. Papenbrock, and P. D. Schwartz, Phys. Rev. C **97**, 024332 (2018).
45. W. G. Jiang, A. Ekström, C. Forssen, G. Hagen, G. R. Jansen, and T. Papenbrock, Phys. Rev. C **102**, 054301 (2020).

NUCLEON–NUCLEON INTERACTION AS A BASIS FOR INVESTIGATION OF THE STRUCTURE OF HEAVY NUCLEI

R. V. Jolos^{1),2)}

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Dubna State University, Dubna, Russia

A brief analysis of the development of theoretical approaches to the description of the structure of heavy atomic nuclei is given. The focus is on approaches based on nucleon–nucleon interaction. An approach based on the relativistic energy density functional is considered. The results of calculations of binding energies and radii of nuclei obtained within the framework of chiral effective field theory are discussed.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ПРОГНОЗОВ СКОРОСТЕЙ БЕТА-РАСПАДА В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ

© 2023 г. И. В. Панов^{1), 2)}*

Поступила в редакцию 06.11.2022 г.; после доработки 06.11.2022 г.; принята к публикации 10.11.2022 г.

В настоящей работе проведены расчеты нуклеосинтеза тяжелых элементов для двух разных сценариев слияния нейтронных звезд. В расчетах были использованы различные глобальные модели бета-распада: случайной фазы (QRPA), релятивистского приближения случайной фазы (pn -RQRPA) и метод конечных амплитуд (FAM). Показано, что использование в расчетах нуклеосинтеза разных глобальных моделей приводит к формированию реалистичной структуры кривой распространенности химических элементов. В отличие от нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд одинаковых масс образование элементов в веществе внешней коры при взрыве маломассивной нейтронной звезды в области от первого до второго пика слабо модельно-зависимо. Однако в сильном g -процессе зависимость распространенности элементов от модели бета-распада очень сильная. Систематического влияния модели бета-распада на результаты нуклеосинтеза не обнаружено.

DOI: 10.31857/S0044002723020162, EDN: RJVULC

1. ВВЕДЕНИЕ

В нуклеосинтезе тяжелых элементов при слиянии нейтронных звезд [1] участвуют короткоживущие не изученные экспериментально ядра. Поэтому для моделирования их образования необходимы прогнозы большого количества ядерных характеристик, среди которых скорость бета-распада является наиболее важной величиной. Моделирование распространенности тяжелых ядер с разными прогнозами ядерных данных фактически является интегральным экспериментом, в котором возможности теоретических моделей могут быть проанализированы, используя расчеты и результаты наблюдений распространенности тяжелых элементов.

Количество синтезируемых в g -процессе тяжелых элементов зависит как от длительности нейтронной экспозиции, так и от скорости движения волны нуклеосинтеза. А скорость нуклеосинтеза зависит от условий и области g -процесса, определяемых астрофизическим сценарием, и от скорости бета-распада ядер, вовлеченных в g -процесс. При ускорении или замедлении движения волны нуклеосинтеза в область более тяжелых ядер траектория g -процесса на карте ядер меняется [2], как

и положение третьего пика на кривой распространенности тяжелых элементов [3], что указывает на многоплановое влияние модели бета-распада на нуклеосинтез.

Процессы образования элементов тяжелее железного пика в результате захвата нейтронов и последующего бета-распада были предложены достаточно давно одновременно с классификацией и других процессов образования новых элементов в природе [4]. Процесс образования тяжелых элементов в быстром нуклеосинтезе, поддерживаемом многократным захватом нейтронов, был назван g -процессом, а первые расчеты g -процесса были сделаны позднее [5]. В отличие от s -процесса, проходящего в среде с малым количеством свободных нейтронов, g -процесс происходит в веществе с избыточной концентрацией нейтронов за счет их многократного захвата и последующих бета-распадов при относительно невысокой температуре ($T_9 < 2$) и замораживании реакций с протонами и альфа-частицами. В этом g -процессе образуется более половины ядер тяжелее железа, в том числе актиниды.

С момента классификации процессов нуклеосинтеза [4] было предложено много разных сценариев и моделей g -процесса, создающих условия для его протекания, однако взгляд на теорию g -процесса стал принципиально меняться после наблюдений химического состава в спектрах очень старых звезд и открытия идентичности относительной распространенности g -элементов в солнечной системе и в старых звездах [6]. Еще один сильный аргумент в пользу изменения взгляда на g -процесс

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

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

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

появился после осознания невозможности достижения высокой плотности свободных нейтронов при взрыве и эволюции большинства коллапсирующих сверхновых [7]. В последние годы, спустя много лет после первого предложения рассматривать слияние нейтронных звезд в тесной двойной системе [8] в качестве сценария для образования тяжелых элементов, пришло понимание, подтвержденное многочисленными исследованиями (см., например, обзор [9]) и наблюдениями [10], что в джетах и в ветрах, образующихся в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд, создаются необходимые для развития γ -процесса условия. В процессе первой регистрации гравитационных волн, возникающих при слиянии нейтронных звезд, и определении химического состава разлетающегося вещества после взрыва килоновой [10], были обнаружены γ -элементы [10, 11]. И на сегодняшний день, хотя все возможности развития γ -процесса в природе до конца не определены, процесс слияния нейтронных звезд считается одним из основных реальных сценариев, в которых идет синтез тяжелых элементов.

Периоды полураспада и вероятности запаздывающих процессов обычно рассчитываются на основе силовой функции бета-распада $S_\beta(E)$, получаемой из разных теоретических моделей, как например, широко используемая для астрофизических приложений модель случайной фазы (QRPA) [12], или других моделей, использующих разный вид функционала плотности ядерной энергии [13, 14] (подробнее см. [15]). В большинстве расчетов γ -процесса (см. [16, 17] и цитирование там) наиболее часто использовались глобальные расчеты [12, 18], основанные на развитых в 1980-е гг. моделях [19, 20].

В последние годы шло интенсивное развитие моделей бета-распада, что привело к появлению новых глобальных расчетов этих важных характеристик [21, 22], расширяющих возможность, с одной стороны, изучить устойчивость результатов моделирования процесса нуклеосинтеза к ядерным данным, а с другой, попытаться оценить с помощью наблюдений надежность той или иной ядерно-физической модели для прогнозирования характеристик экзотических ядер.

Расчеты на основе функционала плотности DF3 [14, 15], неплохо описывающие характеристики нейтроноизбыточных сферических ядер, пока проведены только для части ядер, участвующих в γ -процессе, и существующего количества данных пока недостаточно для использования их в расчетах γ -процесса. В настоящей работе в качестве базовых данных использовались расчеты скоростей бета-распада на основе модели QRPA [23].

Поскольку при исследовании влияния скорости бета-распада на скорость распространения нуклеосинтеза и на распространенность тяжелых ядер в γ -процессе была отмечена сильная модельная зависимость распространенности как от используемой модели бета-распадов [24], так и от скорости нуклеосинтеза в целом [3], мы продолжили изучение влияния модели бета-распада на процесс образования тяжелых ядер, используя увеличенное количество глобальных прогнозов бета-распада: 1) метода случайной фазы (QRPA) [23], 2) релятивистской pn -RQRPA [22] и 3) метода конечных амплитуд (FAM) [21].

В новом глобальном прогнозе периодов бета-распада [22] для полностью согласованных расчетов $T_{1/2}$ для описания основных состояний ядер как с заполненными, так и незаполненными оболочками, использовалась релятивистская модель Хартри–Боголюбова, а для описания возбужденных состояний применялся метод pn -RQRPA. Остаточное взаимодействие вычислялось на основе того же релятивистского функционала плотности ядерной энергии (RNEDF) [22], что и для расчета основных состояний (для согласования результатов описания различных ядерных характеристик). Другой новый прогноз значений $T_{1/2}$ основывался на зарядово-обменной версии метода конечных амплитуд [21].

Все эти три глобальных прогноза величин $T_{1/2}$ были использованы для моделирования нуклеосинтеза тяжелых элементов в двух разных сценариях эволюции тесных двойных систем нейтронных звезд.

2. СЦЕНАРИИ И МОДЕЛЬ НУКЛЕОСИНТЕЗА

В условиях высокой концентрации нейтронов нуклеосинтез в γ -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 закливанию γ -процесса [25], т.е. к вовлечению большого числа ядер-продуктов деления в качестве новых зародышевых ядер в нуклеосинтез и к образованию большинства тяжелых элементов от второго пика на кривой распространенности элементов до тория и урана. Соответствующее увеличение реакций, используемых в расчетах, таких, как скорости вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления, а также массового распределения ядер-продуктов деления и учет осколков деления как новых зародышевых ядер [25–27], усложняет систему уравнений и процесс моделирования и требует оптимизации численных схем и алгоритмов.

Применение в расчетах различных прогнозов бета-распада изменяет как продолжительность нуклеосинтеза, так и его динамику. Изучение влияния моделей бета-распада на распространность образующихся элементов было проведено с использованием данных по периодам бета-распада, полученных на основе трех разных глобальных моделей. Однако продолжительность нуклеосинтеза зависит также и от сценария, в котором реализуются необходимые для протекания г-процесса условия. Поэтому мы рассмотрели влияние модели бета-распада на г-процесс в двух реалистичных сценариях, которые могут развиваться в конце эволюции тесной двойной системы нейтронных звезд.

В большинстве проведенных до сих пор многомерных гидродинамических расчетах эволюции двойных систем массы нейтронных звезд были близки и достаточно велики $M_1 \sim M_2 \gtrsim M_\odot$, и результатом их взаимодействия являлось слияние или столкновение с образованием одной массивной нейтронной звезды, джетов и ветров (см., например, [28, 29] и цитирование там). В таких условиях протекает сильный г-процесс с образованием широкого спектра тяжелых элементов вплоть до актинидов [30–32].

При сильном различии масс нейтронных звезд, входящих в двойную систему, происходит поглощение маломассивного компонента более массивным — вещество перетекает на более массивную звезду, пока маломассивная нейтронная звезда не достигнет нижнего предела массы, при котором она становится нестабильной и взрывается [33]. При взрыве маломассивной нейтронной звезды [33, 34] во внешней коре МНЗ развивается слабый г-процесс [35].

Для численных расчетов г-процесса в этих двух сценариях нами был применен код SYNTHER (nucleoSYNTHeSis of Heavy Elements in the R-process) [36], реализующий кинетическую схему, развитую ранее [37] и позволяющую определить концентрации всех вовлеченных в нуклеосинтез ядер. В этом коде реакции деления были дополнены улучшенной моделью массового распределения ядер-продуктов деления, что обеспечило более распределенный источник новых зародышевых ядер и улучшение установления квазистационарного тока ядер.

Поскольку этап нуклеосинтеза, предшествующий г-процессу, протекает в рассматриваемых сценариях при высоких температурах и плотностях и является фактически взрывным нуклеосинтезом, коды нуклеосинтеза были дополнены реакциями с заряженными частицами, а также ранее не учитывавшимся взаимодействием нуклонов и ядер с электронами [17]. Мы дополнили используемый

код SYNTHER реакциями слабого взаимодействия, банк которых [38] содержит данные для изотопов элементов железного пика ($20 < Z < 32$).

Скорости реакций перечисленных процессов, определяющие собственные значения матрицы Якоби системы дифференциальных уравнений, различаются по абсолютному значению на порядки. Поэтому система уравнений нуклеосинтеза является жесткой и для ее численного интегрирования нами использовался метод Гира [39], для реализации которого был использован разработанный ранее пакет программ [40, 41]. 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, имеющих внутреннюю проверку на сохранение числа нуклонов и заряда.

В область нуклидов, участвующих в нуклеосинтезе, включались все элементы с зарядом от $Z_{\min} = 1$ до $Z_{\max} = 110$, а $A_{\min}$ и $A_{\max}$ определялись согласно используемой массовой модели: обобщенной модели Томаса—Ферми с интегралом Струтинского [42]. Тем самым определялось полное число ядер, участвующих в нуклеосинтезе. Скорости ядерных реакций, являющиеся коэффициентами в дифференциальных уравнениях, были рассчитаны с использованием тех же массовых моделей. В список учитываемых ядерных реакций входят все парные и другие основные реакции горения, как и реакции альфа-распада, деления и слабые взаимодействия. Они включают: 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 запаздывающее деление; вынужденное и спонтанное деление; ряд других важных реакций, таких как $3-\alpha$ -реакция и реакции горения ^{12}O , ^{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 широко используемых скоростей бета-распада и запаздывающих нейтронов [23, 43], альфа-распада [43], скоростей термоядерных реакций [44] и деления [36, 45, 46]. Экспериментально измеренные скорости бета-распада взяты из ядерной базы данных NuDat2 (2009) [47]. Скорость захвата нейтронов тяжелыми ядрами (для элементов с $Z > 83$), а также скорости вынужденного и запаздывающего деления были рассчитаны ранее на основе статистической модели [45, 46].

