

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.123

СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ СЕЛЕНА-82

© 2023 г. С. В. Семенов*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: Semenov_SV@nrcki.ru

Поступила в редакцию 31.07.2022 г.

После доработки 01.08.2022 г.

Принята к публикации 02.08.2022 г.

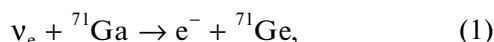
Вычисляется сечение поглощения нейтрино от искусственных источников ^{37}Ar , ^{51}Cr и ^{65}Zn ядрами селена-82. При проведении расчетов используются данные эксперимента по изучению реакции перезарядки $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$. Показано, что ^{82}Se является перспективным изотопом для постановки калибровочных экспериментов, направленных на поиск новых типов нейтрино.

Ключевые слова: искусственные источники нейтрино, сечение поглощения нейтрино, реакция перезарядки

DOI: 10.56304/S2079562922050451

ВВЕДЕНИЕ

На основе галлий-германиевого метода детектирования нейтрино [1]:



отличающегося малым порогом реакции, $Q = 233$ кэВ, и позволяющим регистрировать низкоэнергетические солнечные нейтрино, коллаборациями SAGE [2] и GALLEX [3] были выполнены эксперименты по детектированию электронных нейтрино, излучаемых искусственными источниками ^{37}Ar и ^{51}Cr , помещенными внутрь детектора. Определялась величина R — отношение измеренной и теоретической интенсивности поглощения нейтрино ядрами ^{71}Ga . Среднее значение R для этих экспериментов равно $R = 0.86_{-0.05}^{+0.05}$ [4]. Эти результаты подтверждаются новыми измерениями, выполненными в ходе эксперимента BEST [5]. В качестве интерпретации этих экспериментальных данных рассматривается возможность существования нового типа нейтрино — стерильных нейтрино с массой порядка 1 эВ [6]. Для повышения чувствительности калибровочных экспериментов целесообразно рассмотреть применение изотопов-мишеней, которые характеризуются низким порогом и большим значением сечения реакции захвата нейтрино.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ЯДРОМ ^{82}Se

Общее выражение для реакции поглощения нейтрино ядром (N, Z) имеет вид:



Сечение реакции (2) с образованием ядра $(N - 1, Z + 1)$ в определенном состоянии записывается следующим образом:

$$\sigma_{\text{GT}}(E_\nu) = 67.98 \text{ B(GT)} \pi_e \epsilon_e F(Z_f, \epsilon_e) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2.$$

Здесь B(GT) — гамов-теллеровская сила перехода в определенное состояние конечного ядра, равная квадрату соответствующего ядерного матричного элемента, деленному на $(2J_i + 1)$, где J_i — момент начального ядра. Факторы π_e и ϵ_e — импульс и энергия электрона в единицах mc и mc^2 соответственно. Функция Ферми $F(Z_f, \epsilon_e)$ учитывает влияние электростатического поля ядра. Усреднение по объему ядра приводит к дополнительному множителю $3/(2J_i + 1)$. Энергетический спектр нейтрино, возникающих при электронном захвате в изотопах ^{51}Cr , ^{37}Ar , ^{65}Zn , состоит из ряда монохроматических линий.

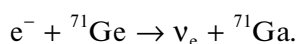
Таблица 1. Энергетический спектр нейтрино от искусственных источников

Изотоп	E_ν , МэВ	B.R., %
^{51}Cr	0.752	8.49
	0.747	81.63
	0.432	0.93
	0.427	8.95
^{37}Ar	0.813	9.8
	0.811	90.2
^{65}Zn	1.352	48.35

Таблица 2. Сечения захвата нейтрино ядрами ^{71}Ga

Источник ней- трино	$\sigma(^{71}\text{Ga}),$ 10^{-46} см^2	$\sigma(^{82}\text{Se}),$ 10^{-46} см^2
^{51}Cr	59.38 ± 1.16	280 ± 25
^{37}Ar	71.69 ± 1.47	331 ± 30
^{65}Zn	88.12 ± 1.90	388 ± 35

