

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 391

13-87-248

Ю.К.Акимов, А.М.Говоров, До Хоанг Кыонг,  
Г.П.Жуков, В.И.Лушиков, Л.К.Лыткин,  
С.И.Мерзляков, С.С.Паржицкий, В.Н.Шведов

СЦИНТИЛЯЦИОННО-КАМЕРНАЯ МЕТОДИКА  
ДЛЯ ПОИСКА  $2\beta$   $2\nu$  РАСПАДА

1987

**Введение.** Двойной бета-распад ( $2\beta$ ) является фундаментальным процессом<sup>1/</sup>, поиск которого проводится уже несколько десятилетий<sup>2,3/</sup>. Имеется связь между вопросами о конечной массе нейтрино и существовании безнейтринного  $2\beta^{0\nu}$ -распада. Безнейтринная мода распада представляет основной интерес. Однако и моду распада с испусканием двух нейтрино  $2\beta^{2\nu}$  пока еще никто не наблюдал. Поиск  $2\beta^{2\nu}$ -распада описан в работах<sup>4-6/</sup>. Последняя из них выполнялась в Баксанской обсерватории на сцинтилляционном спектрометре с источником типа  $^{150}\text{Nd}(\text{Nd}_2\text{O}_3$  с обогащением 92,5%). Вес  $^{150}\text{Nd}$  равнялся 50 г; пленочный источник толщиной  $\sim 50$  мг/см<sup>2</sup> заключался между сцинтилляционными счетчиками размером  $50 \times 25 \times 5$  см<sup>3</sup>, включенными на совпадения.

В настоящем сообщении показывается, что чувствительность сцинтилляционной спектрометрии к  $2\beta$ -распаду может быть повышена не менее чем на порядок, если применить времяпролетную технику и проволочные камеры.

**Толщина источника.** В отличие от работы<sup>6/</sup>, нами рассматривается применение источника значительно меньшей толщины — 7,5 мг/см<sup>2</sup> неодима. Это весьма существенно и просто необходимо, если речь пойдет о наблюдении эффекта, а не об установлении периода полураспада ( $T_{1/2}$ ). Ложные события могут возникать, если источник загрязнен нестабильными изотопами типа  $^{214}\text{Bi}$ , дающими  $e-\gamma$ -каскады с внутренней конверсией<sup>4,5/</sup>. Характерно, что дочерний продукт висмута-214 распадается с  $T_{1/2} = 160$  мкс, испуская  $\alpha$ -частицы, имеющие энергию 7,7 МэВ. Такие  $\alpha$ -частицы при рассматриваемой нами толщине источника могут быть зарегистрированы с эффективностью  $\sim 80\%$  и служат индикатором фона<sup>5/</sup>.

Тонкий источник позволяет сохранить корреляцию угла разлета электронов  $\theta$ . Угловая зависимость  $P(\theta)$  для  $2\beta^{2\nu}$ -распада приведена ниже на рис. 2<sup>4/</sup>. При толщине  $d = 50$  мг/см<sup>2</sup> многократное рассеяние электронов настолько велико (см. ниже), что угловая зависимость становится почти изотропной еще до выхода электронов из источника.

Естественно, что с увеличением  $d$  растет и поглощение электронов в источнике. Оно будет тем больше, чем больше порядковый номер  $Z$  вещества источника и меньше кинетическая энергия электронов  $T$ . В более ранних работах<sup>7-9/</sup> приводятся коэффициенты выхода электронов  $\mu$  из различных источников, а также вероятности регистрации совпадений  $K$  в сцинтилляционных спектрометрах, подобных описанному в публикации<sup>6/</sup>. Приведем данные по спектрометру ИАЭ<sup>9/</sup>, на котором проводили поиск  $2\beta^{0\nu}$ -распада в  $^{48}\text{Ca}$ , для которого наибо-

