

УДК 539.173:621.039

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С ЯДРАМИ ^{128}Te И ^{130}Te

© 2024 г. Ю. С. Лютостанский¹, А. Н. Фазлиахметов^{1,2,3,*}, Б. К. Лубсандоржиев²,
Н. А. Белогорцева¹, Г. А. Коротеев^{1,2,3}, А. Ю. Лютостанский¹, В. Н. Тихонов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований
Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

* e-mail: fazliakhmetov@phystech.edu

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Исследовано взаимодействие солнечных нейтрино с изотопами $^{128,130}\text{Te}$ с учетом резонансной структуры их зарядово-обменных силовых функций $S(E)$. Проанализированы, как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в реакциях ($^3\text{He}, t$), так и силовые функции $S(E)$, рассчитанные в микроскопической теории конечных ферми-систем. Исследована резонансная структура силовой функции $S(E)$, выделены Гамов — Теллеровский, аналоговый и пигми-резонансы. Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ солнечных нейтрино для рассматриваемых двух изотопов с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$ и проанализировано влияние резонансов на энергетическую зависимость $\sigma(E)$. Получено, что при расчетах сечения $\sigma(E)$ необходимо учитывать резонансную структуру силовой функции $S(E)$.

Ключевые слова: ядерная физика, солнечные нейтрино, резонанс Гамова—Теллера, сечение захвата нейтрино

DOI: 10.31857/S0367676524080088, EDN: ORFXQI

ВВЕДЕНИЕ

Для интерпретации экспериментальных данных и планирования экспериментов нового поколения необходимо рассчитывать взаимодействия нейтрино с веществом детектора [1, 2, 3]. Особенно важно это для экспериментов по поиску процесса двойного безнейтринного бета-распада (SNO+ [4, 5], LEGEND [6], CUPID [7], PandaX [8] и др.), и по регистрации частиц темной материи (LUX-ZEPLIN [9], XENON [10] и др.), где крайне важен корректный учет фоновых процессов. Для такого рода экспериментов взаимодействие нейтрино от Солнца с ядрами мишени детектора будет являться фоновым процессом. При этом, особенностью такого фона является его принципиальная неустранимость [11, 12]. Для расчета величины сечения $\sigma(E_\nu)$ и скорости захвата R нейтрино необходимо учитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, которая характеризует интенсивность переходов в конечном ядре в зависимости от энергии возбуждения. Силовая функция $S(E)$ имеет резонансный характер, который наблюдается практически во всех реакциях перезарядки [3, 13–15]

и проявляется, в основном, в виде гигантского Гамов—Теллеровского резонанса (GTR, Gamow—Teller resonance) [15–18], аналогового резонанса (AR — Analog resonance), низколежащих пигми резонансов (PR — Pigmy resonance) [19]. Резонансный характер зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ может существенно влиять на результаты расчетов сечений реакций захвата нейтрино атомными ядрами $\sigma(E_\nu)$ [20, 21] и матричных элементов для процессов бета-распада и двойного бета-распада.

В нашей работе проведен анализ экспериментальных данных по реакциям перезарядки $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ и $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ [22] и рассчитаны сечения захвата солнечных нейтрино для ^{128}Te и ^{130}Te . Эти изотопы являются одними из популярных кандидатов на поиск процесса двойного безнейтринного бета-распада [3, 22]. Связано это, в первую очередь, с высоким содержанием обоих изотопов в природном теллуре: 31.78 % для ^{128}Te и 34.08 % для ^{130}Te , что позволяет обойтись без дорогостоящего процесса изотопного обогащения. Дополнительной причиной также является большая энергия распада $Q_{\beta\beta} = 2527.51$ кэВ

[23] для ^{130}Te , которая выше, чем для большинства источников естественной радиоактивности (для ^{128}Te $Q_{\beta\beta} = 866.7$ кэВ [23]). Кроме того, интерес к этим изотопам связан с их важностью для геохимических экспериментов [3, 22], т. к. исторически, изотопы теллура были одними из первых изотопов, для которых был измерен период двойного бета-распада в геохимическом эксперименте [24, 25].