В случае поглощения нейтрино ядрами ^{71}Ga гамов-теллеровская сила перехода в основное состояние ^{71}Ge $\text{B}(\text{GT})_{\text{g.s.}}$ находится из величины $T_{1/2}$ для процесса, обратного реакции (1), — электронного захвата в ^{71}Ge [7]:



При вычислении полного сечения поглощения нейтрино ядрами ^{71}Ga нужно учитывать вклады переходов на энергетически разрешенные возбужденные состояния ^{71}Ge [8]. Соответствующие энергии этих состояний и силы переходов определялись в [9] на основе характеристик реакции перезарядки $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ в пучке ионов $^3\text{He}^{2+}$ с энергией 420 МэВ.

Стабильный изотоп ^{82}Se благодаря достаточно высокому значению $Q_{\beta\beta} = 2998$ кэВ в настоящее время широко используется для поиска безнейтринного двойного бета-распада [10, 11]. В новой крупномасштабной установке SuperNEMO [11], планируется использовать до 100 кг ^{82}Se . Реакция перезарядки на ядрах ^{82}Se , $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$ изучалась в [12]. При рассмотрении захвата нейтрино ядром ^{82}Se следует учесть, что основное состояние конечного ядра ^{82}Br , масса которого на 415.8 кэВ меньше массы начального ядра [13], имеет квантовые числа 5^- . Поэтому переход на основное состояние ^{82}Br подавлен, и полное сечение поглощения нейтрино определяется вкладами возбужденных 1^+ -состояний конечного ядра.

При исследовании реакции перезарядки $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$ были обнаружены три сильных изолированных гамов-теллеровских перехода в 1^+ -состояния $^{82}\text{Br}^*$ с $E_x = 75, 1484$ и 2087 кэВ [12]. Для нейтрино, излучаемых искусственными источниками ^{37}Ar , ^{51}Cr и ^{65}Zn энергетически разрешен переход в состояние с $E_x = 75$ кэВ, $\text{B}(\text{GT}) = 0.338(31)$. Кроме того, для всех трех источников возможен переход в 1^+ -состояние с $E_x = 421$ кэВ, $\text{B}(\text{GT}) = 0.014(2)$, а для ^{65}Zn еще добавляются состояния с $E_x = 848$ кэВ, $\text{B}(\text{GT}) = 0.0010(5)$ и $E_x = 1142$ кэВ, $\text{B}(\text{GT}) = 0.007(3)$. Вклады всех этих состояний в полное сечение захвата нейтрино по сравнению с основным вкладом перехода в $^{82}\text{Br}^*$, $E_x = 75$ кэВ невелики.

Порог реакции $\nu_e + ^{82}\text{Se} \rightarrow e^- + ^{82}\text{Br}^*(1^+, 75 \text{ кэВ})$ составляет 170.2 кэВ, что позволяет регистрировать значительную часть спектра солнечных ν_e нейтрино. Этот эффект, наряду с большой величиной гамов-теллеровской силы, позволяют сделать вывод о том, что ^{82}Se может представлять интерес для разработки детекторов солнечных нейтрино [12].

Основываясь на энергиях возбуждения ядер брома-82 и силах перехода $\text{B}(\text{GT})$, полученных при исследовании реакции $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$ [12] можно получить значения сечений поглощения селеном-82 нейтрино от искусственных источников ^{37}Ar , ^{51}Cr , ^{65}Zn . Ошибки сечений для ^{82}Se обусловлены неточностью определения $\text{B}(\text{GT}) = 0.338(31)$. Сечения захвата нейтрино ядрами ^{71}Ga для значения порога реакции $Q = 232.443 \pm 0.093$ кэВ [14] определялись в [15] (см. табл. 2).

