

УДК 539.120.7

## УТОЧНЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО ЯДРОМ ГАЛЛИЯ И ВКЛАДОВ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО ДЛЯ ИНТЕРПРЕТАЦИИ НЕЙТРИННЫХ ДАННЫХ ПО ГАЛЛИЕВОЙ АНОМАЛИИ

© 2020 г. В. В. Хрущев<sup>1, \*</sup>, С. В. Фомичев<sup>1</sup>, С. В. Семенов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

\*E-mail: Khruschov\_VV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Представлены графики вероятности сохранения электронных нейтрино в модели с тремя активными и тремя стерильными нейтрино как функции расстояния нейтрино от источника при энергиях, которые они приобретают в процессах с участием ядер  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ag}$  и  $^{65}\text{Zn}$ . Приведены также уточненные значения сечения реакции по захвату нейтрино ядрами  $^{71}\text{Ga}$  для интерпретации и предсказания результатов экспериментов по проверке галлиевой аномалии.

**DOI:** 10.31857/S0367676520080165

### ВВЕДЕНИЕ

В данной работе для описания галлиевой аномалии [1–4] предлагается расширить модель с тремя активными нейтрино (АН) и одним стерильным нейтрино (СН) и уточнить значения сечения реакции по захвату нейтрино галлиевыми ядрами, полученные в работах [5, 6]. Проведено сравнение вычисленных значений вероятности сохранения электронных нейтрино ( $\nu_e$ ) в расширенной модели с тремя АН и тремя СН с результатами вычислений в приближении смешивания двух состояний нейтрино в модели с тремя АН и одним СН [7].

Нейтринные осцилляции объясняются наличием масс нейтрино, и смешивание массовых состояний описывается матрицей Понтекорво–Маки–Накагава–Сакаты [8]  $U_{PMNS} \equiv U = V \times P$ , т.е.

$\psi_a^L = \sum_i U_{ai} \psi_i^L$ , где  $\psi_{a,i}^L$  – левые киральные поля с флэйвором  $a$  или массой  $m_i$ ,  $a = \{e, \mu, \tau\}$  и  $i = \{1, 2, 3\}$ . Для трех АН матрица  $V$  выражается в стандартной параметризации [9] через углы смешивания  $\theta_{ij}$  и СР-фазу, а именно, фазу  $\delta = \delta_{\text{CP}}$ , связанную с СР-нарушением в лептонном секторе для дираковских или майорановских нейтрино,  $P = \text{diag}\{1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}\}$ , где  $\alpha \equiv \alpha_{\text{CP}}$  и  $\beta \equiv \beta_{\text{CP}}$  – фазы, связанные с СР-нарушением только для майорановских нейтрино.

Экспериментально найдены значения углов смешивания и разности квадратов масс нейтрино

$\Delta m_{21}^2$  и  $\Delta m_{31}^2$  [9, 10] (где  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ ). Поскольку

для  $\Delta m_{31}^2$  известно только абсолютное значение, то значения масс можно упорядочить либо как  $m_1 < m_2 < m_3$  (нормальная иерархия), либо  $m_3 < m_1 < m_2$  (обратная иерархия). Получены оценки СР-фазы  $\delta_{\text{CP}}$  (см., например, работы [10–13]). Они приводят для нормальной иерархии спектра масс АН к  $\delta_{\text{CP}} < 0$  и  $\delta_{\text{CP}} \approx -\pi/2$ . Если учесть ограничения на сумму масс нейтрино из космологических наблюдений [14] и результат Т2К-эксперимента [13], то случай нормальной иерархии спектра масс АН становится предпочтительным. Поэтому в дальнейших расчетах мы ограничимся этим случаем при  $\delta_{\text{CP}} = -\pi/2$ .

