

О СОХРАНЕНИИ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА В ДВОЙНОМ β -РАСПАДЕ ^{130}Te

Ю.Г.Здесенко

Установлено, что верхняя граница возможных значений параметра несохранения лептонного заряда не превышает величины $(2 \div 5) \cdot 10^{-4}$.

Этот результат получен на основе прямого эксперимента по изучению двойного β -распада ^{130}Te $T_{1/2} > 1,2 \cdot 10^{21}$ лет.

Известно, что изучение двойного β -распада служит источником ценной информации о фундаментальных свойствах нейтрино и слабого взаимодействия, о существовании резонансов в ядрах и является одним из наиболее чувствительных способов проверки закона сохранения лептонного заряда [1].

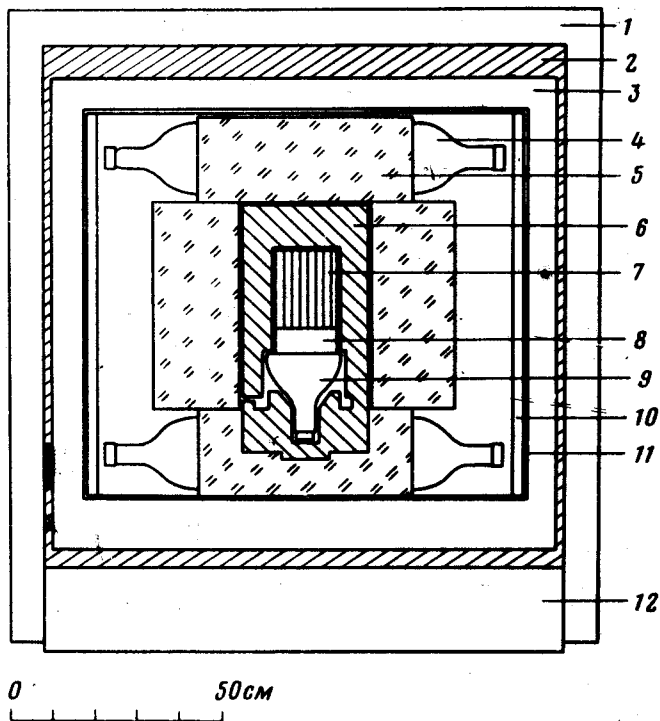


Рис.1. Схема установки: 1.— полиэтилен, 2 — свинец; 3 — сталь; 4.— ФЭУ "активной" защиты; 5 — сцинтилляторы "активной" защиты; 6 — ртуть; 7 — "сэндвич" из пластин сцинтиллятора и слоев ^{130}Te ; 8 — световод; 9 — ФЭУ основного детектора; 10 — нержавеющая сталь; 11.— герметичная камера; 12 — оргстекло

Недавно нашей группой завершен эксперимент по изучению 2β распада ^{130}Te [2]. Опыт был проведен с помощью описанной ранее [3] установки, схема которой показана на рис.1. Основной детектор ($\varnothing 145 \times 185$ мм) собран из 14 сцинтилляционных (на основе полистирола) пластин, толщиной 10 мм каждая. Масса ^{130}Te , расположенного равномерным слоем (160 мг/см^2) между пластинами, составила 342,82 г. Детектор соединен с фотоумножителем световодом из полиметилметакрилата ($\varnothing 145 \times 60$ мм).

Для эффективного подавления фона в установке применена комплексная система из внутренней ртутной защиты, "активной" сцинтилляционной защиты на антисовпадениях и многослойной наружной защиты (сталь, свинец, полиэтилен). Кроме того, для устранения влияния радиоактивности воздуха основной детектор и сцинтилляторы "активной" защиты заключены в герметичную камеру, продуваемую очищенным газом. Установка расположена на поверхности Земли.

На рис.2 представлены спектры, зарегистрированные в эксперименте продолжительностью 3300 час "живого" времени. Нижний — это спектр фона (1000 час), а верхний набран с ^{130}Te (2300 час).

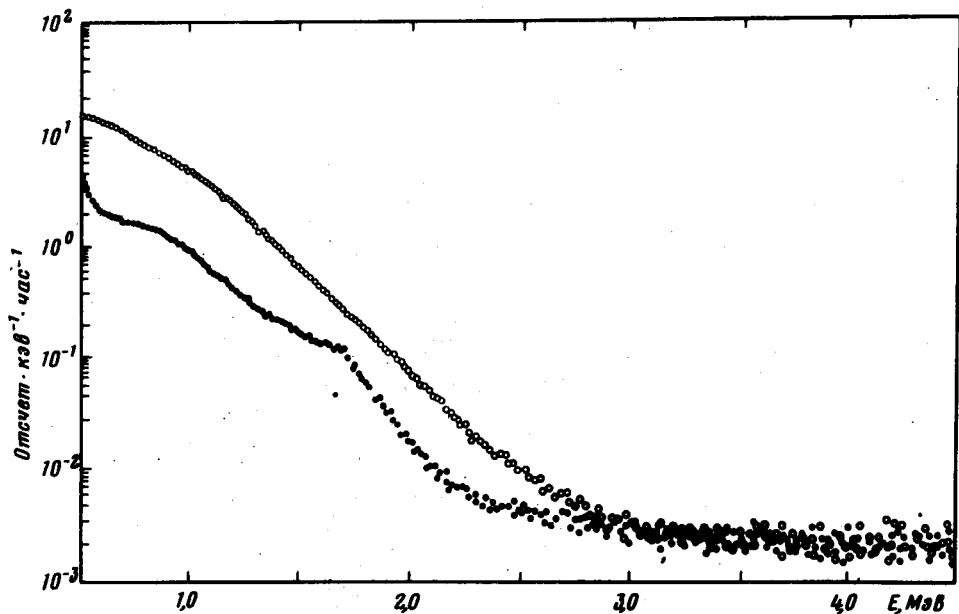


Рис.2. Фоновые спектры, полученные в опыте: верхний – набран с ^{130}Te , нижний – фон детектора.

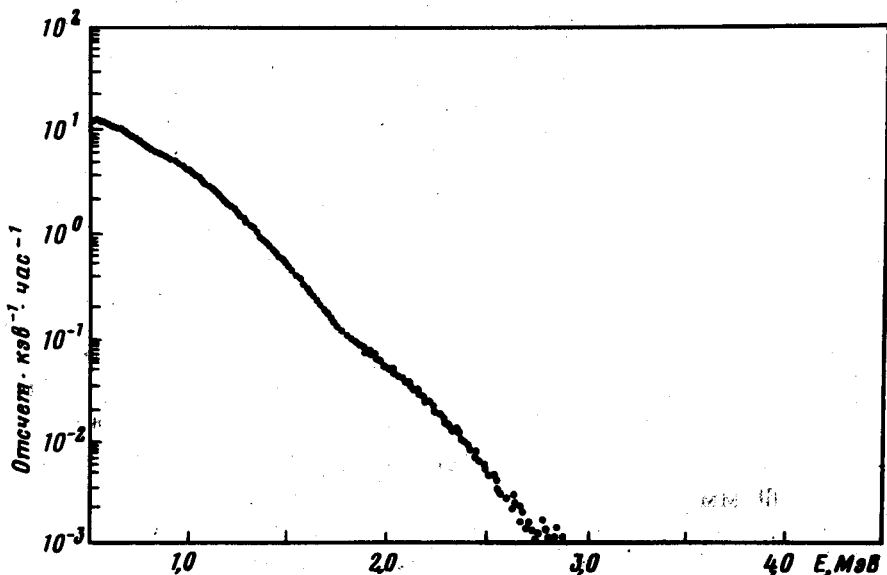


Рис.3: Избыток фона, связанного с ^{130}Te

Спектр, который приведен на рис.3 показывает избыток фона, связанной с образцом. Видно, что в области возможного безнейтринного 2β -распада ^{130}Te (1,8 – 3,0 МэВ), какие-либо пики отсутствуют. Превышение фона, по-видимому, обусловлено присутствием в образце следовых количеств урана, тория и продуктов их распада.

Средний уровень фона в интервале 2,1 – 2,76 МэВ имеет в соответствии с рис.3 величину $(8,9 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$ кэВ⁻¹ · час⁻¹. Общая эффективность регистрации, рассчитанная с учетом самопоглощения в образце и энергетического разрешения детектора, составляет 49%. На основе этих данных и массы образца установлено, что нижний предел периода полураспада ¹³⁰Те по отношению к безнейтринному 2β-распаду равен $1,2 \cdot 10^{21}$ лет (при 68% доверительной вероятности). Это значение примерно в 10⁵ раз превышает предел периода полураспада, полученный для ¹³⁰Те в предыдущем прямом эксперименте [4] с помощью фотомульсий.

Определить насколько результат [2] ограничивает параметр несохранения лептонного заряда η можно на основе одной из предложенных в настоящее время теоретических моделей механизма двойного β-распада двухнуклонной или резонансной [5]. Рассмотрим вначале первую из них. С этой целью воспользуемся теоретическими формулами Розена и Примакова [5], выражающими зависимость периодов полураспада ($T_{1/2}^{0\nu}$ – безнейтринный канал, $T_{1/2}^{2\nu}$ – двухнейтринный канал) от ядерных матричных элементов перехода МЭ:

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{f_2}{\eta^2} \frac{1}{|MЭ|^2} \quad (1)$$

$$T_{1/2}^{2\nu} = \frac{f_4}{|MЭ|^2}, \quad (2)$$

где f_2, f_4 – эффективные величины фазовых объемов для конечных состояний с двумя и четырьмя лептонами. Значения этих величин, а также матричного элемента СЭ для двойного β-распада ¹³⁰Те вычислены в работе [6]:

$$f_2 = 3,16 \cdot 10^{13} \text{ лет}$$

$$f_4 = 6,64 \cdot 10^{20} \text{ лет}$$

$$|MЭ| = 0,496.$$

Подставив в выражение (1) экспериментальный нижний предел $T_{1/2}^{0\nu}$ [2] и теоретические значения f_2 и $|MЭ|$, получим, что

$$\eta < 3,2 \cdot 10^{-4}.$$

Поскольку расчеты ядерных матричных элементов связаны со значительными трудностями и на их результаты сильно влияют исходные теоретические предположения [1, 5, 6], можно вычислить параметр η способом, не зависящим в явном виде от значений МЭ. С этой целью,

