

## Новые ограничения на константу связи аксиона с фотоном для солнечных аксионов

Ю. М. Гаврилюк<sup>+</sup>, А. Н. Гангапшев<sup>+</sup>, А. В. Дербин<sup>\*1)</sup>, И. С. Драчнев<sup>\*</sup>, В. В. Казалов<sup>+</sup>, В. В. Кобычев<sup>×</sup>,  
В. В. Кузьминов<sup>+</sup>, В. Н. Муратова<sup>\*</sup>, С. И. Панасенко<sup>+</sup>, С. С. Раткевич<sup>+</sup>, Д. А. Текуева<sup>+</sup>, Е. В. Унжаков<sup>\*</sup>,  
С. П. Якименко<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,  
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

<sup>×</sup>Институт ядерных исследований НАН, 03680 Киев, Украина

Поступила в редакцию 4 апреля 2018 г.

Проведен поиск резонансного возбуждения первого ядерного уровня ядра  $^{83}\text{Kr}$  (9.4 кэВ) аксионами, образующимися на Солнце в результате эффекта Примакова. Для регистрации  $\gamma$ - и рентгеновских квантов, конверсионных и Оже электронов, возникающих при разрядке ядерного уровня, использовался газовый пропорциональный счетчик, расположенный в низкофоновой установке в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории (БНО) ИЯИ РАН. В результате получено новое ограничение на константу связи аксиона с фотоном и массу аксиона  $|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 6.3 \times 10^{-17}$ , которое в модели адронного аксиона соответствует новому ограничению на массу аксиона  $m_A \leq 12.7$  эВ для 95 % у.д.

DOI: 10.7868/S0370274X18100016

**1. Введение.** Интенсивные экспериментальные поиски аксионов и аксионо-подобных частиц (*axion like particles* – ALP) поддерживаются, в настоящее время, двумя основными обстоятельствами: во-первых, аксионы решают CP-проблему сильных взаимодействий [1] и, во-вторых, аксионы являются хорошо мотивированными кандидатами на роль частиц темной материи [2]. Более того, существование аксионов и ALP могло бы объяснить слишком быстрое охлаждение некоторых звезд [3] и аномальную прозрачность Вселенной для гамма-квантов [4].

Масса аксиона  $m_A$  в наиболее известных KSVZ- [5, 6] и DFSZ- [7, 8] моделях “невидимого” аксиона, предложенных вскоре после закрытия первоначальной модели стандартного PQWW-аксиона [9, 10], выражается через масштаб нарушения PQ-симметрии  $f_A$  и свойства  $\pi^0$ -мезона:  $m_A f_A \approx m_\pi f_\pi$ . Здесь  $m_\pi = 135$  МэВ и  $f_\pi \approx 92$  МэВ – масса и константа распада пиона. В численном виде  $m_A$  и  $f_A$  связаны соотношением [11]:

$$\frac{m_A}{1 \text{ эВ}} = 5.70(7) \frac{10^6 \text{ ГэВ}}{f_A}. \quad (1)$$

Ограничения на массу аксиона возникают как следствие экспериментальных ограничений на кон-

станты связи аксиона с фотонами ( $g_{A\gamma}$ ), электронами ( $g_{Ae}$ ) и нуклонами ( $g_{AN}$ ), которые в свою очередь являются модельно зависимыми величинами.

Данная работа посвящена поиску аксионов, образующихся в Солнце при конверсии тепловых фотонов в электромагнитном поле плазмы (эффект Примакова). Поток таких аксионов пропорционален квадрату константы связи аксиона с фотонами  $g_{A\gamma}^2$ .

Двухфотонная константа связи  $g_{A\gamma}$  в моделях “невидимого” аксиона выглядит следующим образом:

$$g_{A\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_A} \left( \frac{E}{N} - \frac{2(4+z)}{3(1+z)} \right) = \frac{\alpha}{2\pi f_A} C_{A\gamma}, \quad (2)$$

где  $\alpha \approx 1/137$  – постоянная тонкой структуры,  $z = m_u/m_d = 0.56$  – отношение масс  $u$  и  $d$  кварков,  $E/N$  – отношение электромагнитной и цветовой аномалий (модельно зависимый параметр порядка единицы). Величина  $E/N = 8/3$  в модели DFSZ-аксиона ( $C_{A\gamma\gamma} = 0.74$ ) и  $E/N = 0$  ( $C_{A\gamma\gamma} = -1.92$ ) в первоначальной модели KSVZ-аксиона.

