УДК 539.173,621.039

СЕЧЕНИЕ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРОМ ⁷⁶Ge

© 2019 г. А. К. Выборов^{1, 2, *}, Л. В. Инжечик¹, Г. А. Коротеев¹, Ю. С. Лютостанский³, В. Н. Тихонов³, А. Н. Фазлиахметов^{1, 2}

¹ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Московский физико-технический институт (государственный университет)", Москва, Россия ² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

³ Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

**E-mail: vyborov@phystech.edu* Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино $\sigma(E_v)$ ядром ⁷⁶Ge. В расчетах использовались экспериментальные данные по силовой функции S(E), полученные в зарядово-обменной реакции ⁷⁶Ge(³He, t)⁷⁶As. Исследовалось влияние резонансной структуры силовой функции S(E) на рассчитываемое сечение $\sigma(E_v)$. Показано, что только гигантский гамов-теллеровский резонанс дает вклад порядка 20% и еще бо́лыший вклад дают возбуждения, расположенные ниже в непрерывной части спектра. Эти вклады необходимо учитывать при расчетах фоновых событий в экспериментах по двойному бета-распаду типа GERDA (LEGEND).

DOI: 10.1134/S036767651904029X

ВВЕДЕНИЕ

В современных и планируемых экспериментах по поиску двойного безнейтринного бета-распада (0vββ-распада) возникает задача определения количества фоновых событий, индуцированных солнечными нейтрино. Эксперименты типа GERDA (LEGEND) используют детекторы из сверхчистого кристаллического ⁷⁶Ge в качестве мишени для изучения распада ⁷⁶Ge в ⁷⁶Se. Безнейтринный двойной бета-распад ядра ⁷⁶Ge будет зафиксирован, если суммарная энергия вылетаюших электронов окажется равной 2039 кэВ [1]. Захват солнечных нейтрино ядром ⁷⁶Ge имитирует этот сигнал, создавая тем самым практически неустранимый экспериментальный фон. На первой сталии эксперимента GERDA [2] нейтрино-индуцированные фоновые события вносили несущественный вклад в общий уровень фона. Для экспериментов следующего поколения (LEGEND) [3] этот вопрос требует отдельного исследования, что вызывает дополнительный интерес к теме нейтрино-ядерных реакций.

Влияние нейтринных фоновых событий демонстрируется на рис. 1, где схематически показаны возбужденные состояния ядра-изобары ⁷⁶As, различные участки спектра возбуждений и изотопы, образующиеся в результате нейтринных захватов и последующих распадов. Как видно из рис. 1, конечное при двойном бета-распаде изотопа ⁷⁶Ge ядро ⁷⁶Se образуется и при нейтринном захвате на начальном ядре ⁷⁶Ge с последующим распадом образовавшегося ядра-изобары ⁷⁶As в конечное ядро ⁷⁶Se [4]. Этот процесс, индуцированный солнечными нейтрино, дает заметное количество фоновых событий, и его мы изучаем в настоящей работе, включая в рассмотрение резонансные состояния непрерывного спектра зарядово-обменных возбуждений, что делается впервые.

СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА ⁷⁶As

Структуру уровней возбуждения ядра-изобары в зарядово-обменной реакции, например (*p*, *n*), (³He, *t*) или (v_e , e^-), можно определить, используя зарядово-обменную силовую функцию *S*(*E*), где *E* – энергия возбуждения в образовавшемся ядреизобаре. В спектре возбужденных состояний ядра-изобары ⁷⁶As можно условно выделить область дискретных уровней (ниже 5 МэВ) и область непрерывных резонансных состояний, в которой различимы широкий гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR с энергией $E_{GTR} \approx 11.3$ МэВ [5]) и аналоговый резонанс (изобарическое аналоговое состояние – IAS, узкий пик с энергией $E_{IAS} = 8.308$ МэВ [5]). Энергии отрыва соответ-



Рис. 1. Схема двойного бета-распада ⁷⁶Ge через промежуточное ядро ⁷⁶As. Индексом А обозначена область дискретных возбужденных уровней; Б – область энергий, соответствующая непрерывным возбужденным состояниям. Штриховая линия обозначает энергию отрыва нейтрона S_n . Выше расположены аналоговый IAS и гамов-теллеровский GTR-резонансы.

