

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.Швецов

СЦИНТИЛЛЯЦИОННО-КАМЕРНАЯ МЕТОДИКА
ДЛЯ ПОИСКА 2β -РАСПАДА

1987

Введение. Двойной бета-распад (2β) является фундаментальным процессом^{/1/}, поиск которого проводится уже несколько десятилетий^{/2,3/}. 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^{/4-6/}. 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}Nd равнялся 50 г; пленочный источник толщиной ~ 50 мг/см² заключался между сцинтилляционными счетчиками размером 50 x 25 x 5 см³, включенными на совпадения.

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

Толщина источника. В отличие от работы^{/6/}, нами рассматривается применение источника значительно меньшей толщины — 7,5 мг/см² 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}Bi , дающими $e-\gamma$ -каскады с внутренней конверсией^{/4,5/}. Характерно, что дочерний продукт висмута-214 распадается с $T_{1/2} = 160$ мкс, испуская α -частицы, имеющие энергию 7,7 МэВ. Такие α -частицы при рассматриваемой нами толщине источника могут быть зарегистрированы с эффективностью $\sim 80\%$ и служат индикатором фона^{/5/}.

Тонкий источник позволяет сохранить корреляцию угла разлета электронов θ . Угловая зависимость $P(\theta)$ для $2\beta^{2\nu}$ -распада приведена ниже на рис. 2^{/4/}. При толщине $d = 50$ мг/см² 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^{/7-9/} приводятся коэффициенты выхода электронов μ из различных источников, а также вероятности регистрации совпадений K в сцинтилляционных спектрометрах, подобных описанному в публикации^{/6/}. Приведем данные по спектрометру ИАЭ^{/9/}, на котором проводили поиск $2\beta^{0\nu}$ -распада в ^{48}Ca , для которого наибо-

лее вероятная энергия электронов $T_B = 2,1$ МэВ. Источник состоял из соединения CaF_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 ⁹ приведены значения $\mu = 0,52$ и $K = 0,43$ (результатирующая эффективность $\eta = \mu K = 0,22$), согласующиеся с данными публикаций ^{7,8}. В более поздней работе ⁴ источник из CaF_2 взят в 5 раз тоньше и μ не сильно отличалось от единицы. На этой же установке применяли источник из $^{82}\text{Se} (T_B = 1,5 \text{ МэВ})$ толщиной 60 мг/см^2 алюминиевого эквивалента и учитывали соответствующее поглощение электронов ¹⁰.

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 μ при 50 мг/см^2 неодима ($Z = 60$) должен быть меньше, чем в работе ⁹. 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 ⁷⁻¹⁰ следует ожидать $\eta < 0,2$ (в работе ⁶ значение η 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 (x, y) 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 2β -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 $l = 60 \text{ см}$, то при $v = c$ частица пролетит этот путь за 2 нс.

Размеры проволочных плоскостей — $1,1 \times 1,0 \text{ м}$. 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-

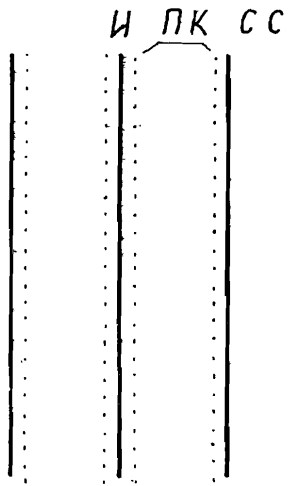


Рис. 1

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 $2,35 \sigma \leq 1 \text{ нс}$, 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 ¹¹, позволяющий определять вторую координату по времени распространения разряда от места возникновения к концам сигнальной проволоки. Были исследованы камеры с добавкой к гелию 5% метана (CH_4) и 1% бромистого этила ($\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$). В камере использована проволока из бериллиевой бронзы диаметром 50 мкм для анодов и 40 мкм для катодов. Расстояние между анодными (сигнальными) проволоками — 5 мм , между катодными — 2 мм . Промежуток между анодом и катодом равен 16 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 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 г неодима-150 и степени обогащения 92,5% толщина неодима составит $7,5 \text{ мг/см}^2$. Около 2 мг/см^2 будет еще приходиться на более легкие элементы (кислород, углерод, водород).