Так, в эксперименте SNO+ планируется использовать жидкий сцинтиллятор массой 780 тонн на основе линейного алкилбензола (ЛАБ) с растворенным в нем теллуrom с концентрацией 0.5 % по массе в первой фазе эксперимента для поиска процесса $0\nu\beta\beta$ в ^{130}Te [4, 5]. Для поиска процесса $0\nu\beta\beta$ в $^{128}, ^{130}\text{Te}$ также предназначен эксперимент CUORE, в котором используется массив из 988 кристаллов TeO_2 , которые работают и как мишень, и как криогенный болометрический детектор [26—28]. Также результаты по измерению периода полураспада ^{130}Te по каналам $2\nu\beta\beta$ и $0\nu\beta\beta$ были опубликованы по данным экспериментов COBRA [29] и NEMO-3 [30].

Изотоп ^{130}Te также предлагается использовать для поиска процесса $0\nu\beta\beta$ в проекте Баксанского большого нейтринного телескопа. В этом проекте предполагается постройка жидко-сцинтилляционного детектора нейтрино нового поколения с массой мишени 10 кт, направленного на измерение потоков нейтрино и антинейтрино от Солнца, Земли и астрофизических источников [31]. Установка будет размещена в подземных залах Баксанской нейтринной обсерватории Российской академии наук (БНО ИЯИ РАН) на глубине около 4700 м водного эквивалента. На данный момент построен и испытан прототип детектора с массой мишени 0.5 т и идет строительство прототипа с мишенью 5 т. Использование изотопа ^{130}Te , растворенного в жидком сцинтилляторе, предлагается в третьей фазе проекта, на прототипе с массой мишени в 100 т. Также рассматриваются идеи использования других изотопов: ^{150}Nd и ^{115}In .

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ ^{128}Te , ^{130}Te

На рис. 1 дана объединенная схема возбужденных изобарических состояний изотопов ^{128}Te и ^{130}Te , которые наблюдаются в соседних ядрах $^{128}, ^{130}\text{I}$. Для ^{128}I при энергиях возбуждения, превышающих $S_n = 6826.13 \pm 5$ кэВ [23], происходит распад в стабильное ядро ^{127}I вместе с эмиссией нейтрона. При более низких энергиях возбуждения вначале идут переходы из возбужденного состояния ядра ^{128}I в основное состояние, а затем бета-распад ^{128}I из основного состояния в основное и возбужденные состояния ядра ^{128}Xe . Аналогично и для ядра ^{130}Te : распад в ^{129}I с эмиссией нейтрона при энергии возбуждения больше $S_n = 6500.33 \pm 4$ кэВ [23] или же бета-распад из основного состояния ядра ^{130}Te в основное и возбужденные состояния ядра ^{130}Xe после

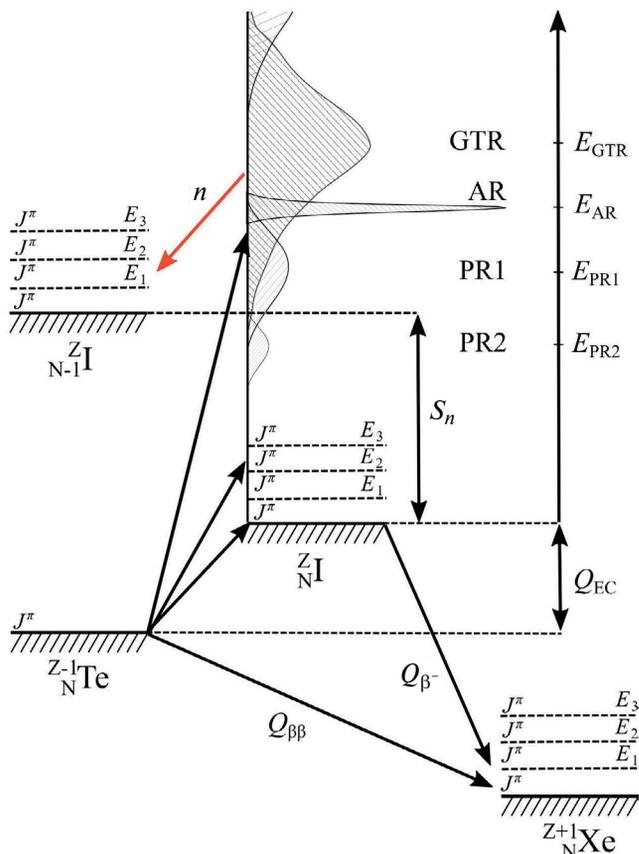


Рис. 1. Общая схема зарядово-обменных возбуждений для ядер ^{128}Te и ^{130}Te .

