

Поиск солнечных аксионов с энергией 8.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе ядер ^{169}Tm

А. В. Дербин¹⁾, И. С. Драчев, В. Н. Муратова, Д. А. Семенов, М. В. Трушин, Е. В. Унжаков

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 28 июня 2023 г.

После переработки 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 29 июня 2023 г.

Проведен поиск аксионов с энергией 8.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе ядер ^{169}Tm на Солнце, с помощью реакции резонансного поглощения ядрами ^{169}Tm на Земле: $A + ^{169}\text{Tm} \rightarrow ^{169}\text{Tm}^* \rightarrow ^{169}\text{Tm} + (\gamma, e)$ (8.4 кэВ). В качестве детектора использовался кристалл тулиевого граната $\text{Tm}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, который работал как болометрический детектор. Вычислен поток монохроматических 8.4 кэВ аксионов и получены новые ограничения на константы связи аксиона с нуклонами и массу аксиона в KSVZ- и DFSZ-моделях, которые составляют $m_A^{\text{KSVZ}} \leq 141$ эВ и $m_A^{\text{DFSZ}} \leq 244$ эВ (90 % у.д.) соответственно.

DOI: 10.31857/S1234567823150028, EDN: hwecce

1. Введение. Вероятность рождения и регистрации аксионов, гипотетических нейтральных псевдоскалярных частиц, введенных в теорию для объяснения отсутствия CP-нарушения в сильных взаимодействиях [1–3] и являющихся хорошо мотивированными кандидатами на роль частиц темной материи, определяется эффективными константами связи аксионов с фотонами $g_{A\gamma}$, электронами g_{Ae} и нуклонами g_{AN} . Основными реакциями, предлагаемыми для детектирования, являются конверсия аксионов в фотоны в магнитном поле или в поле ядра, распад аксиона на два фотона, комптоновская конверсия и аксиоэлектрический эффект.

В данной работе рассматривается только один процесс – излучение и поглощение аксионов в ядерном магнитном переходе, при этом излучение аксионов происходит на Солнце, а поглощение на Земле. Чувствительность эксперимента определяется только константами связи аксиона с нуклонами. Эксперименты подобного рода были проведены ранее с ядрами ^{57}Fe [4–6], ^7Li [7–9] и ^{83}Kr [10–12].

После того как первоначальная модель “стандартного” PQWW-аксиона [1–3] была надежно закрыта серией экспериментов, появились два класса моделей “невидимого” аксиона – это модели KSVZ-аксиона (адронный аксион) [13, 14] и DFSZ-аксиона [15, 16]. Масса аксиона m_A и его константа распада f_A в обоих моделях связаны с такими же характеристиками π^0 -мезона: $m_A f_A \approx m_\pi f_\pi (z^{1/2}/(1+z))$, где $z = m_u/m_d$ – отношение масс легких кварков. В чис-

ленном виде соотношение m_A и f_A выглядит следующим образом [17, 18]:

$$m_A = 5.69(5) \left(\frac{10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \text{ эВ}. \quad (1)$$

Ограничения на массу аксиона возникают как следствие экспериментальных ограничений на константы связи $g_{A\gamma}$, g_{Ae} и g_{AN} , которые, в свою очередь, являются модельно зависимыми величинами.

Монохроматические аксионы должны испускаться в переходах магнитного типа в ядрах ^{57}Fe (14.4 кэВ) и ^{83}Kr (9.4 кэВ), низколежащие уровни которых возбуждаются за счет высокой (1.3 кэВ) температуры в центре Солнца. Целью данной работы является поиск монохроматических аксионов с энергией 8.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе в ядрах ^{169}Tm , с помощью реакции резонансного поглощения, приводящей к возбуждению первого ядерного уровня ^{169}Tm . Гамма- и рентгеновские кванты и конверсионные и Ожэ электроны, возникающие при разрядке возбужденного уровня, могут быть зарегистрированы. Вероятность испускания и последующего поглощения аксионов зависит только от константы связи с нуклонами и пропорциональна g_{AN}^4 . Поиск аксионов с энергией 8.4 кэВ проводится впервые.