В то же время существуют указания на аномальные значения нейтринных потоков в ряде процессов на малых расстояниях от источника. Эти так называемые аномалии на “короткой базе” включают галлиевую (калибровочную) аномалию [1–4], которая проявила себя как дефицит  $\nu_e$  от радиоактивных источников при калибровке детекторов для экспериментов SAGE и GALLEX. Эту и другие (реакторную и ускорительную) нейтринные аномалии можно объяснить существованием одного или нескольких новых стерильных нейтрино, не взаимодействующих непосредственно с калибровочными бозонами Стандартной модели. Характер-

ная шкала масс СН, которая используется для объяснения галлиевой аномалии, составляет 1 эВ.

Сейчас ведется интенсивный поиск легкого СН с массой порядка 1 эВ (см., например, [5, 15–18]). Кроме легкого СН, стерильные нейтрино с массами от нескольких кэВ до нескольких ТэВ используются для объяснения некоторых астрофизических данных [19–21]. Так как существование СН выходит за рамки Модифицированной Стандартной модели с ненулевыми массами нейтрино (νSM), были предложены феноменологические модели для предсказания характеристик СН и их эффектов [11, 22–29]. Такие модели обычно обозначаются как (3 + N)-модели или, более детально, как (k + 3 + n + m)-модели, где k – число новых нейтрино с массами, меньшими масс АН, n и m – число новых нейтрино с массами больше и значительно больше масс АН, соответственно [8, 15, 25, 26, 30–32].

Далее будем использовать (3 + 1 + 2)-модель [11, 32] и рассмотрим эффекты СН, которые проявляются в осцилляционных характеристиках ν<sub>e</sub> с энергиями порядка МэВ на малых расстояниях (порядка нескольких метров) в экспериментах, в которых была замечена галлиевая аномалия. В следующем разделе кратко изложены положения (3 + 1 + 2)-модели [11, 26], затем представлены результаты расчетов осцилляционных характеристик электронных нейтрино на малых расстояниях с учетом вкладов СН. Эти вычисления были выполнены с использованием новой параметризации обобщенной матрицы смешивания АН и СН при выбранных тестовых значениях модельных параметров и при введении дополнительных CP-фаз. Проведено сравнение полученных результатов с результатами (3 + 1)-модели с учетом имеющихся экспериментальных данных. Также получено уточнение значений сечений для реакции захвата нейтрино ядрами галлия, что может быть использовано в расчетах характеристик галлиевой аномалии. В заключительном разделе отмечается, что полученные результаты позволяют уточнить интерпретацию нейтринных аномалий, как эффектов стерильных нейтрино.

### НЕКОТОРЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ НЕЙТРИННОЙ (3 + 1 + 2)-МОДЕЛИ

Кратко рассмотрим основные положения (3 + 1 + 2)-модели, предназначенной для описания эффектов легких и тяжелых СН. Эта модель включает три АН ν<sub>a</sub> (a = e, μ, τ) и три СН: стерильное нейтрино ν<sub>s</sub>, скрытое нейтрино ν<sub>h</sub> и темное нейтрино ν<sub>d</sub>. С учетом порядков масс ν<sub>s</sub>, ν<sub>h</sub>, ν<sub>d</sub> и новой параметризации матрицы смешивания рассматриваемая модель является обобщением (3 + 3)-модели [11, 25, 26]. Используется 6 × 6-матрица смешива-

ния, являющаяся обобщением матрицы Понтекоро–Маки–Накагава–Сакаты U<sub>GPMNS</sub> ≡ U<sub>mix</sub> [11, 26], которая может быть представлена как V × P, где P – диагональная матрица с майорановскими CP-фазами φ<sub>i</sub>, i = 1, ..., 5, т.е. P = diag{1, e<sup>iφ<sub>1</sub></sup>, ..., e<sup>iφ<sub>5</sub></sup>}. Ниже используется только частный вид матрицы V. Обозначим дополнительные CP-фазы через δ<sub>i</sub> и κ<sub>j</sub>, а углы смешивания через θ<sub>i</sub> и η<sub>j</sub>, причем δ<sub>1</sub> ≡ δ<sub>CP</sub>, θ<sub>1</sub> ≡ θ<sub>12</sub>, θ<sub>2</sub> ≡ θ<sub>23</sub> и θ<sub>3</sub> ≡ θ<sub>13</sub>.