Фоновые процессы. В условиях подземного эксперимента основным является фон от γ -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 γ -квантов в источнике;
- г) рассеянии электронов на электронах атомов вещества источника (меллеровское рассеяние).

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

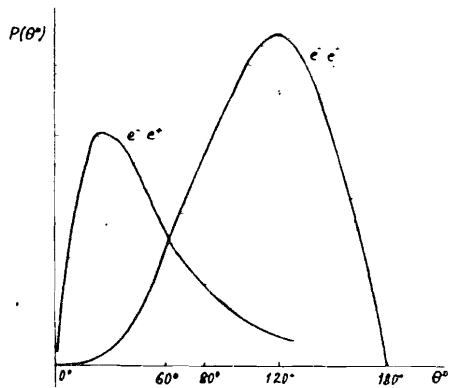


Рис. 2

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

Стоит отметить, что экспериментальным данным ^{12, 13/} совершенно не соответствует приведенное в работе ^{4/} для $T = 1$ МэВ и $d = 27 \text{ мг/см}^2 \text{ СаF}_2$ значение $\sigma^\circ = 1,64^\circ$ ($\theta_{1/e} \approx 1,5 \sigma^\circ$). С другой стороны, в полном соответствии с ^{14, 15/} находится тот факт, что авторы ^{4/} 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 $E_p = 1$ 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 аппаратная неэффективность и небольшое поглощение в источнике приведут к соответствующему снижению эффективности, что может, однако, компенсироваться прибавлением в счете за счет угловых корреляций. Отсюда эффективность $\eta = 0,1$. 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 $t_0 = \frac{365 \cdot T_{1/2}}{\ln 2 \cdot N_A \cdot \eta} = 6$ суток. Здесь $N_A = 2 \cdot 10^{23}$ — число ядер.

Оценка фона. В работе ^{4/}, выполненной на стримерной камере и сцинтилляционных счетчиках ($d_c = 2$ см) при пороге по суммарной энергии $E_p = 1,5$ МэВ, число треков было в 3 раза меньше числа запусков — совпадений. В случае более толстых счетчиков, как в работе ^{6/} ($d = 5$ см), доля трековых событий была бы еще меньше вследствие увеличения вероятности конвертирования вторичных γ -квантов в сцинтилляторах. В этой работе число совпадений при $E_p = 1,0$ 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 ~ 4 раза меньше, чем в ^{6/}. Число фоновых отсчетов снижено также из-за вдвое большего порога — $T_p = 0,5$ 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 ^{14/}, также выполненной на протяженных сцинтилляторах при энерговыделениях $0,3 \div 0,5$ МэВ.

В работе ^{4/} число одиночных электронов, вылетающих из источника СаF_2 толщиной 27 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 ожидать ~ 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 ^{15/}).

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., Назаренко 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. Братислава, 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.
Д4-85-851	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д11-85-791	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д13-85-793	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д3,4,17-86-747	Труды X Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
	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

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Акимов Ю.К. и др.

13-87-248

Сцинтилляционно-камерная методика для поиска $2\beta^{2\nu}$ -распада

Рассмотрена сцинтилляционная техника для поиска двойного β -распада в пленочных источниках. Проведено сравнение эффективности регистрации сцинтилляционных спектрометров, полученных разными авторами. Приведены данные по многократному рассеянию электронов в веществе источников. Показаны угловое распределение электрон-позитронных пар и возможность их значительной дискриминации путем введения порогового угла разлета. Приведен вариант установки со сцинтилляционными счетчиками и проволочными камерами. Использована времяпролетная техника для подавления фона от электронов, рождающихся в сцинтилляторах. Установка должна позволить провести поиск $2\beta^{2\nu}$ -распада при периоде полураспада $\sim 2 \cdot 10^{20}$ лет.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод М.И.Потапова

Akimov Yu.K. et al.

13-87-248

Scintillation and Track Technique to Search for $2\beta^{2\nu}$ -Decay

Scintillation technique to search for double beta decay (2β) in film sources is considered. It is shown that high suppression of background can be obtained by measuring particles time of flight and tracks. The version of the apparatus for investigation of $2\beta^{2\nu}$ -decay with half-life $\sim 2 \cdot 10^{20}$ y. is described.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems and Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1987