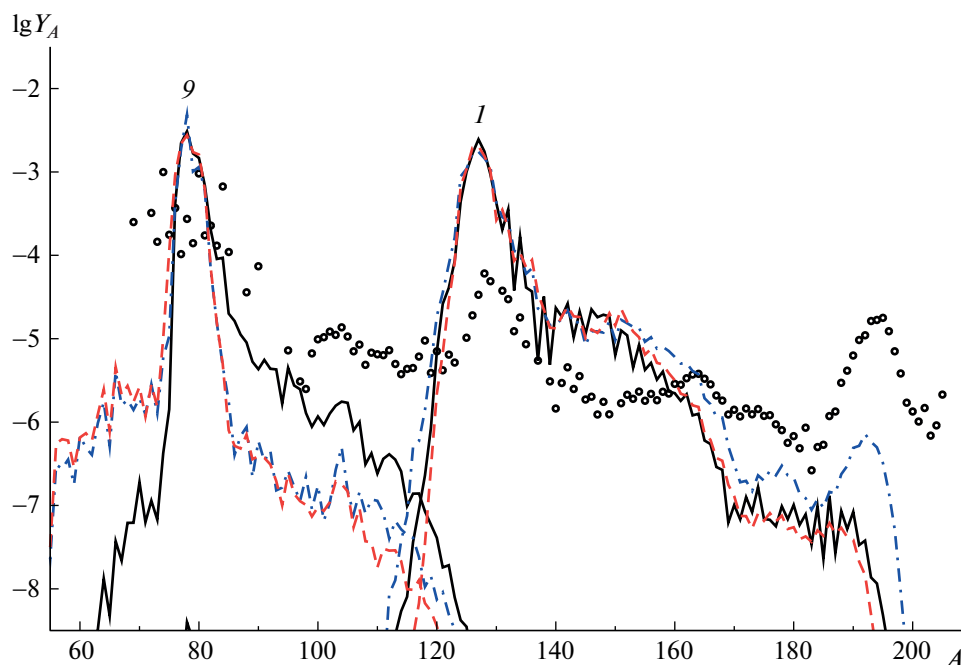


Рис. 1. Распространенность тяжелых элементов Y_A , образовавшихся в результате нуклеосинтеза при расширении вещества внутренней коры взорвавшейся маломассивной нейтронной звезды, для вариантов № 1 ($Y_e = 0.297$), № 9 ($Y_e = 0.359$) с периодами бета-распада по прогнозам на основе метода случайной фазы (QRPA) [21] — сплошная кривая. Значения $Y(A)$, полученные в расчетах нуклеосинтеза с другими значениями периодов полураспада: релятивистского приближения случайной фазы (pn -RQRPA) [22] — штриховая кривая; метод конечных амплитуд (FAM) [21] — штрихпунктирная. Шифр кривых — номер варианта.

3. ВЛИЯНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА РЕЗУЛЬТАТЫ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Рассмотрим сначала результаты расчетов γ -процесса, использующие разные глобальные модели бета-распада, полученные в сценарии взрыва маломассивной нейтронной звезды. Этот сценарий [33, 48] сейчас в развитии, и в настоящей работе мы рассмотрели нуклеосинтез только при разлете внешней коры после взрыва нейтронной звезды. В веществе внешней коры реализуется слабый γ -процесс с образованием тяжелых элементов преимущественно в области от первого ($A \sim 80$) до второго ($A \sim 130$) пиков. Результаты расчетов для наиболее удаленного от центра слоя внешней коры (№ 1) и самого внутреннего слоя внешней коры (№ 9) приведены на рис. 1. Рассмотренные слои, согласно расчетам структуры нейтронной звезды, перед взрывом [33, 35, 48] состояли из ядер одного типа. Зародышевыми ядрами для нуклеосинтеза в слое № 1 был изотоп никеля ^{80}Ni , а в слое № 9 — изотоп стронция ^{128}Sr . Из-за большого различия в составе зародышевых ядер в разных слоях (от № 1 до № 9) атомный номер меняется от 78 до 128, а заряд — от 28 до 38. В γ -процессе, проходившем при расширении самого внутреннего слоя (№ 9, начальное отношение электронов к барионам $Y_e^0 = 0.297$), образовались более тяжелые элементы,

чем вдоль траектории, бравшей начало в веществе внешнего слоя (№ 1, $Y_e^0 = 0.350$).

Кривые разных типов показывают результаты нуклеосинтеза — значения распространенности Y_A , полученные в расчетах, использующих различные прогнозы скоростей бета-распада. Видно, что пики в области $A \sim 80, 130$ почти не зависят от глобальной модели, незначительное расхождение проявляется только в “хвостах” распространенности, в которых величина Y_A уменьшается на порядки.

Незначительность расхождения в величинах распространенности элементов становится понятной из сравнения прогнозов периодов полураспада, представленных разными рассматриваемыми моделями. Это видно из рис. 2, на котором приведены отношения R_i периодов полураспада $T_{1/2}$ для любых двух из трех рассмотренных прогнозов. Значения $T_{1/2}$ в основном различаются не более чем в 2 раза для области ядер с массовыми числами от 80 до 150. Значения $T_{1/2}$, полученные в рамках модели pn -RQRPA [22], систематически становятся меньше прогнозов по другим моделям с увеличением массового числа A , особенно в области $A > 150$. Скорость движения волны нуклеосинтеза в расчетах с этими данными ускоряется, и появляется зародыш третьего пика ($A \sim 196$).

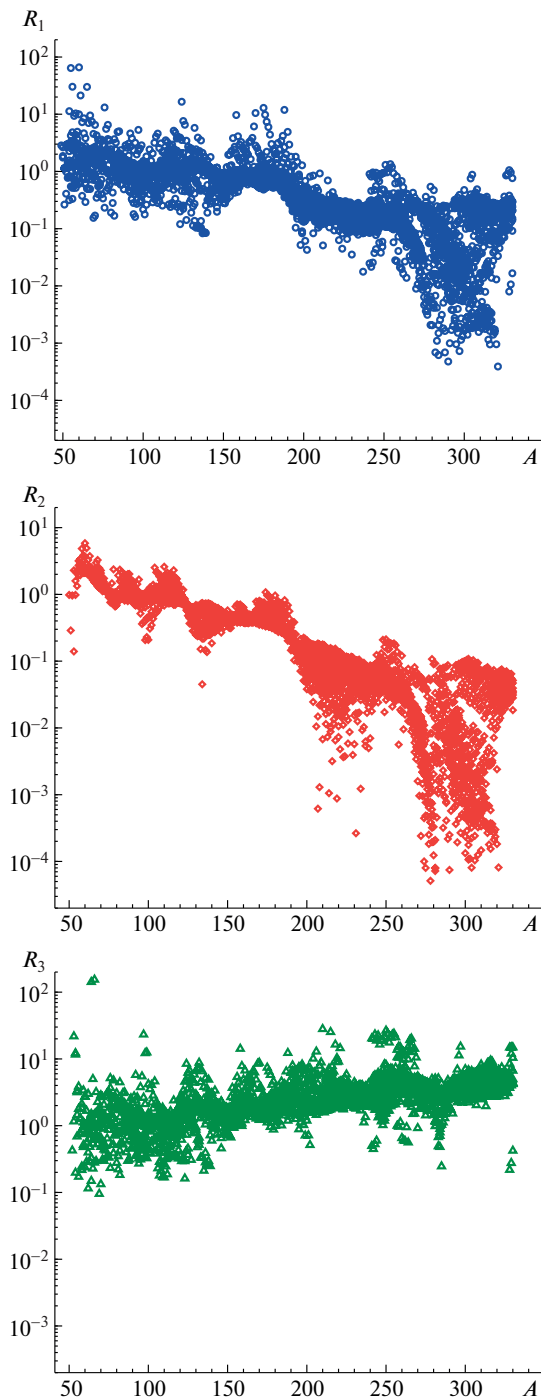


Рис. 2. Отношения R_i прогнозов периодов бета-распада короткоживущих ($T_{1/2} < 1$ с) ядер, одной модели к другой: а — $R_1 = T_{1/2}(pn\text{-RQRPA})/T_{1/2}(QRPA)$ согласно глобальным данным на основе моделей $pn\text{-RQRPA}$ [22] и $QRPA$ [23] соответственно; б — $R_2 = T_{1/2}(pn\text{-RQRPA})/T_{1/2}(FAM)$ согласно глобальным данным на основе модели $pn\text{-RQRPA}$ [22] и метода конечных амплитуд [21] соответственно; в — $R_3 = T_{1/2}(FAM)/T_{1/2}(QRPA)$ согласно глобальным данным на основе метода конечных амплитуд [21] и модели $QRPA$ [23] соответственно.

При слиянии нейтронных звезд равных масс в одну массивную нейтронную звезду с выбросом в окружающую среду образованных тяжелых элементов M_r ($M_r \sim 0.01\text{--}0.001 M_\odot$) [49] зависимость от модели бета-распада, как и отмечалось ранее [24], очень сильная (рис. 3). Так, кривая 3 была получена в случае применения модели FAM [21], прогнозирующей наибольшие значения $T_{1/2}$. В расчетах с такими данными после достижения волной нуклеосинтеза области актинидов плотность свободных нейтронов падает ниже минимально необходимой для поддержания г-процесса, а в результате деления образовавшихся актинидов образуется кадмиевый пик с распространенностью ядер на три порядка меньше наблюдаемых значений. В случае применения других ядерных данных [23], прогнозирующих немного более короткие периоды полураспада (см. рис. 2), выход элементов кадмиевого пика увеличивается (кривая 1). И только в случае применения наиболее коротких периодов бета-распада [22] устанавливается квазиравновесный ток ядер между кадмиевым и платиновым пиками с вовлечением в нуклеосинтез ядер-продуктов деления как новых зародышевых ядер — кривая 2 на рис. 3. Закономерно, что различие между расчетными кривыми 3 и 1 на рис. 3 минимально, поскольку и прогнозы периодов бета-распада для использовавшихся моделей очень близки (см. отношение периодов полураспада R_3 на рис. 2в).

В результате сделанных расчетов проявился еще один вопрос, обсуждавшийся ранее [50], — о возможной причине сдвига расчетного положения третьего пика. Несовпадение положений наблюдаемого и расчетного платинового пика отмечалось разными авторами, изучающими процесс образования тяжелых элементов. Объяснения высказывались различные — от формирования отдельных пиков в разных сценариях до недооценки величины эмиссии запаздывающих нейтронов или переоценки захвата нейтронов деления на стадии охлаждения [50]. Результаты данной работы подтверждают наши предварительные выводы о зависимости положения третьего теоретического пика от скорости нуклеосинтеза [3]. Полученные в настоящей работе результаты (см. рис. 3) также указывают на тенденцию сдвига третьего пика в область больших атомных масс при уменьшении периодов бета-распада, как было предположено ранее на основе параметрических расчетов с систематическим изменением величин $T_{1/2}$ [3].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретические сценарии г-процесса [1], связанные со слиянием нейтронных звезд в конце эволюции тесной двойной системы, недавно были подтверждены наблюдениями спектров килоновой

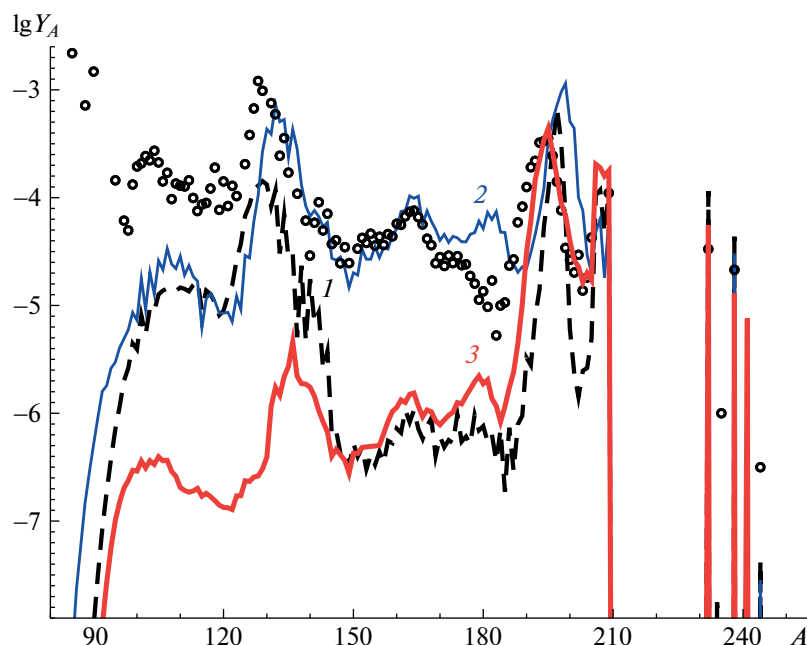


Рис. 3. Распространенность тяжелых элементов Y_A , образовавшихся в результате нуклеосинтеза при слиянии нейтронных звезд равных масс [49], полученных с использованием разных скоростей бета-распада. Кривые: 1 — QRPA [23], 2 — [22], 3 — FAM [21].

