

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧЕРЕЖДЕНИЕ  
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

УДК 539.12.123

на правах рукописи

СЕМЁНОВ  
Дмитрий Александрович

**Поиск солнечных аксионов,  
излучаемых в M1-переходе ядер  $^{57}\text{Fe}$**

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2012

Работа выполнена в Отделении нейтронных исследований  
Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова.

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук                      А.В. Дербин

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,                      М.Д. Скорохватов

кандидат физико-математических наук,                      А.В. Копылов

Ведущая организация -    Лаборатория высоких  
энергий,  
Объединенный институт  
ядерных исследований

Защита диссертации состоится “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2012 года в  
“\_\_\_\_\_” часов на заседании диссертационного совета Д002.115.01 при  
Петербургском институте ядерной физики им. Б.П.Константинова  
по адресу: 188300, г. Гатчина Ленинградской области, Орлова Роща.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ ПИЯФ.  
Автореферат разослан “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2012 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета    И.А.Митропольский

**Актуальность проблемы.** Стандартная модель элементарных частиц и их взаимодействий, основанная на группах симметрии  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ , хорошо описывает большинство экспериментальных результатов. Однако, в квантовой хромодинамике (КХД), которая является теорией сильных взаимодействий, имеется серьезная проблема, связанная с нарушением CP-симметрии. Дело в том, что лагранжиан КХД должен быть дополнен естественным членом, представляющим взаимодействие глюонных полей. Этот член называется, в соответствии с коэффициентом,  $\theta$ -членом и является CP-нечетным. Однако экспериментально CP-нарушение в сильных взаимодействиях до сих пор не обнаружено.

Наиболее естественное решение было предложено Печчеи (Peccei R.D.) и Квинн (Quinn H. R) путем введения новой глобальной киральной симметрии, спонтанное нарушение которой позволяет точно скомпенсировать CP-несохраняющий член в лагранжиане КХД. Вайнберг (Weinberg S.) и Вилчек (Wilczek F.) показали, что спонтанное нарушение Печчеи-Квинн-симметрии должно приводить к возникновению новой нейтральной псевдоскалярной частицы – аксиона. Существование “стандартного” PQWW-аксиона было надежно закрыто целой серией экспериментов, выполненных с искусственными радиоактивными источниками, на реакторах и ускорителях.

Два класса новых теоретических моделей “невидимого” аксиона сохранили аксион в том виде, в каком он нужен для решения проблемы CP-сохранения в сильных взаимодействиях, и в тоже время подавили его взаимодействие с фотонами ( $g_{A\gamma}$ ), лептонами ( $g_{Ae}$ ) и адронами ( $g_{AN}$ ). Это модели “адронного” или KSVZ-аксиона (J.E.Kim 1979, M.A.Shifman, A.I.Vainstein, V.I.Zakharov, 1980) и “GUT” или DFSZ-аксиона (A.P.Житницкий, 1980, M.Dine, F.Fischler, M.Srednicki, 1981). Масштаб нарушения симметрии в обеих моделях оказывается произвольным и может быть продлен вплоть до планковской массы  $m_p \approx 10^{19}$  ГэВ. Поскольку амплитуда взаимодействия аксиона с адронами и лептонами пропорциональна массе аксиона, соответственно будет подавлено взаимодействие аксиона с веществом.

Другая причина интенсивных поисков аксионов обусловлена тем, что аксионы, вместе с классом слабо взаимодействующих массивных частиц, так называемых WIMPs (weakly interacting massive particles), являются наиболее популярными кандидатами на роль частиц, из которых состоит “темная материя” во Вселенной.

Таким образом, проблема экспериментального обнаружения аксиона является крайне актуальной задачей.

**Основной целью данной работы** являлся поиск резонансного поглощения солнечных аксионов, излучаемых в M1-переходе ядра  $^{57}\text{Fe}$ , с помощью методики, основанной на регистрации гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ, возникающих при разрядке первого возбужденного уровня  $^{57}\text{Fe}$ , полупроводниковыми детекторами.

**Научная новизна.** В ходе выполнения диссертационной работы созданы три экспериментальные низкофонные установки с Si(Li)-детекторами и мишенями из изотопа  $^{57}\text{Fe}$ , которые включают в себя пассивную и активную защиту от космического излучения, а также регистрирующую аппаратуру.

Модифицирован пакет программ накопления данных с Si(Li)-детекторов, позволяющий проводить длительные измерения и контролирующей работу детекторов и активной защиты. Создана программа обработки спектров, измеренных в совпадении и антисовпадении с активной защитой, заключающаяся в поиске пика с энергией 14.4 кэВ.

Проведены три серии измерений общей продолжительностью 159 суток с целью поиска резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами  $^{57}\text{Fe}$ . В результате, получено новое ограничение на изоскалярную и изовекторную константы связи аксиона с нуклонами  $|-1.19g_{AN}^0 + g_{AN}^3| \leq 3.0 \cdot 10^{-6}$ , которое в модели адронного аксиона приводит к новому ограничению на массу аксиона  $m_A \leq 145$  эВ (95 % у.д.). Данный предел для 14.4 кэВ аксионов является в 1.5 раза более строгим, чем лучший результат, полученный в предыдущих работах. Предел на массу аксиона, существовавший на момент начала выполнения данной работы, улучшен в 5 раз, что соответствует увеличению чувствительности установки к появлению монохроматического пика почти на три порядка.