Большая величина сечения захвата нейтрино, излучаемых искусственными источниками, делает селен-82 перспективным материалом для проведения калибровочных экспериментов и поиска новых типов нейтрино. Детектор, который будет регистрировать электроны, возникающие в реакции $\nu_e + ^{82}\text{Se} \rightarrow e^- + ^{82}\text{Br}^*$ можно создать на основе сцинтиллирующих кристаллов селенида цинка Zn^{82}Se , которые применяются в установках по изучению двойного бета-распада [10]. Измерения будут проходить в режиме реального времени. При этом для источника ^{51}Cr 90% рождающихся электронов, если основываться на результатах [12], будут иметь кинетическую энергию 580 кэВ, а 10% — 260 кэВ, что соответствует образованию ядра $^{82}\text{Br}^*(1^+, 75 \text{ кэВ})$. Одновременно будут излучаться гамма-кванты с энергией 75 кэВ. Также будет возникать незначительное количество электронов с энергией 234 кэВ в результате перехода на возбужденное состояние $^{82}\text{Br}^*(1^+, 421 \text{ кэВ})$ [12] и гамма-кванты, $E_\gamma = 421$ кэВ.

Представляет интерес проведение с помощью кристаллов ZnSe , облучаемых потоком нейтрино от искусственного источника, экспериментальной проверки выводов, сделанных из данных реакции $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$ относительно энергий возбуждения 1^+ -состояний ^{82}Br и соответствующих силах переходов. Исследование реакции перезарядки — важное направление ядерной физики, позволяющее получать информацию о возбуждениях ядер и гамов-теллеровских силах. Обнаруженный сильный переход в состояние $^{82}\text{Br}^*(1^+, 75 \text{ кэВ})$, безусловно, свидетельствует о том, что сечение поглощения нейтрино ^{82}Se имеет значительную величину. Вместе с тем, в этой области существуют определенные проблемы. Например, для изотопа ^{100}Mo сила перехода в основное состояние ^{100}Tc , определенная с помощью реакции $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ равна 0.348 [16], в то же время эта же сила, вычисленная из интенсивности элек-

тронного захвата $e^- + {}^{100}\text{Tc} \rightarrow {}^{100}\text{Mo}$ [17] составляет 0.6. Теоретическое рассмотрение и экспериментальные данные по двухнейтринному двойному бета-распаду ${}^{100}\text{Mo}$, где проявляется SSD ядерный механизм $2\nu 2\beta$ -распада, говорят в пользу значения $B(\text{GT}) = 0.6$ [18].

Распространенность ${}^{82}\text{Se}$ составляет 9.19%. Эксперименты с искусственными источниками нейтрино можно проводить с помощью детектора на основе селенида цинка, содержащего обогащенный по 82-му изотопу селен, или природный селен. Измерение скорости счета и спектра электронов позволит изучить характеристики низколежащих возбужденных состояний ${}^{82}\text{Br}$, что существенно для физики ядра и для создания нейтринных детекторов. Преимущество ZnSe состоит в том, что этот полупроводник одновременно является и детектором, и содержит изотоп-мишень

Скорость счета электронов R при облучении изотопа источником нейтрино с активностью I определяется выражением

$$R = I \sigma n L_v.$$

Здесь σ — сечение поглощения нейтрино, n — число атомов изотопа в единице объема. Фактор L_v — длина пробега нейтрино, зависящая от геометрии установки [5].

Для шарового слоя с внутренним и внешним радиусами r_1 , r_2 и источником в центре: $L_v = r_2 - r_1$.

