

ПОИСК β -РАСПАДА ^{116}Cd С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯТОРА $^{116}\text{CdWO}_4$

Ф.А.Даневич, Ю.Г.Здесенко, А.С.Николайко, В.И.Третьяк

Сцинтиллятор $^{116}\text{CdWO}_4$ объемом $19,24 \text{ см}^3$ использован в подземном эксперименте (1916,8 ч) по поиску β -распада ^{116}Cd . С доверительной вероятностью 68% предел $T_{1/2}$ относительно безнейтринного канала распада превышает $1,3 \cdot 10^{21}$ лет.

Энерговыведение в β -переходе $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ составляет $2802 \pm 4 \text{ кэВ}^1$ (рис. 1). Для поиска этого процесса применен сцинтиллятор CdWO_4 ², который парциально обогащен ^{116}Cd до 87%. Образцы металлического ^{116}Cd получены в Госфонде стабильных изотопов (общая масса 618,8 г, среднее содержание ^{116}Cd 91,2%). После очистки методом вакуумной дистилляции ^{116}Cd переведен в форму окисла ^{116}CdO . Монокристалл вольфрамата кадмия массой 510 г. (длина 112 мм, максимальный \varnothing 35 мм) выращен в НПО "Монокристалл-реактив" на установке с индукционным нагревом (метод Чохральского) из состава, подготовленного путем спекания смеси окислов WO_3 и ^{116}CdO . Затем кристалл был расколот на пять образцов, лучший из которых (\varnothing 33,8 x 21,5 мм) использован в эксперименте. Число содержащихся в нем ядер ^{116}Cd равно $2,184 \cdot 10^{23}$.

Измерения выполнены в Солотвинской подземной лаборатории ИЯИ АН УССР³ на глубине 100 м в э.л. обеспечивающей подавление потока космических мюонов в 10^4 раз. Кроме того, детектор был окружен защитой из ртути (толщина 8-10 см), свинца (22 см), полиэтилена (32 см). Сцинтилляционный датчик состоял из фотоумножителя ФЭУ-93, светового из кварца \varnothing (40-50) x 50 мм и кристалла $^{116}\text{CdWO}_4$, смонтированных в корпусе из титана. Энергетическое разрешение датчика по γ -квантам с энергией 661,7 и 2614,5 кэВ равно 16 и 9%, соответственно. Фоновые спектры накапливались в многоканальном анализаторе импульсов, а затем передавались по кабелю в ЭВМ для записи на магнитных носите-

лях и последующей обработки. Энергетическая калибровка спектрометра проводилась раз в сутки с помощью вводимых внутрь защиты γ -источников ^{22}Na , ^{207}Bi , ^{232}Th .

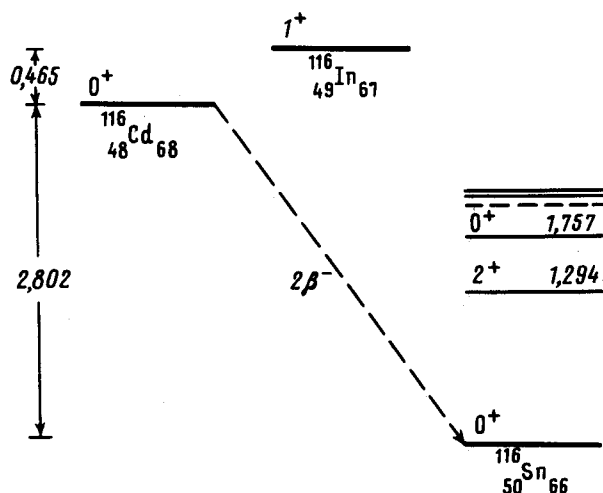


Рис. 1. Схема уровней ^{116}Cd - ^{116}In - ^{116}Sn .