после регистрации гамма-всплеска и гравитационных волн [10]. После многочисленных исследований процесса слияния нейтронных звезд и регистрации таких событий стало ясно, что сценарий слияния нейтронных звезд является основным для образования большинства тяжелых элементов в г-процессе. Но эволюция нейтронных звезд в тесных двойных системах сильно зависит от их масс. Процесс слияния нейтронных звезд близких масс изучен достаточно хорошо, но при сильном различии масс нейтронных звезд сценарий слияния развивается совсем иначе [33], приводя к иной динамике развития нуклеосинтеза тяжелых элементов [34].

В настоящей работе влияние глобальных моделей бета-распада на распространенность тяжелых элементов было изучено для двух различных сценариев слияния нейтронных звезд — классического, рассматривающего слияние нейтронных звезд примерно равных масс немного больше массы Солнца, и взрыва маломассивной нейтронной звезды, образующейся при эволюции тесной системы двух нейтронных звезд существенно разных масс [33]. Для расчета распространенности элементов в этих сценариях были использованы различные микроскопические модели бета-распада: случайной фазы (QRPA) [23], релятивистского приближения случайной фазы [22] (pn -RQRPA) и метод конечных амплитуд (FAM) [21].

Расчеты нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд в веществе струй с различными

прогнозами периодов бета-распада показали существенно разную конечную распространенность элементов. Все полученные зависимости Y_A отражают основные особенности интегральной кривой распространенности тяжелых элементов, характерную для г-процесса, но скорость нуклеосинтеза в каждом случае разная и поэтому накопление нуклидов происходит иначе. Различие в прогнозируемой распространенности Y_A возникает из-за больших различий в прогнозах разных глобальных моделей для изотопов с массовым числом больше 150, вклад которых в процесс нуклеосинтеза для сильного г-процесса очень значителен в том числе и из-за сильно различающегося вклада деления.

При использовании модели конечных амплитуд, возможно, решается и проблема сдвига второго и третьего пиков, который присутствовал во многих расчетах нуклеосинтеза разных авторов. Отсутствие сдвига косвенно указывает на то, что периоды бета-распада в области г-процесса должны быть немного длиннее, чем прогнозировалось ранее.

Согласие между теоретической распространенностью, полученной с использованием глобальных прогнозов скоростей бета-распада, при нуклеосинтезе во внешних слоях маломассивной нейтронной звезды неплохое: все расчеты с разными глобальными данными по $T_{1/2}$ — pn -RQRPA, QRPA и FAM — дают примерно одинаковую распространенность в области от первого до второго пиков. Это согласие закономерно, поскольку прогнозы периодов полураспада для области образующихся

ядер с $60 < A < 150$ очень близки. Показано, что использование в расчетах нуклеосинтеза разных глобальных моделей бета-распада [21–23] приводит к формированию реалистичной структуры кривой распространенности химических элементов в слабом г-процессе, проходящем во внешней коре маломассивной нейтронной звезды при ее взрыве. И в отличие от нуклеосинтеза в сценарии слияния нейтронных звезд образование элементов в области от первого до второго пика слабо модельно-зависимо.

Сравнение расчетов $T_{1/2}$ и P_n для различных локальных групп ядер [51], важных для нуклеосинтеза, с использованием модели DF3a + CQRPA, основанной на функционале Фаянса [15], показывает более высокую надежность расчетов ядерных характеристик по этому методу, и формирующаяся на его основе глобальная модель будет использована нами как в дальнейших расчетах нуклеосинтеза в развиваемых сценариях, так и в оценках не только модельной зависимости нуклеосинтеза, как в данной работе, но и для поиска групп ядер, наиболее сильно влияющих на образование элементов [52], что важно для планирования экспериментов по изучению короткоживущих ядер.

Автор благодарит И.Н. Борзова, Ю.С. Люто-станского и А.В. Юдина за полезные обсуждения. Исследование применимости глобальных расчетов периодов бета-распада к расчетам г-процесса было выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-12-00061.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. J. Cowan, C. Sneden, J. E. Lawler, A. Aprahamian, M. Wiescher, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and F.-K. Thielemann, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 015002 (2021).
2. И. В. Панов, Письма в Астрон. журн. **29**, 163 (2003).
3. И. В. Панов, Ю. С. Лютостанский, *ЯФ* **83**, 349 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 613 (2020)].
4. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
5. P. A. Seeger, W. A. Fowler, and D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 121 (1965).
6. C. Sneden, J. J. Cowan, I. I. Ivans, G. M. Fuller, S. Burles, T. C. Beers, and J. E. Lawler, *Astrophys. J.* **533**, L139 (2000).
7. L. Hudepohl, B. Müller, H.-T. Janka, A. Marek, and G. G. Raffelt, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 251101 (2010).
8. С. И. Блинников и др., Письма в Астрон. журн. **10**, 422 (1984) [S. I. Blinnikov, I. D. Novikov, T. V. Perevodchikova, and A. G. Polnarev, *Astron. Lett.* **10**, 177 (1984)].
9. F.-K. Thielemann, M. Eichler, I. V. Panov, and B. Wehmeyer, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67**, 253 (2017).
10. N. R. Tanvir, A. J. Levan, C. González-Fernández, 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. Lett.* **848**, L27 (2017).
11. D. Watson, C. J. Hansen, J. Selsing, A. Koch, D. B. Malesani, A. C. Andersen, J. P. U. Fynbo, A. Arcones, A. Bauswein, S. Covino, A. Grado, K. E. Heintz, L. Hunt, C. Kouveliotou, G. Leloudas, A. J. Levan, *et al.*, *Nature* **574**, 497 (2019).
12. P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
13. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, *Nucl. Phys. A* **584**, 335 (1995).
14. I. N. Borzov, *Nucl. Phys. A* **777**, 645 (2006).
15. И. Н. Борзов, *ЯФ* **83**, 413 (2020) [I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **83**, 700 (2020)].
16. K.-L. Kratz, K. Farouqi, and B. Pfeiffer, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **59**, 147 (2007).
17. И. В. Панов, *ЯФ* **81**, 57 (2018) [I. V. Panov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 68 (2018)].
18. I. V. Panov, Yu. S. Lutostansky, and F.-K. Thielemann, *J. Phys.: Conf. Ser.* **665**, 012060 (2016).
19. В. Г. Алексанкин, Ю. С. Лютостанский, И. В. Панов, *ЯФ* **34**, 1451 (1981).
20. J. Krumlinde and P. Moeller, *Nucl. Phys. A* **417**, 419 (1984).
21. E. M. Ney, J. Engel, and N. Schunck, *Phys. Rev. C* **102**, 034326 (2020).
22. T. Marketin, L. Huther, and G. Martinez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
23. P. Moeller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
24. I. V. Panov, *Book of Abstracts of the LXXXI International Conference "NUCLEUS-2021"*, Ed. by V. N. Kovalenko and E. V. Andronov (VVM, Saint Petersburg, 2021), p. 269.
25. 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)].
26. 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)].
27. 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)].
28. S. Rosswog, U. Feindt, O. Korobkin, M.-R. Wu, J. Sollerman, A. Goobar, and G. Martinez-Pinedo, *Class. Quant. Grav.* **34**, 104001 (2017).
29. S. Rosswog, T. Piran, and E. Nakar, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **430**, 2585 (2013).
30. O. Korobkin, S. Rosswog, A. Arcones, and C. Winteler, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426**, 1940 (2012).
31. S. Rosswog, O. Korobkin, A. Arcones, F.-K. Thielemann, and T. Piran, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439**, 744 (2014).

32. D. Martin, A. Perego, A. Arcones, F.-K. Thielemann, O. Korobkin, and S. Rosswog, *Astrophys. J.* **813**, 2 (2015).
33. С. И. Блинныеков, Д. К. Надежин, Н. И. Крамареv, А. В. Юдин, *Астрон. журн.* **98**, 379 (2021) [S. I. Blinnikov, D. K. Nadyozhin, N. I. Kramarev, and A. V. Yudin, *Astron. Rep.* **65**, 385 (2021)].
34. И. В. Панов, А. В. Юдин, *Письма в Астрон. журн.* **46**, 552 (2020) [I. V. Panov and A. V. Yudin, *Astron. Lett.* **46**, 518 (2020)].
35. И. В. Панов, А. В. Юдин, *ЯФ* **86**, 1 (2023) [I. V. Panov and A. V. Yudin, *Phys. At. Nucl.* **86**, 1 (2023)].
36. 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)].
37. D. K. Nadyozhin, I. V. Panov, and S. I. Blinnikov, *Astron. Astrophys.* **335**, 207 (1998).
38. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, *Nucl. Phys. A* **673**, 481 (2000).
39. C. W. Gear, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, 1971).
40. S. I. Blinnikov and O. S. Bartunov, *Astron. Astrophys.* **273**, 106 (1993).
41. S. I. Blinnikov and N. V. Dunina-Barkovskaya, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266**, 289 (1994).
42. Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur, *At. Data Nucl. Data Tables* **61**, 127 (1995).
43. P. Moeller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66**, 131 (1997).
44. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **75**, 1 (2000).
45. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, and F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys. A* **747**, 633 (2005).
46. 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).
47. NuDat2, 2009, National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
48. А. В. Юдин, Т. Л. Разинкова, С. И. Блинныеков, *Письма в Астрон. журн.* **45**, 893 (2020) [A. V. Yudin, T. L. Razinkova, and S. I. Blinnikov, *Astron. Lett.* **45**, 847 (2020)].
49. S. Rosswog *et al.*, *Astron. Astrophys.* **341**, 499 (1999).
50. M. Eichler, A. Arcones, A. Kelic, O. Korobkin, K. Langanke, T. Marketin, G. Martinez-Pinedo, I. Panov, T. Rauscher, S. Rosswog, C. Winteler, N. T. Zinner, and F.-K. Thielemann, *Astrophys. J.* **808**, 30 (2015).
51. P. Dimitriou, I. Dillmann, B. Singh, V. Piksaikin, *et al.*, *Nucl. Data Sheets* **3**, 144 (2021).
52. M. R. Mumpower, R. Surman, G. C. McLaughlin, and A. Aprahamian, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **86**, 86 (2016).

IMPLEMENTATION OF GLOBAL BETA-DECAY RATE PREDICTIONS TO ASTROPHYSICAL MODELS

I. V. Panov^{1),2)}

¹⁾ NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

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

In the present work the nucleosynthesis calculations for 2 different scenarios of neutron star merger were fulfilled. In calculations different global models of beta-decay: quasi-particle random phase approximation (QRPA), relativistic approximation of RPA (*pn*-RQRPA), and final amplitude method (FAM) were applied. It was shown that utilization of different beta-decay models in nucleosynthesis calculations leads to formation of realistic structure of the chemical elements' abundance curve. Opposite to the nucleosynthesis in neutron star merger scenario, in which neutron masses are approximately equal, formation of heavy elements in the matter of outer crust of neutron star during the explosion of low mass neutron star in the region from the first to the second peak weakly depends on the model. But in strong *r*-process the dependence of elements' abundance on beta-decay model is very strong. Systematic influence of beta-decay model on nucleosynthesis results was not found.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЫХОДОВ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ ИЗ (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ НОВОЙ ВЕРСИИ ПРОГРАММЫ NeuCBOT ДЛЯ НИЗКОФОНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

© 2023 г. М. Б. Громов^{1),2)*}, Ш. Вестердейл^{3)**},
И. А. Гончаренко^{4)***}, А. С. Чепурнов^{1),5)****}

Поступила в редакцию 18.10.2022 г.; после доработки 18.10.2022 г.; принята к публикации 04.11.2022 г.

Реакции (α, n) и $(\alpha, n\gamma)$, которые происходят в результате α -распадов урана, тория и их дочерних нуклидов, создают собственный нейтронный и гамма-фон в современных ультранизкофоновых детекторах нейтрино и темной материи. Для минимизации фона жизненно необходим отбор материалов на основе детального анализа относительных концентраций радионуклидов и расчета выходов нейтронов и гамма-излучения. Программа NeuCBOT (Neutron Calculator Based On TALYS) обеспечивает проведение подобных вычислений. Статья посвящена обзору новой версии NeuCBOT и сравнению результатов расчетов с применением разных программных инструментов.

DOI: 10.31857/S0044002723020083, EDN: RIUOGZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -реакций, происходящих с участием разных ядер-мишеней, продиктовано не только интересом к этим явлениям как таковым, но и необходимостью рассмотрения и учета их в ряде фундаментальных и прикладных задач. Среди фундаментальных вопросов можно выделить изучение структуры ядра, исследование процессов при вспышках сверхновых, образовании нейтронных звезд и нуклеосинтезе. В частности, реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ предполагается одним из основных источников нейтронов в s-процессах [1–4]. С увеличением размеров и чувствительности нейтринных детекторов и установок, нацеленных на прямой поиск частиц темной материи, нейтроны от (α, n) -реакций стали одним из основных компонентов фона. Их взаимодействие с рабочим веществом

практически неотличимо от реакций обратного β -распада (ОБР) или рассеяния частицы темной материи на ядре. (α, n) -реакции важны в прикладных задачах, связанных с функционированием АЭС, обращением с отработанным ядерным топливом и контролем за нераспространением ядерного оружия. Например, для лучшего понимания нейтронных взаимодействий, зависящих от энергии частиц, с изотопами кислорода в ядре реактора изучаются обратные реакции, в том числе уже упомянутый процесс $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Для определения уровня обогащения топлива можно проводить неразрушающие анализы, основанные на регистрации нейтронов, возникающих при взаимодействии α -частиц с легкими компонентами топлива. Чтобы контролировать ситуацию в подземных хранилищах отработанного ядерного топлива помимо прочего необходим и важен учет потока нейтронов, рождающихся в (α, n) -реакциях.