того как распадутся в основное состояние ^{130}I все возбуждения с энергиями $E_x < S_n$. Следует заметить, что поскольку бета-распад происходит в высоковозбужденные состояния ксенона, которые быстро распадаются, испуская γ -кванты, доля переходов, которые заселяют область энергии вблизи конечной точки для $0\nu\beta\beta$ распада ^{130}I относительно велика и эти γ -кванты могут служить фоновым процессом в соответствующих экспериментах.

Обработка экспериментальных спектров для зарядово-обменных реакций $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ и $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ подробно описана в работе [32]: использовалось разложение на отдельные резонансы и фон из состояний квази-свободного континуума (QFC — quasi-free continuum background) [33]. Форма пика наблюдаемого гигантского гамов-теллеровского резонанса (GTR) и пигми резонансов (PR) аппроксимировалось по Брейт—Вигнеру, фон QFC аппроксимировался аналогично как в предыдущих работах [32, 34]. Получены положения пиков: $E_{\text{GTR}} = 13.287$ МэВ, $E_{\text{AR}} = 11.948$ МэВ, $E_{\text{PR1}} = 8.828$ МэВ, $E_{\text{PR2}} = 6.391$ МэВ для ^{128}Te , и $E_{\text{GTR}} = 14.060$ МэВ, $E_{\text{AR}} = 12.718$ МэВ, $E_{\text{PR1}} = 9.531$ МэВ, $E_{\text{PR2}} = 6.830$ МэВ для ^{130}Te . Положения пиков PR и GTR резонансов зависят от параметров подложки фона QFC, которые подбирались при фитировании данных. Из-за этого они определены

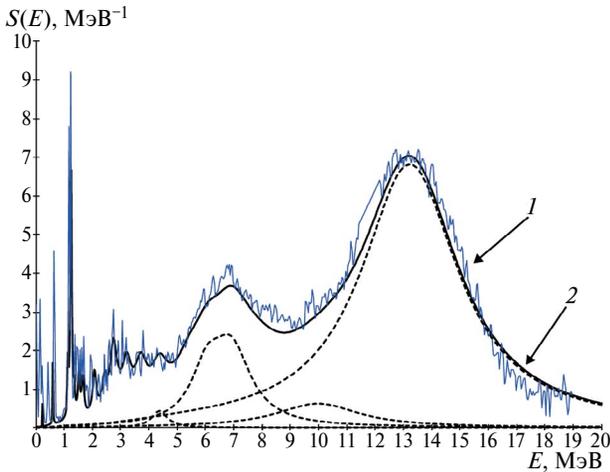


Рис. 2. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ ядра ^{128}I . 1 — обработанные экспериментальные данные, 2 — расчет по теории конечных ферми-систем.

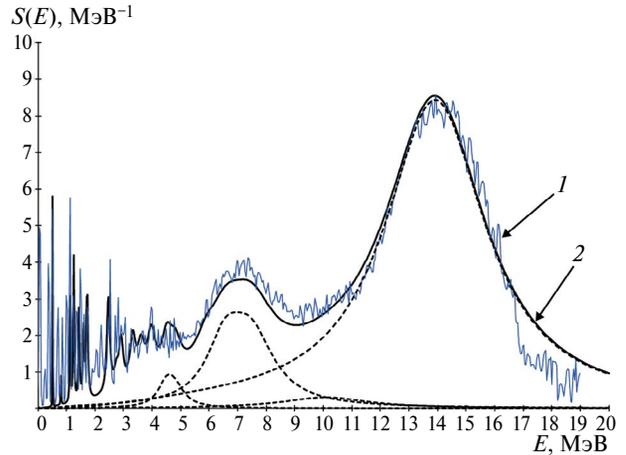


Рис. 3. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ ядра ^{130}I . Обозначения аналогичны рис. 2.

с точностью 100—200 кэВ. В оригинальной работе [22] даны только положения $E_{\text{AR}} = 11.948$ МэВ для ^{128}Te , $E_{\text{AR}} = 12.718$ МэВ для ^{130}Te и примерные положения пиков GTR резонансов $E_{\text{GTR}} \approx 14$ МэВ для обоих изотопов, положения пиков PR резонансов не упоминалось.

