

ПОИСК "НЕВИДИМОГО" АКСИОНА, ИЗЛУЧАЕМОГО ПРИ
M1-ПЕРЕХОДЕ ^{125m}Te

А.В.Дербин¹⁾, А.И.Егоров, И.А.Митропольский, В.Н.Муратова,
С.В.Бахланов, Л.М.Тухконен

Санкт-Петербургский институт ядерной физики РАН
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 11 марта 1997 г.

Предложена методика поиска "невидимого" аксиона, излучаемого при M-переходах изомерных ядер. Экспериментально установлено, что при M1-переходе ядра ^{125m}Te вероятность испускания аксиона $\leq 1.3 \cdot 10^{-5}$ (90% у.д.).

PACS: 14.80.-j

Теоретические модели "невидимого" аксиона, в которых масштаб нарушения симметрии произволен и может быть продлен вплоть до планковской массы, служат основанием для экспериментального поиска псевдоскалярной частицы, слабо взаимодействующей с веществом, с массой от 10^{-12} эВ до десятков кэВ [1-5]. Хотя ограничения на массу аксиона, возникающие из астрофизических оценок [6,7], перекрывают почти всю шкалу возможных масс, верхний предел на массу аксиона, полученный в прямых лабораторных экспериментах, составляет 6 кэВ [8].

Новые возможности для поиска аксиона открывает методика "исчезнувшего" γ -кванта в ядерных магнитных переходах [9]. Если создать идеальный детектор, который регистрирует все частицы, возникающие при распаде ядра, то вылет "невидимого" аксиона, покидающего детектор без взаимодействия, будет сопровождаться сдвигом спектра на величину энергии M-перехода. Такие события могут быть зарегистрированы. На наш взгляд, предпочтительнее изучать M-переходы в изомерных ядрах в первую очередь из-за отсутствия неопределенности, связанной с испусканием нейтрино, характерной для ядер, испытывающих β - и EC-распады.

Экспериментальная установка. В настоящей работе для обнаружения аксиона анализировался энергетический спектр фотонов и электронов, возникающий при распаде ядра ^{125m}Te ($T_{1/2} = 57$ дней). Это изомерное ядро испытывает два последовательных γ -перехода с энергиями 109.3 кэВ (M4-переход) и 35.5 кэВ (M1-переход, $E2/M1=0.029$) [10]. Схема распада представлена на рис.1, показаны моды распада, тип образующихся частиц, их энергия и вероятность появления, отнесенная к одному распаду. Из-за взаимодействия возбужденного ядра теллура с атомной оболочкой каждый распад ядра сопровождается каскадом γ -квантов, конверсионных электронов, рентгеновских квантов и оже-электронов.

Для измерения энергетического спектра использовались два цилиндрических планарных HPGe-детектора, плотно прилежавших друг к другу торцевыми плоскостями. В центре торца одного из детекторов была вышлифована маленькая лунка, глубиной 0.5 мм и диаметром 3мм, в которой находился источник ^{125m}Te .

¹⁾e-mail: derbin@lnpi.spb.su

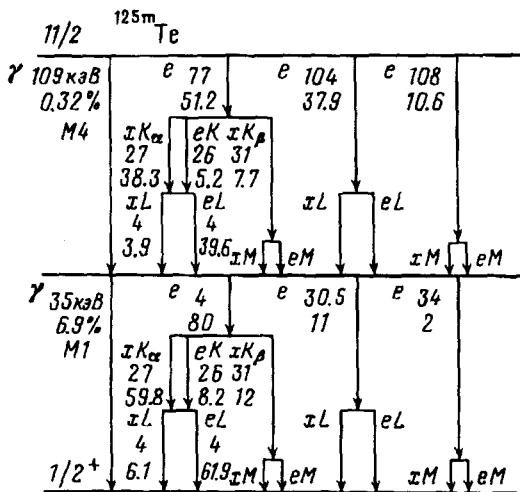


Рис.1. Основные моды распада $^{125m}\text{Te} \rightarrow ^{125}\text{Te}$

Препарат теллура особой радиационной чистоты был специально приготовлен для этого эксперимента. Полоску оловянной фольги (0.1 г.) облучали в реакторе ВВР-М в течение месяца, в потоке 10^{13} н/см²·с. Через 60 дней олово растворяли в соляной кислоте; к полученному раствору добавляли 5 мг селена. Смесь Se и ^{125m}Te осаждали из раствора двухлористым оловом, осадок промывали и растворяли в 5.5 М HCl с добавлением 1 капли HNO₃. Радиоактивный теллур сорбировали в верхней части хроматографической колонки с анионитом. Колонку сначала промывали 5.5 М HCl, потом 3М, и, наконец, 1М вымывала зону ^{125m}Te . Операцию анионитной очистки повторяли три раза, после чего раствор радиотеллура выпаривали в присутствии HNO₃ и 0.005 М H₂SO₄. Каплю сернокислого раствора переносили в лунку на золотое покрытие HPGe-детектора и осаждали теллур электролизом, образуя невидимое пятно диаметром 3 мм.