Показано, что основным недостатком методики поиска аксионов, излучаемых в 14.4 кэВ M1-переходе ядра  $^{57}\text{Fe}$ , является то, что отрицательное значение параметра, связанного с ядерными матричными элементами, совместно с широким интервалом возможных значений параметров, определяемых значениями масс кварков, приводит к большой неопределенности в ожидаемой вероятности излучения аксиона в данном переходе, и как следствие, к неопределенности для верхнего предела на массу адронного аксиона.

**Научно-практическая ценность.** В диссертационной работе предложены и реализованы новые методики постановки низкофоновых экспериментов, которые могут быть использованы, как при решении фундаментальных задач в физике элементарных частиц и атомного ядра, так и при решении прикладных задач, связанных с обнаружением и измерением малых концентраций радиоактивных ядер. В частности, уровень фона, достигнутый в низкофоновой установке на поверхности Земли, позволяет обнаружить  $\gamma$ -активность в диапазоне (3-30) кэВ равную 0.01 Бк менее чем за сутки. Разработанные в диссертации пакеты программ для поиска пиков малой интенсивности в  $\gamma$ -спектрах могут использоваться для различных целей.

**Положения выносимые на защиту**

1. Разработана и реализована методика поиска резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами  $^{57}\text{Fe}$ , приводящего к возбуждению первого ядерного уровня  $^{57}\text{Fe}$ :  $A+^{57}\text{Fe} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^* \rightarrow ^{57}\text{Fe}+\gamma$  (14.4 кэВ).
2. Вычислен поток и энергетический спектр солнечных аксионов, излучаемых в M1-переходе  $^{57}\text{Fe}$ , на основе стандартной солнечной модели (ССМ).
3. Созданы низкофоновые экспериментальные установки с Si(Li)-детекторами, включающие в себя мишень из обогащенного изотопа  $^{57}\text{Fe}$ , активную и пассивную защиту и регистрирующую электронную аппаратуру.
4. Проведены длительные (159 суток) измерения спектров сигналов Si(Li)-детекторов. Выполнена математическая обработка полученных спектров, заключающаяся в поиске пика с энергией 14.4 кэВ, соответствующей первому возбужденному уровню ядра  $^{57}\text{Fe}$ .
5. Получено новое ограничение на константы связи аксиона с нуклонами  $|-1.19g_{AN}^0 + g_{AN}^3| \leq 3.0 \cdot 10^{-6}$ , которое в модели адронного аксиона приводит к новому ограничению на массу аксиона  $m_A \leq 145$  эВ (95 % у.д.).

**Апробация работы.** Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 12 работах и докладывались на 56-ой, 57-ой и 59-ой международных конференциях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Саров, 2006, Воронеж, 2007, Чебоксары, 2009), на международной конференции 7th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs (Греция, Миконос, 2011), на сессии отделения физических наук РАН (Москва, 2011), на научных семинарах

национальной лаборатории Гран-Сассо, Италия, кафедры ядерной физики Санкт-Петербургского Государственного Университета и отделения нейтронных исследований Петербургского института ядерной физики.

Полученные данные внесены в таблицу “Invisible axion limits from nucleon coupling” в периодическом издании Particle Data Group – “Review of Particle Physics, 2010”.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, 4-х глав и заключения. Общий объем работы 115 страниц, включая 40 рисунков, 3 таблицы и список литературы из 119 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Введение.** Дано краткое описание основных причин введения в теорию и последующего экспериментального поиска нейтральной псевдоскалярной частицы – аксиона. Сформулирована цель работы и изложена структура диссертации.

**Первая глава** представляет собой обзор основных теоретических положений, приведших к появлению аксиона. Рассмотрены основные модели аксиона и его свойства. В первом разделе представлено краткое введение в квантовую хромодинамику, рассматривается  $U(1)_A$  – проблема и пути её решения, приводящие к возникновению CP-проблемы сильных взаимодействий. Перечислены возможные теоретические решения данной проблемы, одно из которых связано с введением новой глобальной  $U(1)_{PQ}$ -симметрии Печчеи-Квинн (1977). Подчеркивается, что данный подход рассматривается как наиболее убедительное решение CP-проблемы.

Во втором разделе рассказывается о первоначальной модели «стандартного» PQWW-аксиона, предложенной Вайнбергом и Вилчеком (1978). В данной модели  $U(1)_{PQ}$ -симметрия нарушается на масштабе электрослабого взаимодействия ( $f_A \sim 250$  ГэВ), что приводит к массе аксиона  $\sim 150$  кэВ.

В третьем разделе главы описываются две основные модели «невидимого» аксиона: KSVZ- и DFSZ-модели. Существенное отличие KSVZ-аксиона состоит в том, что он не имеет прямого взаимодействия с лептонами, что приводит к существенному подавлению взаимодействия адронного аксиона с электроном, которое обусловлено только радиационными поправками.