лее вероятная энергия электронов  $T_B = 2,1$  МэВ. Источник состоял из соединения  $\text{Ca F}_2$ , заключенного в тонкую алюминиевую фольгу. Толщина источника:  $\text{Ca} (Z = 20) - 50 \text{ мг/см}^2$ ,  $\text{F} (Z = 9)$  и  $\text{Al} (Z = 13) - 60 \text{ мг/см}^2$ . В работе <sup>9</sup> приведены значения  $\mu = 0,52$  и  $K = 0,43$  (результатирующая эффективность  $\eta = \mu K = 0,22$ ), согласующиеся с данными публикаций <sup>7,8</sup>. В более поздней работе <sup>4</sup> источник из  $\text{Ca F}_2$  взят в 5 раз тоньше и  $\mu$  не сильно отличалось от единицы. На этой же установке применяли источник из  $^{82}\text{Se} (T_B = 1,5 \text{ МэВ})$  толщиной  $60 \text{ мг/см}^2$  алюминиевого эквивалента и учитывали соответствующее поглощение электронов <sup>10</sup>.

В случае  $2\beta^{2\nu}$ -распада неодима-150 энергия электронов  $T = 0 \div 2$  МэВ с наиболее вероятным значением  $T_B = 0,6-0,7$  МэВ. Коэффициент  $\mu$  при  $50 \text{ мг/см}^2$  неодима ( $Z = 60$ ) должен быть меньше, чем в работе <sup>9</sup>. Дополнительные потери в счете возникают также из-за введения порога по суммарной энергии электронов ( $E_n = 1$  МэВ), наиболее вероятное значение которой  $E_B = 1,2-1,4$  МэВ. На основании данных работ <sup>7-10</sup> следует ожидать  $\eta < 0,2$  (в работе <sup>6</sup> значение  $\eta$  не приведено).

Описываемая ниже установка позволяет работать с источником на порядок большей площади и соответственно меньшей толщины.

Установка (см. рис. 1) состоит из источника (И), расположенного в центре, четырех плоскостей (х, у) проволочных камер (ПК) и двух плоскостей спектрометрических сцинтилляционных счетчиков (СС).

Отбираются только такие события, когда из источника, и только из одной какой-либо его точки, вылетают две частицы и их энергия измеряется счетчиками СС. Для отбора этих событий применена время-

пролетная методика. Пусть, например, наблюдается трек, перпендикулярный плоскости источника, и расстояние между сцинтилляторами равно  $l$ . Если этот трек вызван двумя разлетающимися в противоположные стороны электронами, возникшими в источнике (как в случае  $2\beta$ -распада), то световые вспышки в сцинтилляторах возникают одновременно, но в случае вылета фоновой частицы из сцинтиллятора световые вспышки разделены временем  $l/v$ , где  $v$  — скорость частицы. Если выбрать  $l = 60$  см, то при  $v = c$  частица пролетит этот путь за 2 нс.

Размеры проволочных плоскостей —  $1,1 \times 1,0$  м. Площадь источника —  $1,0 \text{ м}^2$ ;  $2/3$  этой площади, например, содержит обогащенный изотоп, а  $1/3$  — необогащенный. Каждая сцинтилляционная плоскость образуется пятью сцинтилляторами с раз-

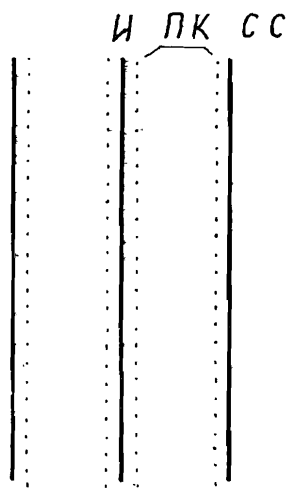


Рис. 1

мерами  $130 \text{ см} \times 20 \text{ см} \times 1 \text{ см}$ , к противоположным торцам которых подсоединены по 2 ФЭУ типа ХР-2020. Временное разрешение сцинтилляционных счетчиков  $2,35 \sigma \leq 1$  нс, ожидаемое энергетическое разрешение при измерении суммарной энергии  $E$  электронов  $\sim 20\%$ .