Для компактности формул введем символы h<sub>s</sub> и h<sub>l</sub> для левых флэйворных и массовых полей соответственно. Пусть s – набор индексов, которые задают поля ν<sub>s</sub>, ν<sub>h</sub> и ν<sub>d</sub> среди h<sub>s</sub>, через i' задан набор индексов 4, 5 и 6. Тогда 6 × 6-матрица U<sub>mix</sub> выражается через 3 × 3-матрицы R, T, V и W:

$$\begin{pmatrix} \nu_a \\ h_s \end{pmatrix} = U_{mix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ h_{l'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R & T \\ V & W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ h_{l'} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где R = U<sub>PMNS</sub> + ΔU<sub>PMNS</sub>. Матрица ΔU<sub>PMNS</sub>, как и матрица T в уравнении (1), мала по сравнению с матрицей U<sub>PMNS</sub>, т.е., например, ΔU<sub>PMNS</sub> = -εU<sub>PMNS</sub>, где ε – малая величина, которую можно представить как ε = 1 - κ, и тогда R = κU<sub>PMNS</sub>, где U<sub>PMNS</sub> обозначает известную унитарную 3 × 3 матрицу смешивания АН (U<sub>PMNS</sub>U<sub>PMNS</sub><sup>+</sup> = I, ниже U<sub>PMNS</sub> ≡ U).

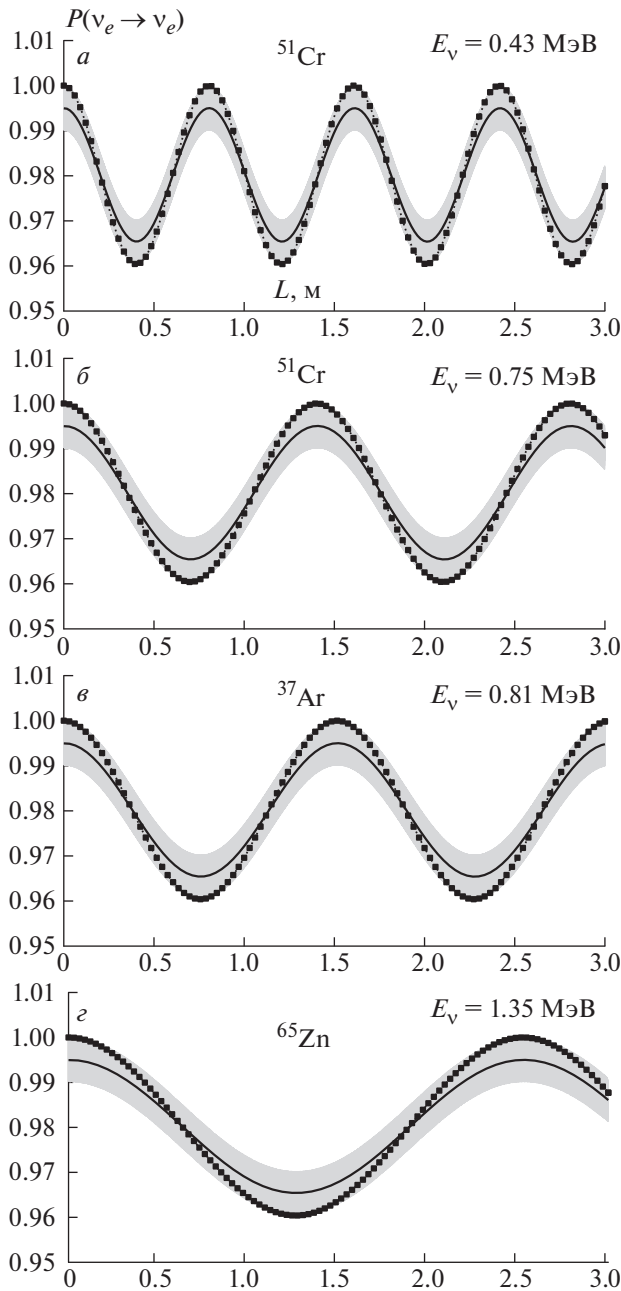
Выберем T = √(1 - κ<sup>2</sup>)a, где a – произвольная унитарная 3 × 3-матрица, а матрицы V и W в виде: V = √(1 - κ<sup>2</sup>)bU, W = κc и c = -ba. При этих условиях матрица U<sub>mix</sub> будет унитарной. Будем использовать следующие матрицы a и b:

$$a = \begin{pmatrix} \cos \eta_2 & \sin \eta_2 & 0 \\ -\sin \eta_2 & \cos \eta_2 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_2} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$b = \begin{pmatrix} \cos \eta_1 & \sin \eta_1 & 0 \\ -\sin \eta_1 & \cos \eta_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\kappa_1} \end{pmatrix},$$

где κ<sub>1</sub> и κ<sub>2</sub> – фазы смешивания для АН и СН, а η<sub>1</sub> и η<sub>2</sub> – их углы смешивания. Матрица a в виде (2) была предложена в работе [11]. Для того, чтобы сделать вычисления более определенными, будем использовать следующий набор тестовых значений для новых параметров смешивания: κ<sub>1</sub> = κ<sub>2</sub> = -π/2, η<sub>1</sub> = 5°, η<sub>2</sub> = ±30°. Предполагается, что малый параметр ε < 0.03. При этом U<sub>mix</sub>, заданная уравнениями (1) и (2), является более общей, чем матрица смешивания  $\tilde{U}$ , которая была предложена в работе [11].

Массы нейтрино даются набором значений {m} = {m<sub>i</sub>, m<sub>j</sub>}. Для АН будем использовать оценки масс m<sub>1</sub> ≈ 0.0016, m<sub>2</sub> ≈ 0.0088, m<sub>3</sub> ≈ 0.0497 из работ



**Рис. 1.** Вероятности сохранения  $\nu_e$  для случаев с указанными значениями энергии в зависимости от расстояния  $L$  до источников, в качестве которых выступают ядра  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$ , для матрицы смешивания  $U_{mix}$  при  $\epsilon = 0.005$ ,  $\eta_2 = \pi/6$  и  $\Delta m_{41}^2 = 1.15^2 \text{ эВ}^2$ . Серые области представляют собой результат быстрых осцилляций за счет присутствия в модели пятого СН с массой порядка 1 кэВ. Сплошные кривые показывают усредненные по быстрым осцилляциям значения вероятности. Пунктирные кривые с квадратиками показывают значения вероятности, вычисленные в приближении осцилляций двух состояний нейтрино в  $(3 + 1)$ -модели при  $\sin^2(2\theta_{ee}) = 0.0396$  и  $\Delta m_{41}^2 = 1.15^2 \text{ эВ}^2$ , которые взяты из глобальной обработки данных по галлиевой и реакторной аномалиям [34–36].

[11, 25, 29] для случая нормальной иерархии (в единицах эВ), которые не противоречат известным экспериментальным данным. Значения углов смешивания  $\theta_{ij}$  для АН находим из соотношений  $\sin^2\theta_{12} \approx 0.297$ ,  $\sin^2\theta_{23} \approx 0.425$  и  $\sin^2\theta_{13} \approx 0.0215$  из работы [9]. В дальнейшем будем пользоваться пробным вариантом для масс стерильных нейтрино  $(3 + 1 + 2)$ -модели, в котором  $m_4$  порядка 1, а  $m_5$  и  $m_6$  равны соответственно  $1.5 \times 10^3$  и  $7.5 \times 10^3$  в единицах эВ [32].

Амплитуды вероятности для распространения нейтринных флэйворов находим из решения известных уравнений (см., например, [11, 33]). Таким образом, получаются аналитические выражения для вероятностей перехода между различными флэйворами в пучках нейтрино/антинейтрино в вакууме как функции расстояния от источников нейтрино/антинейтрино [31]. Если  $\tilde{U} \equiv U_{mix}$  – обобщенная  $6 \times 6$ -матрица смешивания в форме (1), и если использовать обозначения  $\Delta_{ki} \equiv \Delta m_{ik}^2 L / (4E)$ , то, согласно работе [31], можно вычислить вероятности переходов от  $\nu_\alpha$  к  $\nu_{\alpha'}$ , или от  $\bar{\nu}_\alpha$  к  $\bar{\nu}_{\alpha'}$  по формуле:

$$P(\nu_\alpha(\bar{\nu}_\alpha) \rightarrow \nu_{\alpha'}(\bar{\nu}_{\alpha'})) = \delta_{\alpha'\alpha} - 4\sum_{i>k} \text{Re}(\tilde{U}_{\alpha'i}\tilde{U}_{\alpha'k}^*\tilde{U}_{\alpha k}^*\tilde{U}_{\alpha i}) \sin^2 \Delta_{ki} \pm 2\sum_{i>k} \text{Im}(\tilde{U}_{\alpha'i}\tilde{U}_{\alpha'k}^*\tilde{U}_{\alpha k}^*\tilde{U}_{\alpha i}) \sin 2\Delta_{ki}, \quad (3)$$

где верхний знак (+) соответствует нейтринным переходам  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_{\alpha'}$ , а нижний знак (–) – антинейтринным переходам  $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_{\alpha'}$ . Заметим, что флэйворные индексы  $\alpha$  и  $\alpha'$  (как и индексы суммирования по массивным состояниям  $i$  и  $k$ ) применяются к АН и СН.

### ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ОСЦИЛЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННЫХ НЕЙТРИНО С УЧЕТОМ ИХ СМЕШИВАНИЯ СО СН

Галлиевая аномалия может быть описана в рамках  $(3 + 1 + 2)$ -модели с выбранной параметризацией матрицы  $U_{mix}$  при определенном значении  $\epsilon$ , которое достаточно выбрать меньше единицы в соответствии с экспериментальными данными для параметра  $\kappa = 1 - \epsilon$  (см. (2)).

В рамках  $(3 + 1 + 2)$ -модели вероятность сохранения  $\nu_e$  как функция расстояния  $L$  до источника нейтрино при различных значениях энергии нейтрино  $E$  показана на рис. 1 для матрицы смешивания (1), (2) и выбранного варианта масс при значениях параметров  $\epsilon = 0.005$  и  $\eta_2 = \pi/6$ . Присутствие в модели пятого нейтрино с массой порядка 1 кэВ приводит к быстрым осцилляциям функций от  $L$  с плавно осциллирующими огибающими,

ограничивающими серую область на рис. 1. После усреднения по быстрым осцилляциям (сплошные кривые на рисунке), что приемлемо для сравнения с экспериментальными результатами, вклады СН имеют характер плавных осцилляций. Более того, эти осцилляции совпадают по фазе с осцилляциями, которые получаются по стандартной формуле (3 + 1)-модели для вероятности  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ , т.е., по формуле:  $P_{3+1}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{ee})\sin^2(1.27\Delta m_{41}^2 L/E)$ , где  $L$  – расстояние до детектора в метрах,  $E$  – энергия нейтрино в МэВ,  $\Delta m_{41}^2$  – разность квадратов масс нейтрино в эВ<sup>2</sup>.

### УТОЧНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОННОГО НЕЙТРИНО ЯДРАМИ ГАЛЛИЯ

Реакция захвата  $\nu_e \text{ } ^{71}\text{Ga}(\nu_e, e)\text{ } ^{71}\text{Ge}$  используется для определения числа атомов  $^{71}\text{Ge}$ , рожденных потоком нейтрино от искусственных источников, таких как  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$ . В соответствии с новыми данными значение порога этой реакции равно  $Q = 232.443 \pm 0.093$  кэВ [37]. Отсюда получаем новые значения для  $\log ft_{1/2}$  электронного захвата ядрами  $^{71}\text{Ge}$  и для силы  $B(GT_{g.s})$  перехода Гамова–Теллера в основное состояние ядра  $^{71}\text{Ge}$ :

$$\begin{aligned} \lg ft_{1/2} &= 4.3495 \pm 0.0015, \\ B(GT_{g.s}) &= 0.0864 \pm 0.0003. \end{aligned} \quad (4)$$

Эти значения можно сравнить со значениями, полученными в работе [5], в которой использовался результат более ранних измерений  $Q = 233.5 \pm 1.2$  кэВ [38]:  $\lg ft_{1/2} = 4.353 \pm 0.005$ ,  $B(GT_{g.s}) = 0.086 \pm 0.001$ . Формула для сечения захвата  $\nu_e$  для перехода на некоторый уровень конечного ядра имеет вид:

$$\sigma_{GT}(E_\nu) = \frac{G_B^2 m_e^2}{\pi} g_A^2 B(GT) \pi_e \epsilon_e F(Z_f, \epsilon_e), \quad (5)$$

где  $G_B^2 = G_F^2 |V_{ud}|^2$ ,  $\pi_e$  и  $\epsilon_e$  – импульс и энергия электрона в единицах  $m_e$ ,  $F(Z_f, \epsilon_e)$  – функция Ферми. Учитывая новые измерения порога реакции [37], проведенные нами вычисления сечения захвата нейтрино от радиоактивных источников  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$  на ядрах  $^{71}\text{Ga}$  с переходом на основное состояние ядер  $^{71}\text{Ge}$  приводят к следующим значениям:

$$^{51}\text{Cr}: \sigma_{g.s} = (55.39 \pm 0.19) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (6)$$

$$^{37}\text{Ar}: \sigma_{g.s} = (66.25 \pm 0.23) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (7)$$

$$^{65}\text{Zn}: \sigma_{g.s} = (72.16 \pm 0.25) \times 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (8)$$

Описание спектров нейтрино от источников  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$  дано, например, в [5, 39].

Важной проблемой является определение вкладов переходов на возбужденные состояния ядра  $^{71}\text{Ge}$ . Соответствующие силы таких переходов Гамова–Теллера получены с помощью данных по реакции перезарядки  $^{71}\text{Ga}(\text{}^3\text{He}, \nu)\text{}^{71}\text{Ge}$  в работе [40]. При расчете сечений надо учитывать вклады энергетически разрешенных возбужденных состояний  $^{71}\text{Ge}$ . Для источников  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{51}\text{Cr}$  такими разрешенными состояниями являются состояния со следующими энергиями возбуждения:  $E_x = 175$  кэВ ( $5/2^-$ ) и  $E_x = 500$  кэВ ( $3/2^-$ ). В случае  $^{65}\text{Zn}$  к ним еще добавляются  $E_x = 708$  кэВ ( $3/2^-$ ),  $E_x = 808$  кэВ ( $1/2^-$ ),  $E_x = 1096$  кэВ ( $3/2^-$ ) [40]. Учитывая вклады таких переходов, получим следующие значения общего сечения для реакции с участием  $\nu_e$ :

$$^{51}\text{Cr}: \sigma_{tot} = (59.38 \pm 1.16) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (9)$$

$$^{37}\text{Ar}: \sigma_{tot} = (71.69 \pm 1.47) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (10)$$

$$^{65}\text{Zn}: \sigma_{tot} = (88.12 \pm 1.90) \times 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (11)$$

При расчете сечений (9)–(11) использовался метод вычисления функции Ферми, предложенный в [41], и принимались во внимание поправки к функции  $F(Z_f, \epsilon_e)$ , отвечающие эффекту экранирования электронной оболочкой атома  $^{71}\text{Ga}$ , аналогично тому, как это было сделано в [42–44].

### ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В работе рассматривались некоторые возможности для усовершенствования интерпретации галлиевой аномалии. Было предложено использовать обобщенную (3 + 1 + 2)-модель нейтринного смешивания и уточненные значения сечения реакции захвата нейтрино ядрами галлия  $^{71}\text{Ga}$  при тех энергиях нейтрино, которые встречаются в процессах с участием искусственных источников  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$ . Проведено численное исследование  $\nu_e$  осцилляционных характеристик при тестовых значениях модельных параметров. Вычисления проводились для случая нормальной иерархии спектра масс АН при ненулевой дираковской CP-фазе для АН, равной  $-\pi/2$ . Представлены графические зависимости значений вероятности сохранения электронных нейтрино как функций расстояния до источника при тестовых значениях параметров (3 + 1 + 2)-модели. Как видно из рисунка, учет нескольких СН приводит к уменьшению максимальных значений вероятности сохранения электронных нейтрино по сравнению с (3 + 1)-моделью. Полученные результаты согласуются с имеющимися экспериментальными данными и могут быть использованы для интерпретации будущих экспериментов по проверке галлиевой аномалии, в том числе эксперимента на основе ядер  $^{65}\text{Zn}$  [45].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abdurashitov J.N. et al. (SAGE Collaboration) // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. № 1. Art. № 015807.*
2. *Kaether F., Hampel W., Heusser G. et al. // Phys. Lett. B. 2010. V. 685. № 1. P. 47.*
3. *Giunti C., Laveder M., Li Y.F., Long H.W. // Phys. Rev. D. 2013. V. 88. № 7. Art. № 073008.*
4. *Giunti C., Laveder M. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. № 6. Art. № 065504.*
5. *Barinov V., Cleveland B., Gavrin V. et al. // Phys. Rev. D. 2018. V. 97. № 7. Art. № 073001.*
6. *Semenov S.V. // Proc. Int. Conf. The multi-messenger astronomy: gamma-ray bursts, search for electromagnetic counterparts to neutrino events and gravitational waves. (N. Arkhys – Terskol, 2018). P. 193.*
7. *Bilenky S.M., Giunti C., Grimus W. // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 1. № 1–2. P. 247.*
8. *Биленький С.М., Понтекорво Б.М. // УФН. 1977. Т. 123. № 2. С. 181; Bilenky S.M., Pontekorvo B.M. // Sov. Phys. Usp. 1977. V. 20. № 10. P. 776.*
9. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group). // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. № 3. Art. № 030001.*
10. *Esteban I., Gonzalez-Garcia M.C., Maltoni M. et al. // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. № 1. Art. № 87.*
11. *Хрущев В.В., Фомичев С.В., Тумов О.А. // ЯФ. 2016. Т. 79. № 5. С. 483; Khrushchov V.V., Fomichev S.V., Titov O.A. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. № 5. P. 708.*
12. *Petcov S.T., Girardi I., Titov A.V. // Int. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30. № 13. Art. № 1530035.*
13. *Abe K., Amedee J., Andreopoulos C. et al. (The T2K Collaboration). // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. № 9. Art. № 092006.*
14. *Wang S., Wang Y.-F., Xia D.-M. // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. № 6. Art. № 065103.*
15. *Abazajian K. N., Acero M.A., Agarwalla S.K. et al. // arXiv: 1204.5379. 2012.*
16. *Горбунов Д.С. // УФН. 2014. Т. 184. № 5. С. 545; Gorbunov D.S. // Phys. Usp. 2014. V. 57. № 5. P. 503.*
17. *Гаврин В.Н., Кливланд Б.Т., Горбачев В.В. и др. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. № 6. С. 933; Gavrin V.N., Cleveland B.T., Gorbachev V.V. et al. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. № 6. P. 967.*