ствуют $S_n = 7.3285$ МэВ для нейтрона [6]. При возбуждениях с энергией бо́льшей S_n ядро ⁷⁶As преимущественно переходит в стабильные ядра изобары с A = 75, поэтому здесь мы акцентируем внимание на нижележащих состояниях. Несмотря на то, что S_n расположена ниже положения вершины GTR ($S_n < E_{GTR}$), часть резонансной силовой функции S(E) попадает в интересующую нас область значений энергий с $E < S_n$.

МЕТОД РАСЧЕТА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (v_e , e^-)

Зависимость полного сечения $\sigma_{total}(E_v)$ реакции захвата (v_e , e^-) от энергии налетающего нейтрино E_v с учетом взаимодействия с резонансными состояниями ядра запишется как:

$$\sigma_{total}(E_{\nu}) = \sigma_{discr}(E_{\nu}) + \sigma_{res}(E_{\nu}), \qquad (1)$$

где $\sigma_{discr}(E_v)$ – дискретная часть, определяемая табличным спектром возбуждений [5] с $E_{max} = 5$ МэВ. Резонансная и дискретная части сечения равны нулю ($\sigma_{res}(E_v) = \sigma_{discr}(E_v) = 0$) при энергиях нейтрино, меньших пороговой энергии $Q_{EC} = 921.51$ кэВ [6].

При $E_{v} > Q_{EC}$, дискретное сечение может быть записано как [8]:

$$\sigma_{discr}(E_{\nu}) = \frac{1}{\pi} \sum_{k} G_{F}^{2} \cos^{2} \theta_{C} p_{e} E_{e} F(Z, E_{e}) \times \left[B(F)_{k} + \left(\frac{g_{A}}{g_{V}}\right)^{2} B(GT)_{k} \right],$$
⁽²⁾

где полная энергия вылета образовавшегося электрона $E_e = E_v - Q_{EC} - E + m_e c^2$ (при условии, что $E_e - m_e c^2 > 0$), $p_e -$ импульс электрона, $F(Z, E_e) - функция Ферми [7], <math>G_F - фермиевская константа, <math>\theta_C -$ угол Кабиббо, $B(F)_k$, $B(GT)_k - фермиевский и гамов-теллеровский матричные элементы [8].$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4 2019



Рис. 2. Экспериментальная силовая функция ядра 76 As. Штриховой линией показана брейт-вигнеровская аппроксимация GTR. Вертикальные линии соответствуют энергиям 5 МэВ и S_n . Цифрами обозначены области: 1 – ниже 5 МэВ, дискретные уровни; 2 – непрерывные возбужденные состояния без GTR-резонанса; 3 – хвост GTR-резонанса в интервале энергий от 5 МэВ до S_n .

При $E_v > Q_{EC}$, резонансное сечение определяется как:

$$\sigma_{res}(E_{\nu}) = \frac{1}{\pi} \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} G_F^2 \cos^2 \theta_C p_e E_e F(Z, E_e) S(E) dE, \quad (3)$$

где пределы интегрирования ε_{min} , ε_{max} задаются выбранной областью энергий, на которой учитывается вклад непрерывной зарядово-обменной силовой функции S(E). В нашей оценке $\sigma_{res}(E_v)$ используются значения $\varepsilon_{min} = 5 \text{ МэВ}$, $\varepsilon_{max} = S_n$.

Экспериментальные данные с разрешением 30 кэВ в зарядово-обменных реакциях на ⁷⁶Ge были получены на циклотроне университета Осаки в реакции ⁷⁶Ge(³He, t)⁷⁶As [5]. В частности, ими были распознаны около 70 дискретных уровней возбуждения ниже энергии 5 МэВ (рис. 2) и определены $B(GT)_k$. Мы используем эти данные в качестве экспериментальной силовой функции, как для дискретной, так и для непрерывной частей спектра. С учетом правила сумм для гамов-теллеровских переходов и [9] получаем:

$$\sum M_i^2 = \sum_k B(GT)_k + \int_{\Delta_{min}}^{\Delta_{max}} S(E) dE =$$

$$= 3(N - Z) = 36,$$
(4)