Четвертый раздел посвящен взаимодействию аксиона с веществом. Рассматриваются процессы взаимодействия аксиона с фотонами, электронами и нуклонами. В некоторых моделях значение константы связи аксиона с фотоном  $g_{A\gamma}$  существенно отличаются от первоначальных значений для моделей KSVZ- и DFSZ-аксиона. Ограничения на массу аксиона возникает как следствие ограничений на константы связи  $g_{A\gamma}$ ,  $g_{Ae}$  и  $g_{AN}$ , которые в значительной мере зависят от используемой теоретической модели.

**Во второй главе** представлено описание существующих методов регистрации аксионов, применяемых как в прямых лабораторных экспериментах, так и в астрофизических и космологических исследованиях.

В первом разделе рассматриваются эксперименты по поиску «стандартного» аксиона, которые надежно закрыли возможность его существования.

Во втором разделе рассматриваются лабораторные эксперименты по поиску «невидимого» аксиона, связанные с конверсией солнечных и реликтовых аксионов в фотон в лабораторном магнитном поле или в поле кристалла, лазерные эксперименты и эксперименты, выполненные по методике «исчезнувшего»  $\gamma$ -кванта.

В третьем разделе представлены ограничения на свойства аксиона, которые получены из астрофизических и космологических данных. Рассматриваются ограничения, которые можно получить из эволюции звездных скоплений и вспышки сверхновой SN1987A. Обсуждается возможность того, что аксионы являются частицами, которые составляют всю или часть темной материи во Вселенной.

Заключительный раздел 2-ой главы посвящен солнечным аксионам, поиск которых и являлся целью диссертационной работы. В начале раздела перечислены базовые элементы стандартной солнечной модели. Далее рассмотрены основные источники солнечных аксионов, связанные с конверсией фотонов в электромагнитном поле плазмы, тормозным излучением электронов, комптоновскими процессами и излучением аксионов в ядерных переходах магнитного типа.

Отношение вероятности ядерного перехода с излучением аксиона ( $\omega_A$ ) к вероятности магнитного перехода ( $\omega_\gamma$ ) имеет вид:

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

где  $p_\gamma$  и  $p_A$  – импульсы фотона и аксиона,  $\delta^2 = E2/M1$  – отношение вероятностей  $E2$ - и  $M1$ -переходов,  $\mu_0 = \mu_p + \mu_n \approx 0.88$  и  $\mu_3 = \mu_p - \mu_n \approx 4.71$  – изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты,  $\beta$  и  $\eta$  – параметры, зависящие от конкретных ядерных матричных элементов.

В этом же разделе вычислен поток и энергетический спектр аксионов, излучаемых в  $M1$ -переходе ядра  $^{57}\text{Fe}$ , для стандартной солнечной модели BS05(OP) (Bahcall J. N., Serenelli A., Basu S., 2005) с высокой металличностью (Grevesse N. and Sauval A.J., 1998) (рис. 1).

Далее рассмотрена реакция резонансного поглощения аксионов атомными ядрами, приводящая к возбуждению первого ядерного уровня  $^{57}\text{Fe}$ . Рассчитана скорость резонансного поглощения солнечных аксионов на Земле.

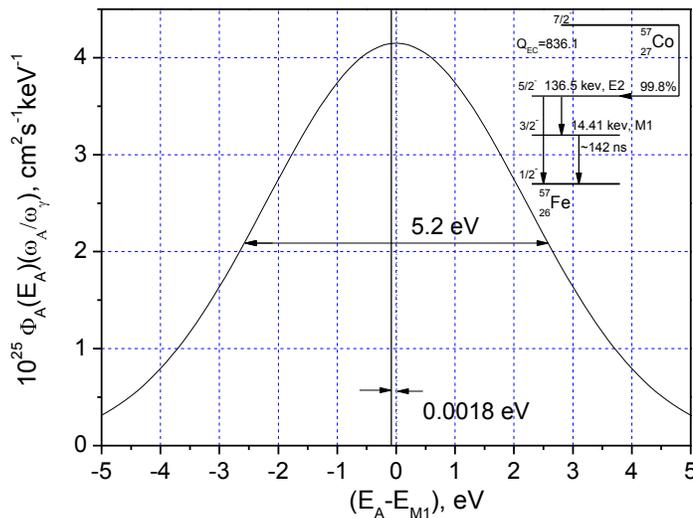


Рис. 1 Энергетический спектр аксионов, испускаемых в  $M1$  переходе ядра  $^{57}\text{Fe}$  на Солнце. Уменьшение энергии аксиона за счет энергии ядра отдачи составляет  $0.0018$  эВ. На вставке показана схема уровней ядра  $^{57}\text{Fe}$ .

**В третьей главе** подробно рассмотрены три различных экспериментальных установки, которые были созданы в ходе проведения работ по поиску резонансного поглощения аксионов с энергией  $14.4$  кэВ. Эксперимент проходил в несколько этапов. Общая

схема эксперимента выглядела следующим образом. Для регистрации  $\gamma$ -квантов использовался планарный Si(Li)-детектор. Над поверхностью детектора располагалась мишень, обогащенная изотопом  $^{57}\text{Fe}$ . Детектор и мишень располагались внутри низкофоновой установки. В 2006 - 2011 гг. нами было выполнено 3 эксперимента, которые имели все увеличивающуюся чувствительность. Это обеспечивалось увеличением массы мишени и эффективности регистрации квантов и снижением уровня фона за счет совершенствования конструкции детектора, пассивной и активной защиты.