Использовать изотоп ^{169}Tm для поиска солнечных аксионов с непрерывным спектром, обусловленным константами $g_{A\gamma}$ (аксионы Примакова) и g_{Ae} (тормозные и комптоновские процессы), было предложено и реализовано в работах [19, 20].

¹⁾e-mail: Derbin_AV@pnpi.nrcki.ru

Наиболее известны эксперименты по поиску солнечных аксионов, возникающих в результате конверсии тепловых фотонов в поле солнечной плазмы. Основываясь на взаимодействии аксиона с фотоном $g_{A\gamma}$, аксионы пытаются обнаружить с помощью обратной конверсии в лабораторном магнитном поле [21, 22] или в поле кристалла [23, 24]. Ожидаемая скорость счета фотонов в данных экспериментах пропорциональна $g_{A\gamma}^4$.

Подробные обзоры теоретических и экспериментальных работ по аксионной тематике представлены в [18].

2. Поток аксионов с энергией 8.4 кэВ от Солнца. Первый уровень ядра ^{169}Tm имеет энергию $E_\gamma = 8.410$ кэВ, спин и четность $J^\pi = 3/2^+$, примесь E2-перехода составляет 0.11 % ($\delta = 0.033$) [25]. Для экспериментов проводимых по схеме мишень-детектор, когда конверсионные и Ожэ-электроны поглощаются мишенью, важным является коэффициент электронной конверсии. Для изучаемого перехода он составляет $e/\gamma = 264$ ($\eta = 3.79 \times 10^{-3}$) [25].

Поток аксионов от Солнца зависит от энергии E_γ и времени жизни уровня τ_γ , от распространенности изотопа ^{169}Tm на Солнце ($N(r)$), распределения температуры внутри Солнца ($T(r)$), а также от отношения вероятности испускания аксиона и фотона ω_A/ω_γ [4, 26]:

$$\Phi_A(r) = \frac{N}{\tau_\gamma} \frac{2 \exp(-E_\gamma/kT)}{(1 + 2 \exp(-E_\gamma/kT))} \frac{\omega_A}{\omega_\gamma}. \quad (2)$$

Вследствие эффекта Доплера, вызванного тепловым движением ядер в Солнце, спектр аксионов представляет собой гауссово распределение с дисперсией $\sigma(T) = E_\gamma(kT(r)/M)^{1/2}$, где M – масса ядра ^{169}Tm . Полный спектр аксионов является суммой гауссианов с дисперсиями $\sigma(T)$, определяемыми температурой в точке испускания аксиона на Солнце.

Наиболее интенсивный поток монохроматических аксионов от Солнца связан с M1-переходом с первого возбужденного уровня на основное состояние ядра ^{57}Fe . Это обусловлено, в первую очередь, высокой распространенностью железа на Солнце. Тулий имеет на 7 порядков меньшую концентрацию, однако такие факторы как более низкая энергия перехода E_γ , меньшая величина доплеровского уширения $\sigma(T)$ и 100 % распространенность изотопа ^{169}Tm ведут к увеличению ожидаемой скорости счета аксионов.

Принципиальное отличие M1-перехода в ядре ^{169}Tm от аналогичных переходов в ядрах ^{57}Fe и ^{83}Kr состоит в том, что это, в основном, протонный переход. Это особенно важно для поиска KSVZ-аксионов, у которых константа связи аксиона с нейтроном ма-

ла. Более того, для протонного перехода отношение ω_A/ω_γ не обращается в нуль, как это может быть в случае нейтронных переходов.