Рабочая область каждого детектора имела диаметр 40 мм и толщину 7 мм. Конфигурация рабочего объема двух детекторов обеспечивала поглощение γ -кванта с энергией 35 кэВ до уровня 10^{-14} . Поглощение кванта с энергией 109 кэВ составило 97%, что несколько увеличивало фон в районе 100 кэВ из-за обратного рассеяния γ -квантов на оправке детектора.

Перед нанесением ^{125m}Te германиевые детекторы по очереди устанавливали в отдельный криостат. С помощью источника ^{210}Bi был определен верхний предел для потери энергии электронов в золотом покрытии (30 мкг/см²) и в нечувствительном слое детектора. Для нормально падающего электрона с энергией 481.7 кэВ эти потери не превышали 0.2 кэВ, что свидетельствовало о способности детектора регистрировать рентгеновские кванты L-серии теллура со средней энергией 4 кэВ, с 95% эффективностью. Если принять, что для используемой конфигурации коэффициент обратной диффузии электронов от поверхности детектора составляет 0.3, то можно ожидать, что потеря электронов с энергией 30 кэВ за счет многократных отражений составит не более, чем 10^{-5} . Конверсионные электроны с энергией 4 кэВ, равно, как и L-электроны Оже, поглощаются в мертвом слое детектора и не дают вклада в суммарную выделившуюся энергию.

После нанесения теллура на один из детекторов, он был установлен на бериллиевое окно спектрометра с Si(Li)-детектором. С разрешением 160 эВ был измерен спектр рентгеновского излучения при распаде ^{125m}Te и определена вероятность испускания L-электронов Оже (0.91). Эта величина имеет принципиальное значение, поскольку в предлагаемой методике существует возможность отличить случай излучения аксиона от случая поглощения фотона или электрона в нечувствительном слое детектора. Вероятность поглощения в нем рентгеновского кванта с энергией 27 кэВ (или электрона с энергией 30 кэВ) больше, чем кванта с энергией 35 кэВ (или электрона с энергией 34 кэВ). В то же время сопровождающие такие переходы рентгеновские кванты L-линий имеют близкую к 100% эффективность регистрации, что приведет к появлению дополнительной интенсивности в линии, смещенной на 4 кэВ в сторону больших энергий. Согласно схеме распада (рис.1), при излучении аксиона в M1-переходе в суммарном спектре должны наблюдаться два пика с энергиями 104.5 и 108.3 кэВ с отношением интенсивностей 2.9. В случае, если недостача энергии будет связана с поглощением частиц в нечувствительном слое детектора, отношение интенсивностей указанных пиков уменьшится до 2.2. Такое различие может явиться критерием при наблюдении положительного результата.

После проведения указанных измерений HPGe-детекторы соединяли вплотную, устанавливали в криостат и охлаждали до температуры жидкого азота. Детекторы имели индивидуальное напряжение смещения (1200 и 900 В), подаваемое на n^+ -контакт; их общий p -контакт находился под нулевым потенциалом. Оба детектора имели аналогичные спектрометрические каналы: предусилитель с резистивной обратной связью и неохлаждаемым полевым транзистором, усилитель с постоянной времени формирования 2 мкс и 12-разрядный АЦП с градуировкой 60 эВ/канал. Разрешение, измеренное по 122 кэВ γ -линии ^{57}Co , составило 1.7 кэВ. Оба канала подавались на сумматор, с выхода которого сигнал поступал на отдельный АЦП. В памяти компьютера накапливался суммарный энергетический спектр с обоих детекторов, полные спектры с каждого детектора, а также четыре спектра, соответствующие совпадениям и антисовпадениям между детекторами. Производилось накопление и двумерного энергетического спектра с целью поиска оптимального соотношения фон/эффект.

Полученные результаты. За 62ч измерений было зарегистрировано $1.4 \cdot 10^8$ распадов ^{125m}Te . На рис.2 показан типичный спектр с одного из детекторов для одной серии измерений. В спектре присутствуют 29 пиков, соответствующих разным модам распада ^{125m}Te и сателлитам, связанным с вылетом из детектора рентгеновского излучения германия. Цифрами 1 и 2 отмечены два основных пика с интенсивностями около $1.5 \cdot 10^5$ кэВ $^{-1}$, с энергиями 27.4 ($K_{\alpha 1, \alpha 2}$) и 104.5 кэВ ($e104, e77 + K_{\alpha}$). Монохроматической линии электронов с энергией 77 кэВ соответствует пик 3. Разрешение HPGe-детектора, измеренное по этой линии, составило 1.8 кэВ. Смещение положения пика, определенное по рентгеновским линиям теллура и германия, составляет 320 эВ. Это означает, что средние потери энергии при прохождении нечувствительного слоя детектора для электронов с энергией 30 кэВ составляли около 700 эВ. Линии 4, 5, 6 смещены на 4 кэВ влево от пика полного поглощения (144.8 кэВ) – это результат потери рентгеновского кванта или конверсионного электрона, или оже-электронов.

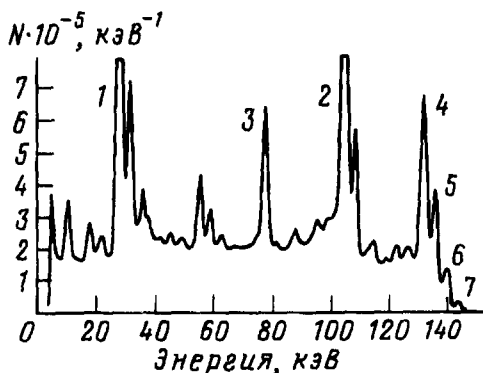


Рис.2. Спектр излучения при распаде ^{125m}Te , измеренный одним из детекторов. Максимум пиков 1 и 2 равен $1.5 \cdot 10^6 \text{ кэВ}^{-1}$

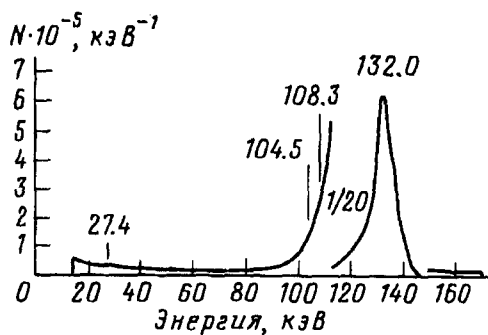


Рис.3. Спектр полной зарегистрированной энергии. Интенсивность основного пика уменьшена в 20 раз. Стрелками указаны положения ожидаемых "аксионных" линий

Суммарный спектр с двух детекторов показан на рис.3. Пик полной зарегистрированной энергии, как и ожидалось, имеет максимум при энергии 132 кэВ, а не при 144.8 кэВ. Недостача энергии связана с потерей одного или двух L-электронов Оже, или конверсионного электрона с энергией 4 кэВ. Поскольку разрешение для суммарного спектра в полтора раза хуже, правый край пика имеет профилированную форму, соответствующую неразрешенным пикам с энергией 136, 140 и 144 кэВ. Уровень фона в районе 104 кэВ составил $1.4 \cdot 10^5 \text{ кэВ}^{-1}$ и определялся хвостами электронных линий, связанными с многократными отражениями электронов от поверхности детекторов.

Для нахождения интенсивностей линий с энергиями 104.5 кэВ и 108.3 кэВ использовался метод максимального правдоподобия. Функция правдоподобия находилась из предположения, что число отсчетов в каждом канале имеет нормальное распределение и является суммой экспоненциальной функции, выбранной для описания фона, и ответной функции для электронов, определенной из суммарного спектра. Ответная функция была представлена в виде гауссовского пика с дисперсией, определяемой разрешением составного детектора, и экспоненциального хвоста, площадь которого составляла 40%.

Полученное значение для отношения интенсивности излучения аксиона к полной интенсивности составило $I_a/I_\gamma = (6 \pm 4) \cdot 10^{-6}$, что соответствует ограничению $I_a/I_\gamma \leq 1.3 \cdot 10^{-5}$ для 90% уровня достоверности.

Сравним полученный результат с теоретическими оценками. Остаточное нейтрон-протонное взаимодействие в ядрах с двумя частицами одного сорта сверх магического остова и наполовину заполненной оболочкой частиц другого сорта приводит к тому, что в спектре таких ядер, наряду с одночастичными состояниями сферического ядра, появляются низколежащие "внедренные" состояния, отвечающие деформированному среднему полю. По данным ядерных реакций срыва и подхвата нижайшие уровни $1/2^+$, $3/2^+$, $11/2^-$ в ^{125}Te являются в большой степени одночастичными [11]. Их энергетика может быть объяснена наличием отрицательной деформации, $\epsilon \approx -0.1$.

В рассматриваемой области энергий для определения вероятностей ядерных электромагнитных, ω_γ , и аксионных, ω_a , переходов можно использовать стан-

дартную технику длинноволнового приближения для точечных нуклонов. В одночастичном приближении, когда ядерный переход определяется изменением состояния одного нуклона, и этим нуклоном является нейтрон ($\mu_1(n) = 0$), оператор аксионного перехода может быть связан с оператором магнитного перехода той же мультипольности:

$$\hat{T}(AL) = 2 \frac{g_a^0 - g_a^1}{e\mu_s(n)} \hat{T}(ML), \quad (1)$$

где g_a^0, g_a^1 – изоскалярный и изовекторный параметры взаимодействия аксиона с нуклоном, $\mu_s(n) = -3.827$ – спиновое гиромагнитное отношение нейтрона. Учитывая соотношение (1) и возможность примеси E2-перехода, получаем для отношения вероятностей аксионного и магнитного переходов:

$$\frac{\omega_a}{\omega_\gamma} = \frac{2(g_a^0 - g_a^1)^2 E_a^3}{(1 + \delta^2) e^2 \mu_s^2(n) E_\gamma^3}, \quad (2)$$

где $E_a^2 = E_\gamma^2 - m_a^2$. Для констант связи аксиона с нуклоном используем значения, полученные в работах [12-14]: $g_a^0 = -1.77 \cdot 10^{-5} (m_a/1 \text{ кэВ})(1+2.94S)$, $g_a^1 = -2.75 \cdot 10^{-5} (m_a/1 \text{ кэВ})$ и $S = 0.68$. Зависимость ω_a/ω_γ от m_a имеет колоколообразный вид, достигая максимального значения, равного $2.8 \cdot 10^{-6}$ при $m_a = 22 \text{ кэВ}$. Таким образом, полученная нами теоретическая оценка в 4.6 раза меньше полученной нами экспериментальной оценки, что не позволяет установить ограничение на массу аксиона в интервале 0–35 кэВ.

Чувствительность методики "исчезнувшего" γ -кванта может быть повышена. В первую очередь, следует уменьшить фон в районе 104 кэВ, который определяется хвостами электронных линий, возникающих при многократных отражениях электронов от поверхности детекторов. Для этого следует уменьшить толщину нечувствительного слоя детектора, а также толщину и атомный номер проводящего покрытия. Вклад в фон естественной радиоактивности почти на порядок меньше, но он тоже может быть снижен при создании пассивной защиты. Дополнительные возможности открывает увеличение времени измерений и улучшение разрешения за счет использования охлаждаемых головных каскадов предусилителей. Все эти меры, по-видимому, позволяют достичь чувствительности к массе аксиона на уровне 1 кэВ.

-
1. А.Р.Житницкий, ЯФ 31, 497 (1980).
 2. M.Dine, F.Fishler, and M.Sredniki, Phys. Lett. B104, 199 (1981).
 3. M.B.Wise, H.Georgi, and S.Glashow, Phys. Rev. Lett. 47, 402 (1981).
 4. J.E.Kim, Phys. Rev. Lett. 43, 103 (1979).
 5. M.A.Shifman, A.I.Vainstein, and V.I.Zakharov, Nucl. Phys. B166, 493 (1980).
 6. M.S.Turner, Phys. Rep. 197, 67 (1990).
 7. G.G.Ruffelt, Phys. Rep. 198, 1 (1990).
 8. R.M.Barnett, Y.Inoue, T.Asanuma, and M.Imamura, Phys. Rev. D54, 238 (1996).
 9. M.Miniwa, Y.Inoue, T.Asanuma, and M.Imamura Phys. Rev. Lett. 71, 4120 (1993).
 10. C.M.Lederer and V.S.Shirley, Table of Isotopes, 7. N.Y.: Wiley, 1978.
 11. J.Katakura et al., NDS 70, 217 (1993).
 12. D.B.Kaplan, Nucl. Phys. B260, 215 (1985).
 13. M.Srednicki, Nucl. Phys. B260, 689 (1985).
 14. W.C.Haxton and K.Y.Lee, Phys. Rev. Lett. 66, 2557 (1991).