

Поиск солнечных аксионов, излучаемых при $M1$ -переходе ядер ${}^7\text{Li}^*$

A. B. Дербин¹⁾, A. I. Егоров, I. A. Митропольский, B. N. Муратова

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константина РАН, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2004 г.

Проведен поиск резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами ${}^7\text{Li}$, приводящего к возбуждению первого ядерного уровня лития: $a + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$. Для этого измерен энергетический спектр HPGe-детектора, окруженного слоем LiOH. Установлено новое верхнее ограничение на массу адронного аксона $m_a \leq 16$ кэВ (90% у.д.).

PACS: 14.80.Mz

1. Введение. Решение проблемы СР-нарушения в сильных взаимодействиях было предложено Печеи и Куинн (Peccei, Quinn) на основе новой глобальной киральной симметрии [1]. Спонтанное нарушение этой симметрии при энергии f_a позволяет точно скомпенсировать СР-несохраняющий член в лагранжиане КХД и приводит к возникновению аксона – нейтральной псевдоскалярной частицы с массой $m_a \sim (140 \text{ МэВ})^2/f_a$ [2, 3]. В первоначальной модели предполагалось, что нарушение симметрии происходит на масштабе слабого взаимодействия $f_a \sim (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 247 \text{ ГэВ}$. Существование такого “стандартного” аксона с массой в интервале 0.1–1.0 МэВ, было надежно закрыто целой серией экспериментов, выполненных с искусственными радиоактивными источниками [4, 5], на реакторах [6, 7] и ускорителях [8, 9], в которых пытались обнаружить как распады самого аксона на два фотона, так и распады тяжелых кваркионов с излучением аксона.

Два класса новых теоретических моделей “невидимого” аксона сохранили аксон в том виде, в каком он нужен для решения проблемы СР-сохранения в сильных взаимодействиях, и, в то же время, подавили его взаимодействие с фотонами ($g_{a\gamma\gamma}$), лептонами (g_{ae}) и адронами (g_{aNN}). Это модели “адронного”, или KSVZ-аксиона [10, 11], и “GUT” или DFSZ-аксиона [12, 13]. Масштаб нарушения симметрии f_a в них оказывается произвольным и может быть продлен вплоть до планковской массы. Поскольку амплитуда взаимодействия аксона с адронами и лептонами пропорциональна массе аксона, соответственно, подавлено взаимодействие “невидимого” аксона с веществом. Данное обстоятельство служит основанием для продолжения экспериментального поиска псевдоскалярной частицы, слабо взаимодействующей с веществом, с массой от 10^{-12} эВ до

десятков кэВ. Подробные теоретические и экспериментальные обзоры представлены в издании Particle Data Group [14].

Существенное отличие адронного аксона от DFSZ-аксиона состоит в том, что он не имеет прямого взаимодействия с лептонами, а взаимодействие с фотонами может быть сильно подавлено [15]. В результате, данные лабораторных экспериментов по поиску конверсии аксона в фотон в магнитном поле [16–23] или в электрическом поле кристалла [24–26], излучения аксона в ядерных магнитных переходах [27, 28], равно как и астрофизические данные [29, 30] не исключают возможности существования адронного аксона с массой в несколько десятков эВ [31, 32].

Если аксон существует, Солнце является мощным источником этих частиц. Аксон может эффективно рождаться на Солнце за счет эффекта Примакова, приводящего к преобразованию фотонов в аксионы в электромагнитном поле плазмы. Другой источник солнечных аксионов – переходы магнитного типа в ядрах (${}^{57}\text{Fe}$, ${}^{55}\text{Mn}$, ${}^{23}\text{Na}$ и др.), низколежащие уровни которых возбуждаются за счет высокой температуры [33]. Эти аксионы могут быть обнаружены через резонансное поглощение в ядрах [34–37]. Вероятность излучения и последующего поглощения аксона в переходе магнитного типа определяется только параметром g_{aNN} .