Итогом исследований в большинстве случаев являются посчитанные или измеренные сечения, спектры и выходы частиц. Большая часть экспериментов была выполнена в период с 50-х по 90-е гг. XX в., и их результаты для многих ядер до сих пор весьма плохо согласуются. С другой стороны программы, используемые для вычислений, могут давать значения, отличающиеся на десятки процентов или даже в разы. Такая неудовлетворительная ситуация привела к всплеску интереса к данной теме в последние годы, что выражается в появлении новых статей с недавними экспериментальными данными [4–6] и новых программных

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾ Факультет физики и астрономии Калифорнийского университета в Риверсайде, Калифорния, США.

⁴⁾ Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

⁵⁾ Международная научно-образовательная лаборатория радиационной физики Белгородского государственного национального исследовательского университета, Россия.

* E-mail: gromov@physics.msu.ru

** E-mail: shawn.westerdale@ucr.edu

*** E-mail: iv.gonch.0907@gmail.com

**** E-mail: aschepurnov@yandex.ru

инструментов [7–10], а также в проведении международных рабочих совещаний [11–13]. Настоящая статья развивает тему вычислений выходов и спектров нейтронов и γ -квантов из (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -реакций и посвящена обновлению утилиты NeuCBOT и получаемым с ее помощью результатам с ориентацией на дальнейшее применение в первую очередь для нужд низкофоновых экспериментов.

2. ФОН ОТ (α, n) - И $(\alpha, n\gamma)$ -РЕАКЦИЙ В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ И В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ПОИСКУ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Любой детектор состоит из различных материалов. И каждый материал содержит некоторое, пусть и крайне малое, количество радиоактивных примесей. Среди них можно выделить ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и их дочерние нуклиды. Распадаясь, эти ядра могут порождать α -частицы, которые в свою очередь вызывают (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -реакции. Как уже отмечалось во введении, опасными для низкофоновых детекторов являются нейтроны, которые порождают фоновые сигналы, крайне схожие с полезными сигналами от взаимодействий нейтрино и частиц темной материи с веществом мишени. Уменьшение влияния данного типа фона на измерения возможно при отборе и/или производстве материалов для компонентов детектора с минимальным содержанием изотопов урана и тория и минимальными выходами нейтронов из (α, n) -реакций. Соответствующий остаточный нейтронный фон N_j для конкретного материала, используемого в определенной части детектора⁶⁾ с индексом j , может быть рассчитан по следующей формуле:

$$N_j = (1 - \varepsilon_j) m T \sum_i a_i Y_i, \quad (1)$$

где $(1 - \varepsilon_j)$ — установленная в результате Монте-Карло-моделирования вероятность не зарегистрировать нейтрон, испускаемый в j -части установки; m — масса материала; T — период набора данных; индекс i указывает на рассматриваемую цепочку распада или ее часть; a_i — удельная активность материала; Y_i — выход нейтронов, вычисленный с помощью специализированной программы с учетом состава материала. Удельные активности измеряются тремя методами, а именно масс-спектрометрия с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-МС), γ -спектрометрия с использованием детекторов из особо чистого германия (ОЧГ) и

экстракция полония [14]. Методы взаимодополняют друг друга, так как чувствительны к разным нуклидам из цепочек распада.

γ -Фон от $(\alpha, n\gamma)$ -реакций рассчитывается также с той лишь разницей, что в выражении (1) вместо выходов нейтронов используются выходы γ -квантов.

3. МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЯ ВЫХОДОВ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ

Для расчета выходов и спектров нейтронов можно использовать одну из следующих программ: NeuCBOT [8, 10], SOURCES4A [15] или SOURCES4C [16], NEDIS-2.0 [17–20], USD [21] и SaG4n [9]. Все перечисленные утилиты, кроме последней, используют одинаковую методику расчета.

Для единичного взаимодействия, когда налетающая α -частица имеет энергию E_α , а испускаемый нейтрон — энергию E_n , выход нейтронов Y_i вычисляется следующим образом:

$$Y_i(E_\alpha, E_n) = \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma(E'_\alpha, E_n)}{\xi(E'_\alpha)} dE'_\alpha, \quad (2)$$

где $\sigma(E'_\alpha, E_n)$ — сечение реакции, $\xi(E'_\alpha)$ — тормозная способность вещества. Интеграл берется от нуля, так как предполагается, что вероятность захвата α -частицы мала, и поэтому при движении в среде частица может потерять энергию полностью.

Если выход нейтронов необходимо рассчитать для материала со сложным составом и для набора α -частиц, то формула (2) усложняется

$$Y_i(E_\alpha, E_n) = \sum_\alpha P_\alpha \sum_m \frac{N_A C_m}{A_m} \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma(E'_\alpha, E_n)}{\xi(E'_\alpha)} dE'_\alpha, \quad (3)$$

где первое суммирование осуществляется по всем α -частицам, второе — по всем нуклидам согласно составу материала и указанной распространенности изотопов (естественная или заданная), P_α — заданный вес для α -частицы с исходной энергией E_α или коэффициент ветвления, N_A — число Авогадро, C_m — массовая доля нуклида, A_m — его массовое число.

В случае программы SaG4n расчет выполняется принципиально иным способом. SaG4n базируется на пакете для моделирования Geant4 [22–24], что позволяет в рамках виртуального эксперимента осуществлять явным образом транспорт налетающих α -частиц при геометрии установки практически любой сложности, моделирование возможных (α, n) -реакций, параметры рождающихся нейтронов и при необходимости дальнейшее движение

⁶⁾Например, в качестве отдельной части может рассматриваться центральный детектор или водное черенковское ведро.

частиц. При этом Geant4 позволяет также рассматривать более сложные ситуации, когда одновременно с нейтронами в реакциях рождаются γ -кванты или даже другие частицы, если такое возможно. Таким образом, моделирование (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -реакции с помощью SaG4n максимально приближено к реальности. Недостатком программы является большая сложность по сравнению с другими утилитами в задании входных данных и обработке выходной информации, а также в значительном количестве временных затратах из-за моделирования каждой частицы и реакции. И хотя в среднем для простых случаев с одним или несколькими материалами для каждой цепочки распадов или набора α -частиц моделирование длится несколько часов на обычном персональном компьютере, при увеличении точности расчетов и/или сложности геометрии модели продолжительность расчетов может возрастать до нескольких дней. Ситуация также может стать критичной, если требуется определить выходы частиц для списка материалов, который включает десятки или даже сотни позиций. Поэтому применение других инструментов, как, например, NeuCBOT или SOURCES4, которые могут обеспечить схожую точность вычислений, но за меньшее время, обоснованно.

4. NeuCBOT

Программа NeuCBOT задумывалась как инструмент для оценки нейтронного фона от (α, n) -реакций в низкофоновых экспериментах, хотя разработка велась в рамках потребностей проекта по поиску темной материи DarkSide-50. Автором первых двух версий утилиты был Шон Вестердейл. Начиная с третьей версии, над обновлениями и улучшениями работает команда разработчиков уже из трех человек (Ш. Вестердейл, М. Громов, И. Гончаренко). NeuCBOT написан на языке программирования Python и адаптирован к запуску из консоли на операционной системе из семейства Linux. Программа распространяется как свободное программное обеспечение по Открытому лицензионному соглашению GNU версии 3.0 (GNU General Public License v3.0). Разные версии кода и инструкции по его применению хранятся на страницах проекта в GitHub [10].

NeuCBOT, как следует из полного названия программы Neutron Calculator Based On TALYS, при вычислениях опирается на базу (библиотеку) данных ядерных реакций, созданную с помощью пакета TALYS [25–27]. Эта база содержит информацию о сечениях (α, n) - и $(\alpha, n\gamma)$ -реакций и спектрах испускаемых частиц. В оригинальной версии NeuCBOT, имеющей обозначение v-1.0, использовались выходные данные TALYS-1.6 [26]

или, иными словами, информация из библиотеки TENDL-2015 [28]. Во второй версии (v-2.0) выполнен переход на TALYS-1.95 [26] и соответственно TENDL-2019 [29]. В третьей версии (v-3.0) добавлена поддержка базы данных оцененных сечений JENDL/AN-2005 [30, 31] как дополнительный и альтернативный вариант к TENDL-2019. Для всех версий программы NeuCBOT тормозные способности разных материалов берутся из базы данных, полученной с применением набора программ SRIM. Если пользователь указывает в качестве входной информации не список α -частиц с заданными энергиями и вероятностями генерации, а нуклиды, которые могут испытывать α -распад или даже запускать цепочку распадов, то информация о возможных каналах распадов и энергии α -частиц формируется и сохраняется NeuCBOT в виде локальной базы по результатам поиска соответствующих данных в ENSDF [32].

Между версиями NeuCBOT есть и другие особенности. Первые две версии позволяют рассчитывать только выходы и спектры нейтронов и никак не учитывают возможность наличия γ -квантов. В третьей версии этот момент учтен и исправлен, так что можно получать выходы и спектры γ -квантов. Кроме того, в третьей версии осуществлен переход с Python 2 на Python 3.

Если рассматривать достоинства и недостатки третьей версии программы, то и тех и других весьма много. К достоинствам относятся:

1. Простота в использовании. Может использоваться неспециалистами без необходимости какой-либо серьезной настройки после скачивания.
2. Гибкость. Программа пригодна для экспериментов, применяющих разные материалы, имеющих разные уровни загрязнения α -радиоактивными ядрами и разные предположения по поводу наличия векового равновесия.
3. Быстродействие. Если данные TENDL уже загружены или предварительно посчитаны, то NeuCBOT выдает результат в течение нескольких минут. Если TALYS необходимо запустить, то процедура длится от десятков минут до нескольких часов.
4. Код написан на широко распространенном и актуальном языке программирования Python. NeuCBOT легко модифицировать и адаптировать к различным потребностям.
5. Минимальный набор зависимостей. Язык программирования Python 3 и командная оболочка Bash. Опционально TALYS версии 1.95 или более новой.

6. Набор выходных файлов TALYS (набор библиотек) для каждого химического элемента. Файлы могут быть подгружены с удаленного хранилища в папку с программой с помощью скрипта, который является частью NeuCBOT. Таким образом, можно избежать запуска TALYS и в десятки раз ускорить расчет выходов и спектров. Также можно подгружать данные по сечениям реакций из JENDL, если они имеются для рассматриваемых нуклидов.
7. Если используются данные, полученные с помощью TALYS, то помимо выходов нейтронов и γ -квантов выводится информация о спектрах частиц.
8. Диапазон энергий α -частиц от 0 до 10 МэВ.
9. Принимается во внимание возможное нарушение векового равновесия в цепочке распадов ^{238}U из-за наличия двух долгоживущих нуклидов, а именно ^{226}Ra и ^{210}Pb с периодами полураспада 1602 и 22.3 года соответственно, которые в отличие от других долгоживущих ядер семейства могут накапливаться в материалах. ^{226}Ra может накапливаться, так как является щелочно-земельным металлом и под воздействием тех или иных химических процессов может успевать отделяться от первичного материала, где остаются предыдущие члены семейства, относящиеся к актинидам. Накопление ^{210}Pb обусловлено существованием ^{222}Rn в газообразной фазе при нормальных условиях, который легко переносится, будучи компонентой воздуха, и далее его дочерние ядра быстро распадаются до первого долгоживущего нуклида, коим и является ^{210}Pb . Если расчет выполняется в предположении нарушенного векового равновесия в цепочке ^{238}U , то применяется допущение о сохранении равновесия в частях ряда: от ^{238}U до ^{226}Ra , от ^{226}Ra (включительно) до ^{210}Pb и от ^{210}Pb (включительно) до стабильного ^{206}Pb .

К недостаткам можно отнести:

1. Реакции рассматриваются в объеме материала без учета каких-либо краевых эффектов (бесконечная среда). В результате нет опций для случаев поверхностных загрязнений или тонких пленок.
2. Отсутствует возможность задания геометрии объектов, что приводит к невозможности

рассмотрения сложных компонентов экспериментальных установок, включая многослойные структуры. Допускается лишь однородное распределение загрязнения по материалу.

3. Не учитываются какие-либо взаимодействия вторичных частиц (нейтронов и гамма-квантов) после их рождения с окружающим веществом.
4. В используемые библиотеки не добавлены экспериментальные данные, полученные за последние годы.
5. Парциальные сечения взаимодействия для возбужденных состояний дочерних ядер не включены в вычисления, и не реализован механизм их учета.
6. Не встроена опция определения реалистичных потерь энергии α -частицами до начала реакций.

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ ВЫХОДОВ НЕЙТРОНОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАЗНЫХ ВЕРСИЙ NeuCBOT И АЛЬТЕРНАТИВНЫХ ПРОГРАММ

Серьезным недостатком оригинальной версии NeuCBOT было использование сечений (α, n) -реакций, получаемых только из программы TALYS. Хотя используемые в TALYS подходы для расчета ядерных реакций проверяются и настраиваются по имеющимся экспериментальным данным, для ряда случаев хорошего уровня согласия добиться не получается. В частности, такая ситуация имеет место для легких ядер. Как хорошо показано в статье [9], TALYS предсказывает гладкие зависимости сечений (α, n) -реакций от энергии налетающих α -частиц в области от 0 до 10 МэВ, в то время как из экспериментов известно, что либо зависимости имеют больше особенностей, либо даже резонансную структуру. Стоит также отметить, что для легких ядер рассчитанные с помощью TALYS сечения оказываются в среднем выше, чем сечения, полученные из эксперимента. Как результат программа NeuCBOT систематически давала более высокие выходы нейтронов, например, для органических соединений или для алюминия, кремния и бора.

В работах [33] и [9] проводились сравнения доступных экспериментальных данных и результатов вычислений с помощью разных программ при использовании разных библиотек сечений (α, n) -реакций. Показано значительное (десятки процентов или даже разы) влияние значений сечений на

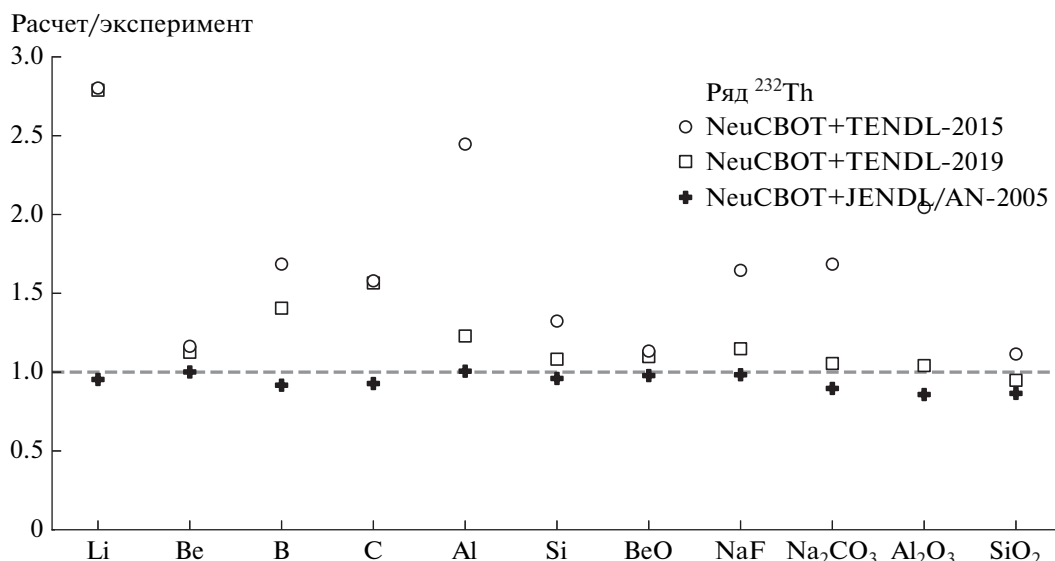


Рис. 1. Сравнение результатов расчетов выходов нейтронов для легких ядер с применением разных версий NeuCBOT. Числовые значения нормированы на данные экспериментов для демонстрации согласия между вычислениями и измерениями. Приведено сравнение только для ряда тория.

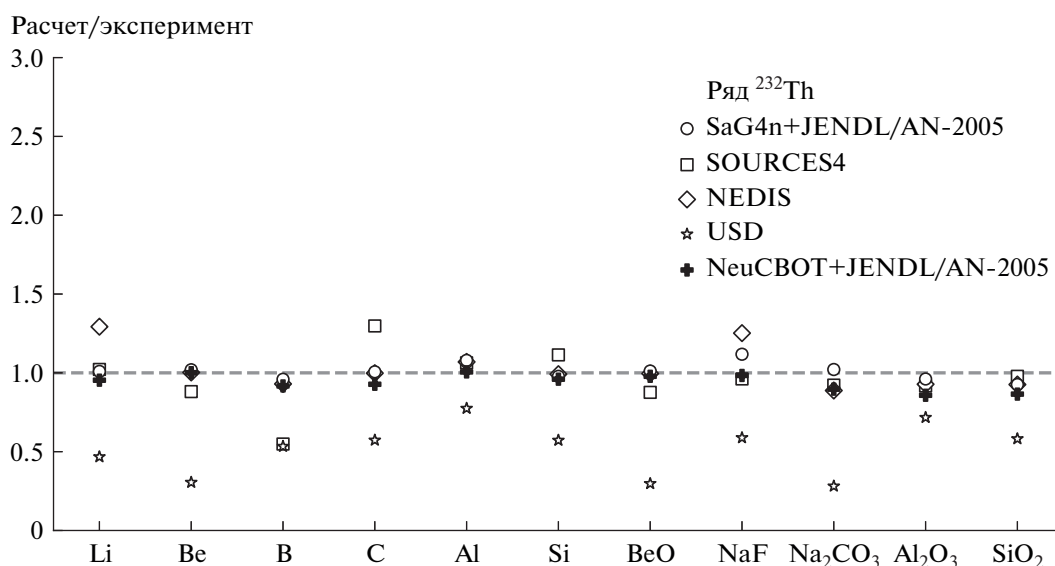


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов выходов нейтронов для легких ядер с применением разных программ, включая обновленную версию NeuCBOT. Числовые значения нормированы на данные экспериментов для демонстрации согласия между вычислениями и измерениями. Приведено сравнение только для ряда тория.

итоговый результат. Особенно хорошего согласия удавалось добиться при использовании базы данных оцененных сечений JENDL/AN-2005. Поэтому эта библиотека была добавлена в NeuCBOT, и согласие результатов расчетов с экспериментальными значениями ожидаемо улучшилось. Соответствующие сравнения для цепочки ^{232}Th в качестве примера приведены на рис. 1 и 2.

Если рассмотреть внимательно приведенные на рисунках результаты, то можно сделать два вывода.

Стоит отметить, что они справедливы и для других материалов, и для цепочек распада, т.е. имеют общий характер. Во-первых, все утилиты, кроме USD, в настоящее время дают близкие результаты, различающиеся практически во всех случаях не более чем на 20–30%. Такое положение дел объясняется в той или иной мере общими исходными экспериментальными и оцененными данными, общей методикой расчета (за исключением пакета SaG4n), а также своевременной поддержкой и об-

Таблица 1. Рассчитанные с помощью NeuCBOT выходы нейтронов из (α, n) -реакций для ряда металлов и сплавов, которые могут использоваться в качестве конструкционных материалов

Материал	Выход нейтронов, 10^{-8} нейтронов на распад родительского ядра				
	^{232}Th	^{235}U	^{238}U верхняя	^{238}U средняя	^{238}U нижняя
Cu	27	1.3	0	2.7	0
Cu20Ti80	510	180	0.15	200	0.7
Ti	620	220	0.18	240	0.9
BT1-00	625	230	0.4	240	1.1
BT1-0	630	230	0.6	250	1.45
Нержавеющая сталь 08X18H10T	190	39	0.13	51	0.18

Таблица 2. Рассчитанные с помощью NeuCBOT выходы γ -квантов из $(\alpha, n\gamma)$ -реакций для ряда металлов и сплавов, которые могут использоваться в качестве конструкционных материалов

Материал	Выход γ -квантов, 10^{-10} γ -квантов на распад родительского ядра				
	^{232}Th	^{235}U	^{238}U верхняя	^{238}U средняя	^{238}U нижняя
Cu	62	29.5	0.02	23	0.16
Cu20Ti80	72	29	0.06	29	0.18
Ti	74	29	0.07	30	0.19
BT1-00	74	29	0.11	30	0.23
BT1-0	74	30	0.16	30	0.27
Нержавеющая сталь 08X18H10T	32	23	0.4	16.4	1.3

новлением программ. Указанный уровень предельных отклонений в результатах адекватен современному уровню знаний в этой области. Уменьшение разброса в основном может быть достигнуто, если появятся новые точные экспериментальные данные в первую очередь для сечений. Во-вторых, имеется хорошее согласие результатов между SaG4n и NeuCBOT. Это означает, что для ряда несложных задач и оценок можно применять NeuCBOT, ускоряя вычисления и не опасаясь серьезно ошибиться или значительно увеличить систематическую погрешность.

6. РАСЧЕТ ВЫХОДА ГАММА-КВАНТОВ ИЗ $(\alpha, n\gamma)$ -РЕАКЦИЙ В NeuCBOT

Методика расчета выходов γ -квантов из $(\alpha, n\gamma)$ -реакций не отличается от подхода, использованного при вычислении выходов нейтронов. Одновременно программа TALYS позволяет учитывать разные реакции и получать в выходных файлах информацию об испускаемых частицах в едином формате. Поэтому добавление расчета для $(\alpha, n\gamma)$ -реакций в программу NeuCBOT не представляло

большой сложности и было осуществлено. Дальнейшие тесты показали, что, как и ожидалось, выходы γ -квантов на порядки ниже выходов нейтронов. Например, в табл. 1 и 2 приведены значения для разных металлов и сплавов, которые могут использоваться в качестве конструкционных материалов в низкофоновых детекторах. Значения различаются на один–три порядка. Столь небольшие выходы γ -квантов — меньше 10^{-8} частиц на распад первого в цепочке (родительского) ядра — позволяют пренебрегать данным фоном в большинстве случаев.

Дополнительно к информации о выходах γ -квантов третья версия программы NeuCBOT выводит и спектры частиц, при этом формат вывода такой же, как в случае с нейтронами.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В новой версии программы NeuCBOT за счет использования оцененных сечений из базы данных JENDL/AN-2005 удалось значительно улучшить согласие вычисленных нейтронных выходов для легких ядер с экспериментальными данными

и результатами расчетов в других программных инструментах. От имеющихся измерений значения, полученные в NeuCBOT, отличаются в большинстве случаев не более чем на 20%. Особого внимания заслуживает схожесть значений, рассчитанных с применением пакета SaG4n и программы NeuCBOT, так как SaG4n позволяет моделировать треки α -частиц в среде и последующие (α, n) -реакции, наиболее реалистично воспроизводя физические процессы. Принимая во внимание простоту, быстродействие и гибкость программы NeuCBOT, этот инструмент оказывается весьма удобен и практичен для задач, где нет сложных по форме и составу тел, и нет высоких требований к точности расчетов.

Кроме того, обновленная программа NeuCBOT предоставляет возможность рассчитывать выходы и спектры γ -квантов из $(\alpha, n\gamma)$ -реакций, а ее код полностью переведен со второй на третью версию языка программирования Python.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, контракт № 13.2251.21.0113 (в ГИИС “Электронный бюджет” соглашение № 075-15-2021-1392).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Hollowell and I. J. Iben, *Astrophys. J. Lett.* **333**, L25 (1988).
2. R. Gallino, M. Busso, G. Picchio, C. M. Raiteri, and A. Renzini, *Astrophys. J. Lett.* **334**, L45 (1988).
3. F. Käppeler, R. Gallino, S. Bisterzo, and W. Aoki, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 157 (2011), arXiv:1012.5218 [astro-ph.SR].
4. G. F. Ciani *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 152701 (2021), arXiv:2110.00303 [nucl-ex].
5. M. Febraro *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 062501 (2020).
6. K. Brandenburg, G. Hamad, Z. Meisel, C. R. Brune, D. E. Carter, J. Derkin, D. C. Ingram, Y. Jones-Alberty, B. Kenady, T. N. Massey, M. Saxena, D. Soltesz, S. K. Subedi, and J. Warren, arXiv:2208.12405 [nucl-ex].
7. E. Mendoza, D. Cano-Ott, V. Pesudo, and R. Santorelli, *SaG4n, Simulation of (α, xn) Reactions with Geant4*, <http://win.ciemat.es/SaG4n/>
8. S. Westerdale and P. D. Meyers, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **875**, 57 (2017), arXiv:1702.02465 [physics.ins-det].
9. E. Mendoza, D. Cano-Ott, P. Romojaro, V. Alcayne, P. Garcia Abia, V. Pesudo, L. Romero, and R. Santorelli, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **960**, 163659 (2020), arXiv:1906.03903 [hep-ph].
10. S. Westerdale, *NeuCBOT (Neutron Calculator Based On TALYS)*, <https://github.com/shawest/neucbot>
11. *(α, n) Yield in Low Background Experiments, workshop*, Madrid, 2019, <https://agenda.ciemat.es/event/1127/>
12. S. S. Westerdale, A. Junghans, R. J. deBoer, M. Pigni, and P. Dimitriou, INDC(NDS)-0836, <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0836.pdf>
13. *IAEA Technical Meeting on (α, n) Nuclear Data Evaluation and Data Needs, online meeting*, Vienna, 2021, <https://conferences.iaea.org/event/283/>
14. T. Mróz, P. Czudak, M. Wójcik, and G. Zuzel, *Studies of Bulk $^{210}\text{Po}/^{210}\text{Pb}$ Contamination in High Purity Copper for Low Background Detectors* (2021), TAUP conference, Valencia, Spain, https://indico.ific.uv.es/event/6178/contributions/15941/attachments/9251/12395/TAUP_conference_2021_Tomasz_Mroz.pdf
15. W. B. Wilson *et al.*, Tech. Rep. LA-13639-MS (Los Alamos National Laboratory, 1999).
16. W. B. Wilson, R. T. Perry, W. S. Charlton, T. A. Parish, and E. F. Shores, *Radiat. Prot. Dosim.* **115**, 117 (2005).
17. G. N. Vlaskin, Tech. Rep. VNIINM 06-1, VNIINM (2006).
18. G. N. Vlaskin, Y. S. Khomyakov, and V. I. Bulanenko, *At. Energy* **117**, 357 (2015).
19. G. Vlaskin and Y. Khomiakov, *EPJ Web Conf.* **153**, 07033 (2017).
20. G. Vlaskin and Y. Khomiakov, *At. Energy* **130**, 104 (2021).
21. D. M. Mei, C. Zhang, and A. Hime, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **606**, 651 (2009), arXiv:0812.4307 [nucl-ex].
22. S. Agostinelli *et al.* (GEANT4), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
23. J. Allison *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53**, 270 (2006).
24. J. Allison *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **835**, 186 (2016).
25. A. J. Koning and D. Rochman, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2841 (2012).
26. A. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely, *Talys, Nuclear Reaction Program*, https://tendl.web.psi.ch/tendl_2021/talys.html
27. A. J. Koning, D. Rochman, J. C. Sublet, N. Dzysiuk, M. Fleming, and S. van der Marck, *Nucl. Data Sheets* **155**, 1 (2019).
28. A. Koning, D. Rochman, J. Kopecky, *et al.*, *TENDL-2015, TALYS-Based Evaluated Nuclear Data Library*, https://tendl.web.psi.ch/tendl_2015/tendl2015.html

