

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

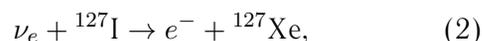
В нейтринной физике и астрофизике большое значение имеет процесс взаимодействия нейтрино с веществом. В большинстве задач необходимо рассчитывать сечения захвата нейтрино $\sigma(E)$ и учитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, определяющей величину и энергетическую зависимость $\sigma(E)$. 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

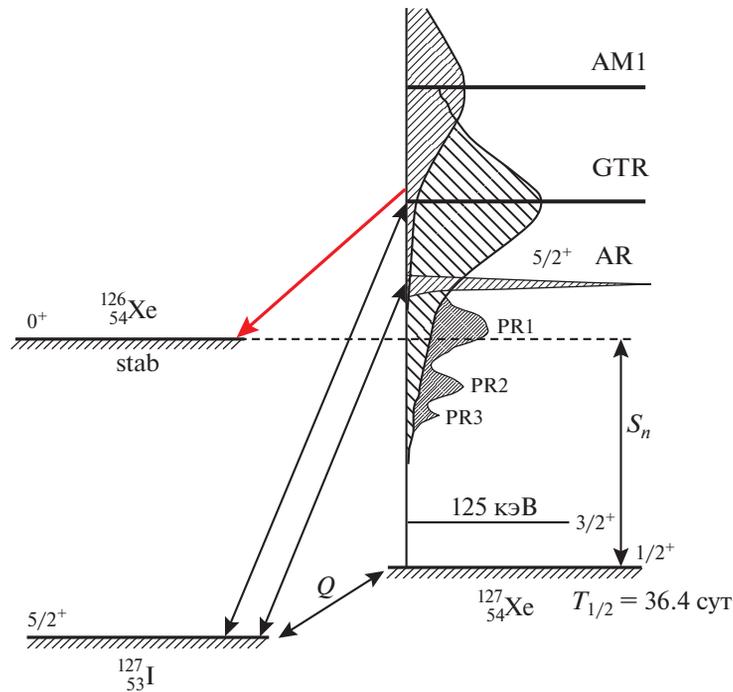


Рис. 1. Схема зарядово-обменных возбуждений ядра ^{127}Xe в реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп ^{126}Xe с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенные ниже три пигми-резонанса (PR); 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 $M_i^2(E_i)$ ушिरялись 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

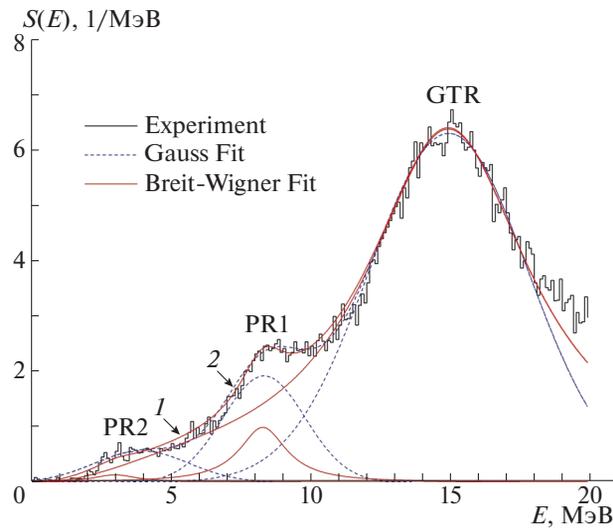


Рис. 2. Графики зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ образующегося ядра ^{127}Xe , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11]. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс GTR и два пигми-резонанса PR1 и PR2, аппроксимированные Гауссом (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).

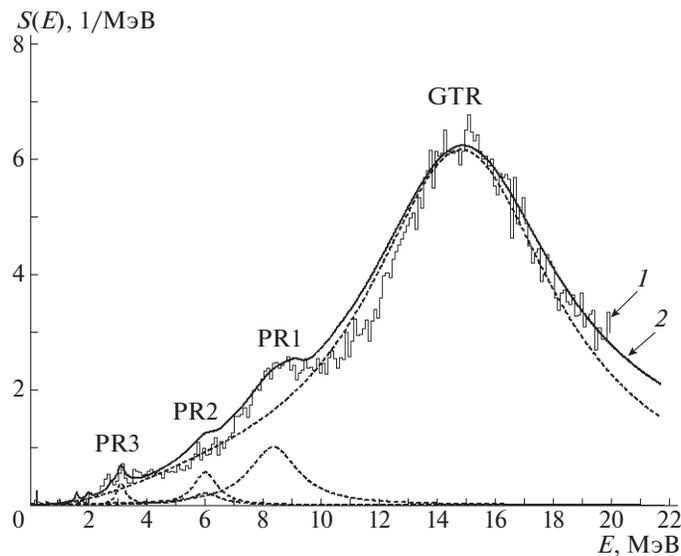


Рис. 3. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{127}Xe для GT-возбуждений ^{127}I . Сплошные кривые: 1 — экспериментальные данные по реакции $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ [11], 2 — наш расчет по ТКФС; штриховые — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

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.