Теоретические зарядово-обменные силовые функции $S(E)$ изотопов ^{128}Te и ^{130}Te рассчитывались в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [35], как ранее для других ядер [21, 36, 37]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля согласно [38, 39] и использовалось частичное согласование с $m^* = m$ для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием F^{ω} в форме Ландау—Мигдала [35]:

$$F^{\omega} = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(r_1 - r_2), \quad (1)$$

где $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300$ МэВ·фм³ (ρ — средняя плотность ядерной материи), f_0 и g_0 — параметры изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц соответственно. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, в данном случае, использовались значения $f_0 = 1.351 \pm 0.027$ и $g_0 = 1.214 \pm 0.048$, полученные недавно [39] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Рассчитывались энергии E_i и квадраты матричных элементов M_i^2 возбужденных изобарических состояний дочерних ядер $^{128, 130}\text{I}$, образованных разрешенными переходами. Непрерывная часть спектра функции $S(E)$ рассчитывалась с уширением по Брейт—Вигнеру.

При описании как экспериментальных, так и расчетных данных по силовой функции $S(E)$ изотопов $^{128, 130}\text{Te}$, существенный вопрос состоит в нормировке

$S(E)$. В расчетах использовалась нормировка ТКФС равная 81 % от максимального значения $3(N - Z)$, как в [36, 37]. На рис. 2 и рис. 3 для изотопов ^{128}Te и ^{130}Te представлено сравнение расчетной силовой функции $S(E)$ и силовой функции, полученной из обработки экспериментальных данных. Для гигантского гамов-теллеровского резонанса рассчитаны положения пиков: $E_{\text{GTR}} = 13.208$ МэВ, $E_{\text{AR}} = 11.87$ МэВ (предсказание [40]), для ^{128}Te и $E_{\text{GTR}} = 13.900$ МэВ, $E_{\text{AR}} = 12.48$ МэВ (предсказание [40]), что согласуется с данными эксперимента. При энергиях возбуждения от 4 до 9 МэВ для обоих ядер в силовой функции доминирует вклад от пигми резонансов, далее с ростом энергии возбуждения наибольший вклад дает гамов-теллеровский резонанс.

СЕЧЕНИЕ И СКОРОСТИ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО ЯДРАМИ $^{128, 130}\text{Te}$

Зависимость полного сечения $\sigma_{\text{Total}}(E_\nu)$ реакции захвата (ν_e, e^-) от энергии налетающего нейтрино E_ν с учетом взаимодействия с возбужденными состояниями ядра можно записать как:

$$\sigma_{\text{Total}}(E_\nu) = \sigma_{\text{disc}}(E_\nu) + \sigma_{\text{res}}(E_\nu). \quad (2)$$

Вклад в сечение низколежащих возбужденных состояний $\sigma_{\text{disc}}(E_\nu)$ описывается следующим образом [41]:

$$\sigma_{\text{disc}}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{G_F^2}{c^3 \hbar^4} p_e E_e F(Z, E_e) \sum_k \left[B(F)_k + \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 B(GT)_k \right], \quad (3)$$

где $E_e = E_\nu - Q_{\text{EC}} - E + m_e c^2$ (при условии, что $E_e - m_e c^2 > 0$) — полная энергия образовавшегося электрона, p_e — его импульс, $F(Z, E_e)$ — функция Ферми [42, 43], G_F — фермиевская константа, g_A, g_V — константы аксиально-векторного и векторного