Мы вычислили поток аксионов для стандартной солнечной модели BS05 [27] с высокой металличностью [28] как сумму вкладов от отдельных сферических слоев толщиной dr , в которых использовались конкретные значения температуры T и концентрации тулия $N(r)$. На рисунке 1 показана зависимость интегрального потока аксионов из слоя $r^2 dr$ от радиуса r . Можно видеть, что 90 % потока аксионов излучается внутри $r \leq 0.2R_\odot$.

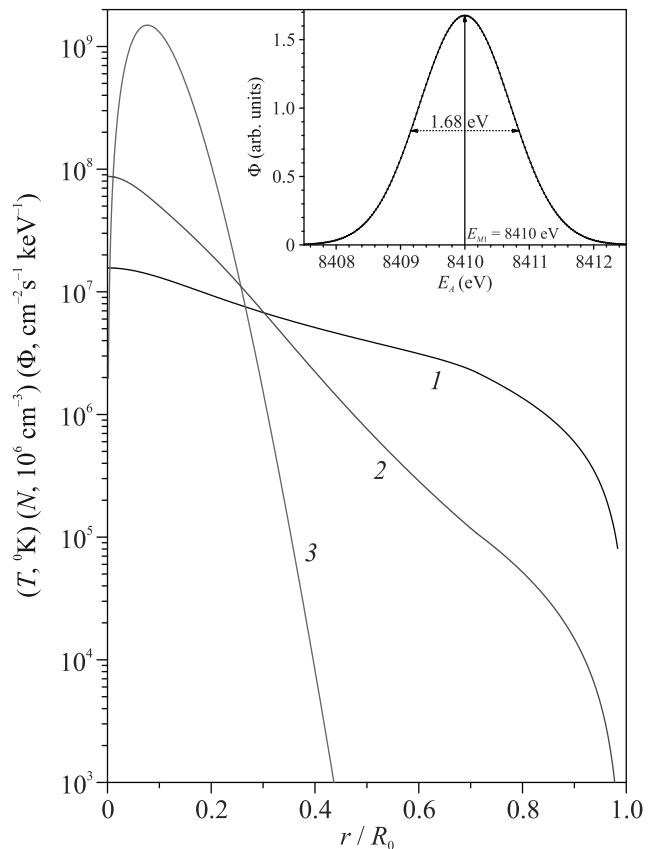


Рис. 1. Распределение температуры (T , °K, кривая 1) и концентрации атомов ^{169}Tm (N , в единицах 10^6 см^{-3} , кривая 2) в зависимости от радиуса r . Поток аксионов из слоя $r^2 dr$ для значения $\omega_A/\omega_\gamma = 4 \times 10^{-14}$ и $dr = 5 \times 10^{-3} R_\odot$ ($\Phi, \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$, кривая 3). На вставке показан энергетический спектр солнечных аксионов со средней энергией 8.41 кэВ

Дифференциальный спектр представляет собой сумму отдельных гауссианов. Каждый вклад характеризовался величиной доплеровского уширения $\sigma(T)$. Суммарный энергетический спектр аксионов показан на вставке рис. 1, он хорошо описывается гауссовой функцией с дисперсией $\sigma = 0.78$ кэВ. Диф-

ференциальный поток в максимуме распределения при $E = 8.41$ кэВ оказывается равным:

$$\Phi(E) = 3.73 \times 10^{22} (\omega_A/\omega_\gamma) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}. \quad (3)$$

Ширина полученного распределения существенно превышает энергию ядра отдачи (2.2×10^{-7} эВ), собственную ширину ядерного уровня ($\Gamma = 1.12 \times 10^{-7}$ эВ) и доплеровскую ширину уровня ядер ^{169}Tm мишени (3.3×10^{-3} эВ), даже находящуюся при температуре $T = 300$ К.