18. *Bellini G., Bick D., Bonfini G. et al. // J. High Energy Phys. 2013. V. 2013. № 8. Art. № 38.*
19. *Demiański M., Doroshkevich A.G. // arXiv: 1511.07989v6. 2017.*
20. *Marrodán Undagoitia T., Rauch L. // J. Phys. G. 2016. V. 43. № 1. Art. № 013001.*
21. *Argüelles C.R., Krut A., Rueda J.A., Ruffini R. // Phys. Dark Universe. 2018. V. 21. P. 82.*
22. *Abe T., Kitano R., Sato R. // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. № 9. Art. № 095004.*
23. *Canetti L., Drewes M., Shaposhnikov M. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. № 6. Art. № 061801.*
24. *Conrad J.M., Ignarra C.M., Karagiorgi G. et al. // Adv. High Energy Phys. 2013. V. 2013. Art. № 163897.*
25. *Зысина Н.Ю., Фомичев С.В., Хрущев В.В. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 7. С. 938; Zysina N.Yu., Fomichev S.V., Khrushchov V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. № 7. P. 890.*
26. *Хрущев В.В., Фомичев С.В. // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. № 6. С. 962; Khrushchov V.V., Fomichev S.V. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. № 6. P. 990.*
27. *Хрущев В.В., Юдин А.В., Надёжин Д.К., Фомичев С.В. // Письма в Астрон. журн. 2015. Т. 41. № 6. С. 286; Khrushchov V.V., Yudin A.V., Nadyozhin D.K., Fomichev S.V. // Astron. Lett. 2015. V. 41. № 6. P. 260.*
28. *Warren M.L., Mathews G.J., Meixner M. et al. // Int. J. Mod. Phys. A. 2016. V. 31. № 25. Art. № 1650137.*
29. *Юдин А.В., Надёжин Д.К., Хрущев В.В., Фомичев С.В. // Письма в Астрон. журн. 2016. Т. 42. № 12. С. 881; Yudin A.V., Nadyozhin D.K., Khrushchov V.V., Fomichev S.V. // Astron. Lett. 2016. V. 42. № 12. P. 800.*
30. *Gariazzo S., Giunti C., Laveder M., Li Y.F. // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. № 6. Art. № 135.*
31. *Биленький С.М. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 4. С. 720; Bilenky S.M. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. № 4. P. 453.*
32. *Khrushchov V.V., Fomichev S.V. // Int. J. Mod. Phys. A. 2019. V. 34. № 29. Art. № 1950175.*
33. *Blennow M., Smirnov A.Yu. // Adv. High Energy Phys. 2013. V. 2013. Art. № 972485.*
34. *Dentler M., Hernández-Cabezudo Á., Kopp J. et al. // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018. № 8. Art. № 10.*
35. *Diaz A., Argüelles C.A., Collin G.H. et al. // arXiv: 1906.00045. 2019.*
36. *Böser S., Buck C., Giunti C. et al. // arXiv: 1906.01739. 2019.*
37. *Alanssary M., Frekers D., Eronen T. et al. // Int. J. Mass Spectrometry. 2016. V. 406. P. 1.*
38. *Frekers D., Simon M.C., Andreou C. et al. // Phys. Lett. B. 2013. V. 722. № 4–5. P. 233.*
39. *Giunti C., Laveder M., Li Y.F. et al. // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. № 11. Art. № 113014.*
40. *Frekers D., Adachi T., Akimune H. et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. № 3. Art. № 034608.*
41. *Семенов С.В., Шимкович Ф., Хрущев В.В., Домин П. // ЯФ. 2000. Т. 63. № 7. С. 1271; Semenov S.V., Šimkovic F., Khrushchov V.V., Domin P. // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. № 7. P. 1196.*
42. *Bahcall J.N. // Nucl. Phys. 1966. V. 75. № 1. P. 10.*
43. *Rose M.E. // Phys. Rev. 1936. V. 49. № 10. P. 727.*
44. *Longmire C., Brown H. // Phys. Rev. 1949. V. 75. № 7. P. 1102.*
45. *Гаврин В.Н., Горбачев В.В., Ибрагимова Т.В. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 1. С. 78; Gavrin V.N., Gorbachev V.V., Ibragimova T.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. № 1. P. 70.*