

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРЕДЕЛЫ ВЕРОЯТНОСТИ ДВОЙНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЗАХВАТА В ^{196}Hg

Ю. Г. Здесенко, В. Н. Куц

В эксперименте продолжительностью 1478 ч установлено, что период полураспада ^{196}Hg по каналу безнейтринного двойного электронного захвата с доверительной вероятностью 68% превышает $1,3 \cdot 10^{17}$ лет. Опыт выполнен в подземной лаборатории с помощью низкофонового полупроводникового спектрометра.

Безнейтринный двойной электронный захват ($0\nu 2e$ -захват) относится к числу 2β -процессов, нарушающих закон сохранения лептонного заряда и происходящих с участием майорановских нейтрино при наличии у этих частиц массы или/и в случае существования примеси правых лептонных токов $^{1-3}$. Эти обстоятельства вызывают сейчас усиленный интерес к исследованиям $0\nu 2e$ -захвата $^{1-6}$.

Теория $2e$ -захвата развита в $^{1-3}$, где он рассматривается как двухступенчатый процесс. На первом этапе происходит обмен нейтрино, что осуществляется за счет несохраняющего лептонный заряд слабого взаимодействия и приводит к смешиванию исходного и возбужденного дочернего атомных состояний. На втором этапе атом разряжается путем эмиссии X -лучей или/и электронов, а ядро — путем испускания γ -кванта внутреннего тормозного излучения, уносящего всю энергию возбуждения или разницу между ней и энергией возбужденного уровня конечного ядра. Регистрация таких γ -квантов является характерным признаком именно безнейтринного процесса, тогда как γ -переходы между уровнями дочернего ядра могут быть связаны не только с 0ν -, но и с 2ν -каналами захвата. Расчеты $T_{1/2}$ выполнены только для ^{58}Ni , ^{92}Mo , ^{96}Ru 2 , ^{112}Sn 3 и дают относительно 2ν -канала распада значения $10^{24} - 10^{25}$ лет $^2, 3$, а для 0ν -канала — $10^{30} - 10^{36}$ лет 2 и $10^{22} - 10^{26}$ лет 3 .

Одним из объектов для поиска $2e$ -захвата является ядро ^{196}Hg , переходящее при этом в ^{196}Pt (рис. 1). Распространенность $^{196}\text{Hg} - 0,15\%$ 7 , а разность масс атомов ^{196}Hg и $^{196}\text{Pt} - 820 \pm 3$ кэВ 8 . Энергия возбуждения, доступная в $0\nu 2K$ -захвате ^{196}Hg ($663,2 \pm 3$ кэВ) может быть унесена одним γ -квантом, или двумя γ -квантами с энергиями 307,5 и 355,7 кэВ.

Настоящий эксперимент выполнен с помощью низкофонового полупроводникового спектрометра 9 и заключался в измерении фона Ge(Li)-детектора, окруженного экраном из ртути массой 320 кг ($^{196}\text{Hg} - 480$ г). Установка была размещена в подземной лаборатории, оборудованной в соляной шахте на глубине 430 м от земной поверхности 10 . Применен Ge(Li)-детектор объемом 35 см^3 и с разрешением 3,8 кэВ по линии 1332 кэВ. Криостат детектора изготовлен из титана и меди особой чистоты. Для защиты от фона детектор окружен слоями ртути (8 см), свинца (10 см) и полиэтилена (16 см). В итоге фон детектора уменьшен до экстремально низкого уровня. Так, интенсивность γ -пика ^{208}Tl (2615 кэВ) составляет $(8 \pm 4) \cdot 10^{-3}$ имп/ч, а средняя скорость счета в интервале 2020 — 2060 кэВ — $(1,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ имп/ч · кэВ 11 .

Опыт выполнен с декабря 1984 г. по июль 1985 г. Методика измерений и обработки данных подробно описаны в работах $^9, 11$.

Исследуемый участок суммарного фонового спектра детектора, зарегистрированный за 1478 ч., приведен на рис. 2 в энергетической шкале 1 кэВ/канал. Присутствующие в нем γ -линии принадлежат, в основном, дочерним радионуклидам естественных радиоактивных рядов ^{232}Th и ^{238}U . Средний уровень фона на участках, в которых ожидается появление пиков от $2K$ -захвата в ^{196}Hg составляет $(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$, $(1,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ и $(4,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ имп/ч·кэВ для энергий 310, 360 и 660 кэВ, соответственно.

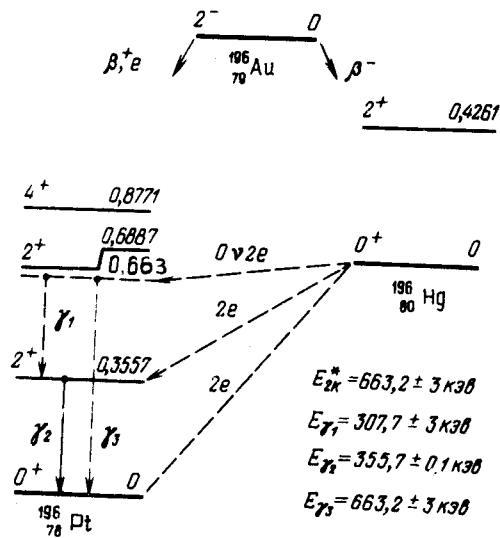


Рис. 1. Схема уровней триплета $^{196}\text{Hg} - ^{196}\text{Au} - ^{196}\text{Pt}$

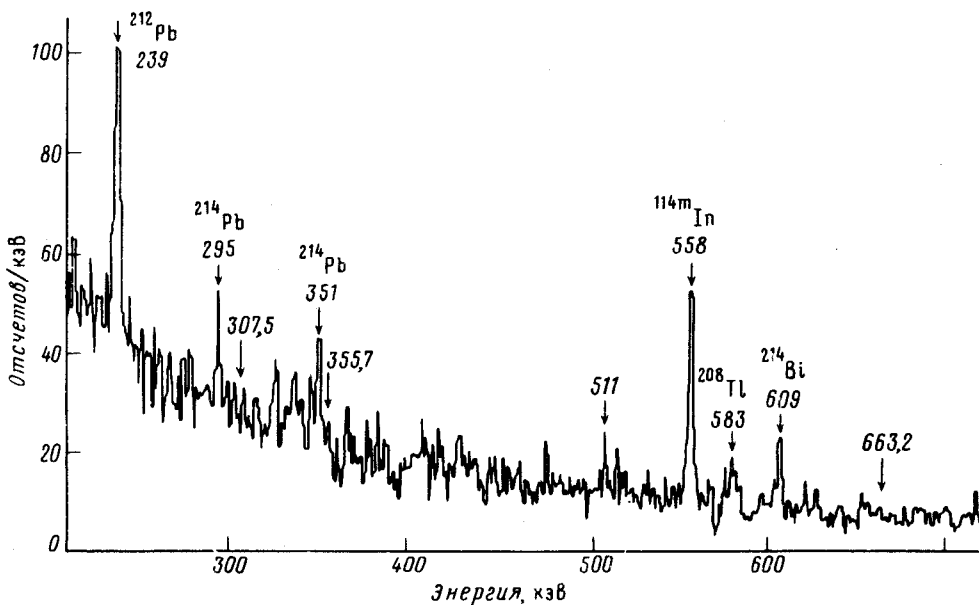


Рис. 2. Фоновый спектр Ge(Li)-детектора, измеренный в подземном эксперименте за 1478 ч

В связи с отсутствием эффекта на основе опыта могут быть установлены ограничения на вероятности $2e$ -захвата ^{196}Hg . Для этого должны быть известны предельная при данном уровне фона интенсивность искоемых γ -пиков и абсолютная эффективность регистрации γ -лучей, излучаемых атомами ^{196}Hg , которые равномерно распределены в ртутном экране, окружающем детектор. Расчет эффективности выполнен по программе 12 , учитывающей геометрию измерений, поглощение γ -излучения и собственную эффективность регистрации детектора.

Методика вычислений была проверена в измерениях с точечными и объемными источниками ^{137}Cs и ^{40}K . Расхождения между расчетом и экспериментом не превышали 10%. Вычисленные значения абсолютной эффективности регистрации γ -квантов 2К-захвата ^{196}Hg возрастают от величины $6,5 \cdot 10^{-6}$ (300 кэВ) до $1,2 \cdot 10^{-5}$ (600 кэВ).