Основываясь на взаимодействии аксиона с фотоном, солнечные аксионы пытаются обнаружить с помощью обратной конверсии в фотон в лабораторном магнитном поле [12, 13] или в поле кристалла [14, 15]. Ожидаемая скорость счета фотонов в данных экспериментах пропорциональна  $g_{A\gamma}^4$ . В нашей работе для обнаружения аксионов использовалась реакция ре-

<sup>1)</sup>e-mail: derbin\_av@pnpi.nrcki.ru

зонансного поглощения аксиона атомными ядрами  $^{83}\text{Kr}$ . Интенсивность возбуждения ядерного уровня зависит от произведения констант  $g_{A\gamma}^2 \times g_{AN}^2$ , которое может быть больше, чем величина  $g_{A\gamma}^4$ , если значение  $g_{A\gamma}$  оказывается мало [16].

В предыдущих работах [17], с криптоновым пропорциональным счетчиком мы пытались обнаружить монохроматические солнечные аксионы, испускаемые при разрядке первого ядерного уровня  $^{83}\text{Kr}$ , который возбуждается за счет высокой температуры Солнца. Подробные обзоры теоретических и экспериментальных работ по аксионной тематике представлены в [11].

**2. Скорость резонансного поглощения солнечных аксионов ядром  $^{83}\text{Kr}$ .** Энергетический спектр аксионов, образующихся в результате эффекта Примакова, задается следующей параметризацией [13, 18]:

$$\frac{d\Phi_A}{dE_A} = 6.02 \times 10^{30} g_{A\gamma}^2 E_A^{2.481} e^{-E_A/1.205}, \quad (3)$$

где значение потока приведено в единицах  $(\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1})$ , энергия  $E_A$  дается в единицах кэВ и  $g_{A\gamma}$  в единицах  $\text{ГэВ}^{-1}$ . Спектр аксионов, представленный на рис. 1, рассчитан для значения  $g_{A\gamma} = 10^{-10} \text{ГэВ}^{-1}$ . Средняя энергия аксионов составляет 4 кэВ и их поток практически исчезает при энергиях выше 15 кэВ.

Аксион, как псевдоскалярная частица, должен излучаться и испытывать резонансное поглощение в ядерных переходах магнитного типа. В нашем эксперименте в качестве мишени выбрано ядро изотопа криптона  $^{83}\text{Kr}$ . Энергия первого возбужденного ядерного уровня составляет  $E = 9.405$  кэВ, значение потока аксионов при этой энергии в 9.7 раз ниже максимального значения при энергии 3 кэВ (рис. 1). Уровень  $7/2^+$  разряжается через М1-переход с малой примесью Е2-перехода  $\delta = 0.0129$ , коэффициент электронной конверсии составляет  $e/\gamma = 17.1$  [19].

Сечение резонансного поглощения аксионов с энергией  $E_A$  дается выражением, аналогичным выражению для сечения резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов с учетом поправки на отношение вероятности перехода с образованием аксиона  $\omega_A$  к вероятности перехода с излучением  $\gamma$ -кванта  $\omega_\gamma$  [20]:

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

где  $\sigma_{0\gamma} = 1.22 \cdot 10^{-18} \text{см}^2$  – максимальное сечение резонансного поглощения гамма-квантов и  $\Gamma = 2.25 \times 10^{-9} \text{эВ}$  – ширина первого ядерного уровня  $^{83}\text{Kr}$ .