Отношение вероятностей аксионного и электромагнитного переходов (ω_A/ω_γ) было вычислено в работах [29, 30]:

$$\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha(1+\delta^2)} \left[\frac{g_{AN}^0\beta^* + g_{AN}^3}{(\mu_0 - 0.5)\beta^* + \mu_3 - \eta} \right]^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3, \quad (4)$$

где p_γ и p_A – импульсы фотона и аксиона, δ – отношение вероятностей E2 и M1 переходов, $\mu_0 \approx 0.88$ и $\mu_3 \approx 4.71$ – изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты, β^* и η – параметры, которые определяются конкретными ядерными матричными элементами. Для ядра $^{169}_{69}\text{Tm}$ с нечетным числом нуклонов и неспаренным протоном параметры β^* и η , в одночастичном приближении, можно оценить как $\beta^* = 1$ и $\eta = 0.5$ [26].

Изоскалярная g_{AN}^0 и изовекторная g_{AN}^3 части константы связи аксиона с нуклонами являются модельно зависимыми величинами. Они могут быть выражены через эффективные константы связи аксиона с протонами C_p и нейтронами C_n [31, 32]:

$$\begin{aligned} g_{AN}^0 &= (M_N/2f_A)(C_p + C_n); \\ g_{AN}^3 &= (M_N/2f_A)(C_p - C_n), \end{aligned} \quad (5)$$

где M_N – масса нуклона. Эффективные константы C_p и C_n , в свою очередь, зависят от констант связи аксиона с кварками [18, 31]. Вычисления, выполненные в [31], дают для KSVZ модели следующие значения $C_p^{KSVZ} = -0.47(3)$ и $C_n^{KSVZ} = 0.02(3)$. Как было отмечено ранее, взаимодействие аксиона с нейтроном сильно подавлено. Для DFSZ аксион значения C_p и C_n зависят от дополнительного параметра β [31]: $C_p^{\text{DFSZ}} = -0.617 + 0.435 \sin^2 \beta \pm 0.025$ и $C_n^{\text{DFSZ}} = 0.254 - 0.414 \sin^2 \beta \pm 0.025$. Мы использовали значения $C_p^{\text{DFSZ}} = 0.2712$ и $C_n^{\text{DFSZ}} = 0.1248$ при большом угле $\tan \beta = 10$, найденные в [32]. Используя отношение (1), можно выразить изоскалярную и изовекторную константы g_{AN}^0 и g_{AN}^3 через массу аксиона m_A .

3. Скорость поглощения 8.4 кэВ аксионов ядрами ^{169}Tm . Сечение резонансного поглощения

аксионов $\sigma(E_A)$ с энергией E_A дается выражением, аналогичным выражению для сечения резонансного поглощения γ -квантов с поправкой на отношение ω_A/ω_γ :

$$\sigma(E_A) = 2\sqrt{\pi}\sigma_{0\gamma} \exp \left[-\frac{4(E_A - E_{M1})^2}{\Gamma^2} \right] \left(\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} \right), \quad (6)$$

где $\sigma_{0\gamma} = 2.61 \times 10^{-19} \text{ см}^2$ – максимальное сечение резонансного поглощения гамма-квантов ядром ^{169}Tm .

Полное сечение поглощения аксионов может быть получено путем интегрирования выражения (6) для $\sigma(E_A)$ по спектру солнечных аксионов. Интегрирование узкого распределения (6) по широкому спектру аксионов дает значение, близкое $\Phi(E_{M1})$ в выражении (3). Ожидаемая скорость резонансного поглощения солнечных аксионов ядром ^{169}Tm равна:

$$R_A = \pi\sigma_{0\gamma}\Gamma\Phi_A(E_{M1})(\omega_A/\omega_\gamma)^2 \quad (7)$$

и может быть представлена в численном виде как:

$$R_A = 3.35 \times 10^{-6} (\omega_A/\omega_\gamma)^2 \text{ с}^{-1}. \quad (8)$$

Отношение ω_A/ω_γ зависит от констант связи g_{AN}^0 и g_{AN}^3 или C_p и C_n . В результате, скорость поглощения аксионов R_A ядром ^{160}Tm , выраженная в единицах $\text{атом}^{-1} \text{ с}^{-1}$, в модельно независимом виде, т.е. зависящем только от значений констант связи, будет выглядеть как:

$$R_A = 3.55 \times 10^{-6} (g_{AN}^0 + g_{AN}^3)^4 (p_A/p_\gamma)^6. \quad (9)$$