В первом и втором разделах главы представлены основные характеристики установок с Si(Li)-детекторами площадью  $30 \text{ мм}^2$  и  $200 \text{ мм}^2$ , соответственно.

В первом эксперименте для поиска гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ использовался планарный Si(Li)-детектор с диаметром чувствительной области 6 мм и толщиной 5 мм. Детектор находился в вакуумном криостате на расстоянии 8 мм от входного бериллиевого окна толщиной 12 мкм. Мишень из обогащенного до 80 % изотопа  $^{57}\text{Fe}$ , была расположена прямо на поверхности бериллиевого окна. Мишень имела массу 16.5 мг и диаметр 5 мм, что соответствует толщине  $x_0 = 84 \text{ мг/см}^2$ .

Во втором эксперименте использовался Si(Li) детектор с чувствительной областью диаметром 17 мм и толщиной 2.5 мм. По сравнению с первым экспериментом площадь детектора была увеличена более чем в 5 раз. Детектор был установлен внутри нового вакуумного криостата с входным бериллиевым окном толщиной 20 мкм. Специальные меры были приняты для уменьшения фона, связанного с активностью изотопа  $^{241}\text{Am}$ . Мишень, массой 290 мг из обогащенного до 91 % изотопом  $^{57}\text{Fe}$  железа, была расположена прямо на поверхности бериллиевого окна. Расстояние между детектором и мишенью составляло 3 мм. Поверхностная плотность мишени составляла  $95 \text{ мг/см}^2$ , в то время как длина поглощения гамма-лучей с энергией 14.4 кэВ равна  $16 \text{ мг/см}^2$ .

Установка с секционированным детектором значительно большей площади ( $34 \text{ см}^2$ ) рассматривается в разделе 3.

Секционированный планарный Si(Li)-детектор с диаметром чувствительной области 66 мм и толщиной 5 мм был специально изготовлен для данного эксперимента. После проведения дрейфа лития детектор был разделен на 9 частей путем разреза  $n^+$ -контакта. Напряжение смещения подавалось на общий  $p$ -контакт.

Каждый детектор имел свой спектрометрический канал и АЦП. В памяти компьютера накапливалось 18 спектров, в совпадении и в анти-совпадении с сигналом активной защиты, соответственно. Детектор, охлаждённый до температуры жидкого азота, был размещён в вакуумном криостате. Мишень из обогащенного до 91 % изотопа  $^{57}\text{Fe}$ , была расположена на расстоянии 1.5 мм от поверхности Si(Li) детектора. Мишень имела массу 1.26 г и диаметр 70 мм, что соответствует толщине  $x_0 = 30 \text{ мг/см}^2$ , и была нанесена на тонкую подложку из плексигласа. Мишень располагалась внутри криостата на минимальном расстоянии от поверхности детектора с целью увеличения эффективности регистрации.

Пассивная и активная защита, использовавшаяся в измерениях с этими детекторами, была во многом схожей и описана в конце раздела 4, там же приведены сравнительные характеристики установок. На всех этапах эксперимента защита детектора состояла из пассивной и активной части. Для подавления внешней  $\gamma$ -активности использовалась пассивная защита, состоящая из слоёв меди, железа и свинца. В зависимости от конфигурации, пассивная защита обеспечивала подавление внешнего гамма фона в  $(0.3-2) \times 10^3$  раз в энергетическом интервале (10-60) кэВ.

Для регистрации событий, связанных с космическим излучением и быстрыми нейтронами, была создана активная защита из 5 пластиковых сцинтилляторов размером 500x500x120 мм. Общая загрузка с активной защиты была установлена на уровне (400-600) имп/с, что при длительности импульса запрета (50-120) мкс приводило к (2-7)% “мертвого” времени. Мы изучали влияние длительности импульса запрета на коэффициент подавления фона, связанного с космическим излучением. В интервале энергий (10-60) кэВ увеличение длительности импульса запрета с 50 мкс до 100 мкс практически не влияет на уровень фона.

Крайне важным является тот факт, что измерение спектра сигналов Si(Li)-детектора в совпадении с активной защитой позволяет определить вероятность возбуждения первого ядерного уровня  $^{57}\text{Fe}$  ядерно-активной компонентой и мюонами космического излучения.

Сравнительные характеристики описанных выше установок приведены в таб. 1. В ней указан номер детектора, его площадь, энергетическое разрешение при энергии 14.4 кэВ, уровень фона при энергии 14.4 кэВ, масса Fe мишени, эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 14.4 кэВ, содержание изотопа  $^{57}\text{Fe}$  в мишени и

величина  $\xi = (M \times \epsilon \times \delta) / (B \times S \times FWHM)^{1/2}$ , характеризующая чувствительность установки.

Таблица 1. *Д*- номер детектора, *S*- площадь ( $см^2$ ), *FWHM*- разрешение ( $кэВ$ ), *B*- приведенный фон ( $кэВ^{-1}сут^{-1}см^2$ ), *M*- масса мишени ( $г$ ),  $\epsilon$ - эффективность регистрации (%),  $\delta$ - обогащение по  $^{57}Fe$  (%) и  $\xi$ - чувствительность в относительных единицах.

Д	S	FWHM	B	M	$\epsilon$	$\delta$	$\xi$
1	0.3	0.15	30	0.017	2.19	81	2.6
2	2.0	0.28	5	0.29	2.3	91	36.3
3	34	1.48	2.6	1.26	8.91	91	1022

Чувствительность эксперимента можно характеризовать отношением ( $\xi$ ) ожидаемого числа отсчетов в пике, которое пропорционально величине  $M \times \epsilon \times \delta$ , к статистической ошибке числа событий фонового спектра в интервале разрешения детектора, которая пропорциональна величине  $(B \times S \times FWHM)^{1/2}$ . Значения  $\xi$  показаны в последней колонке таблицы 1. Видно, что в ходе развития экспериментальной установки чувствительность установки была увеличена нами в 400 раз. Отметим, что чувствительность эксперимента зависит от времени измерений, как  $\xi \sim T^{1/2}$

Заключает третью главу раздел, посвященный программному обеспечению, разработанному для данного эксперимента. Для экспериментов по поиску солнечных аксионов с энергией 14.4  $кэВ$  была специально создана программа AXION14, которая позволила создать систему накопления данных не используя сложной аналоговой схемы совпадений и промежуточных буферов памяти состояний АЦП1 и АЦП2 или АЦП(1-9). Программа AXION14 хорошо структурирована: она создана на основе как ранее разработанных модулей так и специально написанных для данного эксперимента модулей. Программное обеспечение можно разделить на три основных части, связанные с непосредственным управлением электроникой, графическим представлением и предварительной обработкой данных.

**В четвертой главе** представлены результаты измерений, общей продолжительностью 159 суток и их анализ. Глава содержит три раздела, каждый из которых посвящен результатам, полученным на установках, описанных в главе 3. В каждом разделе представлен анализ основных источников фона в исследуемой области энергий, обусловлен

выбор энергетических интервалов, в котором производится подгонка измеренного спектра, описана процедура поиска пика с энергией 14.4 кэВ, основанная на методе максимального правдоподобия.

В первом разделе представлены результаты, полученные с Si(Li) детектором площадью 0.3 см<sup>2</sup>. Измерения проводились в течение 29.7 суток, сериями продолжительностью 1 сутки. Полученные энергетические спектры в интервале до 60 кэВ приведены на рис.2. Спектр сигналов, зарегистрированных Si(Li)-детектором, не сопровождающихся сигналом от активной защиты, отмечен цифрой "1". В спектре идентифицируется 10 явно выраженных пиков, связанных с активностью <sup>238</sup>U и <sup>241</sup>Am. Энергетический интервал 12–19 кэВ спектра 1, в котором следует ожидать появление «аксионного» пика, показан на рис.3. Можно видеть, что пик с энергией 14.4 кэВ явно не проявился.

Для получения верхнего предела на число отсчетов в данном пике, а следовательно, и на поток аксионов от Солнца, использовался метод максимального правдоподобия. Для описания непрерывного фона была выбрана сумма линейной и экспоненциальной функций, последняя учитывала возрастание фона при низких энергиях. К функции, описывающей непрерывный фон, было добавлено 7 гауссовых функций, 6 из них описывали известные пики характеристического рентгеновского излучения и один – искомый пик с энергией 14.4 кэВ. В результате, подгоночная функция имела следующий вид:

$$N(E) = a + b \cdot E + c \exp(-(E - E_1)) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \sum_{i=1}^7 S_i \exp\left[-\frac{(E_i - E)^2}{2\sigma^2}\right]$$

Результаты фита спектра 1, соответствующие минимуму  $\chi^2 = 112/98$ , показаны на рис.3. Верхний предел на число событий в пике с энергией 14.41 кэВ составляет 12 событий для 90% у.д.. Скорость счета гамма-квантов для числа ядер <sup>57</sup>Fe в мишени  $N_{57Fe} = 1.40 \cdot 10^{20}$ , времени измерений  $T = 2.57 \cdot 10^6$  с, эффективности регистрации  $\varepsilon = 2.19 \cdot 10^{-2}$ , вероятности выхода излучения из мишени  $P = 0.189$  и коэффициента внутренней конверсии  $\eta = 0.105$  составит:

$$R = \varepsilon \cdot P \cdot \eta \cdot N_{57Fe} \cdot T \cdot 6.26 \cdot 10^{-33} \left(\frac{m_A}{1\text{эВ}}\right)^4 \leq S_{\text{lim}}$$

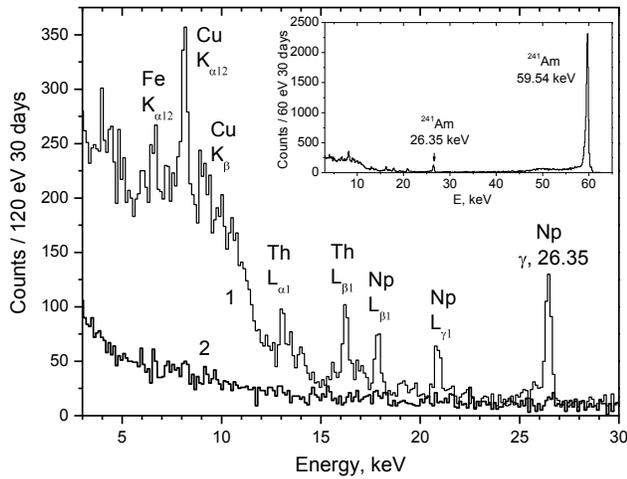


Рис. 2 Энергетический спектр Si(Li)-детектора, измеренный за 29.7 суток. 1 – спектр сигналов, не совпадающих с сигналом активной защиты; 2 – спектр сигналов совпадающих с сигналом активной защиты. На вставке показан спектр, измеренный во всем энергетическом диапазоне.