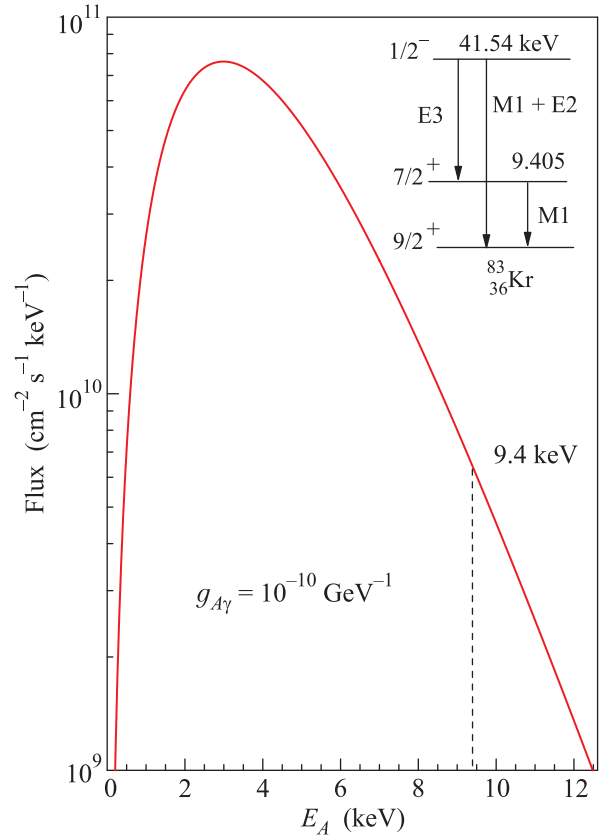


Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергетический спектр аксионов, возникающих при конверсии тепловых фотонов в поле плазмы Солнца. Спектр вычислен для значения  $g_{A\gamma} = 10^{-10} \text{ГэВ}^{-1}$ . Схема уровней ядра  $^{83}\text{Kr}$  показана на вставке

Вероятность излучения аксиона  $(\omega_A/\omega_\gamma)$ , вычисленная в длинноволновом приближении, имеет вид [21, 22]:

$$\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha(1+\delta^2)} \left[ \frac{g_{AN}^0\beta + g_{AN}^3}{(\mu_0 - 0.5)\beta + \mu_3 - \eta} \right]^2 \left( \frac{p_A}{p_\gamma} \right)^3. \quad (5)$$

Здесь  $p_\gamma$  и  $p_A$  – импульсы фотона и аксиона,  $\delta$  – отношение вероятностей Е2- и М1-переходов,  $\alpha \approx 1/137$ ,  $\mu_0 \approx 0.88$  и  $\mu_3 \approx 4.71$  – изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты,  $\beta$  и  $\eta$  – параметры, зависящие от конкретных ядерных матричных элементов. Для М1-перехода в ядре  $^{83}\text{Kr}$ , которое имеет нечетное число нуклонов и неспаренный нейтрон, в одночастичном приближении, значения параметров  $\beta$  и  $\eta$  могут быть оценены как  $\beta = -1$  и  $\eta = 0.5$  [23].

Взаимодействие аксиона с нуклонами определяет константа связи  $g_{AN}$ , которая состоит из изоскалярной  $g_{AN}^0$  и изовекторной  $g_{AN}^3$  частей. В модели ад-

ронного KSVZ-аксиона константы  $g_{AN}^0$  и  $g_{AN}^3$  могут быть представлены в виде [24, 25]:

$$\begin{aligned} g_{AN}^0 &= -\frac{m_N}{6f_A} \left[ 2S + (3F - D) \frac{1+z-2w}{1+z+w} \right], \\ g_{AN}^3 &= -\frac{m_N}{2f_A} \left[ (D + F) \frac{1-z}{1+z+w} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $m_N = 939$  МэВ – масса нуклона,  $z$  и  $w$  отношение масс  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков, константы  $D = 0.808 \pm 0.006$  и  $F = 0.462 \pm 0.011$  выражаются через изовекторную  $F_{A3}$  и изоскалярную  $F_{A0}$  константы связи  $\pi$ -мезона с нуклонами [26]. Параметр  $S$ , учитывающий вклад кварков в поляризацию нуклона [24, 25], является существенно менее определенным [17, 27]. В нашей работе использовано общепринятое, на данный момент, значение  $S = 0.5$ . В этом случае константы  $g_{AN}^0$  и  $g_{AN}^3$  могут быть выражены через массу аксиона следующим образом [17]:  $g_{AN}^0 = -4.03 \cdot 10^{-8} (m_A/1 \text{ eV})$  и  $g_{AN}^3 = -2.75 \cdot 10^{-8} (m_A/1 \text{ eV})$ .