Используя отношения, связывающие константы g_{AN}^0 и g_{AN}^3 с массой аксиона m_A в KSVZ- и DFSZ-моделях, скорость поглощения аксионов ядром ^{169}Tm в сутки можно представить как функцию массы аксиона m_A , последняя выражена в единицах эВ:

$$\begin{aligned} R_A^{KSVZ} &= 4.88 \times 10^{-30} m_A^4 (p_A/p_\gamma)^6, \\ R_A^{\text{DFSZ}} &= 5.41 \times 10^{-31} m_A^4 (p_A/p_\gamma)^6. \end{aligned} \quad (10)$$

Общее число зарегистрированных аксионов зависит от числа ядер ^{169}Tm в мишени, времени измерений и эффективности регистрации детектора, а вероятность наблюдения пика с энергией 8.41 кэВ определяется уровнем фона экспериментальной установки.

4. Экспериментальная установка. Для регистрации реакции резонансного поглощения солнечных аксионов использовался детектор на основе кристалла тулиевого граната $\text{Tm}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, который был специально изготовлен для данного эксперимента и работал как низкотемпературный болометр [33].

Кристалл был выращен в институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН. Детектор имел форму куба со стороной 10 мм, масса кристалла составляла 8.18 г, а масса тулия 4.97 г.

Для проведения измерений детектор был размещен в вакуумном криостате в институте физики М. Планка и охлаждался до температуры около 10 мК. Установка была расположена на поверхности земли. Для калибровки использовался стандартный калибровочный источник ^{55}Fe . Энергетическое разрешение, полученное для линии с энергией 5.9 кэВ ($K_{\alpha 12} \text{ Mn}$), составило $\sigma = \text{FWHM}/2.35 = 0.4 \text{ кэВ}$. Вследствии большого коэффициента электронной конверсии e/γ эффективность регистрации пика с энергией 8.4 кэВ с высокой точностью равна $\epsilon \cong 1.0$. Подробно характеристики детектора и экспериментальная установка описаны в работах [33, 34].

Как было отмечено выше, при разрядке возбужденного уровня ^{169}Tm испускаются конверсионные и Ожэ электроны, рентгеновские и γ -кванты. Изотоп ^{169}Tm входит в состав детектора, поэтому эффективность регистрации резонансного поглощения в $e/\gamma = 260$ раз выше по сравнению с нашими предыдущими экспериментами, выполненными по схеме “мишень-детектор” [19, 20].

5. Полученные результаты. Измерения проводились 3.86 суток живого времени, полученный спектр показан на рис. 3 в [34]. Уровень фона в районе пика с энергией 8.4 кэВ составил 25 сб./0.1 кэВ сут.

Измеренный спектр в интервале (4.6–20) кэВ подгонялся функцией для непрерывного фона с 4 параметрами и 4-мя гауссовыми пиками $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, K_{β} рентгеновских линий Mn от калибровочного источника и ожидаемым аксионным пиком S_4 с энергией 8.4 кэВ. Положение и дисперсия гауссиана, описывающего аксионный пик, были привязаны к параметрам пика $K_{\alpha 1}$ марганца. “Аксионный” пик с энергией 8.4 кэВ статистически не проявился.

Для установления верхнего предела на число отсчетов в пике использовался стандартный метод нахождения профиля $\chi^2(S_4)$ и функции вероятности $P(\chi^2(S_4))$. Подгонка позволила установить верхний предел на число событий в пике $S_{\text{lim}} = 128$ событий для 90 % у.д. [34]. Определенный верхний предел на число событий в пике с энергией 8.41 кэВ позволяет ограничить константы взаимодействия аксиона C_p или $(g_{AN}^0 + g_{AN}^3)$ и массу аксиона m_A в соответствии с выражениями (5), (9) и (10).

