

СОДЕРЖАНИЕ

Том 83, номер 3, 2020

Материалы Международной научной конференции “Ядро-2019” “Фундаментальные проблемы ядерной физики, ядра у границ нуклонной стабильности, высокие технологии” (LXIX-ой Международной конференции по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра)*

ЯДРА

Эксперимент

- Анализ угловых t - γ -корреляций в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$
Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский 186
- Образование тяжелого изотопа гелия ^6He при поглощении остановившихся пионов ядрами
*Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, Т. И. Леонова, М. В. Телькушев,
Б. А. Чернышев, В. Г. Сандуковский* 193
- Измерение выходов и угловых распределений γ -квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами хрома
*Д. Н. Грозданов, Н. А. Федоров, Ю. Н. Копач, В. М. Быстрицкий,
Т. Ю. Третьякова, И. Н. Русков, В. Р. Ской, С. Дабылова, Ф. А. Алиев, К. Храмко,
Н. А. Гундорин, И. Д. Дашков, Е. П. Боголюбов, Д. И. Юрков, В. И. Зверев, А. Ганди, А. Кумар* 200

ЯДРА

Теория

- Влияние высоколежащих резонансов на сечения захвата солнечных нейтрино ядром ^{127}I
*Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Клочкова, А. П. Осипенко,
В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов* 208
- Бета-распад нейтрона в тепловом поле и нейтронная аномалия
И. В. Копытин, А. С. Корнев 217

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Исследование реакции неупругого рассеяния $A(p, p')X$ на ядрах ^9Be и ^{90}Zr при энергии 1 ГэВ
*О. В. Миклухо, А. Ю. Киселев, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, С. Г. Барсов,
Г. Е. Гаврилов, А. А. Жданов, А. А. Изотов, Д. С. Ильин, Н. Г. Козленко,
П. В. Кравченко, Д. А. Майсузенко, В. И. Мурзин, Д. В. Новинский, А. В. Шведчиков* 224
- Поиск запаздывающих и опережающих частиц при взаимодействии космических лучей сверхвысоких энергий с атмосферой в потоке мюонов ШАЛ на установке ШАЛ МГУ
Г. К. Гарипов, А. А. Силаев 235

Теория

- Электрослабые поправки с учетом жесткого тормозного излучения в поляризационном Баба-рассеянии
А. Г. Алексеев, С. Г. Барканова, Ю. М. Быстрицкий, В. А. Зыкунов 246
- Дираковские нейтрино в see-saw-механизме. Несохранение числа дираковских нейтрино
И. Т. Дятлов 263
- Квазиклассическое условие квантования релятивистской связанной системы двух фермионов равных масс
Ю. Д. Черниченко 270

* Под ред. профессора Н.С. Зеленской.

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ t – γ -КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$

© 2020 г. Л. И. Галанина^{1)*}, Н. С. Зеленская¹⁾,
В. М. Лебедев¹⁾, Н. В. Орлова¹⁾, А. В. Спасский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Проведен теоретический анализ ранее измеренных при $E_\alpha = 30.3$ МэВ угловых t – γ -корреляций в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ с образованием конечного ядра в нижнем возбужденном состоянии. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами для механизма срыва протона в методе связанных каналов и в статистическом пределе модели составного ядра. Спектроскопические амплитуды для вершины $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ рассчитаны в модели Нильссона. Используемый модельный подход позволил получить в удовлетворительном согласии с экспериментом как дифференциальные сечения реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ с образованием ^{28}Si в трех нижних состояниях, так и большую часть ориентационных характеристик ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$.

DOI: 10.31857/S0044002720030071

1. ВВЕДЕНИЕ

Проведенный до настоящего времени анализ характеристик реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ оставляет много вопросов. Так как в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ участвуют деформированные ядра $2s$ – $1d$ -оболочки, следует ожидать в формировании ее сечений существенную роль связи каналов. Далее, выбор параметров коллективной модели при анализе только угловых распределений дифференциального сечения продуктов реакции, как правило, не является однозначным. В результате для исследования механизма таких реакций целесообразно использовать данные “полного опыта”, включающего различные t – γ -корреляционные характеристики, считая, что некоторые из них будут более чувствительны к параметрам модели, чем угловые зависимости дифференциального сечения.

В [1] ранее нами были получены экспериментальные корреляционные характеристики реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием конечного ядра ^{28}Si в основном (0^+) и двух нижних возбужденных состояниях 2^+ (1.78 МэВ) и 4^+ (4.62 МэВ). Для их теоретического анализа использовался механизм срыва протона, рассчитываемый в рамках метода связанных каналов (МСК)

по коду СНУСК [2], а спектроскопические амплитуды (СА) были получены эмпирическим путем, что заметно снизило достоверность результатов анализа.

Обзор работ по реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ до 1990 г. с возбуждением нижних уровней конечного ядра приводился нами ранее в [1]. С тех пор появилось только четыре работы, в которых обсуждались различные аспекты этой реакции: нормировочная константа в расчетах по методу искаженных волн [3] ($E_\alpha = 25$ – 104 МэВ), выбор потенциалов в коде DWUCK5 [4, 5] ($E_\alpha = 64.5$ МэВ) и феноменологическая модель развала частиц пучка в ядерных реакциях [6] (для реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ $E_\alpha = 80$ и 160 МэВ).

В настоящей работе полученные в [1] ориентационные характеристики реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ проанализированы для механизма срыва протона в МСК (код FRESKO [7]) и модели составного ядра (код CNDENSI [8]). В отличие от [1], СА для канала распада $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ рассчитаны в модели Нильссона [9], поскольку и начальное, и конечное ядра в этой вершине принадлежат $1d$ – $2s$ -оболочке и являются деформированными [10].

2. ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНЕЧНОГО ЯДРА, ПОЛУЧАЕМЫЕ ИЗ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧАСТИЦА– γ -КВАНТ

В разделе описана методика восстановления ориентационных характеристик конечного возбужденного ядра $B^*(J_B)$, образованного в реакции $A(x, y\gamma)B$.

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

*E-mail: galan_lidiya@mail.ru

Двойные дифференциальные сечения $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma, \theta_y)$ для каждого θ_y параметризовались с помощью выражения [11]

$$W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_y) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{k\kappa} \frac{1 + (-1)^k}{\sqrt{2k+1}} \times \quad (1)$$

$$\times A_{k\kappa}(\theta_y) Y_{k\kappa}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma),$$

где $Y_{k\kappa}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ — сопряженные сферические функции углов θ_γ и φ_γ вылета γ -кванта в сферической системе координат с осью Z , направленной вдоль импульса падающих частиц, и плоскостью (X, Z) , совпадающей с плоскостью реакции (“экспериментальной” системе координат (СК)), $A_{k\kappa}(\theta_y)$ — вещественные параметры, с точностью до множителей совпадающие с компонентами $\rho_{k\kappa}(\theta_y)$ спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра. Величины $A_{k\kappa}(\theta_y)$ согласно (1) удовлетворяют условию $A_{00}(\theta_y) = \rho_{00}(\theta_y) \equiv d\sigma/d\Omega(\theta_y)$.

Знание компонент спин-тензоров $\rho_{k\kappa}(\theta_y)$ матрицы плотности дает возможность определить основные ориентационные характеристики ядра B^* : заселенности $P_{\pm M}(J_B, \theta_y)$ магнитных подсостояний, тензоры ориентации $t_{k\kappa}(\theta_y)$ мультипольных моментов и тензоры квадрупольной и гексадекапольной поляризации.

Заселенности $P_{\pm M}(J_B, \theta_y)$ определяются отношением диагональных элементов матрицы плотности к ее шпuru (совпадающим с $\rho_{00}(\theta_y)$) в СК, ось Z которой совпадает с направлением спина ядра и перпендикулярна плоскости реакции. Переход в эту СК из “экспериментальной” осуществляется с помощью функции $D_{\kappa 0}^k(\pi/2, \pi/2, \pi/2)$ [11]:

$$P_{\pm M}(J_B, \theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2J_B+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_y)} \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{k\kappa} (-1)^{J_B-M} \langle J_B M J_B - M | k 0 \rangle \times$$

$$\times \rho_{k\kappa}(\theta_y) D_{\kappa 0}^k(\pi/2, \pi/2, \pi/2).$$

Тензоры ориентации $t_{k\kappa}(\theta_y)$ мультипольных моментов определяются в СК, в которой ось Z направлена по импульсу ядра-отдачи. Переход в

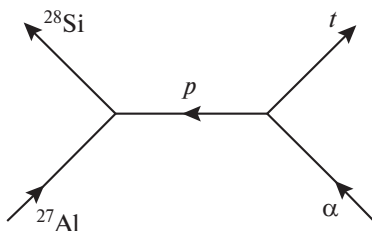


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая механизму срыва протона.

эту СК из “экспериментальной” осуществляется функцией $D(\pi, \pi - \theta_y, \pi)$ [11]:

$$t_{k\kappa}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2J_B+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_y)} \times \quad (3)$$

$$\times \sum_{\kappa'} \rho_{k\kappa'}(\theta_y) D_{\kappa'\kappa}^k(\pi, \pi - \theta_y, \pi).$$

Тензорная поляризация $T_{k\kappa}(\theta_y)$ определяется в СК с осью Z , перпендикулярной плоскости реакции, и осью X , направленной по импульсу падающего пучка. Переход в эту СК из “экспериментальной” осуществляется тремя поворотами на углы Эйлера $\alpha = \pi/2, \beta = \pi/2, \gamma = \pi$ [12]:

$$T_{k\kappa}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2J_B+1)}} \times \quad (4)$$

$$\times \sum_{\pm\kappa'} \frac{\rho_{k\kappa'}}{\rho_{00}} D_{\kappa'\kappa}^k(\pi/2, \pi/2, \pi).$$

Отметим, что экспериментальные ориентационные характеристики (2)–(4) ядра ^{28}Si получены только в передней полусфере вылета тритонов.

3. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ МЕХАНИЗМА СРЫВА ПРОТОНА В РЕАКЦИИ $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$

3.1. Определение СА протона в вершине распада $^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow ^{27}\text{Al}(J_A) + p$ в модели Нильссона

Механизм срыва протона в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ иллюстрируется полюсной диаграммой рис. 1. Необходимые для расчета СА для обеих вершин распада диаграммы рис. 1 в различных каналах определяются переданным орбитальным моментом Λ и спином $s_p = 1/2$, векторно связанными в полный переданный момент $\mathbf{j} = \mathbf{\Lambda} + \mathbf{s}_p$: $\theta_{s_p}^{\alpha \rightarrow t+p} = \sqrt{2}$ и $\theta_{\Lambda s_p j}^{28\text{Si}(J_B=0^+, 2^+, 4^+) \rightarrow p+^{27}\text{Al}(J_A=5/2^+, 1/2^+)}$.

В модели Нильссона СА $\theta_{\Lambda s_c j}^{B(J_B) \rightarrow c+A(J_A)}$ определяются выражением [13]

$$\theta_{\Lambda s_c j}^{B(J_B) \rightarrow c+A(J_A)} = \left(\frac{B}{A}\right)^{N_c/2} \mathfrak{S}_{N_c \Lambda s_c}^{J_B \rightarrow J_A} \times \quad (5)$$

$$\times \sqrt{(2j+1)(2J_A+1)(2L_B+1)(2S_B+1)} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} L_A & S_A & J_A \\ \Lambda & s_c & j \\ L_B & S_B & J_B \end{pmatrix} \langle T_A \tau_A T_c \tau_c | T_B \tau_B \rangle,$$

где N_c — количество квантов, уносимых передаваемым кластером c , $(B/A)^{N_c/2}$ — множитель отдачи; $\mathfrak{S}_{N_c \Lambda s_c}^{J_B \rightarrow J_A}$ — интеграл перекрытия волновых

функций (ВФ) ядер A и B в модели Нильссона с ВФ $\Psi_{N_c\Lambda}(\mathbf{r}_c - \mathbf{R}_A)$ относительного движения кластеров c и A ; L_i, S_i, J_i, T_i — орбитальные моменты, спины, полные моменты и изоспины ядер ($i = A, B, c$).

3.2. Волновые функции ядер ^{27}Al и ^{28}Si в модели Нильссона

Определим ВФ ядер ^{27}Al и ^{28}Si , принадлежащих $1d-2s$ -оболочке. В модели Нильссона [9] ВФ $|NJ\Omega\rangle$ имеют только три сохраняющихся квантовых числа: главное квантовое число N , полный спин ядра J и его проекция Ω на ось симметрии ядра, причем $|NJ\Omega\rangle = (-1)^{J-\Omega} |NJ - \Omega\rangle$. Эти ВФ могут быть представлены в виде суперпозиции ВФ нильссоновских орбиталей $|(\mathbb{N}^{\circ}n_i)\Omega_i\rangle$, разложенных по ортонормированному базису одночастичных собственных функций $|N_i l_i \mu_i \sigma_i\rangle$ (l_i, μ_i — значения орбитального момента нуклона и его проекции, σ_i — проекции спина, $\mu_i + \sigma_i = \Omega_i$, $\sum_i \Omega_i = \Omega$) гамильтониана, учитывающего деформацию и спин-орбитальное взаимодействие:

$$|(\mathbb{N}^{\circ}n_i)\Omega_i\rangle = \sum_{l_i \mu_i} a_{l_i \mu_i \sigma_i} |N_i l_i \mu_i \sigma_i\rangle. \quad (6)$$

Четыре нуклона с разнонаправленными спинами и изоспинами в модели Нильссона представляют замкнутую конфигурацию с $\Omega_i = 0$.

В [13] нами определена ВФ ядра ^{27}Al ($J_A = 5/2^+$) в модели Нильссона с положительной квадрупольной деформацией $\beta_2(\text{Al}) = 0.25$ [10], содержащая две заполненные орбитали и дырочную конфигурацию в орбитали ($\mathbb{N}^{\circ}5$) $1d_{5/2}$ -оболочки с $N_i = 2$

$$\begin{aligned} \Psi_{^{27}\text{Al}}(J_A = 5/2^+, \Omega = 5/2) = & \quad (7a) \\ = |(\mathbb{N}^{\circ}6)^4(\mathbb{N}^{\circ}7)^4(\mathbb{N}^{\circ}5)^3 : \Omega = 5/2\rangle. \end{aligned}$$

Волновая функция ядра ^{27}Al ($J_A = 1/2^+$) в низшем возбужденном состоянии конструируется путем перехода нейтрона из орбитали ($\mathbb{N}^{\circ}5$) в свободную орбиталь ($\mathbb{N}^{\circ}11$), принадлежащую $1d_{3/2}$ -оболочке, и имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{^{27}\text{Al}}(J_A = 1/2^+, \Omega = 1/2) = & \quad (7b) \\ = \sqrt{3} \sum_{l_i \mu_i} a_{222+}^{5(^{27}\text{Al})} a_{21\mu_i}^{11(^{27}\text{Al})} \times \\ \times |(\mathbb{N}^{\circ}6)^4(\mathbb{N}^{\circ}7)^4(\mathbb{N}^{\circ}5)^2 : \Omega_1 = 0\rangle \times \\ \times |(\mathbb{N}^{\circ}11) : \Omega_2 = 1/2\rangle = \\ = \sqrt{3} |(\mathbb{N}^{\circ}6)^4(\mathbb{N}^{\circ}7)^4(\mathbb{N}^{\circ}5)^2 : \Omega_1 = 0\rangle \times \\ \times \left(a_{200+}^{11(^{27}\text{Al})} |200+\rangle + a_{221-}^{11(^{27}\text{Al})} |221-\rangle \right), \end{aligned}$$

Таблица 1. Спектроскопические амплитуды для механизма срыва протона в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$

Вершина распада	Λ	j	$\Theta_{\Lambda s p j}^{^{28}\text{Si} \rightarrow p + ^{27}\text{Al}}$
$\alpha \rightarrow p + t$	0	1/2	1.414
$^{28}\text{Si}(0^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	2	5/2	1.467
$^{28}\text{Si}(2^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	0	1/2	0.295
$^{28}\text{Si}(2^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	2	3/2	0.202
		5/2	0.404
$^{28}\text{Si}(4^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	2	3/2	-0.272
		5/2	-0.192
$^{28}\text{Si}(0^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(1/2^+)$	0	1/2	-0.842
$^{28}\text{Si}(2^+) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(1/2^+)$	2	3/2	0.113
		5/2	0.138

где $a_{222+}^5 = 1$ и не зависит от деформации, $a_{200+}^{11(^{27}\text{Al})} = -0.59$, $a_{221-}^{11(^{27}\text{Al})} = -0.56$ [9]. Оценка энергии возбуждения состояния $^{27}\text{Al}(J_A = 1/2^+)$ в такой конфигурации составляет ~ 0.9 МэВ, что хорошо согласуется с экспериментальным значением 0.84 МэВ [10].

ВФ $^{28}\text{Si}(J_B = 0^+)$ с $\beta_2(^{28}\text{Si}) = -0.35$ [10] содержит три заполненные орбитали, принадлежащие $1d_{5/2}$ -оболочке

$$\begin{aligned} \Psi_{^{28}\text{Si}}(J = 0^+, \Omega = 0) = & \quad (8a) \\ = |(\mathbb{N}^{\circ}6)^4(\mathbb{N}^{\circ}7)^4(\mathbb{N}^{\circ}5)^4 : \Omega = 0\rangle. \end{aligned}$$

ВФ $^{28}\text{Si}(J_B = 2^+)$ с той же квадрупольной деформацией может быть сконструирована как частично-дырочная конфигурация $|(\mathbb{N}^{\circ}7)1d\rangle \rightarrow |(\mathbb{N}^{\circ}9)2s\rangle$, имеющая энергию возбуждения

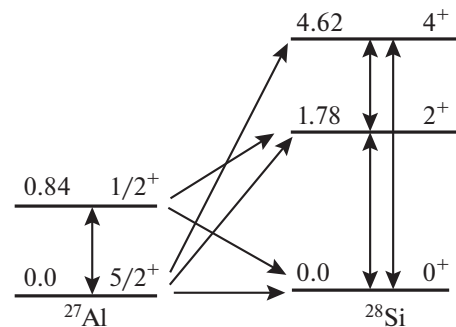


Рис. 2. Схема расчетов по МСК. Двусторонней стрелкой показана связь уровней в ядрах, односторонними — переходы с передачей частицы.

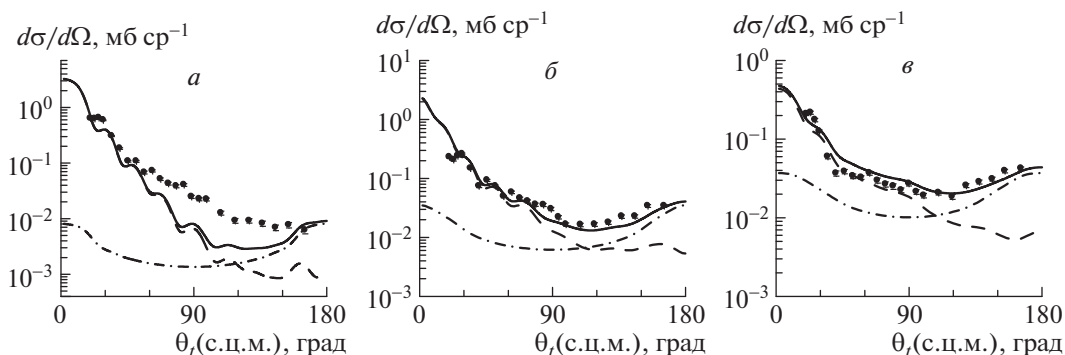


Рис. 3. УР протонов в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{28}\text{Si}$ с образованием конечного ядра в основном (а) и в двух нижних 2^+ (б) и 4^+ (в) состояниях. Точки — эксперимент при $E_\alpha = 30.3$ МэВ [1]. Кривые: штриховая — механизм срыва тритона в МСК, штрихпунктирная — статистический механизм образования СЯ, сплошная — суммарное сечение.

2.12 МэВ, близкую к экспериментальному значению 1.78 МэВ:

$$\begin{aligned} \Psi_{28\text{Si}}(J_B = 2^+, \Omega = 2) = & \sqrt{2} a_{222-}^{7(28\text{Si})} a_{200+}^{9(28\text{Si})} \times \quad (8б) \\ & \times |(N\#6)^4 \{ (N\#7)^3 |222-\} \} (N\#5)^4 \Omega_1 = 3/2 \rangle \times \\ & \times \{ |(N\#9) |200+\} : \Omega_2 = 1/2 \rangle + \\ & + \sqrt{\frac{6}{7}} a_{221+}^{7(28\text{Si})} a_{221-}^{9(28\text{Si})} \times \\ & \times |(N\#6)^4 \{ (N\#7)^3 |221+\} \} (N\#5)^4 : \Omega_1 = 3/2 \rangle \times \\ & \times \{ |(N\#9) |221-\} \} : \Omega_2 = 1/2 \rangle. \end{aligned}$$

Первая компонента ВФ (8б) соответствует виртуальному протону с $\Lambda = 0$, а вторая — с $\Lambda = 2$.

Коэффициенты разложения для орбиталей (№ 7) и (№ 9) равны: $a_{221+}^{7(28\text{Si})} = 0.235$, $a_{222-}^{7(28\text{Si})} = 0.972$, $a_{221-}^{9(28\text{Si})} = 0.957$, $a_{200+}^{9(28\text{Si})} = 0.290$ [9].

ВФ $^{28}\text{Si}(J_B = 4^+)$ конструируется как частично-дырочная конфигурация $|(N\#5)1d\rangle \rightarrow |(N\#8)1d\rangle$ с энергией возбуждения ~ 3.9 МэВ (экспериментальное значение 4.62 МэВ):

$$\begin{aligned} \Psi_{28\text{Si}}(J_B = 4^+, \Omega = 4) = & \sqrt{2} a_{222-}^{8(28\text{Si})} \times \quad (8в) \\ & \times |(N\#6)^4 (N\#7)^4 (N\#5)^3 : \Omega_1 = 5/2 \rangle \times \\ & \times |(N\#8) : \Omega_2 = 3/2 \rangle, \end{aligned}$$

где $a_{222-}^{8(28\text{Si})} = -0.412$ [9].

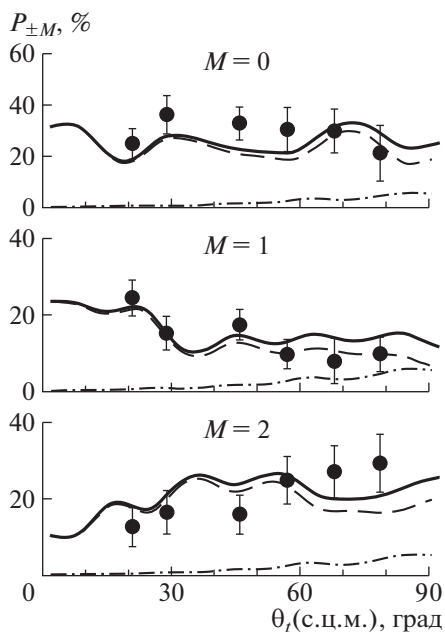


Рис. 4. Заселенности $P_{\pm M}$ подуровней ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$ для различных проекций M при $\theta_t < 90^\circ$. Обозначения расчетных кривых — те же, что и на рис. 3.

3.3. Расчет СА в вершине распада

$$^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow ^{27}\text{Al}(5/2^+) + p$$

Используя ВФ (7а), (8а)–(8в), рассчитаем интегралы $\mathfrak{S}_{\Lambda}^{5/2^+ \rightarrow J_B^+}$ для $J_B = 0^+, 2^+, 4^+$. Получаем

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{5/2^+ \rightarrow 0^+} = & \int \langle (N\#6)^4 (N\#7)^4 (N\#5)^3 : \Omega = \quad (9) \\ & = 5/2 |(N\#6)^4 (N\#7)^4 (N\#5)^3 : \Omega = 5/2 \rangle \times \\ & \times \text{GC} \langle 222 + | \Psi_{22}(\mathbf{r}_p) \chi_p \rangle d\tau = \text{GC}, \end{aligned}$$

где GC — генеалогический коэффициент отделения $d_{5/2}$ -протона:

$$\text{GC} = \sqrt{4} \langle d^4 [4]^{31} S | d^3 [3]^{22} D, {}^{22} D \rangle = 2 [14], \quad (10)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=0}^{5/2^+ \rightarrow 2^+} = 2\sqrt{2} a_{222-}^{7(28\text{Si})} a_{222-}^{7(27\text{Al})} a_{200+}^{9(28\text{Si})}, \quad (11а)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{5/2^+ \rightarrow 2^+} = 2\sqrt{\frac{6}{7}} a_{221+}^{7(28\text{Si})} a_{222-}^{7(27\text{Al})} a_{221-}^{9(28\text{Si})}, \quad (11б)$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{5/2^+ \rightarrow 4^+} = \sqrt{2} a_{222-}^{8(28\text{Si})}. \quad (12)$$

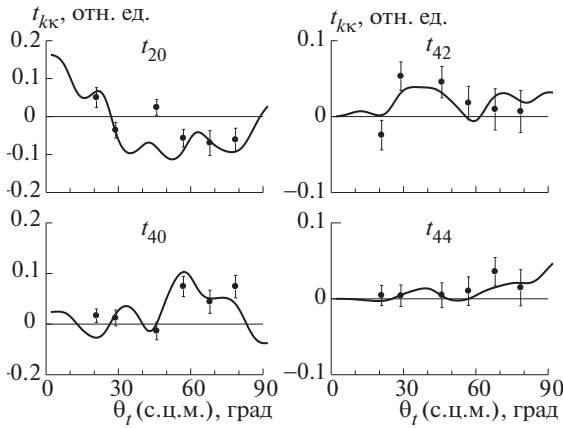


Рис. 5. Тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_i)$ с $k = 2$ и 4 для ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$. Сплошные кривые на этом и следующем рисунке — расчет в МСК для механизма срыва протона.

Подставляя значение интегралов (9)–(12) вместе с алгебраическими множителями, множителем отдачи и изоспиновыми коэффициентами в (5), получаем СА протона в $^{28}\text{Si}(J_B)\theta_{\Lambda spj}^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(5/2^+)$ (см. табл. 1).

3.4. Расчет СА в вершине распада $^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow ^{27}\text{Al}(1/2^+) + p$

Аналогично предыдущему разделу, используя ВФ (7б), (8а), (8б), рассчитаем интегралы $\mathfrak{S}_{\Lambda}^{1/2^+ \rightarrow J_B^+}$ при $J_B = 0^+, 2^+$. Получаем

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=0}^{1/2^+ \rightarrow 0^+} = \sqrt{3} a_{200+}^{11(^{27}\text{Al})} G C_0^{0^+ \rightarrow 1/2^+}, \quad (13a)$$

где $G C_0^{0^+ \rightarrow 1/2^+} = \begin{pmatrix} 4 \\ 2 \end{pmatrix}^{1/2} \langle d^4[4]^{11} S | d^2[2]^{13} S,$

$$d^2[2]^{13} S \rangle = -\sqrt{\frac{7}{5}} [14],$$

$$\mathfrak{S}_{\Lambda=2}^{1/2^+ \rightarrow 2^+} = \frac{6\sqrt{2}}{\sqrt{7}} a_{221-}^{11(^{27}\text{Al})} a_{222-}^{7(^{28}\text{Si})} \times \quad (13б)$$

$$\times a_{221-}^{9(^{28}\text{Si})} a_{222-}^{7(^{27}\text{Al})} G C_2^{2^+ \rightarrow 1/2^+},$$

где $G C_2^{2^+ \rightarrow 1/2^+} \equiv \begin{pmatrix} 4 \\ 2 \end{pmatrix}^{1/2} \langle d^4[4]^{11} S | d^2[2]^{13} D,$

$$d^2[2]^{13} D \rangle = -\frac{2}{\sqrt{7}}.$$

Подставляя значение интегралов (13) вместе с соответствующими алгебраическими множителями, множителем отдачи и изоспиновым коэффициентом в (5), получаем СА $\theta_{\Lambda spj}^{28}\text{Si}(J_B) \rightarrow p + ^{27}\text{Al}(1/2^+)$ протона в $^{28}\text{Si}(J_B = 0^+, 2^+)$ с возбужденным

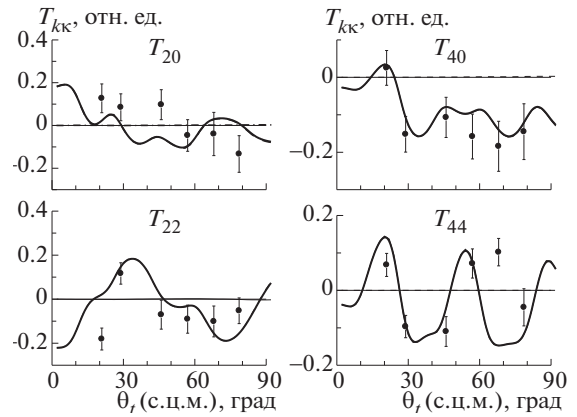


Рис. 6. Компоненты квадрупольной и гексадекапольной поляризации ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$.

$^{27}\text{Al}(1/2^+)$. Все рассчитанные СА приведены в табл. 1.

4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ РАСЧЕТОВ В МСК И В МОДЕЛИ СОСТАВНОГО ЯДРА

В настоящей работе проведено сопоставление полученных в [1] экспериментальных результатов с теоретическими расчетами в предположении механизма срыва протона в рамках МСК и механизма образования составного ядра.

Схема расчета по МСК приведена на рис. 2. В коде FRESKO [7] возможно использование различного типа связей (STR) между каналами. Мы выбирали эти связи на основе экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов $B(E_\lambda; J \rightarrow J')$ между уровнями.

Для кулоновского возбуждения связи STR определялись выражением [15]

$$\text{STR} \equiv M(E_\lambda) = \quad (14)$$

$$= \pm \sqrt{(2J+1)B(E_\lambda; J \rightarrow J')}$$

в случае недиагональных матричных элементов.

Для диагональных матричных элементов (ре-ориентация) кулоновские STR выражались через моменты деформации Q_2 [15]:

$$\text{STR} \equiv M(E_\lambda) = \pm \sqrt{\frac{5(2J+1)}{16\pi}} \langle J J 0 0 | J J \rangle Q_2. \quad (15)$$

Таблица 2. Параметры связи в МСК

Связь	STR, $e^2 \text{Фм}^4$	RDEF, $e^2 \text{Фм}^4$
$^{27}\text{Al}(5/2^+) \leftrightarrow ^{27}\text{Al}(1/2^+)$	9.165	0.96
$^{27}\text{Al}(5/2^+) \leftrightarrow ^{27}\text{Al}(5/2^+)$	19.4	2.04
$^{28}\text{Si}(0^+) \leftrightarrow ^{28}\text{Si}(2^+)$	18.17	1.74
$^{28}\text{Si}(2^+) \leftrightarrow ^{28}\text{Si}(4^+)$	25.8	2.48
$^{28}\text{Si}(2^+) \leftrightarrow ^{28}\text{Si}(2^+)$	23.75	2.4

Таблица 3. Параметры оптических потенциалов Вудса–Саксона, использованные в расчете по МСК

Канал	V , МэВ	r_V , Фм	a_V , Фм	W , МэВ	r_W , Фм	a_W , Фм	WD^* , МэВ	r_{WD} , Фм	a_{WD} , Фм	V_{so} , МэВ	r_{so} , Фм	a_{so} , Фм	r_C , Фм	Литера- тура
$^{27}\text{Al} + \alpha$	147.35	1.175	0.760	13.33	1.650	0.600	—	—	—	—	—	—	1.40	[17]
$^{27}\text{Al} + t$	185.41	1.070	0.740	10.70	1.261	1.176	12.24	1.097	0.846	1.90	0.51	0.20	1.42	[18]
$^{28}\text{Si} + t$	150.0	1.120	0.730	18.20	1.690	0.840	—	—	—	—	—	—	1.40	[19]

* Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса–Саксона.

Связи за счет ядерного взаимодействия определяются приведенным матричным элементом оператора длины деформации $\delta_k = \beta_k R$:

$$\text{RDEF}(k) = \pm \langle J' \| \delta_k \| J \rangle. \quad (16)$$

Мы оценивали их, пользуясь соотношением между кулоновскими и ядерными связями в ротационной модели:

$$M(E_\lambda) = \frac{3Z\delta_k}{4\pi}, \quad (17)$$

где Z — заряд ядра.

Во входном канале γ -переход между основным $5/2^+$ -уровнем и первым возбужденным $1/2^+$ -состоянием нечетного ядра ^{27}Al составил $B(E2) = 29 e^2 \text{ Фм}^4$ [16], $Q_2 = +0.15$ бн [10]. Соотношение между ядерным и кулоновским возбуждением для ^{27}Al согласно (17) $\beta_2 R \approx 0.11 M(E_2)$.

Для ^{28}Si в выходном канале $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 66 e^2 \text{ Фм}^4$, $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = 74 e^2 \text{ Фм}^4$ [16], $Q_2 = +0.18$ бн [10], $\beta_2 R = 0.096 M(E_2)$.

Расчитанные по формулам (14)–(17) связи между каналами в МСК приведены в табл. 2.

Параметры оптических потенциалов для входного и выходного каналов приведены в табл. 3. Для входного канала $^{27}\text{Al} + \alpha$ оказался оптимальным глобальный потенциал из [17], а также учтен потенциал “кор–кор” ($^{27}\text{Al} + t$) [18]. Для выходного канала использованы параметры потенциала из [19] с учетом соответствующей энергии возбуждения конечного ядра ^{28}Si .

В расчетах по модели СЯ учитывались каналы с вылетом $p, n, d, t, ^3\text{He}, \alpha, ^5\text{He}$ и ^6Li . Значения параметров оптического потенциала для конкурирующих каналов были взяты из [17, 20]. Плотность состояний конечных ядер описывалась в рамках модели ферми-газа с параметрами, приведенными в [21].

5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представленные в [1] экспериментальные угловые зависимости дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega(\theta_t)$ реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ при $E_\alpha = 30.3$ МэВ с образованием ядра ^{28}Si в основном и двух нижних возбужденных состояниях приведены на рис. 3. Подчеркнем, что все расчетные сечения (а также поляризационные характеристики) получены без дополнительных нормировок.

Сравнение экспериментальных и расчетных угловых распределений (УР) тритонов показывает, что механизм срыва протона в МСК вносит основной вклад в УР тритонов для всех трех уровней конечного ядра ^{28}Si . Форма УР также характерна для этого механизма.

На рис. 4 представлены заселенности $P_{\pm M}$ подуровней ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$ для проекций $M = 0, 1, 2$ при $\theta_t < 90^\circ$. Они достаточно хорошо согласуются с экспериментальными для всех значений проекций и определяются механизмом срыва протона в МСК.

На рис. 5 показаны типичные тензоры ориентации мультипольных моментов $t_{k\kappa}(\theta_t)$ с $k = 2$ и 4 для ядра ^{28}Si в состоянии 2^+ . Тензоры и квадрупольной и гексадекапольной поляризации $T_{k\kappa}(\theta_t)$, также как и заселенности, имеют нерегулярные осцилляции в зависимости от θ_t (рис. 6) в передней полусфере вылета тритонов и определяются только механизмом срыва протона в МСК. Расчитанные $t_{k\kappa}(\theta_t)$ и $T_{k\kappa}(\theta_t)$ удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен теоретический анализ ранее измеренных при $E_\alpha = 30.3$ МэВ угловых t - γ -корреляций в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ с образованием конечного ядра в низшем возбужденном состоянии. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами для механизма срыва протона в методе связанных каналов и в статистическом пределе модели составного ядра. Спектроскопические амплитуды для вершины $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ расчитаны

в модели Нильссона. Параметры, определяющие связи различных каналов в МСК, выбирались на основе экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов $B(E_\lambda; J \rightarrow J')$ между уровнями.

Использованный модельный подход позволил получить в удовлетворительном согласии с экспериментом как дифференциальные сечения реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ с образованием ^{28}Si в трех нижних состояниях, так и большую часть ориентационных характеристик ядра $^{28}\text{Si}(2^+)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. В. Игнатенко, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. АН СССР. Сер. физ. **61**, 2102 (1997).
2. P. D. Kunz, <http://spot.colorado.edu/~kunz/Home.html>
3. S. K. Das, A. K. Basak, A. S. Mondal, A. S. B. Tariq, A. F. M. M. Rahman, D. R. Sarker, and H. M. Sen Gupta, Nuovo Cimento A **112**, 661 (1999).
4. S. K. Das, A. S. B. Tariq, A. F. M. Rahman, P. K. Roy, M. N. Huda, A. S. Mondal, A. K. Basak, H. M. Sen Gupta, and F. B. Malik, Phys. Rev. C **60**, 044617 (1999).
5. M. N. A. Abdullah, S. K. Das, A. S. B. Tariq, M. S. Mahbub, A. S. Mondal, M. A. Uddin, A. K. Basak, H. M. Sen Gupta, and F. B. Malik, J. Phys. G **29**, 1259 (2003).
6. S. Kalbach, Phys. Rev. C **95**, 014606 (2017).
7. I. J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988), <http://www.fresco.org.uk/>
8. T. L. Belyaeva, N. S. Zelenskaya, and N. V. Odintsov, Comput. Phys. Commun. **73**, 161 (1992).
9. С. Г. Нильссон, *Связанные состояния индивидуальных нуклонов в сильно деформированных ядрах*, в кн.: *Деформация атомных ядер* (ИИЛ, Москва, 1958), с. 232.
10. Centre for Photonuclear Experiments Data, <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
11. Н. С. Зеленская, И. Б. Теплов, *Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях* (Энергоатомиздат, Москва, 1995).
12. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ **75**, 1406 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1331 (2012)].
13. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 338 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**, 304 (2016)].
14. H. A. Jahn and H. Van Wieringer, Proc. Roy. Soc. A **209**, 502 (1951).
15. A. M. Moro, *An Introduction to Fresco (and Xfresco) with Commented Examples*, <http://www.fresco.org.uk/moro/firnotes/index.html>
16. B. H. Wildenthal and J. B. McGrory, Phys. Rev. C **7**, 714 (1973).
17. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
18. X. Li, C. Liang, and C. Cai, Nucl. Phys. A **789**, 103 (2007).
19. H. Kattenborn, C. Mayer-Böricke, and B. Mertens, Nucl. Phys. A **119**, 559 (1968).
20. C. M. Perey and F. G. Perey, At. Data Nucl. Data Tables **17**, 1 (1976).
21. Ю. В. Соколов, *Плотность уровней атомных ядер* (Энергоатомиздат, Москва, 1990).

ANALYSIS OF ANGULAR t - γ -CORRELATIONS IN $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ REACTION

L. I. Galanina¹⁾, N. S. Zelenskaya¹⁾, V. M. Lebedev¹⁾, N. V. Orlova¹⁾, A. V. Spassky¹⁾

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

Theoretical analysis of the angular t - γ -correlations previously measured at $E_\alpha = 30.3$ MeV in $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}(2^+)$ reaction with the formation of a final nucleus in the lower excited state is carried out. The experimental results are compared with calculations for the proton stripping mechanism in the coupled channel method and in the statistical limit of the compound nucleus model. Spectroscopic amplitudes for the $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al} + p$ vertex were calculated in the Nilsson model. The used model approach allowed us to obtain, in satisfactory agreement with experiment, both the differential cross sections of $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$ reaction with the formation of ^{28}Si in the three lower states, and most of the $^{28}\text{Si}(2^+)$ nucleus orientation characteristics.

ОБРАЗОВАНИЕ ТЯЖЕЛОГО ИЗОТОПА ГЕЛИЯ ${}^6\text{He}$ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ ПИОНОВ ЯДРАМИ

© 2020 г. Ю. Б. Гуров¹⁾, С. В. Лапушкин¹⁾, Т. И. Леонова¹⁾,
М. В. Телькушев¹⁾, Б. А. Чернышев^{1)*}, В. Г. Сандуковский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Представлен обзор экспериментальных результатов по структуре уровней тяжелого изотопа гелия ${}^6\text{He}$, полученных в реакциях поглощения остановившихся пионов легкими ядрами ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$ и ${}^{12}\text{C}$. Измерения были выполнены на пионном канале низких энергий ускорителя LANL с помощью двухплечевого многослойного полупроводникового спектрометра. Была достигнута высокая статистическая обеспеченность результатов в широком диапазоне энергий возбуждений вплоть до 40 МэВ. Несколько высоковозбужденных состояний были впервые обнаружены, включая кластерные резонансы $t + t$.

DOI: 10.31857/S0044002720030113

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследование свойств тяжелых изотопов гелия ${}^{5-10}\text{He}$ находится в центре экспериментальной активности. Характеристики этих экзотических ядер дают возможность распространить наши знания о ядерной материи на область аномально высокого отношения числа нейтронов к числу протонов ($N/Z \gg 1$). Относительно небольшое число нуклонов в изотопах гелия позволяет использовать микроскопические модели для описания их свойств и, как следствие, тестировать ядерные модели и нуклон-нуклонные потенциалы.

Основное состояние ${}^6\text{He}$ ($J^\pi = 0^+$) является стабильным с энергией отделения двух нейтронов $S_{2n} = 0.973$ МэВ [1]. ${}^6\text{He}_{g.s.}$ является легчайшим из нейтронно-избыточных ядер, обладающим нейтронным гало. Надежно установлено существование узкого первого возбужденного состояния ${}^6\text{He}$ ($J^\pi = 2^+$) с энергией $E_x = 1.797(25)$ МэВ и шириной $\Gamma = 113(20)$ кэВ, распадающегося на $\alpha + 2n$ [1]. Экспериментальная информация о возбужденных состояниях с большей энергией является менее определенной. Состояния ${}^6\text{He}$ в области $E_x = 2-10$ МэВ были найдены в нескольких работах ([2, 3], результаты более ранних работ представлены в компиляции [1]). Однако результаты этих работ не согласуются между собой. В большинстве работ в этой области возбуждений наблюдается только один уровень и только в [3] было найдено

два уровня с параметрами $E_x = 2.6(3)$ МэВ, $\Gamma = 1.6(4)$ МэВ и $E_x = 5.3(3)$ МэВ, $\Gamma = 2(1)$ МэВ. Авторы работ [1–3] дают различные интерпретации наблюдаемым структурам, что может указывать на существование нескольких резонансов в этой области энергий возбуждения.

При высоких возбуждениях ${}^6\text{He}$ можно выделить три группы состояний. Вблизи порога распада ${}^6\text{He}^* \rightarrow t + t$ (12.3 МэВ) несколько состояний наблюдались в работах [1, 2, 4, 5]. Вторая группа широких ($\Gamma \geq 4$ МэВ) состояний обнаружена при $E_x \approx 24$ МэВ [1, 2, 6]. Третья группа лежит выше порога распада ${}^6\text{He}^*$ на свободные нуклоны. Указания на два относительно узких состояния ($\Gamma \leq 2$ МэВ) при $E_x = 32$ и 36 МэВ были получены в реакции ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, p){}^3\text{He}({}^6\text{He})[7]$.

Анализ результатов теоретических работ (см. ссылки в обзорах [6, 8]) показывает, что в области энергий возбуждения ниже порога распада ${}^6\text{He}$ на два тритона ($E_x \leq 12.3$ МэВ) могут лежать 1^+ - и вторые 2^+ -, 0^+ -состояния. Только существование второго 2^+ -состояния предсказывается во всех работах. Энергия возбуждения этого уровня в большинстве работ лежит в области $E_x \sim 4$ МэВ. Результаты вычисления резонансных параметров других уровней сильно расходятся. Теоретические расчеты спектра более высоких возбуждений ${}^6\text{He}$ практически отсутствуют. Можно отметить только работу [9], в которой произведен расчет сечения фотообразования положительных пионов ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$. Авторы предсказывают, что

¹⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: chernyshev@mephi.ru

образующиеся резонансные состояния ${}^6\text{He}$ концентрируются в трех областях спектра вблизи $E_x = 10, 14$ и 21 МэВ.

Таким образом, экспериментальная и теоретическая информация о структуре уровней ${}^6\text{He}$ является весьма разрозненной и противоречивой. В такой ситуации необходимы экспериментальные данные, позволяющие разрешить имеющиеся противоречия. Реакция поглощения остановившихся π^- -мезонов позволяет эффективно исследовать структуру уровней легких нейтронно-избыточных ядер [10, 11]. В настоящей работе представлен обзор результатов, полученных в реакциях поглощения остановившихся π^- -мезонов ядрами: ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$, ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$, ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$, ${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$, ${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$, ${}^{12}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$ и ${}^{12}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$. Часть этих результатов представлена впервые.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был выполнен на пионном канале низких энергий ускорителя LAMPN с помощью двухплечевого полупроводникового спектрометра [12]. Пионный пучок с энергией 30 МэВ тормозился бериллиевым замедлителем и останавливался в тонкой мишени. Мишень располагалась под углом 22.5° к пучку и представляла собой пластинку исследуемого материала толщиной 24 мг см^{-2} и диаметром 26 мм. В эксперименте использовались пять мишеней: ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, ${}^{12,14}\text{C}$. Мишени ${}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}$ были изотопно-чистые. В мишени ${}^{10}\text{B}$ вклад примеси ${}^{11}\text{B}$ составил 15%, в мишени ${}^{11}\text{B}$ примеси ${}^{12}\text{C}$ — 8%. Вклад неконтролируемых примесей во всех мишенях не превышал 1%. Этот набор мишеней позволил точно оценить вклад примесей в измеренные спектры. Скорость остановок пионов в мишенях $\sim 6 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Заряженные частицы (однозарядные изотопы водорода p , d , t и двухзарядные изотопы гелия ${}^3,4\text{He}$), испущенные в результате поглощения пионов, регистрировались двумя полупроводниковыми телескопами, расположенными под углом 180° относительно друг друга. Энергетическое разрешение (FWHM) для однозарядных частиц было лучше 0.5 МэВ, для двухзарядных частиц составило 2 МэВ. Погрешность абсолютной калибровки энергетической шкалы в инклюзивных измерениях не превышала 100 кэВ. В корреляционных измерениях разрешение (FWHM) по недостающей массе (MM) при регистрации пар однозарядных частиц составило 1 МэВ, при регистрации пар однозарядной и двухзарядной частиц — 3 МэВ. Погрешность абсолютной калибровки шкалы MM не превышала 100 кэВ при регистрации пар однозарядных частиц

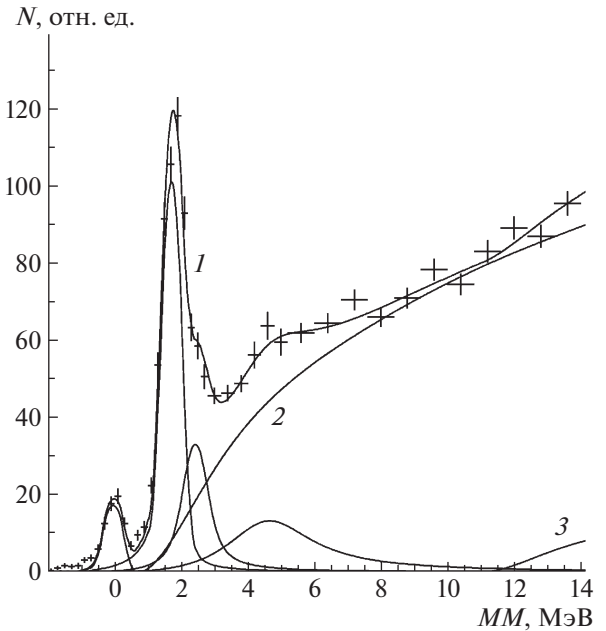


Рис. 1. ММ-спектр в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$. Точки с погрешностями — экспериментальные данные. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow t + {}^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow t + t + t$; сплошные — приборная линия для основного состояния ${}^6\text{He}$ и распределения Брейт-Вигнера для возбужденных состояний.

и 200 кэВ при регистрации пар однозарядной и двухзарядной частиц.

Спектрометр и экспериментальная методика более детально описаны в наших работах [10–12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В инклюзивных измерениях поиск состояний ${}^6\text{He}$ проводился в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$. Спектр

Таблица 1. Параметры возбужденных уровней ${}^6\text{He}$ в диапазоне $1.8 < E_x < 12.3$ МэВ

E_x , МэВ	Γ , МэВ	Реакция	Литература
2.5(2)	0.5(2)	${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$	
2.6(3)	1.6(4)		[3]
3.5(3)	~ 1	${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$	
3.6(3)	~ 1	${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
3.8(3)	~ 4	${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$	
4(1)	4(1)		[13]
4.8(2)	2.9(2)	${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$	
5.5(3) ^a	$\sim 3^a$		[2, 3]
5.6(3)	12.1(1.1)		[1]
8.5(5)	1.5(5)	${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
≈ 9.1	≈ 2.5	${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$	
9.7(2)	~ 3		[2]
≈ 12	~ 2	${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$	

^a Средневзвешенное значение.

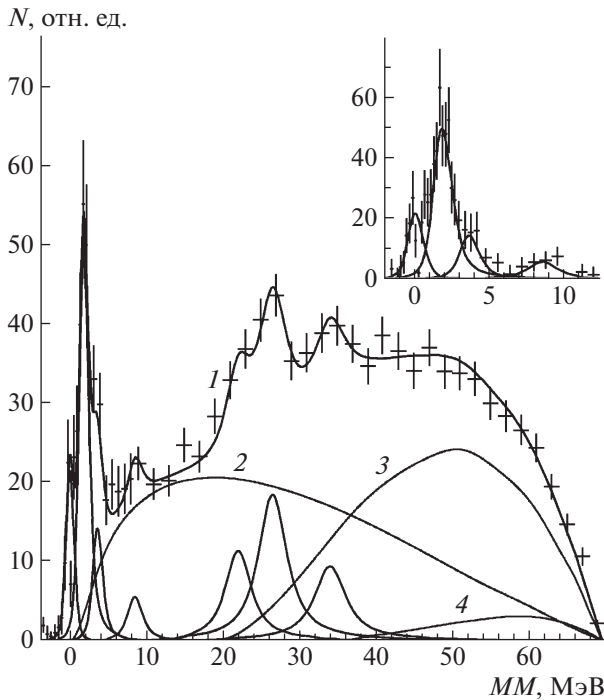


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow p + t + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow p + t + d + t + n$; 4 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow p + t + d + d + n + n$. На врезке показан спектр за вычетом суммарного распределения по фазовым объемам.

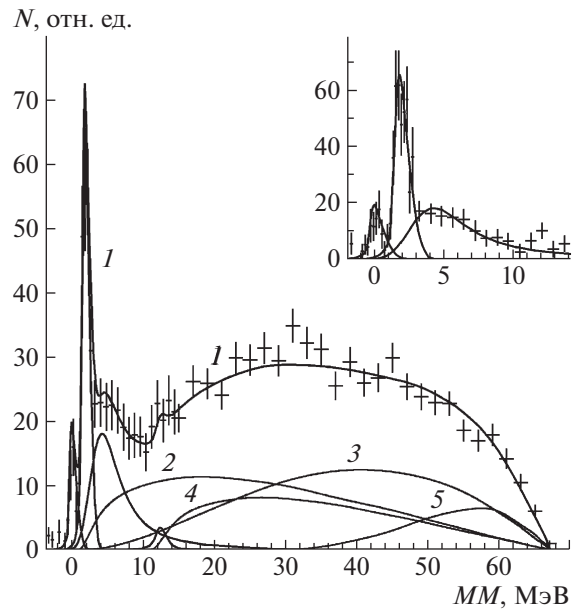


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + ^4\text{He} + n + n$; 4 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + t + t$; 5 — $\pi^- + ^{10}\text{B} \rightarrow d + d + d + d + n + n$.

недостающих масс, измеренный в этой реакции, представлен на рис. 1. За начало отсчета принята масса основного состояния ^6He .

На рис. 1 ясно выделяются структуры, обусловленные основным и возбужденными состояниями ^6He . С целью определения параметров состояний использовался метод наименьших квадратов. Экспериментальный спектр описывался суммой Брейт-Вигнеровских распределений для возбужденных состояний и N -частичных распределений по фазовым объемам ($N \geq 3$). При описании учитывалось энергетическое разрешение измерений. В частности, это разрешение определяет наблюдаемую ширину нуклонно-стабильного основного состояния ^6He .

Статистически значимое описание экспериментального спектра достигается при учете четырех состояний ^6He : основного, первого возбужденного ($E_x = 1.797(25)$ МэВ) и двух возбужденных состояний, параметры которых представлены в табл. 1. Заметим, что вклад в описание фазового объема $\pi^- + ^9\text{Be} \rightarrow t + ^4\text{He} + n + n$ пренебрежимо мал, что указывает на корреляцию нейтронов в конечном состоянии.

Результаты корреляционных измерений на изотопах бора $^{10,11}\text{B}$ представлены на рис. 2–4. Опи-

сание спектров проводилось аналогично описанию спектра на Ве, при этом рассматривались N -частичные распределения по фазовым объемам с $N \geq 4$. Параметры полученных при описании спек-

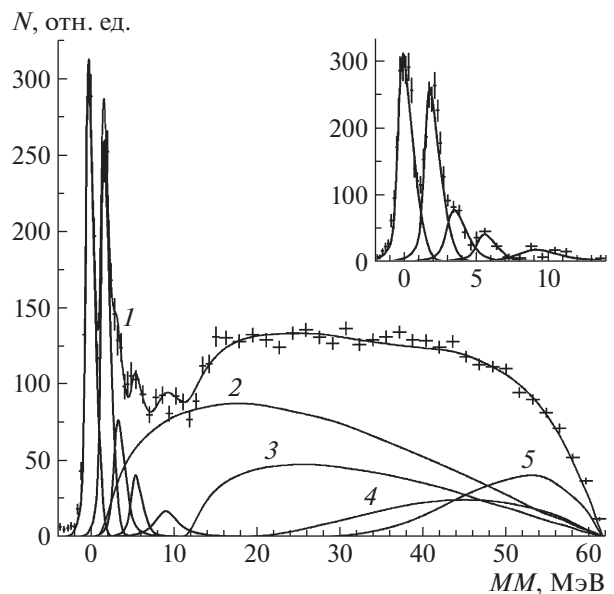


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + t + t + t$; 4 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + d + t + n$; 5 — $\pi^- + ^{11}\text{B} \rightarrow d + t + d + d + n + n$.

тров состояний представлены в табл. 1 и 2 (высокие возбуждения). Наибольшее число состояний наблюдается в реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$. Отметим, что в этой реакции изоспин конечного состояния может принимать два значения $I = 1, 2$, в отличие от реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$, для которой $I = 1$.

Результаты измерения на изотопе ^{12}C представлены на рис. 5 и 6.

Вследствие низкого разрешения и ограниченной статистической обеспеченности данных в этих измерениях наблюдалось только основное состояние ^6He и в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$ первое возбужденное состояние с параметрами $E_x = 1.6(2)$ МэВ и $\Gamma \approx 0.5$ МэВ.

В нашей работе [14] был развит новый метод поиска высоковозбужденных состояний ^6He , представляющих собой тритон-тритонные резонансы. Метод основан на корреляционных измерениях двух тритонов из реакции $\pi^- + ^9\text{Be} \rightarrow t_1 + ^6\text{He}^* \rightarrow t_1 + (t_2, t_3)$, позволяющих выделить события с образованием трех тритонов в конечном состоянии, используя метод недостающих масс. Вследствие большой величины энергии отделения нейтрона от тритона ($S_n \approx 7$ МэВ) в таких событиях отсутствует фон от многочастичных конечных состояний.

Основываясь на феноменологическом анализе экспериментальных данных по поглощению пионов легкими ядрами [10], можно предположить, что основной вклад в реакцию $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$ дают три механизма:

— квазисвободное поглощение на внутриядерном кластере ^6Li ($^6\text{Li} + \pi^- \rightarrow t + t$), при этом оставшийся тритон (“спектатор”) не принимает непосредственного участия в реакции и его энергия в конечном состоянии определяется внутриядерным ферми-движением. При этом тритоны-“спектаторы” не регистрируются спектрометром из-за их низкой энергии;

— некогерентные вторичные взаимодействия, описываемые распределением по фазовому объему;

— наконец, взаимодействие конечных частиц, когда два тритона образуют резонансное состояние.

На рис. 7 представлен спектр MM к одному из зарегистрированных тритонов из реакции $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$. Отчетливо проявляется резонансная структура спектра, обусловленная двухчастичными каналами реакции с образованием возбужденных состояний ^6He , лежащими выше порога распада $^6\text{He}^*$ на два тритона.

Необходимо отметить следующую особенность представленного спектра. В реакции $\pi^- + ^9\text{Be} \rightarrow t + ^6\text{He}^* \rightarrow t_1 + (t_2 t_3)$ спектрометр регистрирует как тритоны t_1 , сопровождающие образование

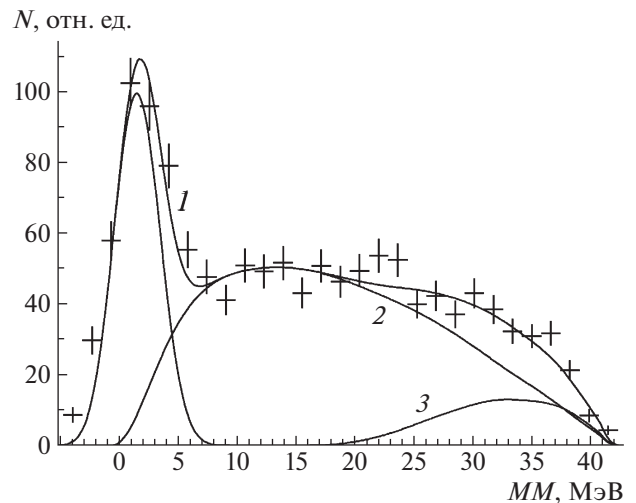


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow d + ^4\text{He} + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow d + ^4\text{He} + d + t + n$; сплошная — приборная линия для основного состояния.

$^6\text{He}^*$, так и тритоны t_2, t_3 от распада исследуемых состояний. В случае, если резонанс находится в области $E_x < 39$ МэВ, то энергия распадных тритонов будет ниже энергии тритонов t_1 . В настоящей

Таблица 2. Параметры высоковозбужденных уровней ^6He ($E_x > 12.3$ МэВ)

E_x , МэВ	Γ , МэВ	Реакция	Литература
14.0(4)	0.7(3)		[5]
14.6(7)	7.4(1.0)		[1]
15.1(5)	~ 7		[2]
15.5(5)	4(2)		[1]
15.6(3)	1.3(8)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
16.1(4)	0.8(4)		[5]
18.3(2)	1.1(3)		[5]
20.6(1)	2.9(1.5)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
≈ 22	≈ 3.5	$^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
$\approx 24^a$	$\approx 10^a$		[1, 2]
24.4(9)	2.0(8)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
≈ 26	≈ 4	$^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
31.0(7)	4.0(9)	$^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$	
32.0	≤ 2		[7]
≈ 34.0	≈ 4.5	$^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$	
35.7	≤ 2		[7]

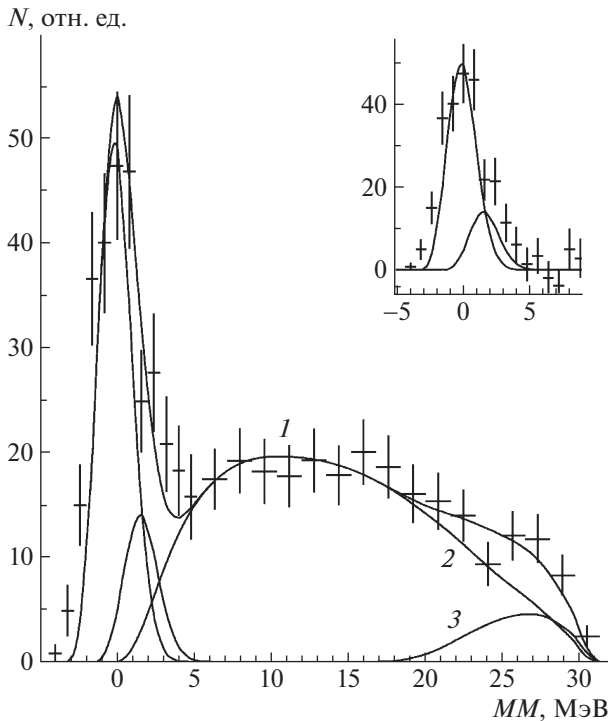


Рис. 6. То же, что и на рис. 1, но в реакции $^{12}\text{C}(\pi^-, t^3\text{He})X$. Кривые: 1 — полное описание; 2 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow t + ^3\text{He} + ^5\text{He} + n$; 3 — $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow t + ^3\text{He} + d + t + n$. На врезке показан спектр за вычтем суммарного распределения по фазовым объемам.

работе описание спектра реакции $^9\text{Be}(\pi^-, tt)X$ происходит в предположении, что возбужденные состояния ^6He лежат в области $E_x < 39$ МэВ. В таком случае структуры в спектре, обусловленные распадными тритонами, расположены при больших значениях MM ($E_x > 39$ МэВ) и вследствие кинематических причин оказываются существенно более широкими по сравнению с пиками, обусловленными тритонами t_1 . Рисунок 7 отчетливо демонстрирует корреляции в энергиях этих частиц.

По сравнению с [14], в настоящей работе изменен нижний порог регистрации тритонов, что позволило обнаружить еще одно состояние ^6He . Параметры четырех высоковозбужденных состояний, образующихся в реакции $^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$, представлены в табл. 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Совокупность исследованных возбужденных состояний ^6He можно разбить на три области: низколежащие состояния ($E_x < 6$ МэВ), состояния с промежуточной энергией возбуждения

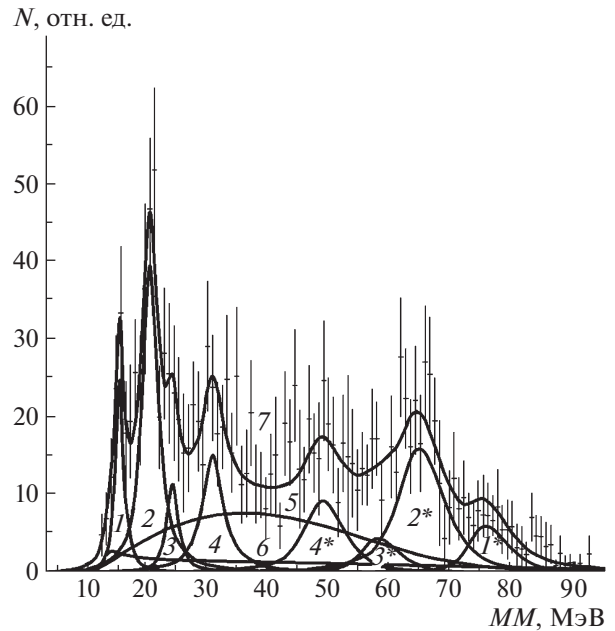


Рис. 7. Спектр MM из реакции $^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$. Точки с погрешностями — экспериментальные данные. Кривые: 1–4 — резонансные состояния ^6He ; 1*–4* — их отражения в распадных тритонах; 5 — распределение по фазовому объему; 6 — спектр от квазисвободного поглощения π^- -мезона на внутриядерном кластере ^6Li ; 7 — полное описание.

($8 < E_x < 12$ МэВ) и высоковозбужденные состояния, лежащие выше порога распада $^6\text{He} \rightarrow t + t$ ($E_x > 12$ МэВ).

В области низких энергий возбуждения во всех реакциях (за исключением $^{12}\text{C}(\pi^-, d^4\text{He})X$) наблюдается первое возбужденное состояние ^6He с $E_x = 1.8$ МэВ. При более высоких энергиях возбуждения наблюдается расхождение в данных, полученных в инклюзивных измерениях на ^9Be и корреляционных измерениях на изотопах бора $^{10,11}\text{B}$ (см. табл. 1). В спектрах MM всех трех каналов $^{11}\text{B}(\pi^-, dt)^6\text{He}$, $^{10}\text{B}(\pi^-, pt)^6\text{He}$ и $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)^6\text{He}$ проявляется структура при $E_x \approx 4$ МэВ. Средневзвешенное значение энергии возбуждения наблюдаемого уровня для трех каналов реакции составляет $E_x = 3.5(3)$ МэВ. В то же время вопрос о ширине этого состояния остается открытым. В реакции $^{10}\text{B}(\pi^-, dd)^6\text{He}$ ширина $\Gamma \sim 4$ МэВ значительно превышает ширины, наблюдаемые в двух других реакциях (~ 1 МэВ). Это различие может быть связано с существованием еще одного состояния, которое не удалось выделить вследствие недостаточного статистического обеспечения результатов. Положение наблюдаемого резонанса совпадает в пределах погрешности с резонансом при $E_x = 4(1)$ МэВ, $\Gamma = 4(1)$ МэВ, обнаруженным в [13] в реакции $^6\text{Li}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^6\text{He}$ при энергии

455 МэВ. Отметим, что в других экспериментах [1, 6] это состояние не наблюдалось.

В реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)X$ в низкоэнергетической области обнаружено два состояния ($E_x = 2.5(2)$ МэВ, $\Gamma = 0.5(2)$ МэВ и $E_x = 4.8(2)$ МэВ, $\Gamma = 2.9(2)$ МэВ). Эти результаты близки (см. табл. 1) к данным, полученным в [3] при исследовании реакции $p({}^8\text{He}, t)X$ при энергии 15.4 А МэВ. Анализируя расхождения результатов, полученных на ${}^9\text{Be}$ и изотопах бора, следует отметить различие в механизмах двух- и трехчастичных реакций поглощения остановившихся пионов. В трехчастичных каналах основной вклад вносят квазисвободные процессы, в которых поглощение происходит на внутриядерном кластере, а остаточное ядро не принимает непосредственного участия в столкновении и, как следствие, имеет небольшую величину импульса (100–200 МэВ/с) в конечном состоянии. Это благоприятствует образованию слабосвязанных состояний. В двухчастичных каналах реакции образующиеся ядра обладают достаточно большим импульсом (500–700 МэВ/с), что приводит к подавлению образования ядерных состояний со слабой связью. В таком случае можно предположить, что различие в наблюдаемых состояниях на бериллии и изотопах бора обусловлено селективностью исследуемых реакций и в области энергий возбуждения $2 < E_x < 6$ МэВ существуют три состояния. Это предположение согласуется с теоретическими моделями, предсказывающими существование в этой области возбуждений трех состояний с $J^P = 0^+, 1^+ \text{ и } 2^+$ [6, 8].

В области промежуточных возбуждений ($8 < E_x < 12$ МэВ) в реакциях ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$ и ${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt)X$ наблюдается уровень с усредненными параметрами $E_x \approx 8.8$ МэВ и $\Gamma \approx 2$ МэВ. Эти параметры наиболее близки к результатам ($E_x \approx 8.8$ МэВ и $\Gamma \approx 2$ МэВ), полученным в реакции перезарядки ${}^6\text{Li}(d, {}^2\text{He}){}^6\text{He}$ при промежуточных энергиях. В реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd)X$ уровень с $E_x \approx 12$ МэВ слабо статистически обеспечен, и поэтому этот результат может рассматриваться только в качестве указания на его существование.

В области высоких возбуждений ($E_x > 12.3$ МэВ) достаточно большое количество состояний наблюдаются в нескольких экспериментах [1, 2, 5, 7]. В наших измерениях эти высоковозбужденные состояния наблюдались в двух реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ и ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$.

В области $14 < E_x < 16.1$ МэВ наблюдаются как узкие ($\Gamma \sim 1$ МэВ), так и широкие ($\Gamma \sim 7$ МэВ) состояния, что указывает на разную природу их образования. В [15] было высказано предположение, что широкие состояния связаны с возбуждением

гигантского дипольного резонанса. В наших измерениях узкое состояние с $E_x = 15.6(3)$ МэВ и $\Gamma = 1.3(8)$ МэВ наблюдается в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$, что позволяет связать его с тритон-тритонным резонансом.

Наблюдаемые в области $E_x \approx 21$ МэВ два состояния в реакциях ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ и ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$, возможно, представляют одно состояние, так как их параметры (см. табл. 2) в пределах погрешностей совпадают. Также близки параметры двух состояний вблизи $E_x \approx 25$ МэВ (табл. 2). Однако в этом случае нельзя исключить возможность, что эти состояния имеют разную природу. Наблюдаемые в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ состояния ${}^6\text{He}$ могут обладать только единственным значением изоспина $I = 1$. В то же время в реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^-, pt)X$ конечное состояние может иметь два значения $I = 1, 2$. Состояние с $I = 2$ является изобар-аналогом сверхтяжелого изотопа водорода ${}^6\text{H}$. Энергии возбуждения $E_x \approx 26$ МэВ соответствует резонансная энергия $E_r({}^6\text{H}) \approx 4.5$ МэВ [1]. Эта величина достаточно близка к значению $E_r({}^6\text{H}) \approx 6.6(7)$ МэВ, полученному в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd){}^6\text{H}$ [10].

Наши измерения подтверждают существование состояний ${}^6\text{He}$, лежащих выше порога распада на свободные нуклоны (29.3 МэВ), впервые наблюдаемые в работе [7]. Однако наблюдение этих состояний в реакции ${}^9\text{Be}(\pi^-, t)tt$ может указывать на то, что эти состояния имеют коллективную природу, связанную с кластерными степенями свободы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен обзор результатов по спектроскопии тяжелого изотопа гелия ${}^6\text{He}$, полученного в реакции поглощения остановившихся пионов легкими ядрами. В области низких энергий возбуждения доказано существование нескольких уровней ${}^6\text{He}$, количество которых предсказано рядом теоретических моделей. В области высоких энергий возбуждения, лежащих выше порога распада ${}^6\text{He}$ на два тритона, наблюдается целый ряд уровней, часть из которых является тритон-тритонными резонансами. Определен возможный кандидат на изобар-аналоговое состояние сверхтяжелого изотопа водорода ${}^6\text{H}$. Наши измерения подтвердили существование состояний ${}^6\text{He}$, лежащих выше порога распада на свободные нуклоны.

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования, грант № 3.4911.2017/6.7 и программой повышения конкурентоспособности Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ” (соглашение с Министерством науки и высшего образования от 27 августа 2013 г., проект № 02.а03.21.0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, *Nucl. Phys. A* **708**, 3 (2002).
2. D. Frekers, *Nucl. Phys. A* **731**, 76 (2004).
3. X. Mougeot, V. Lapoux, W. Mittag, N. Alamanos, F. Auger, B. Avez, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, R. Dayras, A. Drouart, C. Force, L. Gaudefroy, A. Gillibert, J. Guillot, H. Iwasaki, T. Al Kalanee, N. Keeley, *et al.*, *Phys. Lett. B* **718**, 441 (2012).
4. H. Akimune, T. Yamagata, S. Nakayama, Y. Arimoto, M. Fujiwara, K. Fushimi, K. Hara, M. Ohta, A. Shiokawa, M. Tanaka, H. Utsunomiya, K. Y. Hara, H. P. Yoshida, and M. Yosoi, *Phys. Rev. C* **67**, 051302(R) (2003).
5. O. M. Povoznyk, O. K. Gorpnich, O. O. Jachmenjov, H. V. Mokhnach, O. Ponkratenko, G. Mandaglio, F. Curciarello, V. De Leo, G. Fazio, and G. Giardina, *Phys. Rev. C* **85**, 064330 (2012).
6. Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Калпакчиева, *Легкие ядра у границы нейтронной стабильности* (ОИЯИ, Дубна, 2016).
7. R. Franke, K. Kochskämper, B. Steinheuer, K. Wingenner, W. Von Witsch, and H. Machner, *Nucl. Phys. A* **433**, 351 (1985).
8. D. I. Tanihata, H. Savajols, and R. Kanungo, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **68**, 215 (2013).
9. R. A. Eramzhyan, T. D. Kaipov, and S. S. Kamalov, *Z. Phys. A* **322**, 321 (1985).
10. Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин, В. Г. Сандуковский, Б. А. Чернышев, ЭЧАЯ **40**, 1063 (2009) [*Phys. Part. Nucl.* **40**, 558 (2009)].
11. Ю. Б. Гуров, Л. Ю. Короткова, С. В. Лапушкин, Р. В. Притула, В. Г. Сандуковский, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев, Т. Д. Шуренкова, ЯФ **79**, 338 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 525 (2016)].
12. M. G. Gornov, Yu. B. Gurov, P. V. Morokhov, S. V. Lapushkin, V. A. Pechkurov, B. A. Chernyshev, V. G. Sandukovsky, and E. A. Pasyuk, *Nucl. Instrum. Methods A* **446**, 461 (2000).
13. S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Fushimi, T. Inomata, H. Kohri, N. Koori, K. Takahisa, A. Tamii, M. Tanaka, and H. Toyokawa, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 262 (2000).
14. Ю. Б. Гуров, В. С. Карпухин, С. В. Лапушкин, И. В. Лаухин, В. А. Печкуров, Н. О. Порошин, В. Г. Сандуковский, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев, Письма в ЖЭТФ **84**, 3 (2006) [*JETP Lett.* **84**, 1 (2006)].
15. F. Brady, G. A. Needham, J. L. Romero, C. M. Castaneda, T. D. Ford, J. L. Ullmann, and M. L. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1320 (1983).

FORMATION OF HEAVY HELIUM ISOTOPE ${}^6\text{He}$ IN STOPPED PION ABSORPTION BY NUCLEI

Yu. B. Gurov¹⁾, S. V. Lapushkin¹⁾, T. I. Leonova¹⁾, M. V. Tel'kushev¹⁾,
B. A. Chernyshev¹⁾, V. G. Sandukovsky¹⁾

¹⁾*National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia*

An overview of experimental results on the level structure of heavy helium isotope, ${}^6\text{He}$, obtained in the reactions of the stopped pion absorption by light nuclei ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, and ${}^{12}\text{C}$ is presented. The measurements were performed at the low energy pion channel of accelerator LANL, using a two-layered semiconductor spectrometer. High statistics of results was achieved in a wide range of excitation energies, up to 40 MeV. Several highly excited states were first observed, including $t + t$ cluster resonances.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ γ -КВАНТОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14.1 МэВ С ЯДРАМИ ХРОМА

© 2020 г. Д. Н. Грозданов^{1),2)*}, Н. А. Федоров^{1),3)}, Ю. Н. Копач¹⁾,
В. М. Быстрицкий¹⁾, Т. Ю. Третьякова^{1),4)}, И. Н. Русков²⁾, В. Р. Ской¹⁾,
 С. Дабылова^{1),5)}, Ф. А. Алиев^{1),6)}, К. Храмко^{1),7)}, Н. А. Гундорин¹⁾, И. Д. Дашков³⁾,
 Е. П. Боголюбов⁸⁾, Д. И. Юрков⁸⁾, В. И. Зверев⁸⁾, А. Ганди⁹⁾, А. Кумар⁹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

При использовании метода меченых нейтронов на установке TANGRA (TAGged Neutrons and Gamma RAys) в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований (ЛНФ ОИЯИ) на стандартном нейтронном генераторе ИНГ-27 проведено исследование реакции неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах хрома. Определены энергии видимых γ -переходов, образующихся в различных реакциях нейтронов с ядрами хрома, и их парциальные сечения. Приведен анализ результатов измерения углового распределения γ -квантов для ^{52}Cr и сравнение с результатами других опубликованных экспериментальных работ.

DOI: 10.31857/S0044002720030095

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании процессов с использованием быстрых нейтронов крайне важен учет их неупругого рассеяния. Поскольку в неупругом рассеянии энергетические потери существенно выше, чем в упругом, а угловые распределения продуктов рассеяния значительно различаются, точные данные о неупругом рассеянии быстрых нейтронов, а также сопутствующем ему γ -излучении востребованы для многих технических задач, связанных с радиационной стойкостью материалов, с вопросами дозиметрии и радиационной защиты.

Хром, наряду с железом и никелем, является важным компонентом нержавеющей стали, широко используемой в качестве конструкционного материала в самых различных областях и, в первую очередь, в атомной энергетике. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по изучению γ -излучения, возникающего в неупругом рассеянии монохроматических нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах хрома, в первую очередь на изотопе ^{52}Cr в силу его высокой распространенности (83.8%).

Благодаря компактности источников нейтронов с энергией 14 МэВ, неупругое рассеяние быстрых нейтронов получило широкое практическое применение [1]. Помимо прикладных задач, информация о реакциях типа $(n, X\gamma)$, происходящих при энергии нейтронов 14.1 МэВ на легких и средних по массе ядрах, необходима для фундаментальных исследований тестирования теоретических моделей и для уточнения лежащих в основе модельных расчетов параметризаций [2].

В ЛНФ ОИЯИ в рамках международной коллаборации TANGRA была создана установка для изучения неупругого взаимодействия нейтронов с энергией 14.1 МэВ с атомными ядрами, использующая метод меченых нейтронов (ММН) [3, 4]. Суть данного подхода заключается в следующем: при бомбардировке тритиевой мишени потоком дейтро-

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София, Болгария.

³⁾Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

⁴⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия.

⁵⁾Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан.

⁶⁾Институт геологии и геофизики Национальной Академии наук Азербайджана, Баку, Азербайджан.

⁷⁾Институт химии Академии наук Молдовы, Кишинев, Республика Молдова.

⁸⁾Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, Россия.

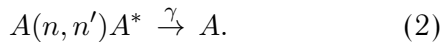
⁹⁾Бенаресский индуистский университет, Варанаси, Индия.

*E-mail: dimitar@nf.jinr.ru

нов с энергией порядка 80 кэВ в ходе реакции

$$d(t, \alpha)n \quad (1)$$

образуются быстрые моноэнергетические нейтроны с энергией 14.1 МэВ и α -частицы с энергией 3.5 МэВ, испускаемые практически в противоположных направлениях. Регистрация α -частиц происходит в совпадении с характеристическим γ -излучением, возникающим в результате неупругих реакций нейтронов с ядрами мишени, как например:



Таким образом, фиксируя направление вылета α -частицы, можно определить направление вылета нейтрона. На практике “мечение” нейтрона осуществляется с помощью позиционно-чувствительного α -детектора, встроенного в нейтронный генератор [5].

Информация о количестве нейтронов, падающих на образец, получаемая с помощью регистрации α -частиц, сопутствующих образованию нейтронов в реакции (1), числе совпадений n - γ , размерах мишени, а также эффективности регистрации γ -квантов позволяет корректно определить дифференциальные сечения неупругих реакций нейтронов с ядрами исследуемых изотопов, сопровождающихся испусканием γ -квантов определенных энергий.

Важными преимуществами ММН являются возможность определять число испущенных нейтронов с высокой точностью, а также существенное снижение вклада фоновых событий в получаемые γ -спектры. Основываясь на опыте предыдущих экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов на легких ядрах [6–8], поставленных в рамках проекта TANGRA, в настоящей работе были выполнены измерения выходов и угловых распределений γ -квантов в реакциях типа $(n, X\gamma)$, где $X = n', p, 2n$, на ядрах хрома.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В проекте “TANGRA” создано несколько многофункциональных конфигураций экспериментальной установки с целью изучения различных характеристик ядерных реакций с нейтронами энергии 14.1 МэВ. Источником нейтронов является портативный генератор меченых нейтронов ИНГ-27, для регистрации γ -излучения используются детекторы γ -квантов различных типов, для записи и предварительной обработки сигналов используется система сбора и анализа данных (DAQ); в зависимости от цели эксперимента в состав установки также могут входить коллиматор и профилометр пучка быстрых нейтронов. Было разработано три системы детектирования

γ -квантов: “Ромашка” на основе детекторов NaI [9], “Ромаша” с применением детекторов из кристаллов германата висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) с возможностью расположения их в кольцевой геометрии [6] либо вариант с использованием детектора из сверхчистого германия (HPGe). Изучение реакции неупругого рассеяния нейтронов на Cr проводилось с использованием детектирующей системы “Ромаша” и конфигурации с детектором HPGe.

Портативный нейтронный генератор ИНГ-27 производства ФГУП “ВНИИА” имеет встроенный 64-канальный кремниевый α -детектор, разделенный на восемь стрипов как в горизонтальном, так и вертикальном направлении, благодаря чему формируется 64 пучка меченых нейтронов с энергией 14.1 МэВ. В проведенных измерениях из-за особенности геометрии образца были использованы только четыре центральных стрипа по горизонтали и восемь стрипов по вертикали (всего 32 пучка). Нейтронная трубка в ее основной модификации создает поток нейтронов, максимальная интенсивность которого составляет $5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ в 4π -геометрии.

Установка проекта TANGRA на основе спектрометра “Ромаша” (рис. 1) состоит из 18 сцинтилляционных γ -детекторов на основе кристаллов BGO диаметром 76 мм и толщиной 65 мм. Детекторы γ -квантов расположены в горизонтальной плоскости по окружности радиусом 750 мм и шагом по углу 14° . В данной конфигурации отсутствует дополнительная пассивная коллимация нейтронного пучка, падающего на мишень, что позволяет сократить расстояние от источника нейтронов до исследуемого образца до 125 мм.

Для получения энергетических спектров высокого разрешения использовался γ -детектор на основе HPGe диаметром 57.5 мм и толщиной 66.6 мм (рис. 2). Детектор располагался на минимально возможном расстоянии от образца, что исключало попадание прямых меченых нейтронов в детектор. Для уменьшения фона от прямых нейтронов и защиты детектора от повреждения быстрыми нейтронами использовался свинцовый коллиматор.

В качестве образца был применен порошокобразный оксид хрома (III) (Cr_2O_3) естественного изотопного состава, помещенный в прямоугольный алюминиевый контейнер размером $6 \times 6 \times 14 \text{ см}^3$. Высота контейнера (14 см) была выбрана для захвата восьми меченых пучков нейтронов по вертикали. Так как детекторы γ -квантов располагались в горизонтальной плоскости, соответствующие размеры контейнера были оптимизированы с целью минимизации поглощения γ -квантов в образце. В программном пакете GEANT4 (GEometry ANd

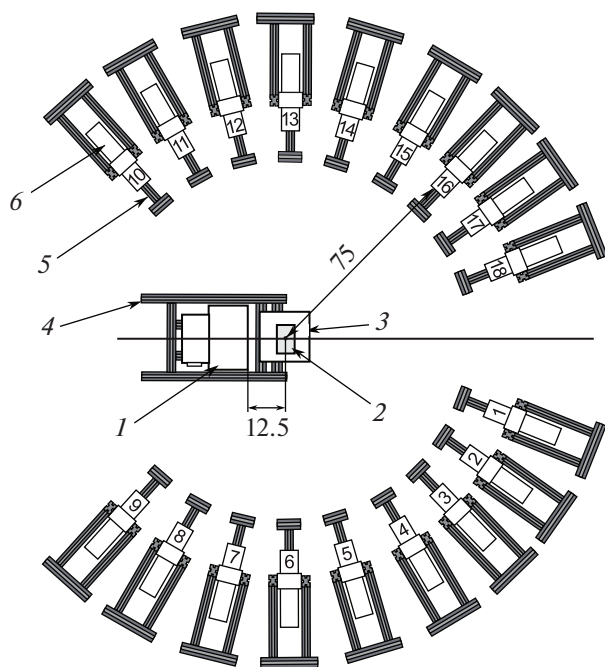


Рис. 1. Схема экспериментальной установки “Ромашка”: 1 — нейтронный генератор ИНГ-27, 2 — мишень, 3 — держатель мишени, 4 — алюминиевая рама установки, 5 — подставки для детекторов γ -излучения, 6 — детекторы γ -излучения, пронумерованные от 1 до 18. Расстояния даны в см.

Tracking) было проведено моделирование эксперимента с целью оценки поглощения и рассеяния γ -квантов и нейтронов в мишени, показавшее, что для всех используемых меченых пучков искажение наблюдаемой анизотропии излучения γ -квантов в случае выбранных размеров контейнера не превышает 20%. Образец располагался на легкой алюминиевой подставке. Для определения фоновой составляющей в γ -спектрах, возникающей в результате взаимодействия нейтронов с подставкой и другими конструкционными материалами установки, проводилось отдельное измерение без образца.

Все детекторы были прокалиброваны с помощью стандартных источников γ -излучения. Для сцинтилляционных детекторов ВГО, у которых световой выход и, соответственно, энергетическая калибровка не очень стабильны и зависят от температуры, загрузки и других внешних факторов, применялась дополнительная калибровка в реальном времени с использованием известных фоновых линий, регистрируемых при измерении с образцом.

Для сбора и предварительного анализа данных использовался компьютер с оцифровщиком ADCM-32 на основе двух 16-канальных плат ADCM-16 [10].

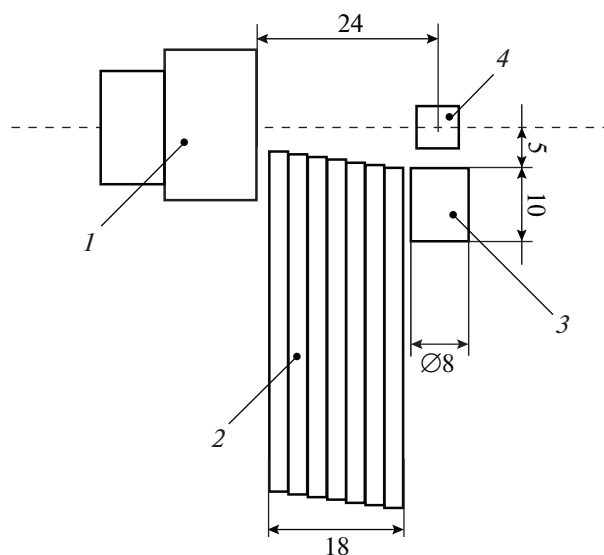


Рис. 2. Схема экспериментальной установки с HPGe: 1 — нейтронный генератор ИНГ-27, 2 — свинцовая защита, 3 — HPGe γ -детектор, 4 — образец. Расстояния даны в см.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Экспериментальные спектры γ -квантов, полученные в совпадении с мечеными нейтронами с использованием детектора HPGe и одного из детекторов ВГО, приведены на рис. 3. В эксперименте с HPGe-детектором проводилось определение энергий γ -переходов, возникающих при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с образцом, а также парциальных сечений (вероятностей наблюдения) этих переходов. Испускаемые образцом γ -кванты идентифицировались путем сравнения γ -спектров в окне совпадений с мечеными нейтронами, где присутствовали как линии, возникающие в исследуемой реакции на хrome, так и фоновые линии, а вне этого окна — содержащие только фоновые линии. Для анализа идентифицированных линий хрома измеренный энергетический спектр разбивался на участки, которые были аппроксимированы функцией, состоящей из суммы плавной подложки и функций Гаусса, соответствующих каждому из присутствующих на участке пиков. Выходы отдельных γ -линий определялись из площадей под соответствующими гауссианами с учетом эффективности γ -детектора и вероятности поглощения γ -квантов в образце. Поправочные коэффициенты были рассчитаны с помощью программного пакета GEANT4.

Определение параметров угловых распределений γ -квантов относительно направления падающего пучка нейтронов проводилось в эксперименте с детекторной системой “Ромашка” на основе сцинтилляторов ВГО. Поскольку энергетическое

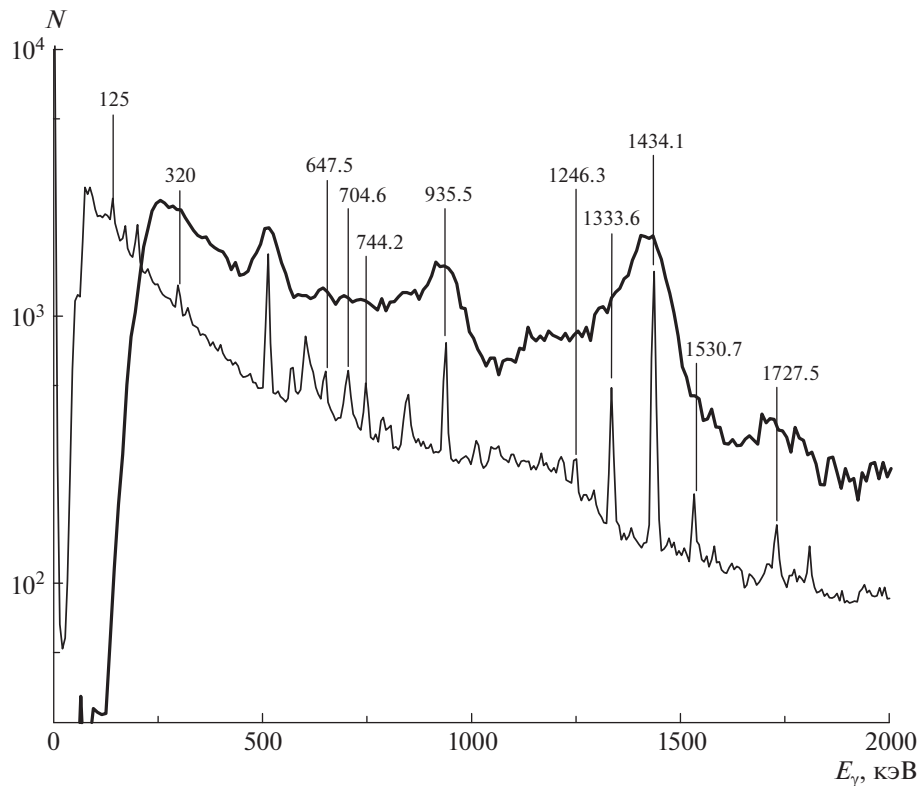


Рис. 3. Спектры γ -излучения, полученные при облучении образца Cr нейтронами с энергией 14.1 МэВ. Кривые: жирная — спектр, измеренный с помощью сцинтилляционного детектора BGO; тонкая — с детектором HPGe.

разрешение детекторов BGO не позволяет эффективно разделять пики полного поглощения γ -квантов близких энергий, угловые распределения были определены только для наиболее сильных γ -переходов. Измеренные энергетические спектры для каждого угла аппроксимировались с помощью метода наименьших квадратов функцией, содержащей подложку от случайных совпадений, вклад от взаимодействия нейтронов с детекторами BGO и набор гауссианов в соответствии с наблюдаемыми пиками. Относительные вероятности испускания γ -квантов заданной энергии для данного угла определялись из площади под соответствующим гауссианом. Необходимые поправки на поглощение γ -квантов в образце, а также эффективные телесные углы для каждого детектора были получены в результате моделирования в GEANT4.

Для количественного описания анизотропии углового распределения γ -квантов вводится параметр анизотропии $W(\theta)$, определяемый следующим образом:

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega} = \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} W(\theta). \quad (3)$$

Полученные угловые распределения γ -квантов обычно аппроксимируются разложением по поли-

номам Лежандра:

$$W(\theta) = 1 + \sum_{i=2}^{2J} a_i P_i(\cos \theta), \quad (4)$$

где a_i — коэффициенты разложения, J — мультипольность γ -перехода, а индекс суммирования i принимает только четные значения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектры γ -квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами Cr, приведены на рис. 3 с указанием значений энергии наиболее сильных идентифицированных нами γ -переходов. В эксперименте с использованием HPGe-детектора были выделены десять γ -переходов, соответствующих реакциям типа $(n, X\gamma)$, на ядрах наиболее распространенного изотопа хрома ^{52}Cr . Список выделенных γ -линий с указанием реакции, в ходе которой они были испущены, приведен в табл. 1. В таблице также приведены энергии γ -квантов и характеристики начального и конечного состояния ядра для соответствующих переходов из базы ядерных данных Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) [11].

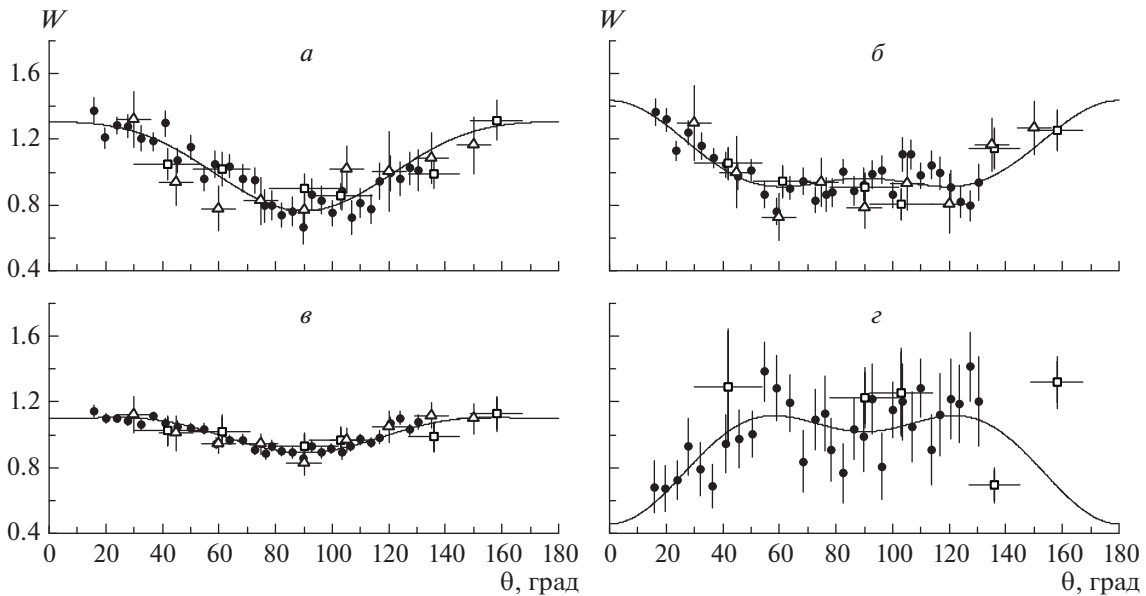


Рис. 4. Угловые распределения γ -квантов для переходов в $^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$ $E_\gamma = 935.5$ кэВ (а), 1333.7 кэВ (б), 1434.1 кэВ (в) и 1530.7 кэВ (з). Треугольники — данные из работы [12], квадраты — данные из работы [14]; сплошная кривая — аппроксимация данных полиномами Лежандра по формуле (4).

В табл. 1 приведены определенные в эксперименте парциальные сечения для соответствующих γ -линий в сравнении с данными [12] ($E_n = 14.2$ МэВ), [13] ($E_n = 14.8$ МэВ) и [14] ($E_n = 14.6$ МэВ). Приведенные в табл. 1 статистические погрешности для полученных в данном эксперименте парциальных сечений соответствуют одному стандартному отклонению. Систематические погрешности обусловлены неизбежными расхождениями геометрических и спектрометрических параметров реальной установки и ее модели, использованной для расчета поправок при анализе данных. Расхождение с результатами других экспериментов может быть связано, в частности, с наличием систематических погрешностей как в нашей работе, так и в этих работах. Энергетическое разрешение нашего эксперимента не позволяет разделить линии с $E_\gamma = 124.45$ и 125.08 кэВ, образующиеся в реакции $^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$, а также линии с $E_\gamma = 744.233$ и 749.07 кэВ, соответствующие реакциям $^{52}\text{Cr}(n, n)^{52}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(n, 2n)^{52}\text{Cr}$.

Для сравнения с полученными парциальными сечениями в табл. 1 также приведены результаты модельных расчетов, выполненных нами с использованием программы TALYS 1.9 [15]. Ранее в [2] было выполнено подробное сравнение результатов расчетов по коду TALYS 0.64 (2004 г.) и экспериментальных данных по неупругому рассеянию нейтронов на изотопе ^{52}Cr в широком диапазоне энергий $E_n < 18$ МэВ. Было отмечено хорошее совпадение модельных расчетов и экспериментальных данных при энергиях нейтронов $E_n <$

< 4 МэВ и увеличение расхождений при описании результатов при E_n выше 10 МэВ. Вслед за результатами [2] сравнение данных нашего эксперимента с модельными расчетами также демонстрирует систематическую недооценку сечений рождения γ -квантов для большинства γ -переходов. Однако в целом расчеты с использованием кода TALYS 1.9 хорошо описывают полученные сечения рождения γ -квантов в реакции $^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$. Важно отметить, что расхождение между оценками и экспериментальными данными для наиболее интенсивных переходов ($E_\gamma = 935.5, 1333.6$ и 1434.1 кэВ), дающих основной вклад в полное сечение рождения γ -квантов, не превышает 18%. Неудовлетворительное описание отдельных переходов может быть связано с недостаточно точными данными по коэффициентам ветвления в используемых при расчетах базах данных по дискретным ядерным уровням [2], что лишний раз свидетельствует о необходимости уточнения имеющейся экспериментальной информации.

Угловые распределения γ -квантов, полученные для наиболее интенсивных линий с $E_\gamma = 935.5$ кэВ ($4_1^+ \xrightarrow{E2} 2_1^+$), 1333.6 кэВ ($4_2^+ \xrightarrow{E2} 2_1^+$), 1434.1 кэВ ($2_1^+ \xrightarrow{E2} 0_{g.s.}^+$) и 1530.7 кэВ ($2_2^+ \xrightarrow{M1+E2} 2_1^+$), относящихся к реакции $^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$, представлены на рис. 4. Измерения были выполнены на установке “Ромаша” с кольцевой геометрией детекторов ВГО. Для уменьшения статистической ошибки проведено усреднение данных, полученных парой детекторов, стоящих под одним и тем же

Таблица 1. Энергии γ -переходов E_γ , наблюдаемых при облучении нейтронами ядер Cr в сравнении с данными ENSDF [11] (указаны: реакция образования перехода, энергия возбуждения E^* , спин и четность J^π начального (i) и конечного (f) состояний; парциальные сечения со статистической ошибкой приведены в сравнении с расчетами с использованием TALYS 1.9 и экспериментальными результатами работ [12–14]; жирным шрифтом выделены переходы, для которых определены угловые распределения)

E_γ , кэВ (настоящая работа)	E_γ , кэВ [11]	Реакция	E_i^* , кэВ J_i^π	E_f^* , кэВ J_f^π	σ , мбн				
					настоящая работа	TALYS	[12]	[13]	[14]
126 ± 3	124.45	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$	141.61, 1 ⁺	17.155, 2 ⁺ , 3 ⁺	28 ± 2	7.6			
	125.08	$^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$	147.84, 4 ⁺	22.76, 4, 5 ⁺		14.4			
321 ± 3	320.1	$^{52}\text{Cr}(n, d)^{51}\text{V}$	320.1, 5/2 ⁺	0.0, 7/2 ⁻	25 ± 3	10.3			14 ± 1
648 ± 3	647.47	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	3415.32, 4 ⁺	2767.77, 4 ⁺	77 ± 3	12.2			70 ± 4
747 ± 3	744.23	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	3113.86, 6 ⁺	2369.63, 4 ⁺	92 ± 3	63.5		128 ± 21	71 ± 4
	749.07	$^{52}\text{Cr}(n, 2n)^{51}\text{Cr}$	749.1, 3/2 ⁺	0.0, 7/2 ⁺		45.5			42 ± 1
937 ± 3	935.54	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	2369.63, 4 ⁺	1434.09, 2 ⁺	254 ± 4	236.9	221 ± 31	211 ± 26	237 ± 9
1249 ± 3	1246.28	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	3615.92, 5 ⁺	2369.63, 4 ⁺	46 ± 3	21.87			39 ± 4
1335 ± 3	1333.65	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	2767.77, 4 ⁺	1434.09, 2 ⁺	200 ± 4	163.1	239 ± 36	173 ± 29	205 ± 8
1436 ± 3	1434.07	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	1434.09, 2 ⁺	0.0, 0 ⁺	785 ± 6	761.5	757 ± 56	738 ± 51	783 ± 30
1533 ± 3	1530.67	$^{52}\text{Cr}(n, 2n)^{51}\text{Cr}$	2964.79, 2 ⁺	1434.09, 2 ⁺	54 ± 5	32.9		74 ± 23	40 ± 3
1728 ± 3	1727.53	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	3161.74, 2 ⁺	1434.09, 2 ⁺	39 ± 3	18.9			26 ± 4
2040 ± 5	2038	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	3472.25, 3 ⁺	1434.09, 2 ⁺	18 ± 3	11.8			
2339 ± 5	2337.44	$^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$	3771.72, 2 ⁺	1434.09, 2 ⁺	14 ± 3	20.1			

Таблица 2. Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра для углового распределения γ -квантов, испускаемых в реакции $^{52}\text{Cr}(n, n'\gamma)^{52}\text{Cr}$

E_γ , кэВ	a_2			a_4		
	Настоящая работа	[12]	[14]	Настоящая работа	[12]	[14]
935.5	0.365 ± 0.029	0.379	0.31 ± 0.09	-0.084 ± 0.043	0.153	0.12 ± 0.12
1333.7	0.125 ± 0.030	0.476	0.31 ± 0.09	0.144 ± 0.044	0.249	0.04 ± 0.12
1434.1	0.158 ± 0.013	0.173	0.12 ± 0.08	-0.042 ± 0.018	-0.077	0.04 ± 0.11
1530.7	-0.001 ± 0.092		0.04 ± 0.15	-0.07 ± 0.14		0.74 ± 0.18

углом рассеяния. Сплошная линия соответствует аппроксимации данных полиномами Лежандра по формуле (4). Полученные параметры угловых корреляций представлены в табл. 2 в сравнении с результатами [12] при $E_n = 14.2$ МэВ и работы [14] ($E_n = 14.6$ МэВ). Следует отметить, что

в проведенном эксперименте удалось уменьшить неопределенность в получении коэффициентов углового распределения. Значения коэффициентов a_2 для всех γ -линий, кроме 1333.6 кэВ, находятся в хорошем соответствии между собой. Существенная неопределенность в значениях a_4 , полученных

в работе [14], не позволяет обсуждать степень расхождения результатов вплоть до определения знака данного коэффициента.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке TANGRA с использованием метода меченых нейтронов на пучке стандартного портавного нейтронного генератора ИНГ-27 проведено исследование реакции неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах хрома.

Было идентифицировано девять γ -переходов, соответствующих реакции неупругого рассеяния нейтронов на ^{52}Cr , а также несколько переходов, связанных с реакциями $^{52}\text{Cr}(n, p)^{52}\text{V}$, $^{52}\text{Cr}(n, d)^{51}\text{V}$ и $^{52}\text{Cr}(n, 2n)^{51}\text{Cr}$. Сравнение полученных парциальных сечений образования γ -квантов для наблюдаемых переходов с данными других экспериментов и модельными расчетами по коду TALYS 1.9 показало хорошее соответствие между собой как экспериментальных, так и расчетных сечений для наиболее интенсивных переходов с $E_\gamma = 935.5$, 1333.6 и 1434.1 кэВ при некотором занижении сечений в модельных расчетах. Более явные расхождения полученных результатов для остальных линий свидетельствуют о необходимости уточнения экспериментальных данных по дискретным γ -линиям, используемым в базах данных.

Для наиболее интенсивных линий с $E_\gamma = 935.5$, 1333.6, 1434.1 и 1530.7 кэВ, относящихся к реакции $^{52}\text{Cr}(n, n')^{52}\text{Cr}$, определены параметры угловой анизотропии вылета γ -квантов относительно направления нейтронного пучка. Полученные значения параметров в целом согласуются с известными литературными данными, однако для некоторых линий наблюдаются существенные различия преимущественно в определении коэффициента a_4 . Следует отметить, что использованная нами методика эксперимента позволила повысить точность определения параметров угловой анизотропии γ -квантов и существенно уменьшить неопределенность значений данного коэффициента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Valković, *14 MeV Neutrons. Physics and Applications* (Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2016).
2. L. C. Mihailescu, C. Borcea, A. J. Koning, and A. J. M. Plompen, *Nucl. Phys. A* **786**, 1 (2007).
3. В. М. Быстрицкий, В. Валкович, Д. Н. Грозданов, А. О. Зонтиков, И. Ж. Иванов, Ю. Н. Копач, А. Р. Крылов, Ю. Н. Рогов, И. Н. Русков, М. Г. Сапожников, В. Р. Ской, В. Н. Швецов, *Письма в ЭЧАЯ* **12**, 486 (2015) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **12**, 325 (2015)].
4. I. N. Ruskov, Yu. N. Kopatch, V. M. Bystritsky, V. R. Skoy, V. N. Shvetsov, F. J. Hamsch, S. Oberstedt, R. Capote Noy, P. V. Sedyshev, D. N. Grozdanov, I. Zh. Ivanov, V. Yu. Aleksakhin, E. P. Bogolubov, Yu. N. Barmakov, S. V. Khabarov, A. V. Krasnoperov, A. R. Krylov, *et al.*, *Phys. Proc.* **64**, 163 (2015).
5. V. Yu. Alexakhin, V. M. Bystritsky, N. I. Zamyatin, E. V. Zubarev, A. V. Krasnoperov, V. L. Rapatsky, Yu. N. Rogov, A. B. Sadovsky, A. V. Salamatin, R. A. Salmin, M. G. Sapozhnikov, V. M. Slepnev, S. V. Khabarov, E. A. Razinkov, O. G. Tarasov, and G. M. Nikitin, *Nucl. Instrum. Methods A* **785**, 9 (2015).
6. Д. Н. Грозданов, Н. А. Федоров, В. М. Быстрицкий, Ю. Н. Копач, И. Н. Русков, В. Р. Ской, Т. Ю. Третьякова, Н. И. Замятин, Д. Ван, Ф. А. Алиев, К. Храмко, А. Ганди, А. Кумар, С. Дабылова, Е. П. Боголюбов, Ю. Н. Бармаков, *ЯФ* **81**, 548 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 588 (2018)].
7. N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, V. M. Bystritsky, Yu. N. Kopach, I. N. Ruskov, V. R. Skoy, T. Yu. Tretyakova, N. I. Zamyatin, D. Wang, F. A. Aliev, C. Hramco, A. Gandhi, A. Kumar, S. Dabylova, E. P. Bogolubov, and Yu. N. Barmakov, *EPJ Web Conf.* **177**, 02002 (2018).
8. Н. А. Федоров, Т. Ю. Третьякова, В. М. Быстрицкий, Ю. Н. Копач, И. Н. Русков, В. Р. Ской, Д. Н. Грозданов, Н. И. Замятин, В. Дунмин, Ф. А. Алиев, К. Храмко, А. Кумар, А. Ганди, С. Дабылова, Д. И. Юрков, Ю. Н. Бармаков, *ЯФ* **82**, 297 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 343 (2019)].
9. В. М. Быстрицкий, Д. Н. Грозданов, А. О. Зонтиков, Ю. Н. Копач, Ю. Н. Рогов, И. Н. Русков, А. Б. Садовский, В. Р. Ской, Ю. Н. Бармаков, Е. П. Боголюбов, В. И. Рыжков, Д. И. Юрков, *Письма в ЭЧАЯ* **13**, 793 (2016) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **13**, 504 (2016)].
10. <http://afi.jinr.ru/ADCM16- LTC>
11. Y. Dong and H. Junde, *Nucl. Data Sheets* **128**, 185 (2015).
12. U. Abbondanno, R. Giacomich, M. Lagonegro, and G. Pauli, *J. Nucl. Energy* **27**, 227 (1973).
13. T. Yamamoto, Y. Hino, S. Itagaki, and K. Sugiyama, *J. Nucl. Sci. Technol.* **15**, 797 (1978).
14. P. Obložinský, S. Hlaváč, G. Maino, and A. Mengoni, *Nuovo Cimento A* **105**, 965 (1992).
15. A. J. Koning, D. Rochman, J.-Ch. Sublet, N. Dzy-siuk, M. Fleming, and S. van der Marck, *Nucl. Data Sheets* **155**, 1 (2019).

MEASUREMENT OF YIELDS AND ANGULAR DISTRIBUTIONS OF γ QUANTA FROM THE INTERACTION OF 14.1-MeV NEUTRONS WITH CHROMIUM

D. N. Grozdanov^{1),2)}, N. A. Fedorov^{1),3)}, Yu. N. Kopatch¹⁾, **V. M. Bystritsky¹⁾**,
T. Yu. Tretyakova^{1),4)}, I. N. Ruskov²⁾, V. R. Skoy¹⁾, S. Dabylova^{1),5)}, F. A. Aliev^{1),6)},
K. Hramco^{1),7)}, N. A. Gundorin¹⁾, I. D. Dashkov³⁾, E. P. Bogolyubov⁸⁾, D. I. Yurkov⁸⁾,
V. I. Zverev⁸⁾, A. Gandhi⁹⁾, A. Kumar⁹⁾

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy of the Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

³⁾Department of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

⁴⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

⁵⁾L. N. Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, Kazakhstan

⁶⁾Institute of Geology and Geophysics Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan

⁷⁾Institute of Chemistry of Moldova Academy of Sciences, Chisinau, Republic of Moldova

⁸⁾Dukhov All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

⁹⁾Banaras Hindu University, Varanasi, India

Using the tagged neutron method at the TANGRA (TAGged Neutrons and Gamma RAYs) facility at Frank Laboratory of Neutron Physics of the Joint Institute for Nuclear Research (JINR) based on the ING-27 standard neutron generator, a study of the 14.1-MeV inelastic neutron scattering reaction on chromium nuclei was carried out. The energies of visible gamma transitions formed in various reactions of neutrons with chromium nuclei and their partial cross sections are determined. The analysis of the results of γ -quanta angular distribution measuring for ^{52}Cr and a comparison with the results of other published experimental works are presented.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ РЕЗОНАНСОВ НА СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРОМ ^{127}I

© 2020 г. Ю. С. Лютостанский^{1)*}, Г. А. Коротеев²⁾, Н. В. Клочкова¹⁾, А. П. Осипенко¹⁾, В. Н. Тихонов¹⁾, А. Н. Фазлиахметов^{2),3)}

Поступила в редакцию 16.10.2019 г.; после доработки 16.10.2019 г.; принята к публикации 16.10.2019 г.

Изучается резонансная структура зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ и ее влияние на сечения захвата солнечных нейтрино ядром ^{127}I . Три типа изобарических резонансов — гигантский гамов-теллеровский, аналоговый и расположенные ниже пигми-резонансы — исследуются в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем. Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино для ядра ^{127}I с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$ и проанализировано влияние каждого резонанса на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Показано, что при расчетах сечения $\sigma(E)$ необходимо учитывать все высоколежащие зарядово-обменные резонансы. Проанализирован вклад нейтрино различного происхождения в структуру сечения $\sigma(E)$, в том числе вклад энергичных нейтрино в отношении образующихся изотопов ^{127}Xe и ^{126}Xe . Получено, что отношение изотопов $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$ является индикатором жестких борных нейтрино в солнечном спектре.

DOI: 10.31857/S004400272002018X

1. ВВЕДЕНИЕ

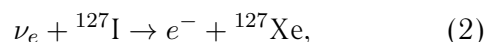
В нейтринной физике и астрофизике большое значение имеет процесс взаимодействия нейтрино с веществом. В большинстве задач необходимо рассчитывать сечения захвата нейтрино $\sigma(E)$ и учитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, определяющей величину и энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ имеет резонансный характер, и ее резонансная структура влияет на сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$. Особенно это важно учитывать при моделировании детекторов нейтрино, основанных на реакции ν -захвата:

$$\nu_e + A(N, Z) \rightarrow e^- + A(N - 1, Z + 1). \quad (1)$$

Первым в качестве вещества детектора нейтрино было предложено использовать изотоп ^{37}Cl . Хлор-аргоновый радиохимический метод, предложенный в 1946 г. Б. М. Понтекорво [1], был позднее реализован Р. Дэвисом [2] в США. Однако большие космические фоны сильно мешали проведению измерений, и началась реализация галий-германиевого метода для измерения солнечных

нейтрино [3, 4]. Низкопороговый детектор реакции $^{71}\text{Ga}(\nu, e^-)^{71}\text{Ge}$ был установлен в подземной лаборатории и был хорошо защищен от космических лучей (подробнее см. обзор О. Г. Ряжской [5]).

Еще одним методом детектирования нейтрино является йодно-ксеноновый радиохимический метод, основанный на реакции



который похож на хлор-аргоновый, но имеет более низкий порог регистрации $Q = 662.3$ кэВ (для ^{37}Cl $Q = 813.87$ кэВ [6]), что увеличивает сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$. В 1988 г. В. Хакстон [7] обратил внимание на то, что сечение $\sigma(E)$ в реакции (2) на йоде должно быть существенно больше, чем на хлоре, и объем йодного детектора можно сделать во много раз большим, чем хлорного. Но расчеты сечения $\sigma(E)$ реакции (2) приведено не было, а были сделаны только оценки, и в следующем году с участием автора работы [8] были проведены расчеты с учетом резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ дочернего ядра ^{127}Xe . Позже в 1991 г. эти расчеты были уточнены [9] с учетом особенностей нормировки силовой функции $S(E)$ и был учтен *quenching*-эффект (подробнее см. в [10]). Несколькими годами позже в 1999 г. силовая функция $S(E)$ была измерена в реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11], и наши прогнозы [8, 9] неплохо совпали с экспериментальными данными. Также необходимо отметить расчеты Енгеля,

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

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

³⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: lutostansky@yandex.ru

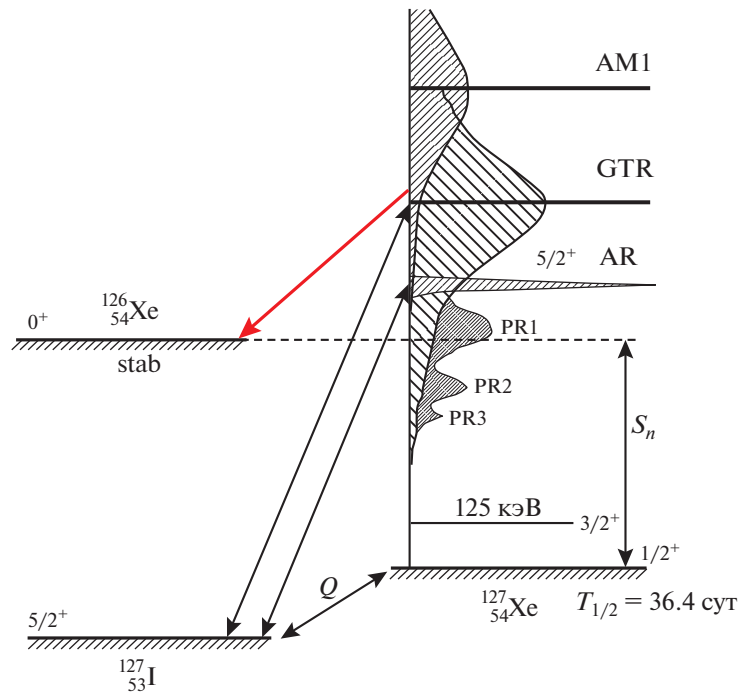


Рис. 1. Схема зарядово-обменных возбуждений ядра ^{127}Xe в реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп ^{126}Xe с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенные ниже три пигми-резонанса (PR); S_n — энергия отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe .

Питтеля и Вогеля (J. Engel, S. Pittel, P. Vogel) [12, 13], проведенные в то же время. Как было позже показано в [11], сравнение с экспериментальной зависимостью силовой функции $S(E)$ показало, что лучшая предсказательная точность оказалась у расчетов [9].

В резонансной структуре зарядово-обменной силовой функции ^{127}Xe выделяются три типа изобарических резонансов (см. рис. 1): гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенные ниже пигми-резонансы (PR) [14]. Похожая резонансная структура наблюдается и в других нейтронно-избыточных ядрах [15]. Недавно было показано [10, 16], что при расчетах полного сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ нельзя пренебрегать ни одним типом резонансов и неучет даже высоколежащих резонансов, таких как GTR, приводит к недобору в сечении $\sigma(E)$, что может существенно повлиять и на интерпретацию экспериментальных данных. В расчетах сечений захвата солнечных нейтрино получен похожий результат [17], что при расчетах сечения $\sigma(E)$ необходимо учитывать все зарядово-обменные резонансы в силовой функции $S(E)$.

2. СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ^{127}Xe

На рис. 1 схематически показаны возбужденные состояния ядра-изобары ^{127}Xe , различные участки

спектра возбуждений и изотопы, образующиеся в результате нейтринных захватов ядром ^{127}I и последующих распадов. Экспериментальные данные были получены в реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11], и была представлена таблица значений матричных элементов $B(GT)$ в зависимости от энергии E_x (с шагом 0.5 МэВ) в дочернем ядре ^{127}Xe вплоть до энергии 20 МэВ. Было получено, что полная сумма $B(GT)$ до энергии 20 МэВ равна 53.54 ± 0.22 единиц, а это $\approx 85\%$ от значения $3(N - Z) = 63$, которое дает правило сумм для GT-возбуждений ядра ^{127}I . Ниже мы обсудим причины такого недобора (*quenching*-эффект).

На рис. 1 также обозначены: пороговая энергия $Q_\beta = 662.3 \pm 2.0$ кэВ и энергия отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe , $S_n = 7246 \pm 5$ кэВ [18]. Возбужденные состояния ядра ^{127}Xe с энергией, превышающей S_n , будут распадаться с эмиссией нейтрона в стабильный изотоп ^{126}Xe и, таким образом, в реакции захвата нейтрино ядром ^{127}I будут образовываться два изотопа ^{127}Xe и ^{126}Xe . Если распад будет происходить в возбужденные состояния ядра ^{126}Xe , то последующий распад приведет к эмиссии одного или нескольких гамма-квантов. Легкого стабильного изотопа ^{126}Xe будет образовываться значительно меньше, но он останется в ксеноновой фракции после длительной выдержки после распада изотопа ^{127}Xe ($T_{1/2} = 36.4$ сут). Таким

образом, изотоп ^{126}Xe будет являться индикатором энергичных борных нейтрино.

На рис. 2 представлены графики зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ образующегося ядра ^{127}Xe , полученные из обработки экспериментальных данных по рассеянию протонов на ядрах йода в реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11]. На этих графиках выделены гигантский гамов-теллеровский резонанс — GTR — и два пигми-резонанса — PR1 и PR2, аппроксимированные Гауссом (G) и Брейт–Вигнером (B–W). Также представлены суммарные зависимости $S(E) = S(\text{GTR}) + S(\text{PR1}) + S(\text{PR2})$ в двух аппроксимациях. Получены энергии $E_{\text{GTR}} = 14.9$ МэВ для G- и B–W-аппроксимаций и $E_{\text{PR1}} = 8.3$ МэВ в B–W и $E_{\text{PR1}} = 8.3$ МэВ в G-аппроксимациях. Данные из [11] $E_{\text{GTR}} = 14.5$ МэВ, $E_{\text{PR1}} \approx 8.7$ МэВ, $E_{\text{PR2}} = 5\text{--}6$ МэВ и $E_{\text{PR3}} = 3.08$ МэВ ближе к результатам аппроксимации по Брейту–Вигнеру.

3. МЕТОД РАСЧЕТА СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ

Зарядово-обменные возбуждения ядер описываются в микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) системой уравнений для эффективного поля [19]:

$$V_{pn} = e_q V_{pn}^\omega + \sum_{p'n'} F_{np, n'p'}^\omega \rho_{p'n'}, \quad (3)$$

$$V_{pn}^h = \sum_{p'n'} F_{np, n'p'}^\omega \rho_{p'n'}^h,$$

где V_{pn} и V_{pn}^h — эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре, V_{pn}^ω — внешнее зарядово-обменное поле. Система секулярных уравнений (3) решалась для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием F^ω в форме Ландау–Мигдала [19]:

$$F^\omega = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (4)$$

где $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300$ МэВ фм³ (ρ — средняя плотность ядерной материи), f'_0 и g'_0 — параметры соответственно изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, в данном случае, подбираются из сравнения с экспериментальными данными и из соображений симметрии (см. ниже).

Учет членов, связанных с пионной модой, приводит к эффективной перенормировке константы g'_0 [20]:

$$g'_{0\text{эф}} = g'_0 - \Delta g'_\pi, \quad (5)$$

где $\Delta g'_\pi$ — поправка к g'_0 , учитывающая влияние пионной моды, связанной, в основном, с высоколежащей Δ -изобарой. Согласно расчетам с учетом

пионной моды [20] эти эффекты оказывают влияние на состояния, лежащие существенно выше GTR. Ранее в [20] из сравнения рассчитанных и экспериментальных значений энергий GTR и AR было получено $f'_0 = 1.35$ и $g'_0 = 1.22$, однако проведенный недавно анализ [21] расчетных и экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов показал небольшую коррекцию параметров локального взаимодействия [21]:

$$f'_0 = 1.351 \pm 0.027 \quad \text{и} \quad g'_0 = 1.214 \pm 0.048.$$

Расчеты зарядово-обменных возбуждений изотопа ^{127}I проводились с учетом этой коррекции. Рассчитывались энергии E_i и квадраты матричных элементов M_i^2 возбужденных изобарических состояний дочернего ядра ^{127}Xe , образованных разрешенными переходами. Матричные элементы нормировались согласно правилу сумм для GT-переходов как в [9]:

$$\Sigma M_i^2 = q^2 3(N - Z) = e_q^2 3(N - Z) \approx \quad (6)$$

$$\approx \int_0^{E_{\text{max}}} S(E) dE = I(E_{\text{max}}).$$

Здесь $q < 1$ — параметр, определяющий *quenching*-эффект — недобор в правиле сумм. В ТКФС $q = e_q^2$, где e_q — эффективный заряд, $S(E)$ — зарядово-обменная силовая функция. Здесь E_{max} — максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте. В настоящих расчетах использовалось значение $E_{\text{max}} = 20$ МэВ, как в эксперименте [11]. В экспериментах сумма (6) редко доходит до величины $q = 0.70$ (70%) от $3(N - Z)$ в основном из-за небольших значений энергий E_{max} и трудностей с выделением и вычитанием фонов при энергиях, больших, чем E_{GTR} . Поскольку спектр функции $S(E)$ имеет непрерывный резонансный характер, то величины $M_i^2(E_i)$ уширялись по Брейт–Вигнеру как в [9]. Дискретная низколежащая часть спектра выделяется отдельно.

4. ЭНЕРГИИ РЕЗОНАНСОВ И ЗАРЯДОВО-ОБМЕННАЯ СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ ИЗОТОПА ^{127}Xe

Результаты расчетов зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопа ^{127}Xe представлены на рис. 3 вместе с экспериментальными данными по $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ реакции. Силовая функция $S(E)$ имеет резонансный характер, связанный с коллективными возбуждениями материнского

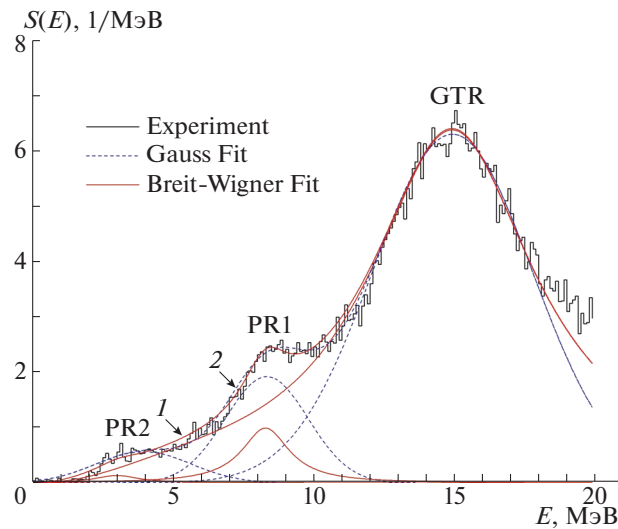


Рис. 2. Графики зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ образующегося ядра ^{127}Xe , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11]. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс GTR и два пигми-резонанса PR1 и PR2, аппроксимированные Гауссом (G) — штриховая кривая и Брейт-Вигнером (B-W) — сплошная. Представлены суммарные зависимости $S(E) = S(\text{GTR}) + S(\text{PR1}) + S(\text{PR2})$ в двух аппроксимациях — B-W (1) и G (2).

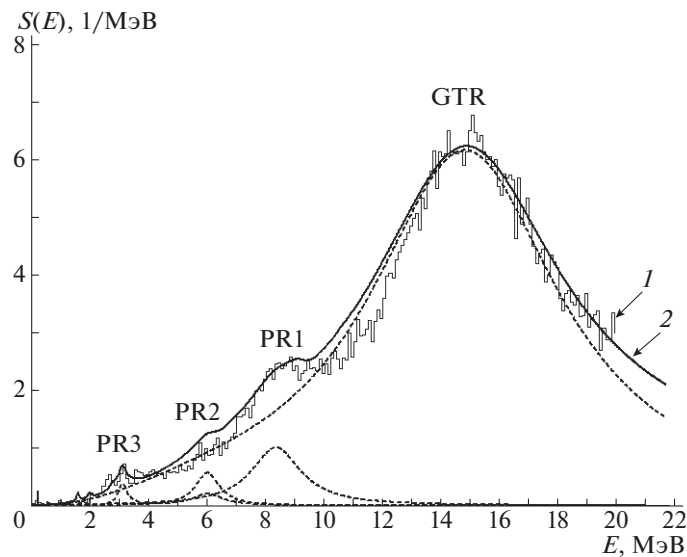


Рис. 3. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{127}Xe для GT-возбуждений ^{127}I . Сплошные кривые: 1 — экспериментальные данные по реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11], 2 — наш расчет по ТКФС; штриховые — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

ядра, куда вносят вклад различные квазичастичные $(p\bar{n})$ -конфигурации. Основные из них определяются спин-орбитальными квазичастичными $(n-p)$ -переходами с $\Delta j = -1 = j_+ - j_-$ (spin-flip transitions — sft): $1h_{11/2} - 1h_{9/2}$ (h), $2d_{5/2} - 2d_{3/2}$ (d), $1g_{9/2} - 1g_{7/2}$ (g) и, в меньшей степени, переходами с $\Delta j = 0 = j - j$ (core polarisation states — cps): $1h_{11/2} - 1h_{11/2}$, $2d_{3/2} - 2d_{3/2}$, $2d_{5/2} - 2d_{5/2}$, $1g_{7/2} - 1g_{7/2}$, $3s_{1/2} - 3s_{1/2}$, а также квазича-

стичные возбуждения с обратным поворотом спина с $\Delta j = +1 = j_- - j_+$ (back spin-flip states — bsfs): $2d_{3/2} - 2d_{5/2}$, $1g_{7/2} - 1g_{9/2}$.

В табл. 1 представлены вклады одночастичных $(n-p)$ -переходов в структуру зарядово-обменных возбуждений ядра ^{127}Xe как экспериментальные данные [11] по энергиям из реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$, так и результаты расчетов по ТКФС. Наиболее коллективное состояние — гамов-теллеровский резонанс (GTR) с энергией 14.6 МэВ (эксперимент

Таблица 1. Вклад одночастичных ($n-p$)-переходов (в %) в структуру зарядово-обменных возбуждений ядра ^{127}Xe

Тип возб.	E , МэВ		Вклад в структуру возбуждений, %				
	Эксп. [11]	Расч. ТКФС	$1h_{11/2}-1h_{9/2}$	$2d_{5/2}-2d_{3/2}$	$1g_{9/2}-1g_{7/2}$	$j-j$	$j_- - j_+$
GTR	14.5	14.6	29	12	44	12	3
	9.5	9.1	70	5	22	3	—
PR1	8.4	8.3	—	41	33	22	4
PR2	5.5–6.5	6.3	—	—	—	94	6
		6.0	—	4	—	93	3
PR3	3.08	3.1	—	21	6	68	5
	2.62	2.8	—	—	—	96	4
		2.0	—	—	—	13	87

[11] дает $E_{\text{GTR}} = 14.5$ МэВ). Основной вклад в структуру GTR дают квазичастичные переходы с $\Delta j = -1 = j_+ - j_-$ (в сумме 85%), ниже расположено возбуждение, образуемое, в основном, sft-переходами h -типа. Еще ниже расположен пигми-резонанс PR1, расчетная энергия которого близка к экспериментальному значению и структура определяется, в основном, sft-переходами d - и g -типов, а также cps-переходами $j-j$ -типа (22%). Пигми-резонанс PR2 экспериментально не определен, а теоретически он интерпретируется двумя возбуждениями cps с $\Delta j = 0$ ($j-j$)-типа, т.е. это расщепленное коллективное возбуждение типа ω_0 в терминологии [20]. Ниже расположено резонансное возбуждение — пигми-резонанс PR3 — определяемое sft-переходами d -типа и, в основном, cps-переходами с $\Delta j = 0$. В области энергий 2–3 МэВ согласно расчетам расположены два возбуждения одночастичного типа: состояние с энергией 2.8 МэВ, определяемое $j-j$ -переходами типа cps: $1h_{11/2}-1h_{11/2}$ (87%), и состояние с энергией 2.0 МэВ, определяемое bsfs-переходами $2d_{3/2}-2d_{5/2}$ (87%). Состояния, расположенные ниже двух МэВ, являются, в основном, одночастичными, и в настоящей работе не рассматриваются.

Отдельный интерес представляет проблема правила сумм (6) и связанный с ней *quenching*-эффект, заключающийся в наблюдаемом недоборе в сумме (6) до максимального теоретического значения $3(N-Z)$ [22] при $q = 1$. Экспериментальное значение *quenching*-параметра может сильно меняться для различных ядер [10, 17], например от $q = 0.67$ или $67 \pm 8\%$ для ^{98}Mo [23] до $q = 0.85$ или 85% в случае с ядром ^{127}I [11]. На рис. 4 представлена зависимость величины интеграла $I(E_{\text{max}})$ (6) от переменного значения энергии E_{max} для изотопа ^{127}Xe . Как видно, экспериментальные данные лучше всего в данном случае описываются расчетами со значениями

эффективного заряда $e_q = 0.9$ ($q = 0.81$). Однако для других ядер расчетные значения e_q отличаются от 0.9, в основном, в меньшую сторону [10, 17]. Это в большей части характерно для более легких, чем ^{127}I , ядер и частично связано с учетом в эксперименте высоколежащих (выше GTR) возбуждений, сформированных одночастичными переходами с $\Delta n = 1, 2$.

5. СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРОМ ^{127}I

Формула для сечения реакции (ν_e, e^-), зависящего от энергии налетающего нейтрино E_ν , имеет вид [9]

$$\sigma(E_\nu) = \frac{(G_F g_A)^2}{\pi c^3 \hbar^4} \times \quad (7)$$

$$\times \int_0^{E_\nu - Q} E_e p_e F(Z, A, E_e) S(x) dx,$$

$$E_e = E_\nu - Q - x + m_e c^2,$$

$$cp_e = \sqrt{E_e^2 - (m_e c^2)^2},$$

где $F(Z, A, E_e)$ — функция Ферми, $S(E)$ — силовая функция, $G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6) \times 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, $g_A = -1.2723(23)$ — аксиально-векторная константа из [24].

Сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ ядром ^{127}I в реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$ рассчитаны с экспериментальными зарядово-обменными силовыми функциями $S(E)$ (см. рис. 2, 3) и с силовыми функциями $S(E)$, рассчитанными по ТКФС по методу [10] (см. рис. 5). Для анализа влияния зарядово-обменных резонансов на величину сечения $\sigma(E)$ были также проведены расчеты без учета GTR и без учета пигми-резонансов.

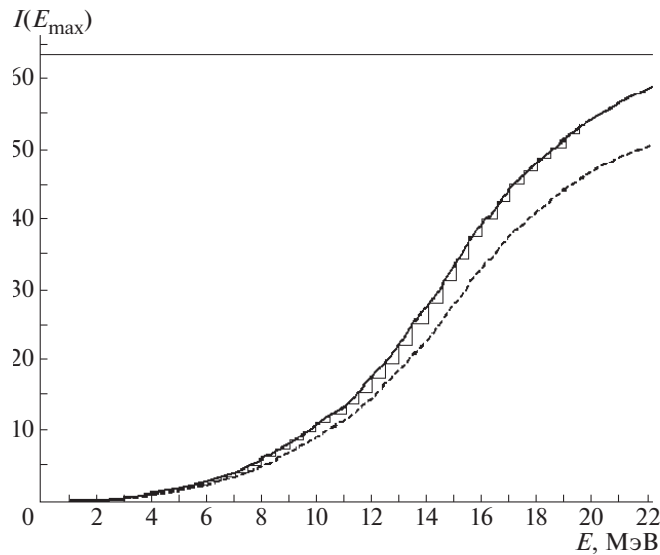


Рис. 4. Зависимость величины интеграла $I(E_{\max})$ (6) от переменного значения энергии E_{\max} для изотопа ^{127}Xe . Ступеньки — экспериментальные данные [11], сплошная кривая — расчет $e_q = 0.9$, штриховая — расчет $e_q = 0.8$, горизонтальная линия — значение правила сумм $3(N - Z) = 63$.

Максимальное расхождение полного сечения в 30–15% наблюдается в районе 1.5–2.5 МэВ, а при энергиях, больших 6 МэВ, расхождения не превышают 10%. Неучет только двух резонансов GTR и PR1 уменьшает сечение $\sigma(E)$ на величину от ~ 25 до $\sim 80\%$ при изменении энергии нейтрино в интервале 2–12 МэВ. Точнее это видно на рис. 6, где представлены отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$, нормированных на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(E)$ с силовыми функциями $S(E)$, рассчитанными по ТКФС.

Для расчетов сечений захвата солнечных нейтрино и анализа влияния зарядово-обменных резонансов важно правильно смоделировать поток солнечных нейтрино. В настоящее время существует достаточно большое количество моделей Солнца. Они отличаются друг от друга относительной концентрацией гелия, элементов тяжелее гелия (металлическостью) или могут отличаться концентрацией какого-то отдельного элемента в какой-либо части Солнца (в центре, на поверхности). Также в разных моделях возможны разные размеры конвективной зоны Солнца и параметры непрозрачности среды. Наиболее актуальные модели на сегодня BS05(OP), BS05(AGS, OP), BS05(AGS, OPAL), разработанные группой Бакала [25]. Также существуют более новые модели, разработанные другой группой, такие как B16-GS98, B16-AGSS09met и др. [26]. Несмотря на то, что модели B16 более новые, чем BS05(OP), и также достаточно хорошо согласуются с наблюдаемыми данными, в настоящей статье приведены данные BS05(OP) и, так как все модели отличаются только нормировкой потоков нейтрино от каждой ядерной реакции в

Солнце, то достаточно легко пересчитать данные для другой модели.

Скорость захвата нейтрино R (число поглощенных нейтрино за единицу времени) связана с потоком солнечных нейтрино и сечением поглощения следующей формулой:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{total}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (8)$$

где для энергии E_{\max} можно ограничиться *her*-нейтрино (реакция $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\max} \leq 18.79$ МэВ или борными нейтрино (реакция $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\max} \leq 16.36$ МэВ [25]. Скорость захвата солнечных нейтрино представлена в SNU — это стандартная солнечная единица, соответствующая количеству событий в секунду на 10^{36} ядер мишени.

Численные значения расчетных скоростей захвата солнечных нейтрино R в реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$ представлены в табл. 2 (в SNU). Расчеты сечений, представленных в табл. 2, проводились как без учета энергии отрыва нейтрона, так и до энергии отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe , равной $S_n = 7246 \pm 5$ кэВ [18], так как возбужденные состояния с большими энергиями быстро распадаются с вылетом нейтронов и образованием изотопа ^{126}Xe . Это уменьшает сечения $\sigma_i(E)$ на 17.2% (total), в основном, за счет борных нейтрино. Отметим, что энергетический порог для ^{127}I равен $Q = 662.3$ кэВ [6] и наиболее интенсивные солнечные нейтрино (*pp*) отсекаются, что приводит к еще

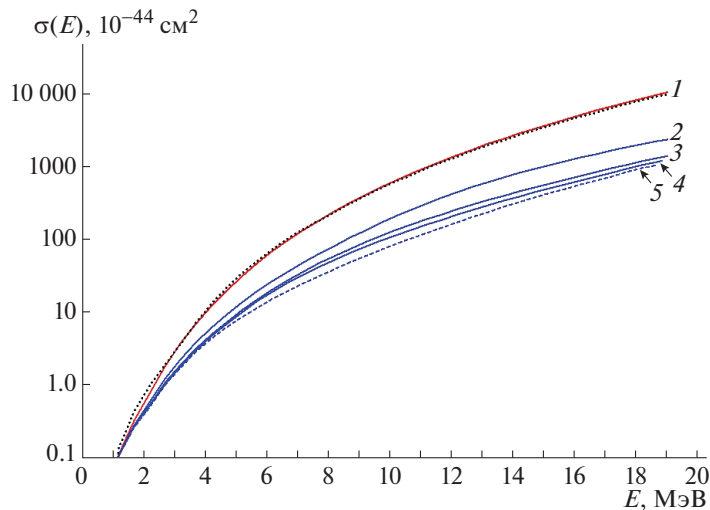


Рис. 5. Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$. Точки — расчет с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2). Сплошные и штриховые кривые — расчеты с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе (см. рис. 3): 1 — полное сечение, 2 — расчет без учета GTR, 3 — расчет без учета GTR и PR1, 4 — расчет без учета GTR, PR1 и PR2, 5 — расчет без учета GTR, PR1, PR2 и PR3.

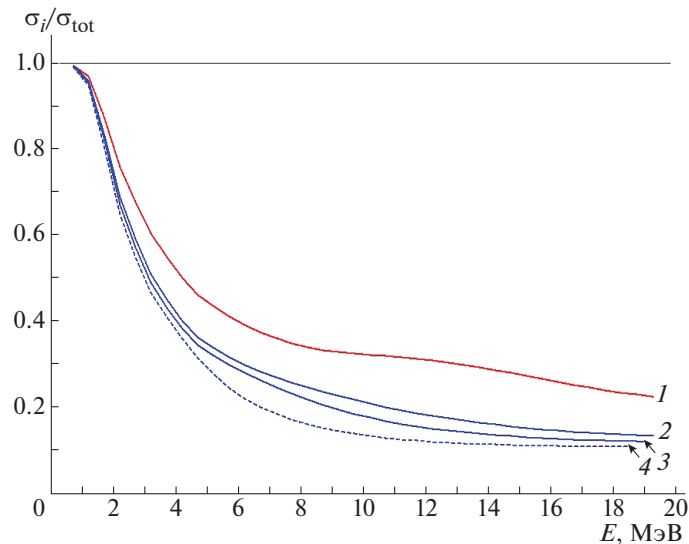


Рис. 6. Отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$, нормированных на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(E)$ по ТКФС: 1 — расчет без учета GTR, 2 — расчет без учета GTR и PR1, 3 — расчет без учета GTR, PR1 и PR2, 4 — расчет без учета GTR, PR1, PR2 и PR3.

бóльшему влиянию высоколежащих резонансов в силовой функции $S(E)$.

Как видно из табл. 2 (см. также рис. 5, 6), неучет даже GTR приводит к сильному сокращению сечения и скорости захвата $\approx 70\%$ в обоих случаях расчетов (с учетом и без энергии отрыва нейтрона). Особенно сильное влияние неучет резонансов оказывает на энергичные борные нейтрино.

Таблица 2 показывает, что учет энергии отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe приводит к уменьшению скорости захвата R , особенно для борных и *her*-нейтрино. Таким образом, при энергиях солнечных нейтрино, больших S_n , образуются изотопы ^{126}Xe ,

относительное количество которых является индикатором жестких борных нейтрино в солнечном спектре. Как видно из табл. 2, согласно расчетам относительное количество изотопов ^{126}Xe к ^{127}Xe должно составлять $\approx 17\%$. Это представляется интересным для будущих экспериментов с йодным детектором, тем более что ^{126}Xe — стабильный изотоп, который будет выделяться в виде газа.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано влияние высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ на сечения захвата солнечных нейтрино ядром ^{127}I .

Таблица 2. Скорости захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{127}I (указаны скорости захвата нейтрино с учетом (R -total) и без учета GTR и GTR + PR1; расчеты проводились с Ферми-функцией [27] без учета и с учетом энергии отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe); Total также учитывает p - и νe -нейтринные каналы

Скорость захвата нейтрино на ^{127}I без учета отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe						
	B-8	hep	N-13	O-15	F-17	Total
R -total	26.298	0.161	0.006	0.061	0.002	26.675
R без GTR	6.935	0.035	0.003	0.034	0.001	7.092
R без GTR и PR1	3.757	0.012	0.002	0.021	0.001	3.848
Скорость захвата нейтрино на ^{127}I с учетом отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe						
	B-8	hep	N-13	O-15	F-17	Total
R -total	21.777	0.09	0.006	0.061	0.002	22.082
R без GTR	5.679	0.021	0.003	0.034	0.001	5.882
R без GTR и PR1	3.752	0.012	0.002	0.021	0.001	3.843

Проведен анализ известных экспериментальных данных по силовой функции $S(E)$, полученных в реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11]. Новые значения энергий зарядово-обменных резонансов немного отличаются от полученных ранее.

В рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем проведены расчеты силовой функции $S(E)$ и в расчетах представлены гамов-теллеровский, аналоговый и расположенные ниже пигми-резонансы. Расчеты проводились с параметрами квазичастичного локального нуклон-нуклонного взаимодействия, скорректированными недавно [21] из сравнения рассчитанных энергий зарядово-обменных резонансов с последними экспериментальными данными. Представлены расчеты структуры зарядово-обменных возбуждений ядра ^{127}Xe , и приведены вклады одночастичных ($n-p$)-переходов в резонансные состояния. Показано, что наиболее коллективным является гигантский гамов-теллеровский резонанс. Сравнение расчетов функции $S(E)$ с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие как по энергиям, так и по высотам резонансных пиков. Сумма рассчитанных квадратов матричных элементов возбужденных состояний соответствует теоретическому правилу сумм с эффективным зарядом $e_q = 0.9$ или $q = 0.81$, что соответствует наблюдаемому параметру *quenching*-эффекта — недобору в правиле сумм.

Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ для солнечных нейтрино и показано сильное влияние резонансной структуры на величины рассчитываемых $\sigma(E)$, особенно в области больших энергий. Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$ и проанализировано влияние каждого резонанса на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Получено, что при расчетах сечения $\sigma(E)$

необходимо учитывать все зарядово-обменные резонансы в силовой функции $S(E)$. Неучет даже одного высоколежащего гамов-теллеровского резонанса приводит к существенному уменьшению скорости захвата солнечных нейтрино до $\approx 70\%$ для ^{127}I (с учетом энергии отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe), в основном, за счет энергичных борных нейтрино.

Проведены расчеты с учетом энергии отрыва нейтрона — S_n в ядре ^{127}Xe и показано, что учет энергии S_n приводит к уменьшению скорости захвата R , особенно для борных и hep -нейтрино. При энергиях солнечных нейтрино, больших S_n , образуются изотопы ^{126}Xe , относительное количество которых является индикатором жестких борных нейтрино в солнечном спектре. Получено, что относительное количество изотопов ^{126}Xe к ^{127}Xe не мало и должно составлять $\sim 20\%$. Таким образом, отношение изотопов ^{126}Xe — ^{127}Xe является индикатором жестких борных нейтрино в солнечном спектре. Это представляется интересным для будущих экспериментов с йодным детектором, тем более что ^{126}Xe — стабильный изотоп, который будет выделяться в виде газа.

В расчетах не учитывалось влияние осцилляций нейтрино. Нейтринные осцилляции уменьшают количество электронных нейтрино, которые долетают до Земли, из-за их превращения в другие типы нейтрино. Однако в нашем случае, когда анализируются относительные соотношения, демонстрирующие влияние резонансов, осцилляции нейтрино можно не учитывать.

Авторы благодарны А. Л. Барабанову, В. В. Хрущеву и А. Ю. Лютостанскому за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Pontecorvo, Report PD-205 (Chalk River Laboratory, 1946); J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge Univ. Press, 1989); Б. Понтекорво, *Избранные труды*, под общ. ред. С. М. Биленького (Наука, Москва, 1997), т. 1, с. 31.
2. R. Davis, Jr., Phys. Rev. Lett. **12**, 303 (1964).
3. В. А. Кузьмин, Препринт № 62, ФИАН (Москва, 1964).
4. V. A. Kuzmin, Phys. Lett. **17**, 27 (1965).
5. О. Г. Рязжская, УФН **188**, 1010 (2018) [Phys. Usp. **61**, 912 (2018)].
6. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormic, X. Xu, and B. Pfeiffer, Chin. Phys. C **36**, 1603 (2012).
7. W. C. Haxton, Phys. Rev. Lett. **60**, 768 (1988).
8. Ю. С. Лютостанский, Н. Б. Шульгина, Препринт ИАЭ-4876/2, ЦНИИ атоминформ (Москва, 1989).
9. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
10. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 540 (2018)].
11. M. Palarczyk, J. Rapaport, C. Hautala, D. L. Prout, C. D. Goodman, I. J. van Heerden, J. Sowinski, G. Savopoulos, X. Yang, H. M. Sages, R. Howes, R. Carr, M. Islam, E. Sugarbaker, D. C. Cooper, K. Lande, *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 500 (1999).
12. J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, Phys. Rev. Lett. **67**, 426 (1991).
13. J. Engel, S. Pittel, and P. Vogel, Phys. Rev. C **50**, 1702 (1994).
14. Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [JETP Lett. **106**, 7 (2017)].
15. Yu. S. Lutostansky, EPJ Web Conf. **194**, 02009 (2018).
16. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **82**, 440 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 528 (2019)].
17. Ю. С. Лютостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 539 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **83**, 488 (2019)].
18. <https://www-nds.iaea.org>
19. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Intersci., New York, 1967, 1st ed.)].
20. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **74**, 1207 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1176 (2011)].
21. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **83**, 34 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, № 1 (2020)].
22. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
23. J. Rapaport, P. Welch, J. Bahcall, E. Sugarbaker, T. N. Tادdeucci, C. D. Goodman, C. F. Foster, D. Horen, C. Gaarde, J. Larsen, and T. Masterson, Phys. Rev. Lett. **54**, 2325 (1985).
24. C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
25. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astrophys. J. Lett. **621**, L85 (2005).
26. N. Vinyoles, A. M. Serenelli, F. L. Villante, S. Basu, J. Bergström, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, C. Peña-Garay, and N. Song, Astrophys. J. **835**, 202 (2017).
27. Ю. П. Суслов, Изв. АН СССР. Сер. физ. **32**, 213 (1968).

INFLUENCE OF HIGH-LYING RESONANCES ON CROSS SECTIONS OF SOLAR NEUTRINO CAPTURE OF ^{127}I NUCLEI

Yu. S. Lutostansky¹⁾, G. A. Korotееv²⁾, N. V. Klochkova¹⁾, A. P. Osipenko¹⁾,
V. N. Tikhonov¹⁾, and A. N. Fazliakhmetov^{2),3)}

¹⁾ National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

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

³⁾ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The resonance structure of the charge-exchange strength function $S(E)$ and its effect on the cross sections for the capture of solar neutrinos by the nucleus ^{127}I have been studied. Three types of isobaric resonances: giant Gamow–Teller resonances, analog resonances, and lower-lying pygmy resonances are investigated in the framework of the self-consistent theory of finite Fermi systems. The capture cross sections $\sigma(E)$ of solar neutrinos for the ^{127}I nucleus were calculated taking into account the resonance structure of the strength function $S(E)$ and the effect of each resonance on the energy dependence $\sigma(E)$ was analyzed. It is shown that, when calculating the cross section $\sigma(E)$, it is necessary to take into account all high-lying charge-exchange resonances. The contribution of neutrinos of various origins to the cross section structure $\sigma(E)$ is analyzed, including the contribution of energetic neutrinos to the ratio of the resulting ^{127}Xe and ^{126}Xe isotopes. The $^{126}\text{Xe}/^{127}\text{Xe}$ isotope ratio was found to be an indicator of hard boron neutrinos in the solar spectrum.

БЕТА-РАСПАД НЕЙТРОНА В ТЕПЛОМ ПОЛЕ И НЕЙТРОННАЯ АНОМАЛИЯ

© 2020 г. И. В. Копытин^{1)*}, А. С. Корнев¹⁾

Поступила в редакцию 25.10.2019 г.; после доработки 25.11.2019 г.; принята к публикации 25.11.2019 г.

Исследовано влияние двух процессов на естественный бета-распад нейтрона: фотобета-распада и обратного внутреннего тормозного излучения. Они позволяют учесть воздействие теплового поля среды на бета-распад и дополняют процесс естественного бета-распада, при котором испускаются лептоны — электрон и антинейтрино. Показано, что тепловое воздействие на бета-распад нейтрона при комнатных температурах пренебрежимо мало. Однако в сильно нагретом веществе массивных звезд распад нейтрона может происходить с увеличенной скоростью. Это может повлиять на скорости реакций с участием нейтронов при синтезе химических элементов в звездном веществе.

DOI: 10.31857/S0044002720030137

1. ВВЕДЕНИЕ

В полуфеноменологической теории бета-распада одним из наиболее исследованных бета-процессов был естественный бета-распад нейтрона. Это связано с тем, что его время жизни является фундаментальной величиной как в физике элементарных частиц, так и в ядерной астрофизике и космологии. Период полураспада нейтрона в рамках вышеуказанной теории был наиболее точно рассчитан в “классической” работе [1]. В ней проводился доскональный учет всевозможных поправок, влияющих на скорость распада, и казалось, что в рамках полуфеноменологической теории проблема практически закрыта. В то же время следует отметить, что точность измерения экспериментальной величины времени жизни нейтрона пока еще нельзя было считать достаточной [2, 3]. Однако, начиная с 2005 г., интерес к бета-распаду нейтрона появился вновь. Это связано с получением новых экспериментальных данных относительно времени жизни нейтрона, которые поставили ряд вопросов для теории.

В работах [4–10] было обнаружено, что время жизни τ_n ультрахолодных нейтронов, удерживаемых в специальных ловушках различного вида (усредненное значение $\tau_n = 879.3 \pm 0.6$ с), отличается от времени жизни нейтрона $\tau_n = 888.0 \pm \pm 2.0$ с, измеренного более традиционным способом на нейтронных пучках (холодные нейтроны) [11–13], примерно на 1%. Для объяснения этого различия было предложено несколько оригинальных идей, связанных не только с предположениями

о возможных неучтенных эффектах при проведении экспериментов. Так, сразу после появления в 2005 г. первого сообщения [3] об уменьшенной величине времени жизни нейтрона, измеренной в ловушке, в работе [14] было сделано предположение: некоторое количество нейтронов уходит из ловушки из-за осцилляций нейтрон \rightleftharpoons зеркальный нейтрон. Поскольку последний, по сути, является частицей зеркальной темной материи, он практически не взаимодействует с обычным веществом и поэтому не регистрируется. Дальнейшее развитие эта идея получила в работах [15, 16], в которых предполагалось небольшое различие в массах обычного и зеркального нейтрона и оценивалась роль магнитного поля в усилении вышеуказанных осцилляций. Наконец, на возможное участие частиц темной материи в качестве продуктов распада нейтрона указывалось и в недавних работах [17, 18]. Наличие такого дополнительного канала распада с нерегистрируемыми частицами также может привести к уменьшению времени жизни нейтрона.

Мы не будем обсуждать, можно ли проверить экспериментально вышеперечисленные идеи и на их основе объяснить нейтронную аномалию. Это сделано в недавней работе [19], где был проведен подробный обзор как экспериментальных, так и теоретических работ, имеющих отношение к проблеме времени жизни нейтрона (в научной литературе иногда ее называют нейтронной аномалией). В этом обзоре в качестве итога констатируется, что расчет времени жизни нейтрона на основе Стандартной модели хорошо согласуется только с экспериментальными результатами для ультрахолодных нейтронов в ловушке. Также высказывается предположение, что “наиболее вероятной причиной

¹⁾Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

*E-mail: i-kopytin@yandex.ru

обсуждавшегося расхождения являются экспериментальные ошибки пучкового метода”, и поэтому желательны новые эксперименты на нейтронном пучке с протонной ловушкой. Фактически такой же вывод сделан и в работе [16], где еще отмечается, что в пучковых экспериментах необходимо уделить особое внимание оценке роли сильных магнитных полей.

Целью настоящего исследования является изучение еще одного возможного эффекта, который, в принципе, способен повлиять на величину скорости бета-распада нейтрона, — теплового воздействия окружающей среды. Это можно сделать в рамках традиционной теории бета-распада, внося в нее поправки к величинам используемых констант в соответствии со Стандартной моделью. Физические условия в экспериментах по измерению времени жизни ультрахолодных нейтронов (в ловушках, в том числе и с сильно охлажденными стенками) и холодных нейтронов (в пучках) различаются, а потому может различаться и тепловое воздействие окружающей среды на бета-распад. Конечно, можно ожидать, что из-за малой интенсивности теплового поля при нормальных (порядка комнатных) и, тем более, при низких температурах это воздействие будет незначительным. Однако при эволюции звездного вещества температуры среды могут достигать миллиардов градусов, и в этих условиях тепловое излучение среды может оказать более заметное влияние на бета-распад нейтрона. Его учет, в свою очередь, в звездном веществе может привести к изменению плотности нейтронов и изменить скорости реакций, существенных для процессов нуклеосинтеза.

Количественно степень воздействия теплового поля на скорость процесса бета-распада нейтрона можно оценить, исследуя два эндотермических процесса, которые были известны ранее в теории бета-распада атомных ядер. Один из них — это фотобета-распад, второй — обратное внутреннее тормозное излучение (ОВТИ).

Процесс фотобета-распада атомных ядер рассматривался впервые в работе [20] в связи с проблемой синтеза в нагретом звездном веществе “обойденных” нуклидов (иначе — p -ядер). Впоследствии этот физический механизм был использован нами для решения проблемы нуклеосинтеза p -ядер в веществе массивных звезд на квазиравновесных этапах их эволюции [21–23]. При фотобета-процессе фотон теплового излучения в поле материнского ядра виртуально рождает электрон-позитронную пару, ядро поглощает позитрон и испускает антинейтрино. Примечательно, что, благодаря фотобета-распаду, можно оказать воздействие не только на бета-активное ядро, но и сделать бета-стабильное ядро бета-активным.

Процесс ОВТИ — это прямое воздействие теплового поля на естественный бета-распад ядра. В этом процессе фотон теплового поля поглощается непосредственно бета-электроном, который испускается при бета-распаде вместе с антинейтрино.

Насколько нам известно, точные расчеты по учету влияния теплового поля среды на бета-распад нейтрона до настоящего времени не проводились.

2. СКОРОСТЬ БЕТА-РАСПАДА НЕЙТРОНА В НАГРЕТОЙ СРЕДЕ

Будем рассматривать традиционную теорию бета-распада. Предположим, что процесс естественного бета-распада нейтрона $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ происходит в среде, имеющей температуру T . Фотоны электромагнитного излучения γ обладают энергией, распределенной в соответствии с планковским спектром. Их поглощение может также стимулировать процесс распада нейтрона по схеме: $n^0 + \gamma \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$. Как отмечалось во Введении, есть два физических механизма такого поглощения: фотобета-распад и обратное внутреннее тормозное излучение при бета-распаде.

В первом случае фотон рождает виртуальную электрон-позитронную пару (e^-, e^+) в поле нейтрона, нейтрон поглощает виртуальный позитрон с испусканием антинейтрино и превращается в протон. Диаграмма этого процесса представлена на рис. 1а.

Диаграмма второго процесса представлена на рис. 1б. Здесь в процессе естественного бета-распада нейтрона происходит прямое поглощение фотона теплового поля бета-электроном. Топологически эта диаграмма соответствует диаграмме внутреннего тормозного излучения при бета-распаде, но только в рассматриваемом эндотермическом процессе электрон поглощает фотон.

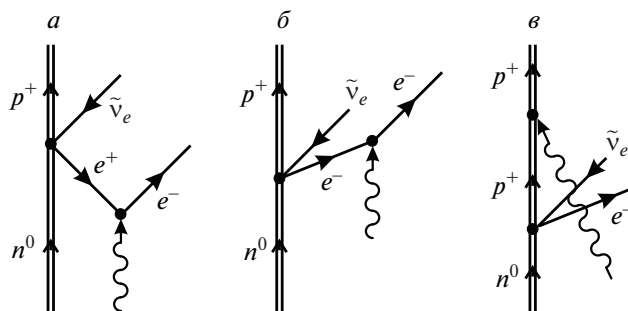


Рис. 1. Диаграммы процесса распада нейтрона в среде с равновесным излучением. Ось времени направлена снизу вверх.

Кроме процессов, диаграммы которых представлены на рис. 1а и 1б, возможен и такой, в котором при естественном распаде нейтрона фотон поглощается не электроном, а протоном (рис. 1в). Однако его вкладом в общую скорость распадного процесса можно пренебречь. В этом случае в сравнении со скоростями процессов, выделенных выше, появляется дополнительный фактор $(m_e/m_p)^2 \sim 10^{-7}$ (m_e и m_p — массы электрона и протона).

Скорости процессов — фотобета-распада $\lambda_{\gamma\beta}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T)$ и обратного ВТИ (E_0 — граничная энергия бета-распада) $\lambda_{\gamma\beta}^{(ОВТИ)}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T)$ — можно рассчитать по формулам (используется релятивистская система единиц $\hbar = c = m_e = 1$):

$$\lambda_{\gamma\beta}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T) = \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M_{V,A}|^2 \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \frac{G(\omega, E_0)}{\exp(\omega/kT) - 1}; \quad (1)$$

$$\lambda_{\gamma\beta}^{(ОВТИ)}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T) = \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M_{V,A}|^2 \int_{\omega_0}^{E_0-1} \frac{d\omega}{\omega} \frac{G(-\omega, E_0)}{\exp(\omega/kT) - 1}; \quad (2)$$

α_e — постоянная тонкой структуры,

$$|M_{V,A}|^2 = g_V^2 \left| \int 1 \right|^2 + g_A^2 \left| \int \boldsymbol{\sigma} \right|^2, \quad (3)$$

$M_{V,A}$ — матричный элемент бета-распада, $\int 1$ и $\int \boldsymbol{\sigma}$ — соответственно фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы для β -перехода $n \rightarrow p$ (в стандартных обозначениях), g_V и g_A — константы взаимодействия, ω — энергия теплового фотона, k — постоянная Больцмана;

$$G(\omega, E_0) = \int_1^{E_0+\omega} (E_0 - E + \omega)^2 \times \{ [2E(E - \omega) + \omega^2] \ln(E + p) - 2(E - \omega)p \} \times F_0(Z, E) dE; \quad (4)$$

$p = (E^2 - 1)^{1/2}$ и, наконец, $F_0(Z, E)$ — кулоновская функция Ферми (в нашем случае $Z = 1$). Для нее использовалось релятивистское выражение (см., например [24]):

$$F_0(Z, E) = 4(2pR)^{2(\gamma-1)} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma + 1)]^2} e^{\pi y}, \quad (5)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера, $R = 3.1 \times 10^{-3} A^{1/3}$ — радиус ядра, $\gamma = [1 - (\alpha_e Z)^2]^{1/2}$, $y = \alpha_e Z E / p$.

В формулах (1) и (2) величина ω_0 — энергия фотона, которая используется для обрезания планковского спектра снизу. Дело в том, что диаграммы на рис. 1а и 1б, как отмечалось выше, топологически аналогичны диаграмме внутреннего тормозного излучения при бета-распаде. В этом процессе при малых энергиях излучения имеет место так называемая инфракрасная расходимость, и спектр излучения приходится обрезать снизу. Расходимость такого же типа возникает и при интегрировании в формулах (1) и (2) на малых частотах. О выборе величины ω_0 будет сказано ниже.

Выражения, аналогичные формулам (1), (2) и (4), но без учета действия кулоновского поля дочернего ядра на электрон, были получены ранее в работе [20] для ядерного фотобета-распада разрешенного типа. Хотя виртуальный позитрон оказывается в кулоновском поле материнского ядра (A, Z), в [20] для него использовалась функция Грина свободной частицы. В рассматриваемом нами случае это оправдано, поскольку нейтрон не имеет электрического заряда. Однако действие кулоновского поля дочернего ядра (в нашем случае это протон) на вылетающий электрон необходимо учитывать, что не было сделано в [20]. Для этого нами и введена кулоновская функция Ферми $F_0(Z, E)$ в подынтегральное выражение (4).

Эндотермический процесс фотобета-распада (см. рис. 1а) наиболее эффективен, когда имеется энергетический порог, препятствующий естественному электронному бета-переходу (A, Z) $\rightarrow (A, Z + 1)$, т.е. ядро (A, Z) бета-стабильно. В нагретой среде фотобета-распадный процесс тогда будет одним из возможных физических механизмов преодоления такого порога. Его интенсивность сильно зависит от температуры среды и величины энергетического порога. В рассматриваемом нами случае ситуация другая — имеет место естественный бета-переход $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ и энергетический порог отсутствует. Поэтому фотобета-процесс может лишь несколько увеличить скорость естественного бета-превращения нейтрона в протон. Последнее можно сказать и о процессе ОВТИ при бета-распаде (см. рис. 1б).

Можно примерно оценить, на какую величину могла бы измениться скорость бета-распада нейтрона. В теории бета-распада она обычно рассчитывается без учета тепловых поправок, а именно их и вносят указанные выше процессы. Как видно из диаграмм на рис. 1а и 1б, наличие в них дополнительной электромагнитной вершины формально приведет к изменению теоретической скорости бета-распада на величину порядка $\alpha_e \approx 1/137 = 7.3 \times 10^{-3}$, т.е. составит около 1%. Это “буквенная” оценка порядка величины, численный же результат будет зависеть еще и от интенсивности

теплого поля, определяемой температурой среды. Для фотонов теплого поля, соответствующего комнатной температуре, эта интенсивность мала. Также и их энергия ω будет значительно меньше граничной энергии бета-распада E_0 . В итоге расчет скорости бета-распада будет проводиться, по сути дела, в условиях инфракрасной расходимости. Это обстоятельство может сильно повлиять на конечный результат и не соответствовать “буквенной” оценке.

В формулы (1) и (2) входит параметр обрезания ω_0 фотонного спектра снизу. Как известно, планковский спектр по энергиям фотона ω имеет вид (см., например [25])

$$U(\omega, T) d\omega = \frac{\omega^3}{\pi^2 [\exp(\omega/kT) - 1]} d\omega.$$

Максимум функции $U(\omega, T)$ приходится на энергию $\omega_{\max} = 2.82kT$. Для энергии $\omega_0 = 0.1\omega_{\max}$ величина интенсивности в фотонном спектре в сравнении с максимальной уменьшается более чем в 20 раз. Именно это значение параметра ω_0 использовалось в дальнейших расчетах.

Можно посмотреть, что дает расчет скоростей вышеуказанных процессов непосредственно по приведенным формулам. При комнатной температуре теоретическое время жизни нейтрона, рассчитанное без учета теплого воздействия, например в работе [1], уменьшится на 9 с, или на 1%. Этот результат практически совпадает с “буквенной” оценкой. Однако в этом случае фотон имеет очень маленькую энергию даже в максимуме планковского спектра (порядка 0.1 эВ). Как следствие, наличие инфракрасной расходимости в формулах (1) и (2), о которой говорилось выше, делает расчет крайне неустойчивым. Это означает, что даже малые изменения величины ω_0 в ту или иную сторону от выбранного значения сильно влияют на конечный результат. Следовательно, расчет тепловой скорости бета-распада невозможен без устранения инфракрасной расходимости, а “буквенная” оценка этой скорости далека от реальности. Но есть и положительный момент — в области экстремально высоких температур (порядка 10^9 К), которые могут иметь место на некоторых стадиях эволюции массивных звезд, чувствительность конечных результатов к величине $\omega_0 = 0.1\omega_{\max}$ очень слабая. В этом случае скорость бета-распада нейтрона можно рассчитывать по формулам (1)–(4), не устраняя инфракрасную расходимость.

Получим теперь выражение для тепловой скорости бета-распада нейтрона без инфракрасной расходимости. В квантовой электродинамике наличие инфракрасных расходимостей связано с тем, что процессы взаимодействия заряженных частиц сопровождаются рождением неограниченного числа фотонов сколь угодно малой энергии, которые

не могут быть зарегистрированы в силу конечности разрешающей способности приборов. По сути дела, экспериментально измеряемой величиной в этом случае является инклюзивное сечение рассеяния, т.е. сумма сечений всех процессов, отличающихся друг от друга лишь рождением произвольного числа мягких фотонов.

Проблема инфракрасной расходимости и способы ее устранения рассматривались во многих оригинальных работах и в учебниках. Приведем некоторые из этих работ — это статьи [26–29], в них можно также найти библиографию по этой проблеме. Подробно проблема инфракрасной расходимости, возникающая при расчете скорости процесса фотобета-распада ядер, обладающих еще и естественной бета-радиоактивностью (экзотермический случай), обсуждалась и в работе [20]. Авторы приводят выражение для тепловой скорости бета-распада ядра с естественной радиоактивностью, и оно не содержит инфракрасную расходимость. Как и раньше, при этом учитывались процессы фотобета-распада и обратного тормозного излучения. Инфракрасную расходимость удалось ликвидировать, проводя стандартную операцию суммирования фейнмановских диаграмм второго порядка с участием виртуальных и реальных фотонов.

Используя результаты работы [20] и опять вводя поправку на учет кулоновского поля протона, как в формуле (4), полную скорость теплого бета-распада нейтрона (она суммирует скорости процессов фотобета-распада и ОВТИ, но в данном случае не разделяет их, как это было сделано выше в формулах (1) и (2)) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \lambda_{\gamma\beta}^{(\text{полн})}(n^0 \rightarrow p^+; E_0; T; \omega_0) &\equiv \lambda_{\gamma\beta} = & (6) \\ &= \frac{\alpha_e}{2\pi^4} |M_{V,A}|^2 \left\{ \int_{E_0-1}^{\infty} \frac{d\omega [G(\omega, E_0) - 2G(0, E_0)]}{\omega \exp(\omega/kT) - 1} + \right. \\ &+ \left. \int_{\omega_0}^{E_0-1} \frac{d\omega [G(\omega, E_0) + G(-\omega, E_0) - 2G(0, E_0)]}{\omega \exp(\omega/kT) - 1} \right\}. \end{aligned}$$

Функция $G(\omega, E_0)$ определена формулой (4). В формуле (6) опущены пренебрежимо малые члены, обусловленные изменением массы бета-электрона в тепловом поле.

Как видно из правой части формулы (6), при малых энергиях фотона инфракрасную расходимость могло содержать только второе слагаемое. Однако теперь она не возникает. Это можно показать для малых энергий фотона. Дело в том, что планковский спектр быстро обрывается с ростом энергии фотона. Если она мала, то можно считать $\omega \ll E_0$ и

Таблица 1. Скорости $\lambda_{\gamma\beta}$ теплового бета-распада нейтрона и его полные времена жизни $\tau_n(\text{полн.}) = 1/[\bar{\lambda}_{\beta}(\text{теор.}) + \lambda_{\gamma\beta}]$ для различных температур

T, K	300	1.0×10^9	2.5×10^9	5.0×10^9	1.0×10^{10}
$\lambda_{\gamma\beta}(0), \text{c}^{-1}$	4.02×10^{-20}	5.53×10^{-7}	4.22×10^{-6}	2.98×10^{-5}	5.22×10^{-4}
$\lambda_{\gamma\beta}, \text{c}^{-1}$	1.32×10^{-20}	4.90×10^{-7}	4.02×10^{-6}	3.38×10^{-5}	5.32×10^{-4}
$\tau_n(\text{полн.}), \text{c}$	883.2	882.8	880.1	857.6	601.0

Примечание. Величины $\lambda_{\gamma\beta}(0)$ также рассчитаны по формуле (6), только в формуле (4) для $G(\omega, E_0)$ не учитывался кулоновский фактор $F_0(Z, E)$.

заменить $E_0 \pm \omega$ на E_0 в верхнем пределе интегралов, определяющих функции $G(\omega, E_0)$ и $G(-\omega, E_0)$ (см. формулу (4)). Тогда в формуле (6) во втором слагаемом величина

$$G(\omega, E_0) + G(-\omega, E_0) - 2G(0, E_0) = 2\omega^2 \int_1^{E_0} (E_0 - E)^2 \{ (E_0^2 - 6E_0E + 7E^2) \times \ln(E + p) + 2(2E_0 - 3E)p \} \times F_0(Z + 1, E) dE \equiv \omega^2 g(E_0) \sim \omega^2.$$

Следовательно, в интеграле по ω в (6) при $\omega_0 \rightarrow 0$ расходимость пропадает. Отметим, что для бета-распада нейтрона при комнатной температуре условие $\omega \ll E_0$ выполняется с хорошей точностью.

Несколько другая ситуация будет, если бета-распад нейтрона происходит в сильно нагретом веществе (температура среды T находится в интервале $(1.0-10) \times 10^9 \text{ K}$). В этом диапазоне температур энергия фотона в максимуме планковского спектра будет находиться в интервале от 300 кэВ до 3 МэВ, и условие $\omega \ll E_0$ для нейтрона не выполняется. Тем не менее, и в этом случае расчеты по формуле (6) показывают, что итоговый результат хотя и зависит от выбора параметра обрезания интеграла ω_0 , но очень слабо. Это справедливо и тогда, когда величина ω_0 значительно меньше той (например, на порядок), которая получается из условия $\omega_0 = 0.1\omega_{\text{max}}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ СКОРОСТИ БЕТА-РАСПАДА НЕЙТРОНА В ТЕПЛОМ ПОЛЕ

Будем ориентироваться на теоретическое время жизни нейтрона, которое было получено в рамках Стандартной модели и учитывает различного рода электродинамические поправки, но не принимает во внимание тепловое воздействие среды. Это время жизни можно рассчитать по формуле [1, 30–33]

$$\tau_n = \frac{4908.7 \pm 1.9}{|V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2)} [\text{c}], \quad (7)$$

где $\lambda = g_A/g_V = -1.2723 \pm 0.0023$; $|V_{ud}| = 0.97417 \pm 0.00021$.

В знаменателе формулы (7) в круглых скобках подставлены величины матричных элементов: $|\int 1|^2 = 1$ и $|\int \sigma|^2 = 3$. Расчет величины τ_n по формуле (7) дает значения в интервале от 875.3 до 891.2 с. В дальнейшем будем ориентироваться на среднюю величину $\bar{\tau}_n(\text{теор.}) = 883.2 \text{ c}$. Соответствующая ей скорость бета-распада нейтрона будет

$$\bar{\lambda}_n(\text{теор.}) = 1/\bar{\tau}_n(\text{теор.}) = 1.1322 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}. \quad (8)$$

Результаты расчета тепловой скорости бета-распада нейтрона $\lambda_{\gamma\beta}$ по формуле (8) для различных температур среды представлены в табл. 1. Для величины граничной энергии электронного бета-спектра E_0 использовалось значение 2.53 (соответствует разности масс нейтрона и протона 1.293 МэВ) [1].

Как следует из табл. 1, при комнатной температуре тепловое поле не влияет на скорость бета-распада нейтрона. Также его влияние практически незаметно и при температурах до 10^9 K . Однако среда, нагретая до температур $(1.0-2.5) \times 10^9 \text{ K}$, уже слегка изменяет время жизни нейтрона, уменьшая его на несколько секунд. Такие высокие температуры характерны для звездного вещества на квазиравновесных стадиях эволюции массивных звезд, в частности, для окончания этапа горения гелиевого слоя и для этапа горения кислородного слоя. Особенно заметно изменение времени жизни нейтрона будет на этапе горения кремниевого ядра, когда температура вещества может достигать $5 \times 10^9 \text{ K}$. В этом случае величина времени жизни нейтрона $\bar{\tau}_n(\text{теор.})$ уменьшается на 3%. Особенно большое уменьшение времени жизни нейтрона будет иметь место при температурах, близких к 10^{10} K , — до 32%. Столь экстремально высокие эффективные температуры могут иметь место в килоновых. В них происходит слияние двух нейтронных звезд или поглощение нейтронной звезды черной дырой. Уменьшение времени жизни нейтрона с учетом теплового канала его распада может

оказывать влияние на физические процессы, происходящие в веществе килоновых.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были рассчитаны для нейтрона скорости двух бета-процессов: фотобета-распада и обратного внутреннего тормозного излучения при бета-распаде. Они учитывают действие теплового поля среды на бета-распад нейтрона и дополняют процесс его естественного распада $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ с испусканием лептонов — электрона и антинейтрино. Расчеты были выполнены с устранением инфракрасной расходимости, которая имеет место при малых энергиях тепловых фотонов, поглощаемых в процессе нейтронного распада. Насколько нам известно, расчетов такого рода для бета-распада нейтрона ранее не проводилось.

Выполненное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1. Тепловая поправка к теоретической скорости бета-распада нейтрона, рассчитанная до температур около 10^9 К, очень мала, а для комнатных температур практически отсутствует. Последнее означает, что рассмотренные эффекты — фотобета-распад и обратное внутреннее тормозное излучение, которые могли бы внести свой вклад в теоретическое время жизни нейтрона, к проблеме нейтронной аномалии отношения не имеют.

2. Расчеты влияния на естественный бета-распад нейтрона среды, нагретой до экстремально высоких температур (10^9 – 10^{10}) К, показывают, что уменьшение времени жизни нейтрона может быть довольно заметным (до 30%). В соответствии с этим при сильном нагреве вещества массивных звезд (оно имеет место на поздних квазиравновесных стадиях их эволюции) изменение времени жизни нейтрона может повлиять на величину нейтронной плотности. Это может быть важно при решении задач синтеза химических элементов в таких звездах, а также в сверхновых и килоновых. Именно нейтроны там играют существенную роль как в нуклеосинтезе ядер, особенно тяжелых (s- и r-процессы с участием нейтронов), так и в других физических процессах.

3. Расчеты тепловой скорости бета-распада нейтрона без устранения инфракрасной расходимости при относительно небольших температурах не дают правильных результатов. Тем не менее, если температура среды очень большая (порядка 10^9 К), то можно указанную расходимость не устранять и использовать для расчета тепловой скорости бета-распада нейтрона более простые формулы, обрезая интегрирование по энергии фотонов теплового поля снизу. Для этого достаточно взять энергию обрезания в одну десятую от

энергии, соответствующей максимуму планковского распределения.

4. Учет действия кулоновского поля протона на электрон при расчете тепловой скорости бета-распада нейтрона необходим, так как он заметно влияет на результаты.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00095).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A **377**, 474 (1982).
2. F. E. Wietfeldt and G. L. Greene, Rev. Mod. Phys. **83**, 1173 (2011).
3. G. L. Greene and P. Geltenbort, Sci. Am. **314**, 36 (2016).
4. A. Serebrov, V. Varlamov, A. Kharitonov, A. Fomin, Yu. Pokotilovski, P. Geltenbort, J. Butterworth, I. Krasnoschekova, M. Lasakov, R. Tal'daev, A. Vasiljev, and O. Zherebtsov, Phys. Lett. B **605**, 72 (2005).
5. A. Pichlmaier, V. Varlamov, K. Schreckenbach, and P. Geltenbort, Phys. Lett. B **693**, 221 (2010).
6. A. Steyerl, J. M. Pendlebury, C. Kaufman, S. S. Malik, and A. M. Desai, Phys. Rev. C **85**, 065503 (2012).
7. S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, P. Geltenbort, V. Morozov, V. V. Nesvizhevsky, Yu. Panin, and A. Strepetov, Phys. Lett. B **745**, 79 (2015).
8. А. П. Серебров, Э. А. Коломенский, А. К. Фомин, И. А. Краснощекова, А. В. Васильев, Д. М. Прудников, И. В. Шока, А. В. Чечкин, М. Е. Чайковский, В. Е. Варламов, С. Н. Иванов, А. Н. Пирожков, П. Гельтенборт, О. Циммер, Т. Дженке, М. Ван-дер-Гринтен, М. Такер, Письма в ЖЭТФ **106**, 599 (2017) [JETP Lett. **106**, 623 (2017)].
9. V. F. Ezhov, A. Z. Andreev, G. Ban, B. A. Bazarov, P. Geltenbort, A. G. Glushkov, V. A. Knyazkov, N. A. Kovrizhnykh, G. B. Krygin, O. Naviliat-Cuncic, and V. L. Ryabov, Письма в ЖЭТФ **107**, 707 (2018) [JETP Lett. **107**, 671 (2018)].
10. R. W. Pattie, Jr., N. B. Callahan, C. Cude-Woods, E. R. Adamek, L. J. Broussard, S. M. Clayton, S. A. Currie, E. B. Dees, X. Ding, E. M. Engel, D. E. Fellers, W. Fox, P. Geltenbort, K. P. Hickerson, M. A. Hoffbauer, and A. T. Holley, Science **360**, 627 (2018).
11. J. Byrne, P. G. Dawber, C. G. Habeck, S. J. Smidt, J. A. Spain, and A. P. Williams, Europhys. Lett. **33**, 187 (1996).
12. А. П. Серебров, А. К. Фомин, А. Г. Харитонов, В. Е. Варламов, А. В. Чечкин, ЖТФ **83**(11), 136 (2013) [Tech. Phys. **58**, 1681 (2013)].
13. A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt, Phys. Rev. Lett. **111**, 222501 (2013).
14. Z. Berezhiani and L. Bento, Phys. Rev. Lett. **96**, 081801 (2006).

15. Z. Berezhiani, Eur. Phys. J. C **64**, 421 (2009).
16. Z. Berezhiani, Eur. Phys. J. C **79**, 484 (2019).
17. B. Fornal and B. Grinstein, Phys. Rev. Lett. **120**, 191801 (2018).
18. Z. Berezhiani, arXiv: 1812.11089v1 [hep-ph].
19. А. П. Серебров, УФН **189**, 635 (2019) [Phys. Usp. **62**, 596 (2019)].
20. P. V. Shaw, D. D. Clayton, and F. C. Michel, Phys. Rev. B **140**, 1433 (1965).
21. И. В. Копытин, К. Н. Карелин, А. А. Некипелов, ЯФ **67**, 1455 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 1429 (2004)].
22. И. В. Копытин, А. С. Корнев, Имад А. Хуссейн, Вестн. ВГУ. Сер. физика, математика, № 2, 56 (2013) [Proc. Voronezh State Univ. Ser. physics, mathematics, No 2, 56 (2013)].
23. I. V. Kopytin and Imad A. H. Al-Hayali, Int. J. Res. Res. Rev. **IX**, Issue 2, 53 (2016).
24. М. А. Престон, *Физика ядра* (Мир, Москва, 1964) [M. A. Preston, *Physics of the Nucleus* (Addison-Wesley, Massachusetts Palo Alto-London, 1962)].
25. К. Ленг, *Астрофизические формулы* (Мир, Москва, 1978), Ч. 1 [K. Lang, *Astrophysical Formulae* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974)].
26. D. R. Yennie, S. C. Frautschi, and H. Suura, Ann. Phys.(N.Y.) **13**, 379 (1961).
27. V. Chung, Phys. Rev. **140**, B1110 (1965).
28. В. С. Герджиков, П. П. Кулиш, ТМФ **18**, 51 (1974) [Theor. Math. Phys. **18**, 36 (1974)].
29. Л. В. Прохоров, УФН **169**, 1199 (1999) [Phys. Usp. **42**, 1099 (1999)].
30. A. Czarnecki, W. J. Marciano, and A. Sirlin, Phys. Rev. D **70**, 093006 (2004).
31. W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **96**, 032002 (2006).
32. J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **91**, 025501 (2015).
33. C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).

BETA DECAY OF NEUTRON IN HEAT FIELD AND NEUTRON ANOMALY

I. V. Kopytin¹⁾, A. S. Kornev¹⁾

¹⁾Voronezh State University, Voronezh, Russia

The effect of two processes on the natural beta decay of a neutron is investigated: photobeta decay and reverse internal bremsstrahlung. They make it possible to take into account the effect of the thermal field of the medium on beta decay and complement the process of natural beta decay, in which an electron and antineutrino are emitted. It is shown that the thermal effect on the neutron beta decay at room temperature is negligible. However, in strongly heated matter of massive stars, neutron decay can occur at an increased rate. This can affect the rate of reactions involving neutrons in the synthesis of chemical elements in stellar matter.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ НЕУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ $A(p, p')X$ НА ЯДРАХ ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГЭВ

© 2020 г. О. В. Миклухо^{1)*}, А. Ю. Киселев^{1)**}, Г. М. Амальский¹⁾,
 В. А. Андреев¹⁾, С. Г. Барсов¹⁾, Г. Е. Гаврилов¹⁾, А. А. Жданов¹⁾,
 А. А. Изотов¹⁾, Д. С. Ильин¹⁾, Н. Г. Козленко¹⁾, П. В. Кравченко¹⁾,
 Д. А. Майсузенко¹⁾, В. И. Мурзин¹⁾, Д. В. Новинский¹⁾, А. В. Шведчиков¹⁾

Поступила в редакцию 04.09.2019 г.; после доработки 04.09.2019 г.; принята к публикации 04.09.2019 г.

Поляризация вторичных протонов и дифференциальные сечения неупругой реакции (p, p') на ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ при энергии протонного пучка 1 ГэВ измерены в широком диапазоне импульсов рассеянных протонов под углом $\Theta = 21^\circ$. Вторичные протоны детектировались с помощью магнитного спектрометра, оснащенного поляриметром на основе пропорциональных камер и углеродного анализатора. Как и ранее, при исследовании ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$, наблюдается структура в поляризации и сечениях, возможно связанная с квазиупругим рассеянием на нуклонных корреляциях в ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$. Наблюдено отличие импульсных распределений отношения сечений рассеяния на ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^{12}\text{C}$ и на ядрах ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^9\text{Be}$.

DOI: 10.31857/S004400272002021X

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением экспериментальной программы исследования кластеризации нуклонов в ядерной среде, которая проводится на синхротронном ПИЯФ с использованием протонного пучка с энергией 1 ГэВ [1–4]. Ранее были измерены поляризация вторичных протонов и дифференциальные сечения в реакции $A(p, p')X$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$ [2, 4]. Измерения выполнены в широкой области импульсов рассеянных протонов $K = 1370\text{--}1670$ МэВ/с, охватывающей как пик квазиупругого pN -рассеяния (импульс K_{pN} , соответствующий максимуму этого пика, примерно равен 1480 МэВ/с), так и область больших импульсов $K > 1530$ МэВ/с вплоть до импульса, соответствующего ближайшему возбужденному уровню исследуемого ядра. Область $K > 1530$ МэВ/с кинематически предпочтительна для квазиупругого рассеяния на ядерной нуклонной корреляции (NC) [5, 6], так как ее масса больше массы нуклона [1]. Была обнаружена структура в поляризации и дифференциальных сечениях реакции, возможно обусловленная квазиупругим рассеянием на различных многонуклонных

корреляциях в ядрах [2, 4]. Определены с точностью ± 5 МэВ/с импульсные интервалы этой структуры II, III и IV, соответствующие рассеянию соответственно на двухнуклонных, трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях: $K = 1535\text{--}1570$ МэВ/с (II), $K = 1570\text{--}1600$ МэВ/с (III), $K = 1600\text{--}1635$ МэВ/с (IV) для ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{56}\text{Fe}$ [2, 4] и $K = 1545\text{--}1575$ МэВ/с (II), $K = 1575\text{--}1610$ МэВ/с (III), $K = 1610\text{--}1645$ МэВ/с (IV) для ядра ${}^{40}\text{Ca}$ [1, 2]. Начало каждого интервала определялось по замедлению падения сечения рассеяния и (или) по заметному изменению поляризации вторичных протонов, что, возможно, связано с переходом к рассеянию на более тяжелой ядерной частице (корреляции).

В настоящей работе, в тех же кинематических условиях исследовалось более легкое, чем ранее, ядро ${}^9\text{Be}$. Важной характеристикой этого ядра

Таблица 1. Параметры мишеней

Мишень	Размеры, мм толщина \times \times ширина \times \times высота	Концентрация изотопа, %	Плотность, г/см ³
${}^9\text{Be}$	$4 \times 7 \times 10$	100	1.85
${}^{90}\text{Zr}^*$	$2.7 \times 5.6 \times 9.7$	51.46	6.49

* см. Введение.

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: miklukho_ov@pnpi.nrcki.ru

**E-mail: kisselev@mail.desy.de

Таблица 2. Поляризация (P) вторичных протонов в реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P
1418.0	0.228 ± 0.020	1507.8	0.264 ± 0.010	1594.3	0.276 ± 0.011
1427.6	0.267 ± 0.019	1519.8	0.252 ± 0.014	1606.0	0.279 ± 0.014
1437.3	0.260 ± 0.018	1530.1	0.232 ± 0.015	1617.1	0.337 ± 0.016
1447.2	0.265 ± 0.018	1539.7	0.256 ± 0.011	1621.3	0.367 ± 0.013
1456.1	0.267 ± 0.011	1550.1	0.243 ± 0.011	1628.3	0.379 ± 0.016
1466.0	0.261 ± 0.011	1559.9	0.212 ± 0.015	1632.3	0.396 ± 0.014
1475.3	0.253 ± 0.014	1570.6	0.226 ± 0.017	1643.1	0.403 ± 0.014
1485.3	0.240 ± 0.014	1573.6	0.275 ± 0.012	1654.6	0.366 ± 0.015
1497.5	0.268 ± 0.010	1583.4	0.271 ± 0.010	1665.2	0.379 ± 0.019

Таблица 3. Поляризация (P) вторичных протонов в реакции ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P	$K, \text{МэВ}/c$	P
1419.8	0.211 ± 0.021	1509.8	0.272 ± 0.011	1595.8	0.289 ± 0.011
1429.5	0.212 ± 0.020	1521.6	0.289 ± 0.014	1607.7	0.285 ± 0.015
1439.2	0.203 ± 0.019	1532.0	0.253 ± 0.014	1621.2	0.325 ± 0.011
1449.0	0.206 ± 0.019	1541.7	0.271 ± 0.010	1632.3	0.320 ± 0.011
1458.0	0.247 ± 0.013	1552.2	0.284 ± 0.011	1644.9	0.323 ± 0.015
1467.8	0.236 ± 0.012	1561.9	0.289 ± 0.015	1656.0	0.301 ± 0.017
1477.1	0.271 ± 0.016	1572.5	0.265 ± 0.015	1667.3	0.293 ± 0.020
1487.2	0.257 ± 0.016	1575.5	0.311 ± 0.013		
1499.3	0.264 ± 0.011	1585.0	0.289 ± 0.010		

является то, что один нуклон (нейтрон) имеет существенно меньшую энергию связи (~ 2 МэВ), чем остальные [7]. Исследовалось также более тяжелое, чем ранее, ядро циркония (Zr) при натуральном изотопическом составе мишени (${}^{90}\text{Zr}$ — 51.46%, ${}^{91}\text{Zr}$ — 11.23%, ${}^{92}\text{Zr}$ — 17.11%, ${}^{94}\text{Zr}$ — 17.4%, ${}^{96}\text{Zr}$ — 2.8%) с наибольшим присутствием изотопа ${}^{90}\text{Zr}$. Измерены поляризация (P) и дифференциальные сечения рассеяния ($\sigma^{\text{incl}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$) в зависимости от импульса вторичного протона.

В этой статье мы приводим также новые данные по отношению сечений рассеяния $\sigma^{\text{incl}}(A)/\sigma^{\text{incl}}(A')$ для некоторых ядер A (A'), исследованных в наших экспериментах.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика эксперимента подробно описана в работе [2]. Протонный пучок синхротрона ПИЯФ фокусировался на мишени магнитного спектрометра. Для калибровки установки использовались большие мишени из полиэтилена (C_2H_4)

и углерода (C), а также тонкие полиэтиленовые пленки [2]. В основных измерениях использовались малые мишени из бериллия (${}^9\text{Be}$) и циркония (${}^{90}\text{Zr}$) (табл. 1). С помощью магнитного спектрометра, оснащенного поляриметром на основе пропорциональных камер и углеродного анализатора, измерялись импульсы вторичных протонов из реакции $A(p, p')X$ и их поляризация. Основные параметры магнитного спектрометра приведены в табл. 2 работы [2]. Импульсное разрешение спектрометра (FWHM) в опытах с мишенями из бериллия и циркония (табл. 1) составляло соответственно ~ 6.7 и ~ 8.6 МэВ/с. Параметры поляриметра приведены в работе [2] (табл. 3).

Калибровка анализирующей способности поляриметра при различных импульсных настройках спектрометра осуществлялась с использованием данных по упругому pp -рассеянию, полученных в данном эксперименте. Проводились измерения поляризации с мишенями из полиэтилена (C_2H_4) и углерода (C) [2] при соответствующих угловых положениях спектрометра. Неопределенности ка-

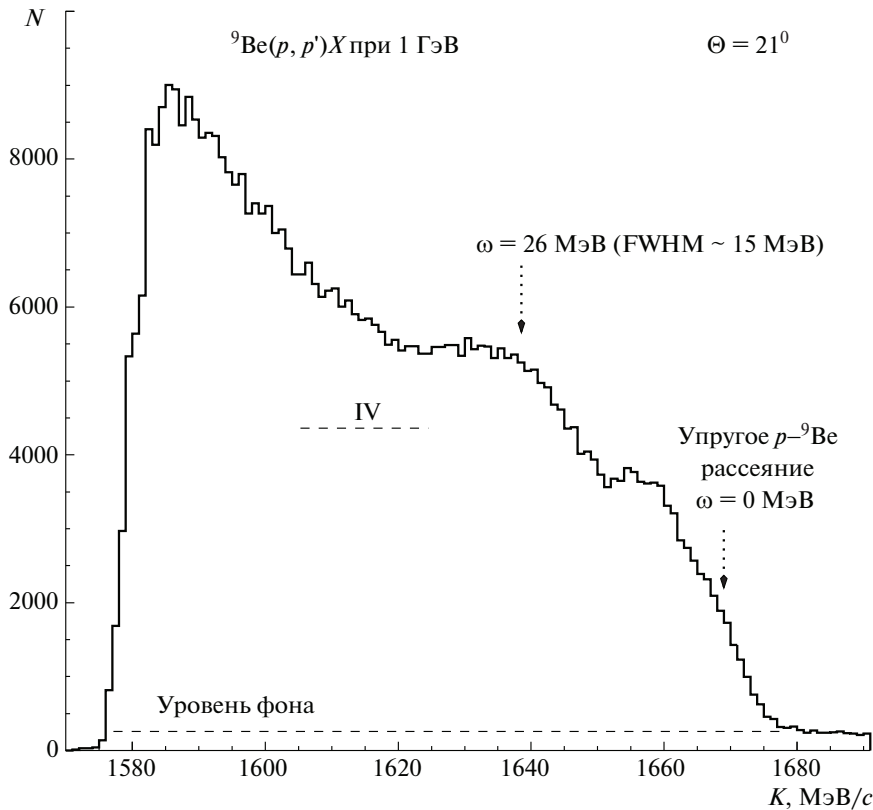


Рис. 1. Импульсное распределение событий в инклюзивной реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$. ω — разница энергий протона пучка (E_0) и вторичного протона (E). Отрезок штриховой линии с меткой IV соответствует импульсному интервалу IV, определенному в тексте.

либровки включены в полную ошибку поляризационных измерений.

Относительное дифференциальное сечение $\sigma^{\text{incl}} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$ инклюзивной реакции на ядрах ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$ находилось, как в [4], из импульсных спектров, измеренных при различных импульсных настройках спектрометра. При этом суммировались события в импульсных интервалах с шириной 10 МэВ/с. Абсолютная нормировка сечения рассеяния в реакции с ядром ${}^9\text{Be}$ (${}^{90}\text{Zr}$) проводилась при импульсной настройке магнитного спектрометра, соответствующей кинематике упругого pp -рассеяния. В измерениях использовалась комбинированная мишень из бериллия (циркония) (табл. 1) и водородосодержащей тонкой полиэтиленовой пленки [2]. При нормировке сечения на данные упругого pp -рассеяния учитывался вклад от рассеяния на углероде в пленке. Относительные систематические ошибки $\delta\sigma^{\text{incl}}/\sigma^{\text{incl}}$ нормировки сечений реакций ${}^9\text{Be}(p, p')X$ и ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ составили соответственно $\pm 5.1\%$ и $\pm 3\%$.

На рис. 1 приведен импульсный спектр вторичных протонов из реакции (p, p') с ядром ${}^9\text{Be}$. Наблюдается широкий пик в этом спектре при

переданной ядру энергии $\omega = 26$ МэВ. Подобный пик не проявляется в импульсном спектре в случае реакции с ядром ${}^{90}\text{Zr}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты измерений поляризации P (темные квадраты на рис. 2, 3) и сечений $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$ (кружки на рис. 4, 5) в реакциях ${}^9\text{Be}(p, p')X$ и ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ в зависимости от импульса рассеянного протона K . Малые статистические ошибки измерения сечений представлены внутри кружков. Экспериментальные данные приведены также в табл. 2–5. Светлый квадрат на рис. 2 и 3 соответствует поляризации в упругом рассеянии протонов на ядрах ${}^4\text{He}$ [8]. Штриховая кривая на рисунках отвечает расчету поляризации в реакции ${}^{12}\text{C}(p, p')X$ [2] в рамках импульсного приближения с искаженными волнами с учетом релятивистского искажения нуклонного спинора в ядерной среде ИПИВ* [9, 10]. Присутствие этой кривой на рис. 2 и 3 позволяет сравнить данные по поляризации для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ с аналогичными данными для ядра ${}^{12}\text{C}$ [2] на рис. 1 в работе [4].

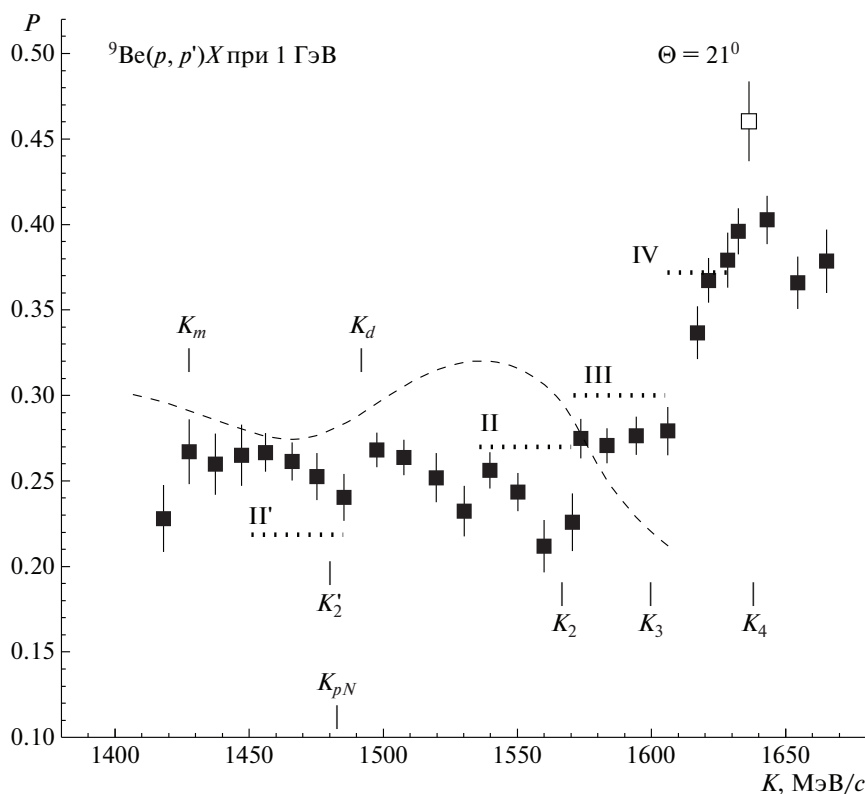


Рис. 2. Поляризация P протонов, рассеянных под углом $\Theta = 21^\circ$ (темные квадраты) в инклюзивной реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$, в зависимости от импульса вторичного протона K . Штриховая кривая — результат вычисления поляризации в реакции ${}^{12}\text{C}(p, p')X$ в рамках импульсного приближения с искаженными волнами с учетом модификации нуклонного спинора в ядерной среде ИПИВ* [2]. Квадрат отвечает поляризации в упругом рассеянии протонов на ядрах ${}^4\text{He}$ [8]. Импульс K_{pN} примерно отвечает максимуму квазиупругого pN -пика. Отрезки точечных линий соответствуют импульсным интервалам II, III, IV и II'. Эти интервалы, импульсы K_2 , K_3 , K_4 и K_2' , K_m , K_d определены в тексте.

Импульсные интервалы II, III и IV (определенные во введении) для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ отмечены на рис. 2 и 3 отрезками точечной линии. Начало каждого импульсного интервала находилось по замедлению падения сечения рассеяния (рис. 4 и 5) и (или) по заметному изменению поляризации вторичных протонов (рис. 2 и 3), что возможно связано с переходом к рассеянию на более тяжелой ядерной частице (корреляции) [1, 2, 4]. Начало интервалов, определяемое из сечения рассеяния, отмечено на рис. 4 и 5 стрелкой с метками (III), (IV) и (II), (III) соответственно. На этих рисунках стрелка с метками (II*) и (IV*) отвечает случаю, когда начало импульсного интервала определялось по величине поляризации (рис. 2 и 3). Стрелка без метки соответствует концу интервала IV. В случае рассеяния на ядре ${}^9\text{Be}$ конец интервала IV можно определить более точно из импульсного спектра на рис. 1. Отметим здесь, что область самых больших импульсов, которая сразу следует за областью IV, в основном определяется квазиупругим рассеянием на остаточных ядрах (X) из реакций $A(p, p'NC)X$ [2, 4]. Эти процессы рас-

сеяния ($A(p, p'X)NC$) на легком ядре, ${}^9\text{Be}$, когда массы корреляций и остаточных ядер не очень сильно отличаются, могут существенно уменьшить ширину отмеченного выше интервала IV со стороны больших значений импульса K (рис. 1). В результате мы определили с точностью ± 5 МэВ/с импульсные интервалы II, III и IV, которые могут быть обусловлены квазиупругим рассеянием на двухнуклонных, трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях [2, 4], для ядра ${}^9\text{Be}$ $K = 1535\text{--}1570$ МэВ/с (II), $K = 1570\text{--}1605$ МэВ/с (III), $K = 1605\text{--}1625$ МэВ/с (IV) и ядра ${}^{90}\text{Zr}$ $K = 1535\text{--}1575$ МэВ/с (II), $K = 1575\text{--}1610$ МэВ/с (III), $K = 1610\text{--}1630$ МэВ/с (IV).

На рис. 2 и 3 отмечены вычисленные импульсы вторичного протона K_2 , K_3 (K_3^*) и K_4 , соответствующие максимумам квазиупругих пиков в реакциях квазиупругого рассеяния ${}^9\text{Be}(p, p'NC)X$ и ${}^{90}\text{Zr}(p, p'NC)X$ на неподвижной ядерной нуклонной корреляции (NC), состоящей из двух, трех и четырех нуклонов. В этих кинематических расчетах масса NC бралась равной массе легкого ядра с

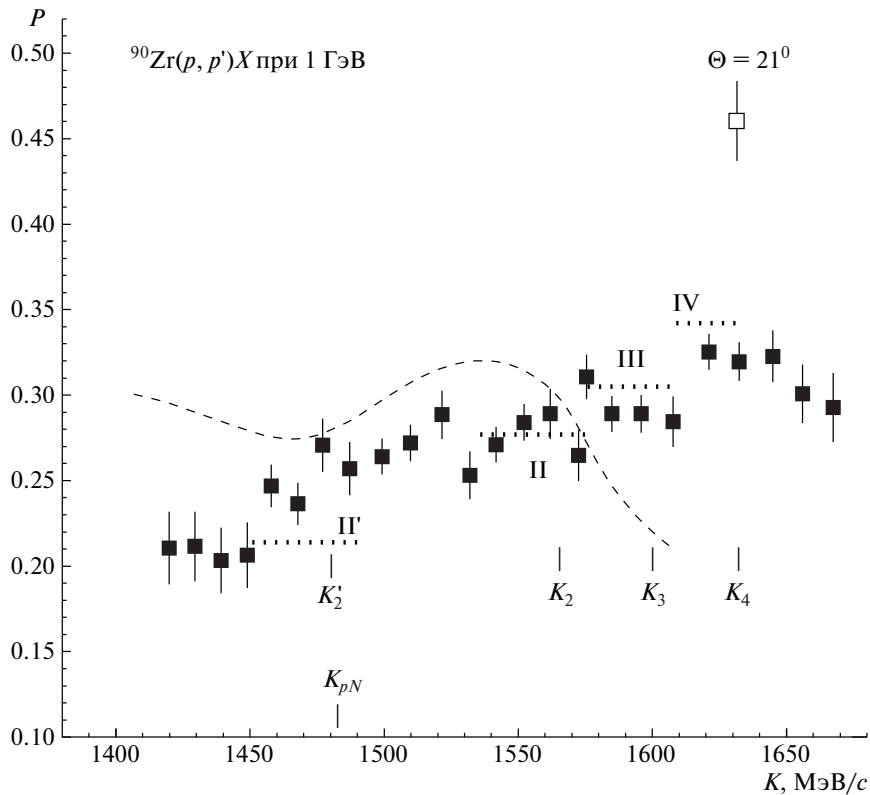


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для реакции $^{90}\text{Zr}(p, p')X$.

простой внутренней структурой ^2H , ^3He (^3H) и ^4He . Предполагалось также, что остаточное ядро (X) в реакции находится в основном состоянии. Как видно, на рис. 2 импульсы K_2 (1566 МэВ/с), $K_3 \approx K_3^*$ (1599 МэВ/с), за исключением импульса K_4 (1636 МэВ/с), и на рис. 3 импульсы K_2 (1565 МэВ/с), $K_3 \approx K_3^*$ (1599 МэВ/с), K_4 (1631 МэВ/с) находятся в пределах соответствующих импульсных интервалов II, III, IV, найденных из экспериментальных данных (импульс K_4 на рис. 2 находится вне интервала IV, что обусловлено отмеченным выше уменьшением ширины этого интервала). Это наблюдение сохраняется и в случае, когда масса NC меньше (из-за эффекта модификации в ядерной среде [10]), чем масса соответствующего свободного легкого ядра [2].

Мы предполагаем, что ширина каждого импульсного интервала (II, III, IV) определяется, главным образом, движением ядерной нуклонной корреляции в плоскости реакции (p, p') в направлении, перпендикулярном направлению протонного пучка. Эффективный горизонтальный угловой захват спектрометра при упругом рассеянии на многонуклонной корреляции может быть в несколько раз больше, когда корреляция движется, чем, когда она неподвижна [2]. Это дает нам возможность увидеть угловое распределение поляризации в рас-

сматриваемом импульсном интервале, которое может быть подобным распределению поляризации в упругом рассеянии на соответствующем легком ядре. Так, мы ожидали увидеть близкое к однородному распределению поляризации в рассеянии на четырехнуклонной корреляции (^4He) в пределах импульсного интервала IV [2, 4], подобное измеренному распределению поляризации в свободном упругом рассеянии протонов на ядрах ^4He [8], приведенному в работе [2] (рис. 7).

Средняя поляризация в импульсных интервалах II, III, IV при рассеянии на ядрах ^9Be и ^{90}Zr (рис. 2 и 3), также как при рассеянии на ядре ^{12}C (рис. 1 в [4]), растет от интервала II к интервалу IV. В пределах каждого интервала, за исключением интервала II для ядра ^9Be , поляризация практически не меняется. Поляризация в интервале II при рассеянии на ядре ^9Be уменьшается к концу интервала. Подобный эффект мы наблюдали в области (IV) рассеяния на четырехнуклонных корреляциях ядер ^{28}Si и ^{56}Fe [4]. В реакции с ядром ^9Be поляризация в импульсном интервале IV (P_{IV}) достигает заметно большего значения ($P_{IV}(^9\text{Be}) = 0.372 \pm 0.010$), чем в рассеянии на ядре углерода ($P_{IV}(^{12}\text{C}) = 0.348 \pm 0.010$) [4]. В то же время поляризация P_{IV} в рассеянии на ядре ^{90}Zr ($P_{IV}(^{90}\text{Zr}) =$

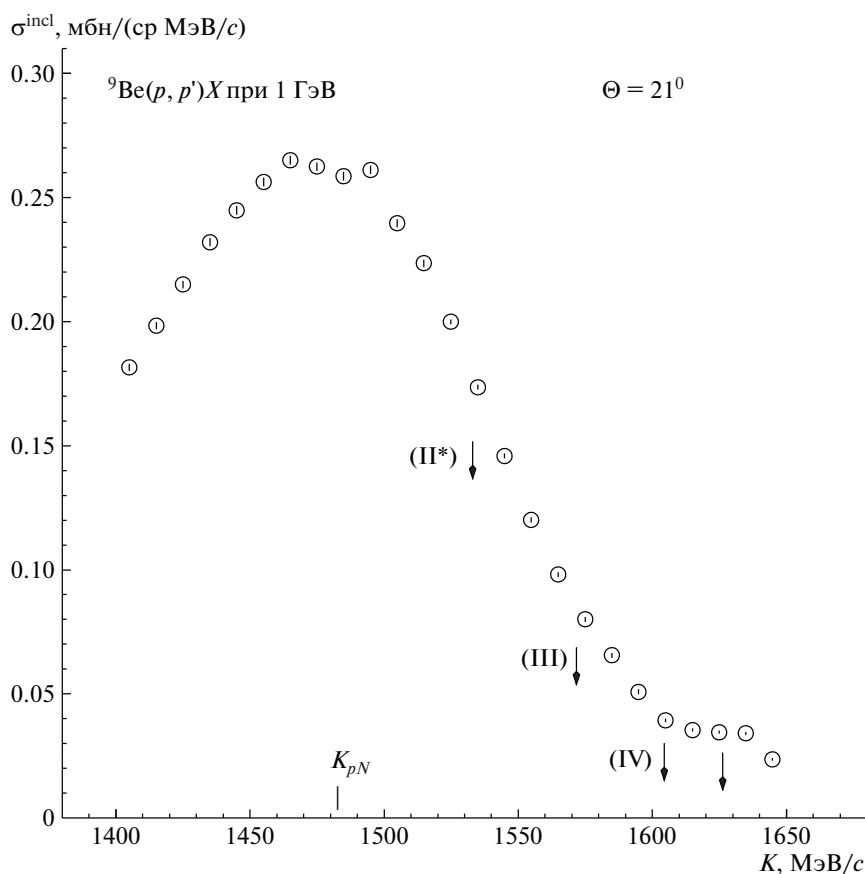


Рис. 4. Дифференциальное сечение $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}$ реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ (кружки) в зависимости от импульса вторичного протона K . Импульс K_{pN} примерно отвечает максимуму квазиупругого pN -пика. Стрелка и стрелки с метками (II*), (III), (IV) определены в тексте.

$= 0.323 \pm 0.008$) заметно меньше, чем $P_{IV}({}^{12}\text{C})$. Наблюдаемая поляризация P_{IV} в реакции (p, p') со всеми исследованными ядрами существенно меньше, чем поляризация $P_{4\text{He}}$ в свободном упругом рассеянии протонов на ядрах ${}^4\text{He}$ (светлый квадрат на рис. 2 и 3) [8]. Это может быть связано с модификацией протон-нуклонного взаимодействия в ядре [2], приводящей к уменьшению поляризации с ростом нуклонной плотности ядерной среды [10]. Возможно, подобная модификация взаимодействия протона с четырехнуклонным кластером является причиной уменьшения поляризации P_{IV} в рассеянии на ядре ${}^{90}\text{Zr}$ по сравнению с рассеянием на ядре ${}^9\text{Be}$, которое имеет меньшую нуклонную плотность, чем ядро циркония.

В заключение этого параграфа отметим результаты измерения поляризации в области импульсов $1410 < K < 1530$ МэВ/с (рис. 2 и 3), охватывающей пик квазиупругого pN -рассеяния (рис. 4 и 5), максимум которого находится примерно при импульсе K_{pN} . В этой области существенную роль играют процессы многократного выбивания нуклонов из ядра [11]. Импульс вторичного протона

(K) в этих процессах меньше, чем в исследуемом одноступенчатом (p, p') -процессе выбивания одного нуклона. Двухступенчатый процесс выбивания нуклонов уменьшает поляризацию вторичного протона при K меньше, чем K_m (рис. 2), также как анализирующую способность (A_y) в подобном эксперименте (p, p') с ядром ${}^{12}\text{C}$ (LAMPF) при энергии 0.8 ГэВ [11]. В нашем эксперименте мы видим также падение поляризации при импульсах K , близких к импульсу K_d (рис. 2). Такое падение поляризации наблюдалось в рассеянии на всех исследованных нами ядрах [2, 4] и наиболее отчетливо в рассеянии на легком ядре углерода [2, 12]. В LAMPF не обнаружено подобного уменьшения A_y как в экспериментальных, так и в теоретических данных [11]. Причем теоретические расчеты были выполнены с учетом многоступенчатых процессов выбивания нуклонов из ядра углерода. В нашем (p, p') -эксперименте при энергии 1 ГэВ (большей, чем энергия протонного пучка в LAMPF) в области $K > 1530$ МэВ/с обнаружены эффекты, возможно обусловленные квазиупругим рассеянием на многонуклонных корреляциях [2, 4]. Мы предположи-

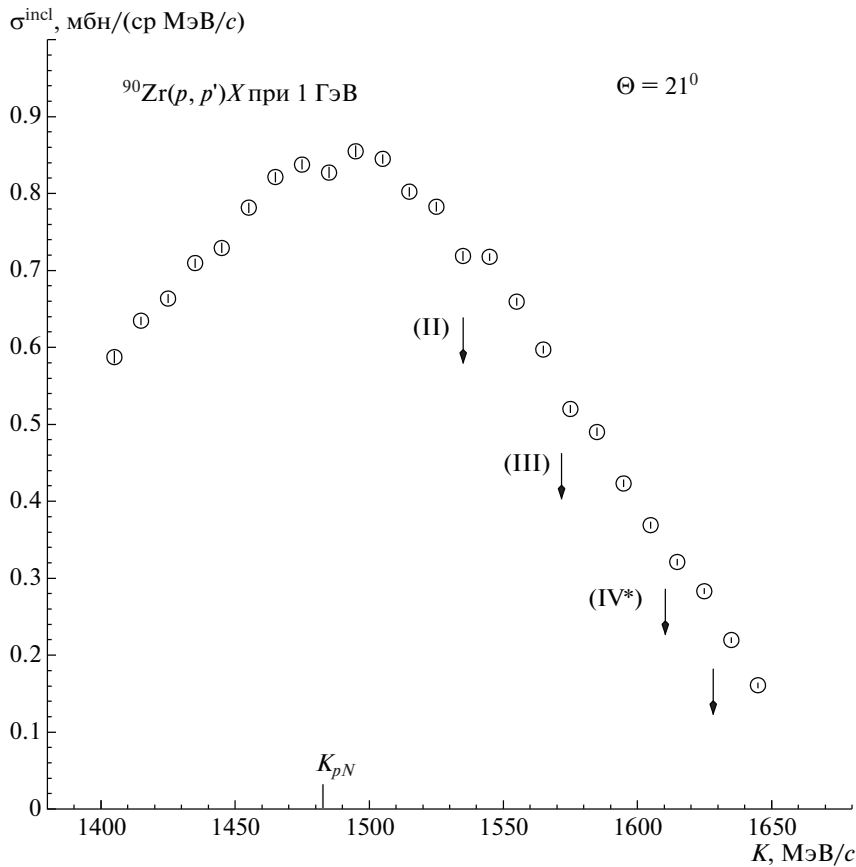


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для реакции ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$. Стрелка и стрелки с метками (II), (III), (IV*) определены в тексте.

ли, что отмеченное выше уменьшение поляризации в области $1410 < K < 1530$ МэВ/с может быть обусловлено неупругим рассеянием на двухнуклонной корреляции, приводящим к развалу ее на два нуклона [12]. Поляризация в этом процессе рассеяния, также как в квазиупругом рассеянии в интервале II (рис. 4 в работе [12]), может быть существенно меньше поляризации в квазиупругом рассеянии на некоррелируемых нуклонах ядра углерода (штриховая кривая на рис. 4 в [12]). В рамках модели короткодействующих корреляций [6] два нуклона, принадлежащих двухнуклонной корреляции (${}^2\text{H}$), имеют противоположно направленные импульсы, примерно одинаковой величины, близкие к импульсу Ферми, ~ 250 МэВ/с, соответствующему кинетической энергии нуклона ~ 35 МэВ. Импульс K'_2 на рис. 2 найден в кинематической программе для реакции ${}^9\text{Be}(p, p'{}^2\text{H}){}^7\text{Li}$ при энергии возбуждения остаточного ядра (${}^7\text{Li}$) ~ 70 МэВ, равной суммарной кинетической энергии нуклонов в покоящейся корреляции (${}^2\text{H}$). Импульс K'_2 смещен по отношению к импульсу K_2 (принадлежащему интервалу II) в сторону меньших

значений K . Импульсный интервал II', отмеченный отрезком точечной линии и охватывающий импульс K'_2 , определяется движением корреляции. Импульс K'_2 и интервал II' для реакции (p, p') с ядром ${}^{90}\text{Zr}$ приведены на рис. 3.

4. ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ НА ЯДРАХ

На рис. 6 и 7 представлены отношения сечений рассеяния $\eta(A/A') = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}(A) / \frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}(A')$ на исследованных ядрах (кружки) в зависимости от импульса вторичного протона K . A и A' на рис. 6 соответствуют ядрам ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^{12}\text{C}$ (${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$), а на рис. 7 соответствуют ядрам ${}^{90}\text{Zr}$ и ${}^9\text{Be}$.

При вычислении отношений $\eta(A/A')$ использовались сечения рассеяния на ядрах, полученные с учетом только статистических ошибок в относительных измерениях. Для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ использовались данные, приведенные в табл. 4 и 5. Данные для ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{56}\text{Fe}$

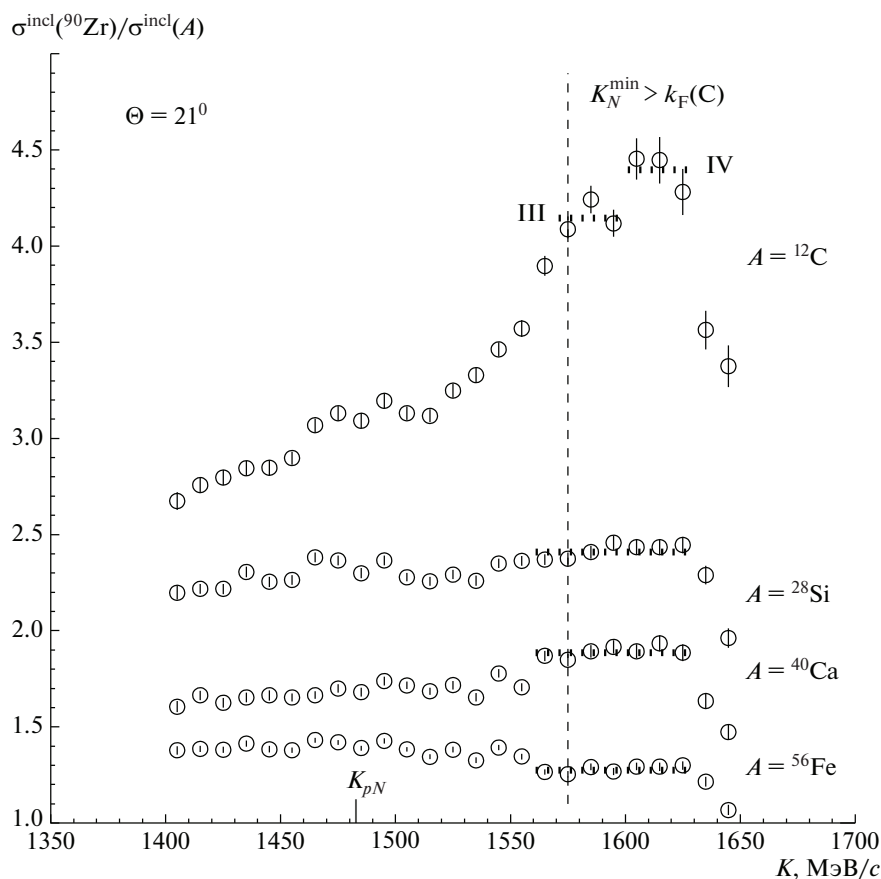


Рис. 6. Отношения сечений рассеяния (кружки) на ядрах ^{90}Zr и ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{56}Fe ($\eta(\text{Zr}/\text{C})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Si})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Ca})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Fe})$) в зависимости от импульса вторичного протона K . Вертикальная штриховая линия при $K = 1575$ МэВ/с отделяет область больших импульсов K , где минимальный импульс нуклонов в ядре ^{12}C , K_N^{min} , определенный в тексте, больше, чем импульс Ферми k_F для ядра углерода (~ 220 МэВ/с). Отрезки точечной линии соответствуют импульсным интервалам III, IV и $1560 < K < 1630$ МэВ/с, определенным в тексте. Импульс K_{pN} примерно отвечает максимуму квазиупругого pN -пика.

взяты из работы [4]. Относительные систематические ошибки ($\delta\eta/\eta(A/A')$) определения отношений $\eta(A/A')$, обусловленные систематическими неопределенностями нормировки сечений рассеяния на ядрах ^9Be и ^{90}Zr (см. текст выше), на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca [2], на ядрах ^{28}Si и ^{56}Fe [4], составляли $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{C}) = \pm 3.4\%$, $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Si}) = \pm 4.5\%$, $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Ca}) = \pm 4.6\%$, $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Fe}) = \pm 5.2\%$ (рис. 6), $\delta\eta/\eta(\text{Zr}/\text{Be}) = \pm 5.9\%$ (рис. 7).

На рис. 6 вертикальная штриховая линия при $K = 1575$ МэВ/с отделяет область больших импульсов рассеянных протонов K , где минимальный импульс нуклона K_N^{min} в ядре ^{12}C больше, чем импульс Ферми k_F для ядра углерода (~ 220 МэВ/с) [3, 4]. В этой области наблюдаются интервалы III и IV, в пределах которых величина отношения сечений $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ практически не зависит от импульса рассеянного протона K . Причем величина $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ в интервале IV несколько больше, чем

в интервале III. Заметим, что эти интервалы почти совпадают с импульсными интервалами III и IV, найденными при анализе экспериментальных данных по поляризации и сечениям в реакции с ядром углерода [2] и предположительно соответствующие упругому рассеянию в ядерной среде на трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях [2]. Подобная структура в отношении сечений $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ впервые наблюдалась в отношениях сечений $\eta(\text{Fe}/\text{C})$, $\eta(\text{Ca}/\text{C})$ и $\eta(\text{Si}/\text{C})$ [3, 4]. Согласно [6], обнаружение ступенчатого изменения величины отношения сечений является сильным указанием на доминирование рассеяния на нуклонных корреляциях. Анализ (e, e') -эксперимента [6] показывает, что ступенчатый рост отношения сечений рассеяния $\eta(\text{Fe}/\text{C})$ связан с несколько меньшей средней нуклонной плотностью ядра углерода по сравнению с ядром железа [3]. Не наблюдается ступенчатый рост отношений сечений рассеяния $\eta(\text{Zr}/\text{Si})$, $\eta(\text{Zr}/\text{Ca})$ и $\eta(\text{Zr}/\text{Fe})$ (рис. 6) в области

Таблица 4. Сечение реакции ${}^9\text{Be}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$
1405.1	0.1816 ± 0.0014	1495.0	0.2612 ± 0.0017	1584.9	0.0655 ± 0.0010
1415.1	0.1983 ± 0.0015	1505.0	0.2397 ± 0.0016	1594.9	0.0508 ± 0.0010
1425.1	0.2149 ± 0.0016	1514.9	0.2235 ± 0.0016	1605.0	0.0393 ± 0.0007
1435.0	0.2320 ± 0.0016	1524.9	0.1999 ± 0.0010	1615.0	0.0355 ± 0.0007
1445.1	0.2449 ± 0.0018	1534.9	0.1736 ± 0.0010	1625.0	0.0346 ± 0.0006
1455.0	0.2562 ± 0.0018	1544.9	0.1459 ± 0.0010	1634.9	0.0341 ± 0.0006
1465.0	0.2650 ± 0.0018	1554.9	0.1202 ± 0.0010	1644.8	0.0236 ± 0.0006
1475.0	0.2625 ± 0.0017	1564.9	0.0981 ± 0.0010		
1484.9	0.2586 ± 0.0018	1574.9	0.0800 ± 0.0010		

Таблица 5. Сечение реакции ${}^{90}\text{Zr}(p, p')X$ при 1 ГэВ под лабораторным углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$

$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$	$K, \text{МэВ}/c$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dK}, \text{мбн}/(\text{ср МэВ}/c)$
1405.0	0.5875 ± 0.0081	1495.0	0.8550 ± 0.0074	1584.9	0.4903 ± 0.0053
1415.0	0.6345 ± 0.0056	1505.0	0.8450 ± 0.0060	1594.9	0.4234 ± 0.0049
1425.0	0.6636 ± 0.0060	1515.0	0.8022 ± 0.0062	1604.9	0.3692 ± 0.0046
1435.0	0.7094 ± 0.0062	1525.0	0.7827 ± 0.0063	1614.9	0.3210 ± 0.0042
1445.1	0.7294 ± 0.0066	1535.0	0.7189 ± 0.0065	1624.9	0.2834 ± 0.0039
1455.1	0.7816 ± 0.0066	1544.9	0.7175 ± 0.0051	1634.9	0.2195 ± 0.0037
1465.0	0.8213 ± 0.0066	1555.0	0.6595 ± 0.0052	1644.9	0.1607 ± 0.0036
1475.0	0.8378 ± 0.0069	1565.0	0.5974 ± 0.0053		
1485.0	0.8274 ± 0.0074	1574.9	0.5200 ± 0.0054		

импульсов $K = 1560\text{--}1630 \text{ МэВ}/c$, охватывающей импульсные интервалы III и IV, проявившиеся в отношении $\eta(\text{Zr}/\text{C})$. В этой области мы видим только скейлинговое поведение отношений сечений рассеяния (величина отношения практически не зависит от импульса K), которое наблюдалось ранее в отношениях сечений $\eta(\text{Fe}/\text{Si})$, $\eta(\text{Fe}/\text{Ca})$ [3] и $\eta(\text{Ca}/\text{Si})$ [4]. Следуя сказанному выше, можно предположить, что уже в ядре ${}^{28}\text{Si}$ наступает насыщение ядерных сил и средняя нуклонная плотность в ядрах ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ почти одинакова.

В отличие от отношения сечений $\eta(\text{Zr}/\text{C})$ (рис. 6), в отношении сечений $\eta(\text{Zr}/\text{Be})$ на рис. 7 мы видим только узкий импульсный интервал IV, где величина $\eta(\text{Zr}/\text{Be})$ не зависит от импульса вторичного протона K . Этот интервал совпадает

с интервалом IV, найденным при анализе сечения рассеяния на ядре ${}^9\text{Be}$ (рис. 1). В импульсном интервале III (рис. 7) величина отношения $\eta(\text{Zr}/\text{Be})$ сильно зависит от импульса K . Правая вертикальная ось на рис. 7 соответствует вычисленному среднему значению минимального импульса (K_N^{min}) ядерного нуклона при заданном импульсе рассеянного протона K [3, 4]. Величина K_N^{min} зависит от энергии связи ядерных нуклонов. Сплошные кривые на рисунке с метками 2 и 1 — это результат вычисления импульса K_N^{min} при квазиупругом рассеянии соответственно на нейтроне ядра ${}^9\text{Be}$ с очень малой энергией связи и на остальных нуклонах ядра с большей энергией связи [7]. Горизонтальная штриховая линия отвечает равенству импульса K_N^{min} и импульса Ферми k_F для ядра

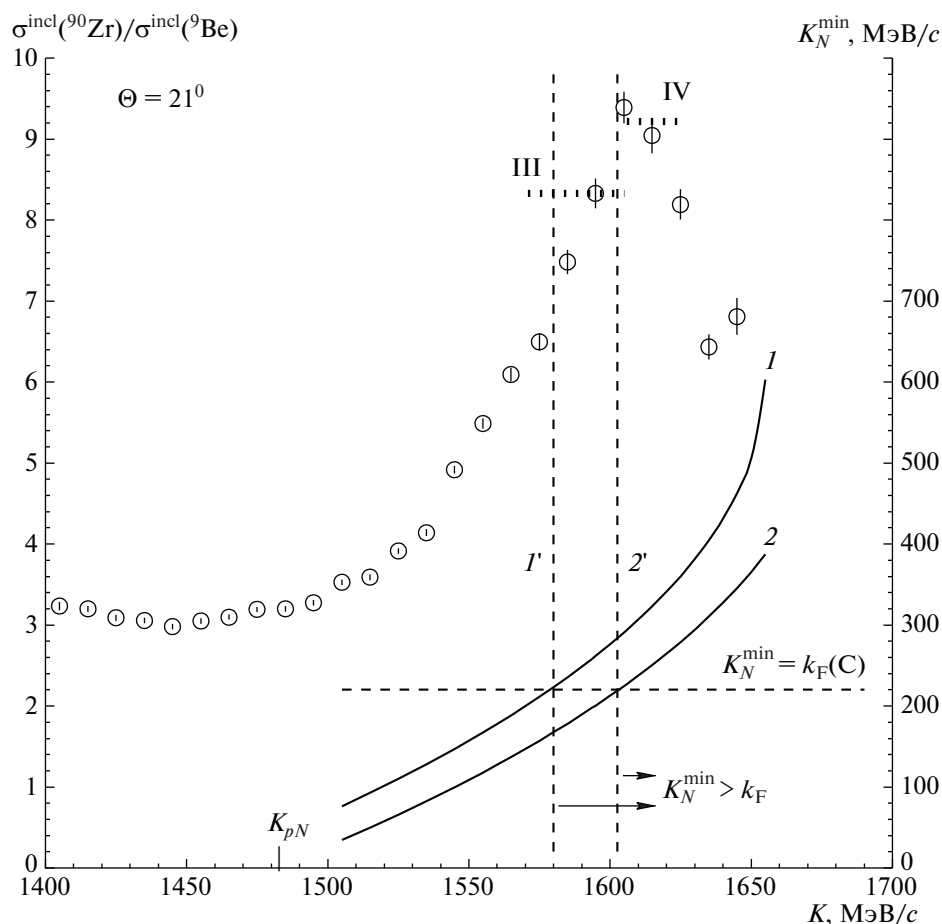


Рис. 7. Отношение сечений рассеяния (кружки) на ядрах ^{90}Zr и ^9Be ($\eta(\text{Zr/Be})$) в зависимости от импульса вторичного протона K . Сплошные кривые с метками 2 и 1 отвечают результатам расчета минимального импульса K_N^{min} , определенно-го в тексте, соответственно для квазиупругого рассеяния на слабосвязанном нейтроне ядра ^9Be [7] и на других нуклонах этого ядра. Горизонтальная штриховая линия отвечает случаю, когда вычисленные импульсы K_N^{min} равны импульсу Ферми $k_F(\text{C})$ для ядра углерода. Вертикальные штриховые линии с метками 1' и 2' соответственно при $K = 1580$ МэВ/с и $K \approx 1600$ МэВ/с отделяют области импульсов вторичных протонов, где $K_N^{\text{min}} > k_F$. Отрезки точечной линии с метками III, IV и импульс K_{pN} означают то же, что и на рис. 6.

^9Be в приближении, что последний равен импульсу Ферми для ядра углерода $k_F(\text{C})$ (~ 220 МэВ/с). Вертикальные штриховые линии с метками 2' и 1' указывают на области $K > \sim 1600$ МэВ/с и $K > > 1580$ МэВ/с, где импульс K_N^{min} при квазиупругом рассеянии соответственно на слабосвязанном нейтроне ядра ^9Be и на остальных нуклонах этого ядра превышает импульс Ферми. Анализ данных, приведенных на рис. 7, позволяет предположить, что причиной отмеченной выше неоднородности отношения сечений $\eta(\text{Zr/Be})$ в импульсном интервале III может быть существенный вклад от квазиупругого рассеяния на нейтроне ядра ^9Be с малой энергией связи.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поляризация вторичных протонов в неупругой (p, p')-реакции с ядрами ^9Be , ^{90}Zr и дифференциальные сечения этих реакций измерены при энергии протонного пучка 1 ГэВ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$. Данные получены в широком диапазоне импульсов рассеянных протонов K , охватывающем область квазиупругого pN -пика и область больших импульсов ($K > 1530$ МэВ/с), включающей широкий пик возбуждения ядра ^9Be .

Также как при исследовании ядер ^{12}C и ^{40}Ca [2], и ядер ^{28}Si и ^{56}Fe [4] в области $K > 1530$ МэВ/с наблюдается структура в поляризации рассеянных протонов и сечениях рассеяния на ядрах ^9Be и ^{90}Zr . Эта структура, возможно, связана с квазиупругим

рассеянием протонов на ядерных двухнуклонных, трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях.

Обнаружено отличие импульсных распределений отношения сечений рассеяния на ядрах ^{90}Zr и ^{12}C и на ядрах ^{90}Zr и ^9Be .

Авторы благодарны сотрудникам ускорителя ПИЯФ за стабильный протонный пучок с энергией 1 ГэВ. Авторам хотелось бы выразить также признательность А.А. Воробьеву и С.Л. Белостоцкому за их поддержку и плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O. V. Miklukho, A. Yu. Kisselev, G. M. Amalsky, V. A. Andreev, G. E. Gavrilov, A. A. Izotov, N. G. Kozlenko, P. V. Kravchenko, M. P. Levchenko, D. V. Novinskiy, A. N. Prokofiev, A. V. Shvedchikov, S. I. Trush, and A. A. Zhdanov, Письма в ЖЭТФ **102**, 15 (2015) [JETP Lett. **102**, 11 (2015)].
2. О. В. Миклухо, А. Ю. Киселев, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, Г. Е. Гаврилов, А. А. Жданов, А. А. Изотов, Н. Г. Козленко, П. В. Кравченко, М. П. Левченко, Д. В. Новинский, А. Н. Прокофьев, А. В. Шведчиков, С. И. Труш, ЯФ **80**, 175 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 299 (2017)].
3. O. V. Miklukho, A. Yu. Kisselev, G. M. Amalsky, V. A. Andreev, G. E. Gavrilov, D. S. Ilyin, A. A. Izotov, P. V. Kravchenko, D. A. Maysuzenko, V. I. Murzin, A. N. Prokofiev, A. V. Shvedchikov, S. I. Trush, and A. A. Zhdanov, Письма в ЖЭТФ **106**, 63 (2017) [JETP Letters **106**, 69 (2017)].
4. О. В. Миклухо, А. Ю. Киселев, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, Г. Е. Гаврилов, А. А. Жданов, А. А. Изотов, Д. С. Ильин, П. В. Кравченко, Д. А. Майсузенко, В. И. Мурзин, А. Н. Прокофьев, А. В. Шведчиков, С. И. Труш, ЯФ **81**, 304 (2018) [Phys. At. Nucl. **80**, 320 (2018)].
5. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957) [Sov. Phys. JETP **6**, 995 (1958)].
6. K. S. Egiyan, N. B. Dashyan, M. M. Sargsian, M. I. Strikman, L. B. Weinstein, G. Adams, P. Ambrozewicz, M. Anghinolfi, B. Asavapibhop, G. Asryan, H. Avakian, H. Baghdasaryan, N. Baillie, J. P. Ball, N. A. Baltzell, V. Batourine, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 082501 (2006).
7. С. Л. Белостоцкий, С. С. Волков, А. А. Воробьев, Ю. В. Доценко, Л. Г. Кудин, Н. П. Куропаткин, О. В. Миклухо, В. Н. Никулин, О. Е. Прокофьев, ЯФ **41**, 1425 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 903 (1985)].
8. О. В. Миклухо, Г. М. Амальский, В. А. Андреев, С. Л. Белостоцкий, Д. О. Веретенников, Ю. В. Елкин, А. А. Жданов, А. А. Изотов, А. Ю. Киселев, А. И. Ковалев, Л. М. Коченда, М. П. Левченко, Т. Норо, А. Н. Прокофьев, Д. А. Прокофьев, Х. Сакагучи и др., ЯФ **69**, 474 (2006) [Phys. At. Nucl. **69**, 452 (2006)].
9. V. A. Andreev, M. N. Andronenko, G. M. Amalsky, S. L. Belostoski, O. A. Domchenkov, O. Ya. Fedorov, K. Hatanaka, A. A. Izotov, A. A. Jgoun, J. Kamiya, A. Yu. Kisselev, M. A. Kopytin, O. V. Miklukho, Yu. G. Naryshkin, T. Noro, E. Obayashi, *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 024604 (2004).
10. C. J. Horowitz and M. J. Iqbal, Phys. Rev. C **33**, 2059 (1986).
11. R. D. Smith and S. J. Wallace, Phys. Rev. C **32**, 1654 (1985).
12. O. V. Miklukho, A. Yu. Kisselev, G. M. Amalsky, V. A. Andreev, G. E. Gavrilov, D. S. Ilyin, A. A. Izotov, N. G. Kozlenko, P. V. Kravchenko, M. P. Levchenko, D. V. Novinskiy, D. A. Maysuzenko, V. I. Murzin, A. N. Prokofiev, A. V. Shvedchikov, S. I. Trush, and A. A. Zhdanov, J. Phys.: Conf. Ser. **938**, 012013 (2017).

STUDY OF INELASTIC $A(p, p')$ X REACTION WITH ^9Be AND ^{90}Zr NUCLEI AT 1 GeV

O. V. Miklukho¹⁾, A. Yu. Kisselev¹⁾, G. M. Amalsky¹⁾, V. A. Andreev¹⁾, S. G. Barsov¹⁾, G. E. Gavrilov¹⁾, D. S. Ilyin¹⁾, A. A. Izotov¹⁾, N. G. Kozlenko¹⁾, P. V. Kravchenko¹⁾, D. A. Maysuzenko¹⁾, V. I. Murzin¹⁾, D. V. Novinskiy¹⁾, A. V. Shvedchikov¹⁾, A. A. Zhdanov¹⁾

¹⁾ National Research Centre "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

The secondary proton polarization and differential cross sections of the (p, p') inelastic reaction on nuclei ^9Be and ^{90}Zr at the initial proton energy of 1 GeV were measured over a wide range of the scattered proton momenta at a laboratory angle of $\Theta = 21^\circ$. Scattered protons were detected by means of the magnetic spectrometer equipped with a polarimeter based on multiwire proportional chambers and carbon analyzer. A structure in the polarization and cross section data, related probably to the quasielastic scattering off nucleon correlations in the ^9Be and ^{90}Zr nuclei, was observed as earlier in the same data for the ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca , and ^{56}Fe nuclei. A difference in the momentum distributions of the scattering cross section ratios for the ^{90}Zr and ^{12}C nuclei and for the ^{90}Zr and ^9Be nuclei was observed.

ПОИСК ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ И ОПЕРЕЖАЮЩИХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С АТМОСФЕРОЙ В ПОТОКЕ МЮОНОВ ШАЛ НА УСТАНОВКЕ ШАЛ МГУ

© 2020 г. Г. К. Гарипов^{1)*}, А. А. Силаев¹⁾

Поступила в редакцию 05.08.2019 г.; после доработки 23.09.2019 г.; принята к публикации 23.09.2019 г.

Приводятся результаты изучения временных распределений частиц с энергией более 5 ГэВ в широких атмосферных ливнях с энергиями, превышающими 10^{15} эВ, на расстояниях менее 200 м от оси ШАЛ с целью поиска запаздывающих и опережающих новых частиц, которые могут возникать при взаимодействиях первичных космических лучей с атмосферой, на установке ШАЛ МГУ. Исследования проводились с помощью неэкранированного детектора, расположенного на поверхности земли, и подземного детектора, экранированного слоем грунта, эквивалентного 20 м водного столба. Показано, что запаздывающие частицы, имеющие время задержки в интервале от 100 до 300 нс со спадающим по экспоненте законом временного распределения с показателем, равным 120 нс, обладают большей ионизационной способностью, чем релятивистские мюоны. Поток таких частиц ослабляется слоем грунта, разделяющим детекторы, примерно в 30 раз. Отмечено, что частицы, движущиеся впереди диска ШАЛ, в настоящей работе не обнаружены. Обсуждаются свойства задержанных частиц. Рассмотрены особенности калибровок и вспомогательных экспериментов, подтверждающие данные измерений.

DOI: 10.31857/S0044002720020105

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к исследованиям временных распределений частиц, возникающих в ШАЛ, вызывается тем, что взаимодействия частиц происходят при сверхвысоких энергиях, вследствие которых могут рождаться новые частицы.

Частицы ШАЛ образуют диск частиц, в основном электронов и мюонов, скорость которого близка к скорости света.

Если в результате взаимодействия первичной космической частицы с атмосферой рождаются частицы, скорость которых будет меньше скорости света, то такие частицы, а также продукты их взаимодействия с атмосферой придут на уровень наблюдения с задержкой по времени относительно частиц диска ШАЛ.

В случае, если при взаимодействии появится частица, способная двигаться со скоростью, превышающей скорость света, то из-за высокой скорости продукты ее взаимодействия с атмосферой придут на уровень наблюдения раньше, чем частицы ШАЛ.

Частицы ШАЛ движутся компактной группой, в виде диска, толщина которого в районе оси составляет несколько метров, а разброс времен прихода между частицами такой группы не превышает нескольких наносекунд. Таким образом, с помощью современной аппаратуры с наносекундным временным разрешением на малых расстояниях до оси ШАЛ можно выделить сигналы от запаздывающих и опережающих частиц, время отклонения которых от момента прихода частиц диска ШАЛ превышает несколько наносекунд.

На практике задача существенно усложняется, поскольку, кроме отмеченных выше релятивистских электронов и мюонов, в обычных ШАЛ образуются в относительно небольших количествах и нерелятивистские протоны, нейтроны, электроны и мюоны, скорость которых значительно меньше скорости света. Частицы нерелятивистских энергий отстают от основных частиц диска ШАЛ и имеют повышенную ионизацию в пластике детектора из-за своей низкой скорости. Сигналы от таких частиц в сцинтилляционном детекторе, которые в основном используются для изучения временных распределений частиц, не различаются ни по амплитуде, ни по длительности, ни по времени задержки времени прихода на уровень наблюдения относительно диска ШАЛ. В силу отмеченных при-

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

*E-mail: ggkmsu@yandex.ru

чин, несмотря на многочисленные экспериментальные работы, непротиворечивого ответа о природе задержанных частиц не получено.

Действительно, по поводу таких частиц высказываются самые противоречивые суждения [1–8].

Например, в работе [2] исследовались временные распределения частиц в ШАЛ при регистрации осциллограмм сигналов с неэкранированного сцинтилляционного детектора. На некоторых осциллограммах наблюдались сигналы, время запаздывания которых превышало ожидаемое время прихода частиц диска ШАЛ. Авторами этой работы было высказано предположение, что задержанные сигналы можно объяснить существованием гипотетических тяжелых частиц, которые рождаются при взаимодействии космических лучей с воздухом. Скорость таких частиц меньше скорости света из-за большой массы, вследствие чего эти частицы либо продукты их взаимодействия с атмосферой достигают поверхности земли с задержкой относительно более легких релятивистских частиц, образующих ливневой диск.

Но есть и другие мнения, так, например, в работе [3] измерялись временные интервалы между сигналами, поступающими с сцинтилляционных детекторов, находящихся в различных слоях адронного калориметра при регистрации ШАЛ. В этой работе также наблюдались запаздывающие сигналы, которые, по мнению авторов этой работы, можно объяснить тем, что в эксперименте были зарегистрированы нерелятивистские адроны, в основном протоны и нейтроны малых энергий. Такие частицы рождаются в атмосфере и отстают от фронта ШАЛ из-за своей скорости, а в сцинтилляционном детекторе вызывают сигналы, похожие на ожидаемые сигналы от новых частиц. Основная задача настоящей работы — выявить свойства сигналов от запаздывающих частиц, которые отличаются от свойств частиц, образующих обычные ШАЛ.

Интересно отметить, что при изучении запаздывающих частиц на установке ШАЛ МГУ с помощью неэкранированного сцинтилляционного детектора были получены также противоположные выводы. Так, в работе [4] сделано предположение, что ливень запаздывающих частиц вызван первичной тяжелой частицей, возникшей при взаимодействии первичных космических лучей с атмосферой. А в работе [5], выполненной несколько позже, делается противоположное заключение и утверждается, что задержанные сигналы можно объяснить флуктуацией числа нерелятивистских адронов, достигающих уровня наблюдения, скорость которых меньше скорости диска ШАЛ.

Тем не менее, в более поздней работе [6], выполненной в ФИАН, подтвердились выводы работы [4] о том, что задержанные сигналы вызваны частицами, возникшими при взаимодействии частиц

сверхвысоких энергий с атмосферой, в результате которого возникает ливень запаздывающих частиц, отстающих от диска ШАЛ. В этой работе высказываются два предложения о природе возникновения ливня задержанных частиц. Согласно первому они могут образовываться множеством малоэнергичных адронов, возникших при освобождении кварк-глюонной плазмы. Согласно второму — вследствие возникновения тахиона при первом взаимодействии космических лучей с атмосферой.

Предположение возникновения в первом взаимодействии одиночной тяжелой частицы, которая может инициировать ливень задержанных частиц, авторами этой работы отрицается.

Как видно из приведенных примеров, несмотря на то что исследования временной структуры частиц в ШАЛ проводятся на протяжении нескольких десятилетий, существуют прямо противоположные мнения о природе запаздывающих частиц, что, главным образом, определяется недостатком экспериментальных данных, полученных при изучении космических лучей, и данных, полученных на ускорителях, а также теоретические работы, способствующие выработке однозначного суждения. Поэтому для выбора правильного ответа требуются дальнейшие исследования с применением более совершенных методик, например, методика эксперимента должна исключать влияние нерелятивистских протонов и нейтронов малых энергий, возникающих в ШАЛ, на данные наблюдений.

Отметим также, что в одной из наиболее ранних работ, выполненной на установке Вулкано Ренч, изучались осциллограммы сигналов сцинтилляционного детектора на расстояниях более 1 км от оси ШАЛ [7]. В этой работе также указывается, что задержанные сигналы, вызванные частицами, отстающими на микросекунды от частиц, образующих диск ШАЛ, можно объяснить тривиально медленными нейтронами, но амплитуда импульса их сигналов в детекторе противоречит такому объяснению. До настоящего времени однозначного ответа на этот вопрос не существует. Из этой работы также следует, что полученных амплитудно-временных данных измерений сигналов в сцинтилляционном детекторе недостаточно для окончательных выводов.

Таким образом, несмотря на многолетние исследования, до настоящего времени отсутствуют экспериментальные данные, позволяющие сделать выбор в пользу одного из рассматриваемых предположений или, по крайней мере, исключить возможную имитацию сигналов запаздывающих новых частиц нерелятивистскими протонами и нейтронами, образующимися в ШАЛ.

В России в разные годы подобные исследования проводились на установке ШАЛ МГУ, расположенной на уровне моря, и сотрудниками ФИАН на

Тянь-Шане на высоте гор. Исследования проводились с помощью детекторов, расположенных как на поверхности земли, так и с помощью детекторов, расположенных под слоем грунта. На Тянь-Шане для регистрации сигналов с помощью неэкранированного детектора [6] использовались цифровые осциллографы, а для исследования временных распределений частиц с помощью экранированного детектора — цифровые измерители временных интервалов [8]. На установке ШАЛ МГУ в этой работе для синхронной регистрации сигналов с экранированного и неэкранированного детекторов, установленных в центре установки, использовался двухлучевой аналоговый запоминающий осциллограф, кроме того, с целью повышения временного разрешения для изучения временных распределений мюонов в диске ШАЛ временные интервалы между мюонами регистрировались с помощью цифровых измерителей временных интервалов [1]. Достоинством цифрового метода является то, что временные интервалы измеряются между фронтами импульсов сигналов от частиц, попавших в детектор, что позволяет достичь максимального временного разрешения в измерениях.

Отметим, что временное распределение запаздывающих проникающих частиц, полученное в работе [8] на высоте гор, совпадает с временным распределением частиц для неэкранированного детектора, полученным в работе [1] на уровне моря. Это указывает на то, что временное распределение запаздывающих частиц не зависит от высоты максимума числа частиц в ШАЛ от детектора.

Тем не менее, преимущество регистрации сигналов от опережающих и запаздывающих частиц с помощью осциллографа объясняется тем, что регистрируется осциллограмма сигнала, что позволяет в исследуемом временном интервале отличать полезные сигналы от импульсов, вызванных помехами. В цифровых измерителях временных интервалов сигналы не распознаются по форме импульса. В этом случае временные интервалы измеряются не только для сигналов, вызванных частицами с заданными параметрами, но и для шумовых сигналов, включая импульсы, вызванные флуктуациями тока ФЭУ или электромагнитными помехами. При этом возникают ложные временные интервалы, имитирующие регистрацию запаздывающих и опережающих частиц, особенно в случае, если частота возникновения шумовых импульсов сравнима с частотой реальных событий. Что является источником неопределенности. Кроме этого, при таких методах происходит преобразование сигналов в цифровой код за время более длительное, чем интервал измерения, что повышает вероятность нарушения логики управления цифровой электроники при случайном следовании сигналов, поступающих с детектора, время появления которых не совпадает с импульсами синхронизации

опорного генератора преобразователя временных интервалов.

В отмеченных выше работах, исходя из данных измерений, также не получалось экспериментально исключить имитацию запаздывающих частиц нерелятивистскими протонами и нейтронами, возникающими в ШАЛ, хотя данные математического моделирования эксперимента позволяли утверждать, что, по крайней мере, регистрация нерелятивистских нейтронов и протонов маловероятна [9].

Основным достоинством данной работы является то, что распределение времен прихода частиц изучалось одновременно с помощью неэкранированного детектора, расположенного на поверхности земли, и детектора, экранированного слоем грунта, синхронно с помощью двухлучевого аналогового осциллографа в реальном времени. В этом случае развертки осциллографа запускались одновременно, что позволило улучшить точность временных измерений и уменьшить уровень шума, характерного для цифровой электроники при регистрации сигналов, возникающих случайно во времени.

Также отметим, что в этом эксперименте опережающих частиц не обнаружено, поэтому в настоящей работе, в основном, рассматриваются сигналы в сцинтилляционном детекторе, вызванные задержанными частицами, но приведено описание аппаратуры, которая позволяла регистрировать как задержанные, так и опережающие частицы.

СТАТИСТИКА ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ СОБЫТИЙ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ ЗАДЕРЖАННЫХ ЧАСТИЦ

В рассматриваемом эксперименте за 1000 ч наблюдений на установке ШАЛ МГУ было зарегистрировано около 35×10^3 осциллограмм ШАЛ с энергией более 10^{15} эВ, в которых регистрировались временные распределения частиц в ШАЛ. Наблюдения проводились с 1986 г. по 1990 г. сеансами по несколько сотен часов ежегодно, в основном в ночное время. При этом в 1.2×10^3 случаях запаздывающие частицы наблюдались с помощью неэкранированного детектора (вероятность наблюдения $P_{\Delta 1} = 1.2 \times 10^3 / 35 \times 10^3 \approx 0.034$ в случае, если вероятность не зависит от особенностей ШАЛ), а в 36 случаях наблюдались проникающие запаздывающие частицы с помощью экранированного детектора, энергия которых превышала 5 ГэВ (вероятность наблюдения $P_{\Delta 2} = 36 / 35 \times 10^3 \approx 0.001$). При этом в пяти случаях запаздывающие частицы наблюдались одновременно и в неэкранированном, и в экранированном детекторе во временном интервале длительностью 300 нс (вероятность наблюдения $P_{\Delta 2} = 5 / 35 \times 10^3 \approx 1.4 \times 10^{-4}$). Отметим, что в работах [4]

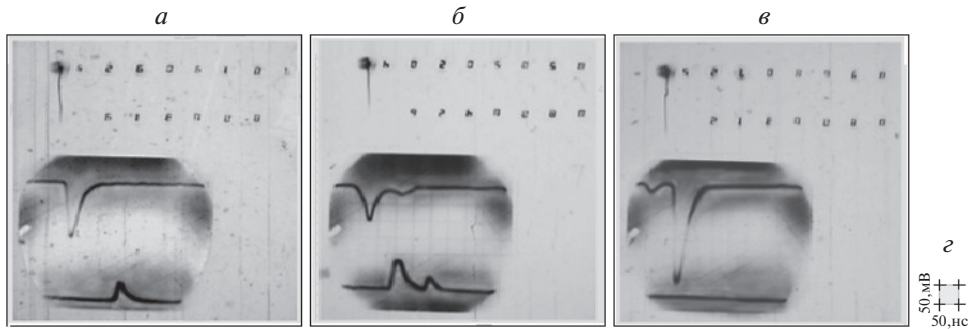


Рис. 1. Примеры регистрации осциллограмм сигналов временных распределений, в основном электронов (верхний луч) и мюонов (нижний луч) на расстояниях менее 200 м от оси ШАЛ: *a* — пример регистрации сигнала от обычного ШАЛ с параметрами $R = 20$, $n_e = 29$, $N_e = 6.9 \times 10^4$; *b* — пример регистрации задержанных сигналов незранированным детектором и детектором, расположенным под слоем грунта в ШАЛ, с параметрами $R \approx 30$, $n_e \approx 23$, $N_e \approx 4.6 \times 10^4$, первый импульс на развертке — сигнал от частиц диска ШАЛ, второй импульс на развертке — сигнал от задержанной частицы; *в* — пример регистрации сигнала от частицы фона космических лучей, попавшей в незранированный детектор перед ШАЛ с параметрами $R \approx 15$, $n_e \approx 40$, $N_e \approx 1.1 \times 10^5$; *z* — шкала экрана осциллографа по вертикали и горизонтали.

и [5] для этих же ШАЛ наблюдалось 1.1×10^2 случаев, когда в том же временном интервале запаздывающие частицы одновременно с незранированным детектором регистрировались и в дополнительном детекторе с площадью, также равной 4 м^2 , установленном на поверхности земли на расстоянии 22.5 м от центра установки ШАЛ МГУ. Также отметим, что в этих работах была измерена средняя амплитуда сигнала от запаздывающих частиц в детекторе, которая превышала амплитуду от одного релятивистского мюона примерно в 1.7 раза. Скорость счета одиночных частиц фона космических лучей экранированного и незранированных детекторов составляла около 800 Гц, при этом ожидается, что число случайных попаданий этих частиц при регистрации ШАЛ за время измерений не превышает семи случаев. Вероятность наблюдения в одном ШАЛ задержанных частиц с помощью незранированного и экранированного детекторов $P_{\Delta 1} \times P_{\Delta 2} = 0.34 \times 10^{-4}$. Вероятность наблюдения этих сигналов в случае их возникновения из-за фона космических лучей составит $(7/35 \times 10^3)^2 \approx 0.4 \times 10^{-7}$. Интересно также отметить, что исходя из статистики наблюдения задержанных частиц с помощью двух незранированных детекторов, можно оценить и вероятность появления ШАЛ, в которых можно наблюдать задержанные частицы. Действительно, пусть вероятность попадания задержанной частицы в один детектор равна P_{Δ} , а вероятность появления ШАЛ, в которых возникают задержанные частицы, — P_{EAS} . Тогда вероятность зарегистрировать с помощью установки ШАЛ задержанные частицы одним детектором равна $P_{\Delta} \times P_{EAS}$, вероятность в этом же ШАЛ зарегистрировать задержанную частицу с помощью дополнительного детектора равна $P_{\Delta}^2 \times P_{EAS}$. Подставляя приведенные вы-

ше цифры в эти соотношения, получим: $P_{\Delta} \times P_{EAS} = 1.2 \times 10^3 / 35 \times 10^3 = 3.4 \times 10^{-2}$; $P_{\Delta}^2 \times P_{EAS} = 1.1 \times 10^2 / 35 \times 10^3 = 3.1 \times 10^{-3}$, решая эту систему уравнений, получим $P_{\Delta} = 0.034 / 3.1 \times 10^{-3} = 1.1 \times 10^{-3}$, $P_{EAS} \approx 1.1 \times 10^{-3} / 0.034 = 0.3$. Таким образом, видно, что примерно в 30% ливней, зарегистрированных установкой ШАЛ МГУ, возникали задержанные частицы.

ПРИМЕРЫ ОСЦИЛЛОГРАММ СИГНАЛОВ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ДЕТЕКТОРОМ

Как уже отмечалось, в настоящей работе с целью исключения имитации сигналов запаздывающих частиц нерелятивистскими протонами и нейтронами, а также электронами и мюонами малых энергий, образующихся в ШАЛ, амплитудные и временные распределения частиц изучались с помощью экранированного сцинтилляционного детектора площадью 5 м^2 , расположенного под слоем грунта эквивалентного 20 м водяного столба.

Также синхронно с сигналами этого детектора в тех же временных интервалах регистрировались сигналы с помощью незранированного сцинтилляционного детектора площадью 4 м^2 , расположенного на поверхности земли. Толщина пластика детекторов составляла 5 см. Амплитуда сигнала от одной частицы с детектора соответствовала ионизационным потерям частицы, равным приблизительно 10 МэВ. Оба детектора располагались в центре установки ШАЛ МГУ.

Сигналы на фотопленку фотографировались с экрана дулучевого запоминающего аналогового осциллографа С8-14. На рис. 1*a* приведен пример осциллограммы сигнала при регистрации типичного ШАЛ. Для удобства сигнал отрицательной

поляжности с неэкранированного детектора регистрировался с помощью луча, расположенного в верхней части экрана осциллографа. Синхронно с ним сигнал с экранированного детектора положительной поляжности регистрировался с помощью нижнего луча. Длина развертки обоих лучей позволяла наблюдать распределение частиц в интервале около 500 нс при регистрации события на установке ШАЛ МГУ. Причем технические характеристики были выбраны так, что для неэкранированного детектора в начале развертки луча осциллографа во временном интервале длительностью примерно 100 нс можно было наблюдать опережающие частицы, затем в течение 300 нс запаздывающие частицы относительно импульса, вызванного частицами диска ШАЛ. Соответственно при запуске развертки осциллографа синхронно с экранированного детектора в начале развертки луча осциллографа в интервале 200 нс можно было наблюдать опережающие проникающие частицы, затем в течение примерно 300 нс запаздывающие проникающие частицы.

Запуск развертки осциллографа осуществлялся от ШАЛ при четырехкратных совпадениях сигналов с четырех равных частей площадью 1 м^2 неэкранированного детектора. При этом частота запуска осциллографа составляла примерно 4 раза в минуту. Частота совпадений импульсов запуска осциллографа и импульсов запуска установки ШАЛ МГУ около 35 раз в час. После запуска развертки осциллографа осциллограмма сигнала запоминалась на полсекунды на экране осциллографа на время, достаточное для фотографирования изображения осциллограммы с помощью фоторегистратора, который запускался при совпадении запуска развертки осциллографа и импульса запуска установки ШАЛ МГУ. С целью возможности наблюдения сигналов опережающих частиц сигналы с детекторов на вход осциллографа подавались через кабель связи с временем задержки 180 нс. Для экранированного детектора, находящегося в подземном помещении, возникала еще дополнительная задержка длительностью около 70 нс, вызванная полетным временем мюонов к экранированному детектору относительно поверхности земли. Время задержки синхроимпульса осциллографа относительно момента появления ШАЛ определялось временем выработки импульса совпадения сигналов в четырех равных частях неэкранированного детектора, не превышало 50 нс. Таким образом, развертка осциллографа запускалась раньше момента времени прихода сигнала с детектора примерно на 100 нс относительно появления сигнала с неэкранированного детектора и примерно на 200 нс раньше появления сигнала с экранированного детектора, что позволяло в этом

временном интервале наблюдать сигналы от опережающих частиц. В оставшемся временном интервале длительностью около 300 нс наблюдались запаздывающие частицы, следующие за сигналом от частиц диска ШАЛ. Вместе с осциллограммой сигнала на фотопленку фотографировалось цифровое табло с информацией, содержащей номер события, дату и время, включенное параллельно с информационным табло установки ШАЛ МГУ.

В рассмотренном выше примере представлена типичная осциллограмма сигнала, подобные импульсы на установке ШАЛ МГУ регистрировались в большинстве случаев. Как видно из рисунка, в большинстве ШАЛ на малых расстояниях от оси осциллограммы для экранированного и неэкранированного детекторов выглядят в виде одиночных импульсов, длительность которых существенно меньше длительности развертки.

На рис. 1б приведен пример наблюдения запаздывающих частиц одновременно на двух развертках осциллографа, первый импульс на верхней и нижней развертках — это сигнал от частиц диска ШАЛ, второй импульс — от запаздывающей частицы, причем времена задержки частиц относительно первого импульса совпадают по времени. В этом редком случае задержанный сигнал отстает относительно диска ШАЛ на время около 120 нс и для неэкранированного детектора, и для экранированного детектора.

На рис. 1в представлен пример наблюдения сигнала одиночной частицы фона космических лучей (первый импульс на верхней развертке), попавшей в детектор, имитирующей сигнал от опережающей частицы при регистрации ШАЛ (второй импульс на верхней развертке).

Точность измерений временных интервалов в приведенных примерах определяется толщиной луча развертки осциллографа, временем нарастания сигнала и составляет около 10 нс. Над осциллограммами расположены числа цифрового табло, указывающие дату, номер события, зарегистрированного установкой ШАЛ МГУ, и московское время. На рис. 1г показана цена делений шкалы экрана осциллографа. В подписи к рисунку для каждой осциллограммы указано расстояние до оси — R , полное число частиц в ШАЛ — N_e и число частиц, попавших в верхний детектор — n_e .

Разрешение детектора позволяло наблюдать тонкую структуру временного распределения частиц в диске ШАЛ на расстояниях более 200 м до его оси. На расстояниях менее 200 м от оси временное разрешение детектора было недостаточным для наблюдения тонкой временной структуры частиц ШАЛ, которая сливалась в один импульс без видимой структуры. Тем не менее, и в этом случае можно определять число частиц в импульсе, расстояния до оси и число частиц в

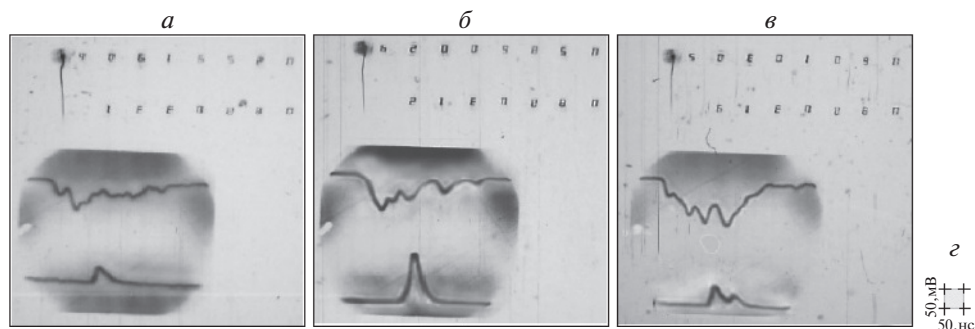


Рис. 2. Примеры осциллограмм регистрации сигналов частиц диска ШАЛ (верхний луч) и мюонов (нижний луч) на расстояниях более 200 м от оси ШАЛ. Видно, что временное распределение мюонов значительно уже, чем частиц ШАЛ, достигших уровня наблюдения. Примеры осциллограммы ШАЛ с параметрами: *a* — $R = 442$, $n_e = 22$, $N_e = 8.2 \times 10^7$; *б* — $R = 275$, $n_e = 30$, $N_e = 6.2 \times 10^6$; *в* — $R = 220$; $n_e = 28$; $N_e = 1.7 \times 10^8$. *з* — Шкала экрана осциллографа по вертикали и горизонтали.

ливне, поскольку длительность сигнала связана с расстоянием до оси, а площадь под импульсом с числом частиц, попавших в детектор, и энергией ШАЛ. На рис. 2 приведены примеры регистрации временных распределений на расстояниях более 200 м от оси ШАЛ.

Как видно из рисунка, временное распределение частиц, образующих диск ливня, значительно шире, чем мюонов, сигналы от которых видны на нижней развертке. Более широкое распределение времен прихода частиц ливня объясняется рассеиванием траекторий движения электронов в атмосфере. В отличие от электронов, мюоны в атмосфере движутся практически прямолинейно и поэтому имеют существенно меньший разброс времен прихода на уровень наблюдения.

КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ

Калибровка сцинтилляционных детекторов производилась при регистрации широких атмосферных ливней установкой ШАЛ МГУ. При регистрации ШАЛ импульсы от мюонов наблюдались менее чем на одной третьей части осциллограмм. В этом случае, в основном, регистрировались сигналы от одиночных мюонов, поскольку вероятность попадания в детектор двух мюонов от ШАЛ не превышала 10%. Это позволяло измерять амплитуду сигнала, вызванного ионизацией от одной релятивистской однозарядной частицы, и контролировать стабильность работы детектора непосредственно во время эксперимента.

Калибровка и измерение числа частиц, попавших в неэкранированный детектор, производилась с помощью счетчиков Гейгера—Мюллера, расположенных в центре установки ШАЛ МГУ.

При этом были получены следующие величины. Средняя амплитуда сигнала от одного релятивистского электрона при регистрации сигнала с

неэкранированного детектора соответствовала на экране осциллографа 6 мВ. Число частиц, попавших в неэкранированный сцинтилляционный детектор, определялось по числу сработавших счетчиков Гейгера—Мюллера, уклонение измеренной величины от среднего в этом случае определялось статистическими флуктуациями числа зарегистрированных в детекторе частиц.

Для мюонов, зарегистрированных в ШАЛ с помощью экранированного детектора, было получено, что амплитуда сигнала от одной релятивистской частицы равна 30 ± 15 мВ. При этом отметим, одно деление осциллографа в приведенных рисунках по горизонтали равно 50 нс, по вертикали — 50 мВ, за исключением осциллограмм, зарегистрированных во вспомогательных экспериментах, где амплитуда сигнала измерялась в относительных единицах.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Случайные импульсные помехи могут исказить данные измерений в случаях, если частота появления таких сигналов соизмерима с частотой полезного сигнала, поскольку их сложно выделить за счет увеличения статистики. В частности, при изучении запаздывающих частиц в ШАЛ регистрируются редкие события, поэтому источником неопределенности может быть имитация их сигналов нерелятивистскими протонами и нейтронами, возникающими в ШАЛ, а также после-импульсами ФЭУ и электрическими помехами. Ниже рассматриваются методические эксперименты, подтверждающие данные измерений.

ПРОВЕРКА РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОМЕХ

При регистрации сигналов с помощью осциллографа импульсные электрические помехи отфильтровываются при визуальной обработке осциллограмм, поскольку сигналы с детектора от частиц

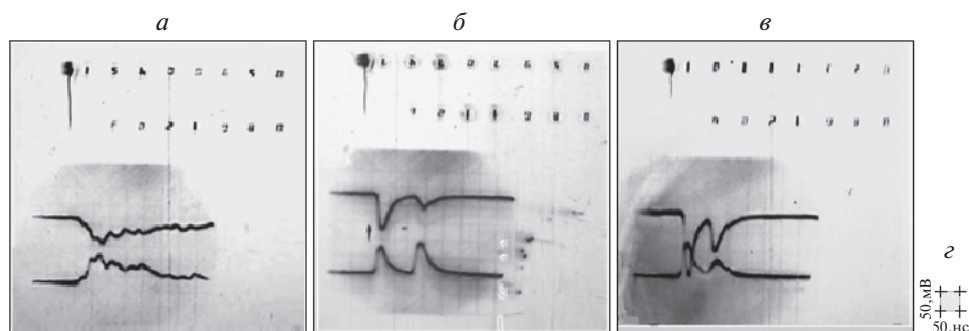


Рис. 3. Примеры осциллограмм регистрации сигналов с одного пластика сцинтилляционного детектора с помощью двух ФЭУ. Верхний луч — сигнал с первого ФЭУ, нижний луч — сигнал со второго ФЭУ. *а* — Пример регистрации временного распределения частиц на расстоянии более 200 м от оси ШАЛ. *б* и *в* — Примеры регистрации сигналов запаздывающих частиц на расстоянии менее 200 м от оси ШАЛ. Первый импульс на развертках осциллографа — сигнал, вызванный диском частиц ШАЛ, второй импульс — сигнал от запаздывающей частицы; *z* — шкала экрана осциллографа по вертикали и горизонтали.

ШАЛ имеют характерную форму, которая отличается от импульсов, вызванных электромагнитными наводками на аналоговую электронику детектора от цепей цифровой электроники либо помехами от электрической сети, возникающими при коммутации электрических приборов. Отбраковка таких помех на фотопленке не вызывает особых трудностей.

ПРОВЕРКА ИМИТАЦИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЧАСТИЦ ПОСЛЕ-ИМПУЛЬСАМИ ФЭУ

Одной из проблем, связанной с работой аппаратуры, предназначенной для исследования запаздывающих частиц, отмеченной, например в работе [7], являются после-импульсы, которые возникают в некоторых моделях ФЭУ. Такие сигналы по форме импульса не отличаются от сигналов, вызванных запаздывающими и опережающими частицами, и могут вносить существенные искажения в данные исследований, если частота появления после-импульсов либо сравнима, либо превосходит частоту регистрации полезного сигнала.

В настоящей работе имитация запаздывающих частиц после-импульсами ФЭУ исследовалась в двух вспомогательных экспериментах. В первом эксперименте для случайной выборки ФЭУ типа ФЭУ-110, используемых в детекторах, проводилась регистрация сигналов от светодиода. В этом случае на аноде ФЭУ наблюдались импульсы от всплеск света светодиода, но после-импульсов ФЭУ зарегистрировано не было. Во втором случае сигналы с одного и того же сцинтилляционного пластика регистрировались с помощью двух ФЭУ. Сигнал с каждого ФЭУ подавался на свою развертку осциллографа. В этом случае задержанные импульсы наблюдались синхронно на выходе обоих ФЭУ. Результаты этого эксперимента обсуждаются в следующем разделе.

ПРОВЕРКА СУЩЕСТВОВАНИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЧАСТИЦ

В этом эксперименте во всех ШАЛ, в которых наблюдались запаздывающие частицы во вспомогательном детекторе, соответствующие им импульсы наблюдались в двух ФЭУ и имели равные времена задержки относительно фронта ливня. Осциллограмм с запаздывающими сигналами, зарегистрированными только одним ФЭУ, обнаружено не было. Это означает, что задержанные сигналы возникают в пластике сцинтилляционного детектора, а не в ФЭУ, которые использовались в эксперименте.

На осциллограммах, показанных на рис. 3б и 3в, приведены примеры регистрации задержанных сигналов с помощью двух ФЭУ с одного пластика детектора, где видно, что задержанный сигнал регистрируется одновременно двумя ФЭУ. Разница по амплитуде задержанных сигналов в ФЭУ определяется местом попадания запаздывающей частицы в пластик детектора. Также на этом рисунке слева показана осциллограмма сигнала временной структуры диска на большом расстоянии от оси ШАЛ, зарегистрированного с помощью двух ФЭУ с одного и того же сцинтилляционного пластика. На этой осциллограмме отчетливо видно, что сигналы ФЭУ на обеих развертках осциллографа совпадают с точностью до уровня флуктуаций сигнала по амплитуде, что также зависит от места попадания частиц в детектор, а по времени совпадают с точностью не хуже толщины луча.

ПРОВЕРКА ПОВЫШЕННОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ И ОБРАЗОВАНИЯ МИКРОЛИВНЕЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

Как уже отмечалось выше, особенностью задержанных сигналов является то, что их импульсы

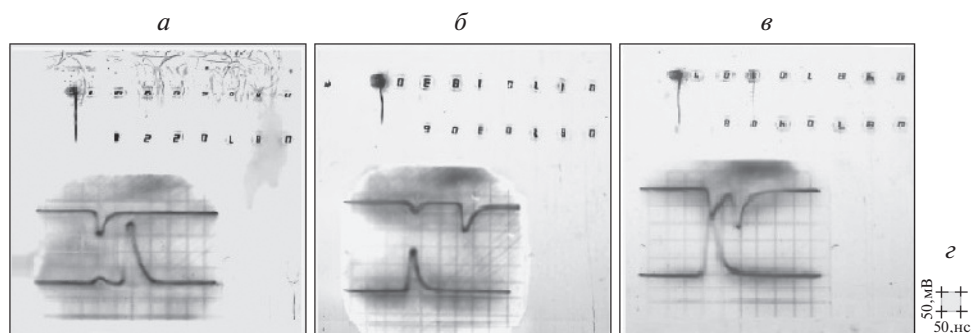


Рис. 4. *а, б, в* — Примеры осциллограмм сигналов с двух неэкранированных сцинтилляционных детекторов, расположенных в одной плоскости, зазор между пластиками которых менее 5 см. Верхний луч — сигнал с первого детектора, нижний луч — сигнал со второго детектора. Первый импульс на осциллограммах — сигнал от частиц диска ШАЛ, второй импульс — сигнал от запаздывающей частицы. *z* — Шкала экрана осциллографа по вертикали и горизонтали.

не имеют временной структуры, а их амплитуда значительно превышает сигнал от одной релятивистской частицы. В этой связи возникает вопрос, чем вызван этот сигнал, попаданием в детектор одной или нескольких запаздывающих частиц? Для изучения этого вопроса временные распределения частиц в ШАЛ регистрировались с помощью двух неэкранированных сцинтилляционных детекторов, разделенных щелевым промежутком шириной менее 5 см и длиной 1 м, каждый из которых имел площадь 0.5 м². Детекторы располагались в одной плоскости в центре установки ШАЛ МГУ. Сигнал с каждого детектора подавался на свой луч развертки осциллографа.

На рис. 4 приведены примеры осциллограмм сигналов, зарегистрированных в этом эксперименте. Первый импульс на развертках осциллографа — это сигнал от частиц диска ШАЛ, второй импульс — сигнал от запаздывающих частиц. Разброс амплитуды сигнала первого импульса вызван флуктуациями числа частиц диска ливня, попавших в детектор. Как видно из приведенных примеров, амплитуда задержанного сигнала превышает сигнал от нескольких релятивистских частиц, но регистрируется только одним детектором. Действительно, по данным счетчиков Гейгера—Мюллера, исходя из порога срабатывания установки ШАЛ МГУ, можно определить, что амплитуда первого импульса соответствует как минимум 4 ± 2 частицам, попавшим в детектор, а амплитуда задержанного импульса, которая значительно больше по величине, соответствует как минимум 7 релятивистским частицам. Наиболее вероятно, что этот сигнал вызван попаданием одной частицы в детектор, поскольку если бы задержанный сигнал был сигналом от локального ливня, возникшего в атмосфере, то его частицы рассеялись бы в атмосфере, сигналы от которых наблюдались бы в двух детекторах одновременно.

Таким образом, исходя из данных этого эксперимента можно утверждать, что преобладающая

часть задержанных сигналов, зарегистрированных в детекторе, вызвана одиночными частицами, имеющими повышенную ионизационную способность по сравнению с обычными релятивистскими частицами, и что запаздывающие частицы имеют низкую вероятность образовывать лавины вторичных запаздывающих частиц и не испытывают ядерных взаимодействий.

ПРИМЕРЫ РЕГИСТРАЦИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОНИКАЮЩИХ ЧАСТИЦ С ПОВЫШЕННОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТЬЮ С ЭНЕРГИЕЙ БОЛЕЕ 5 ГэВ

На рис. 5 приведены примеры регистрации проникающих задержанных частиц, сигналы от которых показывают их повышенную ионизационную способность. На осциллограмме рис. 5*а* приведен пример регистрации проникающей запаздывающей частицы. Первый импульс на нижней развертке — сигнал от одного мюона диска ШАЛ, второй импульс — сигнал от запаздывающей частицы. Из рисунка видно, что запаздывающая частица отстает от частиц диска ливня на время около 100 нс, а ее ионизационные потери в этом случае более чем в 5 раз превышают потери от одного мюона. На рис. 5*б* видно, что запаздывающие частицы наблюдаются в двух детекторах с различной временной задержкой. Причем на верхней развертке наблюдается сигнал, превышающий сигнал от одной релятивистской частицы примерно в 2 раза, на нижней развертке — более чем в 5 раз. Этот пример интересен еще и тем, что видно, что разброс временных интервалов между запаздывающими частицами превышает 70 нс, что заведомо больше разброса временных интервалов между частицами, образующими диск ШАЛ на расстояниях менее 200 м от оси. На рис. 5*в* приведен еще один пример регистрации запаздывающей частицы, сигнал от которой также примерно в 5 раз превышает сигнал от одного

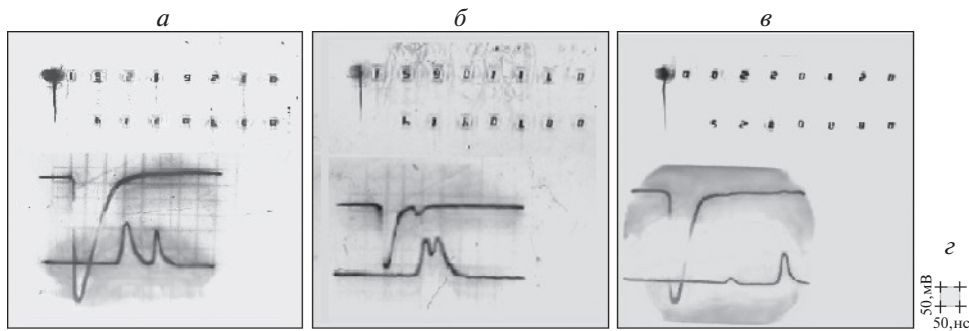


Рис. 5. *а, б, в* — Примеры регистрации проникающих запаздывающих частиц с энергией более 5 ГэВ, сигнал которых превышает ионизирующую способность одной релятивистской частицы. Верхний луч — сигнал с неэкранированного детектора. Нижний луч — сигнал с детектора, находящегося под слоем грунта. *z* — Шкала экрана осциллографа по вертикали и горизонтали.

мюона. Таким образом, из приведенных примеров видно, что проникающие запаздывающие частицы, наблюдающиеся в интервалах от 50 до 300 нс, имеют повышенную ионизационную способность.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящем эксперименте за 1000 ч наблюдений на установке ШАЛ МГУ было зарегистрировано около 35×10^3 осциллограмм ШАЛ с энергией более 10^{15} эВ, в которых регистрировались временные распределения частиц в ШАЛ. При этом в 1.2×10^3 случаях запаздывающие частицы наблюдались с помощью неэкранированного детектора, а в 36 случаях наблюдались проникающие запаздывающие частицы с помощью экранированного детектора, энергия которых превышала 5 ГэВ. Из приведенных данных видно, что поток задержанных частиц ослабляется слоем грунта, эквивалентным 20 м водяного столба почти в 30 ± 6 раз. Время задержки этих частиц превышает ожидаемое время прихода электронов и мюонов на уровень наблюдения и находилось во временном интервале от 50 до 300 нс, а амплитуда сигнала от запаздывающих частиц превышает амплитуду сигнала от одной релятивистской частицы.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОЙ ВЫСОТЫ ТОЧКИ ГЕНЕРАЦИИ ПРОНИКАЮЩИХ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ЧАСТИЦ

Оценим расстояние, которое пролетела релятивистская частица, в данном случае мюон, имеющая время задержки 160 нс, как показано на рис. 5*в*, энергия которой превышает 5 ГэВ. При массе покоя мюона 105 МэВ лоренц-фактор такого мюона $\gamma \geq 50$. Известно, например, [10], что время задержки релятивистской частицы τ равно:

$$\tau = h/v - h/c \approx 1667 \times h/\gamma^2 \text{ [нс];}$$

$$h \approx \tau\gamma^2/1667 \text{ [км];} \quad v = c(1 - 1/\gamma^2)^{1/2};$$

где v — скорость запаздывающей частицы, c — скорость света в вакууме, h — высота (км) генерации частицы в ШАЛ. Из этого следует, что при известных $\tau > 160$ нс и $\gamma > 50$ минимальная высота генерации таких частиц составит более 250 км. На таких высотах практически отсутствует атмосфера и поэтому данные измерений трудно объяснить запаздывающими мюонами, возникающими в ШАЛ. То, что это не мюоны, также указывает и амплитуда сигнала запаздывающей частицы, которая в приведенных примерах превышает сигнал от одного релятивистского мюона более чем в 1.5 раза. Также из данных этого эксперимента запаздывающие частицы трудно объяснить и протонами, и нейтронами. В самом деле, при массе частицы около 1 ГэВ лоренц-фактор для частиц с энергией более 5 ГэВ будет не менее 5. При времени запаздывания около 160 нс это соответствует длине пробега более 2.5 км, что не противоречит длине свободного пробега адронов в атмосфере. Но с одной стороны, протоны и нейтроны таких энергий эффективно поглощаются слоем грунта, экранирующего детектор. С другой стороны, такие частицы имеют достаточную энергию для образования запаздывающих микроливней, что также противоречит данным наблюдений, поскольку не были обнаружены задержанные микроливни. Если предположить, что задержанные частицы возникли в ШАЛ на высоте 10 км, то в этом случае можно ожидать, что масса этих частиц в 2 раза превышает массу мюона. В случае, если сигналы возникли от протонов или нейтронов, возникших в ШАЛ, которые не испытывают ядерного взаимодействия, то их энергия должна быть меньше 50 МэВ. Заряженные частицы таких энергий могут вызывать в пластике вспышки в неэкранированном детекторе с амплитудой импульса, превышающей сигнал от одной релятивистской частицы. Но протоны таких энергий из-за ионизационных потерь погло-

щаются слоем грунта, экранирующим детекторы. Также исключаются и нейтроны таких энергий, поскольку согласно расчетам [9] в грунте такой толщины их поток ослабляется более чем в 10^5 раз, что значительно больше измеренного ослабления потока запаздывающих частиц, который по данным настоящей работы ослабляется менее чем в 30 ± 6 раз.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, существование запаздывающих частиц и их повышенная ионизационная способность подтверждаются во вспомогательных экспериментах. Кроме того, проникающие запаздывающие частицы не могут имитироваться мюонами с энергией более 5 ГэВ, поскольку ионизационная способность запаздывающих частиц существенно больше, чем у мюонов таких энергий. Также получена оценка возможной высоты генерации задержанных частиц, которая превышает 250 км для случая, если масса запаздывающих частиц соответствует массе мюона, что противоречит существующим представлениям о высоте начала развития ШАЛ. Отметим, что полученная оценка высоты генерации запаздывающих частиц содержит указание и на то, что задержанные частицы, возможно, возникают вне атмосферы, что требует отдельного рассмотрения в дальнейших работах.

Вместе с тем экспериментально не обнаружено задержанных микроливней, которые могли бы возникнуть в атмосфере при ядерных взаимодействиях запаздывающих частиц, либо способности запаздывающих частиц вызывать электромагнитные каскады.

Также получено, что поток запаздывающих частиц, дошедший до уровня наблюдения, ослабляется слоем грунта, эквивалентным 20 м водяного столба, в 30 ± 6 раз, что существенно отличается от ослабления таким слоем грунта потоков электронов, мюонов и адронов, образующихся в ШАЛ.

Отметим, что в работе [4] запаздывающие частицы исследовались с помощью двух детекторов, разнесенных на 22.5 м и расположенных в одной плоскости на поверхности земли. При этом было получено, что частота совпадений регистрации запаздывающих частиц в двух детекторах соответствует тому, что в некоторых ШАЛ наблюдается стив запаздывающих частиц, средняя величина задержки которых на расстояниях менее 200 м до оси ШАЛ не изменяется и составляет около 120 нс. При этом в круге радиусом 200 м, превышающем площадь детекторов в несколько тысяч раз, можно ожидать, что число запаздывающих частиц в ШАЛ может достигать как минимум нескольких десятков тысяч частиц. Для возникновения такого

потока задержанных частиц энергия первичной задержанной частицы по современным представлениям должна превышать 10^{13} эВ. Действительно, энергия первичной задержанной частицы для получения задержанного ливня с таким числом частиц должна превышать $E \geq (1-2)N_{\Delta}$ ГэВ, где N_{Δ} — число запаздывающих частиц. При числе частиц в задержанном ливне более нескольких десятков тысяч частиц соответствуют энергии первичных задержанных частиц, образовавшей ливень, более 10^{13} эВ. Возникновение частиц с такой энергией в первичном взаимодействии космических лучей с атмосферой представляется маловероятным, что, возможно, указывает на существование новых явлений при взаимодействии частиц сверхвысоких энергий, способствующих возникновению первичных запаздывающих частиц таких энергий [6]. Вместе с тем очевидно, что известные частицы ШАЛ с такой энергией не отстают от частиц диска ШАЛ и, следовательно, не могут рассматриваться как источник запаздывающих частиц. Также отметим, что за указанное время наблюдений не было зарегистрировано частиц, опережающих диск ШАЛ. В эксперименте было зарегистрировано два сигнала, опережающих сигнал от частиц диска ШАЛ с помощью неэкранированного детектора, регистрацию которых можно объяснить случайным попаданием в детектор частиц фона космических лучей. Что позволяет определить вероятность наблюдения опережающих частиц, которая заведомо меньше, чем $2/35 \times 10^3 \approx 0.6 \times 10^{-4}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из эксперимента следует, что:

1. Энергия запаздывающих частиц превышает 5 ГэВ.
2. Задержанные частицы не образуют микроливней и теряют свою энергию в основном на ионизацию.
3. Ионизационная способность задержанных частиц превышает ионизацию от одной однозарядной релятивистской частицы.
4. Поток задержанных частиц ослабляется слоем грунта, эквивалентным 20 м водного столба, примерно в 30 раз.
5. Суммарная энергия потока запаздывающих частиц, дошедших до уровня наблюдения в ШАЛ, превышает сотни ГэВ.

Таким образом, данные измерений, выполненных в настоящей работе, показывают, что сигналы от задержанных частиц в сцинтилляционном детекторе отличаются от сигналов обычных релятивистских частиц, таких как протоны, нейтроны, мюоны и электроны, образующихся в ШАЛ. Но измеренных параметров недостаточно для ответа

на вопрос о существовании новых частиц в ШАЛ или новых типов взаимодействий частиц при сверхвысоких энергиях. Для решения этой задачи требуются более подробные исследования свойств запаздывающих частиц и процессов, происходящих при взаимодействии космических лучей сверхвысоких энергий, с целью выработки обоснованного суждения.

Авторы выражают благодарность своим коллегам за помощь при создании и эксплуатации осциллографической установки, обработке экспериментальных данных, а также за участие в обсуждениях результатов этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. B. Atrashkevich, R. I. Chernykh, Yu. A. Fomin, G. K. Garipov, *et al.*, in *Proceedings of the 20th ICRC, Moscow, 1987*, Vol. 6, p. 63.
2. I. M. Yoshida, Y. Toyoda, and T. Maeda, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 1983 (1984).
3. S. C. Tonwar and V. B. Sreekantan, *J. Phys. A* **4**, 868 (1971).
4. G. B. Christiansen *et al.*, in *Proceedings of the 21th ICRC, Adelaide, 1990*, Vol. 9, p. 150.
5. V. B. Atrashkevich, G. K. Garipov, N. N. Kalmykov, *et al.*, in *Proceedings of the 22th ICRC, Dublin, 1991*, Vol. 4, p. 319.
6. В. И. Яковлев, М. И. Вильданова, Н. Г. Вильданов, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 111 (2007) [*JETP Lett.* **85**, 101 (2007)].
7. J. Linsley, in *Proceedings of the 19th ICRC, La Jolla, United States, 1985*, Vol. 7, p. 355.
8. Р. У. Бейсембаев, Ю. Н. Вавилов, Н. Г. Вильданов, А. В. Круглов, А. В. Степанов, Ж. С. Такибаев, *ЯФ* **72**, 1913 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1852 (2009)].
9. Ю. Н. Вавилов, Л. Г. Деденко, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, № 9 (2009).
10. A. Mincer, H. Freudenreich, J. A. Goodman, S. C. Tonwar, G. B. Yodh, R. W. Ellsworth, and D. Berley, *Phys. Rev. D* **32**, 541 (1985).

SEARCH FOR DELAYED AND ADVANCED PARTICLES IN THE INTERACTION OF COSMIC RAYS OF ULTRA-HIGH ENERGIES IN THE ATMOSPHERE IN THE FLOW OF EAS MSU SET-UP

G. K. Garipov¹⁾, A. A. Silaev¹⁾

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

The results of the study of time distributions of particles with energy greater than 5 GeV in extensive air showers (EAS) with energies exceeding 10^{15} eV at distances less than 200 m from the EAS axis are presented in order to search for delayed and advanced new particles that can occur in interactions of primary cosmic rays with the atmosphere at the EAS MSU array. The studies were carried out using an unshielded detector located on the surface of the earth and an underground detector shielded by a layer of ground equivalent to 20 m of water column. It is shown that delayed particles, which can be caused by heavy long-lived particles and have a delay time in the range from 100 to 300 ns with exponentially decreasing distribution law the index being equal to 120 ns, have greater ionization ability than relativistic muons. The flow of such particles arising in EAS is attenuated by a layer of ground between shielded and unshielded detector by about 30 times. The mass of such particles is estimated as more than two times greater than the mass of the muon. It is noted that particles moving in front of the EAS disk, are not detected. Possible sources of delayed signals are discussed. The features of calibrations and auxiliary tests confirming the measurement data are also considered.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ С УЧЕТОМ ЖЕСТКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ БАБА-РАССЕЯНИИ

© 2020 г. А. Г. Алексеев¹⁾, С. Г. Барканова¹⁾, Ю. М. Быстрицкий²⁾, В. А. Зыкунов^{2),3)}*

Поступила в редакцию 11.12.2019 г.; после доработки 11.12.2019 г.; принята к публикации 11.12.2019 г.

Рассчитаны полные однопетлевые электрослабые радиационные поправки, включая вклад жесткого тормозного излучения, к наблюдаемым величинам поляризационного Баба-рассеяния. Произведен численный анализ наблюдаемых поляризационных и пространственных асимметрий с учетом электрослабых поправок для низкоэнергетических экспериментов типа Belle II и для будущего электрон-позитронного коллайдера ILC/CLIC.

DOI: 10.31857/S0044002720030034

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы аннигиляции электрон-позитронной пары в пару фермионов играют фундаментальную роль в изучении природы микромира, начиная со становления КЭД и по настоящий момент, когда Стандартная модель электрослабых взаимодействий (СМ) обрела статус экспериментально подтвержденной теории. Среди особо значимых для электрослабой физики e^-e^+ -машин нужно отметить две фабрики по производству массивных бозонов: SLC — Stanford Linear Collider — электрон-позитронный линейный коллайдер в лаборатории SLAC (Стэнфорд, США) с пучками с энергией в системе центра масс 90 ГэВ (его предшественник SPEAR обеспечил открытие τ -лептона [1]) и LEP — Large Electron Positron (Ring) — кольцевой e^+e^- -коллайдер в CERN с первоначальной энергией 50 ГэВ. Коллайдеры SLC и LEP дали столь много точной информации, что основные аспекты электрослабой теории были прецизионно проверены и твердо установлены.

Процесс электрон-позитронной аннигиляции отнюдь не исчерпал свой потенциал и по настоящий день. Успешно продолжают свою работу установки VEPP (Новосибирск) и BEPC-II (Пекин, Китай), нацеленные на изучение мезонной физики. Интересна программа для производства B -мезонов Belle II (КЕК, Япония), одной из главных целей которой будет определение важнейшего параметра СМ — синуса угла Вайнберга $\sin\theta_W$ в канале

$e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ при энергии ниже Z -резонанса [для Belle II в системе центра масс (с.ц.м.) e^- и e^+ энергия реакции $\sqrt{s} = m(\Upsilon_{4S}) = 10.577$ ГэВ]. Измерения Belle II прекрасно дополняют данные, которые были получены для $\sin^2\theta_W$ из экспериментов E-158 (SLAC) и QWeak (JLab) и которые планируется существенно уточнить в эксперименте MOLLER (JLab).

С электрон-позитронными коллайдерами нового поколения: Международным линейным коллайдером (International Linear Collider, ILC) с планируемой энергией реакции 1 ТэВ (до 2 ТэВ после модернизации) и параллельно развивающимся с ним проектом — Компактный линейный коллайдер (Compact Linear Collider, CLIC) с суммарной энергией до 3 ТэВ, связаны серьезные перспективы в поиске новой физики (НФ): проявления дополнительных измерений, суперсимметрии, кандидатов на темную материю и, если НФ будет до этого обнаружена на LHC, ее интенсивное и прецизионное изучение, чему поможет относительная “чистота” лептонного типа реакций на ILC/CLIC. Новый проект “Будущий циклический коллайдер” (Future Circular Collider, FCC) с энергией пучков в лептонном режиме (FCC-ee) от 45 до 175 ГэВ направлен на точное изучение свойств нового скалярного (хиггсовского) бозона в продолжение открытия LHC [2] и физику топ-кварка. В работе ILC/CLIC/FCC возможна также электрон-электронная (меллеровская) мода, которая, как и при более низких энергиях в эксперименте E-158 (SLAC) и в планируемом эксперименте MOLLER в JLab, может быть чрезвычайно интересна как для прецизионных тестов и измерений СМ, так и для поисков НФ [3].

Процесс рассеяния электронов на позитронах с таким же конечным состоянием занимает уникаль-

¹⁾ Университет Мемориал, Корнер Брук, Канада.

²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾ Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Беларусь.

*E-mail: zykunov@cern.ch

ное положение среди 4-фермионных процессов: тождественность масс создает особые возможности по постановке эксперимента, хотя и существенно усложняет расчет наблюдаемых величин, особенно в высших порядках теории возмущений. Впервые сечение рассеяния этого процесса в рамках КЭД на борновском уровне вычислил Х. Баба в [4] (в его честь дано название процесса — “Баба-рассеяние”). Очевидно, что для того чтобы получить надежную информацию из экспериментальных данных, необходимо точно учесть эффекты высших порядков в СМ — электрослабые радиационные поправки (ЭСП). Включение ЭСП на уровне одной или больше петель является неотъемлемой частью любого современного эксперимента. Одними из первых работ по расчету электромагнитных радиационных поправок к процессу Баба были работы Берендса с соавторами, например, [5]. Затем, на основе техники, описанной в работах [6–8], анализ ЭСП в рассеянии Баба был осуществлен в [9, 10]. Для нужд коллайдеров LEP и SLC потребовалось систематическое прецизионное включение ЭСП в точном соответствии с экспериментальными возможностями детекторов, соответствующее программное обеспечение в обсуждаемом канале описано, например, в [11].

В нашей предыдущей работе [12] целью ставилось получение двух наборов асимптотических формул, имеющих простой компактный вид, но тем не менее надежно работающих (это доказывается успешным сравнением с точными результатами, полученными методами компьютерной алгебры FeynArts/FormCalc [13]) при энергиях в стороне от Z -резонанса. В этой работе к полученным в [12] результатам для V -вклада добавим R -вклад, делая акцент на аккуратном учете жесткого тормозного излучения (ТИ), и проделаем полный численный анализ важных наблюдаемых величин. Изучаемые области (с точки зрения масштаба энергии) описываются следующими терминами:

1. LE-режим (от “low energies”, низкие энергии): $m_f \ll \sqrt{s} \ll m_W$,
2. HE-режим (от “high energies”, высокие энергии): $\sqrt{s} \gg m_Z$.

2. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА

Процесс рассеяния Баба в рамках СМ записывается следующей формулой:

$$e^-(p_1) + e^+(p_2) \rightarrow e^-(p_3) + e^+(p_4). \quad (1)$$

В ней обозначены частицы, участвующие в реакции: в начальном (конечном) состоянии электрон

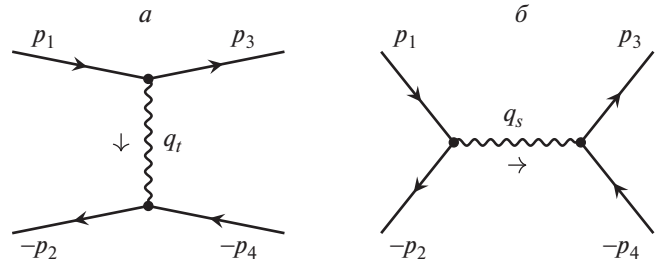


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы процесса $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ с безрадиационной кинематикой (a — t -канальная, b — s -канальная). Внутренней волнистой линией на этой и последующих диаграммах обозначены фотон или Z -бозон.

e^- и позитрон e^+ , в промежуточном состоянии фотон γ и Z -бозон. В скобках стоят 4-импульсы начальных и конечных частиц. Фейнмановские диаграммы, соответствующие процессу (1) в борновском приближении, изображены на рис. 1.

Четыре-импульсы начальных частиц (p_1 и p_2) и конечных частиц (p_3 и p_4) образуют стандартный набор лоренц-инвариантных переменных Мандельштама:

$$s = q_s^2 = (p_1 + p_2)^2, \quad (2)$$

$$t = q_t^2 = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_2 - p_3)^2.$$

Далее, если особо не оговаривается, приводятся только результаты, соответствующие ультррелятивистскому приближению (УРП):

$$s, -t, -u \gg m^2, \quad (3)$$

где m — масса электрона. УРП в общем случае можно описать так: все лоренц-инварианты много больше (по абсолютной величине) всех фермионных масс.

3. ПРАВИЛА ФЕЙНМАНА

Для записи амплитуды процесса используем следующие правила Фейнмана (следуем обзору [6]):

Входящему фермиону с 4-импульсом p соответствует биспинорная амплитуда $u(p)$, выходящему соответствует биспинорная амплитуда $\bar{u}(p)$.

Выходящему бозону с 4-импульсом p соответствует вектор поляризации $e_\rho(p)$.

Пропагатору бозона (в калибровке Фейнмана) соответствует выражение

$$-ig^{\alpha\beta} D_a(q), \quad (4)$$

где бозонный пропагатор D_a определяется формулой

$$D_a(q) = \frac{1}{q^2 - m_a^2 + im_a\Gamma_a}, \quad (5)$$

$$a = \gamma, Z,$$

q — 4-импульс передачи в пропагаторе. Фотонная масса $m_\gamma \equiv \lambda$ равна нулю везде, кроме специально отмеченных ниже случаев, где она используется как инфинитезимальный параметр, который регулирует инфракрасную расходимость. Масса Z -бозона обозначена как m_Z , его ширина — Γ_Z (используется схема с фиксированной шириной).

Фермионный (электронный) пропагатор выглядит так (p — 4-импульс передачи в пропагаторе):

$$iS(p) = i \frac{\hat{p} + m}{p^2 - m^2}. \quad (6)$$

Вершине взаимодействия фермиона f с калибровочным бозоном a сопоставляется выражение

$$ie\gamma_\mu \Gamma_f^a, \quad \text{где } \Gamma_f^a = v_f^a - a_f^a \gamma_5. \quad (7)$$

Векторные и аксиально-векторные константы связи фермиона f с фотоном и Z -бозоном имеют вид:

$$v_f^\gamma = -Q_f, \quad a_f^\gamma = 0, \quad (8)$$

$$v_f^Z = \frac{I_f^3 - 2Q_f s_W^2}{2s_W c_W}, \quad a_f^Z = \frac{I_f^3}{2s_W c_W}.$$

В записи векторных и аксиальных констант в процессе Баба везде, кроме петлевых вставок в поляризации вакуума, индекс $f = e$ и его будем опускать.

В работе используются следующие параметры СМ: Q_f — электрический заряд f -частицы в единицах протонного заряда, третья компонента слабого изоспина (тут конкретизируем тип фермиона):

$$I_\nu^3 = +\frac{1}{2}, \quad I_e^3 = -\frac{1}{2}, \quad (9)$$

$$I_u^3 = +\frac{1}{2}, \quad I_d^3 = -\frac{1}{2},$$

а s_W (c_W) — синус (косинус) угла Вайнберга, которые связаны с массами Z - и W -бозона согласно правилам СМ:

$$c_W = \frac{m_W}{m_Z}, \quad s_W = \sqrt{1 - c_W^2}. \quad (10)$$

4. СЕЧЕНИЯ С БЕЗРАДИАЦИОННОЙ КИНЕМАТИКОЙ

Применим вышеперечисленные правила Фейнмана, тогда амплитуды процесса Баба в приближении Борна, соответствующие рис. 1, выглядят так:

$$\mathcal{M}_t^a = e^2 Q_e^2 D_a(q_t) \cdot \bar{u}(p_3) \gamma_\mu \times \Gamma^a u(p_1) \cdot \bar{u}(-p_2) \gamma_\mu \Gamma^a u(-p_4), \quad (11)$$

$$\mathcal{M}_s^a = -e^2 Q_e^2 D_a(q_s) \cdot \bar{u}(-p_2) \gamma_\mu \times \Gamma^a u(p_1) \cdot \bar{u}(p_3) \gamma_\mu \Gamma^a u(-p_4). \quad (12)$$

Все детали построения сечений с безрадиационной кинематикой изложены в [12]. В этом разделе для полноты изложения приводятся основные полученные формулы. В вершинах фигурирует Q_e — заряд электрона в элементарных зарядах e , для ясности: $Q_e = -1$. Полную амплитуду процесса с обменом бозоном a получаем, суммируя

$$\mathcal{M}_0^a = \mathcal{M}_t^a + \mathcal{M}_s^a. \quad (13)$$

Сформируем сечение процесса, для этого нужно квадратировать амплитуду \mathcal{M}_0 и упростить фазовый объем реакции. В результате получаем дифференциальное (по углу рассеяния) сечение процесса (1) в борновском приближении

$$\frac{d\sigma^0}{dc} = \frac{1}{2^5 \pi s} \sum_{a,b=\gamma,Z} \mathcal{M}_0^a \mathcal{M}_0^{b+}, \quad (14)$$

где $c = \cos \theta$ — косинус угла между начальным электроном и конечным (детектируемым) электроном в с.ц.м. начальных частиц.

Запишем сечение реакции в симметричном виде, это существенно облегчит программирование и анализ физического содержания. Общая форма записи сечения будет такая:

$$\frac{d\sigma^0}{dc} = \frac{\pi \alpha^2}{2s} \sum_{k=1}^4 \sum_{a,b=\gamma,Z} \Pi_k^{ab} S_k^{aab}, \quad (15)$$

где $k = \{rr'\} = \{tt, ts, st, ss\} = \{1, 2, 3, 4\}$. Пропагаторы бозонов встречаются в комбинациях

$$\Pi_{rr'}^{ab} \equiv D_a(q_r) D_b^*(q_{r'}).$$

Вычисляя следы, получим выражения S_k в следующем виде (см. [12]):

$$\frac{1}{2} S_{tt}^{abc} = P_2^- f_+^{abc} u^2 + P_2^+ f_-^{abc} s^2 - P_1^- g_+^{abc} u^2 + P_1^+ g_-^{abc} s^2, \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} S_{ts}^{abc} = \frac{1}{2} S_{st}^{abc} = P_2^- f_+^{abc} u^2 - P_1^- g_+^{abc} u^2,$$

$$\frac{1}{2} S_{ss}^{abc} = P_2^- (f_+^{abc} u^2 + f_-^{abc} t^2) - P_1^- (g_+^{abc} u^2 - g_-^{abc} t^2).$$

Присутствующие здесь новые величины f_\pm и g_\pm выражаются через комбинации констант связи $g_{V,A}$:

$$f_\pm^{abc} = g_V^{ac} g_V^{bc} \pm g_A^{ac} g_A^{bc}, \quad (17)$$

$$g_\pm^{abc} = g_V^{ac} g_A^{bc} \pm g_A^{ac} g_V^{bc},$$

$$g_V^{ab} = v^a v^b + a^a a^b, \quad g_A^{ab} = v^a a^b + a^a v^b, \quad (18)$$

и четыре комбинации степеней поляризации электрона λ_1 и позитрона λ_2 :

$$P_1^\pm = \lambda_1 \pm \lambda_2, \quad P_2^\pm = 1 \pm \lambda_1 \lambda_2. \quad (19)$$

Вклад дополнительных виртуальных частиц (V -вклад) представлен тремя классами диаграмм: бозонные собственные энергии (boson self energies, BSE), вершинные функции (vertices, Ver) и двухбозонный обмен (боксы, Box); они обозначаются индексами: $C = V = \text{BSE, Ver, Box}$. В схеме перенормировки на массовой поверхности нет однопетлевых вкладов от электронных собственных энергий. Диаграммы, соответствующие вкладам дополнительных виртуальных частиц, представлены и описаны в работе [12].

Сечение вклада бозонных собственных энергий получаем в борноподобном виде:

$$\frac{d\sigma^{\text{BSE}}}{dc} = \frac{\pi\alpha^2}{s} \sum_{k=1}^4 \sum_{a,b,c=\gamma,Z} \Pi_k^{abc} S_k^{abc}. \quad (20)$$

Сечение вершинных вкладов имеет вид

$$\frac{d\sigma^{\text{Ver}}}{dc} = \frac{\pi\alpha^2}{s} \sum_{k=1}^4 \sum_{a,b=\gamma,Z} \Pi_k^{ab} (S_k^{F_a,ab} + S_k^{aF_b}), \quad (21)$$

здесь расчет следует работе [6], где используются перенормированные вершинные формфакторы в качестве эффективных констант связи.

Сечение, соответствующее вкладу боксовых диаграмм в NLO, выглядит так (все детали их расчета находятся в [12]):

$$\frac{d\sigma^{\text{Box}}}{dc} = \frac{1}{2^4\pi s} \text{Re} \sum_{c=\gamma,Z} \mathcal{M}_{\text{Box}} \mathcal{M}_0^{c+}, \quad (22)$$

где амплитуда боксов имеет вид суммы от всех возможных вариантов (классов диаграмм):

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\text{Box}} = & \mathcal{M}_t^{\gamma\gamma} + \mathcal{M}_t^{\gamma Z} + \\ & + \mathcal{M}_t^{Z\gamma} + \mathcal{M}_t^{ZZ} + \mathcal{M}_t^{WW} + (t \rightarrow s). \end{aligned} \quad (23)$$

Амплитуды, соответствующие диаграммам двухфотонного обмена, обозначаются в общем виде так: $\mathcal{M}_{t(s),D(C)}^{ab}$. Первые три типа содержат как прямой, так и перекрестный бокс:

$$\mathcal{M}_t^{ab} = \mathcal{M}_{t,D}^{ab} + \mathcal{M}_{t,C}^{ab} \quad (\text{здесь } a, b = \gamma, Z),$$

а WW -тип содержит только прямой бокс (как для t -, так и для s -канала):

$$\mathcal{M}_t^{WW} = \mathcal{M}_{t,D}^{WW},$$

так как перекрестный бокс запрещен законом сохранения заряда.

5. НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Введем три наблюдаемые асимметрии, построенные на основе введенного дифференциального

сечения $d\sigma^C/dc$. Индекс C (от “Contribution”) означает рассматриваемый вклад в сечение и принимает значения $C = 0, V, \text{soft, VS, hard, NLO}$, где “0” означает борновский вклад (часто его обозначают также как “LO” — Leading Order), “NLO” означает сумму всех вкладов с точностью до однопетлевых (Next-to-Leading Order).

Первая наблюдаемая величина — поляризационная асимметрия (или single spin asymmetry, т.е. асимметрия с одиночной поляризацией):

$$A_{LR}^C = A_{LR}^C(\theta) = \frac{\frac{d\sigma_{L0}^C}{dc} - \frac{d\sigma_{R0}^C}{dc}}{\frac{d\sigma_{L0}^C}{dc} + \frac{d\sigma_{R0}^C}{dc}}, \quad (24)$$

скомбинированная из сечений:

$$d\sigma_{L0}^C = \frac{1}{2} (d\sigma_{LL}^C + d\sigma_{LR}^C), \quad (25)$$

$$d\sigma_{R0}^C = \frac{1}{2} (d\sigma_{RL}^C + d\sigma_{RR}^C),$$

которые соответствуют рассеянию левополяризованного (правополяризованного) электрона на неполяризованном позитроне. На борновском уровне имеется возможность получить компактные выражения для асимметрии в LE-режиме:

$$A_{LR}^0|_{\text{LE}} = \frac{8v^Z a^Z s t u^3}{m_Z^2 (s^4 + t^4 + u^4)} \quad (26)$$

и в HE-режиме:

$$A_{LR}^0|_{\text{HE}} = \frac{u^4 \sum g_+^{aab}}{u^4 \sum f_+^{aab} + (s^4 + t^4) \sum f_-^{aab}} \quad (27)$$

(суммирование идет по a и b : $a, b = \gamma, Z$).

Вторая наблюдаемая величина — поляризационная интегральная асимметрия:

$$A_{LR\Sigma}^C = A_{LR\Sigma}^C(a) = \frac{\Sigma_L^C - \Sigma_R^C}{\Sigma_L^C + \Sigma_R^C}, \quad (28)$$

сформированная из аналогичных (25) сечений

$$\Sigma_L^C = \int_{-\cos a}^{\cos a} \frac{d\sigma_{L0}^C}{dc} \cdot dc, \quad \Sigma_R^C = \int_{-\cos a}^{\cos a} \frac{d\sigma_{R0}^C}{dc} \cdot dc.$$

На борновском уровне получаем выражения для асимметрии в LE-режиме:

$$\begin{aligned} A_{LR\Sigma}^0|_{\text{LE}} = & \frac{4v^Z a^Z s s_a^2}{m_Z^2} \times \\ & \times \frac{c_a(21 + c_a^2) + 12l_a}{c_a(c_a^4 + 26c_a^2 - 75) - 24s_a^2 l_a} \end{aligned} \quad (29)$$

и в HE-режиме:

$$A_{LR\Sigma}^0|_{HE} = \frac{[c_a(c_a^4 + 50c_a^2 - 99) - 48s_a^2 l_a] \sum g_+^{aab}}{[c_a(c_a^4 + 50c_a^2 - 99) - 48s_a^2 l_a] \sum f_+^{aab} + [c_a^4 - 2c_a^2 - 51] \sum f_-^{aab} c_a}, \quad (30)$$

где

$$c_a = \cos a, \quad s_a = \sin a, \quad l_a = \ln \frac{1 - c_a}{1 + c_a}.$$

Третья наблюдаемая величина — асимметрия перед-назад:

$$A_{FB}^C = A_{FB}^C(a) = \frac{\Sigma_F^C - \Sigma_B^C}{\Sigma_F^C + \Sigma_B^C}, \quad (31)$$

сформированная из сечений рассеяния в переднюю и заднюю полусферы с отступом на угол a от оси

пучка:

$$\Sigma_F^C = \int_0^{\cos a} \frac{d\sigma_{00}^C}{dc} \cdot dc, \quad \Sigma_B^C = \int_{-\cos a}^0 \frac{d\sigma_{00}^C}{dc} \cdot dc.$$

На борновском уровне получаем выражения для асимметрии в LE-режиме:

$$A_{FB}^0|_{LE} = 3 \frac{c_a^2(c_a^2 - 17) - 8s_a^2 \ln s_a^2}{c_a(c_a^4 + 26c_a^2 - 75) - 24s_a^2 l_a} \quad (32)$$

и в HE-режиме:

$$A_{FB}^0|_{HE} = \frac{1}{3} \frac{-c_a^2[(15 + c_a^2) \sum f_-^{aab} + (19 - 3c_a^2) \sum f_+^{aab}] - 16s_a^2 \ln s_a^2 \sum f_+^{aab}}{c_a[(c_a^4 + 2c_a^2 - 51) \sum f_-^{aab} + (c_a^4 + 50c_a^2 - 99) \sum f_+^{aab}] - 48s_a^2 l_a \sum f_+^{aab}}. \quad (33)$$

С помощью полученных формул для борновских асимметрий легко понять их характерные особенности (экстремумы, масштаб), они отображены на рис. 2–4.

6. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ: КИНЕМАТИКА, АМПЛИТУДЫ, СЕЧЕНИЕ

Тормозное излучение

$$e^-(p_1) + e^+(p_2) \rightarrow e^-(p_3) + e^+(p_4) + \gamma(p), \quad (34)$$

т.е. процесс, который “сопровождает” исследуемый процесс (1) и неотличим от него в инклюзивной постановке эксперимента (где тормозной фотон не детектируется). Кроме того, даже без предположений о постановке эксперимента неотличимость процессов совершенно очевидна при малых энергиях тормозного фотона; такой процесс будем называть мягким тормозным излучением. Кинематика мягкого ТИ, соответственно, неотличима от кинематики безрадиационного процесса (1). В сумме сечение процесса (1) и сечение мягкого ТИ представляют инфракрасно-конечную величину, однако эта сумма содержит дополнительный параметр — максимальную энергию (мягкого) тормозного фотона ω .

Фейнмановские диаграммы процесса ТИ (34) приведены на рис. 5 (t -канальные) и рис. 6 (s -канальные). Диаграммы рис. 5а, 5в, 6а, 6б соответствуют излучению из начального состояния, остальные — излучению из конечного состояния.

Введем лоренц-инварианты, описывающие радиационный процесс. Используем четыре радиационных инварианта:

$$\begin{aligned} z_1 &= 2p_1 p, & v_1 &= 2p_2 p, \\ z &= 2p_3 p, & v &= 2p_4 p, \end{aligned} \quad (35)$$

которые обращаются в нуль при $p \rightarrow 0$ и не являются независимыми: так, благодаря законам сохранения, они и инварианты s, t, u связаны соотношениями

$$z_1 + v_1 = z + v, \quad s + t + u = v + 4m^2. \quad (36)$$

Далее вводятся три инварианта:

$$\begin{aligned} s_1 &= q_{s_1}^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ t_1 &= q_{t_1}^2 = (p_2 - p_4)^2, & u_1 &= (p_1 - p_4)^2. \end{aligned} \quad (37)$$

Следует сказать, что из шести инвариантов (s, t, u, s_1, t_1, u_1) только инвариант s не зависит от c ($s = 4E^2$, где E — энергия электрона (позитрона) в с.ц.м.), остальные зависят от c , причем по-разному в безрадиационном и радиационном случаях. Определения всех инвариантов и их связь с входными параметрами (ими в этой ситуации являются E и c) в ультрарелятивистской форме приведены в табл. 1.

Инвариант t в радиационном случае свяжем в с.ц.м. с углом рассеяния, приведем точный вид этой

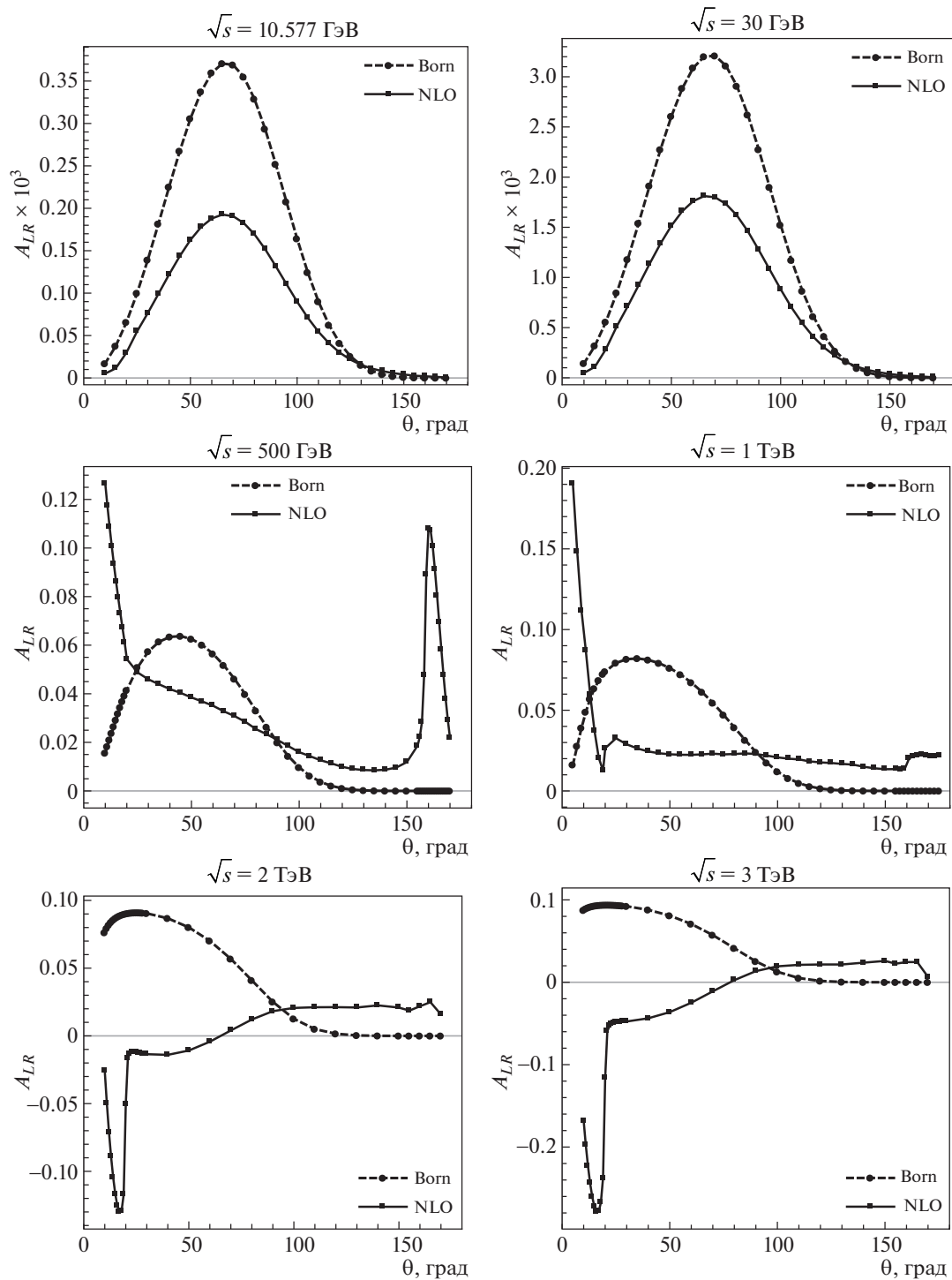


Рис. 2. Зависимость поляризационных асимметрий A_{LR} от θ .

связи:

$$t = \frac{1}{2} \left(4m^2 - s + v + \right. \quad (38)$$

$$\left. + c \cdot \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}} \sqrt{(s-v)^2 - 4m^2s} \right),$$

инвариант u определяется сходной формулой, но с другим знаком при s .

Применяя вышеупомянутые правила Фейнмана, выпишем амплитуды радиационных процессов. Удобно группировать их попарно, суммируя диаграммы с излучением из одной фермионной линии, итогом получим четыре амплитуды R_j^a , $j = \overline{1, 4}$. Ам-

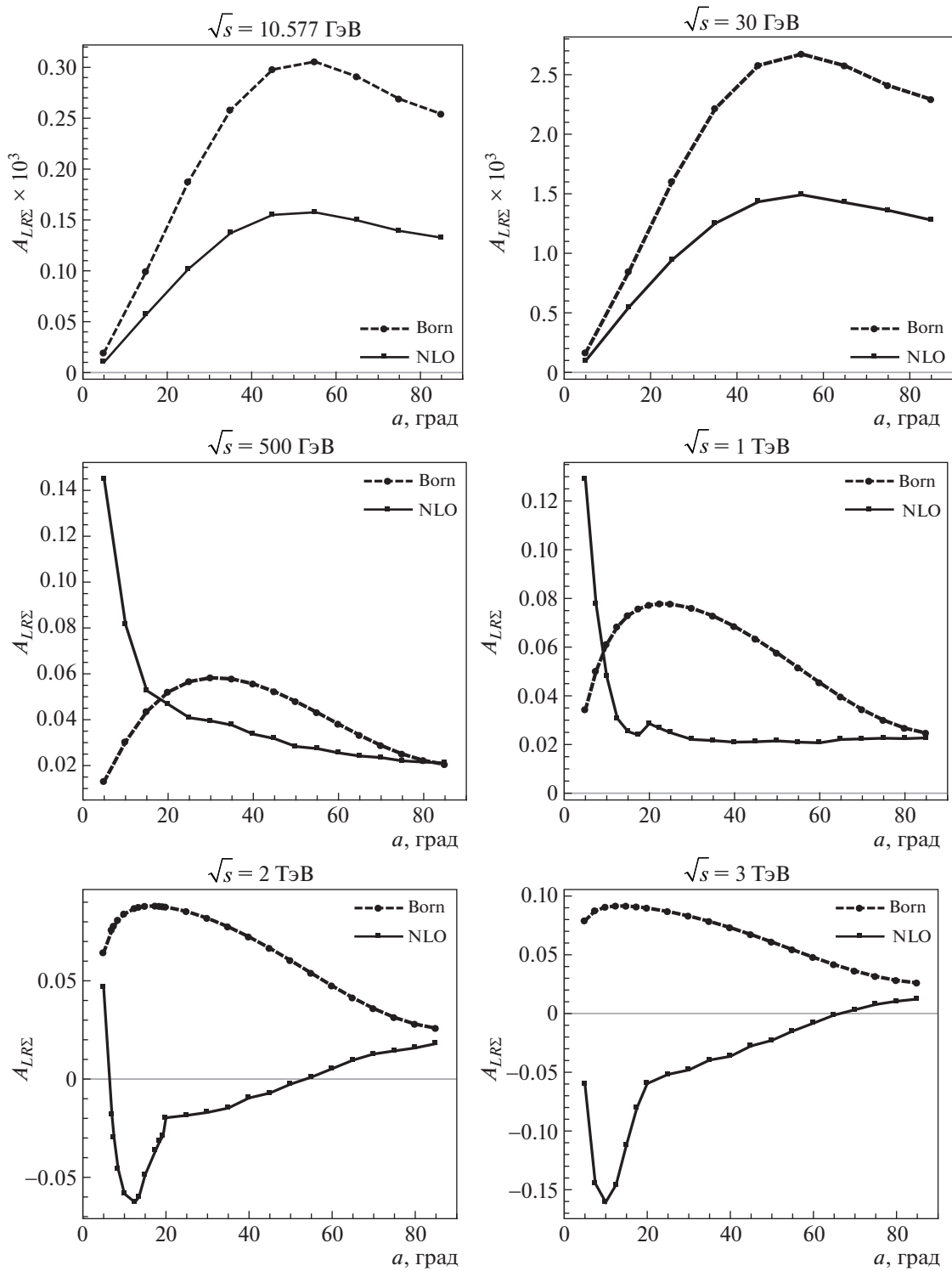


Рис. 3. Зависимость интегральных поляризационных асимметрий $A_{LR\Sigma}$ от угла a .

плитуда, соответствующая диаграммам рис. 5а и где рис. 5б, такая:

$$R_1^a = ie_\rho(p)D_a(q_{t_1}) \cdot \bar{u}(p_3)(\Gamma_1^a)^{\mu\rho}u(p_1) \times \\ \times \bar{u}(-p_2)\gamma_\mu\Gamma^a u(-p_4),$$

$$(\Gamma_1^a)^{\mu\rho} = \gamma^\mu\Gamma^a\frac{\hat{p} - \hat{p}_1 - m}{z_1}\gamma^\rho + \\ + \gamma^\rho\frac{\hat{p} + \hat{p}_3 + m}{z}\gamma^\mu\Gamma^a,$$

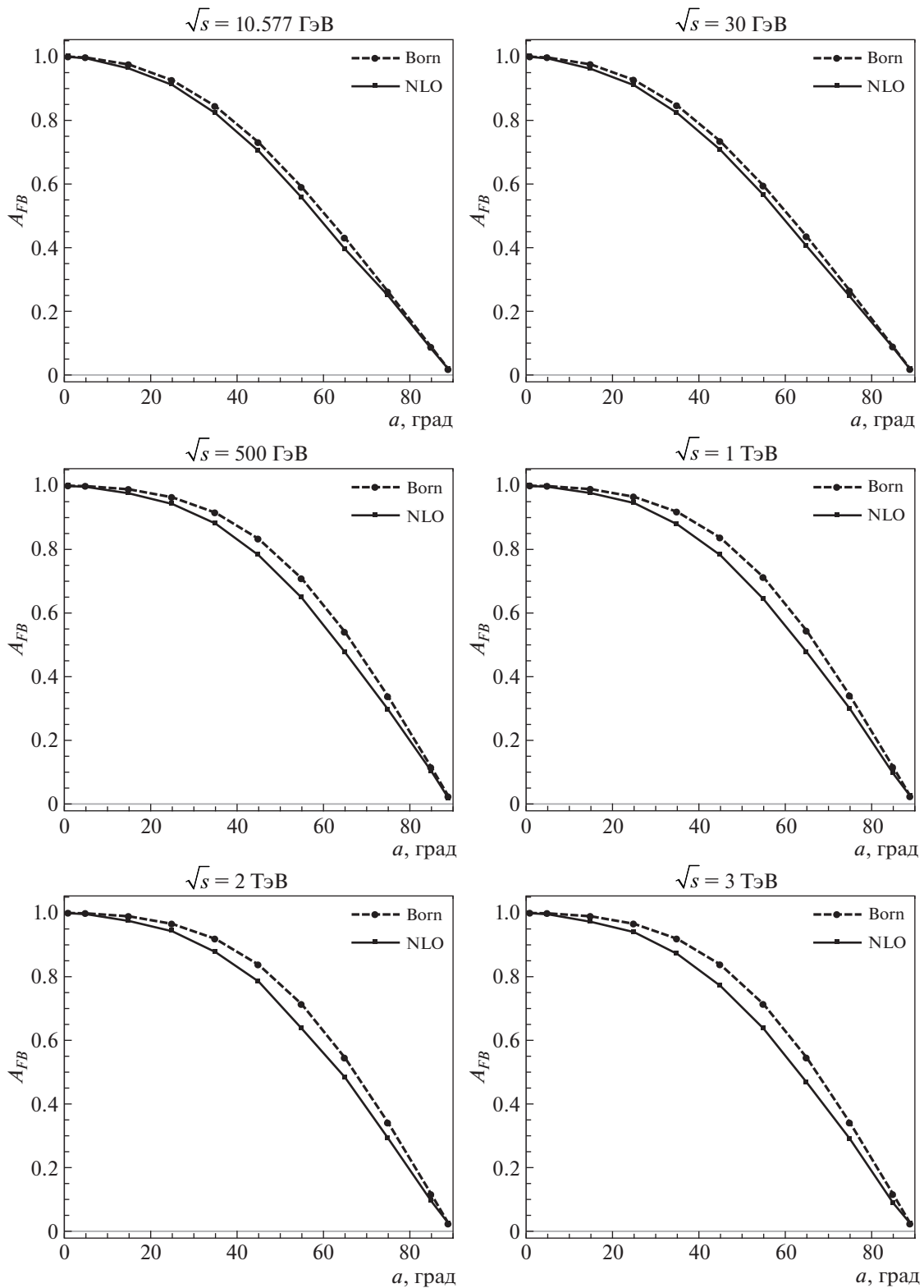


Рис. 4. Зависимость асимметрий вперед-назад A_{FB} от угла a .

а $e_\rho(p)$ — вектор поляризации тормозного фотона с 4-импульсом p .

Поясним, как получились комбинации ферми-

онных пропагаторов в этой амплитуде. Стартуем с правил Фейнмана, затем возводим в квадрат и упрощаем с учетом $p_1^2 = m^2$ (электрон лежит на

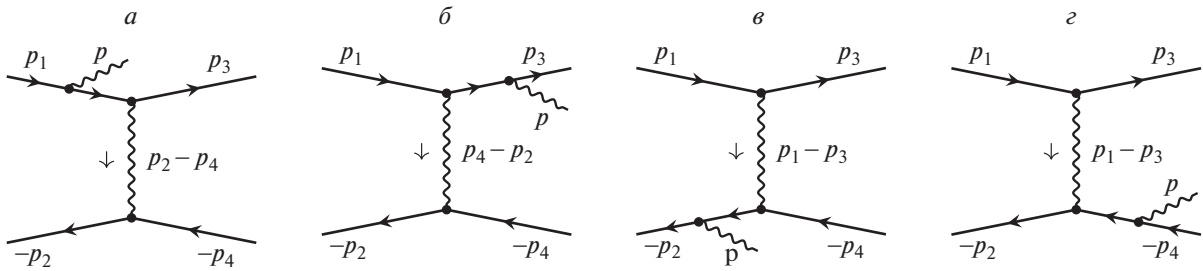


Рис. 5. t -канальные фейнмановские диаграммы процесса с излучением тормозного фотона $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+\gamma$.

массовой поверхности) и $p^2 = 0$ (фотон реальный, с нулевой массой):

$$S(p_1 - p) = \frac{\hat{p}_1 - \hat{p} + m}{(p_1 - p)^2 - m^2} = \frac{\hat{p}_1 - \hat{p} + m}{p_1^2 - 2p_1p + p^2 - m^2} = \frac{\hat{p} - \hat{p}_1 - m}{z_1}.$$

Амплитуда, соответствующая диаграммам рис. 5в и рис. 5г, строится аналогично:

$$R_2^a = ie_\rho(p)D_a(q_t) \cdot \bar{u}(p_3)\gamma_\mu\Gamma^a u(p_1) \times \bar{u}(-p_2)(\Gamma_2^a)^{\mu\rho} u(-p_4),$$

где

$$(\Gamma_2^a)^{\mu\rho} = \gamma^\mu\Gamma^a \frac{-\hat{p} - \hat{p}_4 + m}{v} \gamma^\rho + \gamma^\rho \frac{-\hat{p} + \hat{p}_2 - m}{v_1} \gamma^\mu\Gamma^a.$$

Диаграммы рис. 6а и рис. 6б дают

$$R_3^a = -ie_\rho(p)D_a(q_{s_1}) \times \bar{u}(-p_2)(\Gamma_3^a)^{\mu\rho} u(p_1) \cdot \bar{u}(p_3)\gamma_\mu\Gamma^a u(-p_4),$$

Таблица 1. Инварианты для безрадиационного и радиационного случаев в УРП

Инвариант	Безрадиационный случай	Радиационный случай
$s = (p_1 + p_2)^2$	$4E^2$	$4E^2$
$t = (p_1 - p_3)^2$	$-s(1 - c)/2$	$(v - s)(1 - c)/2$
$u = (p_2 - p_3)^2$	$-s(1 + c)/2$	$(v - s)(1 + c)/2$
$z_1 = 2pp_1$	0	z_1
$v_1 = 2pp_2$	0	v_1
$z = 2pp_3$	0	$z_1 + v_1 - v$
$v = 2pp_4$	0	v
$s_1 = (p_3 + p_4)^2$	s	$s - z_1 - v_1$
$t_1 = (p_2 - p_4)^2$	t	$t - v + v_1$
$u_1 = (p_1 - p_4)^2$	u	$u - v + z_1$

$$(\Gamma_3^a)^{\mu\rho} = \gamma^\mu\Gamma^a \frac{\hat{p} - \hat{p}_1 - m}{z_1} \gamma^\rho + \gamma^\rho \frac{-\hat{p} + \hat{p}_2 - m}{v_1} \gamma^\mu\Gamma^a.$$

Наконец, диаграммы рис. 6в и рис. 6г формируют амплитуду

$$R_4^a = -ie_\rho(p)D_a(q_s) \cdot \bar{u}(-p_2)\gamma_\mu\Gamma^a u(p_1) \times \bar{u}(p_3)(\Gamma_4^a)^{\mu\rho} u(-p_4),$$

где

$$(\Gamma_4^a)^{\mu\rho} = \gamma^\mu\Gamma^a \frac{-\hat{p} - \hat{p}_4 + m}{v} \gamma^\rho + \gamma^\rho \frac{\hat{p} + \hat{p}_3 + m}{z} \gamma^\mu\Gamma^a.$$

Существует хорошая возможность упростить выражения Γ_j^a . Это осуществляется следующим образом: рассмотрим для примера комбинацию $\bar{u}(p_3)(\Gamma_1^a)^{\mu\rho} u(p_1)$, входящая в него конструкция упрощается с использованием коммутационных свойств матриц Дирака:

$$\gamma^\alpha\gamma^\beta + \gamma^\beta\gamma^\alpha = 2g^{\alpha\beta}$$

и уравнения Дирака так:

$$\begin{aligned} (-\hat{p}_1 - m)\gamma^\rho u(p_1) &= -(p_{1\alpha}\gamma^\alpha\gamma^\rho + m\gamma^\rho)u(p_1) = \\ &= -(p_{1\alpha}[2g^{\alpha\rho} - \gamma^\rho\gamma^\alpha] + m\gamma^\rho)u(p_1) = \\ &= -(2p_1^\rho - \gamma^\rho[\hat{p}_1 - m])u(p_1) = -2p_1^\rho u(p_1). \end{aligned}$$

Тогда, протаскивая матрицу Γ^a на правую или, при необходимости, на левую сторону выражения (это возможно через четное число гамма-матриц), получаем упрощенную форму записи:

$$(\Gamma_1^a)^{\mu\rho} = \left(\gamma^\mu \frac{\hat{p}\gamma^\rho - 2p_1^\rho}{z_1} + \gamma^\rho \frac{\hat{p} + 2p_3^\rho}{z} \gamma^\mu \right) \Gamma^a = \Gamma_1^{\mu\rho} \Gamma^a, \tag{39}$$

$$(\Gamma_2^a)^{\mu\rho} = \left(\gamma^\mu \frac{-\hat{p}\gamma^\rho - 2p_4^\rho}{v} + \gamma^\rho \frac{\hat{p} + 2p_2^\rho}{v_1} \gamma^\mu \right) \Gamma^a = \Gamma_2^{\mu\rho} \Gamma^a, \tag{40}$$

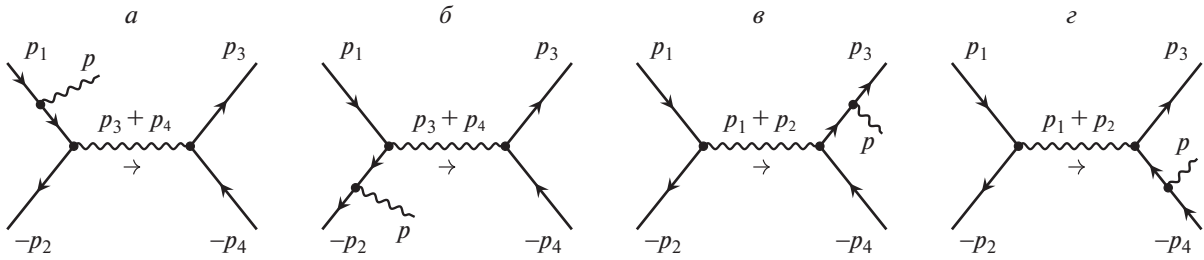


Рис. 6. s -канальные фейнмановские диаграммы процесса с излучением тормозного фотона $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+\gamma$.

$$\begin{aligned}
 & + \frac{-\gamma^\rho \hat{p} + 2p_2^\rho}{v_1} \gamma^\mu \Gamma^a = \Gamma_2^{\mu\rho} \Gamma^a, \\
 & (\Gamma_3^a)^{\mu\rho} = \left(\gamma^\mu \frac{\hat{p} \gamma^\rho - 2p_1^\rho}{z_1} + \right. \quad (41)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{-\gamma^\rho \hat{p} + 2p_2^\rho}{v_1} \gamma^\mu \Gamma^a = \Gamma_3^{\mu\rho} \Gamma^a, \\
 & (\Gamma_4^a)^{\mu\rho} = \left(\gamma^\mu \frac{-\hat{p} \gamma^\rho - 2p_4^\rho}{v} + \right. \quad (42) \\
 & \left. + \frac{\gamma^\rho \hat{p} + 2p_3^\rho}{z} \gamma^\mu \right) \Gamma^a = \Gamma_4^{\mu\rho} \Gamma^a.
 \end{aligned}$$

Дифференциальное сечение процесса (34) имеет вид

$$d\sigma_R = \frac{\alpha^3}{\pi^2 s} \sum |R|^2 d\Phi_3, \quad (43)$$

где фазовый объем реакции записывается так:

$$\begin{aligned}
 d\Phi_3 &= \delta(p_1 + p_2 - p_3 - p_4 - p) \times \quad (44) \\
 & \times \frac{d^3 \mathbf{p}_3}{2p_{30}} \frac{d^3 \mathbf{p}_4}{2p_{40}} \frac{d^3 \mathbf{p}}{2p_0}.
 \end{aligned}$$

Теперь нам предстоит квадрировать амплитуду в (43), должным образом просуммировав и усреднив по поляризациям. Здесь можно опустить произведение зарядов, поскольку вполне очевидно, что $Q_e^2 = (-1)^2 = 1$ во всех членах. Таким образом,

$$\sum |R|^2 = \sum_{a,b=\gamma,Z} \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^4 R_j^a R_k^{b+}. \quad (45)$$

При квадрировании амплитуд используем свойство для вектора поляризации фотона:

$$e_\rho(p) e_{\rho'}(p) = -g_{\rho\rho'}. \quad (46)$$

Рассчитаем выражения для квадрированных амплитуд: всего будет 16 слагаемых, сначала запишем диагональные (следим за имеющейся симметрией записи):

$$\begin{aligned}
 R_1^a R_1^{b+} &= -D_a(q_{t_1}) D_b^*(q_{t_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_1^{\mu\rho} U_1^{ab} \Gamma_1^{\nu\rho+} U_3] \text{Tr}[\gamma_\mu U_4^{ab} \gamma_\nu U_2],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_2^a R_2^{b+} &= -D_a(q_t) D_b^*(q_t) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_2^{\mu\rho} U_4^{ab} \Gamma_2^{\nu\rho+} U_2] \text{Tr}[\gamma_\mu U_1^{ab} \gamma_\nu U_3], \\
 R_3^a R_3^{b+} &= -D_a(q_{s_1}) D_b^*(q_{s_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_3^{\mu\rho} U_1^{ab} \Gamma_3^{\nu\rho+} U_2] \text{Tr}[\gamma_\mu U_4^{ab} \gamma_\nu U_3], \\
 R_4^a R_4^{b+} &= -D_a(q_s) D_b^*(q_s) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_4^{\mu\rho} U_4^{ab} \Gamma_4^{\nu\rho+} U_3] \text{Tr}[\gamma_\mu U_1^{ab} \gamma_\nu U_2].
 \end{aligned}$$

Теперь приведем попарно недиагональные элементы:

$$\begin{aligned}
 R_1^a R_2^{b+} &= -D_a(q_{t_1}) D_b^*(q_t) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_1^{\mu\rho} U_1^{ab} \gamma_\nu U_3] \text{Tr}[\gamma_\mu U_4^{ab} \Gamma_2^{\nu\rho+} U_2], \\
 R_2^a R_1^{b+} &= -D_a(q_t) D_b^*(q_{t_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_2^{\mu\rho} U_4^{ab} \gamma_\nu U_2] \text{Tr}[\gamma_\mu U_1^{ab} \Gamma_1^{\nu\rho+} U_3], \\
 R_1^a R_3^{b+} &= +D_a(q_{t_1}) D_b^*(q_{s_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_1^{\mu\rho} U_1^{ab} \Gamma_3^{\nu\rho+} U_2 \gamma_\mu U_4^{ab} \gamma_\nu U_3], \\
 R_3^a R_1^{b+} &= +D_a(q_{s_1}) D_b^*(q_{t_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_3^{\mu\rho} U_1^{ab} \Gamma_1^{\nu\rho+} U_3 \gamma_\mu U_4^{ab} \gamma_\nu U_2], \\
 R_1^a R_4^{b+} &= +D_a(q_{t_1}) D_b^*(q_s) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_1^{\mu\rho} U_1^{ab} \gamma_\nu U_2 \gamma_\mu U_4^{ab} \Gamma_4^{\nu\rho+} U_3], \\
 R_4^a R_1^{b+} &= +D_a(q_s) D_b^*(q_{t_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_4^{\mu\rho} U_4^{ab} \gamma_\nu U_2 \gamma_\mu U_1^{ab} \Gamma_1^{\nu\rho+} U_3], \\
 R_2^a R_3^{b+} &= +D_a(q_t) D_b^*(q_{s_1}) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_2^{\mu\rho} U_4^{ab} \gamma_\nu U_3 \gamma_\mu U_1^{ab} \Gamma_3^{\nu\rho+} U_2], \\
 R_3^a R_2^{b+} &= +D_a(q_{s_1}) D_b^*(q_t) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_3^{\mu\rho} U_1^{ab} \gamma_\nu U_3 \gamma_\mu U_4^{ab} \Gamma_2^{\nu\rho+} U_2], \\
 R_2^a R_4^{b+} &= +D_a(q_t) D_b^*(q_s) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_2^{\mu\rho} U_4^{ab} \Gamma_4^{\nu\rho+} U_3 \gamma_\mu U_1^{ab} \gamma_\nu U_2], \\
 R_4^a R_2^{b+} &= +D_a(q_s) D_b^*(q_t) \times \\
 & \times \text{Tr}[\Gamma_4^{\mu\rho} U_4^{ab} \Gamma_2^{\nu\rho+} U_2 \gamma_\mu U_1^{ab} \gamma_\nu U_3],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_3^a R_4^{b+} &= -D_a(q_{s_1}) D_b^*(q_s) \times \\
&\times \text{Tr}[\Gamma_3^{\mu\rho} U_1^{ab} \gamma_\nu U_2] \text{Tr}[\gamma_\mu U_4^{ab} \Gamma_4^{\nu\rho+} U_3], \\
R_4^a R_3^{b+} &= -D_a(q_s) D_b^*(q_{s_1}) \times \\
&\times \text{Tr}[\Gamma_4^{\mu\rho} U_4^{ab} \gamma_\nu U_3] \text{Tr}[\gamma_\mu U_1^{ab} \Gamma_3^{\nu\rho+} U_2].
\end{aligned}$$

Прямое численное интегрирование (43) возможно с использованием, например, техники Монте-Карло, однако на этом пути возникает ряд проблем. Как основные выделим медленную сходимость и трудность контроля точности, в то время как (это уже отмечалось во введении) современные эксперименты предъявляют высочайшие требования к теоретической оценке наблюдаемых величин (в рамках СМ) в реакциях типа (1). Покажем, как построить “удовлетворительно” точную программу численного интегрирования.

7. МЯГКИЕ ФОТОНЫ

Рассчитаем сечение процесса с излучением мягкого фотона с энергией в с.ц.м. начальных частиц:

$$\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2, \quad p_{10} = p_{20} = E = \sqrt{s}/2, \quad (47)$$

меньшей фиксированного значения ω , такого, что $\omega \ll E$.

Прежде всего, сделаем приближение $p \rightarrow 0$ везде, кроме части фазового объема $\frac{d^3\mathbf{p}}{2p_0}$ и знаменателей с p . Тогда амплитуды мягкого ТИ становятся пропорциональны борновским, что приводит к следующей факторизации:

$$\begin{aligned}
&(R_1^a + R_2^a + R_3^a + R_4^a)|_{p \rightarrow 0} \sim \\
&\sim e_\rho(p) \left(\frac{p_1^\rho}{pp_1} - \frac{p_2^\rho}{pp_2} - \frac{p_3^\rho}{pp_3} + \frac{p_4^\rho}{pp_4} \right) \mathcal{M}_0^a.
\end{aligned} \quad (48)$$

После квадрирования получим факторизацию также и перед борновским сечением:

$$\frac{d\sigma^{\text{soft}}}{dc} = \delta_{\text{soft}} \frac{d\sigma_0}{dc}, \quad (49)$$

где

$$\begin{aligned}
\delta_{\text{soft}} &= -\frac{\alpha}{4\pi^2} \times \\
&\times \int_{|\mathbf{p}| < \omega} \frac{d^3\mathbf{p}}{p_0} \left(\frac{p_1^\rho}{pp_1} - \frac{p_2^\rho}{pp_2} - \frac{p_3^\rho}{pp_3} + \frac{p_4^\rho}{pp_4} \right)^2.
\end{aligned} \quad (50)$$

Для того чтобы вычислить поправку δ_{soft} , требуется уметь рассчитывать интегралы вида

$$L_{ij} = \int_{|\mathbf{p}| < \omega} \frac{d^3\mathbf{p}}{p_0} \frac{1}{pp_i} \frac{1}{pp_j}, \quad (i, j) = \overline{1, 4}. \quad (51)$$

Соответствующая техника описана в работе [14]. Финальный ответ в УРП таков:

$$\begin{aligned}
\delta_{\text{soft}} &= \frac{2\alpha}{\pi} \left[2 \ln \frac{2\omega}{\lambda} \left(\ln \frac{st}{m^2 u} - 1 \right) + \right. \\
&\left. + L_s - \frac{L_s^2}{2} - \frac{\pi^2}{3} + \text{Li}_2 \frac{-t}{u} - \text{Li}_2 \frac{-u}{t} \right].
\end{aligned} \quad (52)$$

Сумма виртуальных вкладов ($C = V$) и мягкого тормозного излучения ($C = S$) не зависит от λ . Установить это можно как численно, так и аналитически. Подобная процедура является стандартной для расчетов такого рода и является реализацией известной концепции Блоха–Нордсика [15].

8. ФАЗОВЫЙ ОБЪЕМ

Поработаем с фазовым объемом реакции $2 \rightarrow 3$ из (44). Простой и математически ясный способ — это приведение его к форме с зависимостью от четырех (радиационных) инвариантов в духе учебника [16]:

$$d\Phi_3 = \frac{\pi}{16s\sqrt{-\Delta_4}} dt dz_1 dv_1 dv, \quad (53)$$

где $\Delta_4 = \Delta_4(p_1, p_2, p_3, p_4)$ — определитель Грама. Так было сделано, например, в работе [17], где рассчитан вклад жесткого ТИ в условиях эксперимента MOLLER. Следует признать, что, несмотря на внешнюю простоту и легкость интерпретации для компьютерного кода, вид фазового объема (53) представляет значительную трудность при интегрировании. Чтобы добиться необходимой скорости сходимости интеграла в таком подходе (назовем его M -методом), например, в работе [17] были предприняты значительные усилия в преобразовании (факторизации) подынтегрального выражения, комбинировании результата в виде относительных поправок δ_\pm , предварительном разбиении результата по типам вкладов, удобных для программирования интегрирования и пр. Необходимая точность результата достигается, но также остро выявляется несоответствие объема затраченных усилий и полученной довольно слабой сходимости результата интегрирования.

Решение может быть получено на пути подходящего преобразования фазового объема (44) в с.ц.м. начальных частиц (47). Изобразим в ней векторы конечных частиц, см. рис. 7, используя вспомогательный вектор $\mathbf{p}_5 = -\mathbf{p}$. Прежде всего снимем интеграл по $d^3\mathbf{p}_4$, тогда

$$\begin{aligned}
d\Phi_3 &= \delta(\sqrt{s} - p_{30} - p_{40} - p_0) \times \\
&\times \frac{1}{2p_{40}} \frac{d^3\mathbf{p}_3}{2p_{30}} \frac{d^3\mathbf{p}}{2p_0}.
\end{aligned} \quad (54)$$

Перейдем в сферическую систему координат (будем пользоваться двумя обозначениями для угла рассеяния: $\theta_3 \equiv \theta$):

$$d^3 \mathbf{p}_3 = |\mathbf{p}_3|^2 d|\mathbf{p}_3| d \cos \theta_3 d\varphi_3$$

и применим соотношение $|\mathbf{p}_3| d|\mathbf{p}_3| = p_{30} dp_{30}$.

Теперь нужно снять интеграл по p_{30} с помощью оставшейся δ -функции, используя свойство

$$\delta[f(x)] = \frac{1}{|f'(x_0)|} \delta(x - x_0), \quad (55)$$

где x_0 — корень уравнения $f(x_0) = 0$. Функция $f(x)$ в данном случае — это закон сохранения энергии, заданный в неявном виде:

$$f(x) = p_{30} + p_{40} + p_0 - \sqrt{s}, \quad (56)$$

где \sqrt{s} — полная энергия реакции, а $x \equiv p_{30}$. Несложно найти производную $f'(x)$:

$$f'(x) = 1 + \frac{x(1 - |\mathbf{p}|A(x^2 - m^2)^{-1/2})}{\sqrt{x^2 - 2|\mathbf{p}|A\sqrt{x^2 - m^2} + |\mathbf{p}|^2}}. \quad (57)$$

Возможные энергии конечного электрона найдем, решая закон сохранения энергии $f(x_0^\pm) = 0$:

$$x_0^\pm = \frac{BC \pm \sqrt{C^2 + m^2(1 - B^2)}}{1 - B^2}, \quad (58)$$

где коэффициенты

$$B = \frac{\sqrt{s} - p_0}{A|\mathbf{p}|}, \quad C = \frac{|\mathbf{p}|^2 - (\sqrt{s} - p_0)^2}{2A|\mathbf{p}|} \quad (59)$$

выражаются через фактор

$$\begin{aligned} A &= \cos(\widehat{\mathbf{p}_5, \mathbf{p}_3}) = \\ &= \sin \theta \sin \theta_5 \cos \varphi_5 + \cos \theta \cos \theta_5 = \\ &= -\sin \theta \sin \theta_p \cos \varphi_p - \cos \theta \cos \theta_p, \end{aligned} \quad (60)$$

который определяет, какой знак в (58) соответствует физическому значению энергии, а именно: при положительном значении A (в этой ситуации вектор вылетевшего фотона образует с вектором \mathbf{p}_3 тупой угол, т.е. вылетает в противоположную полусферу) выбираем x_0^- и наоборот, т.е.

$$x_0 = \begin{cases} x_0^-, & \text{если } A > 0, \\ x_0^+, & \text{если } A < 0. \end{cases}$$

Эти соотношения могут быть представлены в следующем виде:

$$p_{30} = \frac{\sqrt{s^3} + 2p_0^2\sqrt{s} - 3p_0s + p_0As_q}{2s - 4p_0\sqrt{s} + 2p_0^2(1 - A^2)}, \quad (61)$$

где

$$s_q = \sqrt{s(\sqrt{s} - 2p_0)^2 + 4m^2 [p_0^2(A^2 - 1) + 2p_0\sqrt{s} - s]}.$$

В УРП выражение для энергии приобретает компактный вид:

$$p_{30} = \frac{\sqrt{s}}{2} \frac{\sqrt{s} - 2p_0}{\sqrt{s} - p_0(1 + A)}.$$

Итак, с учетом вышесказанного получим фазовый объем в виде

$$d\Phi_3 = \frac{|\mathbf{p}_3|}{4p_{40}|f'(x_0)|} d \cos \theta_3 d\varphi_3 \frac{d^3 \mathbf{p}}{2p_0}. \quad (62)$$

Здесь $d \cos \theta_3 \equiv dc$, а интегрирование по азимутальному углу φ_3 дает 2π из-за симметрии относительно поворота всей реакции вокруг оси пучка.

Далее переходим к интегрированию по \mathbf{p} :

$$\begin{aligned} d^3 \mathbf{p} &= |\mathbf{p}|^2 d|\mathbf{p}| d \cos \theta_p d\varphi_p, \\ \theta_p &= \pi - \theta_5, \quad \varphi_p = \pi + \varphi_5. \end{aligned}$$

С использованием \mathbf{p}_5 векторы конечных частиц в с.ц.м. выглядят просто:

$$\mathbf{p}_3 = (|\mathbf{p}_3| \sin \theta, 0, |\mathbf{p}_3| \cos \theta), \quad (63)$$

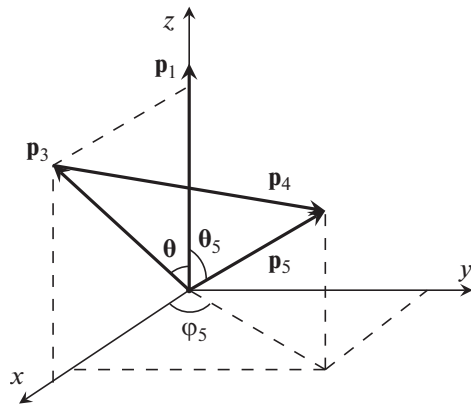


Рис. 7. Конфигурация 3-импульсов при интегрировании по фазовому пространству тормозного фотона в с.ц.м. начальных частиц.

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_5 &= (|\mathbf{p}| \sin \theta_5 \cos \varphi_5, \\ &|\mathbf{p}| \sin \theta_5 \sin \varphi_5, |\mathbf{p}| \cos \theta_5), \\ \mathbf{p}_4 &= \mathbf{p}_5 - \mathbf{p}_3. \end{aligned}$$

Ясно, что $p_{40} = \sqrt{m^2 + |\mathbf{p}_4|^2}$ и легко вычисляется из (63).

Теперь выразим через энергию, азимутальный и полярный углы фотона радиационные инварианты [17]:

$$\begin{aligned} z_1 &= 2p_0 p_{10} + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_1| \cos \theta_5, \\ v_1 &= 2p_0 p_{20} - 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_2| \cos \theta_5, \\ z &= 2p_0 p_{30} + 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_3| A, \\ v &= 2p_0(\sqrt{s} - p_{30}) - 2|\mathbf{p}||\mathbf{p}_3| A. \end{aligned} \quad (64)$$

Следует заметить, что во всех вышеприведенных формулах различаются p_0 и $|\mathbf{p}|$, формально в них удерживается масса фотона λ (т.е. $p_0^2 - |\mathbf{p}|^2 = \lambda^2 \rightarrow 0$), которая в дальнейшем будет использована как инфинитезимальный параметр для регуляризации инфракрасной расходимости. По причине малости ее удержание оказывается важным только в нижнем пределе интегрирования (65) (см. ниже).

9. ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПО ФАЗОВОМУ ОБЪЕМУ

Теперь все готово для интегрирования по фазовому объему тормозного фотона. Используя полученные выражения для фазового объема, снимем интеграл по азимутальному углу детектируемого электрона φ_3 , тогда сечение R -вклада принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^R}{dc} &= -\frac{\alpha^3}{4\pi s} \int_0^{|\mathbf{p}|_{\max}} \frac{|\mathbf{p}|^2}{p_0} d|\mathbf{p}| \int_{-1}^1 d \cos \theta_p \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\varphi_p \frac{|\mathbf{p}_3|}{p_{40}|f'(x_0)|} \sum_{i,j=\gamma,Z} |R|^2. \end{aligned} \quad (65)$$

Уже в таком виде численное интегрирование (будем использовать Монте-Карло-интегратор VEGAS [18]) осуществляется без проблем, если позаботиться о сгущении точек в области малых $|\mathbf{p}|$. Однако имеется возможность представить результат в более изящном виде. Сначала перейдем к интегралу по фотонной энергии, используя равенство $|\mathbf{p}|d|\mathbf{p}| = p_0 dp_0$, тогда

$$\int_0^{|\mathbf{p}|_{\max}} \frac{|\mathbf{p}|^2}{p_0} d|\mathbf{p}| \dots = \int_{\lambda}^{\Omega} |\mathbf{p}| dp_0 \dots, \quad (66)$$

где Ω — максимальная энергия тормозного фотона. Заметим, что такое преобразование дает возможность представить сечение мягкого ТИ в виде (произведем также некоторые очевидные упрощения)

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{soft}}}{dc} &= -\frac{\alpha^3}{4\pi s} \int_{\lambda}^{\omega} |\mathbf{p}| dp_0 \int_{-1}^1 d \cos \theta_p \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\varphi_p \frac{1}{2} \sum_{i,j=\gamma,Z} |R|^2. \end{aligned} \quad (67)$$

Видно, что использование преобразования (66) дает дополнительные степени свободы для расчета:

мягкое ТИ теперь можно считать двумя способами: либо по предварительно упрощенной формуле (49), либо по формуле (67) с помощью техники Монте-Карло-интегрирования, а затем свериться;

имеется возможность вовсе не разделять ТИ на мягкое и жесткое, а пользоваться формулой (65), в которой по смыслу содержится полностью все тормозное излучение; использование этого нового и, как показывает практический опыт, полезного свойства назовем W -методом (от “whole” — полный, цельный, без разделения).

W -метод весьма удобен для вычислений РП подобного рода, поскольку по построению не содержит нефизических параметров, кроме фиктивной массы фотона λ , которая естественным образом регуляризирует ИКР. С методической точки зрения он хорош тем, что вообще не оперирует такими терминами, как “мягкий фотон”, “жесткий фотон”, “параметр, разделяющий мягкую и жесткую области”, не требуется также отвлекающая в какой-то мере от сути дела проверка на независимость от этого параметра. Не стоит забывать также о том, что расчет по области мягких фотонов в традиционном подходе — это приближенное вычисление, и оно *принципиально* содержит ошибку расчета, которую, к слову сказать, довольно сложно контролировать, расчет в рамках W -метода такой ошибки не содержит.

Наконец, применив замену переменной (похожая замена использовалась, например, в [19] для выделения зависимости сечения от минимальной энергии фотона)

$$p_0 = \lambda^{1-x} \Omega^x, \quad (68)$$

что дает

$$\frac{dp_0}{p_0} = \ln \frac{\Omega}{\lambda} dx,$$

получим сечение в виде

$$\frac{d\sigma^R}{dc} = -\frac{\alpha^3}{4\pi s} \ln \frac{\Omega}{\lambda} \int_0^1 dx |\mathbf{p}| p_0 \int_{-1}^1 d \cos \theta_p \times \quad (69)$$

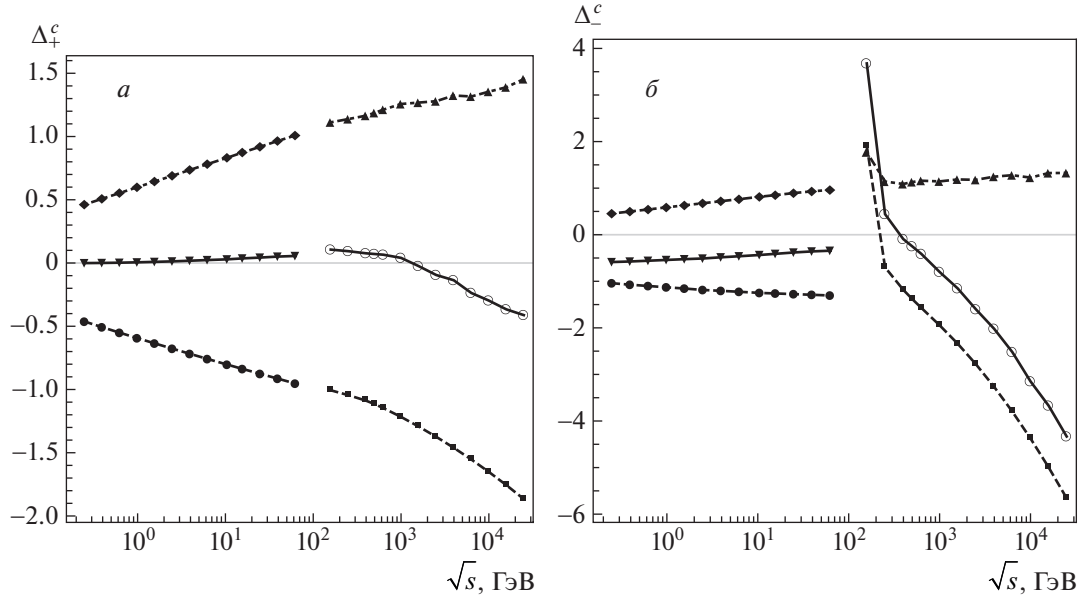


Рис. 8. Зависимость от \sqrt{s} поправок Δ_+ (а) и поправок Δ_- (б). Виртуальный и мягкий вклад ($C = VS$) описывается нижними линиями, жесткий ($C = \text{hard}$) — верхними, их сумма ($C = \text{NLO} = VS + \text{hard}$) — средними.

$$\times \int_0^{2\pi} d\varphi_p \frac{|\mathbf{p}_3|}{p_{40}|f'(x_0)|} \sum_{i,j=\gamma,Z} \sum |R|^2.$$

10. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Значения электрослабых параметров и масс элементарных частиц берем из Particle Data Group (PDG) Report [20]:

$$\alpha^{-1} = 137.035\,999, \quad m_W = 80.4628 \text{ ГэВ}, \quad (70)$$

$$m_Z = 91.1876 \text{ ГэВ}, \quad m_H = 125 \text{ ГэВ}.$$

Электронная, мюонная и τ -лептонная массы имеют значения:

$$m_e = 0.510\,998\,910 \text{ МэВ}, \quad (71)$$

$$m_\mu = 0.105\,658\,367 \text{ ГэВ}, \quad m_\tau = 1.776\,84 \text{ ГэВ}.$$

Остальные параметры, например, применяемые эффективные кварковые массы, необходимые для расчета, описаны в [12].

Теперь все готово для демонстрации результатов работы компьютерной программы и доказательства независимости от вспомогательных параметров. Мы пользовались как W -методом, так и стандартным методом с использованием ω , получая численно стабильные одинаковые результаты. Во втором случае независимость полного результата от параметра ω (очевидная по построению) тем не менее должна проверяться численно, так как такая проверка традиционно служит хорошим тестом правильности численных расчетов.

Введем две *относительные поправки* от рассматриваемого вклада C к комбинациям дифференциального сечения (эти поправки аддитивны):

$$\delta_{\pm}^C = \frac{d\sigma_{L0}^C \pm d\sigma_{R0}^C}{d\sigma_{L0}^0 \pm d\sigma_{R0}^0} \quad (72)$$

(соответствующие поправки для полного сечения обозначаем большой буквой: Δ_{\pm}^C , их анализ приведен на рис. 8). Исследуем относительные поправки δ_{\pm} к дифференциальным сечениям при различных значениях угла рассеяния электрона (кроме области, близкой к рассеянию назад) в интервале $|\cos \theta_3| \leq 0.9$, так что $25.8^\circ \leq \theta_3 \leq 154.1^\circ$ (также используется соответствующее ограничение на угол рассеяния позитрона $|\cos \theta_4| \leq 0.9$). Максимальная энергия фотона ограничена значением $\Omega = 0.45\sqrt{s}$. Тогда, выбирая для LE-режима энергию планируемого эксперимента Belle II ($\sqrt{s} = 10.577$ ГэВ), а для HE-режима типичную энергию ILC $\sqrt{s} = 500$ ГэВ, получим и сведем в табл. 2, 3 численные оценки относительных поправок δ_{\pm}^C .

Теперь проведем численный анализ полных (проинтегрированных по углу рассеяния) наблюдаемых. Сначала сверим расчет сечения жесткого ТИ с результатами других групп: в табл. 4 для энергии реакции $\sqrt{s} = 500$ ГэВ получено неплохое согласие с результатами групп SANC и WHIZARD, которые приведены в работе [21]. Для данных в этой таблице интегрируем по энергии фотона так: нижний предел выбираем 1 ГэВ, в качестве верхнего выбирается его максимальное значение, допустимое кинема-

Таблица 2. Относительные поправки δ_{\pm} к дифференциальным наблюдаемым в LE-режиме (при $\sqrt{s} = 10.577$ ГэВ) при разных θ (масса фотона $\lambda = 10^{-7}$ ГэВ)

ω/\sqrt{s}	δ_+^V	δ_+^S	δ_+^H	δ_+^{NLO}	δ_-^V	δ_-^S	δ_-^H	δ_-^{NLO}
$\theta = 30^\circ$								
10^{-5}	-1.8111	0.3380	1.4678	-0.0052	-2.2484	0.3380	1.4502	-0.4601
10^{-4}	-1.8111	0.6855	1.1206	-0.0050	-2.2484	0.6855	1.1029	-0.4599
10^{-3}	-1.8111	1.0330	0.7732	-0.0050	-2.2484	1.0330	0.7557	-0.4597
$\theta = 60^\circ$								
10^{-5}	-2.0398	0.4317	1.7254	0.1173	-2.4783	0.4317	1.6388	-0.4077
10^{-4}	-2.0398	0.8121	1.3451	0.1173	-2.4783	0.8121	1.2585	-0.4077
10^{-3}	-2.0398	1.1924	0.9653	0.1179	-2.4783	1.1924	0.8784	-0.4075
$\theta = 90^\circ$								
10^{-5}	-2.2065	0.5023	1.9006	0.1964	-2.6579	0.5023	1.7931	-0.3625
10^{-4}	-2.2065	0.9061	1.4970	0.1966	-2.6579	0.9061	1.3895	-0.3623
10^{-3}	-2.2065	1.3100	1.0936	0.1970	-2.6579	1.3100	0.9861	-0.3618
$\theta = 120^\circ$								
10^{-5}	-2.3782	0.5729	2.0403	0.2350	-2.8585	0.5729	2.1509	-0.1347
10^{-4}	-2.3782	1.0002	1.6126	0.2346	-2.8585	1.0002	1.7228	-0.1354
10^{-3}	-2.3782	1.4276	1.1854	0.2347	-2.8585	1.4276	1.2956	-0.1354

тикой:

$$\Omega = \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{2m^2}{\sqrt{s}}. \quad (73)$$

Используется 15 итераций и два выбора для количества случайных точек (10^6 и 10^8) программы VEGAS [18] (третья и четвертая строки табл. 4 соответственно).

Наконец, на рис. 8 приведем зависимости от \sqrt{s} относительных поправок Δ_{\pm} от однопетлевого вклада с учетом мягких фотонов с энергией, меньшей ω , с учетом жестких фотонов с энергией, большей ω (верхние линии), и их суммарный вклад (средние линии). В качестве параметра — разделителя энергий мягкой и жесткой области — выбирался $\omega = 10^{-3}\sqrt{s}$. При таком значении, во-первых, “мягкие” формулы неплохо работают (имеют физический смысл в плане положительности сечения) и, во-вторых, “жесткий” вклад интегрируется достаточно точно и быстро. Смещение ω к меньшим значениям делает мягкий вклад более точно описывающим процесс, но существенно усложняет интегрирование жесткой

части. Наоборот, при смещении ω к большим значениям “мягкие” формулы начинают работать неточно, хотя интегрирование жесткой части проще. Естественно, что для обеспечения более высокой заданной точности требуется уменьшение ω (вплоть до λ , как объясняется выше в рамках W -метода) и, как следствие, большее время для интегрирования жесткой части.

Следующий шаг — проведение полного анализа наблюдаемых величин для определенной экспериментальной ситуации. В последующем анализе трех наблюдаемых асимметрий будет использован простой выбор: ограничение на энергию фотона не делается [т.е. используется (73)], также накладывается простое симметричное ограничение на угол рассеяния позитрона: $|\cos\theta_4| \leq \cos 20^\circ$ (хорошо видно изменение характера асимметрий с учетом ЭСП именно в окрестности точки, соответствующей 20°). Анализ электрослабых радиационных эффектов представлен тремя рисунками: рис. 2 для асимметрии A_{LR} , рис. 3 для асимметрии $A_{LR\Sigma}$, рис. 4 для асимметрии A_{FB} . Он показывает, что эффекты довольно значительны, особенно этот

Таблица 3. Относительные поправки δ_{\pm} к дифференциальным наблюдаемым в HE-режиме (при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ) при разных θ (масса фотона $\lambda = 10^{-7}$ ГэВ)

ω/\sqrt{s}	δ_+^V	δ_+^S	δ_+^H	δ_+^{NLO}	δ_-^V	δ_-^S	δ_-^H	δ_-^{NLO}
$\theta = 30^\circ$								
10^{-5}	-3.0478	0.9305	2.1614	0.0441	-3.2444	0.9305	2.1447	-0.1692
10^{-4}	-3.0478	1.4429	1.6486	0.0437	-3.2444	1.4429	1.6328	-0.1687
10^{-3}	-3.0478	1.9554	1.1369	0.0444	-3.2444	1.9554	1.1213	-0.1677
$\theta = 60^\circ$								
10^{-5}	-3.3436	1.0792	2.4824	0.2180	-3.7905	1.0792	2.4466	-0.2647
10^{-4}	-3.3436	1.6245	1.9391	0.2199	-3.7905	1.6245	1.9021	-0.2639
10^{-3}	-3.3436	2.1698	1.3942	0.2203	-3.7905	2.1698	1.3590	-0.2617
$\theta = 90^\circ$								
10^{-5}	-3.5301	1.1891	2.7642	0.4232	-3.8617	1.1891	2.9623	0.2898
10^{-4}	-3.5301	1.7579	2.1970	0.4248	-3.8617	1.7579	2.3944	0.2907
10^{-3}	-3.5301	2.3267	1.6283	0.4249	-3.8617	2.3267	1.8262	0.2913
$\theta = 120^\circ$								
10^{-5}	-3.7318	1.2991	2.9332	0.5005	-3.1921	1.2991	6.4915	4.5985
10^{-4}	-3.7318	1.8914	2.3407	0.5003	-3.1921	1.8914	5.8935	4.5928
10^{-3}	-3.7318	2.4837	1.7486	0.5005	-3.1921	2.4837	5.2947	4.5863

Таблица 4. Сечение (в пбн) жесткого тормозного излучения в процессе Баба

Группа	00	LL	RR	LR	RL
SANC	15.137(2)	11.454(3)	11.455(3)	20.489(5)	17.149(4)
WHIZARD	15.138(2)	11.461(2)	11.457(2)	20.488(3)	17.147(3)
наш расчет, 10^6	15.10 ± 0.03	11.49 ± 0.03	11.42 ± 0.03	20.46 ± 0.04	17.09 ± 0.03
наш расчет, 10^8	15.16 ± 0.02	11.44 ± 0.02	11.44 ± 0.02	20.47 ± 0.03	17.06 ± 0.02

факт проявляется для поляризационных асимметрий A_{LR} и $A_{LR\Sigma}$.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значительность полученных эффектов доказывает необходимость учета электрослабых радиационных поправок в предстоящих экспериментальных программах как для низкоэнергетических экспериментов типа Belle II, так и для будущего электрон-позитронного коллайдера ILC/CLIC/FCC. Установка точного набора ограничений, соответствующих определенным условиям детектирования (так называемые *fiducial cuts*), для конкретной экспериментальной программы и анализ радиационных эффектов в такой ситуации

является предстоящей, совместной с экспериментаторами, работой.

Авторы признательны А.Б. Арбузову, М. Рупи (M. Roney) за обсуждение. Мы благодарны Е.В. Дыдышко, Л.В. Калиновской и Р.Р. Садыкову за помощь в сравнении наших результатов с результатами группы SANC. В.А.З. благодарит Государственную программу научных исследований Республики Беларусь “Конвергенция-2020” за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. L. Perl, G. S. Abrams, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. Briggs, F. Bulos, W. Chinowsky, J. T. Dakin, G. J. Feldman, C. E. Friedberg, D. Fryberger, G. Goldhaber, G. Hanson, F. B. Heile,

- B. Jean-Marie, J. A. Kadyk, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975).
2. G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, S. A. Khalek, A. A. Abdelalim, O. Abdinov, R. Aben, B. Abi, M. Abolins, O. AbouZeid, H. Abramowicz, H. Abreu, B. S. Acharya, L. Adameczyk, D. Adams, *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 1 (2012); arXiv: 1207.7214 [hep-ex]; S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, E. Aguilo, T. Bergauer, M. Dragicevic, J. Ero, C. Fabjan, M. Friedl, R. Fruehwirth, V. M. Ghete, J. Hammer, M. Hoch, N. Horman, *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **716**, 30 (2012); arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
 3. C. A. Heusch, Int. J. Mod. Phys A **20**, 7289 (2005).
 4. H. J. Bhabha, Proc. R. Soc. Lond. A **154**, 195 (1935).
 5. F. A. Berends, K. J. F. Gaemers, and R. Gastmans, Nucl. Phys. B **68**, 541 (1974).
 6. M. Böhm, H. Spiesberger, and W. Hollik, Fortschr. Phys. **34**, 687 (1986).
 7. W. Hollik, Fortschr. Phys. **38**, 165 (1990).
 8. M. Böhm and W. Hollik, Nucl. Phys. B **204**, 45 (1982).
 9. M. Bohm, A. Denner, and W. Hollik, Nucl. Phys. B **304**, 687 (1988).
 10. F. A. Berends, R. Kleiss, and W. Hollik, Nucl. Phys. B **304**, 712 (1988).
 11. G. Balossini, C. Bignamini, C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and F. Piccinini, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **183**, 168 (2008); arXiv: 0806.4909 [hep-ph].
 12. А. Г. Алексеев, С. Г. Барканова, Ю. М. Быстрицкий, В. А. Зыкунов, ЯФ **83**, 159 (2020) [Phys. At. Nucl. **83** (2) (2020)].
 13. T. Hahn and M. Perez-Victoria, Comput. Phys. Commun. **118**, 153 (1999) [hep-ph/9807565].
 14. G. 't Hooft and M. Veltman, Nucl. Phys. B **153**, 365 (1979).
 15. F. Bloch and A. Nordsieck, Phys. Rev. **52**, 54 (1937).
 16. Е. Бюклинг, К. Каянти, *Кинематика элементарных частиц* (Мир, Москва, 1975).
 17. В. А. Зыкунов, ЯФ **78**, 489 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 453 (2015)].
 18. P. G. Lepage, J. Comput. Phys. **27**, 192 (1978).
 19. T. Ishikawa *et al.* [MINAMI-TATEYA Group Collab.], KEK-92-19.
 20. Particle Data Group (C. Amsler *et al.*), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
 21. D. Bardin, Ya. Dydyshka, L. Kalinovskaya, L. Romyantsev, A. Arbuzov, R. Sadykov, and S. Bondarenko, Phys. Rev. D **98**, 013001 (2018); arXiv: 1801.00125 [hep-ph].

ELECTROWEAK CORRECTIONS WITH HARD BREMSSTRAHLUNG TO POLARIZED BHABHA SCATTERING

A. G. Aleksejevs¹⁾, S. G. Barkanova¹⁾, Yu. M. Bystritskiy²⁾, V. A. Zykunov^{2),3)}

¹⁾Memorial University, Corner Brook, Canada

²⁾JINR, Dubna, Moscow region, Russia

³⁾Francisk Skorina Gomel State University, Belarus

One-loop electroweak radiative corrections to polarized Bhabha scattering are calculated including hard real photon emission. The numerical analysis of polarized and spatial asymmetries includes electroweak corrections for low energy experiments like Belle II and for future electron–positron collider ILC/CLIC.

ДИРАКОВСКИЕ НЕЙТРИНО В SEE–SAW-МЕХАНИЗМЕ. НЕСОХРАНЕНИЕ ЧИСЛА ДИРАКОВСКИХ НЕЙТРИНО

© 2020 г. И. Т. Дятлов*

НИЦ “Курчатовский институт” — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия
Поступила в редакцию 19.11.2019 г.; после доработки 19.11.2019 г.; принята к публикации 19.11.2019 г.

Механизм see–saw, объясняющий малость масс нейтрино присутствием тяжелых майорановских масс, приводит к майорановским же частицам и прямому несохранению лептонного числа. Предложен вариант see–saw, в результате которого появляются только дираковские нейтрино с тем же несохранением. Такая ситуация представляется возможной для тяжелых нейтрино с пертурбативными связями с хиггсовским бозоном H . Она требуется для зеркальных нейтрино в модели, объясняющей структуру матриц слабого смешивания кварков и лептонов существованием очень тяжелых зеркальных аналогов фермионов Стандартной модели. Непертурбативность задачи не позволяет провести аналитическое решение, но выведенные условия свидетельствуют о предпочтительном появлении в данном механизме именно дираковских нейтрино. Явление может иметь значение для процессов лептогенеза, если все нейтрино дираковские.

DOI: 10.31857/S0044002720030058

1. ВВЕДЕНИЕ

Нарушающие лептонное число майорановские массы являются существенным элементом see–saw-механизма — возможного объяснения исключительной малости масс нейтрино. Результат see–saw известен, многократно применен и описан (см. обзоры [1]): возникают два обязательно майорановских нейтрино с разными массами — тяжелой и легкой.

Лагранжиан see–saw-механизма для масс нейтрино (одно поколение) имеет вид

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \mu \left(\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R \right) + \quad (1)$$

$$+ \frac{M_R}{2} \left(\Psi_R^T C \Psi_R + \bar{\Psi}_R C \bar{\Psi}_R^T \right),$$

где $\Psi_{R,L}$ — киральные компоненты (R, L) нейтрино, $\bar{\Psi}_R$ — слабый изоскаляр, Ψ_L — компонента изоспинора. Лагранжиан включает дираковскую (μ) и майорановскую (M_R) массы. Центральную роль в выборе (1) играет слабая $SU_L(2)$ -симметрия. Дираковская масса μ появляется в Стандартной модели (SM) в результате спонтанного нарушения $SU_L(2)$ вакуумным средним хиггсовского изодублета Φ_H [2]. Майорановская масса M_R может непосредственно присутствовать в лагранжиане, так как $\bar{\Psi}_R$ — изоскаляр. Она может появляться также в результате процедуры, аналогичной возникновению μ [2] с вакуумным средним нового изоскалярного мезона.

Майорановские члены с компонентой изодублета Ψ_L обычно не рассматриваются. Введение их без прямого нарушения $SU_L(2)$ -инвариантности требует совершенно иной, усложненной процедуры [1]: существования изовекторных скаляров со своим вакуумным средним или неперенормируемых членов $\sim \Phi_H^2$. Но и новые произвольные константы (M_L) не меняют майорановского характера возникающих при этом нейтрино.

Кажется очевидным, что в механизме see–saw невозможно совместить приемлемо подходящее нарушение слабой $SU_L(2)$ -симметрии с дираковскими состояниями нейтрино, т.е. с симметричным одновременным присутствием Ψ_R и Ψ_L компонент.

В предложенной автором феноменологической модели [3, 4] наблюдаемые качественные структуры матриц слабого смешивания кварков и лептонов обусловлены существованием очень тяжелых аналогов фермионов SM с зеркальными свойствами (модель нарушенной зеркальной симметрии). Для нейтрино воспроизводятся наблюдаемые качества — исключительная малость масс и существенное отличие лептонной матрицы слабого смешивания от кварковой [5], включая такие тонкие детали, как малость синуса угла смешивания Θ_{13} . Воспроизведение, естественно, достигается здесь при дираковской природе как тяжелых (зеркальных), так и легких (SM) нейтрино. Оно оказывается возможным как результат аналога see–saw-механизма со специфическим подбором майорановских констант (M_R, M_L). Даже при $\mu \ll M$

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

механизм see–saw для каждой из систем легких и тяжелых (зеркальных) частиц создает не два состояния (майорановские) с разными массами, а одно (дираковское) с определенной массой.

В настоящей работе исследуется, как требуемая система дираковских состояний может возникнуть в see–saw–схеме как результат действия динамического механизма, вызванного обязательным присутствием в зеркальной модели непертурбативной связи тяжелых зеркальных Ψ (это еще не физические нейтрино модели) с хиггсовским бозоном H . Только непертурбативный механизм приводит к возникновению массы M_L . Прямое нарушение слабой $SU(2)$ -симметрии непосредственным введением M_L в лагранжиан (1) не происходит. Поскольку H возникает в нарушенной $SU(2)$ -системе, то и рассматриваемый механизм есть следствие обычного хиггсовского механизма нарушения [2]. Он невозможен в системе до нарушения. В зеркальной схеме слабая симметрия $SU(2)$ становится киральной: $SU(2) \rightarrow SU_L(2)$ только при нарушении зеркальной симметрии. Ее нарушение означает и нарушение слабой $SU(2)$. В такой системе тяжелых дираковских нейтрино возникало бы несохранение лептонного числа во взаимодействиях с бозоном H и слабым вектоном W .

Непертурбативность системы препятствует аналитическому анализу процесса. Приходится ограничиться исследованием свойств основного уравнения и условий существования его решений. Эти условия соответствуют именно дираковской природе нейтрино.

Связь физических тяжелых зеркальных нейтрино с хиггсовским бозоном H прикрыта здесь непертурбативностью. Она может не соответствовать правилам СМ: простая пропорциональность масс частиц. Такая ситуация существует уже и в обычной (пертурбативной) see–saw–системе (см. формулы (11), (12)). В то же время константы связи H с легкими нейтрино, представляющими в модели нейтрино СМ, пропорциональны их массам. Поэтому для наблюдаемых частиц с их массами пертурбативные свойства СМ не меняются. В частности, благодаря компенсации W -вкладов вкладом с участием бозона H нет быстрого роста сечений процессов с рождением продольно поляризованных векторных W -бозонов [2].

В разд. 2 обычный механизм see–saw сравнивается с искомым вариантом, приводящим к дираковскому нейтрино. Обсуждаются свойства и отличия двух систем. Раздел 3 посвящен выводу приближенного уравнения, способного породить дираковские частицы, и найдены условия существования решений. В разд. 4 обсуждается связь изучаемых механизмов для тяжелых нейтрино с физикой легких нейтрино СМ.

2. МАЙОРАНОВСКИЕ МАССОВЫЕ ЧЛЕНЫ ДЛЯ МАЙОРАНОВСКИХ И ДИРАКОВСКИХ НЕЙТРИНО

Для ясности понимания дальнейшего рассмотрения напомним процедуру возникновения майорановских состояний в лагранжиане (1). Эта процедура в той или иной форме присутствует во всех представлениях see–saw–механизма [1]. Введем майорановские операторы:

$$\chi_R = \frac{\Psi_R + C\bar{\Psi}_R^T}{\sqrt{2}}, \quad \chi_L = \frac{\Psi_L + C\bar{\Psi}_L^T}{\sqrt{2}}, \quad (2)$$

C — матрица зарядового сопряжения, считаем ее вещественной $C = -C^T$, $C^2 = -1$. В терминах (2) лагранжиан (1) имеет вид

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \mu(\bar{\chi}_R\chi_L + \bar{\chi}_L\chi_R) + M_R(\bar{\chi}_R\chi_R). \quad (3)$$

Диагонализация (3) есть диагонализация матрицы

$$\begin{array}{cc|cc} \bar{\chi}_R & \bar{\chi}_L & & \\ \hline M_R & \mu & \chi_R & \\ \mu & 0 & \chi_L & \end{array}. \quad (4)$$

Она приводит к собственным значениям

$$\lambda_{\pm} = \frac{M_R}{2} \pm \sqrt{\frac{M_R^2}{4} + \mu^2} \quad (5)$$

и собственным функциям майорановских фермионов

$$\begin{aligned} \chi_+ &= \frac{1}{\sqrt{N}} \left[\chi_R - \frac{\mu}{\lambda_+} \chi_L \right], \\ \chi_- &= \frac{1}{\sqrt{N}} \left[\chi_L + \frac{\mu}{\lambda_+} \chi_R \right], \quad N = \frac{\lambda_+^2}{\lambda_+^2 + \mu^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

При $M_R \gg \mu$ приходим к хорошо известным [1] — очень большой и очень малой, массам майорановских состояний (6)

$$\lambda_+ \simeq M_R, \quad \lambda_- \simeq -\frac{\mu^2}{M_R}. \quad (7)$$

Интерес представляют взаимодействия нейтрино (6) с хиггсовским скалярным дублетом Φ_H и векторным бозоном W . Благодаря связи между этими взаимодействиями, обусловленной спонтанным нарушением слабой $SU(2)$ -симметрии:

$$\langle \Phi_H \rangle = \frac{\eta}{\sqrt{2}}, \quad \eta \simeq 246 \text{ ГэВ} [5], \quad (8)$$

в СМ происходит сокращение вкладов диаграмм с участием H и W , ограничивающее рост сечений с

энергией. Кроме того, в инвариантной калибровке вклады от полюса $q^2 = 0$ в пропагаторе W

$$\frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2 - M_W^2} = \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \frac{1}{M_W^2}, \quad (9)$$

сокращаются с вкладом голдстоуновского бозона $\varphi = \eta\theta/2$ нарушенной симметрии

$$\Phi_H = \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} e^{i(\theta\tau)/2}, \quad (10)$$

τ — матрицы изоспина. При взаимодействии только с нейтрино $\tau \rightarrow \tau_3 \rightarrow 1$. Сокращения происходят между вкладами диаграмм одного порядка теории возмущений. Такое пертурбативное сокращение возможно при малых константах связи H -бозона с фермионами.

В СМ без see–saw эти свойства обеспечиваются тем, что μ есть непосредственно масса фермиона. В see–saw-механизме при массах λ_\pm (5) взаимодействия Ψ_L и Ψ_R с Φ не пропорциональны массам:

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{2}\mu}{\eta} \left(\bar{\Psi}_L \Psi_R \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} e^{i(\theta\tau/2)} + \bar{\Psi}_R \Psi_L \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} e^{-i(\theta\tau/2)} \right) \Rightarrow \\ & \Rightarrow \mu(\bar{\Psi}\Psi) + \frac{\mu}{\eta}(\bar{\Psi}\Psi)H + i\frac{\mu}{\eta}(\bar{\Psi}\gamma_5\Psi)\varphi. \end{aligned} \quad (11)$$

Взаимодействие с хиггсовским бозоном H имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\mu}{\eta} \bar{\Psi}\Psi H = \\ & = \frac{\mu}{\eta N} \left[-\frac{2\mu}{\lambda_+} \bar{\chi}_- \chi_- + \frac{2\mu}{\lambda_+} \bar{\chi}_+ \chi_+ + \frac{M_R}{\lambda_+} (\bar{\chi}_+ \chi_- + \bar{\chi}_- \chi_+) \right] H. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь только взаимодействие с χ_- пропорционально его массе

$$-\frac{\mu^2}{\lambda_+} = \frac{\lambda_+ \lambda_-}{\lambda_+} = \lambda_-. \quad (13)$$

Рассмотрим, как сокращения вкладов происходят в see–saw-системе. Связь с голдстоуновской “частицей” φ в терминах (2) и (6) приобретает форму, аналогичную (12):

$$\begin{aligned} i\frac{\mu}{\eta}(\bar{\Psi}\gamma_5\Psi)\varphi &= i\frac{\mu}{\eta N} \left[\frac{M_R}{\lambda_+} (\bar{\chi}_+ \gamma_5 \chi_- + \bar{\chi}_- \gamma_5 \chi_+) + \frac{2\mu}{\lambda_+} \bar{\chi}_+ \gamma_5 \chi_+ - \frac{2\mu}{\lambda_+} \bar{\chi}_- \gamma_5 \chi_- \right] \varphi. \end{aligned} \quad (14)$$

Взаимодействие нейтрино (6) с полюсным членом пропагатора W в (9) оказывается точно таким же ($M_W = \frac{1}{2}g_2\eta$, [2]):

$$\begin{aligned} & g_2 \frac{q^\mu}{M_W} \left(\bar{\Psi}_L \gamma_\mu \frac{\tau\varphi}{2} \Psi_L \right) \Rightarrow \\ & \Rightarrow \frac{\mu}{\eta N} \left[\frac{M_R}{\lambda_+} (\bar{\chi}_+ \gamma_5 \chi_- + \bar{\chi}_- \gamma_5 \chi_+) + \frac{2\mu}{\lambda_+} \bar{\chi}_+ \gamma_5 \chi_+ - \frac{2\mu}{\lambda_+} \bar{\chi}_- \gamma_5 \chi_- \right] \varphi, \\ & q = p_1 - p_2, \quad \hat{p}\chi_\pm = \lambda_\pm \chi_\pm. \end{aligned} \quad (15)$$

Благодаря связи вкладов с бозоном H и вкладов со слабым взаимодействием (как и в СМ) отсутствует быстрый рост сечений с участием продольных W .