Значения  $g_{AN}^0$  и  $g_{AN}^3$  в модели DFSZ-аксиона зависят от дополнительного неизвестного параметра  $\cos^2 \beta$ , но имеют тот же порядок величины [24, 25]. Их численные значения лежат в интервале (0.3–1.5) от значений данных констант для адронного аксиона.

Полное сечение поглощения аксионов может быть получено путем интегрирования выражения (4) по спектру аксионов (3) [16]. В результате скорость поглощения аксионов  $R_A$  ядром  $^{83}\text{Kг}$  в модельно независимом виде, т.е. зависящем только от значений констант связи, будет выглядеть как:

$$\begin{aligned} R_A &= 4.53 \cdot 10^{27} g_{A\gamma}^2 (\omega_A/\omega_\gamma) = \\ &= 6.70 \cdot 10^{27} g_{A\gamma}^2 (g_{AN}^3 - g_{AN}^0)^2 (p_A/p_\gamma)^3. \end{aligned} \quad (7)$$

В этом и следующих выражениях скорость счета  $R_A$  приведена в единицах ( $\text{г}^{-1} \text{сут}^{-1}$ ), а константа  $g_{A\gamma}$  в  $\text{ГэВ}^{-1}$ . Используя отношения, связывающие константы  $g_{AN}^0$  и  $g_{AN}^3$  с массой аксиона  $m_A$  в KSVZ-модели, скорость поглощения можно представить как функцию от  $g_{A\gamma}$  и  $m_A$ :

$$R_A = 1.10 \cdot 10^{12} g_{A\gamma}^2 m_A^2 (p_A/p_\gamma)^3. \quad (8)$$

Наконец, мы можем использовать соотношение между  $g_{A\gamma}$  и  $m_A$ , заданное выражениями (1) и (2), в результате величина  $R_A$  оказывается пропорциональна  $m_A^4$ :

$$R_A = 1.56 \cdot 10^{-7} m_A^4 (p_A/p_\gamma)^3. \quad (9)$$

Количество зарегистрированных  $\gamma$ -квантов, следующих за поглощением аксиона, определяется массой мишени, временем измерений и эффективностью

регистрации детектора, в то время как вероятность наблюдения пика с энергией 9.4 кэВ зависит от уровня фона экспериментальной установки.

**3. Экспериментальная установка.** Для регистрации рентгеновских и  $\gamma$ -квантов, конверсионных и Оже-электронов, возникающих в результате разрядки возбужденного уровня с энергией 9.4 кэВ, использовался большой газовый пропорциональный счетчик, заполненный криптоном, обогащенным по изотопу  $^{83}\text{Kг}$  до 99.9%.

Корпус счетчика изготовлен из меди в форме цилиндра длиной 735 мм и внутренним диаметром 137 мм. Внешний диаметр составлял 150 мм. В качестве анода использовалась вольфрамовая нить диаметром 10 мкм, покрытая золотом и натянутая по оси счетчика. Для уменьшения влияния краевых эффектов на сбор заряда концы анодной проволоки были закрыты медными трубочками (3 мм в диаметре и 38 мм длиной), которые находились при потенциале анода и исключали газовое усиление в этой области. С учетом тефлоновых изоляторов расстояние рабочей области до фланцев счетчика составляло 70 мм. Длина рабочей области счетчика составляет 595 мм, что соответствует объему 8.77 л.

Счетчик работает при давлении 1.8 бар, масса изотопа  $^{83}\text{Kг}$  в рабочем объеме составляет 58 г. Счетчик окружен пассивной защитой из меди (20 см), свинца (20 см) и полиэтилена (8 см). Установка находится в подземной низкофоновой лаборатории БНО ИЯИ РАН на глубине 4900 м.в.э., где поток мюонов составляет  $(2.6 \pm 0.09) \text{ м}^{-2} \text{сутки}^{-1}$  [28].

Сигнал с анода подается на зарядочувствительный предусилитель, форма импульса оцифровывается во временном интервале 164 мкс с частотой 12.5 МГц и передается в компьютер через USB-порт. Время нарастания переднего фронта импульса  $\tau$  определялось для каждого события, поскольку этот параметр позволяет отбирать события вблизи катода и неточечные события такие, как многократное комптоновское рассеяние.