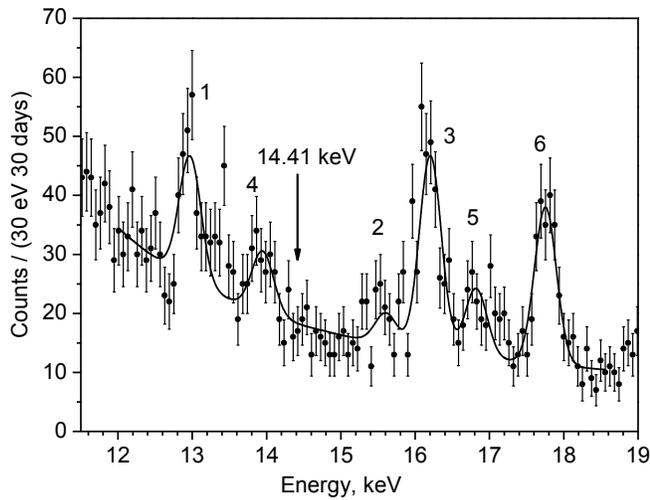


Рис. 3. Результаты фитирования спектра сигналов, зарегистрированных в антисовпадении с сигналом активной защиты.

В результате, верхний предел на массу аксиона составляет:  $m_A \leq 360$  эВ (90% у.д.). Данный предел является в два раза более строгим, чем полученный в работе (M. Krcmar et al., Phys. Lett. B442, 1998).

Предел на массу аксиона зависит от значений параметров  $S$  и  $z$ , связанных со значением масс кварков. Предел на массу KSVZ-аксиона ( $m_A \leq 360$  эВ) получен для  $S = 0.56$ ,  $z = 0.56$ , принятых в аксионной литературе. Более модельно-независимым является ограничение на константы связи аксиона с нуклонами:  $|g_{AN}^0 \beta + g_{AN}^3| \leq 7.4 \times 10^{-6}$ .

Во втором разделе представлены результаты, полученные с Si(Li) детектором площадью  $2 \text{ см}^2$ , измерения с которым проводились в течение 84.5 суток, сериями продолжительностью 2 часа. Полученные энергетические спектры в интервале (1 - 62) кэВ приведены на рис. 4. Поскольку в мишени, обогащенной изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 91%, присутствовало небольшое количество изотопа  $^{55}\text{Fe}$ , наиболее интенсивные пики, проявившиеся в спектре, связаны с характеристическим рентгеновским излучением  $^{55}\text{Mn}$  ( $K_\alpha = 5.9$  кэВ,  $K_\beta = 6.49$  кэВ). Также видны пики, связанные с активностью  $^{241}\text{Am}$ . На рис. 5 детально показан энергетический спектр в интервале (12.2-16.6) кэВ, в котором ожидается появление аксионного пика.

Результаты фита спектра представлены на рис. 5. Полученное значение минимума  $\chi^2$  соответствует нефизическому значению площади пика с энергией 14.4 кэВ:  $S = -25$  событий. Верхний предел на число событий в пике, соответствующий 90% уровню достоверности, был определен стандартным образом – вычислялась зависимость  $\chi^2$  от площади аксионного пика  $S$  для различных фиксированных значений  $S$ , при этом остальные параметры были свободными.

Учитывая число ядер  $^{57}\text{Fe}$  в мишени  $N_{^{57}\text{Fe}} = 2.78 \cdot 10^{21}$ , время измерения  $T = 7.30 \cdot 10^6$  с, эффективность регистрации  $\varepsilon = 2.3 \cdot 10^{-2}$  и коэффициент внутренней конверсии  $\eta = 0.105$ , получаем ограничение на значение констант связи аксиона с нуклонами и массу аксиона:

$$|-1.19 \cdot g_{AN}^0 + g_{AN}^3| \leq 3.12 \cdot 10^{-6}$$

и

$$m_A \leq 159 \text{ эВ для } 95\% \text{ у. д.}$$

Предыдущий результат ( $m_A \leq 216$  кэВ), который был получен в работе (T. Hamba et al, Phys. Lett. B645, 2007), был улучшен нами в 1.4 раза.

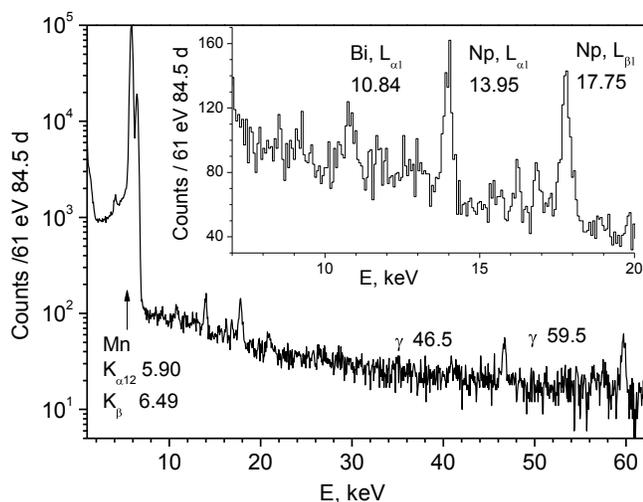


Рис. 4. Энергетический спектр  $Si(Li)$  детектора, измеренный в области от 1 до 60 кэВ. На вставке показан спектр в интервале (7-20) кэВ.