Ожидаемое число зарегистрированных аксионов составляет:

$$S_A = R_A N_{169\text{Tm}} T \epsilon \leq S_{\text{lim}}, \quad (11)$$

где $N_{169\text{Tm}} = 1.77 \times 10^{22}$ – число ядер ^{169}Tm в мишени, $T = 3.34 \times 10^5$ – время измерений в секундах и $\epsilon = 1.0$ – эффективность регистрации.

В соответствие с выражением (9), при условии $(p_A/p_\gamma)^6 \cong 1$, что справедливо для масс аксиона $m_A \leq 2 \text{ кэВ}$, получаем ограничение:

$$|(g_{AN}^0 + g_{AN}^3)| \leq 8.89 \times 10^{-6}, \quad (12)$$

для 90 % у.д. Ограничение (12) является модельно-независимым ограничением на константы связи аксиона или любой другой псевдоскалярной аксионоподобной частицы с нуклонами. Используя выражения (10), легко получить ограничения на массу аксиона в двух разных моделях, которые оказываются следующими: $m_A^{KSVZ} \leq 141 \text{ эВ}$ в KSVZ-модели и $m_A^{DFSZ} \leq 244 \text{ эВ}$ в DFSZ-модели.

Результаты следует сравнить с пределами на массу аксиона, полученными в экспериментах по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов другими ядрами. В отмеченных выше работах с ядрами ^{57}Fe [4–6], ^7Li [7–9], и ^{83}Kr [10, 11] получены верхние пределы на массу для KSVZ-аксиона, которые составляют величины 145 эВ, 13.9 кэВ и 65 эВ, соответственно.

Более строгие астрофизические ограничения на константу связи аксиона с протоном основаны на изменении температуры нейтронных звезд в присутствии аксионного излучения и составляют в KSVZ-модели – $C_p^2 \leq (1–6) \times 10^{-17}$ [35–37].

6. Заключение. Вычислен поток монохроматических солнечных аксионов с энергией 8.41 кэВ, связанный с разрядкой первого ядерного уровня ^{169}Tm , возбуждаемого за счет высокой температуры Солнца. Проведен поиск резонансного поглощения данных аксионов ядрами ^{169}Tm , приводящего к возбуждению первого ядерного уровня ^{169}Tm . Для регистрации частиц, возникающих при разрядке уровня, использовался кристалл $\text{Tm}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, работающий как низкотемпературный болометр. В результате получены новые верхние пределы на массу аксиона в KSVZ- и DFSZ-моделях, которые, для 90 % у.д., составляют $m_A \leq 141 \text{ эВ}$ и $m_A \leq 244 \text{ эВ}$ соответственно.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 22-22-00017.

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978).
3. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978).
4. S. Mariyama, Phys. Rev. Lett. **75**, 3222 (1995).