Форма каждого сигнала содержит импульс первичной ионизации и вторичный импульс фотоэмиссии с катода, вызванный фотонами, возникающими при развитии первичной лавины вблизи анода. Соотношение амплитуд первичного и вторичного импульсов позволяет определить положение события вдоль анодной оси и отобрать события в центральной части детектора. Более подробно процедура анализа формы импульса описана в работах [29, 30].

Для определения эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов и электронов, возникающих при разрядке ядерного уровня 9.4 кэВ, был применен метод

Монте-Карло. Установка симулировалась при помощи пакета Geant4 в упрощенной геометрии с чувствительным объемом, отделенным плоской границей, проходящей по краю незакрытой части анодной проволоки. Для описания электромагнитных взаимодействий использовались модели из списка *G4StandardEmPhysicsList – opt4*. В результате симуляции была определена эффективность регистрации пика с энергией 9.4 кэВ при разрядке первого ядерного уровня  $^{83}\text{Kr}$ , равная  $\epsilon = 0.825$ .

**4. Полученные результаты.** Измерения проводились в течение 613.25 суток живого времени. Суммарный энергетический спектр сигналов в диапазоне (4–22 кэВ) представлен на рис. 2. В спектре четко выделяется пик с энергией 8.04 кэВ, связанный с рентгеновскими К-линиями меди ( $K_{\alpha 1} = 8.048$  кэВ,  $K_{\alpha 2} = 8.028$  кэВ и  $K_{\beta} = 8.905$  кэВ).

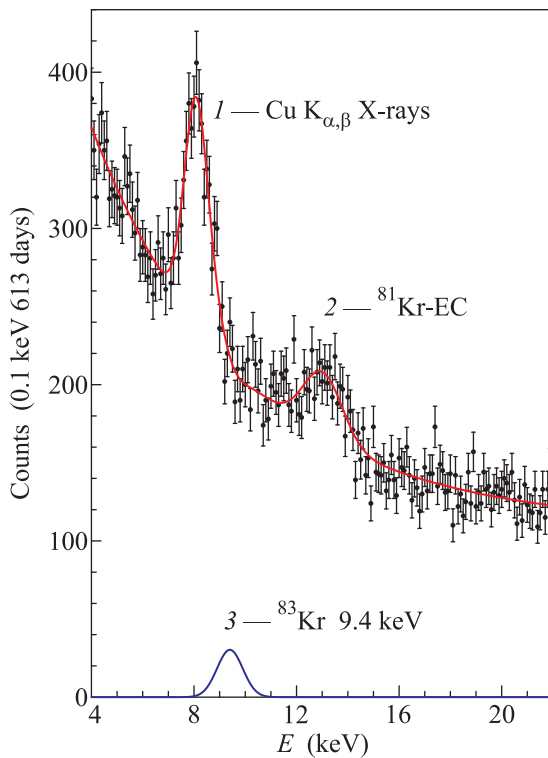


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр криптонового счетчика, измеренный за 613 суток, и результаты фитирования. 1 – пик рентгеновского излучения Cu; 2 – пик, связанный с распадом  $^{81}\text{Kr}$  и рентгеновским излучением Kr и Br; 3 – “аксионный” пик с энергией 9.4 кэВ и числом событий, равным  $3S_{\text{lim}}$

Структура второго пика с энергией  $\simeq 13.5$  кэВ более сложная. Частично он связан с активностью космогенного изотопа  $^{81}\text{Kr}$  ( $\tau = 3.3 \cdot 10^5$  лет), который образуется в атмосфере по реакциям  $^{82}\text{Kr}(n, 2n)^{81}\text{Kr}$

и  $^{80}\text{Kr}(n, \gamma)^{81}\text{Kr}$ . Ядро  $^{81}\text{Kr}$  испытывает электронный захват, в 99.7% случаев на основное состояние  $^{81}\text{Br}$ , при этом регистрируется рентгеновское излучение брома с суммарным энерговыделением 13.47 кэВ, соответствующим энергии связи электрона на К-оболочке атома Br. Вклад в пик также дают рентгеновские кванты криптона ( $K_{\alpha 12} = 12.65$  кэВ) и брома ( $K_{\alpha 12} = 11.92$  кэВ), вылетающие из нечувствительной области газовой камеры.