Для цилиндра с радиусом основания r и высотой h , источник расположен в центре основания:

$$L_v = 0.5 \left[r \arctg\left(\frac{h}{r}\right) + \frac{h}{2} \ln \frac{r^2 + h^2}{h^2} \right];$$

Источник в центре шара радиуса R . Длина пробега нейтрино в сегменте высотой h :

$$L_v = 0.5 \left[h - (R - h) \ln \frac{R}{R - h} \right].$$

Рассмотрим простой случай сферического образца содержащего природный селен селенида цинка весом 100 кг. Плотность ZnSe равна 5.5 г/см^3 , соответствующий радиус шара, задающий L_v , равен 16.31 см. Отметим, что для цилиндрического образца той же массы, $h = 2r$, $L_v = 16.1$ см. Концентрация атомов ${}^{82}\text{Se}$ $n_{\text{nat}} = 2 \cdot 10^{21} \text{ 1/см}^3$. Для источника нейтрино ${}^{51}\text{Cr}$ активностью 3.414 МКи, который применяется в эксперименте BEST в Баксанской нейтринной лаборатории, скорость счета, отвечающая значению сечения поглощения $\sigma = 280 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$, будет составлять 10 отсчетов в день.

Принцип эксперимента BEST [5] состоит в разделении облучаемого изотопа-мишени на две зоны с одинаковой интенсивностью поглощения нейтрино при отсутствии осцилляций на малых расстояниях, $l_{\text{osc}} \sim 1 \text{ м}$. Разная скорость счета в зо-

нах будет означать наличие таких осцилляций. В рассмотренном опыте со 100 кг природного ZnSe в первой зоне, вторая зона, представляющая собой слой толщиной 16.31 см и внутренним радиусом, например, 66.31 см, будет содержать 6277 кг ZnSe .

Использование обогащенного селена позволит уменьшить масштабы установки. Например, с тем же источником, для скорости счета 20 электронов в день, $\sigma = 280 \cdot 10^{-46} \text{ см}^2$, радиус первой зоны из Zn^{82}Se с 95% обогащением по ${}^{82}\text{Se}$ составляет 3.06 см, масса первой зоны — 0.66 кг. Вторая зона, являющаяся слоем толщиной 3.06 см и внутренним радиусом 53.06 см, будет содержать 630 кг Zn^{82}Se , или 358 кг ${}^{82}\text{Se}$. Так как селен образует газобразное соединение, то подобное количество ${}^{82}\text{Se}$ может быть произведено в России каскадами газовых центрифуг. Таким же методом в ИМФ РНЦ КИ нарабатывался ${}^{50}\text{Cr}$, необходимый для создания источника ${}^{51}\text{Cr}$ [19].

Применение других источников нейтрино, отличающихся большей величиной сечения поглощения, например, ${}^{65}\text{Zn}$, который предполагается использовать в планируемом эксперименте BEST-2 [20], позволит уменьшить массу селенида цинка, нужную для опыта.

Такие же эксперименты с искусственными источниками нейтрино, в режиме реального времени, можно провести с детектором на основе сцинтиллирующих кристаллов $\text{Li}_2{}^{100}\text{MoO}_4$, $\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$, которые задействованы в установках по поиску безнейтринного двойного бета-распада ${}^{100}\text{Mo}$ [21]. Можно использовать образцы с природным молибденом, или с обогащенным по сотому изотопу. Весьма интересно выяснить, чему равна сила перехода в основное состояние ${}^{100}\text{Tc}$. Если $B(\text{GT}) = 0.6$, то сечение поглощения нейтрино ядрами ${}^{100}\text{Mo}$ велико, и кристаллы $\text{Li}_2{}^{100}\text{MoO}_4$, $\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$ являются перспективным материалом для поиска нейтринных осцилляций на малых расстояниях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изотоп ${}^{82}\text{Se}$ характеризуется большим сечением поглощения нейтрино. Кристаллы Zn^{82}Se одновременно являются детектором электронов, возникающих при поглощении нейтрино, и содержат изотоп-мишень. Это явление делает их перспективным материалом для проведения в режиме реального времени калибровочных экспериментов с искусственными источниками, направленных на поиск новых типов нейтрино. Измерение спектра электронов позволит получать важную информацию о возбужденных состояниях ядра ${}^{82}\text{Se}$. Такой же вывод можно сделать относительно кристаллов $\text{Li}_2{}^{100}\text{MoO}_4$, $\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен А.С. Чепурнову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Kuzmin V.A. // J. Exp. Theor. Phys. 1966. V. 22. P. 1051.
2. Abdurashitov J.N. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 015807.
3. Kaether F. et al. // Phys. Lett. B. 2010. V. 685. P. 47.
4. Giunti C., Laveder M. // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 053005.
5. Barinov V.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 232501 (arXiv:2109.11482 [nucl-ex]. 2021); Barinov V.V. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. P. 065502 (arXiv:2201.07364 [nucl-ex]. 2022).
6. Giunty C. // Phys. Part. Nucl. 2015. V. 46. P. 123; Berryman J.M., Coloma P., Huber P., Schwetz T., Zhou A. // J. High Energy Phys. 2022. V. 2022. P. 55 (arXiv:2111.12530 [hep-ph]. 2021); Acero M.A. et al. // arXiv:2203.07323 [hep-ex]. 2022; Gorbachev V.V., Gavrin V.N., Ibragimova T.N. // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 685.
7. Bahcall J.N. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 3391.
8. Barinov V. et al. // Phys. Rev. D. 2018. V. 97 (7). P. 073001.
9. Frekers D. et al. // Phys. Lett. B. 2011. V. 706. P. 134; Frekers D. et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 034608.
10. Azzolini O. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 262501.
11. Arnold R. et al. // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 70. P. 927.
12. Frekers D. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 014614.
13. Wang M., Audi C., Kondev F.G., Huang W.J., Naimi S., Xu X. // Chin. Phys. C. 2017. V. 41. P. 030003.
14. Allansary M. et al. // Int. J. Mass Spectrom. 2016. V. 406. P. 1.
15. Семенов С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2020. Т. 11 (4). С. 208 [Semenov S.V. // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 1549].
16. Akimune H. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 394 (1-2). P. 23; Thies J.H. et al. // Phys. Rev. C. 2012. V. 86 (4). P. 044309.
17. Sjøe S.K.L. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78 (6). P. 064317.
18. Semenov S.V. et al. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 1196; Šimković F., Domin P., Semenov S.V. // J. Phys. G. 2001. V. 27 (11). P. 2233; Arnold R. et al. // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79 (5). P. 440; Semenov S.V. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. P. 1018.
19. Tikhomirov A.V. // Proc. 4th Int. Symp. Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei. Osaka, Japan. 1995. Singapore: World Scientific; Тихомиров А.В. Изотопы: свойства, получение, применение. 2005. Москва: Физматлит.
20. Гаурин В.Н. и др. // Ядерная физика. 2019. Т. 82. С. 78.
21. Ellegaard O., Dorch S.B.F. // arXiv: 2205.08386 [astro-ph.IM]. 2022; Alenkov V. et al. // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79. P. 791 (arXiv:1903.09483 [hep-ex]. 2019); Poda D.V. et al. // Proc. AIP Conf. 2017. V. 1894. P. 02004; Alenkov V. et al. // arXiv:1512.05957 [physics.ins-det]. 2015.

Cross Section of Neutrino Absorption by Selenium-82 Nuclei

S. V. Semenov*

National Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: Semenov_S@nrcki.ru

Received July 31, 2022; revised August 1, 2022; accepted August 2, 2022

Abstract—Cross section of neutrino absorption by selenium-82 nuclei is calculated. The neutrino flux is produced by the artificial neutrino sources ^{37}Ar , ^{51}Cr and ^{65}Zn . The experimental data on charge-exchange reaction $^{82}\text{Se}(^3\text{He}, t)^{82}\text{Br}$ are used in calculations. It is shown, that ^{82}Se is a perspective isotope for calibration experiments aimed at new types of neutrino searches

Keywords: artificial neutrino sources, neutrino absorption cross section, charge-exchange reaction