29. A. Koning, D. Rochman, and J. Sublet, *TENDL-2019, TALYS-Based Evaluated Nuclear Data Library*, URL https://tendl.web.psi.ch/tendl_2019/tendl2019.html
30. T. Murata *et al.*, Tech. Rep. JAEA-Research 2006-052, Japan Atomic Energy Agency (2006), <https://wwwndc.jaea.go.jp/ftpnd/jendl/jendl-an-2005.html>
31. O. Iwamoto *et al.*, *JENDL-5 Alpha-Particle Sublibrary*, <https://wwwndc.jaea.go.jp/ftpnd/jendl/jendl-5-a.html>
32. J. Tuli, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **369**, 506 (1996).
33. A. C. Fernandes, A. Kling, and G. N. Vlaskin, EPJ Web Conf. **153**, 07021 (2017).

(α, n) AND ($\alpha, n\gamma$) YIELD CALCULATIONS WITH A NEW VERSION OF NeuCBOT FOR LOW BACKGROUND EXPERIMENTS

M. Gromov^{1),2)}, S. Westerdale³⁾, I. Goncharenko⁴⁾, A. Chepurnov^{1),5)}

¹⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

³⁾*Department of Physics and Astronomy, University of California, Riverside, California, USA*

⁴⁾*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

⁵⁾*Radiation Physics Laboratory, Belgorod National Research University, Russia*

The (α, n) and ($\alpha, n\gamma$) reactions, which occur as a result of α -decays of uranium, thorium and their daughter nuclides, create internal neutron and gamma backgrounds in modern ultra-low background neutrino and dark matter detectors. To minimize the backgrounds, it is essential to select materials based on a detailed analysis of the relative concentrations of the radionuclides and calculation of neutron and gamma yields. The NeuCBOT program (Neutron Calculator Based On TALYS) provides such evaluations. The article is devoted to the review of the new version of NeuCBOT and comparison of the results of the calculations using different software tools.

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ РАДИАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ РАЗЛИЧНОГО ТИПА

© 2023 г. Н. В. Новиков^{1)*}, Н. Г. Чеченин¹⁾, А. А. Широкова¹⁾

Поступила в редакцию 06.10.2022 г.; после доработки 06.10.2022 г.; принята к публикации 06.10.2022 г.

Предложена аналитическая аппроксимация для определения распределения неупругих потерь энергии заряженных фрагментов ядерных реакций в столкновении протонов, гамма-квантов и электронов с ядром кремния. Показано, что в диапазоне энергии 3–10 ГэВ влияние процесса адронизации на это распределение для вторичных тяжелых ионов возрастает с увеличением энергии падающего излучения. Сильная асимметрия рассчитанного распределения при столкновениях с релятивистскими электронами указывает на передачу импульса только небольшому фрагменту ядра.

DOI: 10.31857/S0044002723020150, EDN: RJTWGQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение механизмов образования и распада возбужденного ядра является важной составляющей в описании характеристик фрагментов ядерной реакции. Прикладное значение этой задачи состоит в использовании различного вида излучения для экспериментов по определению радиационной стойкости элементов радиоэлектронной базы [1]. В космическом пространстве к источникам ионизирующего облучения, кроме потока быстрых ионов с зарядом $Z \leq 92$ [2], относится также электромагнитное излучение от вспышек сверхновых и нейтронных звезд, квазаров, γ -всплесков [3]. Энергия отдельных ионов, электронов и γ -квантов в галактических космических лучах может превышать 10^7 ГэВ [4], что значительно превышает достигнутые энергии частиц в современных действующих и проектируемых экспериментальных установках: до 12 ГэВ в ускорительном комплексе NICA [5], до 200 ГэВ в релятивистском коллайдере тяжелых ионов [6], до 13 ТэВ для протонов в большом адроне коллайдере [7, 8], до 1 ТэВ для электронов и позитронов в строящемся международном линейном коллайдере [9].

В настоящее время наиболее подробно исследованы ядерные реакции, обусловленные взаимодействием адронов с ядром. Для этой области ядерной физики разработано несколько теоретических моделей для разных диапазонов энергии [10]. Взаимодействие с ядрами адронов с энергией $E_0 < E_\pi$,

где $E_\pi = 0.14$ ГэВ, описывается в моделях составного ядра и оптической, в которых налетающая частица передает часть своего импульса всему ядру или небольшому его фрагменту. Время протекания такой реакции соизмеримо со временем пролета первичной частицы ($t \sim 10^{-22} - 10^{-23}$ с), а энергия вторичных адронов и ядра-остатка пропорциональна энергии первичной частицы E_0 . Такая зависимость в этой области энергии объясняется малой вероятностью внутриядерных каскадов, которые могли бы перераспределить полученный от первичной частицы импульс между несколькими нуклонами.

В области $E_0 > 0.14$ ГэВ появляются каналы реакции с образованием мезонов. В столкновении с быстрым адроном ядро переходит в предравновесное состояние, распад которого на один тяжелый ($Z > 2$) и несколько легких ($Z \leq 2$) фрагментов занимает время, превышающее 10^{-16} с. Возрастание энергии продуктов распада E_{ZA} возбужденного ядра при увеличении E_0 свыше 0.5 ГэВ замедляется, что свидетельствует об усилении влияния внутриядерных каскадов [11] на процесс возбуждения. Определенного порога энергии, начиная с которого необходимо учитывать внутриядерные каскады, нет. Можно только утверждать, что значимость этого механизма возбуждения ядра в области энергии $E_0 = 0.1 - 0.5$ ГэВ постепенно увеличивается, а при $E_0 > 0.5$ ГэВ начинает доминировать [12]. Этот эффект с рождением большого количества легких ядер можно интерпретировать как процесс адронизации в модели кварк-глюонной плазмы, который становится основным в механизме возбуждения ядра при $E_0 > 15 - 20$ ГэВ.

Среди ядерных реакций важное место занимают реакции, вызванные электромагнитными вза-

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: nvnovikov65@mail.ru

имодействиями. В таких реакциях проще, чем в реакциях под действием ионов, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения [13]. В области энергии до порога рождения мезонов E_π для описания реакции используют модели, которые учитывают взаимодействие γ -кванта со всем ансамблем нуклонов в ядре. Характерной особенностью этой области энергии, где длина волны ионизирующего излучения λ соизмерима с размерами ядра, является наличие коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в виде резонансов. Самый интенсивный из них — гигантский дипольный резонанс, который для легких ядер приходится на область от 20 до 25 МэВ. Для γ -квантов с энергией $E_0 > 0.1$ ГэВ значимость коллективных механизмов возбуждения постепенно снижается, а влияние структуры ядра возрастает и начинает доминировать рассеяние γ -квантов на отдельных нуклонах. В области энергии $E_0 > E_\pi$ распад возбужденного ядра может быть описан в модели предравновесной ядерной реакции. С увеличением энергии ($E_0 > 1$ ГэВ) и уменьшением длины волны λ до величины порядка размера нуклона наряду с взаимодействием первичной частицы с отдельными нуклонами появляется возможность ее взаимодействия с отдельными кварками.

Распределение фрагментов ядерной реакции зависит от типа первичного ионизирующего излучения и его энергии E_0 . Вторичные ионы характеризуются зарядом ядра Z , массой A и энергией E_{ZA} . Исследование особенностей распределений по этим параметрам может дать дополнительную информацию о механизмах образования и распада возбужденного ядра. Поскольку с возрастанием E_0 диапазон энергии вторичных ионов E_{ZA} увеличивается, нет универсальной аналитической аппроксимации этого распределения в широком диапазоне энергии E_0 . С другой стороны, в задаче сбоя электроники под действием ионизирующего космического излучения важной является не E_{ZA} , а способность вторичного иона создавать электрон-дырочные пары и изменять электропроводность облученного материала. Ионизационную способность (ИС) вторичных ионов на единицу длины их трека принято характеризовать величиной линейной передачи энергии $L(Z, A, E_{ZA})$, которая связана с неупругими потерями энергии иона. Диапазон изменения L ограничен значением $L_{\max}$. Например, для вторичных ионов в кремнии $L_{\max} = 14.0$ МэВ см² мг⁻¹ [14]. Это ограничение позволяет использовать аналитическую аппроксимацию для описания распределений ИС вторичных ионов в зависимости от L . Однако в таком представлении одному значению L могут соответствовать два значения энергии иона — до максимума неупругих потерь энергии и после него. Поэтому, зная распределение

вторичных ионов по L , перейти обратно к распределению по энергии, например, после замедления этих ионов, уже не удастся. Тем не менее, распределение ионов по L является информативным и удобным для параметризации ИС замедляющихся в среде вторичных ионов. Параметры ИС на момент распада ядра в предравновесном состоянии могут быть чувствительны к используемым в расчетах моделям, что делает их удобным “инструментом” для анализа диапазонов применимости различных моделей ядерных реакций.

Цель настоящей работы — выяснить влияние первичного ионизирующего космического излучения и его энергии на распределение ИС тяжелых фрагментов ядерной реакции ($Z > 2$) в момент их рождения при прохождении через кремний протонов, γ -излучения и релятивистских электронов. В конкретных расчетах были использованы современные вычислительные программы GEANT4 [15] и TALYS [16].

Программа GEANT4 включает большой набор современных моделей ядерных реакций, и результаты ее расчетов в широком диапазоне энергии первичной частицы E_0 оттестированы на основе экспериментальных данных для большого количества пар налетающая частица — ядро-мишень. Распределения фрагментов ядерной реакции, вычисленные по этой программе, можно интерпретировать как “модельный эксперимент”, в котором на этапе образования ядра в предравновесном состоянии учитываются барион-барионные, мезон-барионные и мезон-мезонные рассеяния, внутри-ядерные каскады, а также процессы возбуждения и распада кварк-глюонных струн. Пересечение областей применимости различных теоретических моделей при их совместном использовании в GEANT4 описывается вероятностным методом и учитывает корреляцию различных моделей.

Программа TALYS используется для расчета сечений и распределений фрагментов ядерной реакции в столкновении ядра с ионами и γ -квантами. Влияние механизма возбуждения с учетом внутри-ядерных каскадов в этой программе не учитывается, и поэтому диапазон ее применения для расчета продуктов ядерной реакции в столкновениях с протонами ограничен областью $E_0 < 0.2\text{--}0.3$ ГэВ [12].

2. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Расчеты сечений взаимодействия кремния с протонами, электронами и γ -квантами проводились с помощью программы GEANT4 (Hadron) [15]. Для расчета сечения в столкновениях кремния с γ -квантами применялась также программа TALYS [16].