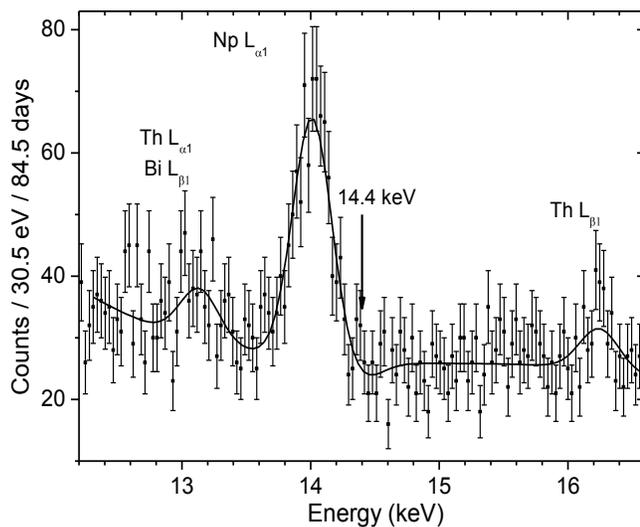


Рис. 5 Спектр в области (12.2-16.6) кэВ и результаты оптимального фита (непрерывная кривая). Местоположение ожидаемого пика обозначено стрелкой.

Поскольку ожидаемая интенсивность пика 14.4 кэВ зависит от массы аксиона как  $m_A^4$ , это означает, что чувствительность нашего эксперимента была выше в 4 раза.

В третьем разделе представлены результаты, полученные с секционированным Si(Li) детектором. Измерения с секционированным детектором проводились в течение 44.8 суток живого времени, 2-х часовыми сериями с целью контроля стабильности работы спектрометрических каналов Si(Li)-детектора и сцинтилляционных детекторов активной защиты. Суммарный энергетический спектр сигналов, зарегистрированных в антисовпадении с сигналом активной защиты, представлен на рис.6. В энергетическом интервале (10-80) кэВ отсутствуют статистически значимые пики, связанные с естественной или искусственной радиоактивностью.

Для описания измеренного спектра  $N(E)$  была взята сумма экспоненциальной функции, описывающей непрерывный фон, и гауссовой функции. Результаты оптимального фита в интервале (10-20) кэВ показаны сплошной линией на рис.6. Минимальное значение величины  $\chi^2 = 61/60$  соответствует нефизическому значению площади пика  $S = (-103 \pm 131)$  событий. Определенный стандартным образом верхний предел на число событий в пике оставляет  $S_{lim} = 180$  для 95% у.д..

В результате установлены новые верхние ограничения на вероятность излучения аксиона ( $\omega_A/\omega_\gamma$ ) в M1-переходе, комбинацию констант связи аксиона с нуклонами  $|g_{AN}^0\beta + g_{AN}^3|$  и массу аксиона  $m_A$ :

$$\begin{aligned}\omega_A/\omega_\gamma &\leq 1.63 \cdot 10^{-11}, \\ | -1.19g_{AN}^0 + g_{AN}^3 | &\leq 3.0 \cdot 10^{-6}, \\ m_A &\leq 145 \text{ эВ}.\end{aligned}$$

Все пределы получены для 95 % у.д. Первые два ограничения являются модельно-независимыми пределами. Ограничение на массу адронного аксиона является наиболее строгим ограничением, полученным для 14.4 кэВ аксионов в лабораторных экспериментах.

Верхний предел на массу адронного аксиона сильно зависит от конкретных значений параметров  $S$  и  $z$  (рис.7). Неопределенность в значении параметра  $S$  меняет ограничения на массу аксиона:  $m_A \leq 208$  эВ для  $S = 0.4$  и  $m_A \leq 94$  эВ для  $S = 0.68$ . Более того, при значении  $S \approx 0.17$  предел на массу адронного аксиона не может быть получен, поскольку значение  $|g_{AN}^0\beta + g_{AN}^3|$  обращается в ноль.

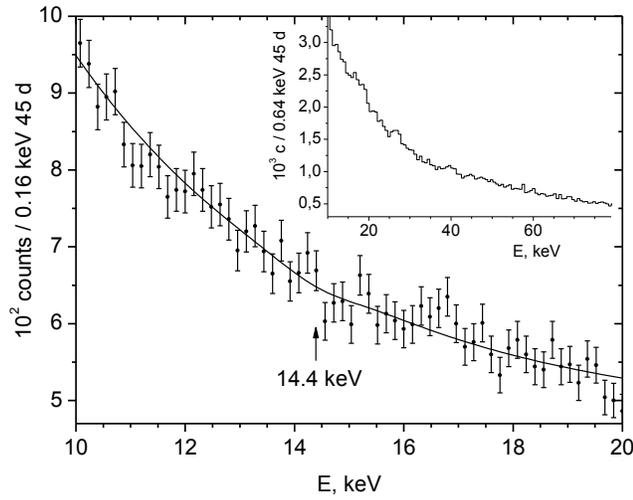


Рис. 6. Спектр секционированного детектора, измеренный за 45 дней. На вставке показан интервал (10 - 80) кэВ. Сплошная линия представляет результат подгонки спектра в диапазоне (10 - 20) кэВ.