Для определения интенсивности “аксионного” пика с энергией 9.4 кэВ использовался метод максимального правдоподобия. Для описания непрерывного фона была выбрана сумма линейной (по энергии  $E$ )  $A + BE$  и экспоненциальной функций  $C \exp(-DE)$ , последняя учитывала возрастание фона при низких энергиях. К функции, описывающей непрерывный фон, было добавлено 4 гауссовых функции, три из них описывали известные пики с энергиями 8.04 кэВ ( $K_{\alpha 1,2}$  Cu), 8.905 кэВ ( $K_{\beta}$  Cu), и 13.5 кэВ (полное поглощение) и одна – искомый пик с энергией 9.405 кэВ. Положение пиков с энергией 8.04 и 13.5 кэВ варьировалось, положение и интенсивность второго пика ( $K_{\beta}$  Cu) были привязаны к пику  $K_{\alpha 1,2}$  Cu. Положение и дисперсия искомого пика с энергией 9.4 кэВ также были привязаны к положению пика  $K_{\alpha 1,2}$  Cu. Площадь аксионного пика  $S_A$ , площади пиков с энергией 8.04 и 13.5 кэВ варьировались. Дисперсии пика 8.04 кэВ и сложного пика с энергией 13.5 кэВ были независимыми параметрами. Таким образом, варьировалось 11 параметров, общее число степеней свободы в интервале (4.0–22.0) кэВ составило 169.

Результаты подгонки, соответствующие минимуму  $\chi^2 = 180/169$ , показаны сплошной линией на рис. 2. Минимум  $\chi^2$  соответствует нефизическому значению площади пика с энергией 9.4 кэВ:  $S_A = -102 \pm 92$  событий.

Для определения верхнего предела на число событий в пике использовалась стандартная методика: величина  $\chi^2(S_A)$  находилась для различных фиксированных значений площади  $S_A$ , в то время как остальные параметры были свободны, полученная функция вероятности  $P(\chi^2(S_A))$  была нормирована на единицу для значений  $S_A \geq 0$ . Определенный таким образом верхний предел на число событий в пике оставляет  $S_{\text{lim}} = 127$  для 95% уровня достоверности.

Для скорости счета  $R_A$ , описываемой выражениями (7)–(9), ожидаемое число зарегистрированных аксионов составит:

$$S_A = R_A M T \epsilon \leq S_{\text{lim}}, \quad (10)$$

где  $M$  – масса изотопа  $^{83}\text{Kr}$  в мишени,  $T$  – время измерений и  $\epsilon$  – эффективность регистрации.

Верхний предел на скорость поглощения аксионов  $R_A \leq 4.33 \cdot 10^{-3} \text{ г}^{-1} \text{ сутки}^{-1}$ , полученный в нашем эксперименте, ограничивает область допустимых значений  $\omega_A/\omega_\gamma$ , констант связи  $g_{A\gamma}$  и  $g_{AN}$  и массы аксиона  $m_A$ . В соответствии с выражениями (7)–(9) и учитывая, что отношение импульсов аксиона и  $\gamma$ -кванта  $(p_A/p_\gamma)^3 \cong 1$  при  $m_A < 2 \text{ кэВ}$ , получаем:

$$|g_{A\gamma}^2(\omega_A/\omega_\gamma)| \leq 9.51 \cdot 10^{-28}, \quad (11)$$

$$|g_{A\gamma}(g_{AN}^3 - g_{AN}^0)| \leq 8.02 \cdot 10^{-16}, \quad (12)$$

$$|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 6.26 \cdot 10^{-8}, \quad (13)$$

$$m_A \leq 12.7 \text{ эВ} \quad (14)$$

все для 95 % у.д.