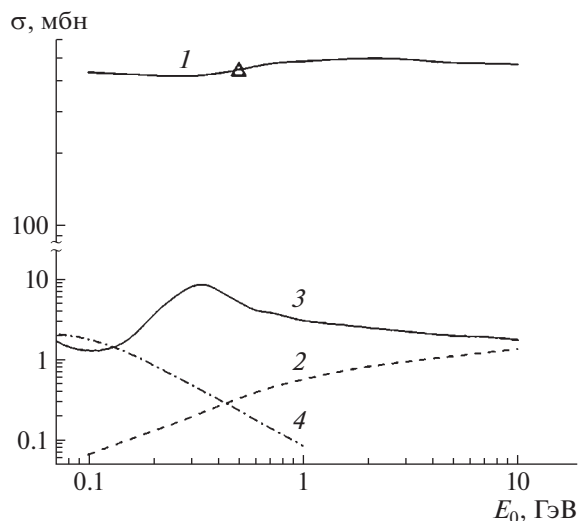


Рис. 1. Результаты расчета энергетической зависимости сечения взаимодействия с ядром кремния. Кривые: 1 — $\sigma_p(E_0)$ в столкновениях с протонами (GEANT4), 2 — $\sigma_e(E_0)$ в столкновениях с электронами (GEANT4), 3 — $\sigma_\gamma(E_0)$ в столкновениях с γ -квантами (GEANT4), 4 — $\sigma_\gamma(E_0)$ в столкновениях с γ -квантами (TALYS-1.95). Δ — экспериментальное значение $\sigma_p(E_0)$.

Отношение сечений $\sigma_p(E_0)/\sigma_e(E_0)$ и $\sigma_p(E_0)/\sigma_\gamma(E_0)$ составляет два порядка (рис. 1). В области энергии $E_0 > 1$ ГэВ сечения $\sigma_e(E_0)$ и $\sigma_\gamma(E_0)$ одного порядка, причем отношение $\sigma_e(E_0)/\sigma_\gamma(E_0) \rightarrow 1$ при увеличении E_0 , что объясняется усилением волновых свойств электрона. Минимум сечения $\sigma_\gamma(E_0)$ в области энергии $0.1 \text{ ГэВ} < E_0 < 0.2 \text{ ГэВ}$ связан с уменьшением значимости коллективных механизмов возбуждения и увеличением влияния структуры ядра. Особенностью взаимодействия γ -квантов с ядром является механизм образования в ядре возбужденного нуклона (Δ -изобары) и частиц-резонансов $N^*(1520 \text{ МэВ})$ и $N^{**}(1680 \text{ МэВ})$. Из-за образования короткоживущих частиц в этом резонансном процессе и эффекта “размытия” пиков, который обусловлен движением нуклонов в ядре, в сечении $\sigma_\gamma(E_0)$ в области энергии $E_0 = 0.2\text{--}0.5 \text{ ГэВ}$ формируется максимум, которого нет в сечениях $\sigma_p(E_0)$ и $\sigma_e(E_0)$.

При анализе результатов (см. рис. 1) необходимо учитывать, что на образование ядра в предравновесном состоянии влияет механизм внутриядерных каскадов, который приводит к перераспределению переданного импульса между нуклонами ядра. В программе GEANT4 взаимодействие γ -кванта с ядром описывается в модели составного ядра и предравновесной модели с учетом внутриядерных каскадов. Расчет по GEANT4 дает максимум в области энергии $0.2 \leq E_\gamma \leq 0.5 \text{ ГэВ}$.

В случае столкновений с γ -квантами пренебрежение механизмом внутриядерных каскадов в модели составного ядра приводит в расчетах по TALYS к уменьшению сечения взаимодействия $\sigma_\gamma(E_0)$. Как видно из рис. 1, при расчетах продуктов ядерной реакции в столкновении γ -квантов с ядром область применимости TALYS ограничена диапазоном энергии $E_\gamma \leq 0.2 \text{ ГэВ}$.

3. ОПИСАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ

Расчеты распределений ИС $F(Z, A, L)$ в зависимости от линейных потерь энергии L вторичных ионов методом Монте-Карло были выполнены с помощью программы GEANT4. В этом методе для анализа распределения $F(Z, A, L)$ по переменной L используется гистограммная функция, представляющая в интервале $L_j - \Delta L \leq L \leq L_j$ количество всех вторичных ионов F_j , независимо от их заряда ядра Z и массы A . Распределение F_j нормировано условием $\sum_{j=1} F_j = 1$. Среднее значение неупругих потерь энергии всех вторичных ионов равно первому моменту этого распределения:

$$L_G = \sum_j j F_j, \quad (1)$$

а среднее квадратическое отклонение W_G

$$W_G^2 = \sum_j (L_j - L_G)^2 F_j \quad (2)$$

пропорционально ширине распределения на половине высоты. Используя эти два параметра, распределение $F(Z, A, L)$ можно описать в виде функции Гаусса:

$$G(L) = \frac{1}{W_G \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(L - L_G)^2}{2W_G^2} \right]. \quad (3)$$

Погрешность такой аппроксимации имеет вид

$$\delta_G^2 = \sum_j |G(L_j) - F_j|^2. \quad (4)$$

Функция $G(L)$ не учитывает асимметрию распределения ИС $F(Z, A, L)$ по L , которую можно характеризовать параметром скошенности $S_F = \sum_j \{(L_j - L_G)^3 F_j\} / W_G^3$. Как правило, чем меньше S_F , тем меньше δ_G и тем ближе $G(L)$ к $F(Z, A, L)$.

В настоящей работе учтено, что область определения F_j ограничена ($0 \leq L \leq L_{\max}$), и для его аппроксимации предложено использовать пробную функцию $T(L)$:

$$T(L) = T_1 L / L_1, L \leq L_1, \quad (5)$$

$$T(L) = T_1 + (T_2 - T_1)(L - L_1)(L_2 - L_1)^{-1},$$

$$L_1 < L \leq L_2,$$

$$T(L) = T_2(L_{\max} - L)(L_{\max} - L_2)^{-1},$$

$$L_2 < L \leq L_{\max},$$

$$T(L) = 0, L > L_{\max}$$

со значениями четырех параметров (L_1, T_1, L_2, T_2), вычисленных вариацией из минимума суммы:

$$\delta_T^2 = \sum_j |T(L_j) - F_j|^2. \quad (6)$$

Чем меньше величина δ_T , тем точнее пробная аналитическая функция $T(L)$ описывает исходное распределение F_j . В отличие от $G(L)$ функция $T(L)$ может описывать асимметрию F_j -распределения, так как количество ионов $F(L \leq L_G)$ может не совпадать с количеством ионов $F(L \geq L_G)$. Поэтому использование $T(L)$ при $\delta_T < \delta_G$ предпочтительнее $G(L)$.

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИИ С ПРОТОНАМИ

В распределении ИС вторичных тяжелых ($Z > 2$) ионов при столкновении протонов с $E_0 = 0.5$ ГэВ проявляются два максимума с амплитудами F_1 при $L \approx 2$ МэВ см² мг⁻¹ и F_2 при $L \approx 8$ МэВ см² мг⁻¹ (см. рис. 2). Основной вклад в величину F_2 дают каналы реакции с небольшим количеством вторичных частиц, например, $(p, 2p)$, $(p, p\alpha)$, (p, pn) , (p, pd) и т.д., для которых один из вторичных ионов остается достаточно тяжелым ($A \geq 23$). Так как ионизационная способность L легких ионов ($Z \leq 2$) ограничена диапазоном $L < 1.5$ МэВ см² мг⁻¹ [14], то в реакции с образованием нескольких легких ионов из-за уменьшения массы A тяжелого иона ИС всех вторичных частиц снижается. Распределение ИС на рис. 2 близко к симметричному, что обусловлено приблизительным равенством площадей $F(L \leq L_G) \approx F(L \geq L_G)$, небольшой величиной параметра асимметрии ($S_F = 0.01$) и небольшой погрешностью аппроксимации $F(L)$ с помощью функции Гаусса $G(L)$ ($\delta_G = 0.07$). Применение функции $T(L)$ позволяет немного уменьшить погрешность аппроксимации ($\delta_T = 0.05$), так как используемые в ней параметры (L_1, T_1, L_2, T_2) качественно описывают интенсивности и положения двух максимумов F_1, F_2 в распределении $F(L)$. Минимум $F(L)$ в диапазоне $L_1 < L < L_2$ в этой аппроксимации не воспроизводится.

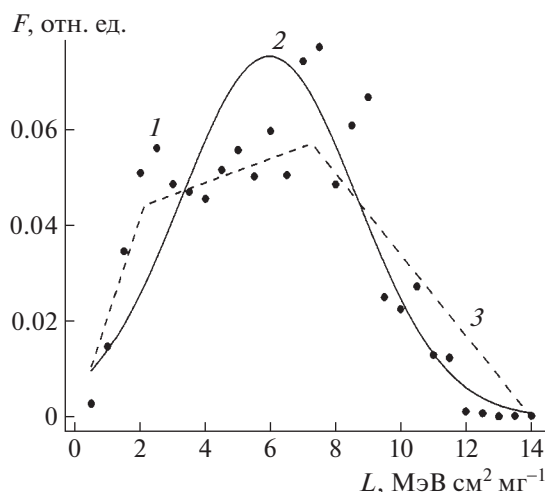


Рис. 2. Распределение ИС вторичных тяжелых ($Z > 2$) ионов в зависимости от линейных потерь энергии L при неупругом взаимодействии протонов с энергией $E_0 = 0.5$ ГэВ с ядром кремния. Кривые: 1 (•) — результат расчета F_j по GEANT4, 2 — функция $G(L)$ (1) с параметрами $L_G = 6.0$ и $W_G = 2.7$, 3 — функция $T(L)$ (3) с параметрами $L_1 = 2.1$, $T_1 = 0.043$, $L_2 = 7.3$, $T_2 = 0.057$.

Монотонное изменение параметров ИС получено во всем диапазоне энергии протонов (табл. 1). Исключением из этого правила является только параметр T_1 , который достигает максимума в области энергии $E_0 = 2-5$ ГэВ. В этой области энергий

Таблица 1. Параметры распределения ИС вторичных ионов в момент распада возбужденного состояния для столкновений протонов с ядром кремния, точность вычисления 7–10%

E_0 , ГэВ	L_G	W_G	L_1	T_1	L_2	T_2
0.1	6.1	2.8	2.1	0.043	7.7	0.055
0.15	6.1	2.8	2.1	0.043	7.6	0.056
0.2	6.1	2.8	2.1	0.043	7.5	0.056
0.3	6.0	2.7	2.1	0.043	7.4	0.056
0.5	6.0	2.7	2.1	0.043	7.3	0.057
0.7	6.0	2.6	2.1	0.043	7.0	0.060
1.0	5.8	2.6	2.1	0.044	6.7	0.061
1.5	5.6	2.5	2.1	0.045	5.2	0.063
2.0	5.5	2.5	2.1	0.048	5.0	0.064
3.0	5.4	2.5	2.2	0.056	5.0	0.064
5.0	5.4	2.4	2.2	0.054	5.0	0.064
7.0	5.4	2.4	2.2	0.043	5.0	0.065
10.0	5.4	2.2	2.2	0.036	5.0	0.071

на процесс возбуждения ядра могут оказывать влияние процессы адронизации. Для области энергии $E_0 \leq 10$ ГэВ процессы взаимодействия протона с отдельными кварками в нуклонах остаются еще достаточно редкими, но с увеличением E_0 их влияние на распределение вторичных ионов возрастает. Уменьшение параметров L_G и L_2 при увеличении энергии E_0 означает увеличение вклада каналов с образованием большего количества легких ($Z \leq 2$) ионов и, как следствие, уменьшение массы тяжелого иона ($Z \geq 3$) и снижение его ИС. Моделирование распределения вторичных тяжелых ионов дает соотношение $T_1 < T_2$ для всего исследуемого диапазона энергии протонов. Из монотонного и плавного изменения параметров в диапазоне $E_0 \approx \approx 0.3\text{--}0.5$ ГэВ следует, что влияние внутриядерных каскадов на энергию легких ионов [12] качественно не изменяет распределение ИС тяжелых вторичных ионов ($Z \geq 3$). Отметим также, что преимущество использования аппроксимации $T(L)$ по сравнению с $G(L)$ проявляется в области энергии $E_0 \leq \leq 0.7$ ГэВ, где $\delta_G/\delta_T \sim 1.5$.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ С γ -КВАНТАМИ

В распределении ИС вторичных тяжелых ионов в столкновении ядра с γ -квантами проявляются два максимума (рис. 3). Максимумы F_1 , F_2 ярко выражены из-за глубокого минимума между ними. Отметим, что по сравнению с распределением ИС в столкновении протонов (см. рис. 2) $F_1 > F_2$, т.е. соотношение амплитуд F_1 и F_2 меняется на противоположное. В составе вторичных тяжелых ионов в диапазоне $L = 1\text{--}3$ МэВ см² мг⁻¹ доля ионов $Z \geq \geq 12$, $A \geq 24$ составляет более 90%, а в диапазоне $L = 6\text{--}8$ МэВ см² мг⁻¹ она уменьшается до 25–28%. Асимметрия распределения $F(L)$ возрастает ($S_F = 0.2$) по сравнению с результатами аппроксимации для ИС в столкновении протонов (см. рис. 2), что приводит в столкновениях с γ -квантами к ухудшению точности гауссовской аппроксимации ИС ($\delta_G = 0.1$).