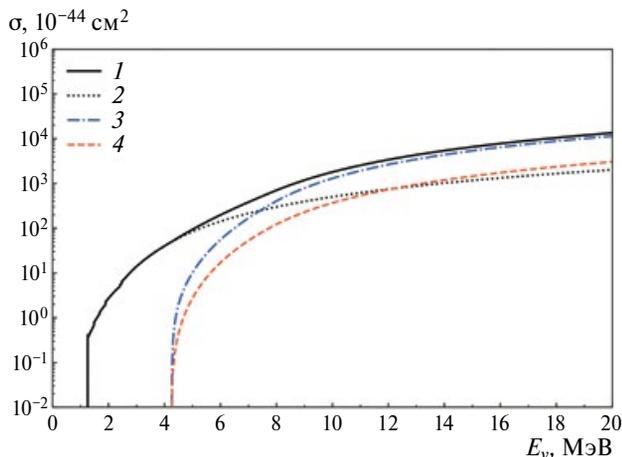


Рис. 4. Сечение захвата нейтрино в реакции $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$. 1 — полное сечение σ_{Total} с учетом вклада как дискретной, так и непрерывных частей силовой функции. 2 — сечение σ_{disc} с учетом вклада только дискретных уровней. 3 — сечение σ_{res} с учетом вклада только от силовой функции $S(E)$, полученной из обработки экспериментальных данных для реакции $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$. 4 — сечение σ_{res} с учетом вклада только гигантского гамов—теллеровского резонанса (GTR) в силовую функцию $S(E)$.

взаимодействия. В расчетах использовались значения G_F и отношение g_A/g_V приведенные в работе [44]. $B(F)_k, B(GT)_k$ — квадраты фермиевского и гамов-теллеровского матричных элементов. Для расчетов использовались экспериментальные табличные значения $B(GT)_k$, полученные на циклотроне университета в Осаке [22]: 27 дискретных уровней ниже энергии $E_{max} = 3$ МэВ для реакции $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ и 21-й уровень ниже энергии $E_{max} = 3$ МэВ для реакции $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$.

Резонансный вклад в сечение определяется как [45, 46]:

$$\sigma_{res}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{(G_F(g_A/g_V))^2}{c^3 \hbar^4} \int_0^{E_\nu - Q_{EC}} p_e E_e F(Z, E_e) S(E) dE. \quad (4)$$

Для расчетов использовались силовые функции $S(E)$, полученные из обработки экспериментальных данных для реакций $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ и $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ [22]. Они были заданы в области энергий возбуждения от $\mu_{min} = 3$ МэВ до $\mu_{max} = S_n$. Положение верхней границы связано с тем, что в данной работе не рассматриваются процессы, связанные с вылетом нейтрона и образованием ядер $^{127,129}\text{I}$. В расчетах, связанных с вылетом нейтрона необходимо учитывать непрерывную часть силовой функции зарядово-обменных возбуждений с энергий $E > S_n$ и теория таких возбуждений развивается.

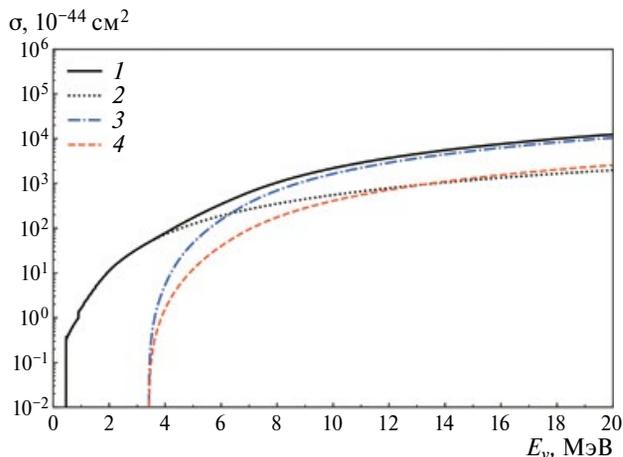


Рис. 5. Сечение захвата нейтрино в реакции $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$. Обозначения аналогичны рис. 4. Для расчета σ_{res} использовалась силовая функция $S(E)$, полученная из обработки экспериментальных данных для реакции $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$.

На рис. 4 и 5 представлены сечения захвата нейтрино $\sigma(E_\nu)$ в зависимости от энергии налетающего нейтрино для реакций $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$ и $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$. На обоих рисунках видно, что, начиная от 6 МэВ вклад резонансной части силовой функции в полное сечение начинает доминировать над вкладом от низколежащих дискретных состояний. При этом так как $S(E)$ была задана только до пороговой энергии отрыва нейтрона ($S_n = 6826.13 \pm 5$ кэВ для ^{128}I и $S_n = 6500.33 \pm 4$ кэВ для ^{130}I [23]), самыми заметными в ней будут вклады от PR резонансов, вклад от GTR резонанса будет в основном в виде подложки (см. рис. 2 и рис. 3). Из-за этого вклад GTR резонанса в сечение тоже будет занижен (линия 4 на рис. 4 и рис. 5).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучено взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами ^{128}Te и ^{130}Te . Исследовано влияние высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ на сечение захвата нейтрино. Для расчетов использована силовая функция $S(E)$, полученная из обработки экспериментальных данных для реакций $^{128}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ и $^{130}\text{Te}({}^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ [22, 32]. Сравнение ее с теоретической $S(E)$, полученной в рамках теории конечных ферми-систем, показало согласие как в области гигантского гамов—теллеровского резонанса (GTR), так и в области пигми резонансов (PR).