Существует еще один возможный источник аксионов – реакции солнечного цикла. На рис.1 приведена схема электронного захвата ${}^7\text{Be} + e \rightarrow {}^7\text{Li} ({}^7\text{Li}^*) + \nu_e$ [38]. С вероятностью ≈ 0.1 электронный захват идет на возбужденное состояние $1/2^-$ ядра ${}^7\text{Li}$, которое разряжается гамма-квантлом в $M1$ -переходе. Ожидаемый поток аксионов, испускаемых при этом переходе, прямо связан с потоком ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, который на поверхности Земли равен $4.8 \cdot 10^9 \nu/\text{см}^2 \cdot \text{с}$ и сопоставим по величине с потоками аксионов от ядерно-

¹⁾e-mail: derbin@mail.pnpi.spb.ru

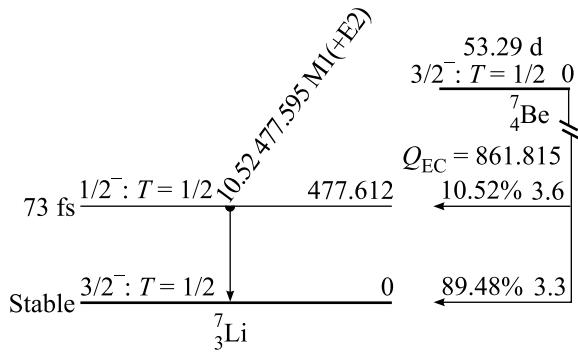


Рис.1. Схема электронного захвата ${}^7\text{Be} + e \rightarrow {}^7\text{Li}({}^7\text{Li}^*) + \nu_e$ [38]

го реактора или искусственных радиоактивных источников. Попытка обнаружить такие аксионы была сделана в работе [36].

Отношение вероятностей ядерных электромагнитных, ω_γ , и аксионных, ω_a , переходов, вычисленное в длинноволновом приближении, имеет вид [5]

$$\frac{\omega_a}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{1}{1+\delta^2} \left[\frac{g_{aNN}^0 \beta + g_{aNN}^3}{(\mu_0 - 0.5)\beta + \mu_3 - \eta} \right]^2 \left(\frac{k_a}{k_\gamma} \right)^3, \quad (1)$$

где k_γ и k_a – импульсы фотона и аксиона, $\delta = E2/M1 \approx 0$ – отношение вероятностей $E2$ - и $M1$ -переходов, $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, $\mu_0 \approx 0.88$ и $\mu_3 \approx 4.71$ – изоскалярный и изовекторный магнитные моменты, $\beta \approx 1$ и $\eta \approx 0.5$ – параметры, зависящие от ядерных матричных элементов. Изоскалярный (g_{aNN}^0) и изовекторный (g_{aNN}^3) параметры взаимодействия KSVZ-аксиона с нуклонами могут быть представлены в виде, зависящем от массы аксиона m_a , выраженной в эВ [15, 36, 39]:

$$g_0 = -1.41 \cdot 10^{-8} m_a, \quad g_3 = -2.80 \cdot 10^{-8} m_a. \quad (2)$$

Тогда отношение ω_a/ω_γ как функция массы аксиона выглядит следующим образом (рис.2):

$$\omega_a/\omega_\gamma = 4.12 \cdot 10^{-15} m_a^2 (k_a/k_\gamma)^3. \quad (3)$$

Энергетический спектр аксионов вследствие доплеровского уширения будет представлять гауссову кривую с дисперсией $\sigma_S(T) = E_\gamma(kT/M_{^7\text{Li}})$, где T – температура в месте рождения аксиона и $M_{^7\text{Li}}$ – масса ядра ${}^7\text{Li}$. Температуре в центре Солнца $T = 1.5 \cdot 10^7$ К соответствует ширина линии $\sigma_S(T) = 210$ эВ. Ожидаемый энергетический спектр аксионов $\Phi_a(E_a)$, вычисленный с учетом зависимости температуры и количества реакций $e + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ от радиуса Солнца [40], показан на вставке рис.2. Видно, что ширина

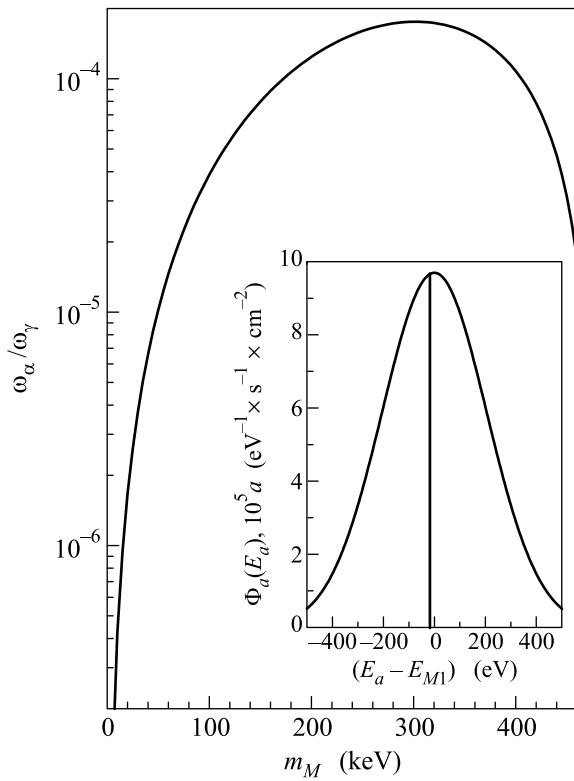


Рис.2. Отношение вероятностей аксионного и магнитного переходов. На вставке показан спектр аксионов от Солнца, излучаемых в $M1$ -переходе ${}^7\text{Li}^*$ для $\omega_a/\omega_\gamma = 1$. Прямой линией отмечено смещение энергии аксиона за счет отдачи ядра ${}^7\text{Li}$

спектра на полувысоте составляет $\text{FWHM} = 2.36\sigma_s \approx 500$ эВ. Время жизни первого возбужденного уровня ${}^7\text{Li}$ равняется 105 фс, соответственно собственная ширина уровня $\Gamma = 0.0063$ эВ (рис.1). Коэффициент электронной конверсии при переходе на основное состояние пренебрежимо мал. Доплеровское уширение линии для температуры $T = 300$ К, при которой находятся ядра мишени, составляет 0.95 эВ. Данные значения, равно как и сдвиг энергии аксиона за счет энергии ядра отдачи ${}^7\text{Li}$ (17 эВ), существенно меньше ширины спектра аксионов. Таким образом, доля аксионов, которые могут испытать резонансное поглощение, $\sim \Gamma/\sigma_S$.

Сечение резонансного поглощения аксионов с энергией E_a дается выражением, аналогичным резонансному поглощению гамма-квантов, поправленному на отношение ω_a/ω_γ :

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

здесь $\sigma_{0\gamma}$ – максимальное сечение резонансного поглощения гамма-квантов:

$$\sigma_{0\gamma} = \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \frac{2\pi\lambda^2}{1 + \alpha}, \quad (5)$$

где I_0 и I_1 – спины основного и возбужденного состояний ядра ${}^7\text{Li}$, $\lambda = \hbar c/E_{M1}$ – приведенная длина гамма-излучения и $\alpha \approx 0$ – коэффициент электронной конверсии для данного перехода. Для аксионов значение σ_0 увеличивается вдвое вследствие различия спинов аксиона и фотона: $\sigma_{0a} = 2\sigma_{0\gamma}$ [34].

Для получения полного сечения выражение (4) нужно проинтегрировать по спектру аксионов. Интегрирование узкого гауссовского распределения (4) по широкому спектру аксионов дает значение, близкое к величине $\Phi(E_1)$, отмеченной прямой линией на вставке рис.2. Скорость поглощения солнечных аксионов ядром ${}^7\text{Li}$

$$R_a \cong \pi\sigma_{0a}\Gamma\Phi_a(E_{M1})(\omega_a/\omega_\gamma). \quad (6)$$

Используя зависимость $\Phi_a(E_a)$ и $\sigma_a(E_a)$ от (ω_a/ω_γ) и (ω_a/ω_γ) от m_a , можно выразить в численном виде ожидаемое число событий поглощения аксионов в мишени, содержащей $N_{^7\text{Li}}$ ядер ${}^7\text{Li}$, за время измерения t :

$$R = N_{^7\text{Li}} t R_a = N_{^7\text{Li}} t 1.74 \cdot 10^{-45} (m_a)^4. \quad (7)$$

Количество зарегистрированных гамма-квантов, следующих за поглощением аксиона, определяется эффективностью детектора, а вероятность наблюдения пика с энергией 477.6 кэВ – уровнем фона экспериментальной установки.

2. Экспериментальная установка. Для поиска гамма-квантов с энергией 477.6 кэВ использовался коаксиальный HPGe-детектор объемом 160 см³, имеющий форму цилиндра диаметром 60 мм и длиной 60 мм. Детектор был окружен 3.9 кг LiOH, который был спрессован до плотности ≈ 0.6 г/см³. Мишень из LiOH имела форму стакана длиной 210 мм, с толщиной стенки 60 мм, дна 70 мм и надевалась вплотную на вакуумный колпак Ge-детектора. Пассивная защита состояла из медной оболочки толщиной 10 мм, которая непосредственно примыкала к исследуемому образцу LiOH, слоя Bi₂O₃ толщиной 20 г/см² и 50 мм свинца.

Установка была расположена на поверхности Земли. Для подавления фона, связанного с космическим излучением, использовалась активная защита, состоявшая из 5 пластических сцинтилляторов размером 500 × 500 × 120 мм. Общая загрузка с активной защитой устанавливалась 600 имп/с, что при длительности

импульса запрета 120 мкс приводило к 7% мертвого времени. Измерение спектра сигналов Ge-детектора в совпадении с активной защитой позволяет определить вероятность возбуждения первого уровня ${}^7\text{Li}$ ядерно-активной компонентой и мюонами космического излучения.

Ge-детектор имел два спектрометрических канала с различными коэффициентами усиления для мягкой (до 1.5 МэВ) и более жесткой (до 5 МэВ) частей спектра, что позволяло контролировать уровень фона во всей области естественной радиоактивности, а также регистрировать гамма-кванты с энергией, соответствующей второму возбужденному состоянию ядра ${}^7\text{Li}$. Спектрометрический канал включал в себя предусилитель с резистивной обратной связью, усилитель и 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Цена канала составляла 0.4 кэВ и 1.2 кэВ для первого и второго АЦП, соответственно. В памяти компьютера происходило накопление четырех 4096-канальных спектров в двух энергетических интервалах в совпадении и в антисовпадении с сигналом от активной защиты.

Эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 477.6 кэВ определялась с помощью стандартизированного источника ${}^{152}\text{Eu}$, который имеет гамма-линии с энергиями 411.1 и 444.0 кэВ. Значение 444 кэВ близко к энергии искомой линии 478 кэВ ${}^7\text{Li}$. Различие энергий второй и первой линий позволяет внести необходимые поправки в эффективность регистрации линии 478 кэВ. Источник ${}^{152}\text{Eu}$ последовательно располагался в различных точках внутри объема, занимаемого LiOH. При определении эффективности учитывалась экспоненциальная зависимость вероятности рассеяния и поглощения гамма-квантов от толщины слоя LiOH. Определенная таким образом эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 478 кэВ, изотропно распределенных по объему LiOH, составила $(0.92 \pm 0.1)\%$.

3. Полученные результаты. Измерения проводились в течение 126.5 суток, сериями продолжительностью ~ 1 сутки. Полученные энергетические спектры в интервале до 1.5 МэВ приведены на рис.3. Спектр всех сигналов, зарегистрированных Ge-детектором, не сопровождающихся сигналом от активной защиты, отмечен цифрой 1. В спектре идентифицируется 40 выраженных пиков, связанных с активностью уранового и ториевого семейств, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{125}\text{Sb}$ и ${}^{207}\text{Bi}$. Наиболее интенсивным оказался пик ${}^{40}\text{K}$, активность которого определяет основной вклад в фон детектора при энергии менее 1.4 МэВ. Его интенсивность составила 5100 событий в сутки и связана

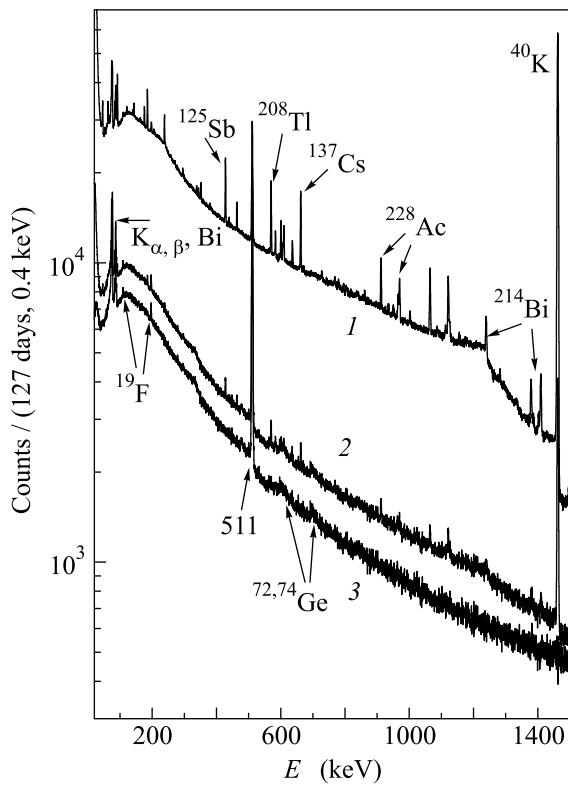


Рис.3. Энергетический спектр Ge-детектора, измеренный за 126.5 суток: 1 – сигналы, не зарегистрированные активной защитой; 2 – сигналы в совпадении с активной защитой; 3 – сигналы в совпадении с активной защитой при учете случайных совпадений, количество которых определено из интенсивности пика ^{40}K в спектре 2

на, в первую очередь, с недостаточной пассивной защитой Ge-детектора. Другой возможный источник ^{40}K – сам образец LiOH. При массовом содержании природного калия, равном 10^{-3} , интенсивность пика ^{40}K составит ~ 2000 событий в сутки.

Спектр сигналов, зарегистрированных в совпадении с сигналом активной защиты, отмечен цифрой 2. В спектре присутствует пик с энергией 511 кэВ, соответствующий регистрации аннигиляционных квантов, и пики характеристического рентгеновского излучения висмута и свинца, слой которого закрывал детектор со стороны хладопровода. Поскольку суммарная длительность сигналов активной защиты составляет 7% от общего времени измерений, часть сигналов в спектре 2 связана со случайными совпадениями. Учитывая интенсивность пика ^{40}K , связанного со случайными совпадениями, можно получить спектр сигналов, действительно совпадающих с сигналом активной защиты (спектр 3). В спектре видны пики, соответствующие возбуждению низколежащих

уровней ^{19}F (109, 197 кэВ) от тефлона, из которого был изготовлен контейнер для LiOH, а также пики, связанные с возбуждением ядерных уровней изотопов Ge (^{72}Ge – 692 кэВ, ^{74}Ge – 596 кэВ и др.). Последние существенно уширены из-за кинетической энергии, полученной при возбуждении ядрами германия.

Энергетический интервал 450–500 кэВ спектров 1 и 2 показан на рис.4 и 5. Энергетическое разрешение,

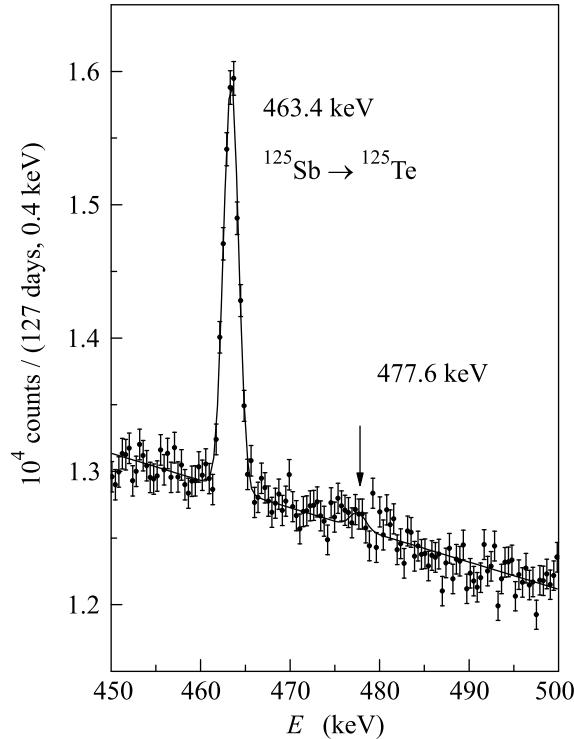


Рис.4. Результаты фитирования спектра сигналов, зарегистрированных в антисовпадении с активной защитой (спектр 1, рис.3), в области 450–500 кэВ. Верхний предел на число событий в пике с энергией 477.6 кэВ составляет 1040 событий для 90% у.д.

определенное для гамма-линии с энергией 463 кэВ (β -распад $^{125}\text{Sb} \rightarrow ^{125}\text{Te}$), проявившейся за время измерений, составило FWHM = 1.9 кэВ.

Для определения интенсивности пика 477.6 кэВ использовался метод максимального правдоподобия. Функция правдоподобия находилась в предположении, что число отсчетов в каждом канале имеет нормальное распределение и является суммой полинома первой степени, выбранного для описания непрерывного фона, и двух гауссовых функций. Первый гауссиан описывал пик с энергией 463.4 кэВ и имел три свободных параметра – площадь (S_1), положение (E_1) и дисперсию (σ_1). У второго гауссиана, описывающего искомый пик, положение было фиксировано ($E_2 = 477.6$ кэВ), дисперсия устанавливалась равной

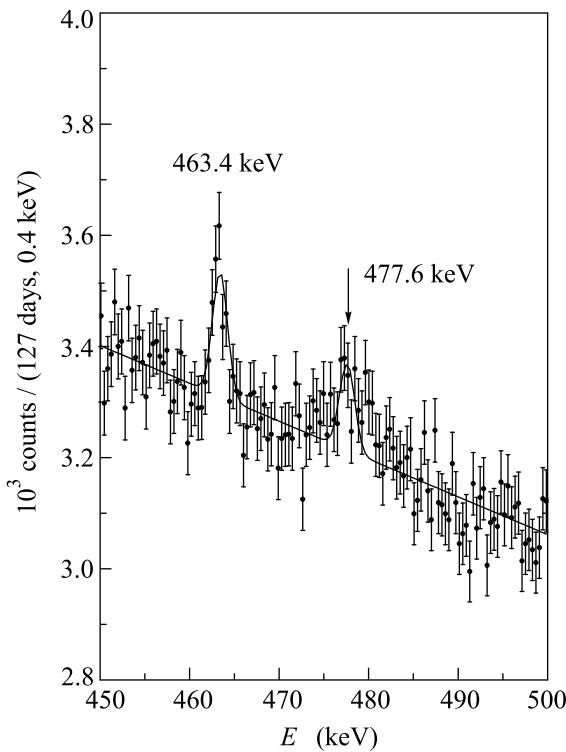


Рис.5. Результаты фитирования спектра сигналов, зарегистрированных в совпадении с сигналом активной защиты (спектр 2, рис.3), в области 450–500 кэВ. Число событий в пике с энергией 477.6 кэВ составляет (840 ± 170) . Пик 463.4 кэВ связан со случайными совпадениями

дисперсии пика 463.4 кэВ, ($\sigma_2 = \sigma_1$), а свободным параметром являлась только площадь пика S_2 . Таким образом, варьировалось 6 параметров – два описывали линейный фон, три – пик с энергией 463.4 кэВ и один – площадь пика с энергией 477.6 кэВ. Общее число степеней свободы в интервале 450–500 кэВ составило 125.

Результаты фитирования спектра 1, соответствующего минимуму $\chi^2 = 129.2/125$, показаны на рис.4. Определенное значение площади пика с энергией $E_2 = 477.6$ кэВ равняется 630 ± 320 событий. Верхний предел на число событий в пике, соответствующий 90% уровню достоверности, был определен стандартным образом – вычислялась зависимость χ^2 от S_2 для различных фиксированных значений S_2 , при этом остальные 5 параметров были свободными. Полученный таким образом верхний предел составил $S_{\text{lim}} = 1040$ событий.

Наиболее вероятными процессами, приводящими к возбуждению первого ядерного уровня ${}^7\text{Li}$ и несопровождающиеся сигналом в активной защите, являются неупругое рассеяние быстрых нейтронов ($\sigma \approx 0.15$ бн для $E_n \approx 1$ МэВ) [41], радиационный за-

хват тепловых нейтронов ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}^*$ ($\sigma = 38$ мбн), неупругое рассеяние α -частиц, возникающих при захвате тепловых нейтронов ядрами ${}^6\text{Li} - {}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ ($\sigma = 945$ бн $E_\alpha = 2$ МэВ) $\rightarrow {}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'){}^7\text{Li}^*$ ($\sigma = 100$ мбн), а также захват нейтронов изотопом ${}^{10}\text{B}$, если он присутствует в образце LiOH , $- {}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^*$ ($\sigma = 3800$ бн).

В соответствии с выражением (7) для числа ядер ${}^7\text{Li}$ в мишени $N_{^7\text{Li}} = 9.02 \cdot 10^{25}$, времени измерений $t = 1.09 \cdot 10^7$ с и эффективности регистрации $\varepsilon = 0.92$, верхний предел на массу аксиона составляет $m_a \leq 16.0$ кэВ. Данный результат является вдвое более строгим, чем полученный в работе [36], и практически закрывает окно возможных масс аксиона до следующего возможного наиболее интенсивного источника монохроматических солнечных аксионов – $M1$ -перехода ядра ${}^{57}\text{Fe}$ с энергией 14.4 кэВ [34].

Аналогичный анализ был проведен для спектра сигналов, зарегистрированных в совпадении с активной защитой (рис.5). Положение и дисперсия пика с энергией 463.4 кэВ не варьировались, а были установлены в соответствии со значениями, полученными при фитировании спектра 1. Определенная площадь пика составила $(1.20 \pm 0.18) \cdot 10^3$ событий, что согласуется с 7%-й вероятностью случайных совпадений сигналов Ge-детектора и активной защиты. Интенсивность пика с энергией 477.6 кэВ оказывается равной (840 ± 170) .

Чувствительность используемой методики, на поверхности Земли ограничивается, в первую очередь, потоком нейтронов с энергией > 0.5 МэВ ($\sim 10^{-3} n/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) [42]), проникающих в установку и незарегистрированных активной защитой, и имеющих максимальное сечение (~ 0.1 бн [41]) неупругого рассеяния ${}^7\text{Li}(n, n'){}^7\text{Li}^*$, приводящего к возбуждению уровня 478 кэВ.

4. Заключение. Проведен поиск резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами ${}^7\text{Li}$, приводящего к возбуждению первого ядерного уровня ${}^7\text{Li}^*$: $a + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$. Для поиска этой реакции использовался HPGe-детектор, который был окружен слоем LiOH массой 3.9 кг. Детектор и вещество мишени находились внутри низкофоновой установки, снабженной пассивной и активной защитой. В измеренном за 126.5 суток энергетическом спектре HPGe-детектора интенсивность пика 477.6 кэВ, соответствующего энергии первого возбужденного уровня ${}^7\text{Li}$, составила (5.0 ± 2.6) отс./сутки, что позволило установить новое верхнее ограничение на массу адронного аксиона $m_a \leq 16.0$ кэВ (90% у.д.). Данный результат практически закрывает окно возможных

масс аксиона до значения энергии $M1$ -перехода ядра ^{57}Fe (14.4 кэВ).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 04-02-17097.

1. R. D. Peccei and H. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977); Phys. Rev. **D16**, 1791 (1977).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978).
3. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 278 (1978).
4. A. Zender, Phys. Lett. **B104**, 498 (1981).
5. F. T. Avignone, C. Baktash, W. C. Barker et al., Phys. Rev. **D37**, 618 (1988).
6. J. L. Vuilleumier, F. Boehm, A. A. Hahn et al., Phys. Lett. **B101**, 341 (1981).
7. С. Н. Кетов, Ю. В. Клинов, С. В. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 114 (1986).
8. H. Faissner, E. Frenzel, W. Heinrichs et al., Phys. Lett. **B96**, 201 (1980).
9. M. J. Savage, B. W. Filippone, W. K. Kellogg et al., Phys. Rev. **37**, 1134 (1988).
10. J. E. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
11. M. A. Shifman, A. I. Vainstein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B166**, 493 (1980).
12. А. Р. Житницкий, ЯФ **31**, 497 (1980).
13. M. Dine, F. Fishler, and M. Srednicki, Phys. Lett. **B104**, 199 (1981).
14. S. Eidelman, K. G. Hayes, K. A. Olive et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).
15. D. B. Kaplan, Nucl. Phys. **B260**, 215 (1985).
16. P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **51**, 1415 (1983); Phys. Rev. **D32**, 2988 (1985).
17. L. Kraus, J. Moody, F. Wilczek et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 1797 (1987).
18. W. Wuensch, S. De Panfilis-Wuensch, Y. K. Semertzidis et al., Phys. Rev. **D40**, 3153 (1989).
19. C. Hagmann, D. Kinion, W. Stoeffl et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2043 (1998).
20. M. Muck, J. B. Kycia, and J. Clarke, Appl. Phys. Lett. **78**, 967 (2001).
21. D. Lazarus, G. Smith, R. Cameron et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2333 (1992).
22. Y. Inoue, T. Namba, S. Moriyama et al., Phys. Lett. **B536**, 18 (2002).
23. S. Anriamone et al., hep-ex/0411033, (2004).
24. A. Morales et al., Astropart. Phys. **16**, 325 (2002).
25. F. T. Avignone et al., Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **72**, 176 (1999).
26. R. Bernabei, P. Belli, R. Cerulli et al., Phys. Lett. **B515**, 6 (2001).
27. M. Minowa, Y. Inoue, T. Asanuma et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 4120 (1993).
28. А. В. Дербин А. И. Егоров, И. А. Митропольский и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 576 (1997); ЯФ **65**, 1302 (2002).
29. M. S. Turner, Phys. Rep. **67**, 197 (1990).
30. G. G. Raffelt, Phys. Rep. **198**, 1 (1990).
31. G. G. Raffelt, *Stars as laboratories for fundamental physics*, University of Chicago Press, Chicago, 1996.
32. T. Moroi and H. Murayama, Phys. Lett. **B440**, 69 (1998).
33. W. C. Haxton and K. Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 2557 (1991).
34. S. Mariyama, Phys. Rev. Lett. **75**, 3222 (1995).
35. M. Krcmar, Z. Krecak, M. Stipcevi et al., Phys. Lett. **B442**, 38 (1998).
36. M. Krcmar, Z. Krecak, A. Ljubicic et al., Phys. Rev. **D64**, 115016 (2001).
37. K. Jakovcic, Z. Krecak, M. Krcmar et al., nucl-ex/0402016 (2004).
38. C. M. Lederer and V. S. Shirley, *Table of Isotopes*, Wiley, New York, 1978.
39. M. Srednicki, Nucl. Phys. **B260**, 689 (1985).
40. J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, and S. Basu, Astrophys. J. **555**, 990 (2001).
41. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев, *Ядерно-физические константы*, М.: Госатомиздат, 1963.
42. Г. В. Горшков и др., *Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры*, М.: Атомиздат, 1966.