Снова отметим, что в этих соотношениях, как обычно, константа  $g_{A\gamma}$  выражается в единицах  $\text{ГэВ}^{-1}$ , а масса аксиона  $m_A$  в единицах эВ. Ограничение (12) является модельно-независимым ограничением на константы связи аксиона или любой другой псевдоскалярной ALP с фотонами и нуклонами. Предел (13) более естественно представить как предел на безразмерную величину  $g_{A\gamma} \times m_A$ , который выглядит как  $|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 6.26 \cdot 10^{-17}$ . Ограничение на область допустимых значений величины  $g_{A\gamma} \times m_A$  позволяет сравнить полученный результат с результатами экспериментов по поиску конверсии аксиона в фотон в лабораторных магнитных и внутрикристаллических полях (рис. 3). Ограничение (13) исключает новую область значений  $g_{A\gamma}$  при относительно больших значениях  $m_A$ , которые возможны в KSVZ- и в DFSZ-моделях и показаны широкой желтой полосой на рис. 3. Следует отметить, что для масс  $m_A \geq 1 \text{ кэВ}$  установленные нами ограничения на  $g_{A\gamma}$  являются более строгими, чем астрофизический предел  $g_{A\gamma} \leq 6.6 \cdot 10^{-11}$ , полученный из данных по скорости остывания звезд горизонтальной ветви в шаровых скоплениях [33].

Поиск солнечных аксионов путем регистрации резонансного поглощения или регистрации аксиоэлектрического эффекта был выполнен в целом ряде работ (см., например, [17] и ссылки там). Наиболее строгое ограничение на массу адронного аксиона ( $m_A \leq 65 \text{ эВ}$ ) получено для монохроматических 9.4 кэВ аксионов, излучаемых в М1-переходе ядра  $^{83}\text{Kr}$ . Главным недостатком методики поиска аксионов, излучаемых в 9.4 кэВ М1-переходе ядра  $^{83}\text{Kr}$ , является то, что отрицательное значение параметра  $\beta$  в выражении (5) совместно с широким интервалом возможных значений  $S$  и  $z$ , приводит к большой

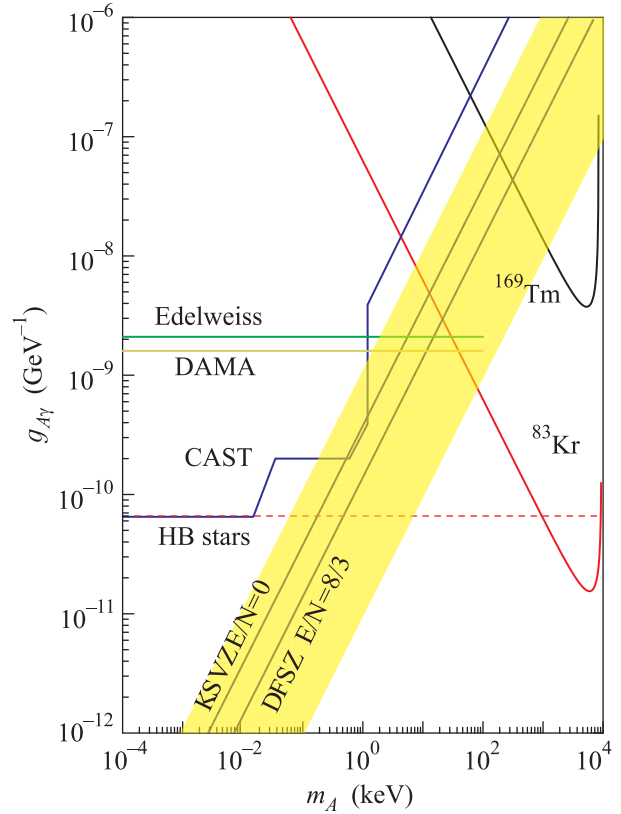


Рис. 3. (Цветной онлайн) Верхние пределы на константу  $g_{A\gamma}$ , полученные в настоящей работе в сравнении с результатами экспериментов CAST [13], DAMA [31], Edelweiss [15],  $^{169}\text{Tm}$  [32] и астрофизическими ограничениями HB stars [33]. Области исключенных значений расположены выше соответствующих линий. Области возможных значений для различных вариантов моделей невидимого аксиона показана желтой полосой

неопределенности в ожидаемой вероятности излучения аксиона в данном переходе. Можно показать, что при значениях  $S$  и  $z$ , удовлетворяющих соотношению  $S \approx 1.2 - 1.7z$ , значение вероятности излучения аксиона  $\omega_A/\omega_\gamma$  становится близким к нулю [17].