5. A. V. Derbin, A. I. Egorov, I. A. Mitropol'sky, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, *Eur. Phys. J. C* **62**, 755 (2009).
6. A. V. Derbin, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, *Phys. At. Nucl.* **74**, 596 (2011).
7. M. Krčmar, Z. Krečak, A. Ljubičić, M. Stipčević, and D. A. Bradley, *Phys. Rev. D* **64**, 115016 (2001).
8. A. V. Derbin, A. I. Egorov, I. A. Mitropol'skii, and V. N. Muratova, *JETP Lett.* **81**, 365 (2005).
9. P. Belli, R. Bernabei, R. Cerulli et al. (Collaboration), *Nucl. Phys. A* **806**, 388 (2008).
10. Yu. M. Gavriluk, A. N. Gangapshev, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, V. V. Kazalov, V. V. Kobychyev, V. V. Kuz'minov, V. N. Muratova, S. I. Panasenkod, S. S. Ratkevicha, D. A. Semenov, D. A. Tekueva, E. V. Unzhakov, and S. P. Yakimenko, *JETP Lett.* **101**, 664 (2015).
11. A. V. Derbin, I. S. Drachnev, A. M. Gangapshev, Yu. M. Gavriluk, V. V. Kazalov, V. V. Kobychyev, V. V. Kuzminov, V. N. Muratova, S. I. Panashenko, S. S. Ratkevich, D. A. Tekueva, E. V. Unzhakov, and S. P. Yakimenko, *J. Phys.: Conf. Ser.* **934**, 012018 (2017).
12. Yu. M. Gavriluk, A. N. Gangapshev, A. V. Derbin, I. S. Drachnev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, M. S. Mikulich, V. N. Muratova, D. A. Tekueva, E. V. Unzhakov, and S. P. Yakimenko, *JETP Lett.* **116**, 13 (2022).
13. J. E. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 103 (1979).
14. M. Shifman, A. Vainshtein, and V. Zakharov, *Nucl. Phys. B* **166**, 493 (1980).
15. M. Dine, W. Fischler, M. Srednicki, *Phys. Lett. B* **104**, 199 (1981).
16. A. Zhitnitskii, *Sov. J. Nucl. Phys.* **31**, 2 (1980).
17. M. Gorghetto and G. Villadoro, *JHEP* **03**, 033 (2019).
18. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 083C01 (2022) and 2023 update.
19. A. V. Derbin, S. V. Bakhlanov, A. I. Egorov, I. A. Mitropol'sky, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, *Phys. Lett. B* **678**, 181 (2009).
20. A. V. Derbin, A. S. Kayunov, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, *Phys. Rev. D* **83**, 023505 (2011).
21. P. Sikivie, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1415 (1983).
22. V. Anastassopoulos, S. Aune, K. Barth et al. (CAST collaboration), *Nature Phys.* **13**, 584 (2017).
23. F. T. Avignone, D. Abriola, R. L. Brodzinski et al. (Collaboration), The SOLAX Collaboration, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **72**, 176 (1999).
24. E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier et al. (EDELWEISS Collaboration), *JCAP* **1311**, 067 (2013).
25. C. M. Baglin, *Nuclear Data Sheets* **109**, 2033 (2008).
26. W. C. Haxton and K. Y. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2557 (1991).
27. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, *Astrophys. J.* **621**, L85 (2005).
28. N. Grevesse and A. J. Sauval, *Space Sci. Rev.* **85**, 161 (1998).
29. T. W. Donnelly, S. J. Freedman, R. S. Lytel, R. D. Peccei, and M. Schwartz, *Phys. Rev. D* **18**, 1607 (1978).
30. F. T. Avignone, C. Baktash, W. C. Barker, F. P. Calaprice, R. W. Dunford, W. C. Haxton, D. Kahana, R. T. Kouzes, H. S. Miley, and D. M. Moltz, *Phys. Rev. D* **37**, 618 (1988).
31. G. G. di Cortona, E. Hardy, J. P. Vega, and G. Villadoro, *JHEP* **01**, 034 (2016).
32. F. T. Avignone III, R. J. Creswick, J. D. Vergados, P. Pirinen, P. C. Srivastava, and J. Suhonen, *JCAP* **01**, 021 (2018).
33. E. Bertoldo, A. V. Derbin, I. S. Drachnev et al. (Collaboration), *Nuclear Instruments and Methods A* **949**, 162924 (2020).
34. A. H. Abdelhameed, S. V. Bakhlanov, P. Bauer et al. (Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **80**, 376 (2020).
35. J. Keller and A. Sedrakian, *Nucl. Phys. A* **897**, 62 (2013).
36. A. Sedrakian, *Phys. Rev. D* **93**, 6, 065044 (2016).
37. K. Hamaguchi, N. Nagata, K. Yanagi, and J. Zheng, *Phys. Rev. D* **98**(10), 103015 (2018).