Проведенный анализ применим для теоретико-возмущенческой связи $\mu/\eta \ll 1$. Большие константы существенно изменяют механизм.

Предположим теперь систему, которая хотя и включает майорановский массовый член, но приводит к дираковским частицам. Такой вариант был построен в [2, 3] для модели зеркальной симметрии, воспроизводящей свойства матриц слабого смешивания кварков и лептонов. Массовая часть лагранжиана для этого варианта есть

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(\nu)} &= \mu \left(\bar{\Psi}_R \Psi_L + \bar{\Psi}_L \Psi_R \right) + \\ &+ \frac{M}{2} \left(\Psi_R^T C \Psi_R - \Psi_L^T C \Psi_L \right) + \text{с.с.} \end{aligned} \quad (16)$$

Только при таком знаке между равными L - и R -членами формула (16) представляет дираковское нейтрино, иначе — майорановское.

Лагранжиан (16) отличается от (1) членом с изоспинором Ψ_L и нарушает $SU(2)$ -инвариантность. Более того, как уже указано в разд. 1, этот член нельзя простым образом получить из $SU(2)$ -инвариантного лагранжиана. Надо вводить нарушение с помощью вакуумных средних изовекторного скаляра или использовать неперенормируемые взаимодействия фермионов с квадратом хиггсовского скаляра: $\sim \Phi_H^2$ [1]. Но тогда равенство коэффициентов $M_R = -M_L$ представляется абсолютно не имеющим оснований.

Далее будет предложен вариант решения этой проблемы; сейчас опишем свойства системы нейтрино, определяемой выражением (16). Лагранжиан (16) можно переписать с помощью дираковских операторов

$$\Psi = \Psi_R + \Psi_L. \quad (17)$$

Имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(\nu)} &= \mu \bar{\Psi}\Psi + \frac{M}{2} \left(\bar{\Psi}^C \gamma_5 \Psi - \bar{\Psi} \gamma_5 \Psi^C \right), \\ \Psi^C &= C \bar{\Psi}^T. \end{aligned} \quad (18)$$

Диагонализация этого выражения действительно приводит к дираковским операторам [4]:

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda &= \frac{1}{\sqrt{2N}} \times \quad (19) \\ &\times \left[\left(1 - \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \gamma_5 \Psi + \left(1 + \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \Psi^C \right], \\ \Psi_\lambda^C &= \frac{1}{\sqrt{2N}} \times \\ &\times \left[\left(1 + \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \Psi - \left(1 - \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \gamma_5 \Psi^C \right], \\ \lambda &= (M^2 + \mu^2)^{1/2}, \quad N = \frac{2\lambda}{M + \lambda}, \quad \Psi_\lambda \neq \Psi_\lambda^C. \end{aligned}$$

Лагранжиан (18) переходит в форму

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \lambda \bar{\Psi}_\lambda \Psi_\lambda, \quad (20)$$

т.е. в дираковский массовый член, что подтверждается и переходом к Ψ_λ в кинетическом члене лагранжиана (см. [4b]).

Очевидно, при этом теряется основная цель введения see-saw-механизма — объяснение появления состояний с очень малой массой, но в модели [1, 2] именно существование очень тяжелых дираковских зеркальных нейтрино приводит к очень малым массам дираковского нейтрино СМ и подходящим качественным свойствам матрицы слабого смешивания.

Обращение формул (19)

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{1}{\sqrt{2N}} \times \quad (21) \\ &\times \left[\left(1 - \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \gamma_5 \Psi_\lambda + \left(1 + \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \Psi_\lambda^C \right], \\ \Psi^C &= \frac{1}{\sqrt{2N}} \times \\ &\times \left[\left(1 + \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \Psi_\lambda - \left(1 - \frac{\mu}{M + \lambda}\right) \gamma_5 \Psi_\lambda^C \right] \end{aligned}$$

позволяет определить взаимодействие с хиггсовским бозоном. Оно включает члены, не сохраняющие лептонное число:

$$\begin{aligned} \frac{\mu}{\eta} (\bar{\Psi} \Psi) H &= \left[\frac{\mu^2}{\lambda \eta} (\bar{\Psi}_\lambda \Psi_\lambda) + \quad (22) \right. \\ &+ \left. \frac{\mu M}{2\lambda \eta} (\bar{\Psi}_\lambda^C \gamma_5 \Psi_\lambda - \bar{\Psi}_\lambda \gamma_5 \Psi_\lambda^C) \right] H. \end{aligned}$$

Связь Ψ_λ с голдстоуновской “частицей” нарушенной симметрии равна (взаимодействие только с нейтрино $\tau \rightarrow 1$):

$$i \frac{\mu}{\eta} \bar{\Psi} \gamma_5 \Psi \varphi = i \left[\frac{\mu^2}{\lambda \eta} (\bar{\Psi}_\lambda \gamma_5 \Psi_\lambda) + \quad (23) \right.$$

$$\left. + \frac{\mu M}{2\lambda \eta} (\bar{\Psi}_\lambda^C \Psi_\lambda - \bar{\Psi}_\lambda \Psi_\lambda^C) \right] \varphi, \quad \langle T(\varphi, \varphi) \rangle \sim \frac{1}{-q^2}.$$

В то время как взаимодействие Ψ_λ с полюсным членом в пропагаторе W -бозона (9) есть:

$$\begin{aligned} \frac{g_2}{2M_W} \bar{\Psi}_L \hat{q} \Psi_L \varphi_W &= \frac{g_2}{2M_W} \times \quad (24) \\ &\times \left[\mu (\bar{\Psi}_\lambda \gamma_5 \Psi_\lambda) + \frac{M}{2} (\bar{\Psi}_\lambda^C \Psi_\lambda - \bar{\Psi}_\lambda \Psi_\lambda^C) \right] \varphi_W, \\ \hat{p} \Psi_\lambda &= \lambda \Psi_\lambda, \quad \langle T(\varphi_W, \varphi_W) \rangle = \frac{1}{-q^2}. \end{aligned}$$

Здесь $\hat{p} \Psi_\lambda = \lambda \Psi_\lambda$, $\hat{p} \Psi_\lambda^C = -\lambda \Psi_\lambda^C$, так как имеются в виду спинорные состояния u и v . В СМ масса $M_W = g_2 \eta / 2$, и не возникает возможности сокращения вкладов от формул (23) и (24). Это, конечно, не удивительно из-за произвольного включения в лагранжиан (16) нарушающего $SU(2)$ -симметрию члена. Почленная, пертурбативная компенсация вкладов не происходит. Наше утверждение состоит в том, что дираковская система (16) с нарушением лептонного числа может возникнуть при образовании нарушающего симметрию члена пертурбативным путем, при сильном взаимодействии ($\mu/\eta \gg 1$) хиггсовского бозона H с нейтрино. Такая ситуация существует для тяжелых зеркальных состояний в модели [3, 4] (в see-saw-варианте $M/\eta \gg \mu/\eta \gg 1$).

Может ли в таком варианте измениться стандартная масса W -бозона $M_W = g_2 \eta / 2$? Сильные взаимодействия, связанные с участием виртуальных тяжелых частиц, ограничены здесь очень малой областью $1/\lambda \ll 1/M_W$. В работе [6] замечено, что тогда влияние этих процессов может быть ограничено фактором отношения объемов, т.е. может быть мало. Поправки к массе W от виртуальных легких фермионов будут обычной стандартной величины.

3. НЕПЕРТУРБАТИВНЫЙ ПЕРЕХОД МАЙОРАНОВСКОЙ СИСТЕМЫ В ДИРАКОВСКУЮ

В лагранжиане (1) дираковский параметр массы μ возникает в СМ в результате нарушения слабой $SU(2)$ -симметрии вакуумным средним хиггсовского дублета $\langle \Phi \rangle = n/\sqrt{2}$ (масса M_R не нарушает симметрию). Одновременно образуется хиггсовский бозон H (10). Бозон H меняет киральность нейтрино. Это приводит к обязательному появлению майорановской массы M_L в добавление к естественно присутствующей в лагранжиане (как в (1)) массе M_R . Рис. 1 поясняет это явление. При малых константах юкавской связи наведенные $M_L \neq M_R$ и фермионы останутся майорановскими.

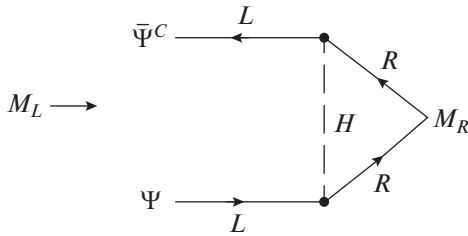


Рис. 1. Возникновение майорановской массы M_L через массу M_R .

При большом $\mu \gg \eta$ взаимодействие с нейтрино Ψ становится непертурбативным. Рассмотрим влияние этой сильной связи на майорановскую массу.

Для этого обсудим упрощенную модель, которая включает сильное взаимодействие Ψ с H ($\mu/\eta \gg 1$) и не содержит петель фермионов. В конечном результате ожидаем, что фермионы окажутся очень тяжелыми, что, возможно, ослабляет влияние их петель на исследуемые процессы (в see-saw-варианте $M \gg \mu \gg \eta$).

Будем исследовать уравнения для коэффициентов

$$\text{Tr}(\bar{\Psi}_{R,L}^C(p)\Psi_{R,L}(p))f_{R,L}(p), \quad (25)$$

которые включают все диаграммы типа рис. 2 (Tr по спинорным значкам, f_{RL} определен как $\frac{1}{4}\text{Tr}$). Символ T на рис. 2 подразумевает диаграммы с произвольным числом H линий, не приводимые к разделению на части, соединенные двумя фермионными линиями. Функции f_R и f_L связаны друг с другом, так как киральности на фермионных линиях меняются как взаимодействием с H , так и массовыми частями пропагаторов. Нас интересует здесь возможность возникновения именно дираковского нейтрино, когда в лагранжиане присутствует только M_R .

Пропагаторы фермионов $\langle T(\Psi, \bar{\Psi}) \rangle$ ищем в приближении “среднего поля”, т.е. в виде выражений, которые хотим получить, но с произвольными, не зависящими от импульса, коэффициентами, определяемыми согласованием решения:

$$G(p) = \frac{\alpha + \beta \hat{p}}{\lambda^2 - p^2}, \quad \hat{p} = p_\mu \gamma^\mu. \quad (26)$$

Для дираковских состояний (19) с помощью обратной формулы (21) имеем для $\langle T(\Psi, \bar{\Psi}) \rangle$ (26):

$$\alpha = \mu, \quad \beta = 1, \quad \lambda = \sqrt{M^2 + \mu^2}. \quad (27)$$

Так как μ для данной задачи есть внешний параметр, заданный спонтанным нарушением $\langle \Phi \rangle$, в параметризации (26), (27) только M определяется согласованием решения (см. ниже формулу (34)).

И в упрощенном виде система уравнений остается слишком сложной даже для качественного анализа. Но в see-saw-варианте имеем $\alpha = \mu \ll \lambda$. Можно решать задачу, пренебрегая α в

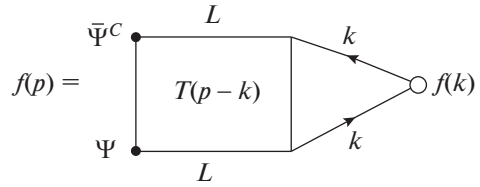


Рис. 2. Уравнение для коэффициента $f(p)$, формула (25).

числителях $G(p)$ -пропагаторов. В принципе (если известно T) можно затем вычислять поправки $(\alpha/\lambda)^2$. Поправки α/λ отсутствуют. Анализ упрощается, поскольку теперь киральность меняется только H -взаимодействиями. Четное число вершин на каждой из линий фермионов не меняет киральности: $RR \rightarrow RR, LL \rightarrow LL$. Нечетное число вершин меняет киральность $RR \rightleftharpoons LL$. Разная четность числа вершин на двух линиях фермионов в T невозможна, так как f сохраняет киральность входящих-выходящих частиц.

Обозначим затравочную майорановскую массу в (1) M_0 . Масса M_0 (коэффициент при Ψ_R -членах, $M_0 \equiv M_R$), конечно, не нарушает $SU(2)$ -инвариантности и может присутствовать непосредственно в фундаментальном лагранжиане. Связанные уравнения для f_R и f_L теперь имеют вид (вместо $\text{Tr}T$ пишем T):

$$f_R(p) = \frac{1}{2}M_0 + \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} \frac{(+k^2)}{(\lambda^2 - k^2)^2} \times \quad (28)$$

$$\times [T_{RR}(p-k)f_R(k) + T_{RL}(p-k)f_L(k)],$$

$$f_L(p) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i} \frac{(+k^2)}{(\lambda^2 - k^2)^2} \times$$

$$\times [T_{LR}(p-k)f_R(k) + T_{LL}(p-k)f_L(k)].$$

В уравнениях (28) можно перейти к евклидовой метрике ($-k^2 \rightarrow k^2$). Тогда факторы f, T являются вещественными.

Функции T не зависят от киральности, но $T_+ = T_{RR} = T_{LL}$ не равно $T_- = T_{RL} = T_{LR}$. В T_+ содержится четное число вершин H на каждой фермионной линии, а в T_- — нечетное. Обозначим

$$f_- = f_R - f_L. \quad (29)$$

Для f_- имеем уравнение (в евклидовой метрике: $k^2 \rightarrow -k^2, d^4k \rightarrow -id^4k$)

$$f_-(p) = \frac{1}{2}M_0 + \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k^2}{(\lambda^2 + k^2)^2} \times \quad (30)$$

$$\times [T_+(p-k) - T_-(p-k)]f_-(k).$$

Величина f_- и уравнение для нее выбраны потому, что ядро уравнения в этом случае представляет собой знакопеременный ряд с разными знаками и

членов с четным и нечетным числом H вершин на каждой из фермионных линий рис. 1.

Уравнение (30) не имеет решения, если в T ограничиться несколькими диаграммами с H -линиями. При больших импульсах асимптотика этих вкладов при $p^2 \rightarrow \infty$ равна

$$T_N(p) \sim \frac{1}{p^2} \ln^n \frac{p^2}{\lambda^2}. \quad (31)$$

Число $n < (N - 1)$; N — число линий H : $T_N \sim (\mu^2/\eta^2)^N$. Уравнение в таком пертурбативном варианте сводится к дифференциальному с граничными условиями (аналогично [7, 8]). Его решение убывает $f_-(p) \rightarrow 0$ при $p^2 \rightarrow \infty$. Интеграл в (30) от такого решения сходится и тоже убывает при $p^2 \rightarrow \infty$, что противоречит самому уравнению, где $f_-(p) \rightarrow \frac{1}{2}M_0$. При малых юкавских константах дираковское нейтрино (при $M_R \neq 0$) невозможно.

Решение (30) могло бы существовать, если бы бесконечный ряд членов $T_+ - T_-$ убывал при $k^2 \rightarrow \infty$ быстрее, чем $1/k^2$. При асимптотике отдельных членов (31) такое поведение возможно только при знакопеременном характере ряда $T_+ - T_-$ при больших k^2 . Асимптотика знакопеременного ряда должна быть меньше (31).

Суммы вкладов диаграмм с определенными четными или нечетными числами линий H в T_+ и T_- трудно оценить. Но нет никаких оснований ожидать, что четные вклады имеют регулярно другие знаки, чем нечетные. Поэтому для возникновения знакопеременности ряда функция f_- является более предпочтительной величиной. Тогда условием существования решения $f(k^2 \rightarrow \infty) \rightarrow \frac{1}{2}M_0$ является сходимость интеграла

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k^2 (T_+(p-k) - T_-(p-k))}{(\lambda^2 + k^2)^2} < \infty. \quad (32)$$

Величина f_- определяет майорановскую массу именно в эффективном лагранжиане (16) для дираковских тяжелых нейтрино. Действительно, имеем

$$\begin{aligned} & \bar{\Psi}_R^C \Psi_R f_R + \bar{\Psi}_L^{(C)} \Psi_L f_L = \quad (33) \\ & = \frac{1}{2} (\bar{\Psi}_R^C \Psi_R - \bar{\Psi}_L^C \Psi_L) (f_R - f_L) + \\ & + \frac{1}{2} (\bar{\Psi}_R^C \Psi_R + \bar{\Psi}_L^C \Psi_L) (f_R + f_L) = \\ & = \frac{1}{2} (\bar{\Psi}^C \gamma_5 \Psi) f_- + \frac{1}{2} (\bar{\Psi}^C \Psi) f_+. \end{aligned}$$

Величина M есть решение уравнения

$$f_-(p^2) \Big|_{p^2=-(M^2+\mu^2)} = M, \quad (34)$$

поскольку лагранжиан (16) описывает частицы с массой $\lambda = (M^2 + \mu^2)^{1/2}$. Из уравнения (30) очевидно, что f пропорционально M_0 . Величина $f(p^2 = -(M^2 + \mu^2))$ вещественна, так как особенности по массе p^2 диаграмм, образующих f , выше величины $p^2 > ((M^2 + \mu^2)^{1/2} + m_H)^2$ при p^2 в неевклидовой метрике.

Надежда на сходимость интеграла (32) при асимптотике членов ряда (31) может осуществляться только при знакопеременности этого ряда. Такое поведение представляется более достижимым при варианте f_- , где чередование знаков заложено в определении. Это соответствует лагранжиану для дираковского нейтрино. Тогда для f_+ решение отсутствует (это было бы майорановское нейтрино).

Вспомогательная функция $f_-(p)$ сама по себе не описывает никакого процесса, но если она возможна, то в эффективном лагранжиане появляется комбинация $\bar{\Psi}^C \gamma_5 \Psi$ с коэффициентом (34), связанная с существованием только M_R .

Решение (34) для f_- означает несохранение лептонного числа во взаимодействиях бозона H с тяжелыми нейтрино, как видно из формулы (23). Аналогичное явление возникает и в слабых взаимодействиях этих частиц (см. (24)).

4. СВЯЗЬ С ЛЕГКИМИ НЕЙТРИНО

В работах [3, 4] тяжелые нейтрино Ψ составляют зеркально-отраженную часть общей системы с легкими фермионами ψ . Это значит, что разница в свойствах (кроме массы) только в том, что в слабых взаимодействиях они участвуют правым током, т.е. Ψ_R — $SU(2)$ -дублет, Ψ_L — синглет.

Тяжелые фермионы связаны с легкой частью системы (ψ) прямым образом членами, описывающими переходы одних в другие:

$$A \bar{\psi}_L \Psi_R + B \bar{\psi}_R \Psi_L + \text{с.с.} \quad (35)$$

Очевидно, это $SU(2)$ -инвариант. Такая конструкция возникает из симметричной к замене $\psi \rightleftharpoons \Psi$ системы, в которой переходные коэффициенты A и B представляют массы дираковских изоспинора и изоскаляра ($\psi_{R,L} + \Psi_{L,R}$), включаемые в лагранжиан системы до нарушения зеркальной симметрии $\psi \rightleftharpoons \Psi$. Зеркальная симметрия нарушается аналогами хиггсовских скаляров.

Массы легких нейтрино, образуемые через переходы (35) в тяжелые зеркальные состояния, называются равными¹⁾

$$m_\nu \simeq \frac{AB}{\mu} \left(\frac{\mu}{M} \right)^2. \quad (36)$$

¹⁾Для дираковских легких частиц $A = B$, см. [3], “исправление” в ЯФ или arXiv.

Параметры μ и M — по-прежнему, соответственно, дираковская и майорановская части массы Ψ , как в (18). Формула (36) непосредственно свидетельствует о возможности исключительно малой массы нейтрино $A \ll \mu \ll M$, причем даже в более выразительной форме, чем обычный see–saw–механизм.

Взаимодействие легких частиц с хиггсовским скаляром Φ и бозоном H , ответственным за образование параметра μ , происходит здесь сложным образом, только через переходы в тяжелые Ψ (см. Приложение I статьи [9]). Переходы (35) приводят к присутствию в физических функциях нейтрино представителей тяжелых частиц Ψ :

$$\psi_\nu \simeq \psi + \frac{A}{M}\Psi. \quad (37)$$

Взаимодействие легких нейтрино с H оказывается пропорциональным массе m_ν , т.е., как в SM, имеем из (36)

$$f \sim \frac{\mu AB}{\eta M^2} \simeq \frac{m_\nu}{\eta}. \quad (38)$$

Благодаря этому, в зеркальной модели для легких нейтрино сохраняются свойства SM:

- пертурбативное сокращение голдстоуновских вкладов с полюсом $q^2 = 0$ пропагатора W -бозона в инвариантной калибровке;
- отсутствие быстрого роста сечений процессов с участием W -бозонов продольной поляризации;
- отсутствие нарушения лептонного числа в процессах только с легкими нейтрино.

В работах [3, 4], а также [9], описано, как эти явления происходят в общем случае трех семейств фермионов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отправным пунктом для выбора зеркального механизма с дираковскими нейтрино служит открывающаяся здесь возможность естественно-го воспроизводства наблюдаемых качественных свойств матриц слабого смешивания и кварков (матрица СКМ) и лептонов (матрица PMNS).

Несохранение лептонного числа дираковских нейтрино имело бы значение при построении широко обсуждаемых в последние годы (см., например, [10]) моделей лептогенеза, если наблюдаемые нейтрино окажутся дираковскими.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. N. Mohapatra and A. Yu. Smirnov, hep-ph/0603118; S. F. King *et al.*, arXiv: 1402.4271 [hep-ph]; L. Maiani, arXiv: 1406.5503 [hep-ph].
2. Л. Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1990) [L. B. Okun, *Leptons and Quarks* (North-Holland, Amsterdam, 1982, transl. 1st ed.)].
3. И. Т. Дятлов, ЯФ **78**, 522 (2015) (исправление ошибки: ЯФ **81**, 406 (2018)) [Phys. At. Nucl. **78**, 485 (2015)]; arXiv: 1502.01501 [hep-ph].
4. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 368 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 679 (2017)]; arXiv: 1703.00722 [hep-ph] (a); ЯФ **82**, 158 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 144 (2019)]; arXiv: 1812.02403 [hep-ph] (b).
5. M. Takahashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
6. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 253 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 469 (2017)].
7. V. A. Miransky, Nuovo Cimento A **90**, 149 (1985).
8. C. N. Leung, S. T. Love, and W. A. Bardeen, Nucl. Phys. B **273**, 649 (1986).
9. И. Т. Дятлов, ЯФ **81**, 206 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 236 (2018)]; arXiv: 1802.00193 [hep-ph].
10. K. Moffat, S. Pascoli, S. T. Petcov, and J. Turner, arXiv: 1809.08251 [hep-ph]; K. Earl, C. S. Fing, T. Gregoire, and A. Tonato, arXiv: 1903.12192 [hep-ph].

DIRAC NEUTRINOS IN THE SEE–SAW MECHANISM. DIRAC LEPTON NUMBER VIOLATION

I. T. Dyatlov

National Research Centre “Kurchatov Institute” — PNPI, Gatchina, Russia

The see–saw-mechanism explains exclusively low values of neutrino masses through Majorana mass involvement. This mechanism entails a simultaneous appearance of Majorana neutrinos only and direct violation of the lepton number. This paper proposes a see–saw scenario that results in production of Dirac-type neutrinos alone with the same violation. This scenario becomes possible for very heavy neutrinos with the nonperturbative Higgs scalar H coupling. For heavy mirror neutrinos, it is required in the model that describes the structure of weak mixing matrices for quarks and leptons through the existence of heavy mirror analogues of Standard Model fermions. The nonperturbativity hampers the analytic solution, but the obtained conditions indicate that the mechanism under consideration preferentially generates just Dirac-type neutrinos. This phenomenon could have relevance for leptogenesis processes if all existing neutrinos were of the Dirac type.

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ УСЛОВИЕ КВАНТОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЯЗАННОЙ СИСТЕМЫ ДВУХ ФЕРМИОНОВ РАВНЫХ МАСС

© 2020 г. Ю. Д. Черниченко*

*Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого;
Международный центр перспективных исследований, Гомель, Беларусь*

Поступила в редакцию 27.11.2019 г.; после доработки 12.12.2019 г.; принята к публикации 12.12.2019 г.

Получены новые релятивистские квазиклассические условия квантования для системы двух фермионов равных масс, взаимодействующих посредством несингулярных запирающих квазипотенциалов и квазипотенциалов воронкообразного типа. Определены условия квантования в псевдоскалярном, псевдовекторном и векторном случаях. Рассмотрение проведено в рамках гамильтоновой формулировки квантовой теории поля путем перехода в релятивистское конфигурационное представление для случая связанной системы двух релятивистских спиновых частиц равных масс.

DOI: 10.31857/S0044002720030046

1. ВВЕДЕНИЕ

Для описания спектра масс мезонов в основном и довольно успешно использовалось нерелятивистское уравнение Шредингера с линейным потенциалом

$$V_{\text{lin}}(r) = \sigma r, \quad \sigma > 0.$$

Однако нерелятивистская модель оказалась непригодной при описании спектра масс существенно релятивистских систем, поскольку вклад релятивистских поправок для высших радиальных возбуждений становится большим ($v^2/c^2 \approx 0.4$), а для легких векторных ρ -, ω -мезонов он даже сравним с вкладом нерелятивистского гамильтониана, выбираемого в качестве основного [1–3].

Иной подход для нахождения спектра масс мезонов основан на применении одновременного полностью ковариантного двухчастичного трехмерного релятивистского квазипотенциального (РКП) подхода Логунова–Тавхелидзе в квантовой теории поля [4]. В настоящей работе используется тот вариант РКП-подхода [5] к задаче о составной системе двух релятивистских спиновых частиц, который основан на гамильтоновой формулировке квантовой теории поля [6]. При этом важно, что трехмерность в нее заложена с самого начала, а все частицы даже в промежуточных состояниях являются физическими, т.е. лежат на массовых поверхностях. Тем самым двухчастичная задача сводится к одночастичной, описание которой ведется на языке волновой РКП-функции одной релятивистской

частицы, удовлетворяющей полностью ковариантному трехмерному РКП-уравнению в импульсном пространстве (см., например, работы [7–10]). Кроме того, РКП-подход для случая взаимодействия двух релятивистских спиновых частиц равных масс $m_1 = m_2 = m$, развитый в работах [5, 6], позволяет перейти от импульсной формулировки в пространстве Лобачевского к трехмерному релятивистскому конфигурационному представлению, введенному в [11]. Для сферически симметричных потенциалов конечно-разностная форма РКП-уравнения для волновой функции в конфигурационном представлении имеет вид [12]

$$\begin{aligned} \frac{1}{2mc^2}(M_Q - \hat{H}_0)\psi_{M_Q}(\mathbf{r}) &= \\ &= V(\mathbf{r})\hat{A} \left(\frac{\hat{H}_0}{2mc^2} \right) \psi_{M_Q}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $M_Q^2 = Q^2 = (q_1 + q_2)^2$, оператор

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 = 2mc^2 \left[\text{ch} \left(i\lambda \frac{\partial}{\partial r} \right) + \right. \\ \left. + \frac{i\lambda}{r} \text{sh} \left(i\lambda \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\lambda^2}{2r^2} \Delta_{\theta,\varphi} \exp \left(i\lambda \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

– оператор свободного гамильтониана, являющийся конечно-разностным оператором, построенным из операторов сдвига $\exp(\pm i\lambda\partial/\partial r)$, в то время как $\Delta_{\theta,\varphi}$ — его угловая часть, причем $\lambda = \hbar/mc$ — комптоновская длина волны, а модуль радиус-вектора \mathbf{r} ($\mathbf{r} = r\mathbf{n}$, $|\mathbf{n}| = 1$) является релятивистским инвариантом; квазипотенциал $V(\mathbf{r})$ является

*E-mail: chyud@mail.ru; chern@gtu.by

локальным в смысле геометрии Лобачевского и для простоты считается не зависящим от энергии M_Q , а оператор \hat{A} определяется выражением

$$\hat{A} \left(\frac{\hat{H}_0}{2mc^2} \right) = \frac{1}{4} \left[a \left(\frac{\hat{H}_0}{2mc^2} \right)^2 + b \right], \quad (3)$$

$$a = \begin{cases} 1 & \text{при } \hat{O} = \gamma_5 \text{ (псевдоскаляр);} \\ \frac{1}{2} & \text{при } \hat{O} = \gamma_\mu \text{ (вектор);} \\ -\frac{1}{2} & \text{при } \hat{O} = \gamma_5 \gamma_\mu \text{ (псевдовектор);} \end{cases}$$

$$b = \begin{cases} 0 & \text{при } \hat{O} = \gamma_5 \text{ (псевдоскаляр);} \\ \frac{1}{4} & \text{при } \hat{O} = \gamma_\mu \text{ (вектор);} \\ \frac{3}{4} & \text{при } \hat{O} = \gamma_5 \gamma_\mu \text{ (псевдовектор).} \end{cases}$$

Напомним, что для простоты рассмотрения, как и в работе [13], мы считаем, что квазипотенциал имеет биспинорную структуру вида $I \otimes I$, а вершинная функция также имеет заданную спинорную структуру, пропорциональную матрице \hat{O} , не зависящую от импульсных переменных, причем в качестве \hat{O} выбираются матрицы Дирака $\gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5 \gamma_\mu$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Такой выбор матрицы \hat{O} позволил найти точные решения РКП-уравнения (1) с кулоновоподобным хромодинамическим потенциалом (см., например, работы [12, 13])

$$V_{\text{Coul}}(r) = -\frac{\alpha_s}{r}, \quad \alpha_s > 0, \quad (4)$$

осуществляющим взаимодействие между кварками внутри адрона путем обмена безмассовым скалярным глюоном и обладающим в импульсном пространстве КХД-подобным поведением [14].

Отметим еще работы в [15], в которых в рамках РКП-подхода [5] были найдены выражения для квазиклассических условий квантования и ширины лептонных распадов векторных и псевдоскалярных мезонов. Также обратим внимание и на работу [16], в которой были вычислены слабые константы распада псевдоскалярных и векторных мезонов, волновые функции которых удовлетворяют РКП-уравнению, предложенному в [17], с полным релятивистским потенциалом взаимодействия кварка, т.е. учитывающим все спин-зависимые и спин-независимые релятивистские вклады.

Цель настоящей работы состоит в получении в релятивистском квазиклассическом приближении (см., например, работы [15, 18–20]) релятивистских формул для условий квантования связанной системы двух релятивистских спиновых частиц равных масс с относительным орбитальным

моментом ℓ . Рассмотрены случаи, когда взаимодействие двух релятивистских фермионов равных масс является либо несингулярным, чисто запирающим, либо содержит кулоновское взаимодействие. В разд. 2 в рамках РКП-подхода в квантовой теории поля, сформулированного в релятивистском \mathbf{r} -представлении для случая взаимодействия двух релятивистских частиц равных масс [11], получены квазиклассические решения уравнения для радиальной волновой РКП-функции $\varphi_\ell(r, \chi)$ и определены условия применимости релятивистского квазиклассического приближения. В разд. 3 и 4 получены условия квантования псевдоскалярных, векторных и псевдовекторных мезонов в релятивистском квазиклассическом приближении для случая взаимодействия двух релятивистских спиновых частиц равных масс посредством несингулярных запирающих квазипотенциалов и квазипотенциалов воронкообразного типа. Результаты исследований обсуждаются в Заключение.

2. КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ РКП-УРАВНЕНИЯ

В основу нашего рассмотрения положено полностью ковариантное РКП-уравнение в \mathbf{r} -представлении в конечно-разностной форме (1), построенное в [12] для волновой РКП-функции $\psi_{M_Q}(\mathbf{r})$ для случая сферически симметричных взаимодействий двух релятивистских спиновых частиц равных масс $m_1 = m_2 = m$.

Используя разложение волновой РКП-функции $\psi_{M_Q}(\mathbf{r})$ по функциям Лежандра,

$$\psi_{M_Q}(\mathbf{r}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^\ell \frac{\varphi_\ell(r, \chi)}{r} P_\ell \left(\frac{\Delta_{q,m\lambda_Q} \cdot \mathbf{r}}{|\Delta_{q,m\lambda_Q}| r} \right),$$

вместо (1) получим уравнение для радиальной волновой РКП-функции $\varphi_\ell(r, \chi)$:

$$\left[\hat{H}_0^{\text{rad}} - \text{ch } \chi + V(r) \hat{A} \left(\frac{\hat{H}_0^{\text{rad}}}{2mc^2} \right) \right] \varphi_\ell(r, \chi) = 0, \quad (5)$$

где

$$\hat{H}_0^{\text{rad}} = \text{ch} \left(i\lambda \frac{d}{dr} \right) + \frac{\lambda^2 \ell(\ell + 1)}{2r(r + i\lambda)} \exp \left(i\lambda \frac{d}{dr} \right)$$

— радиальная часть оператора свободного гамильтониана (2), оператор \hat{A} по-прежнему определен в (3), а χ — быстрота, которая параметризует

импульс $\Delta_{q,m\lambda_Q}$ и полную энергию¹⁾:

$$\Delta_{q,m\lambda_Q} = mc \operatorname{sh} \chi \mathbf{n}_{\Delta_{q,m\lambda_Q}}, \quad |\mathbf{n}_{\Delta_{q,m\lambda_Q}}| = 1, \\ M_Q = 2\Delta_{q,m\lambda_Q}^0, \quad \Delta_{q,m\lambda_Q}^0 = mc^2 \operatorname{ch} \chi.$$

В релятивистском квазиклассическом приближении (ВКБ-приближение) решение уравнения (5) ищется в виде [15, 18–20]

$$\varphi_\ell(r, \chi) = \exp \left[\frac{i}{\hbar} g(r) \right], \quad (6) \\ g(r) = g_0(r) + \frac{\hbar}{i} g_1(r) + \left(\frac{\hbar}{i} \right)^2 g_2(r) + \dots$$

Учет первых двух членов разложения (6) позволяет получить ВКБ-решения с левой r_L и правой r_R точками поворота в области $r_L \leq r \leq r_R$:

$$\varphi_\ell^{L,R}(r, \chi) = \frac{C_{L,R}}{2\sqrt{[\mathcal{X}^2(r) - R^2(r)][1 + aV(r)X(r)]}} \times \\ \times \left\{ \exp \left[i\alpha_+^{L,R}(r) \mp \frac{i\pi}{4} \right] + \exp \left[i\alpha_-^{L,R}(r) \pm \frac{i\pi}{4} \right] \right\}, \quad (7)$$

где

$$\alpha_\pm^{L,R}(r) = \frac{1}{\lambda} \int_{r_{L,R}}^r dr' \chi_\pm(r'), \quad (8) \\ \chi_\pm(r) = \ln \left[\mathcal{X}(r) \pm \sqrt{\mathcal{X}^2(r) - R^2(r)} \right], \\ \mathcal{X}(r) = \frac{2X(r)}{1 + \sqrt{1 + aV(r)X(r)}}, \\ X(r) = \operatorname{ch} \chi - \frac{b}{4} V(r), \\ R(r) = \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{r^2}}, \quad \Lambda = \ell + 1/2,$$

$C_{L,R}$ — нормировочные константы, а левая r_L и правая r_R точки поворота определяются как точки ветвления корня в (8):

$$\mathcal{X}(r_{L,R}) = R(r_{L,R}).$$

¹⁾Напомним, что здесь $\lambda_Q = (\lambda_Q^0; \boldsymbol{\lambda}_Q) = Q/\sqrt{Q^2} - 4$ -вектор скорости составной частицы с 4-импульсом $Q = q_1 + q_2$, причем все 4-импульсы принадлежат верхним полам массовых гиперболоидов $\Delta_{q,m\lambda_Q}^2 = \Delta_{q,m\lambda_Q}^{02} - c^2 \Delta_{q,m\lambda_Q}^2 = m^2 c^4$, где $\Delta_{q,m\lambda_Q}^0, \Delta_{q,m\lambda_Q}$ — временная и пространственная компоненты 4-вектора $\Lambda_{\lambda_Q}^{-1} q = \Delta_{q,m\lambda_Q}$ из пространства Лобачевского (подробности см. в работе [12]).

Условие применимости релятивистского ВКБ-метода в спиновом случае определяется неравенством

$$\lambda \left| \frac{\operatorname{ch} \chi_{\text{eff}}(r)}{\chi_+(r) \operatorname{sh} \chi_{\text{eff}}(r)} \frac{d\chi_+(r)}{dr} \right| \ll 1, \quad (9)$$

где

$$\chi_{\text{eff}}(r) = \operatorname{arch} \mathcal{X}_{\text{eff}}(r) = \ln \left(\mathcal{X}_{\text{eff}}(r) + \sqrt{\mathcal{X}_{\text{eff}}^2(r) - 1} \right), \\ \mathcal{X}_{\text{eff}}(r) = \operatorname{ch} \chi_{\text{eff}}(r) = \frac{\mathcal{X}(r)}{R(r)}.$$

В случае $\ell = 0$ условие (9) преобразуется в неравенство

$$\lambda \left| \frac{\operatorname{ch} \chi(r)}{\chi(r) \operatorname{sh} \chi(r)} \frac{d\chi(r)}{dr} \right| \ll 1,$$

где величина

$$\chi(r) = \operatorname{arch} \mathcal{X}(r) = \ln \left[\mathcal{X}(r) + \sqrt{\mathcal{X}^2(r) - 1} \right] \quad (10)$$

имеет смысл быстроты релятивистской частицы массы m , движущейся в поле потенциала $V(r)$, в терминах которой измеряется расстояние между двумя точками импульсного пространства Лобачевского.

В заключение этого раздела подчеркнем, что при $a = 0, b = 2/mc^2$ все полученные выше выражения совпадают с аналогичными выражениями, взятыми при $m_1 = m_2 = m$, которые были получены в бесспиновом случае для произвольных масс [20].

3. КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ УСЛОВИЕ КВАНТОВАНИЯ

Условие квантования, как и в бесспиновом случае [20], находим из условия совпадения волновых функций в (7) в точке $r \in (r_L; r_R)$. Для этого необходимо положить

$$C_L = C_\ell \exp \left[-\frac{i}{\lambda} \int_{r_L}^r dr' \ln R(r') \right], \\ C_R = C_\ell (-1)^n \exp \left[-\frac{i}{\lambda} \int_{r_R}^r dr' \ln R(r') \right],$$

где C_ℓ — произвольная постоянная, что ведет к ВКБ-условию квантования

$$\int_{r_L}^{r_R} dr [\chi_+(r) - \ln R(r)] = \pi \lambda \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (11)$$

$$n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0,$$

которое при $a = 0, b = 2/mc^2$ совпадает с аналогичным выражением, взятым при $m_1 = m_2 = m$, полученным в бесспиновом случае для произвольных масс [20].

3.1. Случай несингулярного конфайнментного потенциала

Для несингулярного чисто запирающего (конфайнментного) потенциала $V(r) = V_{\text{conf}}(r)$ ($V_{\text{conf}}(0) = 0$) интеграл в (11) преобразуем к более простому виду вынесением зависимости от центробежного члена в $\chi_+(r)$ за знак интеграла путем разбиения на две части области интегрирования в (11) точкой R , лежащей в классически допустимой области движения и такой, что значение R можно считать большим по сравнению с r_L , т.е. как и в бесспиновом случае (подробности см. в [20]). В результате проведенных вычислений приходим к следующему ВКБ-условию квантования в случае несингулярного конфайнментного потенциала:

$$\int_0^{r_+} dr \chi(r) = \pi \lambda \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{3}{4} \right), \quad (12)$$

$$n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0,$$

которое по форме совпадает с выражениями, полученными в бесспиновом случае в работах [19, 20], однако быстрота $\chi(r)$ теперь дается выражением (10), причем точка поворота r_L определяется, также как и в бесспиновом случае, центробежным членом, т.е.

$$r_L \approx r_- = \frac{\lambda \Lambda}{\text{sh } \chi},$$

а точка поворота $r_R \approx r_+$ — потенциалом $V_{\text{conf}}(r)$, т.е., как и в случае $\ell = 0$, условием

$$\mathcal{X}(r_+) = 1. \quad (13)$$

В качестве примера применения формулы (12) приведем условия квантования для линейного потенциала (1)

$$4(\text{sh } \chi - \text{arctg sh } \chi) = \frac{\pi \sigma \lambda}{2mc^2} \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{3}{4} \right), \quad (14)$$

$$n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0 \text{ (псевдоскала́рь);}$$

$$\frac{16\sqrt{3}}{3} \text{ch } \chi \ln \left(\frac{\sqrt{3} \text{ch } \chi + \text{sh } \chi}{\sqrt{2 \text{ch}^2 \chi + 1}} \right) - \quad (15)$$

$$- \frac{8\sqrt{6}}{3} \text{arctg} \left(\sqrt{\frac{2}{3}} \text{sh } \chi \right) = \frac{\pi \sigma \lambda}{2mc^2} \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{3}{4} \right),$$

$$n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0 \text{ (вектор);}$$

$$\frac{16\sqrt{3}}{3} \text{ch } \chi \ln \left(\frac{\sqrt{3} \text{sh } \chi + \text{ch } \chi}{\sqrt{|2 \text{ch}^2 \chi - 3|}} \right) - \quad (16)$$

$$- 4\sqrt{2} \ln \left| \frac{\sqrt{2} \text{sh } \chi + 1}{\sqrt{2} \text{sh } \chi - 1} \right| = \frac{\pi \sigma \lambda}{2mc^2} \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{3}{4} \right),$$

$$n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0 \text{ (псевдовектор),}$$

которые отличаются от условия квантования для линейного потенциала (1) в бесспиновом случае

для произвольных масс [20], взятых при $m_1 = m_2 = m$:

$$\chi \text{ch } \chi - \text{sh } \chi = \frac{\pi \sigma \lambda}{2mc^2} \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{3}{4} \right), \quad (17)$$

$$n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0.$$

Проведенный сравнительный анализ формул (14)–(16) с формулой (17) для бесспинового случая показывает, что учет спина приводит к увеличению значений уровней энергии, отвечающих фиксированным значениям n и ℓ .

3.2. Случай сингулярного конфайнментного потенциала

В случае, когда к несингулярному потенциалу запираения $V_{\text{conf}}(r)$ добавляется кулоновское взаимодействие (4), т.е.

$$V(r) = V_{\text{conf}}(r) - \frac{\alpha_s}{r}, \quad \alpha_s > 0, \quad (18)$$

необходимо в условии квантования (11) теперь вынести за знак интеграла зависимости от центробежного и кулоновского членов в выражении для $\chi_+(r)$. При этом точка поворота $r_R \approx r_+$ по-прежнему определяется условием (13), однако точка поворота $r_L \approx r_-$ теперь определяется в основном суммой центробежного и кулоновского членов и находится из условия

$$2 \left(\text{ch } \chi + \frac{b\alpha_s}{4r_-} \right) =$$

$$= \left[1 + \sqrt{1 - \frac{a\alpha_s}{r_-} \left(\text{ch } \chi + \frac{b\alpha_s}{4r_-} \right)} \right] \sqrt{1 + \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{r_-^2}},$$

в качестве приближенного решения которого можно взять

$$r_- \approx \lambda \frac{-B \text{ch } \chi + \sqrt{\Lambda^2 + B^2}}{\text{sh } \chi}, \quad (19)$$

где параметр B здесь определяется как

$$B = \frac{\tilde{\alpha}_s (a \text{ch}^2 \chi + b)}{4 \text{sh } \chi}, \quad \tilde{\alpha}_s = \frac{\alpha_s}{\lambda},$$

и входит в выражение для кулоновской волновой функции двухфермионной связанной системы в s -состоянии ($\ell = 0$), а при $\chi = i\kappa$ он связан с условием квантования (подробности см. в работах [12, 21])

$$\frac{\tilde{\alpha}_s (a \cos^2 \kappa + b)}{4 \sin \kappa} = n,$$

$$n = 1, 2, \dots, \quad 0 < \kappa < \pi/2.$$

Тогда условие квантования (11) путем разбиения его области интегрирования точкой R на две части запишем в виде

$$\begin{aligned}
 & \int_{r_L}^{r_R} dr \ln \left\{ \frac{2(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)}{\sqrt{1 + \lambda^2 \Lambda^2/r^2} \left[1 + \sqrt{1 + a(V_{\text{conf}}(r) - \alpha_s/r)(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)} \right]} \right\} + \\
 & + \sqrt{\left[\frac{2(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)}{\sqrt{1 + \lambda^2 \Lambda^2/r^2} \left[1 + \sqrt{1 + a(V_{\text{conf}}(r) - \alpha_s/r)(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)} \right]} \right]^2 - 1} = \\
 & = \tilde{I}_1 + \tilde{I}_2 = \pi\lambda \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, \dots, \quad \ell \geq 0,
 \end{aligned} \tag{20}$$

где

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}_1 &= \int_{r_L}^R dr \ln \left\{ \frac{2(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)}{\sqrt{1 + \lambda^2 \Lambda^2/r^2} \left[1 + \sqrt{1 + a(V_{\text{conf}}(r) - \alpha_s/r)(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)} \right]} \right\} + \\
 & + \sqrt{\left[\frac{2(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)}{\sqrt{1 + \lambda^2 \Lambda^2/r^2} \left[1 + \sqrt{1 + a(V_{\text{conf}}(r) - \alpha_s/r)(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)} \right]} \right]^2 - 1}, \\
 \tilde{I}_2 &= \int_R^{r_R} dr \ln \left\{ \frac{2(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)}{\sqrt{1 + \lambda^2 \Lambda^2/r^2} \left[1 + \sqrt{1 + a(V_{\text{conf}}(r) - \alpha_s/r)(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)} \right]} \right\} + \\
 & + \sqrt{\left[\frac{2(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)}{\sqrt{1 + \lambda^2 \Lambda^2/r^2} \left[1 + \sqrt{1 + a(V_{\text{conf}}(r) - \alpha_s/r)(X_{\text{conf}}(r) + b\alpha_s/4r)} \right]} \right]^2 - 1}, \\
 X_{\text{conf}}(r) &= \text{ch } \chi - \frac{b}{4} V_{\text{conf}}(r).
 \end{aligned}$$

В принятых приближениях $r_- \ll R \ll r_+$, $\tilde{\alpha}_s \ll 2\Lambda \text{sh } \chi$, где точка поворота r_+ определяется условием (13), а точка поворота r_- теперь дается выражением (19), для интегралов в \tilde{I}_1 и \tilde{I}_2 получаем следующие результаты:

$$\begin{aligned}
 \tilde{I}_1 &\approx R\chi + \lambda B \ln \left(\frac{2R \text{sh } \chi}{\lambda\sqrt{\Lambda^2 + B^2}} \right) - \\
 &- \frac{\pi\lambda\Lambda}{2} - \lambda\chi\tilde{\rho},
 \end{aligned} \tag{21}$$

$$\tilde{I}_2 \approx \int_0^{r_+} dr \chi(r) - R\chi + \lambda B \ln \left(\frac{r_+}{R} \right), \tag{22}$$

где

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{\alpha}_s a \text{ch } \chi}{4}.$$

Наконец, подставляя в (20) выражения (21) и (22), приходим к ВКБ-условию квантования в случае

взаимодействия (18):

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{r_+} dr \chi(r) = \pi\lambda \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{3}{4} \right) - \\
 & - \lambda\delta_\ell^{\text{Coul,WKB}}(\chi), \quad n = 0, 1, \dots, \ell \geq 0.
 \end{aligned} \tag{23}$$

Здесь

$$\delta_\ell^{\text{Coul,WKB}}(\chi) = B \ln \left(\frac{2r_+ \text{sh } \chi}{\lambda\sqrt{\Lambda^2 + B^2}} \right) - \chi\tilde{\rho} \tag{24}$$

— фаза релятивистской кулоновской функции в ВКБ-приближении в рассматриваемых спиновых случаях, вычисленная в точке поворота r_+ при $\tilde{\alpha}_s \ll 2\Lambda \text{sh } \chi$.

Отметим, что при $a = 0, b = 2/mc^2$ как ВКБ-условие квантования (23), так и выражение (24) совпадают с аналогичными выражениями, взятыми при $m_1 = m_2 = m$, которые были получены в бесспиновом случае для произвольных масс [20].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в релятивистском квазиклассическом приближении получены новые релятивистские выражения для условий квантования псевдоскалярных, векторных и псевдовекторных мезонов. Рассмотрение проводится для случая, когда релятивистские кварки, составляющие мезоны, взаимодействуют посредством несингулярных запирающих потенциалов, либо когда к несингулярному потенциалу запираения добавляется кулоновское взаимодействие. Для этой цели было использовано полностью ковариантное конечно-разностное РКП-уравнение в трехмерном релятивистском \mathbf{r} -представлении [11] для случая взаимодействия двух релятивистских спиновых частиц равных масс. РКП-уравнение решено релятивистским ВКБ-методом. Установлено условие применимости ВКБ-приближения. Получены простые формулы для определения спектра масс псевдоскалярных, векторных и псевдовекторных мезонов, рассматриваемых как системы двух связанных кварков.

Показано, что в рамках рассматриваемого полностью ковариантного РКП-подхода в квантовой теории поля новые модифицированные релятивистские квазиклассические условия квантования устанавливают явную зависимость относительного орбитального момента ℓ от энергии резонансов, что определяет релятивистские траектории Редже семейства мезонов как системы двух связанных кварков. Полученные формулы позволяют учитывать влияние константы кулоновского взаимодействия α_s при вычислении уровней энергий и реджевских траекторий двухчастичных связанных систем.

Установлено, что во всех трех рассматриваемых спиновых случаях (псевдоскалярных, векторных и псевдовекторных мезонов) модифицированное релятивистское квазиклассическое условие квантования, когда к несингулярному потенциалу запираения добавляется кулоновское взаимодействие, включает в себя поправочный член в виде фазы релятивистской кулоновской функции в ВКБ-приближении, взятой в точке поворота r_+ , которая соответствует несингулярному запирающему (конфайнментному) потенциалу.

Получены условия квантования для псевдоскалярных, векторных и псевдовекторных мезонов, отвечающих линейному потенциалу (1), которые отличаются от условия квантования для линейного потенциала в бесспиновом случае. Показано, что учет спина приводит к увеличению значений уровней энергии, отвечающих фиксированным значениям n и ℓ .

Поскольку выражения для релятивистских квазиклассических условий квантования мезонов получены в рамках полностью ковариантного метода,

то можно ожидать, что они более полно учитывают релятивистский характер взаимодействующих частиц.

Автору приятно выразить искреннюю благодарность О.П. Соловцовой за обсуждение полученных результатов, ценные замечания и техническую поддержку, А.Е. Дорохову, Ю.А. Курочкину, И.С. Сацункевичу, В.В. Андрееву и А.В. Киселеву за обсуждение полученных результатов, их комментарии и стимулирующие дискуссии.

Работа выполнена при поддержке программы международного сотрудничества Республики Беларусь с ОИЯИ и Государственной программы научных исследований на 2016–2020 гг. “Конвергенция-2020”, подпрограмма “Микромир, плазма и Вселенная”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Barbieri, R. Kögerler, Z. Kunszt, and R. Gatto, Nucl. Phys. B **105**, 125 (1976).
2. R. McClary and N. Byers, Phys. Rev. D **28**, 1692 (1983).
3. E. Etim and L. Schülke, Nuovo Cimento A **77**, 347 (1983).
4. A. A. Logunov and A. N. Tavkhelidze, Nuovo Cimento **29**, 380 (1963).
5. V. G. Kadyshevsky, Nucl. Phys. B **6**, 125 (1968).
6. В. Г. Кадышевский, ЖЭТФ **46**, 654, 872 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 443, 597 (1964)]; Докл. АН СССР **160**, 573 (1965) [Sov. Phys. Dokl. **10**, 46 (1965)].
7. R. N. Faustov, Ann. Phys. (N. Y.) **78**, 176 (1973).
8. N. B. Skachkov and I. L. Solovtsov, Preprint No. E2-11727, JINR (Dubna, 1978); Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов, ЯФ **30**, 1079 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **30**, 562 (1979)].
9. N. B. Skachkov and I. L. Solovtsov, Preprint No. E2-11678, JINR (Dubna, 1978); Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов, ТМФ **41**, 205 (1979) [Theor. Math. Phys. **41**, 977 (1979)].
10. А. Д. Линкевич, В. И. Саврин, Н. Б. Скачков, ТМФ **53**, 20 (1982) [Theor. Math. Phys. **53**, 955 (1982)].
11. V. G. Kadyshevsky, R. M. Mir-Kasimov, and N. B. Skachkov, Nuovo Cimento A **55**, 233 (1968).
12. Ю. Д. Черниченко, ЯФ **80**, 396 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 707 (2017)].
13. N. B. Skachkov and I. L. Solovtsov, Preprint No. E2-81-760, JINR (Dubna, 1981); Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов, ТМФ **54**, 183 (1983) [Theor. Math. Phys. **54**, 116 (1983)].
14. V. I. Savrin and N. B. Skachkov, Lett. Nuovo Cimento **29**, 363 (1980).
15. А. В. Сидоров, Н. Б. Скачков, ТМФ **46**, 213 (1981) [Theor. Math. Phys. **46**, 141 (1981)]; Препринт P2-80-45, ОИЯИ (Дубна, 1980); V. I. Savrin, A. V. Sidorov, and N. B. Skachkov, Hadronic J. **4**, 1642 (1981).
16. D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, Phys. Lett. B **635**, 93 (2006).

17. А. П. Мартыненко, Р. Н. Фаустов, ТМФ **64**, 179 (1985); **66**, 399 (1986) [Theor. Math. Phys. **64**, 765 (1985); **66**, 264 (1986)].
18. А. Д. Донков и др., *Труды IV международно-го симпозиума по нелокальным теориям поля, Алушта, СССР, 1976*, ОИЯИ, Д2-9788 (Дубна, 1976).
19. Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов, ЯФ **31**, 1332 (1980) [Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 686 (1980)].
20. В. В. Кондратюк, Ю. Д. Черниченко, ЯФ **81**, 40 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 51 (2018)].
21. Ю. Д. Черниченко, ЯФ **82**, 172 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 158 (2019)].

SEMICLASSICAL QUANTIZATION CONDITION FOR THE RELATIVISTIC SYSTEM OF TWO FERMIONS OF EQUAL MASSES

*Sukhoi Gomel State Technical University; International Center for Advanced Studies,
Gomel, Republic of Belarus*

Yu. D. Chernichenko

New semiclassical quantization conditions are obtained for the relativistic system of two fermions of equal masses interacting by means of nonsingular confining quasipotentials and funnel-type potentials. Quantization conditions were found for the pseudoscalar, pseudovector, and vector cases. The present analysis was performed within the Hamiltonian formulation of quantum field theory via a transition to the relativistic configuration representation for the case of two relativistic spin particles of equal masses.