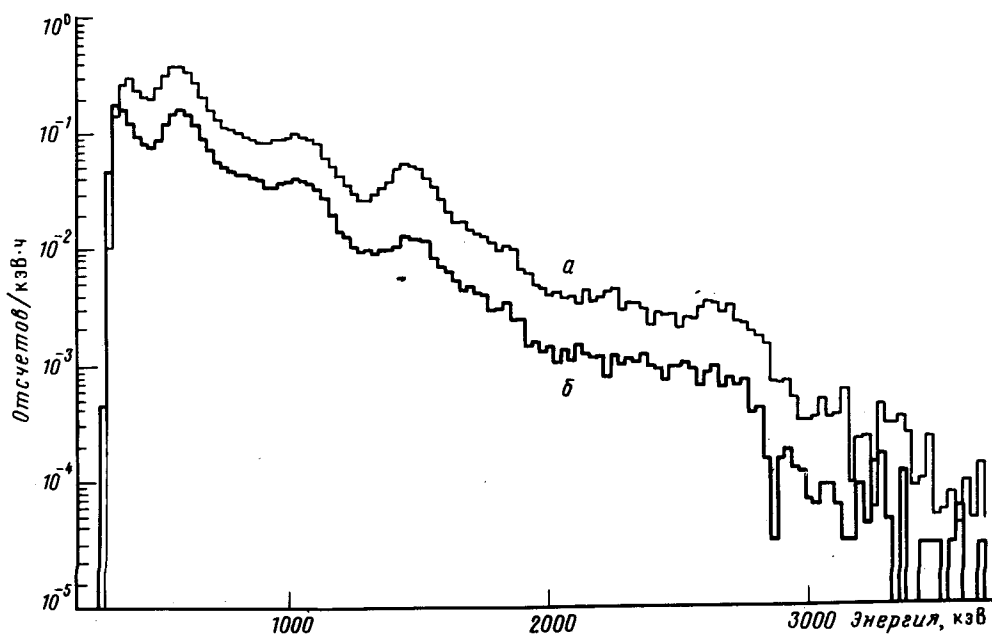


Рис. 2. Фоновые спектры, зарегистрированные в опыте (а – без световода за 342,9 ч; б – со световодом за 1016,8 ч)

Измеренные в опыте спектры приведены на рис. 2. Верхнее распределение зарегистрировано в защите датчиком без световода за 342,9 ч, а нижний спектр набран в течение 1016,8 ч со световодом из кварца. Снижение фона, достигнутое благодаря применению световода, показывает, что определяющий вклад в фон детектора вносит радиоактивная загрязненность фотоумножителя. Пики, присутствующие в спектрах, обусловлены в основном ^{40}K и радионуклидами уранового и ториевого семейств. На рис. 3 в линейном масштабе изображен фрагмент фонового спектра в интервале 2400–3200 кэВ. Поскольку явно выраженного пика с энергией, соответствующей $0\nu 2\beta$ -распаду ^{116}Cd (2802 кэВ), в спектре нет, результаты измерений использованы для оценки предельной вероятности искомого

эффекта. Функция отклика спектрометра к искомым событиям смоделирована по методу Монте-Карло, для чего применена программа ⁴, учитывающая разрешение детектора, энергетические и угловые распределения электронов при разных каналах и механизмах 2β -распада ^{116}Cd ^{5,6}, а также процессы взаимодействия электронов с веществом кристалла. Получено, что для $0\nu 2\beta$ -распада ^{116}Cd ($m_\nu \neq 0$; $\lambda = 0$) спектр детектора представляет собой гауссиан, центр тяжести которого соответствует энергии 2802 кэВ, а полуширина равна 250 кэВ. Краевые эффекты (вылет из кристалла одного или двух электронов) выводят из пика 5,5% событий. На рис. 3 для сравнения приведены два таких распределения, соответствующие периодам полураспада 10^{21} и $2 \cdot 10^{20}$ лет.