**5. Заключение.** Проведен поиск резонансного поглощения 9.4 кэВ солнечных аксионов ядрами  $^{83}\text{Kr}$ , приводящего к возбуждению первого ядерного уровня  $^{83}\text{Kr}$ . Для регистрации  $\gamma$ - и рентгеновских квантов, конверсионных и Оже-электронов использовался большой газовый пропорциональный счетчик, заполненный изотопом  $^{83}\text{Kr}$ . Низкофоновая установка располагалась в подземной лаборатории БНО ИЯИ РАН. В результате получено новое ограничение на константу связи аксиона с фотоном и массу аксиона  $|g_{A\gamma} \times m_A| \leq 6.26 \cdot 10^{-17}$ , которое в модели адронного аксиона соответствует ограничению на массу аксиона  $m_A \leq 12.7 \text{ эВ}$  для 95 % у.д.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты # 17-02-00305 А, 16-29-13014 офи-м и 16-29-13011 офи-м.

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1440 (1977).
2. <https://conferences.pa.ucla.edu/dark-matter-2018/>.
3. M. Giannotti, I. Irastorza, J. Redondo, and F. Ringwald, *JCAP* **1605**(5), 057 (2016); arXiv:1512.08108.
4. С. В. Троицкий, *Письма ЖЭТФ* **105**, 47 (2017); arXiv:1612.01864.
5. J. E. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 103 (1979).
6. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, and V. I. Zakharov, *Nucl. Phys. B* **166**, 493 (1980).
7. А. Р. Житницкий, *ЯФ* **31**, 497 (1980).
8. M. Dine, F. Fischler, and M. Srednicki, *Phys. Lett. B* **104**, 199 (1981).
9. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 223 (1978).
10. F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 279 (1978).
11. C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016) and (2017) update.
12. P. Sikivie, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1415 (1983); *Phys. Rev. D* **32**, 2988 (1985).
13. V. Anastassopoulos et al. (CAST Collaboration), *Nature Phys.* **13**, 584 (2017), arXiv:1705.02290v2.
14. F. T. Avignone, D. Abriola, R. L. Brodzinski et al. (Collaboration), *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **72**, 176 (1999).
15. E. Armengaud et al. (EDELWEISS Collaboration), *JCAP* **1311**, 067 (2013).
16. 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).
17. Ю. М. Гаврилюк, А. Н. Гангапшев, А. В. Дербин, И. С. Драчнев, В. В. Казалов, В. В. Кобычев, В. В. Кузминов, В. Н. Муратова, С. И. Панасенко, С. С. Раткевич, Д. А. Семенов, Д. А. Текуева, Е. В. Унжаков, С. П. Якименко, *Письма ЖЭТФ* **101**, 739 (2015).
18. K. van Bibber, P. M. McIntyre, D. E. Morris, and G. G. Raffelt, *Phys. Rev. D* **39**, 2089 (1989).
19. S. C. Wu, *Nuclear Data Sheets* **92**, 893 (2001).
20. A. De Rújula and K. Zioutas, *Phys. Lett. B* **217**, 354 (1989).
21. T. W. Donnelly, S. J. Freedman, R. S. Lytel, R. D. Peccei, and M. Schwartz, *Phys. Rev. D* **18**, 1607 (1978).
22. F. T. Avignone III, 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).
23. W. C. Haxton and K. Y. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2557 (1991).
24. D. B. Kaplan, *Nucl. Phys. B* **260**, 215 (1985).
25. M. Srednicki, *Nucl. Phys. B* **260**, 689 (1985).
26. V. Mateu and A. Pich, *JHEP* **10**, 41 (2005).
27. A. V. Derbin, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, *Phys. At. Nucl.* **74**, 596 (2011).
28. Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, A. M. Gezhaev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, A. A. Smolnikov, and S. P. Yakimenko, *Nucl. Ins. Meth. A* **729**, 576 (2013).
29. Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, and S. P. Yakimenko, *Instr. Exper. Techn.* **53**, 57 (2010).
30. Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, and S. S. Ratkevich, *Phys. Rev. C* **87**, 035501 (2013).
31. R. Bernabei et al. (DAMA Collaboration), *Phys. Lett. B* **515**, 6 (2001).
32. A. V. Derbin, S. B. Bakhlanov, A. I. Egorov, I. A. Mitropolsky, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74**, 481 (2010).
33. A. Ayala, I. Dominguez, M. Giannotti, A. Mirizzi, and O. Straniero, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 191302 (2014); arXiv:1406.6053.