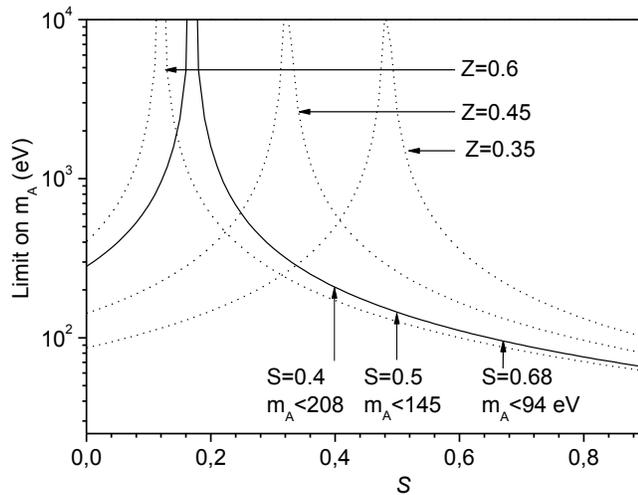


Рис.7. Ограничения на массу KSVZ-аксиона, полученные в эксперименте с секционированным детектором, в зависимости от параметра  $S$  для различных значений  $z$  (95% у.д.). Сплошная линия соответствует значению  $z=0.56$ .

Современное значение отношения масс  $u$ - и  $d$ -кварков  $z = m_u/m_d$  определено с точностью до интервала (0.35-0.6). Для значения  $S = 0.5$  изменения параметра  $z$  от 0.6 до 0.45 приводит к изменению предела на массу в интервале  $m_A \leq (127 - 260)$  эВ. Если  $z \approx 0.34$  и  $S = 0.5$  предел на массу аксиона не может быть получен. Таким образом, главным недостатком методики поиска аксионов, излучаемых в 14.4 кэВ М1-переходе ядра  $^{57}\text{Fe}$ , является то, что отрицательное значение параметра  $\beta$  совместно с широким интервалом возможных значений  $S$  и  $z$ , приводит к большой неопределенности в ожидаемой вероятности излучения аксиона в данном переходе.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

1. *А.В. Дербин, А.И.Егоров, И.А. Митропольский, В.Н. Муратова, Н.В. Базлов, С.В. Бахланов, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков.* Поиск резонансного поглощения аксионов, излучаемых при М1-переходе в ядрах  $^{57}\text{Fe}$  на Солнце. препринт ПИЯФ-2006, N2676, 19 с.
2. *А.В. Дербин, А.И.Егоров, И.А. Митропольский, В.Н. Муратова, Н.В. Базлов, С.В. Бахланов, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков.* Поиск солнечных аксионов, возникающих в результате эффекта Примакова, с помощью резонансного поглощения ядрами  $^{169}\text{Tm}$ . препринт ПИЯФ-2006, N2675, 17с.
3. *А.В. Дербин, А.И.Егоров, И.А. Митропольский, В.Н. Муратова, Н.В. Базлов, С.В. Бахланов, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков.* Поиск резонансного поглощения солнечных аксионов, излучаемых при М1-переходе ядер  $^{57}\text{Fe}$ . Письма в ЖЭТФ, 2007, том 85, вып. 1, с 15-20.
4. *A.V. Derbin, S.V. Bakhlanov, A.I. Egorov, I.A. Mitropolsky, V.N. Muratova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov,* Search for Solar Axions Produced by Primakoff Conversion Using Resonant Absorption by  $^{169}\text{Tm}$  Nuclei. Physics Letters v.B678, pp.181-185, (2009), arXiv:0904.3443
5. *A.V. Derbin, A.I. Egorov, I.A. Mitropolsky, V.N. Muratova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov,* Search for Resonant Absorption of Solar Axions Emitted in M1 Transition in  $^{57}\text{Fe}$  Nuclei. European Physical Journal, v.C62, pp.755-760, (2009), arXiv:0906.0256
6. *А. В. Дербин, С. В. Бахланов, А. И. Егоров, И. А. Митропольский, В. Н. Муратова, Д. А. Семёнов, Е. В. Унжаков,* Поиск солнечных аксионов, возникающих в результате эффекта Примакова, с помощью

резонансного поглощения ядрами  $^{169}\text{Tm}$ , Известия РАН, серия физическая, т.74, №4, сс. 514-519 (2010).

7. *A.V. Derbin, V.N. Muratova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov*, Новое ограничение на массу солнечных аксионов с энергией 14.4 кэВ, излучаемых в M1-переходе ядер  $^{57}\text{Fe}$ , Ядерная Физика, т. 74, сс. 620-626 (2011).

8. *A.V. Derbin, A.S. Kaunov, V.N. Muratova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov*, Constraints on the axion-electron coupling for solar axions produced by Compton process and bremsstrahlung, Phys. Rev. D83, 023505 (2011).