где M_i^2 — квадрат *i*-го матричного элемента, $\Delta_{min} = 5$ МэВ, $\Delta_{max} = 28$ МэВ — максимальная экспериментально известная энергия спектра возбуждений промежуточного ядра. Для дискретной части спектра наши выкладки воспроизводят результаты [10] (в [10] табличное значение $\sum_k B(GT)_k = 1.6$), а в области выше 5 МэВ мы выделяем два резонанса IAS и GTR и оцениваем их вклад в силовую функцию. Для энергий ниже S_n вклад от IAS оказывается нулевым. Вклад от GTR обозначен как (метка 3 на рис. 2). Для нормировки непрерывной части спектра возбуждений используется GT правило сумм (4).

Силовая функция *S*(*E*) в резонансной области энергий имеет вид:

$$S(E) = M_i^2 \frac{\Gamma_i}{\left(E - \omega_i\right)^2 + \Gamma_i^2},$$
(5)

где ширина Г_i связана с мнимой частью собственно-энергетического оператора [9]:

$$\Gamma(\varepsilon) = -2lm[\Sigma(\varepsilon+il)] = \alpha\varepsilon^2 + \beta\varepsilon^3 + \dots$$
 (6)

В расчетах $\Gamma(\varepsilon)$ параметр $\alpha \approx \varepsilon_F^{-1}$ учитывает влияние трехквазичастичных конфигураций в непрерывном спектре. Численное значение $\alpha \approx 0.018 \text{ M} \Rightarrow B^{-1}$ взято из [9].

Для GTR в спектре возбужденных состояний ⁷⁶As по данным [5] определяем: $\omega_i = 11.3 \text{ МэB}$, $\Gamma(\varepsilon) = 3.3 \text{ МэB}$ (рис. 2). Параметр β определяется из данных [5] с использованием соотношения (6): $\beta = 6.9 \cdot 10^{-4} \text{ МэB}^{-2}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимость сечения захвата солнечных нейтрино от их энергии представлена на рис. За. Штриховой линией обозначены сечения для переходов в дискретные уровни ниже 5 МэВ. Точечной линией указаны сечения для переходов в непрерывные состояния с энергиями от 5 МэВ до $S_n = 7.3285$ МэВ. Штрихпунктирная линия обозначает вклад только GTR для данного диапазона энергий. Непрерывная линия обозначает полное сечение. Вклад непрерывной части спектра становится существенным для налетающих нейтрино с энергией выше 6 МэВ. На рис. Зб показаны доли дискретной части и суммы дискретной части с хвостом GTR в полном сечении.

Скорость захвата нейтрино вычисляется через свертку сечений с плотностями потока налетающих солнечных нейтрино, взятых по модели BS05(OP) [11]:

$$R = \int_{0}^{E_{max}} \rho_{solar}(E_{\nu}) \sigma_{total}(E_{\nu}) dE_{\nu}, \qquad (7)$$



-4010-

 10^{-41}

 10^{-42}

 10^{-43}

44 10

1.0

0.8

0.6

0.4 0.2 0 5 10 15 20 *Е*_v, МэВ

Рис. 3. a – Зависимость сечений в см² нейтринного захвата от энергии налетающих нейтрино: точечная линия соответствует вкладу от непрерывных возбужденных состояний с энергиями от 5 МэВ до S_n, штриховая линия - вклад дискретных состояний, штрихпунктирная линия — вклад GTR с энергиями от 5 МэВ до S_n , непрерывная линия – полное сечение; б – нормированные на полное сечение зависимости вклада от энергии для: только дискретных уровней – точечная линия; штрихпунктирная линия - дискретные уровни плюс вклад от GTR с энергиями от 5 МэВ до S_n .