Параметры L_G и W_G плавно меняются во всем диапазоне энергии, но эта зависимость в отличие от столкновений с протонами уже не является монотонной. При $E_0 = 0.2\text{--}0.5$ ГэВ параметр L_G достигает максимального значения. Это связано с влиянием возбужденных состояний нуклонов в максимуме сечения $\sigma_\gamma(E_0)$ (см. кривая 3 на рис. 2), что приводит к увеличению среднего значения ИС вторичных ионов при распаде возбужденного ядра. Другая особенность ИС в столкновениях с γ -квантами (см. табл. 2) относится к энергиям $E_0 = = 3\text{--}5$ ГэВ, где параметр L_2 достигает максимума,

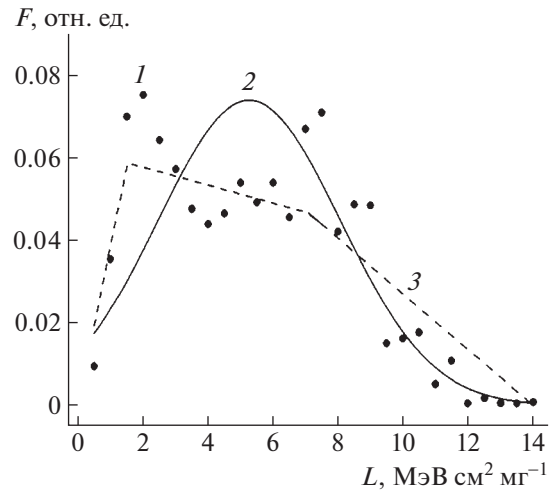


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для γ -квантов с энергией $E_0 = 0.5$ ГэВ. Кривые: 1 (•) — результат расчета F_j по GEANT4, 2 — (L) с $L_G = 5.3$ и $W_G = 2.8$, 3 — $T(L)$ с $L_1 = 1.6$, $T_1 = 0.059$, $L_2 = 7.1$, $T_2 = 0.047$.

а отношение T_1/T_2 начинает возрастать с увеличением E_0 . Это изменение в соотношении амплитуд F_1 и F_2 объясняется увеличением количества вторичных ионов с небольшими неупругими потерями энергии. Гауссовская аппроксимация (1) с помощью функции $G(L)$ этого эффекта не учитывает, так как L_G и W_G монотонно уменьшаются. Отметим также, что во всем диапазоне энергии E_0

Таблица 2. Параметры распределения ИС вторичных ионов в момент распада возбужденного состояния для столкновений γ -квантов с кремнием, точность их вычисления 7–10%

E_0 , ГэВ	L_G	W_G	L_1	T_1	L_2	T_2
0.1	4.7	2.4	1.6	0.067	7.0	0.047
0.15	5.2	2.5	1.6	0.037	7.0	0.061
0.2	5.5	2.7	1.6	0.052	7.1	0.052
0.3	5.7	2.7	1.6	0.053	7.1	0.051
0.5	5.3	2.8	1.6	0.059	7.1	0.047
0.7	5.0	2.7	1.6	0.066	7.1	0.043
1.0	4.8	2.7	1.6	0.072	7.4	0.038
1.5	4.7	2.6	1.6	0.080	8.4	0.024
2.0	4.6	2.6	1.6	0.081	8.6	0.022
3.0	4.5	2.5	1.7	0.083	8.7	0.021
5.0	3.9	2.3	1.7	0.091	8.5	0.020
7.0	3.8	2.2	1.7	0.10	8.0	0.020
10.0	2.5	2.1	0.8	0.20	3.7	0.020

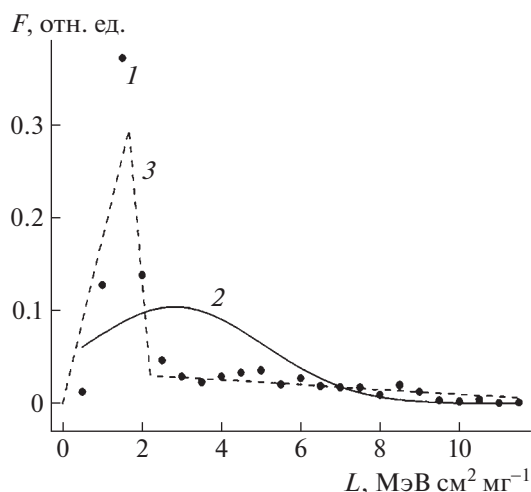


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для электронов с энергией $E_0 = 0.5$ ГэВ. Кривые: 1 (•) — результат расчета F_j по GEANT4, 2 — $G(L)$ с $L_G = 2.8$ и $G_L = 2.2$, 3 — $T(L)$ с $L_1 = 1.7$, $T_1 = 0.3$, $L_2 = 2.2$, $T_2 = 0.03$.

использование $T(L)$ для аппроксимации ИС вторичных тяжелых ионов является предпочтительным $\delta_G/\delta_T = 1.2\text{--}1.5$.

6. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ В СТОЛКНОВЕНИИ С ЭЛЕКТРОНАМИ

Более 90% всех вторичных тяжелых ионов в столкновении с электронами относится к узкому диапазону параметров $A = 24\text{--}30$, $Z = 12\text{--}14$. При столкновении ядра кремния с электронами при энергии $E_0 = 0.5$ ГэВ заряд ядра вторичного

иона не меняется ($Z = 14$) с вероятностью 89%, а их распределение по массе в диапазоне $A = 28\text{--}30$ близко к распределению в естественной смеси изотопов кремния (Si^{28} — 92.23%, Si^{29} — 4.68%, Si^{30} — 3.09%). Это свидетельствует о том, что механизм возбуждения и распада ядра в предравновесном состоянии в столкновениях с электронами отличается от его аналогов в столкновениях с протонами и γ -квантами. Можно говорить о передаче импульса только небольшому фрагменту ядра, что позволяет в столкновении ядра с электронами сохранить тяжелый остов возбужденного ядра после его распада. Такой механизм возбуждения характерен для реакций без учета внутриядерных каскадов. Распределение ИС вторичных тяжелых ионов по L в столкновениях с электронами обладает сильной асимметрией, а $L_{\max} = 12 \text{ МэВ см}^2 \text{ мг}^{-1}$ уменьшается (рис. 4).

Таблица 3. Параметры распределения ИС вторичных ионов в момент распада возбужденного состояния для столкновений электронов с ядром кремния, точность вычислений 7–10%

E_0 , ГэВ	L_G	W_G	L_1	T_1	L_2	T_2
0.1	2.0	1.3	1.7	0.39	2.2	0.020
0.15	2.1	1.4	1.7	0.37	2.2	0.022
0.2	2.2	1.7	1.7	0.36	2.2	0.024
0.3	2.4	1.8	1.7	0.33	2.2	0.025
0.5	2.8	2.2	1.7	0.30	2.2	0.030
0.7	3.0	2.3	1.7	0.27	2.2	0.032
1.0	3.1	2.5	1.7	0.27	2.2	0.034
1.5	3.2	2.5	1.7	0.26	2.2	0.036
2.0	3.3	2.5	1.7	0.25	2.2	0.038
3.0	3.4	2.6	1.7	0.24	2.2	0.040
5.0	3.5	2.6	1.8	0.23	2.2	0.041
7.0	3.6	2.6	1.8	0.23	2.2	0.042
10.0	3.6	2.6	1.8	0.22	2.2	0.043

Медленное изменение всех параметров с увеличением E_0 и отсутствии экстремумов у этой зависимости во всей области исследования E_0 (табл. 3) свидетельствует о доминировании механизма образования и последующего распада возбужденного ядра, в котором влияние внутриядерных каскадов можно рассматривать как поправку. Увеличение средней ИС тяжелых вторичных ионов L_G с возрастанием E_0 качественно отличается от зависимости этого параметра для столкновений с γ -квантами (см. табл. 2). В области энергии $E_0 \geq 5$ ГэВ при усилении волновых свойств электрона параметры L_1 в столкновении с электронами и γ -квантами близки. Сильная асимметрия распределения ИС ($S_F = 1.0\text{--}2.3$) и погрешность его аппроксимации с помощью функции $G(L)$ велика $\delta_G/\delta_T > 2$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ зависимости параметров распределений ИС продуктов ядерной реакции от энергии первичного излучения позволил качественно оценить границы применимости различных моделей образования и распада возбужденных ядер. Одним из наиболее чувствительных параметров распределения к модели взаимодействия является линейная передача энергии L тяжелых фрагментов ядерной реакции ($Z > 2$), которая характеризует неупругие потери энергии вторичных ионов в момент распада возбужденного ядра. Закономерности этого распределения были исследованы для прохождения через кремний протонов, γ -квантов и релятивистских электронов с энергией в диапазоне энергий от 0.1 до 10 ГэВ.

Для описания распределения ИС вторичных ионов по L наряду с функцией Гаусса предложено использовать аналитическую функцию, которая зависит от четырех параметров. Увеличение количества параметров позволяет учесть асимметрию распределения ИС по L и возможность появления в этом распределении второго максимума.

Из монотонного и плавного изменения параметров ИС продуктов ядерной реакции в столкновениях протонов для энергий $E_0 \approx 0.3\text{--}0.5$ ГэВ следует, что влияние внутриядерных каскадов на энергию легких ионов качественно не изменяет распределение ИС тяжелых вторичных ионов ($Z \geq 3$). Для $E_0 \leq 10$ ГэВ процессы взаимодействия протона с отдельными кварками в нуклонах остаются еще достаточно редкими, но с увеличением $E_0 > 2$ ГэВ влияние процесса адронизации на распределение вторичных ионов возрастает. Преимущество использования новой четырехпараметрической аппроксимации ИС по сравнению с распределением Гаусса для столкновений с протонами проявляется для энергии $E_0 \leq 0.7$ ГэВ.

При взаимодействии ядра с γ -квантами параметры распределения Гаусса плавно меняются во всем диапазоне энергии, но эта зависимость не является монотонной. В области энергии $E_0 = 0.2\text{--}0.5$ ГэВ параметр L_G достигает максимума, что объясняется влиянием возбужденных состояний нуклонов в ядре. Сильная асимметрия распределения ИС вторичных тяжелых ионов по L в столкновениях ядер с релятивистскими электронами свидетельствует о передаче импульса только небольшому фрагменту ядра без его перераспределения между остальными нуклонами.

При энергиях падающих частиц $E_0 > 2\text{--}5$ ГэВ на механизм образования ядра в предравновесном состоянии начинает оказывать влияние взаимодействие налетающей частицы с отдельными кварками. В области $E_0 \leq 10$ ГэВ процессы адронизации остаются еще достаточно редкими, но их влияние

на распределение вторичных ионов возрастает с увеличением E_0 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по проекту “Развитие синхротронных и нейтронных исследований и инфраструктуры для материалов энергетики нового поколения и безопасного захоронения радиоактивных отходов” — грант № 075-15-2021-1353.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г. И. Зебрев, *Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах высокой степени интеграции* (НИЯУ МИФИ, Москва, 2010).
2. *Модель космоса. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов*, Под ред. Л. С. Новикова (Изд-во КДУ, Москва, 2007), т. II.
3. С. Г. Рубин, *Устройство нашей вселенной* (Бек2, Фрязино, 2006).
4. М. И. Панасюк, *Странники Вселенной или эхо Большого взрыва* (Бек2, Фрязино, 2005).
5. Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA), <https://nica.jinr.ru/ru/>
6. STAR Collab. (J. Adams, M. M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B. D. Anderson, D. Arkhipkin, G. S. Averichev, S. K. Badyal, Y. Bai, J. Balewski, O. Barannikova, L. S. Barnby, J. Baudot, S. Bekele, V. V. Belaga, *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
7. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
8. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012).
9. H. Yamamoto, Symmetry **13**, 674 (2021).
10. А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций* (Энергоатомиздат, Москва, 1983).
11. H. W. Bertini, Phys. Rev. **131**, 1801 (1963).
12. Н. В. Новиков, Н. Г. Чеченин, Т. В. Чувильская, В. Я. Чуманов, А. А. Широкова, ЯФ **84**, 315 (2021).
13. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (Изд-во МГУ, Москва, 1979).
14. J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, Nucl. Instrum. Methods B **268**, 1818 (2010).
15. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B. R. Beck, A. G. Bogdanov, D. Brandt, J. M. C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **835**, 186 (2016).
16. A. J. Koning and D. Rochman, Nucl. Data Sheets **113**, 2841 (2012).

FRAGMENTATION OF NUCLEI UNDER RADIATION ACTION OF VARIOUS TYPE

N. V. Novikov¹⁾, N. G. Chechenin¹⁾, A. A. Shirokova¹⁾

¹⁾Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Russia

An analytical approximation is proposed for the distribution of inelastic energy losses of charged fragments of nuclear reactions in the collisions of protons, γ -quanta and electrons with silicon nucleus. In the energy range 3–10 GeV, the effect of hadronization on the distribution of secondary heavy ions increases with energy of incident radiation. The strong asymmetry of the distribution in collisions with relativistic electrons indicates momentum transfer to only a small fragment of the nucleus.