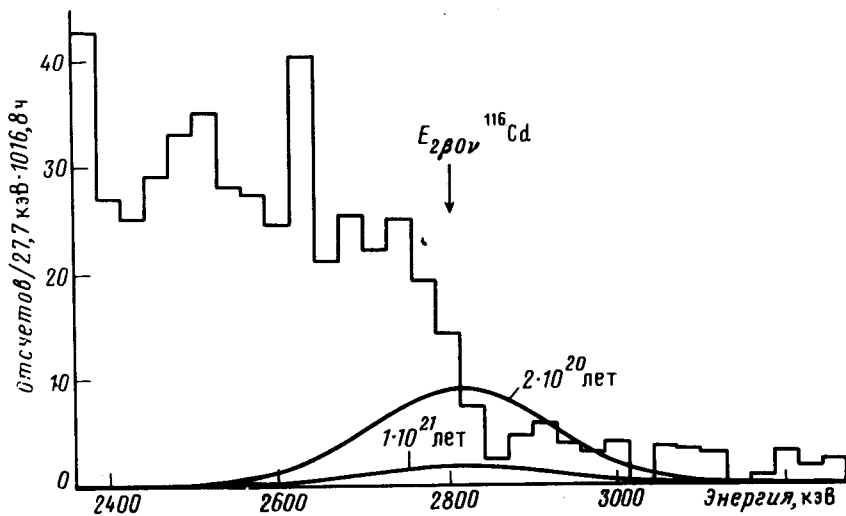


Рис. 3: Фрагмент фонового спектра за 1016,8 ч

Оценка предельного значения скорости $0\nu 2\beta$ -распада может быть выполнена разными способами, наиболее простой из которых состоит в приравнивании ее статистической точности определения средней интенсивности фона в исследуемом энергетическом диапазоне. Этот метод применим только в том случае, если распределение фона в выбранной области достоверно описывается какой-либо простой и гладкой функцией, а амплитуда фона в границах изучаемого интервала изменяется незначительно. В экспериментальном спектре такие требования выполняются на участке 2,8–3,2 МэВ, где фон имеет практически линейный характер. В диапазоне 2802–3053 кэВ заключено 49% площади ожидаемого распределения от $0\nu 2\beta$ -распада ^{116}Cd и зарегистрировано за время измерений 35 фоновых отсчетов. При полной эффективности 46,3% этот результат с доверительной вероятностью 68% соответствует пределу периода полураспада $1,35 \cdot 10^{21}$ лет.

Более сложные процедуры оценки основаны на аппроксимации экспериментального спектра набором функций, представляющих фон и эффект, что позволяет использовать для выделения последнего не только интегральные статистические характеристики, но и различие в форме энергетических распределений. В настоящей работе оценивание такого рода проведено по методу максимального правдоподобия, а также с помощью стандартной техники наименьших квадратов. Принято, что экспериментальный спектр в области 2440–3200 кэВ описывается суммой трех функций, одна из которых соответствует эффекту, а две другие — фону. В качестве последних выбраны полином первой степени и гауссиан с центром тяжести при энергии 2614,5 кэВ и полушириной 235 кэВ (γ -линия ^{208}Tl). На основе этих данных и предположения о пуассоновском характере процессов, вызывающих фон и эффект, построена функция правдоподобия, параметрами которой являются

коэффициенты линейной зависимости и площади двух пиков. Максимизация функции правдоподобия позволяет найти набор параметров, соответствующий максимальной вероятности наблюдения (в рамках принятой модели) измеренного спектра. Применение описанной процедуры в пределах участка $(2520 \pm 80) - 3200$ кэВ дает для площади пика $0\nu 2\beta$ -распада ^{116}Cd среднее значение $(-2,5 \pm 10)$ отсчетов. В этом случае предел периода полураспада превышает $6 \cdot 10^{21}$ лет (1σ). Однако известно, что оценки параметров, полученные по методу максимального правдоподобия могут быть смещенными ⁷. В связи с этим выполнена подгонка измеренного спектра набором перечисленных выше функций по методу наименьших квадратов, для которого несмещенность оценок гарантируется, а, кроме того, не требуется информация о законе распределения параметров. Средняя величина площади пика от ожидаемого эффекта, полученная в процессе аппроксимации, составляет (7 ± 12) отсчетов, откуда следует, что предел периода полураспада ^{116}Cd относительно $0\nu 2\beta$ -распада с доверительной вероятностью 68% равен $1,3 \cdot 10^{21}$ лет. Это значение в 10^4 раз превышает предыдущий результат ⁸.

Для сравнения эксперимента с теорией использованы данные работы ⁹, в которой вычислено произведение $T_{1,2}(^{116}\text{Cd})$ на квадрат массы нейтрино $- 1,7 \cdot 10^{23}$ лет \cdot эВ². Исходя из этой величины, предел $T_{1,2}$, установленный в настоящей работе, приводит к следующему ограничению на массу нейтрино: $\langle m_\nu \rangle \leq 12$ эВ.

Литература

1. *Wapstra A. et al. Nucl. Phys. A*, 1985, 432, 1.
2. *Даневич Ф.А. и др. Препринт КИЯИ-88-11*, 1988, Киев.
3. *Zdesenko Yu.G. et al. Proc. Int. Conf. Low Radioactivities '85, Bratislava*, 1985, VEDA, 1987, Bratislava, 15.
4. *Здесенко Ю.Г., Третяк В.И. Препринт КИЯИ-89-9*, Киев, 1989.
5. *Doi M. et al. Progr. Theor. Phys.*, 1981, 66, 1739.
6. *Doi M. et al. Progr. Theor. Phys.*, 1983, 69, 602.
7. *Худсон Д. Статистика для физиков*, М.: Мир, 1970.
8. *Winter R.G. Phys. Rev.*, 1955, 99, 88.
9. *Grotz K., Klapdor H.V. Il Nuovo Cimento C*, 1986, 9, 535.