Были рассчитаны сечения $\sigma(E_\nu)$ для ^{128}Te и ^{130}Te . Для обоих рассматриваемых изотопов видно, что при учете непрерывной части силовой функции $S(E)$ сечения захвата солнечных нейтрино сильно возрастают.

Так как ^{128}Te и ^{130}Te являются популярными изотопами в экспериментах по поиску процесса $0\nu\beta\beta$,

особенно важным является правильный расчет фоновых процессов для таких экспериментов. Процесс захвата солнечных нейтрино, в зависимости от схемы эксперимента, может являться неустранимым фоном. В работе показано, что учет высоколежащих резонансных состояний приводит к значительному увеличению сечения захвата.

Авторы благодарны М. Д. Скорохватову, И. Н. Борзову, Н. В. Клочковой, С. С. Семенову и В. В. Хрущеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-32-90059/20), при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00061) и гранта РНФ (проект № 24-12-00008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Dolinski M., Poon A., Rodejohann W.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2019. V. 69. P. 219.
- Formaggio J.A., Zeller G.P.* // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84. P. 1307.
- Frekers D., Alanssari M.* // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 177.
- Ina'cio A.S. (for the SNO+ Collaboration)* // PoS (PANIC2021). 2022. V. 274.
- Andringa S., Arushanova E., Asahi S. et al.* // Adv. High Energy Phys. 2016. V. 2016. Art. No. 6194250.
- Cattadori C.M., Salamida F.* // Universe. 2021 V. 7. P. 314
- Alfonso K., Armatol A., Augier C. et al.* // J. Low Temp. Phys. 2023 V. 211. P. 375.
- Meng Y., Wang Z., Tao Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 261802.
- Aalbers J., Akerib D.S., Akerlof C.W. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2023. V. 131. Art. No. 041002.
- Aprile E., Abe K., Agostini F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. Art. No. 161805.
- Elliott S.R., Engel J.* // J. Physics G. 2004. V. 30. P. 183.
- Billard J., Figueroa-Feliciano E., Strigari L.* // Phys. Rev. D2014. V. 89. Art. No. 023524.
- Lutostansky Yu.S.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 194. Art. No. 02009.
- Лютостанский Ю.С.* // Ядерн. физика. 2019. Т. 82. С. 440; *Lutostansky Yu.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 528.
- Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 173; *Gaponov Yu.V., Lyutostanskii Yu.S.* // JETP Lett. 1972. V. 15. P. 120.
- Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С.* // Ядерн. физика. 1974. Т. 19. С. 62; *Gaponov Yu.V., Lyutostanskii Yu.S.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1974. V. 19. P. 33.
- Doering R.R., Galonsky A., Patterson D.M., Bertsch G.F.* // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1691.
- Galonsky A., Doering R.R., Patterson D.M., Bertini G.F.* // Phys. Rev. 1976. V. 14. P. 748.
- Лютостанский Ю.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 9; *Lutostansky Yu.S.* // JETP Lett. 2017. V. 106. P. 7.
- Лютостанский Ю.С., Тихонов В.Н.* // Ядерн. физика. 2018. Т. 81. С. 515; *Lutostansky Yu.S., Tikhonov V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 540.
- Лютостанский Ю.С., Осипенко А.П., Тихонов В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 539; *Lutostansky Yu.S., Osipenko A.P., Tikhonov V.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 488.
- Puppe P., Lennarz A., Adachi T. et al.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. No. 044603.
- Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al.* // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 030003.
- Inghram M.G., Reynolds J.H.* // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 1265.
- Inghram M.G., Reynolds J.H.* // Phys. Rev. 1950 V. 78. P. 822.
- Alduino C., Alfonso K., Artusa D.R. et al.* // J. Instrumentation. 2016. V. 11. Art. No. 07009.
- Adams D.Q., Alduino C., Alfonso K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. Art. No. 122501.
- Adams D.Q., Alduino C., Alfonso K. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. Art. No. 222501.
- Ebert J., Fritts M., Gehre D. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 024603.
- Arnold R., Augier C., Baker J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. Art. No. 062504.
- Ushakov N.A., Fazliakhmetov A.N., Gangapshev A.M. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1787. Art. No. 012037.
- Fazliakhmetov A.N., Lutostansky Yu.S., Lubsandorzhiev B.K. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. P. 736.
- Pham K., Janecke J. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 526.
- Fazliakhmetov A.N., Inzhechik L.V., Koroteev G.A. et al.* // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2165. Art. No. 020015.
- Мигдал А.Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983; *Migdal A.B.* Theory of finite Fermi systems and applications to atomic nuclei. NY.: Interscience Publishers, 1967.
- Лютостанский Ю.С., Белогорцева Н.А., Коротеев Г.А. и др.* // Ядерн. физика. 2022. Т. 85. С. 409; *Lutostansky Yu.S., Belogortseva N.A., Koroteev G.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. P. 551.
- Lutostansky Yu.S., Fazliakhmetov A.N., Koroteev G.A. et al.* // Phys. Lett. B. 2022. V. 826. Art. No. 136905.
- Borзов I.N., Fayans S.A., Trykov E.L.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 335.
- Лютостанский Ю.С.* // Ядерн. физика. 2020. Т. 83. С. 34; *Lutostansky Yu.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 33.

40. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. // Ядерн. физика. 1972. Т. 16. С. 484; Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V. 16. P. 270.
41. Ву Ц.С., Мошковский С.А. Бета-распад. М.: Атомиздат, 1970; Wu C.S.; Moszkowski S.A. Beta Decay. NY.: Interscience Publishers, 1966.
42. Behrens M., Janeske J. Elementary particles, nuclei and atoms. Landolt-Bornstein Group I: nuclear physics and technology. V. 4. Springer, 1969.
43. Фазлиахметов А.Н., Лютостанский Ю.С., Коротеев Г.А. и др. // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. С. 668; Fazliakhmetov A.N., Lutostansky Yu.S., Koroteev G.A. et al. // Phys. Part. Nucl. 2023 V. 54. P. 547.
44. Workman R.L., Burkert V.D., Crede V. et al. // Progr. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.
45. Боровой А.А., Лютостанский Ю.С., Панов И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 521; Borovoi A.A., Lutostansky Yu.S., Panov I.V. et al. // JETP Lett. 1987. V. 45. P. 665.
46. Lutostansky Yu.S., Shulgina N.B. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 430.

Interaction of solar neutrinos with ^{128}Te и ^{130}Te

Yu. S. Lutostansky¹, A. N. Fazliakhmetov^{1,2,3,*}, B. K. Lubsandorzhev², N. A. Belogortseva¹, G. A. Koroteev^{1,2,3}, A. Yu. Lutostansky¹, V. N. Tikhonov¹

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182, Russia

²Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, 117303, Russia

* e-mail: fazliakhmetov@phystech.edu

The interaction of solar neutrinos with $^{128,130}\text{Te}$ isotopes has been studied considering the resonance structure of charge-exchange strength functions $S(E)$. Both experimental data on the strength functions $S(E)$ obtained in reactions ($^3\text{He}, t$) and the strength functions $S(E)$ calculated in the microscopic theory of finite fermi-systems are analyzed. The resonance structure of the $S(E)$ strength function has been investigated, and the Gamow–Teller, analog, and pygmy resonances have been isolated. Calculations of the capture cross sections $\sigma(E)$ of solar neutrinos for the two isotopes in consideration of the resonance structure of the strength function $S(E)$ have been carried out and the influence of resonances on the energy dependence of $\sigma(E)$ has been analyzed. It is shown that it is necessary to consider the resonance structure of the strength function $S(E)$ when calculating the cross section $\sigma(E)$.

Keywords: nuclear physics, solar neutrinos, Gamow-Teller resonance, neutrino capture cross section