Основное требование к рабочему объему камеры — малое количество вещества, причем с малым  $Z$ , чтобы свести к минимуму потери энергии и рассеяние электронов, а также дополнительные источники фона. Газовой средой должен быть гелий с соответствующими добавками. Поскольку загрузка камер невелика, то может быть, в частности, использован гейгеровский режим <sup>11</sup>, позволяющий определять вторую координату по времени распространения разряда от места возникновения к концам сигнальной проволоки. Были исследованы камеры с добавкой к гелию 5% метана ( $\text{CH}_4$ ) и 1% бромистого этила ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$ ). В камере использована проволока из бериллиевой бронзы диаметром  $50 \text{ мкм}$  для анодов и  $40 \text{ мкм}$  для катодов. Расстояние между анодными (сигнальными) проволоками —  $5 \text{ мм}$ , между катодными —  $2 \text{ мм}$ . Промежуток между анодом и катодом равен  $16 \text{ мм}$ . Разрешение таких камер по обеим координатам составило  $\sigma_k \sim 3 \text{ мм}$ .

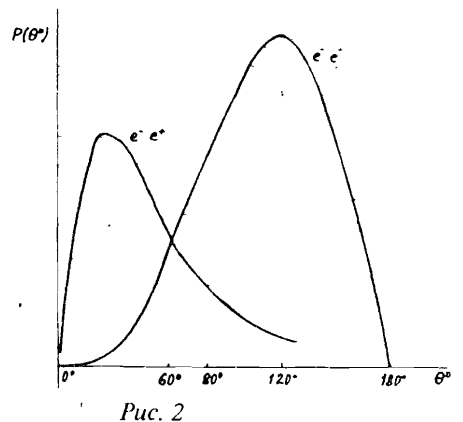
Усредненный вес всей проволоки одной камеры ( $Z = 29$ ) равен  $1,25 \text{ мг/см}^2$ . Вес газового слоя между источником и сцинтиллятором —  $7,5 \text{ мг/см}^2$ , из них только  $1 \text{ мг/см}^2$  приходится на элемент с большим  $Z = 35$  (Br). Такая установка позволяет выбрать толщину источника  $d \leq 10 \text{ мг/см}^2$ . Поскольку имеется координатная информация, то источник может быть составлен одновременно из обогащенного и необогащенного неодима, находящихся, например, в соотношении 2:1. Как показывает опыт изготовления в ЛНФ ОИЯИ тонких источников, можно получить достаточно равномерный слой вышеуказанной толщины в виде прямоугольников с размером сторон  $30 \div 35 \text{ см}$  на алюминизированном майларе ( $d_m = 6 \text{ мкм}$ ) площадью  $1 \times 1,1 \text{ м}^2$ . При  $50 \text{ г}$  неодима-150 и степени обогащения 92,5% толщина неодима составит  $7,5 \text{ мг/см}^2$ . Около  $2 \text{ мг/см}^2$  будет еще приходиться на более легкие элементы (кислород, углерод, водород).

**Фоновые процессы.** В условиях подземного эксперимента основным является фон от  $\gamma$ -квантов естественной радиоактивности, образующих электроны (позитроны) в результате комптоновского рассеяния, образования пар и фотопоглощения.

Эффект может имитироваться двухлучевыми событиями, возникающими при

- а) вылете электронов из сцинтиллятора и прохождении их через источник с последующим попаданием в другой сцинтиллятор;
- б) образовании пар в источнике;
- в) двойном комптоновском рассеянии  $\gamma$ -квантов в источнике;
- г) рассеянии электронов на электронах атомов вещества источника (меллеровское рассеяние).

**Угловые характеристики.** С учетом корреляции между углами разлета электронов  $\theta$  вероятность их испускания  $P(\theta)$  имеет вид, пред-



ставленный на рис. 2. На том же рисунке показана рассчитанная по формуле Борселино угловая зависимость для пар электронов и позитронов  $T = 0,7$  МэВ. Максимумы двух кривых находятся в разных полусферах ( $120^\circ$  и  $27^\circ$ ). В результате меллеровского рассеяния электронов с энергией 1-2 МэВ (выбранный нами диапазон энергий  $E$ ) углы разлета электронов составят  $\theta = 67^\circ \div 60^\circ$ . Угловые распределения будут в той или иной степени расширяться в результате многократного рассеяния электронов в источнике.