где для энергии E_{max} можно ограничиться hepнейтрино (реакция ³He + $p \rightarrow$ ⁴He + e^+ + v_e) с $E_{max} \leq$ ≤ 18.79 МэВ [11]. Результаты вычислений по каждому из каналов образования солнечных нейтрино суммарно представлены в табл. 1. Основной вклад в итоговую скорость захвата дают высокоэнергичные солнечные нейтрино, полученные в результате реакции: ${}^{8}B \rightarrow {}^{8}Be + e^{+} + v$. Нейтрино, рождающиеся в других каналах, такие как: $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + v_e, \ p + e^- + p \rightarrow ^2\text{H} + v_e \ (pep)$ и др. не дают сушественного вклада в итоговую скорость захвата. Для переходов в дискретные состояния ниже 5 МэВ скорость захвата равна 15.9 SNU, что полностью согласуется с [10] (15.6 SNU, где 1 SNU = 10^{-36} (нуклон · c)⁻¹). Учет переходов в непрерывные состояния ниже энергии отрыва нейтрона увеличивает суммарное значение скорости захвата на ~50%, что существенно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе был проведен расчет скорости захвата солнечных нейтрино ядрами ⁷⁶Ge. Сечения захвата нейтрино $\sigma(E_{\nu})$ определялись методом ядерных силовых функций *S*(*E*) с учетом дискретных и непрерывных состояний возбужденного дочернего ядра-изобары ⁷⁶As. Исследовалось влияние резонансной структуры силовой функции S(E) на рассчитываемое сечение $\sigma(E_{\nu})$. Показано, что только гигантский гамов-теллеровский резонанс дает вклад порядка 20% и еще больший вклад дают возбуждения, расположенные ниже в непрерывной части спектра. Учет переходов в непрерывные состояния существенно увеличивает суммарное значение скорости захвата до 50%. Эти вклады необходимо учитывать при расчетах фоновых событий в экспериментах по двойному бета-распаду типа GERDA (LEGEND).

На следующих этапах исследования планируется усовершенствовать методику расчета нейтринных сечений путем учета непрерывных состояний дочернего ядра за пороговой энергией вылета

Таблица 1. Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от модельного учета вклада GTR по каналам рождения нейтрино в единицах SNU

Скорость захвата солнечных нейтрино [SNU]	рер	hep	¹³ N	¹⁷ F	¹⁵ O	⁷ B	Суммарное значение
R _{discr}	1.369	0.0451	0.102	0.021	0.828	13.54	15.9
R _{total}	1.369	0.090	0.102	0.021	0.828	21.17	23.58
$R_{discr} + R_{GTR}$	1.369	0.070	0.102	0.021	0.828	17.46	19.85
Вклад от GTR в <i>R_{total}</i>	0%	28%	0%	0%	0%	19%	17%

Примечание. R_{discr} – только от дискретных уровней с энергией ниже 5 МэВ; $R_{discr} + R_{GTR}$ – от дискретных уровней и вклада GTR в диапазоне энергии от 5 МэВ до S_n ; R_{total} – полная скорость захвата с учетом непрерывных состояний с энергиями от 5 МэВ до S_n.

нейтрона, а также других типов резонансов (в том числе пигми-резонансов). Планируется учесть осцилляции нейтрино. Предполагается рассчитать вклад вторичного процесса 76 As $\rightarrow ^{76}$ Se + e^- + $\overline{v_e}$ в фон солнечных нейтрино с учетом конструкции детектирующих элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670 и государственного задания Минобрнауки России 3.3008.2017/ПЧ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ackermann K.-H., Agostini M., Allardt M. et al. // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2330.
- Agostini M., Allardt M., Andreotti E. et al. // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 2764.

- 3. *Abgrall N., Abramov A., Abrosimov N. et al.* // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1894.
- Inzhechik L.V., Gaponov Yu.V., Semenov S.V. // Phys. Atomic Nuclei. 1998. V. 61. P. 1282.
- Thies J.H., Frekers D., Adachi T. et al. // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. no. 014304.
- 6. https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartH-TML.html.
- 7. *Behrens M., Janecke J.* Elementary Particles, Nuclei and Atoms. Landolt-Bornstein Group I: Nuclear Phys. and Technology. Berlin: Springer. 1969. V. 4.
- 8. *Bahcall J.* Neutrino Astrophysics Cambridge: Cambridge University Press, 1989. 592 p.
- Lutostansky Yu.S., Shulgina N.B. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 430.
- 10. Ejiri H., Elliott S. R. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. no. 055501.
- 11. Bahcall J. N., Serenelli A. M., Basu S. // Astrophys. J. Lett. 2005. V. 621. P. L85.