вначале определим коэффициент ветвления R , равный отношению скорости безнейтринного 2β -распада к общей скорости 2β -распада

$$R = \lambda_{0\nu} / \lambda_{2\beta}.$$

Затем, считая, что $M\beta$ для 0ν - и 2ν -каналов распада примерно равны, из (1) и (2) получим:

$$T_{1/2}^{2\nu} / T_{1/2}^{0\nu} \approx \eta^2 f_4 / f_2. \quad (3)$$

Учитывая, что

$$T_{1/2}^{2\nu} / T_{1/2}^{0\nu} = R / (1 - R), \quad (4)$$

преобразуем (3) к следующему виду:

$$\eta^2 \leq \frac{R}{1-R} \frac{f_2}{f_4} \quad (5)$$

Примем, что общая скорость 2β -распада ^{130}Te соответствует значению, измеренному в последнем масс-спектрометрическом опыте [7]:

$$\lambda_{2\beta} = \ln 2 \cdot 10^{-21} \text{ год}^{-1}.$$

В таком случае $R_{\text{эксп}} \leq 0,83$ и из (5) следует:

$$\eta \leq 4,8 \cdot 10^{-4}.$$

Оценим теперь степень несохранения лептонов в рамках предположения о резонансном механизме 2β -распада. На его основе в работе [5] получено следующее выражение для $T_{1/2}^{0\nu}$:

$$T_{1/2}^{0\nu} \approx \frac{10^{17,5}}{\eta^2 g(E_0)} \cdot \left[\frac{1 - \exp(-2\pi\alpha Z)}{2\pi\alpha Z} \right]^2 \frac{1}{P(\Delta) |\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2} \quad (6)$$

где $g(E_0) = E_0^2 (E_0^5 + 14E_0^4 + 81E_0^3 + 221E_0^2 + 228E_0 + 140)$, E_0 — энергия (в единицах электронных масс), реализуемая в 2β -распаде, $P(\Delta)$ — вероятность нахождения резонанса Δ (1232) в ядре, а $\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle$ — фактор перекрытия волновых функций начального и конечного состояний ядра. Если считать, как это сделано в [1, 5], что величины $P(\Delta)$ и $|\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2$ имеют значения 10^{-2} и 10^{-1} соответственно, то с учетом экспериментального результата [2] из (6) следует

$$\eta \leq 2,3 \cdot 10^{-4}.$$

Поскольку оценка величин $P(\Delta)$ и $\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle$ сделана довольно произвольно, вычислим η по отношению $R_{\text{эксп}}$. Пиччиотто теоретически рассчитал $T_{1/2}^{2\nu}$ для резонансного механизма [8]:

$$T_{1/2}^{2\nu} = \frac{5 \cdot 10^{19}}{f(E_0)} \left[\frac{1 - \exp(-2\pi a Z)}{2\pi a Z} \right]^2 \frac{1}{P(\Delta) |\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2}, \quad (7)$$

где $f(E_0) = 2E_0^7 (1 + E_0/2 + E_0^2/9 + E_0^3/90 + E_0^4/1980) / [8!(E_0 + 2)]$.
Из (6) и (7) получаем

$$T_{1/2}^{2\nu} / T_{1/2}^{0\nu} = 158 \eta^2 g(E_0) / f(E_0).$$

Откуда с учетом (4) и при $R_{\text{эксп}} \leq 0,83$ следует, что $\eta \leq 4,4 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, вне зависимости от принятой теоретической модели, экспериментальный результат [2] ограничивает параметр несохранения лептонного заряда уровнем $(2 \div 5) \cdot 10^{-4}$.

Институт геохимии
и физики минералов
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
22 апреля 1980 г.

Литература

- [1] D. Bryman, C. Picciotto. Rev. Mod. Phys., 50, 11, 1978.
- [2] Ю.Г.Здесенко, И.А.Мыцык, А.С.Николайко, В.Н.Куц. Доклад на XXX ВСЯССАЯ, Ленинград, 1980.
- [3] Ю.Г.Здесенко, А.С.Николайко, В.Н.Куц, И.А.Мыцык. ПТЭ, №5, 47, 1979.
- [4] J.H.Fremlin, M.C.Walters. Proc. Phys. Soc., A-65, 911, 1952.
- [5] H.Primakoff, S.P.Rosen. Phys. Rev., 184, 1925, 1969.
- [6] J.D.Vergados. Phys. Rev.C., 13, 865, 1976.
- [7] E.W.Hennesy, O.K.Manuel, D.D.Sabu. Phys. Rev.C., 11, 1378, 1975.
- [8] C.Picciotto. Canad. Journ. Phys., 56, 399, 1978.