В одной из первых экспериментальных работ <sup>12/</sup> с электронами при  $T = 2,25$  МэВ угол многократного рассеяния составил  $\bar{\theta}_{1/e} \approx 10^\circ$  для  $27 \text{ мг/см}^2$  алюминия ( $Z = 13$ ),  $11 \text{ мг/см}^2$  серебра ( $Z = 47$ ) и  $9 \text{ мг/см}^2$  таллия ( $Z = 81$ ). Многократное рассеяние приблизительно линейно возрастает с уменьшением пробега электрона <sup>13/</sup>. Пользуясь данными работ <sup>12, 13/</sup>, для  $T = 0,6 \div 2,0$  МэВ при  $d = 8 \text{ мг/см}^2$  неодима получим  $\bar{\theta}_{1/e} = 30^\circ \div 8^\circ$ .

Стоит отметить, что экспериментальным данным <sup>12, 13/</sup> совершенно не соответствует приведенное в работе <sup>4/</sup> для  $T = 1$  МэВ и  $d = 27 \text{ мг/см}^2 \text{ СаF}_2$  значение  $\sigma^\circ = 1,64^\circ$  ( $\bar{\theta}_{1/e} \approx 1,5\sigma^\circ$ ). С другой стороны, в полном соответствии с <sup>14, 15/</sup> находится тот факт, что авторы <sup>4/</sup> для исключения фона электронов, вылетающих из сцинтиллятора, отбрасывали события с углом  $\theta > 155^\circ$ , то есть в действительности исходили из значительно больших углов рассеяния. При этом потери эффекта составляли 10%.

Такая же угловая дискриминация устанавливается и в нашем случае. Вводится также дискриминация снизу — на уровне  $\theta = 80^\circ$ , где сосредоточено  $3/4$  фона, возникающего в источнике (с учетом многократного рассеяния), и лишь  $\sim 20\%$  эффекта. Многократное рассеяние повышает количество электрон-позитронных пар при  $\theta > 80^\circ$  примерно в 1,5 раза и перебрасывает в эти углы четверть событий меллеровского рассеяния.

**Оценка эффекта.** При энергетическом пороге  $E_n = 1$  МэВ в интервале  $80^\circ < \theta < 155^\circ$  должно оставаться около половины всех событий  $2\beta^{2\nu}$ -распада. Средняя вероятность попадания двух электронов в сцинтилляторы при изотропном распределении — 20%. Некоторая аппаратурная неэффективность и небольшое поглощение в источнике приведут к соответствующему снижению эффективности, что может, однако, компенсироваться прибавлением в счете за счет угловых корреляций. Отсюда эффективность  $\eta \approx 0,1$ . При периоде полураспада  $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{20}$  лет,

массе  $M = 50$  г неодима-150 и  $\eta = 0,08$  имеем один отсчет за  $t_0 = \frac{365 \cdot T_{1/2}}{\ln 2 \cdot N_n \cdot \eta} = 6$  суток. Здесь  $N_n = 2 \cdot 10^{23}$  — число ядер.

**Оценка фона.** В работе <sup>4/</sup>, выполненной на стримерной камере и сцинтилляционных счетчиках ( $d_c = 2$  см) при пороге по суммарной энергии  $E_n = 1,5$  МэВ, число треков было в 3 раза меньше числа запусков — совпадений. В случае более толстых счетчиков, как в работе <sup>6/</sup> ( $d = 5$  см), доля трековых событий была бы еще меньше вследствие увеличения вероятности конвертирования вторичных  $\gamma$ -квантов в сцинтилляторах. В этой работе число совпадений при  $E_n = 1,0$  МэВ составило 17 в час. Из них "трековых" должно быть  $\sim (4-5)$  штук. В рассматриваемой нами установке вероятность попадания электрона из одного сцинтиллятора в другой в  $\sim 4$  раза меньше, чем в <sup>6/</sup>. Число фоновых отсчетов снижено также из-за вдвое большего порога —  $T_n = 0,5$  МэВ, поскольку фон сильно возрастает с уменьшением  $T$ .