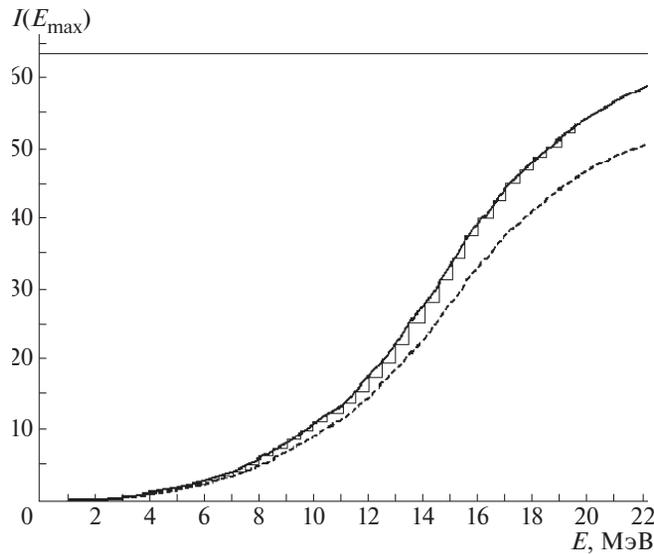


Рис. 4. Зависимость величины интеграла $I(E_{\max})$ (6) от переменного значения энергии E_{\max} для изотопа ^{127}Xe . Ступеньки — экспериментальные данные [11], сплошная кривая — расчет $e_q = 0.9$, штриховая — расчет $e_q = 0.8$, горизонтальная линия — значение правила сумм $3(N - Z) = 63$.

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 ~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

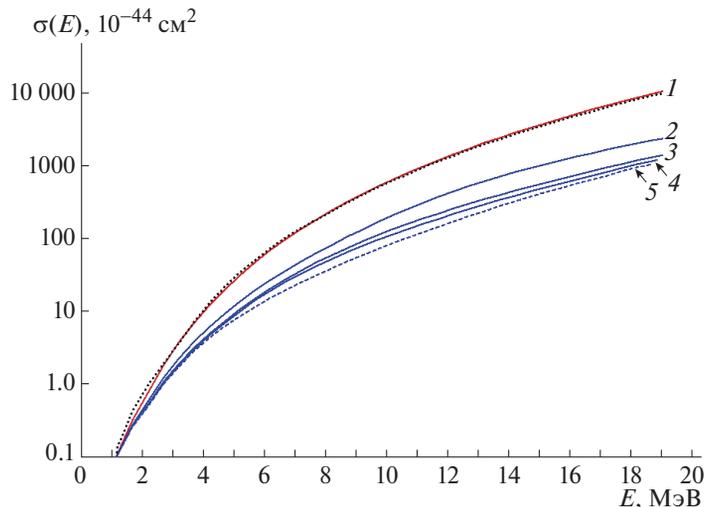


Рис. 5. Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$. Точки — расчет с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2). Сплошные и штриховые кривые — расчеты с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе (см. рис. 3): 1 — полное сечение,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

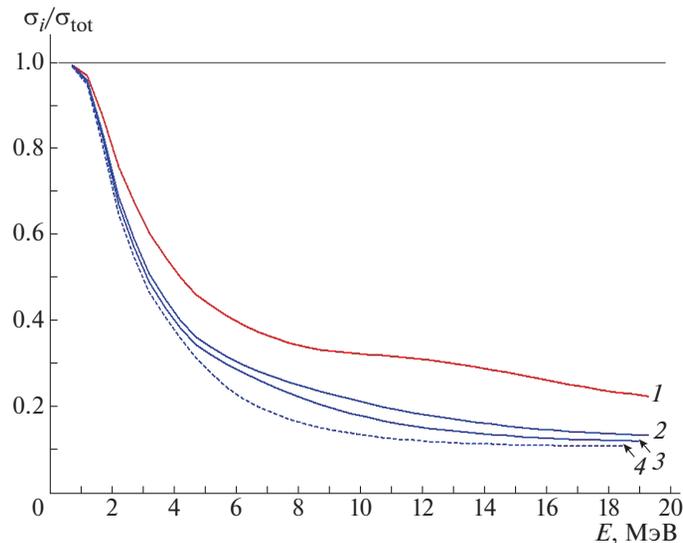


Рис. 6. Отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$, нормированных на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(E)$ по ТКФС: 1 — расчет без учета GTR, 2 — расчет без учета GTR и PR1, 3 — расчет без учета GTR, PR1 и PR2, 4 — расчет без учета GTR, PR1, PR2 и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

Скорость захвата нейтрино на ^{127}I без учета отрыва нейтрона в ядре ^{127}Xe						
	B-8	<i>hep</i>	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	<i>hep</i>	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. Koroteev²⁾, 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.