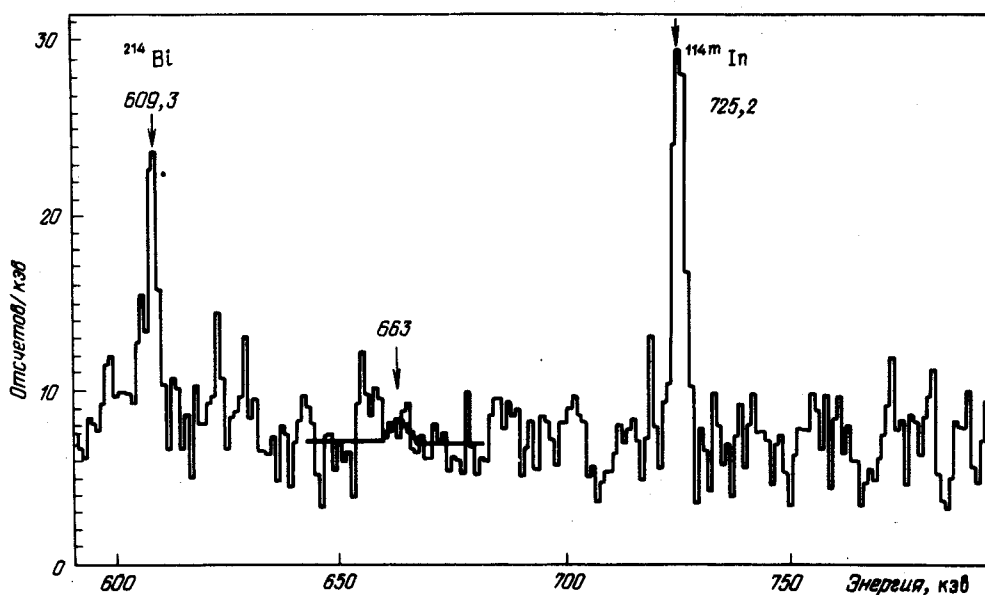


Рис. 3. Фрагмент фонового спектра и аппроксимирующая функция для интервала 643 – 683 кэВ

При оценке предельной интенсивности возможно присутствующих в фоновом спектре γ -пиков 2К-захвата ^{196}Hg , экспериментальные данные в окрестностях ожидаемых γ -линий (± 20 кэВ) аппроксимировались по методу наименьших квадратов в виде суммы двух функций, представляющих фон (линейная зависимость) и эффект (гауссиан с заданными полушириной и положением центра тяжести). На рис. 3 представлены фрагмент фонового спектра и аппроксимирующая функция для интервала 643 – 683 кэВ. Полученные в процессе подгонки значения площади гауссиана и ее погрешности использовались для оценки с заданной доверительной вероятностью предела $T_{1/2}$ ^{196}Hg , для чего учитывались время измерений, число ядер ^{196}Hg ($1,41 \cdot 10^{24}$) и эффективность регистрации. Процедура подгонки повторялась при перемещении центра тяжести гауссиана в пределах ± 4 кэВ и с шагом 0,5 кэВ. Поскольку при этом оценки $T_{1/2}$ изменялись незначительно ($\pm 15\%$), в качестве окончательных приняты усредненные значения пределов $T_{1/2}$, которые при доверительной вероятности 68% равны:

$$T_{1/2} \geq \begin{cases} 1,5 \cdot 10^{17} \text{ лет} - 2e\text{-захват на уровень } 355,7 \text{ кэВ} \\ 1,3 \cdot 10^{17} \text{ лет} - 0\nu 2\text{К-захват } (E_{\gamma} = 307,5 \text{ кэВ}) \\ 2,5 \cdot 10^{17} \text{ лет} - 0\nu 2\text{К-захват } (E_{\gamma} = 663,2 \text{ кэВ}) \end{cases}$$

Полученные ранее для ядер ^{58}Ni , ^{64}Zn , ^{92}Mo и ^{106}Cd экспериментальные данные ⁴⁻⁶ (см. таблицу), а также результаты настоящей работы показывают, что достигнутый уровень чувствительности опытов ($T_{1/2} \approx 10^{17} - 10^{19}$ лет) еще далек от теоретических оценок ($T_{1/2} \approx 10^{22} - 10^{36}$ лет). Отметим, однако, неоднозначность последних и отсутствие расчетов для ^{196}Hg , ^{106}Cd , ^{64}Zn , а также тот факт, что методики выполненных до сих пор экспериментов ориентированы на регистрацию одиночных квантов, тогда как полный сигнал от $0\nu 2e$ -захвата уникален по своим свойствам и заключается в одновременном излучении двух рентгеновских фотонов, а также γ -кванта с энергией отличной от энергий γ -переходов дочернего ядра.

Переход, $M(A, Z) - M(A, Z - 2)$, кэВ	Работа	Детектор	Энергия, γ -кванта, кэВ	Предел $T_{1/2}$, лет	
				ОрЗК-захват	($0\nu + 2\nu$) 2σ -захват
$^{58}\text{Ni} - ^{56}\text{Fe}$ $1927,2 \pm 0,7$	[6]	2NaI(Tl) $\varnothing 15 \cdot 10 \text{ см}^2$	1927	$2,1 \cdot 10^{19}$	—
	[5]	Ge(Li) 125 см^3	810,8 (2^+) 1674,7 (2^+)	—	$4 \cdot 10^{19}$ $4 \cdot 10^{19}$
$^{64}\text{Zn} - ^{64}\text{Ni}$ $1096,3 \pm 0,9$	[4]	Пропорциональный счетчик	7,48 (Х-излучение)	—	$8 \cdot 10^{17}$
$^{92}\text{Mo} - ^{92}\text{Zr}$ 1648 ± 4	[5]	Ge(Li) 125 см^3	934,5 (2^+) 1383 (0^+) 1495,6 (4^+)	—	$3 \cdot 10^{18}$ $4 \cdot 10^{18}$ $6 \cdot 10^{18}$
$^{106}\text{Cd} - ^{106}\text{Pd}$ 2778 ± 8	[6]	2NaI(Tl) $\varnothing 15 \cdot 10 \text{ см}^2$	2781	$1,5 \cdot 10^{17}$	—
$^{196}\text{Hg} - ^{196}\text{Pt}$ 820 ± 3	Настоящая работа	Ge(Li) 35 см^3	307,5 355,7 (2^+) 663,2	$1,3 \cdot 10^{17}$ $2,5 \cdot 10^{17}$	$1,5 \cdot 10^{17}$

Создание высокоэффективной установки для измерения всех характеристик такого сигнала может уже в обозримом будущем обеспечить повышение чувствительности экспериментов по поиску $Ov2e$ -захвата до уровня предсказаний теорий, которые также требуют дальнейших уточнений.

Авторы благодарны О.А.Бондаренко и В.И.Третьяку за помощь в выполнении расчетов на ЭВМ.

Литература

1. *Georgi H.M. et al.* Nucl. Phys., 1981, В 193, 297.
2. *Vergados J.D.* Nucl. Phys., 1983, В 218, 109.
3. *Bernabeu J. et al.* Nucl. Phys., 1983, В223, 15.
4. *Berthelot A. et al.* Compt. Rend., 1953, 236, 1769.
5. *Bellotti et al.* Lett. Al Nuovo Cim., 1982, 33, 273.
6. *Norman E.B. et al.* Phys. Lett., 1984, 148 В, 31.
7. *Holden N.E. et al.* Pure and Appl. Chem., 1983, 55, 1119.
8. *Wapstra A.H. et al.* Nucl. Phys., 1985, А 432, 1
9. *Здесенко Ю.Г. и др.* Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, 49, 862.
10. *Здесенко Ю.Г. и др.* Препринт КИЯИ – 85-28, 1985, Киев.
11. *Здесенко Ю.Г. и др.* Препринт КИЯИ – 85-31, 1985, Киев.
12. *Бондаренко О.А. и др.* Препринт КИЯИ – 85-27, 1985, Киев.

Поступила в редакцию
26 февраля 1986 г.

После переработки
9 апреля 1986 г.

Институт ядерных исследований
Академии наук Украинской ССР