С другой стороны, уровень фона в нашем случае будет во много раз выше за счет большей площади сцинтилляторов и более сложной конструкции установки. Если принять, что за счет этих факторов фон возрастает на два порядка, то с учетом вышесказанного можно за  $t_0 = 6$  суток ожидать  $\sim 10^4$  треков. После отбрасывания событий с  $\theta > 155^\circ$  уровень фона понизится примерно в 30 раз. До единичного отсчета фон может быть снижен при использовании времяпролетной методики, если разрешение не хуже 1 нс и форма кривой разрешения близка к гауссовской. Подтверждением тому являются результаты работы <sup>14/</sup>, также выполненной на протяженных сцинтилляторах при энерговыделениях  $0,3 \div 0,5$  МэВ.

В работе <sup>4/</sup> число одиночных электронов, вылетающих из источника  $\text{СаF}_2$  толщиной  $27 \text{ мг/см}^2$ , было в 53 раза меньше общего количества треков. Рассматриваемый нами источник из неодима в три раза тоньше и сечение комптоновского рассеяния ( $0,03 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ ) в нем на  $\sim 20\%$  ниже. В результате за  $t_0$  будет ожидаться  $\sim 50$  одиночных электронов, которые легко исключаются. Вторичные рассеяния комптоновских электронов в источнике дадут существенно меньший вклад, чем электрон-позитронные пары. Сечение образования пар в неодиме при  $E_\gamma = 2,5$  МэВ ( $E = 1,5$  МэВ) равно  $0,005 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$ . Вероятность одновременного попадания электрона и позитрона в сцинтилляторы ниже, чем попадание отдельного электрона. В области  $\theta > 80^\circ$  за  $t_0$  ожидается единичный отсчет от пары. Следует отметить, что информация в области  $\theta < 80^\circ$  также может быть использована для оценки фона при больших углах.

На основании приведенных выше оценок можно сделать заключение, что рассмотренная методика должна позволить провести наблюдение  $2\beta^{2\nu}$ -распада с периодом полураспада на уровне, превышающем  $10^{20}$  лет, то есть значительно выше теоретической оценки ( $8,9 \cdot 10^{18}$  лет — работа <sup>15/</sup>).

Авторы благодарят Д.М.Хазинса и И.В.Сизова за полезные обсуждения и содействие данной работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Щенкин М.Г. — УФН, 1984, т.143, с.513.
2. Здеценко Ю.Г. — ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.6, с.1369.
3. Вылов Ц. ОИЯИ, Р6-83-518, Дубна, 1983.
4. Bardin R.K. et al. — Nucl. Phys., 1970, v. A158, p.337.
5. Moe M.K. et al. "Neutrino-84", Proceeding, Dortmund, p.152.
6. Klimenko A.A., Pomansky A.A., Smolnikov A.A. "Neutrino-84", Proceeding, Dortmund, p.161.
7. McCarthy J.A. — Phys. Rev., 1955, v.97, p.1234.
8. Awschalom M. — Phys. Rev., 1956, v.101, p.1041.
9. Доброхотов Е.И., Лазаренко В.Р., Лукьянов С.Ю. — ЖЭТФ, 1959, т.36, с.76.
10. Cleveland B.T. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, v.35, p.752.
11. Акимов Ю.К. и др. ОИЯИ, Р13-87-205, Дубна, 1987.
12. Kulchitsky L.A., Latyshev G.D. Phys. Rev., 1942, v.62, p.254.
13. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.: Атомиздат, 1974.
14. Cernigoi C. et al. — Nucl. Instr. and Methods, 1975, v.131, p.495.
15. Nishiura H. Kyoto Univ. Preprint RIFP-453, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 апреля 1987 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Браτισлава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XП Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований