

ДВОЙНОЙ β -РАСПАД И СОХРАНЕНИЕ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

Ю. Г. Здесенко

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Описаны современное состояние, тенденции и перспективы развития исследований двойного β -распада.

Кратко рассмотрены основные свойства и наиболее общепринятые схемы классификации лептонов, а также методы исследований возможного несохранения лептонного заряда. Изложены основы теории двойного β -распада и приведены оценки параметра несохранения лептонов, выполненные на основе исследований 2β -распада.

Широко обсуждаются экспериментальные данные. Основное внимание уделено опытам, проведенным в последнее время.

Оценена возможность и перспективность дальнейших исследований двойного β -распада в прямых опытах.

The present state, the tendencies, and perspectives of the development of double β -decay researches are reviewed.

Basic properties, the most generally used schemes of lepton classification, and the investigation methods of the possible lepton-number violation are briefly considered. The basis of the theory of 2β -decay and the estimation of a lepton-nonconservation parameter are given.

The experimental data are discussed in detail. Main attention is paid to the recent experiments.

The possibility and perspectives of further investigation of 2β -decay in direct experiments are estimated.

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известны роль закона сохранения лептонного заряда в физике элементарных частиц [1], космологии, астрофизике и ядерной физике [2—3], а также тот факт, что результаты исследований 2β -распада чувствительнейшим образом зависят от возможного даже очень слабого нарушения этого закона [2—5].

Впервые на возможность осуществления 2β -распада было указано в работе Гепперт-Майер [6], как на процесс, в котором «...один метастабильный изобар превращается в более стабильный, излучая одновременно два электрона». Эта работа была опубликована в 1935 г., т. е. всего лишь год спустя после появления сформулированной Ферми теории β -распада [7]. Таким образом, проблема 2β -распада является столь же «древней», как и проблема слабых взаимодействий. Тем не менее, несмотря на огромное количе-

ство зачастую чрезвычайно тонких и сложных экспериментов, выполненных до настоящего времени, ни в одном из них непосредственно наблюдать 2β -распад не удалось. Лишь в последнее время с помощью косвенных «геологических» методов было показано, что ^{130}Te и ^{82}Se , возможно, испытывают 2β -распад [7—18].

Проблеме 2β -распада посвящено немало превосходных обзоров [19—24], отличающихся как по объему, так и по направленности в освещении материала. Поскольку рассмотрение 2β -распада затрагивает чрезвычайно широкий круг вопросов, настоящая работа является попыткой сравнительно полного обобщения всех наиболее важных теоретических и экспериментальных результатов, имеющих отношение к указанной проблеме.

Кроме того, современные успехи в развитии экспериментальной техники позволяют планировать проведение экспериментов с чувствительностью, которая еще несколько лет назад казалась недоступной. Поэтому в настоящее время назрела настоятельная необходимость в систематизации достижений и тенденций в разработке установок для изучения 2β -распада для оценки возможностей и перспектив дальнейшего прогресса в указанной области.

1. СОХРАНЕНИЕ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА

Свойства и классификация лептонов. Известно, что в природе существуют четыре заряженных (e^\pm , μ^\pm) и четыре нейтральных (ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$) лептона * и что эти частицы подвержены только слабому и электромагнитному взаимодействиям. Основные свойства лептонов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные свойства лептонов

Лептон	Масса	Электрический заряд	Спин	Среднее время жизни	S, B
e^\mp	0,511 МэВ	∓ 1	$1/2^\pm$	Стабильны	0
$\tilde{\nu}_e, \nu_e$	35 эВ; 6 кэВ	0	$1/2$	Стабильны	0
μ^\pm	105,650 МэВ	± 1	$1/2^\mp$	$2,2 \cdot 10^{-6}$ с	0
$\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$	0,65 МэВ	0	$1/2$	Стабильны	0

Предел массы электронного антинейтрино установлен в опытах по измерению формы спектра β -распада трития $m_{\nu_e} \leq 35$ эВ [26]. Для электронного нейтрино $m_{\nu_e} 6$ кэВ [27]. Верхняя

* В данной работе не рассматриваются свойства тяжелого лептона τ^+ с массой примерно 1,9 ГэВ [25].

оценка массы мюонного нейтрино произведена в работе [28]: $m_{\nu_\mu} \leq 0,65$ МэВ.

Все распады и процессы с участием лептонов удобно систематизировать путем введения лептонного заряда, предположительно сохраняющегося универсально [29].

Существует несколько различных схем, с помощью которых классифицируются лептоны. Рассмотрим наиболее употребительные из них: аддитивную, мультипликативную и схему Конопинского — Махмуда — Зельдовича.

Аддитивная схема [30] обычно принимается в теории слабых взаимодействий, и она, по-видимому, наилучшим образом согласуется с совокупностью экспериментальных данных. При этом вводятся два лептонных заряда: электронный L_e и мюонный L_μ , которые сохраняются в отдельности и имеют следующие значения:

$$L_e = \begin{cases} +1 - e^-, \nu_e; \\ -1 - e^+, \tilde{\nu}_e; \end{cases} \quad L_\mu = \begin{cases} +1 - \mu^-, \nu_\mu; \\ -1 - \mu^+, \tilde{\nu}_\mu. \end{cases}$$

Частицы $e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu$ являются лептонами, а $e^+, \nu_e, \mu^+, \nu_\mu$ — антилептонами. Нейтрино ν_e, ν_μ имеют спиральность -1 , а антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ и $\tilde{\nu}_\mu$ — $+1$.

В мультипликативной схеме [31, 32] сохраняются не отдельные заряды L_e и L_μ , а их сумма $\sum (L_e + L_\mu)$ и знак величины $(-1)^{L_\mu}$. Лептоны имеют те же значения зарядов, что и в аддитивной схеме.

Неоднократно предлагались способы определения того, какая из схем — мультипликативная или аддитивная — имеет место в действительности [1, 33—35]. Тем не менее полученные экспериментальные результаты не позволяют сделать однозначный выбор. Более подробно эти вопросы изложены в соответствующих обзорах (например, [3]). Отметим только одну из последних работ [36], где рассмотрена возможность исследования реакций: а) $\tilde{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_e$ и б) $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$, которые обе разрешены мультипликативным законом в отличие от аддитивного, допускающего только реакцию типа б).

Схема Конопинского — Махмуда — Зельдовича [37, 38] является наиболее экономичной, так как в ней вводится только одно лептонное число L , равное $+1$ для лептонов $e^-, \nu_e, \mu^-, \tilde{\nu}_\mu$ и -1 для антилептонов $e^+, \tilde{\nu}_e, \mu^+, \nu_\mu$. Для описания нейтрино используется четырехкомпонентная теория, и обоим антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ и $\tilde{\nu}_\mu$ приписывается спиральность -1 .

Схему Конопинского — Махмуда — Зельдовича можно проверить, изучая μ -захват [39, 40], а также реакции с участием высокоэнергетических нейтрино и антинейтрино [41].

Исследования несохранения лептонного заряда. Известно [42], что слабое взаимодействие ответственно за: а) чисто лептонные

процессы, например μ -распад; б) полулептонные распады, изменяющие и не изменяющие странность (β -распад; $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$; $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$; $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$); в) нелептонные распады ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$; $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ и т. д.).

Удовлетворительное описание всех перечисленных процессов достигается при введении слабого взаимодействия двух векторных токов [43] с гамильтонианом вида

$$H_W = (-G/2\sqrt{2}) [g_\lambda g_\lambda^* + g_\lambda^* g_\lambda]. \quad (1)$$

В этом выражении G — константа слабого взаимодействия, а g_λ — векторный ток, который можно разложить на составляющие:

$$g_\lambda = J_\lambda \cos \theta + I_\lambda \sin \theta + l_\lambda,$$

где θ — угол Кабиббо [44]; J_λ и I_λ — адронные токи, соответственно сохраняющие и несохраняющие странность и представляемые в виде суммы векторной и аксиально-векторной частей:

$$J_\lambda = J_\lambda^{(V)} + J_\lambda^{(A)}; \quad I_\lambda = I_\lambda^{(V)} + I_\lambda^{(A)}.$$

Лептонный ток l_λ состоит из двух слагаемых:

$$l_\lambda = l_\lambda^{(e)} + l_\lambda^{(\mu)} = -i\Psi_{\nu_e} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \Psi_e - i\Psi_{\nu_\mu} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \Psi_\mu, \quad (2)$$

где Ψ — оператор поля для данного вида лептонов. Именно такая запись соответствует аддитивной схеме, т. е. отдельному сохранению лептонного и мюонного зарядов.

Существует широкий класс экспериментов в физике высоких энергий, с помощью которых можно проверить закон сохранения лептонных чисел. Здесь мы не будем рассматривать их подробно, а приведем только табл. 2 [45], в которой указаны последние результаты ряда опытов [46—50].

Информацию о несохранении электронного лептонного заряда можно получить также в экспериментах по исследованию четности в β -распаде, в процессах обратного и двойного β -распада.

С этой целью рассмотрим форму гамильтониана слабого взаимодействия для β -распада.

Часть гамильтониана (I), ответственная за полулептонные процессы, состоит из двух слагаемых:

$$H_W^{(\Delta S=0)} = -(G/\sqrt{2}) \cos \theta [J_\lambda l_\lambda^* + \text{эрм. сопр.}]; \quad (3)$$

$$H_W^{(\Delta S=\pm 1)} = -(G/\sqrt{2}) \sin \theta [I_\lambda l_\lambda^* + \text{эрм. сопр.}].$$

Слагаемое (3) описывает полулептонные процессы, в которых странность сохраняется (ядерный β -распад, μ -захват и т. д.). Гамильтониан для β -распада имеет вид

$$H_\beta = -(G/\sqrt{2}) \cos \theta [J_\lambda l_\lambda^{e*} + \text{эрм. сопр.}],$$

Таблица 2

Отношение вероятностей $W(I)/W(II)$ процессов, запрещенных (I) и разрешенных (II) законом сохранения лептонных зарядов [45]

Процесс, запрещенный сохранением лептонов (I)	Наблюдаемый процесс, разрешенный сохранением лептонов (II)	$\frac{W(I)}{W(II)}$	Предел достоверности, %	Литература
а) Возможное несохранение L_μ				
$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \dots$	$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots$	$< 5 \cdot 10^{-3}$	95	[46]
б) Возможное несохранение L_e и L_μ при сохранении $\Sigma(L_e + L_\mu)$				
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$	$< 2,2 \cdot 10^{-8}$	90	[47]
$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$	$< 1,9 \cdot 10^{-8}$	90	[48]
$\mu^- + Cu \rightarrow e^- + \dots$	$\mu^- + Cu \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + \dots$	$< 1,6 \cdot 10^{-8}$	90	[49]
$\nu_\mu + N \rightarrow e^- + \dots$	$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots$	$< 3 \cdot 10^{-8}$	95	[50]
в) Возможное несохранение L_e и L_μ				
$\mu^- + Cu \rightarrow e^+ + \dots$	$\mu^- + Cu \rightarrow \nu_\mu + \dots$	$< 2,6 \cdot 10^{-8}$	90	[49]

где $l_\lambda^{(e)}$ — электронная часть лептонного тока (2), т. е.

$$l_\lambda^{(e)*} = -i\bar{\Psi}_e \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \Psi_{\nu_e}. \tag{4}$$

Если принять, что адронный ток содержит только векторную и аксиальную части, то предположение о том, что электронная часть адронного тока имеет форму (4), будет до некоторой степени ограничивающим [42]. Обычно допускается, что форма (4) приблизительно правильна или, по крайней мере, не противоречит экспериментальным данным, но возможны малые отклонения от нее. С этой целью вводится более общая форма для $l_\lambda^{(e)}$:

$$l_\lambda^{(e)*} = -iN\bar{\Psi}_e \gamma_\lambda \{[(1 + \gamma_5) + \eta(1 - \gamma_5)] \Psi_{\nu_e} + [\xi(1 + \gamma_5) + \delta(1 - \gamma_5)] + \Psi_{\tilde{\nu}_e}\}, \tag{5}$$

где $N = (1 + \eta^2 + \xi^2 + \delta^2)^{-1/2}$, $\Psi_{\tilde{\nu}_e}$ — зарядовосопряженный полевой оператор для антинейтрино. Величины η, ξ, δ — действительные (если допускается T -инвариантность) параметры, характеризующие отклонение $l_\lambda^{(e)}$ от формы (4).

Если параметр ξ или δ отличен от нуля, то лептонное число сохраняется, а если η или $\delta \neq 0$, то нейтрино при β -распаде должны иметь спиральности, отличные от значений ± 1 .

В частном случае, когда $\xi = 1$ и $\eta = \delta = \eta'$, электронный ток можно записать в виде:

$$l_{\lambda}^{(e)*} = (-i\Psi_e/\sqrt{1-\eta'^2}) [\gamma_{\lambda}(1+\gamma_5) + \eta'\gamma_{\lambda}(1-\gamma_5)] \Psi'_{\nu_e},$$

где $\Psi'_{\nu_e} = (1/\sqrt{2}) [\Psi_{\nu_e} + \Psi_{\tilde{\nu}_e}]$. Из выражения для $\Psi_{\tilde{\nu}_e}$ следует, что $\Psi'_{\nu_e} = \Psi'_{\tilde{\nu}_e}$, т. е. что частица ν_e тождественна античастице $\tilde{\nu}_e$. Это соответствует случаю майорановского нейтрино [51].

Рассмотрим теперь ограничения на возможные отклонения параметров η , ξ , δ от нуля, вытекающие из опытов по изучению нарушения четности в β -распаде, а также из экспериментов по двойному и обратному β -распаду.

Информацию о нарушении закона сохранения лептонного числа в β -распаде можно получить из измерений:

- 1) угловых распределений электронов и позитронов, возникающих при распаде поляризованных ядер;
- 2) продольной поляризации электронов и позитронов, происходящей при распаде неполяризованных ядер;
- 3) $\beta - \gamma$ -корреляций с определением круговой поляризации.

Исходя из (5), можно выразить параметры, характеризующие асимметрию в указанных выше опытах, через величины η , ξ , δ [42]:

$$A_i = A_i^{(0)} (1 - \eta^2 + \xi^2 - \delta^2) / (1 + \eta^2 + \xi^2 + \delta^2).$$

Здесь A_i , $i = 1, 2, 3$, — соответствующий параметр асимметрии, а $A_i^{(0)}$ — значение величины A_i при $\eta = \xi = \delta = 0$. В работе [42] на с. 125 приведена обширная сводка экспериментальных значений $\Gamma_i = (A_i)_{\text{эксп}}/A_i^{(0)}$ по данным различных авторов, и показано, что, исходя из достигнутой точности определения $(A_i)_{\text{эксп}}$, можно установить следующие пределы для величин η , ξ , δ :

$$2|\eta^2 + \delta^2| \leq 0,012; \quad |\eta| \leq 0,1; \quad |\delta| \leq 0,1.$$

В эксперименте Дэвиса [52, 53] безуспешно велись поиски реакции обратного K -захвата $\tilde{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$, запрещенной в обычной теории β -распада при $\eta = \xi = \delta = 0$. В опыте был установлен предел сечения реакции $\sigma_{\text{эксп}} = (0,1 \pm 0,6) \times 10^{-45} \text{ см}^2$, по которому вычислено граничное значение $\delta \leq 0,2$ [42]. Более подробно опыты по изучению обратного β -распада рассмотрены в обзоре [23].

Значительно более жесткие ограничения на параметр несохранения лептонного заряда можно получить при изучении безнейтринного 2β -распада, изменяющего L_e на две единицы, путем сравнения теоретического значения периода полураспада с изме-

ренным экспериментально. Так, Розен и Примаков, опираясь на собственные теоретические расчеты и используя экспериментальные данные [10] по 2β -распаду ^{180}Te , установили [4] предел параметра η на уровне 10^{-3} — 10^{-4} .

В следующем разделе мы возвратимся к тщательному сравнению оценок параметра несохранения, произведенных разными авторами, а сейчас отметим справедливость неоднократно высказанного [2—4, 23, 24] утверждения о том, что 2β -распад является чрезвычайно чувствительным индикатором возможного нарушения закона сохранения лептонов.

Существует еще один способ проверки этого закона — поиск осцилляций нейтрино, гипотеза о существовании которых впервые была высказана Б. М. Понтекорво [29]. Проблема нейтринных осцилляций настолько обширна и фундаментальна, что даже поверхностное ознакомление с ней выходит за рамки данной работы. Заинтересованным читателям можно рекомендовать великолепный обзор [45], где исчерпывающим образом рассмотрено современное состояние проблемы нейтринных осцилляций.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ 2β -РАСПАДА

Вероятности безнейтринного и двухнейтринного процессов. Процесс 2β -распада состоит в том, что ядро с зарядом Z и массовым числом A изменяет свой заряд на две единицы, испуская два электрона или два позитрона. Вместо излучения позитронов возможен захват двух орбитальных электронов или захват одного K -электрона с эмиссией одного позитрона.

Энергия ϵ_0 , освобождаемая в $\beta^\pm\beta^\pm$ -распаде, в каждом из этих случаев определяется таким образом:

- а) $\epsilon_0 = \Delta M$, излучение двух электронов;
- б) $\epsilon_0 = \Delta M - 4m_e$, излучение двух позитронов;
- в) $\epsilon_0 = \Delta M - 2\epsilon_{\text{св}}$, двойной K -захват;
- г) $\epsilon_0 = \Delta M - 2m_e - \epsilon_{\text{св}}$, излучение позитрона и захват орбитального электрона.

Здесь ΔM — разность масс атомов родительского и дочернего ядер; m_e — масса электрона; $\epsilon_{\text{св}}$ — энергия связи орбитального электрона.

Приведенные выражения показывают, что экспериментальное изучение случаев б), в) и г) значительно сложнее, чем а). По этой причине в данной работе рассматривается только двойной электронный распад. Двойной позитронный распад, двойной K -захват или K -захват с излучением позитрона подробно рассмотрены, например, в работе [2].

Для осуществления 2β -распада необходимо, чтобы переход был энергетически выгоден, т. е. чтобы масса ядра (A, Z) была больше массы ядра ($A, Z + 2$). Кроме того, обычный β -распад

Перечень стабильных четно-четных изобарных пар

№	Переход (A, Z) → (A, Z + 2)		Изотопная распростра- ненность, %	Разность масс, кэВ	Энергия β-перехода (A, Z) → (A, Z + 1), кэВ	№	Переход (A, Z) → (A, Z - 2)		A	Z	Изотопная распростра- ненность, %	Разность масс, кэВ	Энергия β-перехода (A, Z) → (A, Z - 1), кэВ
	Ca - Ti	Ti - Ca					Ag - Se	Se - Ag					
1	Ca - Ti	46 20	0,0033	984,5 ± 5,4	-1382,6 ± 3,7	1	Ag - Se	36 18	36 18	18	0,337	434,58 ± 1,78	-709,55 ± 0,30
2	Ca - Ti	48 20	0,185	4271,7 ± 5,4	+281 ± 6	2	Ca - Ar	40 20	40 20	20	96,97	193,4 ± 4,5	-1311,6 ± 0,5
3	Zn - Ge	70 30	0,62	1004,5 ± 5,2	-654,8 ± 1,6	3	Cr - Ti	50 24	50 24	24	4,31	4174,1 ± 4	-1038,7 ± 1,4
4	Ge - Se	76 32	7,67	2045,7 ± 5	-922,9 ± 2,7	4	Fe - Cr	54 26	54 26	26	5,84	679,9 ± 3	-697,1 ± 1,7
5	Se - Kr	80 34	49,82	135,7 ± 14,5	-1870,3 ± 2	5	Ni - Fe	58 28	58 28	28	67,76	1927,5 ± 3,1	-380,2 ± 1,2
6	Se - Kr	82 34	9,19	3005 ± 16	-88 ± 12	6	Zn - Ni	64 30	64 30	30	48,89	1096,7 ± 3,5	-578,2 ± 1,5
7	Kr - Sr	86 36	17,37	1249,1 ± 7,8	-526 ± 5	7	Se - Ge	74 34	74 34	34	0,87	1209,4 ± 4,5	-1353,1 ± 2,6
8	Zr - Mo	94 40	2,80	1448,4 ± 6,5	-896,8 ± 2,6	8	Sr - Kr	84 38	84 38	38	0,56	1790,3 ± 7,6	-890,0 ± 3,5
9	Zr - Mo	96 40	17,40	3350,2 ± 6,1	+163,0 ± 5	9	Mo - Zr	92 42	92 42	42	15,86	1649,1 ± 6,8	-359 ± 4
10	Mo - Ru	98 42	23,75	110,6 ± 8,4	-1682 ± 5	10	Ru - Mo	96 44	96 44	44	5,7	2719,9 ± 11,4	-254 ± 10
11	Mo - Ru	100 42	9,62	3032,6 ± 8,6	-170 ± 6	11	Pd - Ru	102 46	102 46	46	0,8	1475,5 ± 11,9	-1148 ± 6
12	Ru - Pd	104 44	18,5	1301 ± 11	-1147 ± 7	12	Cd - Pd	106 48	106 48	48	1,215	2782 ± 11	-202 ± 9
13	Pd - Cd	110 46	12,7	2014 ± 24	-879 ± 20	13	Cd - Pd	108 48	108 48	48	0,875	1919,9 ± 9,4	-1649 ± 8
14	Cd - Sn	114 48	28,86	540,4 ± 7,3	-1444 ± 5	14	Sn - Cd	112 50	112 50	50	0,95	904 ± 12	-688 ± 6
15	Cd - Sn	116 48	7,58	2838,5 ± 7,3	-464 ± 8	15	Te - Sn	120 52	120 52	52	0,089	1697,8 ± 24,5	-983 ± 22
16	Sn - Te	122 50	4,71	358 ± 8	-1622,7 ± 3,6	16	Xe - Te	124 54	124 54	54	0,086	3068,3 ± 143,8	-90 ± 140
17	Sn - Te	124 50	5,98	2278,3 ± 8,8	-627 ± 5	17	Xe - Te	126 54	126 54	54	0,090	904 ± 12	-1251 ± 5
18	Te - Xe	128 52	31,79	868,9 ± 5,5	-1258 ± 5	18	Ba - Xe	130 56	130 56	56	0,101	2578,1 ± 13,6	-440,9 ± 3,9
19	Te - Xe	130 52	34,49	2533,1 ± 6,6	-451 ± 11	19	Va - Xe	132 56	132 56	56	0,097	833 ± 15	-1279 ± 24
20	Xe - Ba	134 54	10,44	843 ± 15	-1215 ± 11	20	Ce - Ba	138 58	138 58	58	0,250	708 ± 20	-1044 ± 12
21	Xe - Ba	136 54	8,87	2481 ± 15	-67 ± 11	21	Gd - Sm	152 64	152 64	64	0,20	58 ± 14	-1819,2 ± 3,3
22	Ce - Nd	142 58	11,07	1414 ± 11	-745,1 ± 3,5	22	Dy - Gd	156 66	156 66	66	0,0524	2009 ± 14	-428 ± 8
23	Nd - Sm	148 60	5,71	1928 ± 10	-536 ± 9	23	Dy - Gd	158 66	158 66	66	0,0902	281 ± 11	-935,4 ± 3,6
24	Nd - Sm	150 62	5,60	3367 ± 11	-430 ± 80	24	Er - Dy	162 68	162 68	68	0,136	1846 ± 12	-288 ± 5
25	Sm - Gd	154 62	22,61	1250 ± 11	-728 ± 5	25	Er - Dy	164 68	164 68	68	1,56	27 ± 12	-1002 ± 4
26	Gd - Dy	160 64	21,75	1731 ± 11	-102,3 ± 1,4	26	Yb - Er	168 70	168 70	70	0,140	1420 ± 13	-259 ± 4
27	Yb - Hf	176 70	12,23	1077 ± 12	-109,6 ± 21	27	Yb - Er	170 70	170 70	70	3,03	655 ± 12	-967,9 ± 0,9
28	W - Os	186 74	28,41	489 ± 14	-587,8 ± 2,6	28	Hf - Yb	174 72	174 72	72	0,18	1410 ± 14	-268,0 ± 6
29	Pt - Hg	198 78	7,23	1043 ± 26	-330 ± 19	29	Os - W	184 76	184 76	76	0,048	1454 ± 14	-42 ± 6
30	Hg - Pb	204 80	6,85	414 ± 12	-349 ± 5	30	Pt - Os	192 78	192 78	78	0,78	408 ± 14	-1456,9 ± 3,8
31	U - Pu	238 92	99,275	1146,2 ± 4,6	-145,6 ± 1,3	31	Hg - Pt	196 80	196 80	80	0,146	806 ± 16	-684 ± 3,9

$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)$ должен быть невозможен энергетически или сильно запрещен в связи со значительным изменением спина и четности.

Анализ ядерной стабильности показывает, что наиболее вероятными кандидатами в родительское (A, Z) и дочернее $(A, Z + 2)$ ядра являются пары четно-четных стабильных изобар. Известны 62 таких пары, которые перечислены в табл. 3, где указаны также изотопные концентрации исходных элементов и приведены разности масс родительского и дочернего атомов в килоэлектрон-вольтах (по данным 1977 г. [54]).

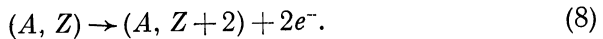
Известно, что нуклоны, входящие в состав ядра, могут распадаться следующими способами:



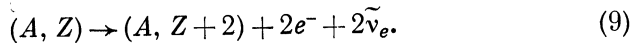
Из (6) можно получить, воспользовавшись правилом замены частицы античастицей при переносе с одной стороны на другую, реакцию



В случае тождественности ν_e и $\tilde{\nu}_e$ антинейтрино, возникающее в реакции (6), может стимулировать реакцию (7). В результате ядро (A, Z) превратится в ядро $(A, Z + 2)$ с излучением двух электронов:



В конечном состоянии нейтрино отсутствуют, и полный лептонный заряд изменяется на две единицы, т. е. в этом случае 2β -распад происходит как процесс второго порядка с обменом виртуальным нейтрино. Если же ν_e и $\tilde{\nu}_e$ не тождественны, то антинейтрино из реакции (6) не может вызвать реакцию (7) и 2β -распад происходит как процесс второго порядка по слабому взаимодействию с излучением двух нейтрино и сохранением полного лептонного числа:



На рис. 1 показаны соответствующие диаграммы слабого взаимодействия второго порядка для безнейтринного (см. рис. 1, а) и двухнейтринного (см. рис. 1, б) 2β -распада.

По поводу диаграммы на рис. 1, а необходимо сделать следующее замечание. Если бы виртуальное нейтрино, испущенное нейтроном в первом β -распаде, вновь поглощалось тем же нейтроном, то не существовало бы ограничения для энергии нейтрино, поскольку нуклон можно считать точечным. Следовательно, ядерный матричный элемент второго порядка для безнейтринного 2β -распада оказался бы расходящимся. Но так как изоспин нуклонов равен $1/2$, виртуальное нейтрино не может быть поглощено тем

же нуклоном, которым оно было испущено. Поэтому рассматриваемый матричный элемент будет конечным, а обратная величина среднего расстояния между нейтронами является мерой граничной энергии нейтрино. Диаграммы на рис. 1, а и б соответствуют двухнуклонному механизму 2β -распада, введенному Фарри [55].

Предложен еще один, так называемый резонансный механизм протекания рассматриваемого процесса [4]. Известно, что дейтон

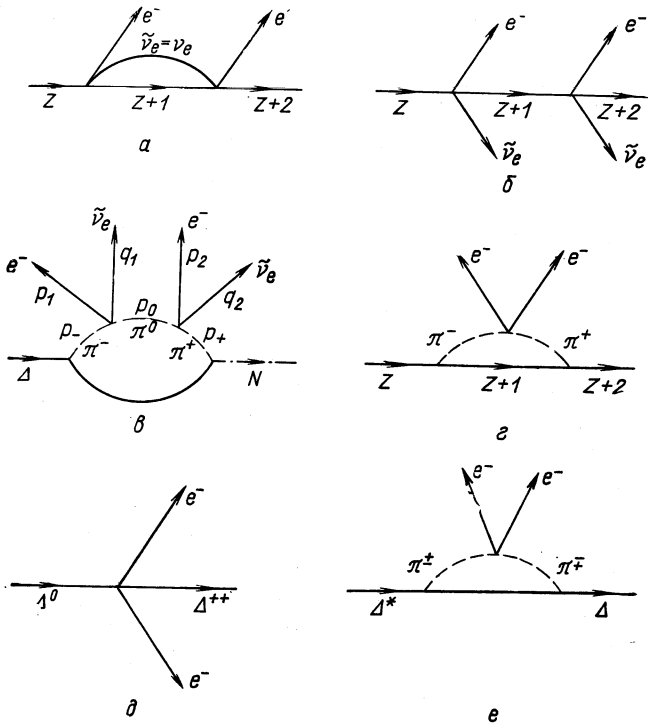
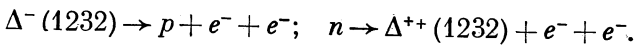


Рис. 1. Возможные диаграммы 2β -распада

содержит с 1%-ной вероятностью примесь нуклонного резонанса $J^{(p)} = 5/2^+$; $I = 1/2$, $m = 1688$ МэВ [56—58]. Если распространить этот результат на другие ядра и другие нуклонные резонансы, то можно допустить, что различные материнские и дочерние ядра, участвующие в 2β -распаде, содержат около 1% резонанса $J^{(p)} = 3/2^+$; $I = 3/2$; $m = 1232$ МэВ, а именно $\Delta(1232)$. Так как $\Delta(1232)$ имеет изоспин $3/2$, он может испустить и вновь поглотить виртуальное нейтрино с одновременным испусканием двух электронов:



Чтобы преодолеть проблему расходимости матричного элемента, возникающую при рассмотрении нуклонов и резонансов как точечных частиц, было высказано предположение [4] о том, что нейтрино испускается и поглощается различными кварками барионного состояния. Среднее расстояние между точками, в которых нейтрино излучается и поглощается, становится порядка радиуса одного нуклона, и вероятность безнейтринного процесса значительно повышается.

На рис. 1, *в* изображена диаграмма двухнейтринного 2β -распада, основанная на модели пионного остова [59] резонанса $\Delta(1232)$.

Безнейтринный 2β -распад мог бы также происходить без участия промежуточного нейтрино и поэтому не зависеть от свойств этой частицы при наличии некоторого сверхслабого взаимодействия, по которому указанный распад был бы процессом первого порядка. Сверхслабое взаимодействие Понтекорво [60] с $\Delta S = 0$, $\Delta L_e = 2$ в принципе симметрично хорошо известному взаимодействию Вольфенштейна [61] с $\Delta S = 2$, $\Delta L_e = 0$, нарушающему CP -инвариантность. Возможные диаграммы безнейтринного 2β -распада как процесса первого порядка по суперслабому взаимодействию приведены на рис. 1, *г* — *е*.

Первоначально 2β -распад рассматривался как способ отличить нейтрино Дирака (9) от нейтрино Майораны (8). Эта точка зрения претерпела существенные изменения после открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях и появления теории двухкомпонентного нейтрино, в которой нейтрино и антинейтрино являются безмассовыми частицами со 100%-ной поляризацией. В области двухнейтринного 2β -распада никаких существенных изменений не произошло. Двухнейтринный 2β -распад возможен всегда, независимо от того, сохраняется или нет лептонный заряд. В отношении безнейтринного 2β -распада ситуация значительно сложнее. Если современная $V - A$ -теория слабого взаимодействия справедлива строго и нейтрино в соответствии с ней являются безмассовыми полностью поляризованными частицами, то безнейтринный распад (8) невозможен даже при условии несохранения лептонного числа, так как антинейтрино, испускаемое в процессе (6), имело бы поляризацию противоположную той, которая необходима для осуществления процесса (7).

В соответствии с данными по поляризации электронов при ядерном β -распаде [42, 62] нельзя полностью исключить возможность 10%-ного отклонения поляризации нейтрино от полной.

Таким образом, в рамках существующих представлений и на основании имеющихся экспериментальных данных безнейтринный 2β -распад может иметь место в случае нарушения (даже слабого) закона сохранения лептонного заряда и выполнения одного из двух условий — деполяризации в незначительных пределах нейтрино (одной из причин деполяризации может быть наличие у

нейтрино конечной массы) или существования гипотетического сверхслабого взаимодействия.

Первые расчеты вероятностей 2β -распада были выполнены Геперт-Майер [6], Фарри [55], Л. А. Сливом [63], Я. Б. Зельдовичем, С. Ю. Лукьяновым и Я. А. Смородинским [49], Конопинским [64] и Примаковым [65]. Обратимся к более поздним расчетам Розена и Примакова [4] и Конопинского [66], рассмотревших 2β -распад как процесс второго порядка по слабому взаимодействию.

В случае двухнуклонного механизма можно записать матричный элемент перехода в виде

$$M\mathcal{E} = \sum_v \frac{\langle \chi_f \Psi_f | H_\beta | \Psi_v \chi_v \rangle \langle \chi_v \Psi_v | H_\beta | \Psi_i \chi_i \rangle}{E_v - E_i},$$

где Ψ_i, Ψ_f, Ψ_v — волновые функции начального (A, Z), конечного ($A, Z \pm 2$) и промежуточного ($A, Z \pm 1$) состояний ядра; χ_i, χ_f, χ_v — волновые функции лептонного поля. Символ χ_i относится к начальному состоянию, в котором нет лептонов; χ_f — к конечному состоянию с двумя заряженными лептонами, а χ_v — к промежуточному состоянию с двумя заряженными лептонами совместно с двумя нейтральными лептонами или без них; H_β — обычный гамильтониан слабого взаимодействия с лептонным током (5) несколько модифицированного вида [5]:

$$l_\lambda = \bar{\Psi}_e \gamma_\lambda \frac{[(1 + \gamma_5) + \eta(1 - \gamma_5)] (\Psi_{\nu_e} + \xi \Psi_{\bar{\nu}_e})}{(1 + \eta^2)^{1/2} (1 + \xi^2)^{1/2}}.$$

Легко показать, что амплитуда безнейтринного распада пропорциональна произведению $\xi\eta$ или, для случая нейтрино Майораны ($\xi = 1$), просто η^2 .

С учетом этих допущений, Розен и Примаков [2, 4] получили для рассматриваемого двухнуклонного механизма 2β -распада следующие приближенные формулы, выражающие зависимость периодов полураспада от ядерных матричных элементов ($M\mathcal{E}$) перехода:

$$T_{1/2}^{0\nu} = (f_2/\eta^2) (1/|M\mathcal{E}|^2); \quad (10)$$

$$T_{1/2}^{2\nu} = f_4/|M\mathcal{E}|^2, \quad (10')$$

где f_2, f_4 — значения эффективных фазовых объемов для конечных состояний с двумя и четырьмя лептонами:

$$f_2 = \frac{10^{19,9}}{f(e_0)} \left(\frac{137}{2\pi Z} \right)^2 \left[1 - \exp \left(-\frac{2\pi Z}{137} \right) \right]^2 \left(\frac{A}{130} \right)^{2/3} \text{ лет}; \quad (11)$$

$$f_4 = 6 \cdot 10^{18} \left(\frac{\Delta \bar{E} + (1/2) \varepsilon_0 + 1}{10} \right)^2 \left(\frac{60}{Z} \right)^2 \times \\ \times \left[1 - \exp \left(-\frac{2\pi Z}{137} \right) \right]^2 \left(\frac{8}{e_0} \right)^{10} \text{ лет}, \quad (12)$$

где $\overline{\Delta E}$ — средняя разность энергий начального и промежуточного состояний ядра; ϵ_0 — энерговыделение в единицах $m c^2$ и

$$f(\epsilon_0) = (\epsilon_0^3 + 13\epsilon_0^2 + 77\epsilon_0 + 70) \epsilon_0^4.$$

С помощью этих выражений в работе [3] для наиболее интересных переходов проведены расчеты периодов полураспада, результаты которых представлены в табл. 4. Значения $T_{1/2}$ для безнейтринного распада по двухнуклонному механизму определены двумя способами. В восьмом столбце табл. 4 приведены результаты вычислений по формуле (10) при $\eta = 1$, а в девятом столбце — по выражению

$$T_{1/2}^{0\nu} \approx 1,55 \cdot 10^{29} \frac{A^{2/3} [1 - \exp(-2\pi Z/137)]^2}{Z^2 f(\epsilon_0)},$$

которое можно получить из (10) при следующих допущениях: а) матричные элементы для всех переходов примерно равны; б) измеренное для ^{130}Te значение $T_{1/2} = 2,2 \cdot 10^{21}$ лет соответствует безнейтринному каналу. В седьмом столбце табл. 4 указаны времена жизни для двухнейтринного канала распада, вычисленные по формуле (10').

Рассмотрим теперь расчеты периодов полураспада, выполненные с учетом «резонансного» механизма. Розен и Примаков [4] на основе кварковой модели $\Delta(1232)$ -резонанса получили следующее выражение для 2β -распада без излучения нейтрино:

$$T_{1/2}^{0\nu} \approx \frac{10^{17,5}}{\eta^2 g(\epsilon_0)} \left(\frac{137}{2\pi Z} \right)^2 \times \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi Z}{137}\right) \right]^2 \frac{\langle r_{nm} \rangle^2}{(0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см})^2 P(\Delta) |\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2} \text{ лет}, \quad (13)$$

где $g(\epsilon_0) = \epsilon_0^2 (\epsilon_0^5 + 14\epsilon_0^4 + 81\epsilon_0^3 + 221\epsilon_0^2 + 228\epsilon_0 + 140)$; $\langle r_{nm} \rangle$ — среднее расстояние между любыми кварками в нуклоне и $\Delta(1232)$; $P(\Delta)$ — вероятность нахождения резонанса $\Delta(1232)$ в ядре; $\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle$ — фактор перекрытия волновых функций начального и конечного состояний ядра.

В десятом столбце табл. 4 приведены значения $T_{1/2}$, вычисленные в работе [3] на основе (13) и следующих приближений:

$$\langle r_{nm} \rangle \approx 0,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad P(\Delta) \approx 0,01; \quad \langle \Phi_f | \Phi_i \rangle \approx 0,3.$$

Далее, допуская, что матричные элементы одинаковы для всех триплетов, и принимая для $T_{1/2}$ (^{130}Te) измеренное значение $2,2 \cdot 10^{21}$ лет, из (13) можно получить

$$T_{1/2}^{0\nu}(A, Z) \approx 5,15 \cdot 10^{30} \frac{[1 - \exp(-2\pi Z/137)]^2}{Z^2 g(\epsilon_0)} \text{ лет}.$$

Соответствующие значения $T_{1/2}$ помещены в последний столбец табл. 4.

Теоретические значения $T_{1/2}$ относительно 2 β -распада

Переход	A	Z	Изо-топная рас-простра-нен-ность, %	Энергия 2 β -перехода $\rightarrow (A, Z+2)$, кэВ	Энергия β -перехода $\rightarrow (A, Z+1)$, кэВ	$T_{1/2}$ для двухнейтрон-ного канала, год	$T_{1/2}$ для безнейтринного канала, год		Резонансный механизм	$T_{1/2} (130\text{Te}) = 2,2 \cdot 10^{21}$ лет
							$\eta = 1$	$T_{1/2} (130\text{Te}) = 2,2 \cdot 10^{21}$ лет		
Ca—Ti	46	20	0,0033	984,5 \pm 5,4	-1382,6 \pm 3,7	7,4 \cdot 10 ²⁶ \pm 2	4,5 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	4,7 \cdot 10 ²³	4,7 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	5,4 \cdot 10 ²³
Ca—Ti	48	20	0,185	4274,7 \pm 5,4	+281,0 \pm 6,0	4,0 \cdot 10 ²⁰ \pm 2	1,6 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	1,7 \cdot 10 ²⁰	1,2 \cdot 10 ¹⁸ \pm 2	3,8 \cdot 10 ²⁰
Zn—Ge	70	30	0,62	4004,5 \pm 5,2	-654,8 \pm 1,6	2,8 \cdot 10 ²⁶ \pm 2	3,7 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	3,8 \cdot 10 ²³	4,1 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	3,4 \cdot 10 ²³
Ge—Se	76	32	7,67	2045,7 \pm 5,0	-922,9 \pm 2,7	3,3 \cdot 10 ²³ \pm 2	9,2 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	1,0 \cdot 10 ²²	4,1 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	1,3 \cdot 10 ²²
Se—Kr	80	34	49,82	135,7 \pm 14,5	-1870,3 \pm 2,0	1,6 \cdot 10 ²⁵ \pm 2	3,0 \cdot 10 ²⁴ \pm 2	3,2 \cdot 10 ²⁷	5,2 \cdot 10 ¹⁸ \pm 2	1,6 \cdot 10 ²⁶
Se—Kr	82	34	9,49	3005,0 \pm 16,0	-88,0 \pm 12,0	5,6 \cdot 10 ²¹ \pm 2	1,1 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	1,1 \cdot 10 ²¹	5,3 \cdot 10 ¹³ \pm 2	1,6 \cdot 10 ²¹
Kr—Sr	86	36	17,37	1249,1 \pm 7,8	-526,0 \pm 5,0	2,9 \cdot 10 ²⁵ \pm 2	1,2 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	1,2 \cdot 10 ²³	3,7 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	1,4 \cdot 10 ²³
Zr—Mo	94	40	2,80	1148,4 \pm 6,5	-896,8 \pm 2,6	3,3 \cdot 10 ²⁵ \pm 2	1,2 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	1,2 \cdot 10 ²³	3,4 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	1,0 \cdot 10 ²³
Zr—Mo	96	40	17,40	3350,2 \pm 6,1	+163,0 \pm 5,0	1,7 \cdot 10 ²¹ \pm 2	5,1 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	5,4 \cdot 10 ²⁰	2,3 \cdot 10 ¹³ \pm 2	7,1 \cdot 10 ²⁰
Mo—Ru	100	42	9,62	3032,6 \pm 8,6	-170,0 \pm 6,0	4,3 \cdot 10 ²¹ \pm 2	8,8 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	0,9 \cdot 10 ²¹	3,8 \cdot 10 ¹³ \pm 2	1,1 \cdot 10 ²¹
Ru—Pd	104	44	18,5	1304,0 \pm 11,0	-1147,0 \pm 7,0	1,6 \cdot 10 ²⁵ \pm 2	7,6 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	8,0 \cdot 10 ²²	2,2 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	6,6 \cdot 10 ²²
Pd—Cd	110	46	12,7	2044,0 \pm 24,0	-879,0 \pm 20,0	2,5 \cdot 10 ²³ \pm 2	8,2 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	5,4 \cdot 10 ²⁰	2,9 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	8,9 \cdot 10 ²¹
Cd—Sn	114	48	28,86	540,4 \pm 7,3	-1444,0 \pm 5,0	9,4 \cdot 10 ²⁸ \pm 2	5,4 \cdot 10 ¹⁸ \pm 2	5,6 \cdot 10 ²⁴	6,1 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	1,9 \cdot 10 ²⁴
Cd—Sn	116	48	7,58	2808,5 \pm 7,3	-464,0 \pm 8,0	8,0 \cdot 10 ²⁴ \pm 2	4,2 \cdot 10 ¹⁹ \pm 2	8,7 \cdot 10 ²¹	2,5 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	7,6 \cdot 10 ²⁴
Sn—Te	122	50	4,71	358,0 \pm 8,0	-1622,7 \pm 3,6	8,2 \cdot 10 ²⁰ \pm 2	4,2 \cdot 10 ¹⁹ \pm 2	4,4 \cdot 10 ²⁵	2,5 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	7,6 \cdot 10 ²⁴
Sn—Te	124	50	5,98	2278,3 \pm 8,8	-627,0 \pm 5,0	6,8 \cdot 10 ²² \pm 2	4,1 \cdot 10 ¹⁹ \pm 2	4,3 \cdot 10 ²¹	4,4 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	4,3 \cdot 10 ²¹
Te—Xe	128	52	31,79	868,9 \pm 5,5	-1258,0 \pm 5,0	7,8 \cdot 10 ²² \pm 2	5,5 \cdot 10 ¹⁷ \pm 2	5,8 \cdot 10 ²³	9,7 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	3,0 \cdot 10 ²³
Te—Xe	130	52	34,49	2533,1 \pm 6,6	-451,0 \pm 11,0	1,7 \cdot 10 ²⁴ \pm 2	2,1 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	2,2 \cdot 10 ²²	7,2 \cdot 10 ¹³ \pm 2	2,2 \cdot 10 ²¹
Xe—Ba	134	54	10,44	843,0 \pm 15,0	-1215,0 \pm 11,0	4,3 \cdot 10 ²¹ \pm 2	1,4 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	1,5 \cdot 10 ²¹	1,8 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	5,5 \cdot 10 ²³
Xe—Ba	136	54	8,87	2481,0 \pm 15,0	-67,0 \pm 11,0	7,6 \cdot 10 ²¹ \pm 2	1,4 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	1,3 \cdot 10 ²⁴	4,8 \cdot 10 ¹³ \pm 2	1,5 \cdot 10 ²¹
Ce—Nd	142	58	11,07	1414,0 \pm 11,0	-745,1 \pm 3,5	6,1 \cdot 10 ²³ \pm 2	5,0 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	5,2 \cdot 10 ²²	1,2 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	3,6 \cdot 10 ²²
Nd—Sm	148	60	5,71	1928,0 \pm 10,0	-536,0 \pm 9,0	1,9 \cdot 10 ²³ \pm 2	8,1 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	8,5 \cdot 10 ²¹	2,3 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	7,0 \cdot 10 ²¹
Nd—Sm	150	60	5,60	3367,0 \pm 11,0	-130,0 \pm 80,0	8,0 \cdot 10 ²⁰ \pm 2	3,6 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	3,8 \cdot 10 ²⁰	1,2 \cdot 10 ¹³ \pm 2	3,8 \cdot 10 ²⁰
Sm—Gd	154	62	22,61	1250,0 \pm 10,0	-728,0 \pm 5,0	1,3 \cdot 10 ²⁵ \pm 2	7,5 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	7,8 \cdot 10 ²²	1,6 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	4,9 \cdot 10 ²²
Gd—Dy	160	64	21,75	1731,0 \pm 11,0	-102,3 \pm 1,4	2,9 \cdot 10 ²³ \pm 2	1,2 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	1,2 \cdot 10 ²²	3,1 \cdot 10 ¹⁴ \pm 2	9,4 \cdot 10 ²¹
U—Pu	238	92	99,275	1146,2 \pm 4,6	-145,6 \pm 1,3	8,9 \cdot 10 ²⁴ \pm 2	7,1 \cdot 10 ¹⁶ \pm 2	7,5 \cdot 10 ²²	1,1 \cdot 10 ¹⁵ \pm 2	3,3 \cdot 10 ²²

Модель пионного остова Δ (1232)-резонанса была использована Митчем, Пиччиото и Брайманом [67] для оценки вероятности безнейтринного 2β -распада как процесса первого порядка по сверхслабому взаимодействию (диаграмма на рис. 1, е). С помощью лагранжиана, аналогичного тому, который описывает β -распад пиона ($\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e$), была вычислена постоянная распада:

$$\lambda_{0\nu} = 7,2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{G'}{G}\right)^2 \left(\frac{2\pi Z}{137}\right)^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi Z}{137}\right)\right]^{-2} \times \\ \times P(\Delta) |\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2 \varepsilon_0 (\varepsilon_0^4 + 6\varepsilon_0^3 + 25\varepsilon_0^2 + 40\varepsilon_0 + 48) \text{ лет}^{-1},$$

где G' — константа сверхслабого взаимодействия. Используя для $P(\Delta)$ и $\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle$ значения, указанные выше, получено $T_{1/2}({}^{130}\text{Te}) = 3 \cdot 10^{-5} (G/G')^2$ лет. Сравнение с экспериментальным значением $T_{1/2}({}^{130}\text{Te})$ [10] позволило установить, что $G' = 10^{-12,9}G$. Далее, используя это значение G' , авторы вычислили периоды полураспада для ${}^{48}\text{Ca}$ ($10^{20,9}$ лет), ${}^{76}\text{Ge}$ ($10^{21,9}$ лет), ${}^{82}\text{Se}$ ($10^{21,3}$ лет), ${}^{128}\text{Te}$ ($10^{22,7}$ лет), которые неплохо согласуются с экспериментальными пределами и расчетами других авторов.

Эти же авторы [68] вычислили скорость двухнейтринного 2β -распада, происходящего по резонансному механизму (диаграмма процесса на рис. 1, в):

$$\lambda = \ln 2 \left[2,22 \cdot 10^{25} \left(1 - \exp\left(-\frac{2\pi Z}{137}\right)\right)^2 \left(\frac{137}{2\pi Z}\right)^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{|\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2 P(\Delta) \bar{K} f_0(\varepsilon_0)} \right]^{-1} \text{ лет}^{-1},$$

где $f_0^{\pm}(\varepsilon_0) = \varepsilon_0^7 (1 + \varepsilon_0/2 + \varepsilon_0^2/9 + \varepsilon_0^3/90 + \varepsilon_0^4/1980)$; \bar{K} — среднее значение функции

$$K = [(E_1 + \varepsilon_1)^{-1} + (E_2 + \varepsilon_2)^{-1}] \{ 2[(E_1 + \varepsilon_1)^{-1} + (E_2 + \varepsilon_2)^{-1}] - \\ - [(E_1 + \varepsilon_2)^{-1} + (E_2 + \varepsilon_1)^{-1}] \} + (E_1 \leftrightarrow E_2)$$

($E_1, E_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ — энергии электронов и нейтрино соответственно).

В предположении $|\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^2 \approx 10^{-1}$ получено выражение для $T_{1/2}({}^{130}\text{Te})$:

$$T_{1/2}({}^{130}\text{Te}) = 10^{19,5} [P(\Delta)]^{-1} \text{ лет.}$$

Путем сравнения с экспериментальным значением $T_{1/2}({}^{130}\text{Te}) = 10^{21,34}$ лет вычислено, что $P(\Delta) \approx 1,4\%$. Это значение $P(\Delta)$ положено в основу расчетов периодов полураспада ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{82}\text{Se}$, ${}^{128}\text{Te}$.

Результаты расчетов [67, 68] сведены в табл. 5, которая приведена в работе [24]. Эти расчеты показывают, что присутствие резонансов с вероятностью порядка всего лишь одного процента может играть очень важную роль в проблеме 2β -распада.

Отметим, что результаты расчетов [3] содержат множитель $10^{\pm 2}$, появляющийся из-за существенной неопределенности в значениях ядерных матричных элементов, которые были вычислены с учетом ядерной структуры только для нескольких ядер.

Таблица 5

Переход	Энергия перехода, m, e^2	Теоретические значения $T_{1/2}$, год					Экспериментальные значения $T_{1/2}$, год
		Слабое взаимодействие				Сверхслабое [67] Δ -механ.	
		2 ν -[66] 2-нукл.	2 ν -[68] Δ -механ.	0 ν -[4] 2-нукл.	0 ν -[4] Δ -механ.		
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	8,4	$10^{20,3}$	$10^{19,9}$	$10^{20,6}$	$10^{20,5}$	$10^{20,9}$	$> 10^{21,3} - 0\nu$ [69] $> 10^{19,56} - 2\nu$ [69]
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	4,0	$10^{22,3}$	$10^{22,4}$	$10^{22,0}$	$10^{22,1}$	$10^{21,9}$	$> 10^{21,7} - 0\nu$ [70] $> 10^{21,49} - 0\nu$ [71]
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	5,9	$10^{20,9}$	$10^{21,0}$	10 ²¹	$10^{21,2}$	$10^{21,3}$	$10^{20,42} - [18]$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	1,7	$10^{25,1}$	$10^{24,9}$	$10^{23,7}$	$10^{23,5}$	$10^{22,7}$	$10^{24,54 \pm 12}$ [15]
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	5,0	$10^{21,3}$	$10^{21,3}$	$10^{21,3}$	$10^{21,3}$	$10^{21,3}$	$10^{21,34 \pm 0,12}$ [10]

Расчеты ядерных матричных элементов и оценки параметра несохранения лептонов. В работе [72] сделаны расчеты МЭ двухнейтринного распада ^{130}Te . Показано, что вкладом ферми-взаимодействия в вероятность распада можно пренебречь, а гамов-теллеровский матричный элемент вычислен на основе модели спаривания, в которой значение гамов-теллеровской силы подбирается таким образом, чтобы получилось правильное значение скорости обычного β -распада. Полученный период полураспада ^{130}Te ($1,2 \cdot 10^{20}$ лет) на два порядка меньше, чем приведенный в табл. 4, и на порядок меньше экспериментального значения.

В работе В. А. Ходеля [73] установлено, что ядерный матричный элемент безнейтринного двойного β -распада ^{48}Ca имеет максимальную величину, если одночастичные квантовые числа распадающейся и образующейся пар нуклонов близки друг к другу. Исследованы флуктуации ядерных матричных элементов распада и показано, что эти флуктуации могут быть велики даже для соседних ядер из-за возможной интерференции матричных элементов различных компонент квазичастичных волновых функций начального и конечного состояний. В дальнейшем В. А. Ходель [74] провел расчет ядерных матричных элементов для двухнейтринного распада ^{48}Ca с помощью метода, в основе которого лежит принцип отбора диаграмм, используемый в квантовой электродинамике при выводе низкоэнергетической теоремы для тормозного излучения. В работе получены уравнения для вычисления МЭ через константы, вводимые в теории конечных ферми-систем.

Вычисленное значение $T_{1/2}$ примерно равно 10^{20} лет, что неплохо согласуется с экспериментальной предельной оценкой $T_{1/2} \geq \geq 3,6 \cdot 10^{19}$ лет для указанного перехода [69].

В работе [75] на основе волновых функций оболочечной модели ядра рассчитаны ядерные матричные элементы 2β -распада ^{48}Ca , ^{128}Te и ^{130}Te как для гамов-теллеровского перехода второго порядка. Автор подтвердил малость матричных элементов ^{48}Ca ($|\text{MЭ}|^2 \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$), вычисленных ранее В. А. Ходелем [73], и сделал вывод о том, что ядро ^{48}Ca , вероятно, не является лучшим кандидатом для изучения несохранения лептонов в связи с невозможностью точного вычисления МЭ и возможной затрудненностью 2β -распада. Для ^{128}Te и ^{130}Te МЭ вычислены с использованием приближенной оболочечной модели и следующих допущений:

- 1) основные состояния являются произведениями протонных и нейтронных волновых функций;
- 2) нейтронные волновые функции имеют вид $1h_{11/2}^n$. Получены значения МЭ: $-0,568$ и $-0,496$ для $A = 128$ и 130 , что подтверждает предположение о примерном равенстве МЭ этих ядер, сделанное ранее Б. М. Понтекорво [60], а также Розеном и Примаковым [4].

И наконец, в недавней работе С. А. Фаянса и В. А. Ходела [76] вновь рассчитаны матричные элементы безнейтринного распада ^{48}Ca с использованием теории конечных ферми-систем. Получены следующие значения МЭ: $M_V = -0,221$; $M_S = 0,591$; $M_T = -0,030$.

Обратимся теперь к оценкам параметра несохранения лептонного заряда, которые можно получить непосредственно из выражения (10) на основе значений рассчитанного матричного элемента и измеренного времени жизни для безнейтринного 2β -распада.

Результаты косвенных масс-спектрометрических опытов также можно использовать для определения степени нарушения лептонного числа. Но так как в этом случае безнейтринный и двухнейтринный каналы распада экспериментально не разделяются, оценку величины η можно на основе (10) и (10') записать в виде

$$\eta^2 = f_2 (T_{1/2} |\text{MЭ}|^2)^{-1} - f_3^{-1}. \quad (14)$$

Розен и Примаков [4], посчитав, что измеренное Кирстенем [10] в косвенном эксперименте значение периода полураспада ^{130}Te ($10^{21,34}$ лет) полностью связано с безнейтринным 2β -распадом, получили из (10) $\eta \approx 10^{-4}$ МЭ $^{-1}$. Откуда при МЭ $\approx 0,1$ следует $\eta \approx 10^{-3}$. Далее авторы [4] произвели оценку параметра η для этого же экспериментального значения [10] на основе выражения (13), полученного в предположении о резонансном механизме безнейтринного распада. Было найдено

$$\eta \approx 10^{-5,3} [P(\Delta)]^{-1/2} |\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle|^{-1},$$

что налагает при $P(\Delta) \approx 0,01$ и $|\langle \Phi_f | \Phi_i \rangle| \approx 0,3$ более жесткий предел на значение $\eta \approx 1,7 \cdot 10^{-4}$.

В. А. Ходель [73], используя ранние результаты Колумбийской группы [77] по изучению безнейтринного распада ^{48}Ca ($T_{1/2} \geq 1,6 \cdot 10^{21}$ лет), и собственные расчеты ядерных матричных элементов указанного перехода, установил $\eta \leq 3 \cdot 10^{-4}$. В последующих опытах [69] с ^{48}Ca экспериментальное значение периода полураспада было уточнено ($T_{1/2} \geq 2 \cdot 10^{21}$ лет). Это позволило С. А. Фаянсу и В. А. Ходелю определить [76] на основе довольно сложных теоретических расчетов, что величина параметра несохранения не превышает $0,6 \cdot 10^{-4}$, а масса электронного антинейтрино $m_{\tilde{\nu}_e} \leq 50$ эВ.

Недавно 2β -распад ^{48}Ca был вновь тщательно рассмотрен в работе [78], где рассчитаны ядерные матричные элементы безнейтринного и двухнейтринного переходов. В результате расчетов получены следующие значения периодов полураспада:

$$T_{1/2}^{0\nu} = (0,32 \pm 0,1) \cdot 10^{11} [(1 + \delta_0)/(1 - \delta_0)]^2 \text{ лет};$$

$$T_{1/2}^{2\nu} = 6 \cdot 10^{19 \pm 0,5} \text{ лет},$$

где δ_0 — параметр, отличие которого от единицы характеризует несохранение лептонов. Сравнение теоретического значения $T_{1/2}$ с экспериментальным [69] позволило установить, что $|1 - \delta_0| \leq 3 \cdot 10^{-6}$.

В работе Колумбийской группы [71] осуществлена, по мнению авторов, первая и самая точная оценка величины η без явного учета матричных элементов исследуемого перехода $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$. Параметр несохранения вычислен на основании результатов этой группы, определивших предел времени жизни для безнейтринного распада ^{82}Se ($3,1 \cdot 10^{21}$ лет) данных Сринивасана [18] о полном периоде полураспада ^{82}Se ($2,76 \cdot 10^{20}$ лет), а также в предположении о справедливости следующих допущений:

1) ядерные матричные элементы для безнейтринного и двухнейтринного канала сравнимы между собой;

2) отношение фазовых объемов для 0ν - и 2ν -каналов распада примерно равны 10^6 . Тогда из (9) и (10) следует $T_{1/2}^{2\nu}/T_{1/2}^{0\nu} \approx 10^6 \eta^2$. Если учесть, что $T_{1/2}^{2\nu}/T_{1/2}^{0\nu} = R_0/(1 - R_0)$, где R_0 — коэффициент ветвления, равный отношению вероятности безнейтринного распада к полной вероятности 2β -распада, то $R_0/(1 - R_0) \approx 10^6 \eta^2$. Значение R_0 , определенное по данным [18, 71], составляет 0,09, откуда $\eta \approx 3 \cdot 10^{-4}$.

В работе [14] по измеренному масс-спектрометрическим методом отношению периодов полураспада $T_{1/2}(^{128}\text{Te})/T_{1/2}(^{130}\text{Te}) \approx 1,59 \times 10^3$ с предположением равенства матричных элементов вычислено $\eta \leq 0,8 \cdot 10^{-4}$.

В работе Вергадоса [75] для определения параметра несохранения лептонов, кроме вычисленных МЭ, использованы экспериментальные данные работ [10, 14, 69]. Соответствующие значения эффективных величин фазовых объемов, входящие в выражение (14), рассчитаны на основании формул (11) и (12) (единица измерения — год): $f_2(48) = 4,0 \cdot 10^{12}$; $f_4(48) = 7,94 \cdot 10^{18}$; $f_2(128) = 4 \cdot 10^{15}$; $f_4(128) = 4,10 \cdot 10^{24}$; $f_2(130) = 3,16 \cdot 10^{13}$; $f_4(130) = 6,64 \cdot 10^{20}$.

В результате получено: $\eta(48) = 4 \cdot 10^{-4}$; $\eta(128) = 0,86 \cdot 10^{-4}$; $\eta(130) = 2,8 \cdot 10^{-4}$. Считая, что отношение $|M\bar{E}(128)/M\bar{E}(130)|^2 = 1,3$ еще более точно и достоверно, на его основе и по отношению периодов полураспада ^{128}Te и ^{130}Te установлено $\eta = 0,45 \times 10^{-4}$. Этот результат, по мнению автора, прекрасно согласуется с ранее найденными значениями, что подтверждает верность вычислений матричных элементов.

Наибольший предел времени жизни по отношению к безнейтринному 2β -распаду ($5 \cdot 10^{21}$ лет) определен в опыте по изучению перехода $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ [70]. Исходя из этого результата и приближенных допущений, аналогичных принятым Примаковым и Розеном [4], в работе [3] вычислены граничные значения параметра η : $10^{-2,6 \pm 1}$ для двухнуклонного и $10^{-3 \pm 1}$ для резонансного механизмов 2β -распада.

В табл. 6 собраны все наиболее существенные данные по несохранению лептонного заряда в процессах 2β -распада.

Энергетические спектры и угловая корреляция электронов. При распаде по безнейтринному каналу энергия перехода распределяется практически между двумя электронами, так как отдачей ядра можно пренебречь. В этом случае форма энергетического спектра одиночного электрона полностью определяет закон распределения энергий между двумя электронами.

Если ϵ_1 , ϵ_2 и W_0 — соответственно полная энергия первого и второго электрона и полное энергосвыделение при распаде (в единицах $m_e c^2$), то вероятность нахождения электрона с энергией в диапазоне $(\epsilon_1; \epsilon_1 + d\epsilon_1)$ определяется следующим выражением [22]:

$$\omega(\epsilon_1) d\epsilon_1 = \text{const } F(\epsilon_1) F(\epsilon_2) \times \\ \times [(\epsilon_1 - 1)^{1/2} (\epsilon_2 - 1)^{1/2}] (\epsilon_1 \epsilon_2 - 1) (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 d\epsilon_1,$$

где $F(\epsilon) = 2\pi Z e^2 / [1 - \exp(2\pi Z e^2 / \hbar v)] \hbar v$, $\epsilon_2 = W_0 - \epsilon_1$, а v и e — скорость и заряд электрона. Пренебрегая экспонентой в знаменателе $F(\epsilon_1)$ для достаточно тяжелых ядер и ограничивая полную энергию электронов диапазоном $2 \leq \epsilon_1 \leq W_0 - 2$, т. е. рассматривая электроны со скоростью $\approx c$, получаем $F(\epsilon_1) \approx 2\pi Z e^2 / \hbar c = \text{const}$. Если перейти теперь от полных энергий к кинетическим $\epsilon_0 = W_0 - 2$; $E = \epsilon - 1$, то можно вывести следующее выраже-

Оценки параметра несохранения лептонов на основе опытов по 2 β -распаду

Переход	Экспериментальные значения $T_{1/2}$, год	Значения матричных элементов	Дополнительные предложения	Значения параметра η	Литература	
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	$\geq 1,6 \cdot 10^{21}$ 0ν - [77] $\geq 2 \cdot 10^{21}$ 0ν - [69]	$ M\Theta \approx 0,17$ $M_V = -0,221$ $M_S = 0,591$ $M_T = 0,030$ $ M\Theta ^2 = 1,2 \cdot 10^{-2}$	—	$\leq 3 \cdot 10^{-4}$	[73]	
			—	$\leq 0,6 \cdot 10^{-4}$	[76]	
			$f_2 = 4 \cdot 10^{12}$ лет $f_4 = 7,94 \cdot 10^{18}$ лет	$\leq 4 \cdot 10^{-4}$	[75]	
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$\geq 5 \cdot 10^{21}$ 0ν - [70]	$ M\Theta \approx 0,1$	$ M\Theta \approx 0,1$	$10^{-2,6 \pm 1}$	[3]	
			$P(\Delta) \approx 0,01$ $ \langle \Phi_f \Phi_i \rangle ^2 \approx 0,01$	$10^{-3 \pm 1}$ Δ -механизм		
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	$\geq 3,1 \cdot 10^{21}$ 0ν - [71] $2,76 \cdot 10^{20}$ $0\nu + 2\nu$ - [18]	$ M\Theta _{0\nu} \approx M\Theta _{2\nu}$ $R_0 = \frac{\lambda_{0\nu}}{\lambda_{0\nu} + 2\lambda_{2\nu}} \approx 0,09$	$ M\Theta _{0\nu} \approx M\Theta _{2\nu}$ $f_4/f_2 \approx 10^6$	$\leq 3 \cdot 10^{-4}$	[71]	
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	$1,5 \cdot 10^{24}$ $0\nu + 2\nu$ - [14]	$ M\Theta ^2 = 0,32$	$f_2 = 4 \cdot 10^{15}$ лет $f_4 = 4,1 \cdot 10^{24}$ лет	$0,9 \cdot 10^{-4}$	[75]	
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$2,2 \cdot 10^{21}$ $0\nu + 2\nu$ - [10]	$ M\Theta ^2 = 0,25$	$f_2 = 3,16 \cdot 10^{13}$ лет $f_4 = 6,64 \cdot 10^{20}$ лет	$2,8 \cdot 10^{-4}$	[75]	
			$ M\Theta \approx 0,1$	$ M\Theta \approx 0,1$	10^{-3}	[4]
			$P(\Delta) \approx 0,01$ $ \langle \Phi_f \Phi_i \rangle ^2 \approx 0,01$	$1,7 \cdot 10^{-4}$ Δ -механизм		
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$\frac{T_{1/2}(128)}{T_{1/2}(130)} = 1,59 \cdot 10^3$ [14]	$ M\Theta _{128} \approx M\Theta _{130}$	$ M\Theta _{128} \approx M\Theta _{130}$	$(6 \div 10) \cdot 10^{-4}$	[14]	
		$\frac{ M\Theta _{128}^2}{ M\Theta _{130}^2} \approx 1,28$		$(0,5 - 0,7) \times 10^{-4}$	[75]	

ние для спектра одиночных электронов:

$$\omega(x) dx = \text{const} (2x - 1)^2 (x/\epsilon_0 + x - x^2) (x - x^2)^{1/2},$$

где $x = E/\epsilon_0$; $1 \leq E \leq \epsilon_0 - 1$.

На рис. 2 показан график этой зависимости для 2β -распада ^{48}Ca . Видно, что при наиболее вероятном разделении один электрон будет иметь энергию около $0,85\epsilon_0$, а второй $0,15\epsilon_0$. Вылет электронов с энергиями $0,5\epsilon_0$ или ϵ_0 практически невозможен. Эти характерные особенности распределения сохраняются при расчетах с отличающимися от принятых выше начальными предположениями [79, 80].

Форма одиночного и суммарного энергетических спектров для двухнейтринного 2β -распада рассчитана в работах [78, 81]. На рис. 3 представлены спектры для 2β -распада ^{48}Ca [81].

В работе [79] установлен также вид функции угловой корреляции электронов при 2β -распаде без участия нейтрино:

$$F(\theta) = 1 + f(E_1; E_2) \cos \theta, \tag{15}$$

где f — сложная функция энергии электронов, зависящая от выбранного варианта β -взаимодействия. В грубом приближении

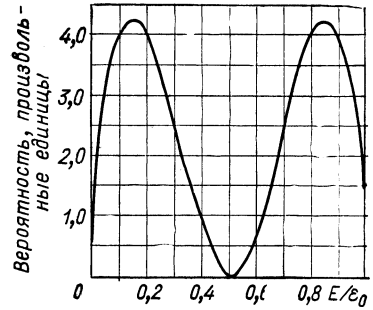


Рис. 2. Спектр энергий для одного из электронов при безнейтринном 2β -распаде

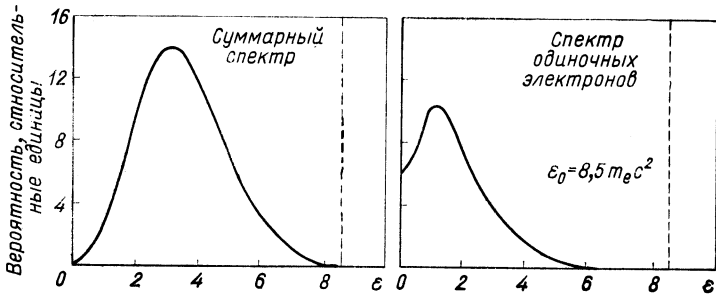


Рис. 3. Суммарный и одиночный энергетические спектры электронов для двухнейтринного 2β -распада ^{48}Ca

при осуществлении ядерных 2β -переходов однократного запрещения $f(E_1; E_2) \approx 1$ и

$$F(\theta) \approx 1 + \cos \theta.$$

При такой зависимости наиболее вероятна угловая корреляция $\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, что существенно снижает эффективность регистрации совпадений.

Розен и Примаков [4] показали, что функция угловой корреляции при резонансном механизме безнейтринного 2β -распада существенно отличается от (15) и имеет следующий вид:

$$F(\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2) \approx \left\{ 1 - \left(\frac{\mathbf{P}_1}{|\mathbf{P}_1|} \cdot \frac{\mathbf{P}_2}{|\mathbf{P}_2|} \right) \right\} \left\{ 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\mathbf{P}_1}{|\mathbf{P}_1|} \cdot \frac{\mathbf{P}_2}{|\mathbf{P}_2|} \right) \right\},$$

где \mathbf{P}_1 , \mathbf{P}_2 — импульсы электронов.

В то же время расчет по резонансному механизму 2β -распада как эффекта первого порядка в сверхслабом взаимодействии [67] приводит к результату, аналогичному (15):

$$F(\theta) = 1 + v_1 v_2 \cos \theta + m_e^2 / (E_1 - E_2),$$

где v_1 , v_2 и E_1 , E_2 — скорости и энергии электронов.

Таким образом, для того чтобы по виду угловой корреляции сделать выбор между двухнуклонным и резонансным механизмами 2β -распада, необходимо предварительно определить, какое взаимодействие (слабое или сверхслабое) ответственно за этот процесс.

Для полноты приведем также результат Конопинского [66], полученный для двухнейтринного распада по двухнуклонному механизму:

$$F_{\frac{1}{2}}(\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2) \approx \frac{1}{2} [1 - (\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2) / (\varepsilon_1 + 1)(\varepsilon_2 + 1)],$$

где ε_1 и ε_2 — кинетические энергии электронов в единицах электронных масс.

3. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В этом разделе основное внимание уделено экспериментам, выполненным в последнее время.

Существуют две принципиально различные группы опытов по изучению 2β -распада — прямые и косвенные. В прямых опытах задача состоит в регистрации одновременного вылета двух электронов и в изучении распределения вероятностей суммы кинетических энергий электронов. Однако экстремально низкая вероятность 2β -процесса чрезвычайно затрудняет непосредственное наблюдение актов распада, поскольку интенсивность фона на много порядков превышает исчезающе малую интенсивность эффекта, который должен быть выделен. Например, в одном грамме образца при периоде полураспада 10^{21} лет происходит около одного распада в год.

Трудности прямой регистрации 2β -распада стимулировали развитие косвенных методов изучения этого явления, заключающихся в поиске дочерних ядер (A , $Z + 2$) в образцах с высокой исходной концентрацией ядер материнского элемента (A , Z).

Преимуществом косвенных экспериментов является громадная, равная возрасту образца и достигающая нескольких миллиардов лет, экспозиция, в течение которой происходило накопление продуктов 2β -распада. Но это одновременно и недостаток методики, так как незнание «истории» образца налагает, к сожалению, серьезные ограничения на достоверность получаемых результатов.

Косвенные опыты. В подавляющем большинстве выполненных до сих пор экспериментов для изучения выбирались образцы минералов, содержащих селен и теллур, которые в результате 2β -распада превращаются в инертные газы — криптон и ксенон.

Исследование включает в себя несколько этапов.

1. Определение возраста образца по возможности несколькими методами.

2. Определение содержания в образце теллура и селена.

3. Извлечение из образца ксенона и криптона.

4. Проведение масс-спектрометрического изотопного анализа выделенных газов и определение абсолютного содержания изотопов Хе и Кг.

5. Определение коэффициента сохранения ксенона и криптона в образце за время его существования.

6. обстоятельный и тщательный учет вклада различных фоновых реакций в образование изотопов ^{128}Xe , ^{130}Xe , ^{82}Se .

7. Расчет на основании полученных данных периода полураспада по формуле

$$T_{1/2} = \ln(2) M_m t S / M_t,$$

где t — возраст минерала; M_m — количество материнского элемента; M_t — количество дочернего продукта, образовавшегося в процессе 2β -распада; S — коэффициент сохранности дочернего элемента за время t .

В первых опытах такого рода Ливен и др. [82] установили нижнюю границу $6 \cdot 10^{18}$ лет для перехода $^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$, а Ингрэм и Рейнольдс [82] определили $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{21}$ лет распада $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$. В работе [83] для этого перехода был получен результат $3,3 \cdot 10^{21}$ лет. В более поздних опытах [84] определено значение $T_{1/2}$ для $^{130}\text{Te} - (8_{-0,9}^{+0,4}) \cdot 10^{20}$ лет и для $^{128}\text{Te} - 3 \cdot 10^{22}$.

В перечисленных работах [82—84] не учитывались вклад от фоновых реакций и возможность утраты части ксенона за время существования образца, что снижает в некоторой мере ценность полученных результатов.

В работе [8] для определения количества ксенона, образовавшегося в 2β -распаде, внесен ряд поправок с учетом того факта, что выделенный из минерала ксенон состоял, по мнению авторов, из трех компонент: атмосферного ксенона, ксенона от спонтанного деления урана и ксенона, образовавшегося в ядерных реакциях. При определении коэффициента сохранности ксенона в образце

сделано предположение о том, что скорости диффузии ^{128}Xe и ^{130}Xe мало отличаются от скорости диффузии ^{136}Xe при термическом воздействии на минерал (это было подтверждено специально проведенными испытаниями). Так как ^{136}Xe в основном образовался благодаря спонтанному делению урана, присутствовавшему в образце, по концентрации урана удалось вычислить количество ^{136}Xe , образовавшееся за время существования образца. Затем, измерив действительное содержание ^{136}Xe и сравнив его с расчетным, авторы определили коэффициент сохранности ^{136}Xe равным 0,07 и приняли это значение для ^{128}Xe и ^{130}Xe . С учетом этого обстоятельства получено: $T_{1/2} (^{130}\text{Te}) = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{20}$ лет; $T_{1/2} (^{128}\text{Te}) > 7,7 \cdot 10^{20}$ лет.

Кирстен и др. [9, 10] в образце руды (шахта Гуд Хоуп, Колорадо) с содержанием теллура $99,4 \pm 0,6\%$ обнаружили избыток ^{130}Xe (70% общего содержания Xe), в 50 раз превышающий атмосферную концентрацию Xe.

Отсутствие других аномалий в отношении ксенона исключает все процессы, кроме 2β -распада, которые могли бы обусловить образование избытка ^{130}Xe . Действительно, спонтанное деление урана не может быть источником образования ^{130}Xe , так как в этом случае количество ^{136}Xe примерно в 10^5 раз превысило бы количество ^{130}Xe . (Содержание урана в образце было определено нейтронно-активационным методом и составило $(21 \pm 2) \cdot 10^{-7}\%$, что на четыре порядка меньше, чем в образцах, использованных в предыдущих работах [8, 82—84].) Реакции, индуцированные нейтронами, могли бы вызвать образование ^{129}Xe и ^{131}Xe , но ни одна из таких аномалий в образце не наблюдалась, что устанавливает предельное значение максимального внутреннего потока нейтронов. Исходя из этого ограничения, влиянием реакции $^{133}\text{Cs} (n, \alpha)^{130}\text{I} \xrightarrow{\beta^-} ^{130}\text{Xe}$ можно пренебречь. Реакции скалывания, индуцированные космическими частицами, привели бы к образованию значительно больших по сравнению с ^{130}Xe количеств ^{124}Xe и ^{126}Xe . Естественное α -излучение могло бы обусловить образование ^{128}Xe , ^{129}Xe и ^{131}Xe , но не ^{130}Xe , так как энергия α -частиц недостаточна для протекания реакции $^{128}\text{Te} (\alpha, 2n)^{130}\text{Xe}$. Таким образом, единственным разумным объяснением наблюдаемого избытка ^{130}Xe может быть только 2β -распад ^{130}Te .

Авторы определили возраст образца с помощью калий-аргонового метода датирования — $(1,31 \pm 0,14) \cdot 10^9$ лет, что неплохо согласуется с геологической ситуацией рудного месторождения. В то же время возраст, рассчитанный по содержанию гелия и урана, составляет $(2,05 \pm 0,55) \cdot 10^8$ лет. На основании этого различия авторы пренебрегают потерями ксенона, так как, хотя частичное обеднение гелием и произошло, количество аргона не уменьшилось. Высокая удерживаемость ^{130}Xe была подтверждена также в опытах с постадийным нагреванием. С учетом этого допущения

период полураспада для ^{130}Te составил $10^{21,34 \pm 0,12}$ лет. Для ^{128}Te результаты, полученные в предыдущих работах, не подтвердились, и было определено только предельное значение $T_{1/2} \geq 10^{23,3}$ лет.

В работе [9] также были исследованы селеносодержащие минералы в целях обнаружения перехода $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$. Из образцов был выделен криптон и определено его изотопное содержание: $^{82}\text{Kr} : ^{83}\text{Kr} : ^{84}\text{Kr} : ^{86}\text{Kr} = 0,3 : 16,5 : 1,0 : 0,3$. Атмосферный криптон имел состав: $^{82}\text{Kr} : ^{83}\text{Kr} : ^{84}\text{Kr} : ^{86}\text{Kr} = 0,2 : 0,2 : 1,0 : 0,35$. Таким образом, был обнаружен значительный избыток ^{83}Kr . Реакции $^{80}\text{Se} (\alpha, n) ^{83}\text{Kr}$ и $^{82}\text{Se} (n, \gamma) ^{83}\text{Se} \xrightarrow{\beta^-} ^{83}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{83}\text{Kr}$ хорошо и исчерпывающе объясняют аномалию в содержании ^{83}Kr . Изотоп ^{82}Kr мог образоваться следующим образом:

- 1) $^{78}\text{Se} (n, \gamma) ^{79}\text{Se} (\alpha, n) ^{82}\text{Kr}$; 2) $^{80}\text{Se} (\alpha, 2n) ^{82}\text{Kr}$;
- 3) $^{85}\text{Rb} (n, \alpha) ^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$; 4) $^{81}\text{Br} (n, \gamma) ^{82}\text{Br} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}\text{Kr}$;
- 5) $^{82}\text{Se} \xrightarrow{2\beta^-} ^{82}\text{Kr}$.

Так как для ^{79}Se $T_{1/2} = 7 \cdot 10^4$ лет, образование заметного количества ^{82}Kr за счет процесса 1) невозможно. Реакция 2) протекает при $E_\alpha \geq 11$ МэВ, и с учетом сечения образования ^{83}Kr в (α, n) -реакциях может обеспечить весьма незначительный избыток ^{82}Kr . Для процессов 3) и 4) не было произведено точных оценок, но показано, что в них может быть образовано небольшое количество ^{82}Kr . Возраст минерала определен неточно — $(6-23) \cdot 10^7$ лет. Поэтому $T_{1/2} = (3-10) \cdot 10^{19}$ лет. Среднее значение $T_{1/2} (^{82}\text{Se}) = 6 \cdot 10^{19 \pm 0,3}$ лет.

В работе [13] получены более достоверные результаты по определению периода полураспада ^{82}Se . Для шести селеносодержащих образцов найдена повышенная (по сравнению с атмосферной) концентрация ^{82}Kr . Для образца селено-кобелита с наибольшим избытком ^{82}Kr соотношение $^{82}\text{Kr} : ^{83}\text{Kr} \approx 4,7$. Изотопный состав криптона, экстрагированного из указанного образца, наглядно показывает, что содержание всех, кроме ^{82}Kr , изотопов криптона соответствует атмосферному. Последний факт позволяет исключить побочные реакции в качестве возможного объяснения избытка ^{82}Kr , повторив рассуждения, сделанные в работе [9].

Так как накопление ^{82}Kr в результате 2β -распада и ^{86}Kr в результате деления урана является почти линейным в течение интервала времени, равного возрасту образца ($250-350 \cdot 10^6$ лет), авторы рассчитали период полураспада ^{82}Se только по соотношениям изотопов криптона, устранив тем самым неопределенности в учете диффузии газов. Получен результат: $T_{1/2} = (1,37 \pm 0,28) \cdot 10^{20}$ лет.

В серии работ [16-18] периоды полураспада ^{130}Te и ^{82}Se определены с тщательным анализом всех возможных каналов образования ^{130}Xe и ^{82}Kr . Для учета влияния реакций, вызванных

нейтронами, на изотопный состав криптона и ксенона, использовано облучение образцов в потоке нейтронов ядерного реактора с последующим изотопным анализом.

Для $2,46 \cdot 10^9$ -летней руды теллура из Калгурли (Австралия) получено $T_{1/2} (^{130}\text{Te}) = (2,83 \pm 0,30) \cdot 10^{21}$ лет [16].

Исследовав затем [17] образец теллуру-висмута № 25 IB (Болиден, Швеция), авторы нашли $T_{1/2} (^{130}\text{Te}) = (2,69 \pm 0,27) \cdot 10^{21}$ лет, что прекрасно согласуется с их предыдущим результатом.

В следующей работе [18] в этом же образце (№ 25 IB) был определен изотопный состав Se и Kr, что позволило установить $T_{1/2} (^{130}\text{Te})/T_{1/2} (^{82}\text{Se}) = 10 \pm 2$. На основании указанного отношения и определенного ранее $T_{1/2} (^{130}\text{Te})$ авторы вычислили два значения $T_{1/2} (^{82}\text{Se})$: $(2,69 \pm 0,60) \cdot 10^{20}$ лет и $(2,83 \pm 0,64) \cdot 10^{20}$ лет. Среднее значение равно $(2,76 \pm 0,88) \cdot 10^{20}$ лет. Этот результат почти в два раза больше данных Кирстена [13]. В попытке понять различие данных был изучен изотопный состав Se и Kr в образце юманита из Харби (Западная Моравия), т. е. из того же района, что и образец Кирстена. Обнаружено значительно более низкое отношение $^{82}\text{Kr}/^{82}\text{Se}$, чем в работе [13]. Используя $T_{1/2} (^{82}\text{Se}) = (2,76 \pm 0,88) \cdot 10^{20}$ лет, авторы определили возраст этого образца $(1,6 \pm 0,5) \cdot 10^8$ лет, что находится вблизи нижнего предела предполагаемого геологического возраста этого месторождения.

В работе [14] изучен образец теллурида золота из залежей Калгурли (Австралия). Возраст минерализованного золота в этом районе, по данным рубидий-стронциевого датирования, составляет $(2,460 \pm 0,080) \cdot 10^9$ лет. Из 10 г теллурида один образец массой 3,791 г исследовался на масс-спектрометре, а из оставшейся массы минерала, разделенной на пятьдесят частей, были приготовлены две аликвотные пробы (0,210 и 0,307 г.) Эти пробы вместе с мониторами из теллура и йода были подвергнуты облучению интегральным нейтронным потоком реактора в $2 \cdot 10^{13}$ нейтр./см², после чего производился изотопный анализ. Все анализы выполнялись с тщательностью, исключавшей возможность загрязнения образца атмосферным ксеноном. Выделение ксенона производилось в четыре этапа: при 250, 350, 600 и 750 °C.

Для изотопов ^{128}Xe , ^{130}Xe и ^{131}Xe первый образец имел избыток (по сравнению с атмосферным составом) соответственно: 2,9; 5090 и 26. Отношение избыточного количества $^{128}\text{Xe}/^{130}\text{Xe}$ составило $(5,8 - 0,2) \cdot 10^{-4}$ и оказалось в пятьдесят раз меньше предыдущего результата Такаока [84]. В то же время указанная величина неплохо согласуется с более ранними результатами авторов работы, где были найдены верхние границы для этого отношения $9,3 \cdot 10^{-3}$ и $3,2 \cdot 10^{-3}$, и совпадает с неопубликованными данными Кирстена, который в образцах естественного теллура из рудника Гуд Хоуп в штате Колорадо (США) определил предел упомянутого

отношения — $4,6 \cdot 10^{-4}$. Совпадение тем более отрадное, что ксенон из образца Кирстена имел всего лишь десятикратное обогащение ^{130}Xe , а ксенон из теллурида Калгурли был обогащен более чем в 700 раз. По этому отношению рассчитано $T_{1/2}(^{128}\text{Te})/T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = (1,59 \mp 0,05) \cdot 10^3$. Кроме того, определен $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = (1,05 \mp 0,04) \cdot 10^{21}$ лет и $(0,89 \mp 0,11) \cdot 10^{21}$ лет в двух образцах. По среднему значению $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = 1,0 \cdot 10^{21}$ лет и по отношению периодов полураспада вычислен $T_{1/2}(^{128}\text{Te}) = (1,54 \mp 0,17) \cdot 10^{24}$ лет.

В дальнейшем отношение периодов полураспада ^{128}Te и ^{130}Te было вновь измерено [15] при анализе образца алтаита (РвТе) из Маттагани Лейк (Квебек). Полученное значение $(1,57 \pm 0,10) \times 10^3$ находится в отличном согласии с предыдущим результатом [14]. Следует отметить, что указанные отношения периодов полураспада являются, очевидно, самыми достоверными из результатов, установленных в масс-спектрометрических опытах, поскольку систематические погрешности в определении возраста образца и утечки газов не оказывают влияния на значения этих отношений. Тем не менее имеются достаточно серьезные основания подвергать сомнению данные косвенных экспериментов.

Так, при изучении естественного ядерного реактора Окло [85] обнаружено, что в активной зоне практически полностью сохранились все тяжелые и редкоземельные элементы, а также и более легкие продукты деления. Все эти элементы остались в тех же зернах уранинита, что и выгоревший уран, несмотря на два миллиарда лет, прошедших с момента возникновения реакции. И только инертные газы ксенон и криптон почти полностью исчезли из зоны реактора, причем, судя по недостатку продуктов их распада, это произошло еще в процессе его работы [85].

Таким образом, эксперимент, поставленный самой природой, показывает, что ксенон и криптон, очевидно, не самые идеальные объекты для хранения в течение миллиардов лет.

Прямые эксперименты. Непосредственное наблюдение двух электронов, одновременно испускаемых при 2β -распаде, служило бы самым убедительным доказательством существования этого процесса. К сожалению, несмотря на огромное количество работ, выполненных до настоящего времени, положительный результат пока не получен. Для регистрации электронов использовались самые разнообразные детекторы (фотоэмульсии, камеры Вильсона, магнитные спектрометры, стриммерные камеры, сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы). Неоднократные сообщения о наблюдении 2β -распада не подтверждались в последующих экспериментах, что, естественно, связано с чрезвычайной слабостью эффекта, подлежащего регистрации.

Рассмотрим наиболее ранние работы. Лоусон [86] с помощью камеры Вильсона определил нижнюю границу $T_{1/2}$ для перехода $^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ 10^{16} лет. В другой работе, в которой также применя-

лась камера Вильсона, для этого распада был установлен предел $\geq 10^{17}$ лет [87]. Мак-Карти [88], используя метод совпадений, исследовал переходы $^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$, $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ и нашел, что периоды полураспада превышают соответственно $1,5 \cdot 10^{17}$ и $2 \cdot 10^{16}$ лет. Уинтер [89] в экспериментах с камерой Вильсона определил периоды полураспада для $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn} - 1 \cdot 10^{17}$ лет, $^{100}\text{Mn} - 3 \cdot 10^{17}$ лет, $^{106}\text{Cd} \rightarrow ^{106}\text{Pd} - 6 \cdot 10^{16}$ лет. Переход $^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$ изучался также в [90, 91], где были установлены пределы $2 \cdot 10^{17}$ и $5 \cdot 10^{16}$ лет соответственно. В [92] для 2β -распада кадмия ($^{116}\text{Cd} - ^{116}\text{Sn}$) определен $T_{1/2} = 6 \cdot 10^{16}$ лет. Значительное количество опытов было посвящено поискам 2β -распада $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$. Так, в работе Мак-Карти [88] в распределении вероятностей для суммы кинетических энергий двух электронов был обнаружен максимум в высокоэнергетической части спектра. Превышение над фоном было заметным, и это дало основание трактовать его как результат безнейтринного 2β -распада с $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{17}$ лет. Но опыты, проведенные Авшаломом [93] на аналогичной установке, но с более низким уровнем фона, не подтвердили этих результатов. Были установлены лишь нижние пределы для $T_{1/2}(^{48}\text{Ca}) \geq 2 \cdot 10^{18}$ лет, $T_{1/2}(^{96}\text{Zr}) \geq 5 \cdot 10^{17}$ лет. Е. И. Доброхотов и др. [94] Матеосян и Голдхабер [95] также получили для ^{48}Ca $T_{1/2} \geq 2 \times 10^{18}$ лет. В [96] для 2β -распада $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ установлен предел $T_{1/2} \geq 4 \cdot 10^{18}$ лет. Необходимо также упомянуть о работах Фремлина и Вальтера [97], которые изучали 2β -распад с помощью фотоэмulsionий. Все результаты оказались отрицательными, за исключением перехода $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$, но оценка $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{16}$ лет противоречит результатам [89].

В работе [98], опубликованной в 1971 г., представлены результаты поисков 2β -распада ^{150}Nd с помощью магнитного спектрометра. Для снижения фона спектрометр был размещен в соляной шахте на глубине 585 м. в. э. Продолжительность эксперимента совместно с двумя сериями фоновых измерений составила 750 ч. По наблюдавшейся скорости счета были определены пределы периодов полураспада безнейтринного — $7 \cdot 10^{18}$ лет и двухнейтринного — $5 \cdot 10^{18}$ лет каналов распада.

Перейдем теперь к рассмотрению опытов, выполненных в последнее время на довольно высоком уровне, что позволило повысить для некоторых переходов предельные оценки периода полураспада на несколько порядков.

Матеосян и Голдхабер [99] исследовали переход $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$. Для регистрации электронов был использован специально выращенный кристалл фтористого кальция, содержащий около 11 г ^{48}Ca . Фон оценивался по другому кристаллу, обогащенному ^{40}Ca . Схема опыта изображена на рис. 4. Оба сцинтилляционных детектора были расположены в полости защитного пластмассового сцинтиллятора, который просматривался фотоэлектронным умно-

жителем и был включен на антисовпадения с внутренними датчиками. Вся детектирующая система с защитным сцинтилятором была расположена внутри секции ствола морского орудия, что обеспечило дополнительную защиту от местной радиоактивности. На рис. 4 представлен также спектр, зарегистрированный в работе. Видно, что в области 4,27 МэВ, т. е. в области безнейтринного

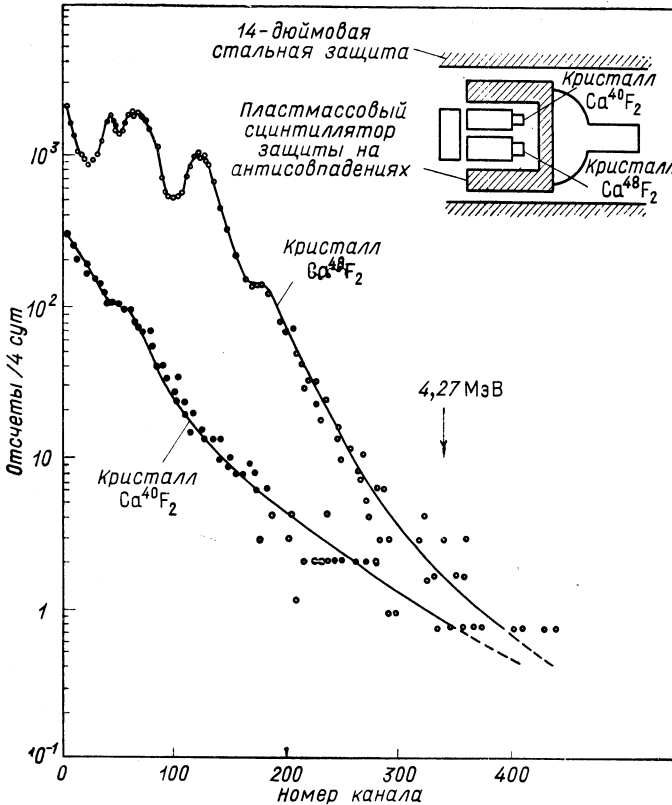


Рис. 4. Фоновые спектры, полученные в опыте Матеосьяна и Голдхабера [99] 2β -распада ^{48}Ca нет никакого пика и практически отсутствует превышение над фоном. На этом основании для безнейтринного 2β -распада ^{48}Ca установлено граничное значение $T_{1/2} \geq 2 \cdot 10^{20}$ лет. Для двухнейтринной моды распада измеренный предел составил $5 \cdot 10^{18}$ лет.

Опыты, выполненные Колумбийской группой [69, 71], представляют интерес в связи с тем обстоятельством, что в них для отбора событий использованы все характерные свойства безнейтринного 2β -распада: а) одновременность вылета двух электронов;

б) вылет электронов из одной точки мишени-источника; в) постоянство суммарной энергии двух частиц.

Схема экспериментальной установки, которая была размещена в соляной шахте примерно на глубине 600 м и применена для изучения распада ^{48}Ca [69], представлена на рис. 5. Источником служил диск из CaF_2 , в котором содержалось 10,6 г ^{48}Ca (обогащение 97%, диаметр диска 46 см, толщина 20 мг/см²). Источник был расположен между двумя алюминиевыми фольгами и являлся

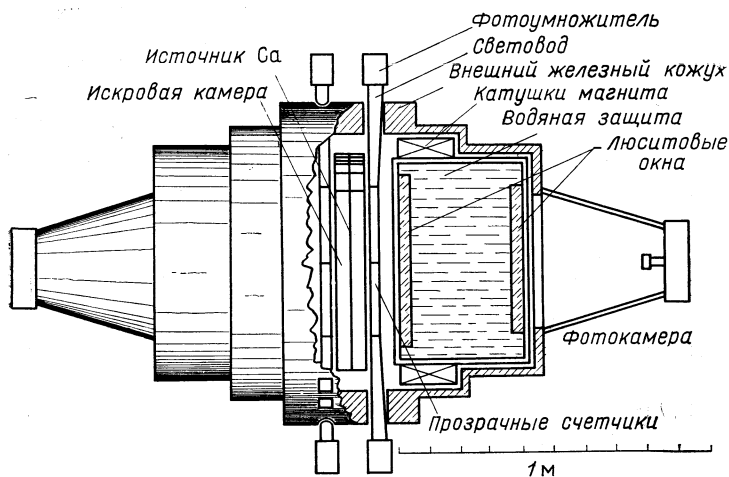


Рис. 5. Установка Колумбийской группы [69]

центральным электродом цилиндрической двухполостной стриммерной камеры, наполняемой гелием. С двух сторон от источника находились пластмассовые диски-сцинтилляторы, каждый из которых был разбит на шестнадцать сегментов, независимо просматриваемых фотоэлектронными умножителями. Сцинтилляторы были покрыты прозрачной сеткой из никеля, которая служила внешним электродом стриммерной камеры. Пластический сцинтиллятор давал информацию об одновременности вылета двух электронов и об их энергии.

Фотографирование треков в камере производилось через защитные объемы с водой и сцинтилляционные диски. Авторы нашли, что удовлетворительное пространственное восстановление траекторий электронов может быть достигнуто при установке только одной фотокамеры с каждой стороны, но при условии использования как прямого, так и отраженного (в зеркальной плоскости центрального электрода) изображений треков. Применение стриммерной камеры в магнитном поле 385 ± 10 Э позволило чрезвычайно эффективно снизить фон установки благодаря отбору треков

по критериям одноместности, знаку кривизны и по соответствию между кривизной и энергией электрона, измеренной сцинтиллятором. Использование этих дополнительных условий снижает, по оценке авторов, фон в 6000 раз по сравнению с установкой, состоящей из одних сцинтилляционных счетчиков. Электронная логическая система производит запуск камеры при совпадении

Таблица 7
 Результаты поисков безнейтринных 2β -событий [69]

№	Условия измерений	^{40}Ca	^{48}Ca
1	Живое время, ч	597	1 150
2	Общее число событий	18 485	48 774
3	Кадры с $E_s \geq 3$ МэВ	467	687
4	После отбора событий с двойной вилкой и вершиной в источнике ($E_s < 7$ МэВ)	163	197
5	То же, что и п. 4, но в пределах принятого телесного угла	89	118
6	После отбора событий, у которых кривизна трека согласовалась с энергией (по сцинтиллятору)	17	23
7	То же, что и п. 6, но для угла раскрытия меньше 155°	1	4
8	В пределах двух стандартных отклонений (525 кэВ) в районе 4,24 МэВ	0	1

сигналов от двух сцинтилляторов, причем энерговыделение в каждом из них должно превышать 250 кэВ, а суммарная энергия должна находиться в заданных пределах.

В табл. 7 приведены результаты измерений с источником из ^{48}Ca (1150 ч) и с фоновым источником из ^{40}Ca (597 ч).

Только одно из 48774 событий, зарегистрированных в эксперименте, оказалось соответствующим характерным свойствам безнейтринного 2β -распада ^{48}Ca . На основании этого факта и рассчитанной общей эффективности установки ($\approx 57\%$) в работе с 80%-ной доверительной вероятностью определен предел времени жизни по отношению к безнейтринному 2β -распаду ^{48}Ca — $2 \cdot 10^{21}$ лет.

В опыте также зарегистрированы акты распада с непрерывным распределением суммарной энергии, характерные для двухнейтринного 2β -распада. Но сравнение со спектром, полученным с фоновым источником ^{40}Ca , показало, что источник ^{48}Ca был немного загрязнен радием с активностью около 0,037 Бк (1 пКи). Поэтому, ограничившись рассмотрением событий с суммарной энергией выше 2,2 МэВ, авторам удалось установить только граничное значение периода полураспада двухнейтринного процесса — $3,6 \cdot 10^{19}$ лет.

В дальнейшем установка Колумбийской группы была использована для изучения перехода — $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ [71]. Источник состоял из 46 г металлического селена, обогащенного ^{82}Se на 56,5%. Селен очищался при многократном прохождении через ионообменные колонны. (Измеренная активность не превышала 3,5 расп./мин для ^{40}K и 0,25 расп./мин для остальных примесей.) Полная толщина источника составила 58 мг/см² Al-эквивалента со среднеквадратичным отклонением порядка 8%. Для учета потерь энергии электронами в источнике такой толщины был произведен расчет по методу Монте-Карло, в результате которого (с учетом разрешения сцинтилляционного детектора) получен вывод, что энергетическое распределение для 2 β -распада без участия нейтрино имеет максимум при энергии 2,75 МэВ с шириной 0,3 МэВ.

Отбор возможных событий 2 β -распада осуществлялся при визуальном просмотре фотопленки в целях поиска кадров, где два и только два электронные трека должны выходить из источника, имея общую вершину. За 1300 ч измерений было зарегистрировано 201 событие такого типа. Результаты наблюдений сведены в табл. 8. Анализ треков наиболее труден для тех случаев, когда

Т а б л и ц а 8

Результаты поисков безнейтринных распадов ^{82}Se [71]

Полное число событий	65 550
События с двумя треками, отвечающими 2 β -распаду	201
События с длиной обоих треков больше 1 см	183
Число событий с обеими саггитами больше 0,5 мм	148
Число событий, в которых энергия сцинтилляционного детектора согласуется с энергией, определенной из кривизны трека	96
Число событий в диапазоне от 2,43 до 3,17 МэВ	0

электрон испущен с высокой энергией или под малым углом к оси камеры. Надежное определение кривизны таких треков было практически невозможным. Поэтому отбирались лишь те события, в которых оба трека составляли с осью камеры углы более 21° (как видно из табл. 8, это соответствует длине треков более 1 см). Второе ограничение было наложено на высоту сегмента трека, что связано со сравнительно невысокой напряженностью магнитного поля (370 Гс), недостаточной для однозначной интерпретации треков электронов большой энергии. Порог был выбран равным 0,5 мм. С учетом этих ограничений расчетное значение геометри-

ческой эффективности не превышает 28,5%. Эффективность при просмотрах пленки не опускалась ниже 90%. Область энергий, в которой велся поиск безнейтринного 2β -распада, ограничена диапазоном 2,4—3,2 МэВ, что составляет 75% всей площади под кривой ожидаемого энергетического распределения.

Отсутствие событий в указанной области и результирующее значение эффективности установки (19%) использовано для оценки (с 68%-ным доверительным уровнем) нижней границы периода полураспада безнейтринного 2β -распада ^{82}Se : $T_{1/2} \geq 3,1 \cdot 10^{21}$ лет.

В опытах Миланской группы [70, 100, 101] применен полупроводниковый счетчик из естественного германия (содержание ^{76}Ge 7,67%), который служил одновременно источником и детектором актов 2β -распада, а для отбора событий использовано только одно свойство безнейтринного 2β -распада — постоянство суммарной энергии электронов. Были проведены три серии опытов с различными детекторами.

Первый опыт на уровне моря с детектором объемом 17 см³ продолжался 712 ч [100]. Результат — $T_{1/2} \geq 3 \cdot 10^{20}$ лет (уровень доверительности — 68%).

Второй эксперимент был проведен с детектором объемом 24 см³ в низкофоновой лаборатории «Гора Капуцинов» на глубине 70 м. в. э. [101]. Детектор был защищен слоями: ртути — 5 см, меди — 4 см, свинца — 20 см, кадмия — 2 мм и парафина — 10 см. Дополнительно над детектором был расположен пластический скинтиллятор в качестве защиты на антисовпадениях. Все эти меры позволили снизить фон в рабочем диапазоне до $(5,3 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ ч⁻¹·кэВ⁻¹. По-прежнему не было отмечено наличия пика в области энергии перехода (время измерения 2800 ч). Граница периода полураспада безнейтринного процесса была отодвинута до значения $1,2 \cdot 10^{21}$ лет, доверительная вероятность — 68%.

В третьем эксперименте был использован детектор объемом 68 см³ [70].

Измерительная установка располагалась в Международной лаборатории космических лучей ЦЯИ Италии, находящейся в туннеле под Монбланом. Коэффициент поглощения космической компоненты горными породами над туннелем (4200 м. в. э.) составляет около 10⁶. Экран для защиты детектора от местной радиоактивности показан на рис. 6. Крышка криостата детектора окружена нейлоновым контейнером, заполненным дважды дистиллированной ртутью. Толщина слоя ртути — 5 см. Нейлоновый сосуд был покрыт слоем электролитической меди в 4 см. Затем следовал слой низкорadioактивного свинца в 10 см (с активностью в три раза меньше обычной) и экран из обычного свинца толщиной 10 см. Образовавшийся куб с ребром 70 см был обернут листом кадмия в 2 мм и установлен на пропитанное смолой деревянное основание. Дополнительно куб был защищен слоем парафина в 20 см для

замедления и поглощения нейтронов, возникающих при спонтанном делении урана в стенах лаборатории. Эксперимент проводился в два этапа. В первой серии измерений крышка криостата детектора была изготовлена из электролитической меди, а держатель Ge (Li)-дио́да — из алюминия марки Al 1100. Во второй серии и крышка и держатель были изготовлены из безкислородной меди высокой проводимости (OFHC). Остальные части криостата были выполнены из нержавеющей стали. Ge (Li)-диод электрически

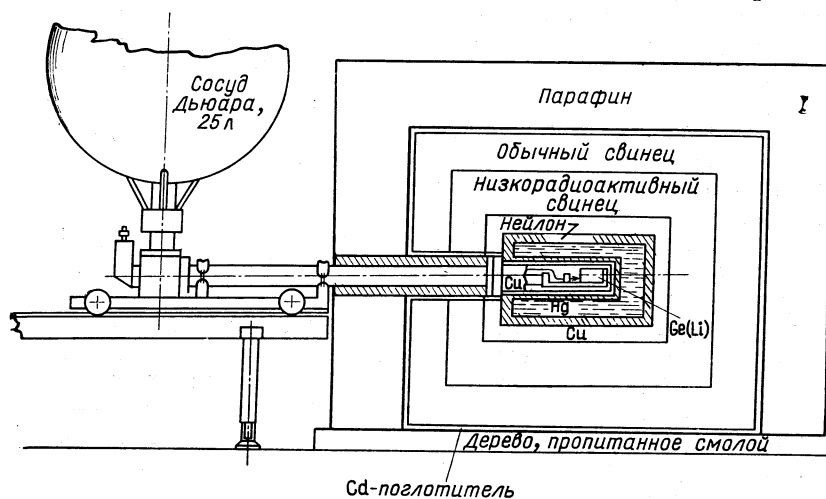


Рис. 6. Установка Миланской группы [70]

изолирован от держателя слоем нитрида бора. Общее энергетическое разрешение (FWHM) составило 6 кэВ для энергии 2,615 МэВ. Импульсы с предусилителя анализировались 4096-канальным анализатором, который имел систему стабилизации спектра, предотвращавшую смещение нулевого уровня и изменение коэффициента преобразования.

Установка проверялась через каждые три дня и спектр выводился на перфоленту. Если наблюдались небольшие смещения спектра, то производилась коррекция с помощью ЭВМ типа РДР-8. Во второй серии экспериментов необходимость в коррекции отпала, так как благодаря улучшенной системе стабилизации смещение спектра не превышало одного канала (0,7 кэВ). Для устранения импульсов, вызванных внешними наводками и электрическими помехами, экран был окружен антенной, сигнал с которой запрещал регистрацию информации от основного детектора. Частота сигналов антисовпадений не превышала $0,1 \text{ с}^{-1}$.

При изучении спектра, полученного в первой серии измерений продолжительностью 2100 ч, оказалось, что в области безнейтри-

ного распада, где значение фона составило $(4,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ ч}^{-1} \times \times \text{кэВ}^{-1}$, пики отсутствуют. Для оценки предела периода полураспада было предположено, что фоновый спектр непрерывен, а пик в интересующей области шириною 15 кэВ распределен по закону Пуассона. Были учтены «краевые» эффекты при определении «эффективного» объема детектора (63 см^3). При этом получен период полураспада $T_{1/2} \geq 2,5 \cdot 10^{21}$ лет со степенью достоверности 68%.

Во второй серии измерений (2300 ч) благодаря новой системе стабилизации разрешение улучшилось. Фоновая скорость счета в области безнейтринного 2β -распада составила $(2 \pm 0,2) \times \times 10^{-3} \text{ ч}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$. Пики в этой области тоже отсутствуют. Предельное значение $T_{1/2}$, вычисленное при ширине области распада 10 кэВ, составило $4,5 \cdot 10^{21}$ лет. Из комбинации результатов обеих серий получен предел $T_{1/2} \geq 5 \cdot 10^{21}$ лет при доверительном уровне 68%.

По мнению авторов, возможный 2β -распад с переходом на возбужденные уровни ^{76}Se должен быть сильно запрещен по сравнению с распадом на основной уровень из-за более низкой энергии перехода и изменения четности и спина. Пики, соответствующие безнейтринному переходу на уровни 0,559 и 1,216 МэВ отсутствуют. Предельные значения ($2 \cdot 10^{21}$ и $1,5 \cdot 10^{21}$ лет соответственно) ниже, чем для основного состояния из-за более высокого уровня фона в этом энергетическом диапазоне (по результатам 2300-часовой серии). В дальнейшем [102] предел для перехода на уровень 0,559 МэВ ^{76}Se был увеличен до $3 \cdot 10^{21}$ лет путем комбинации данных первой и второй серий.

Интересная методика разработана группой из Ирвинского университета в Калифорнии [103, 104]. В установке (рис. 7) использована камера Вильсона (диаметром 46 см и высотой 20 см), управляемая системой из многопроволочного пропорционального счетчика и пластмассового сцинтиллятора толщиной 1 см. Камера запускается каждый раз, когда в пропорциональном счетчике регистрируется двухэлектронное событие, а значение суммарной энергии, оставленной в сцинтилляторе, превышает 1 МэВ. Время чувствительности камеры достаточно для регистрации задержанных α -частиц от распадов ^{212}Bi или ^{214}Bi , что позволяет устранить фон от этих наиболее вероятных и весьма опасных радиоактивных примесей в образце. Камера находится в магнитном поле 1000 Э, создаваемом двумя катушками Гельмгольца. Стереоскопическое фотографирование треков производится через прозрачный сцинтиллятор, окно из пластмассы и жидкий сцинтиллятор, используемый в качестве «активной» защиты.

Массивный стальной экран в 36 см, окружающий установку, снижает фон от космического излучения и радиоактивности окружающей среды.

Предварительные измерения были проведены с 14 г ^{82}Se (обогащение — 97%), помещенного в виде тонких фольг толщиной $6,5 \text{ мг/см}^2$ внутри камеры Вильсона. Установка была расположена

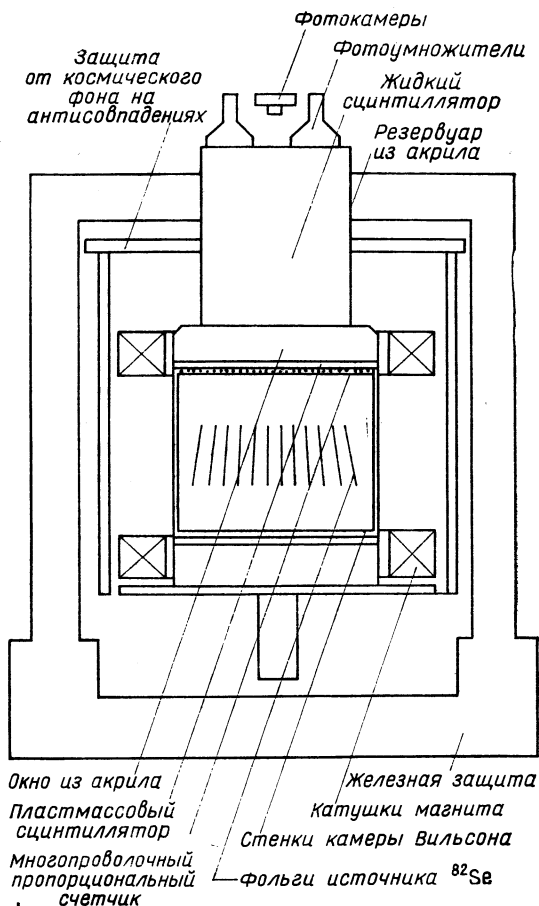


Рис. 7. Схема прибора, использованного для поиска 2β -распада ^{82}Se [104]

на поверхности Земли. За 37 сут «живого» времени зарегистрировано двадцать двухэлектронных событий, соответствующих 2β -распаду ^{82}Se с участием нейтрино. Значение периода полураспада, вычисленное на основании измеренной скорости счета, составляет $2 \cdot 10^{19}$ лет. Авторы намерены усовершенствовать установку в целях повышения энергетического разрешения.

В табл. 9 приведены все представляющие интерес результаты экспериментальных работ по состоянию на май 1979 г.

Таблица 9

Основные экспериментальные результаты

Переход; изотопная распространенность родительского ядра; энергия перехода	Установка, методика	Результаты	Литература, год
Прямые опыты			
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$; 0,185%; 4271,7 кэВ	Стримерная камера и сцинтиллятор в магнитном поле 370 Э Соляная шахта на глубине 600 м 10,6 г ^{48}Ca —1103 ч 26 г ^{82}Se —1300 ч	$T_{1/2}^{0\nu} \geq 2 \cdot 10^{21}$ лет (80% доверительный уровень) $T_{1/2}^{2\nu} \geq 3,6 \cdot 10^{19}$ лет $T_{1/2}^{0\nu} \geq 3,1 \cdot 10^{21}$ лет (68% довер. уровень)	[69], 1970 [71], 1975
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$; 9,19%; 3005 кэВ	Камера Вильсона в поле 1000 Э 14 г ^{82}Se (6,5 мг/см ²)—890 ч	$T_{1/2}^{2\nu} \approx 2 \cdot 10^{19}$ лет	[104], 1977
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$; 7,67%; 2045,7 кэВ	Ge (Li)-детектор—68 см ³ ; разрешение 6 кэВ при $E = 2615$ кэВ; 4400 ч; туннель на глубине 4200 м.в.э.	$T_{1/2}^{0\nu} \geq 5 \cdot 10^{21}$ лет (68% довер. уровень) $T_{1/2}^{0\nu} \geq 3 \cdot 10^{21}$ лет (на возбужденный уровень) 0,559 кэВ ^{76}Se	[70] 1973
Косвенные опыты			
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$; 9,19%; 3005 кэВ	Масс-спектрометр; $T_{\text{обр}} = (3 \pm 0,5) \cdot 10^8$ лет Масс-спектрометр; облучение образца нейтронами реактора	$T_{1/2} = (1,37 \pm 0,28) \times 10^{20}$ лет $T_{1/2} = (2,76 \pm 0,88) \cdot 10^{20}$ лет $T_{1/2}(130)/T_{1/2}(82) = 10 \pm 2$ лет	[13], 1969 [18], 1973
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$; 31,79%; 868,9 кэВ	Масс-спектрометр; $T_{\text{обр}} = 1,3 \cdot 10^9$ лет Масс-спектрометр; облучение образца нейтронами реактора $T_{\text{обр}} = 2,46 \cdot 10^9$ лет	$T_{1/2} \geq 10^{23,3}$ лет $T_{1/2} = (1,57 \pm 0,17) \times 10^{24}$ лет $T_{1/2}(128)/T_{1/2}(130) = (1,59 \pm 0,17) \cdot 10^3$ лет	[10], 1968 [14], 1975 [15], 1978
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$; 34,49%; 2533,1 кэВ	Масс-спектрометр; $T_{\text{обр}} = 1,3 \cdot 10^9$ лет Масс-спектрометр; облучение образца нейтронами реактора Масс-спектрометр; облучение образца нейтронами реактора $T_{\text{обр}} = 2,4 \cdot 10^9$ лет	$T_{1/2} = 10^{21,34 \pm 0,12}$ лет $T_{1/2} = (2,76 \pm 0,3) \times 10^{21}$ лет $T_{1/2} = (1,05 \pm 0,15) \times 10^{21}$ лет	[10], 1968 [16,17], 1972 [14], 1975

4. ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРОВЕДЕНИЙ НОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Попытаемся теперь, основываясь на достигнутом уровне, оценить возможность и перспективность дальнейших исследований 2β -распада в прямых экспериментах. Последние наиболее значимые результаты получены, как отмечено выше, с помощью двух различных методик.

Первая — это методика Миланской группы [70], в которой искомый эффект выделялся только по одному свойству безнейтринного процесса — постоянству суммарной энергии электронов. Вторая — методика Колумбийской группы [69, 71], где для отбора событий использованы все свойства 2β -распада, что достигнуто благодаря применению стриммерной камеры, помещенной в магнитное поле и управляемой совпадениями в примыкавших к ней с двух сторон сцинтилляционных детекторах.

В соответствии с указанными методиками прямые эксперименты можно условно разделить на два класса: первый — опознавательные, второй — полные.

Опознавательные опыты. Обычно в опознавательных экспериментах используется детектор, содержащий в своем составе некоторое количество предположительно 2β -активных ядер. Если распад этих ядер происходит по безнейтринному каналу, то в фоновом спектре в районе энергии 2β -распада будет наблюдаться пик с шириной, определяемой энергетическим разрешением детектора. К сожалению, обычным результатом является отсутствие пика. В таком случае по уровню фона в области энергии перехода можно установить предел для вероятности безнейтринного процесса. Для этого необходимо по среднему числу фоновых импульсов N_{ϕ} в исследуемом интервале * вычислить предельное число событий N_{β} в возможном 2β -пике, который имеет форму аппаратурной линии детектора и не будет замечен при данном уровне непрерывно распределенного фона. После чего остается определить по N_{β} предельное значение периода полураспада безнейтринного 2β -процесса.

Для решения указанной задачи рассмотрим статистические флуктуации вычисленной по N_{ϕ} активности фона A_{ϕ} . Строго такой анализ проведен в [105] с использованием биномиального распределения для определения вероятности распада ядер как наиболее корректного при низкофоновых измерениях. В соответствии с (29) и (30) из [105] вероятная скорость распада A_{ϕ} и стандартное отклонение $\sigma(A_{\phi})$ при N_{ϕ} наблюдаемых за время t распадах

* Ширина интервала, в котором учитывается фон, зависит от энергетического разрешения и формы аппаратурной линии детектора для моноэнергетического излучения.

составляет:

$$A_{\Phi} = (1/\Omega t) [\exp(-\lambda_{\Phi} t)]/t + N_{\Phi}/\Omega t; \quad (16)$$

$$\sigma(A_{\Phi}) = \sqrt{[(N_{\Phi} + 1)/t^2] [\exp(-\lambda_{\Phi} t)/\Omega + 1/\Omega^2 - 1/\Omega]}, \quad (17)$$

где Ω — эффективность детектора, а λ_{Φ} — постоянная распада фона. Упростим выражения (16) и (17), допуская, что $\lambda_{\Phi} t \rightarrow 0$, а $\Omega \approx 1$, получаем

$$A_{\Phi} = (N_{\Phi} + 1)/t; \quad \sigma(A_{\Phi}) = \sqrt{N_{\Phi} + 1}/t. \quad (18)$$

Предельная скорость безнейтринного 2β -распада заключена в интервале

$$0 \leq A_a \leq K_a \sigma'_i(A_{\Phi}),$$

где K_a — коэффициент, связанный с доверительной вероятностью нахождения величины A_a в этом интервале. Тогда можно утверждать, что предельное значение периода полураспада равно

$$T_{1/2} \geq \ln 2 N_a \alpha \delta \rho v t / M K_a \sqrt{N_{\Phi} + 1}, \quad (19)$$

где N_a — число Авогадро; M — атомный вес; ρ — плотность детектора; v — чувствительный объем детектора; δ — относительное объемное содержание 2β -активных ядер; α — коэффициент использования объема детектора, учитывающий, например, эффект пограничного слоя. Кроме того, N_{Φ} можно представить в виде

$$N_{\Phi} = f \Delta E v t, \quad (20)$$

где f — индекс фона, т. е. фон в единичном энергетическом интервале, нормированный на время измерения, и объем детектора, а ΔE — ширина выбранной энергетической области. Используя (20), запишем формулу (19) в виде

$$T_{1/2} \geq 1,51 (\alpha \delta \rho / M K_a) \sqrt{t v / f \Delta E} \quad (21)$$

со следующими единицами измерения величин: $T_{1/2}$ — 10^{21} лет; t — 10^3 ч; f — $\text{кэВ}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$; ΔE — кэВ ; ρ — г/см^3 ; v — см^3 . Наконец, преобразуем (21) к виду, показывающему, какими параметрами должен обладать детектор для установления заданного предела периода полураспада с 68%-ной доверительной вероятностью* ($K_a = 1$):

$$R/v \leq 0,895 (t/f) (\alpha \delta \rho / M T_{1/2})^2. \quad (22)$$

При выводе (22) принято, что $\Delta E = 2,55R$, где R — разрешение детектора. Это соответствует нахождению в интервале ΔE не

* При этом мы воспользовались связью между a и K_a для нормального закона, так как при значительном числе испытаний и малой вероятности отдельного распада нормальное распределение является хорошим приближением биномиального.

менее 99% площади пика ожидаемого безнейтринного 2β -распада в предположении, что форма аппаратурной линии детектора аппроксимируется нормальным распределением.

Оценим теперь с помощью (22) возможности некоторых детекторов.

В полупроводниковом детекторе из теллурида кадмия можно исследовать четыре перехода: $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ (2543 кэВ), $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ (872 кэВ), $^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$ (547 кэВ), $^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$ (2811 кэВ). Если использовать естественные теллур и кадмий, то для того, чтобы установить предел $T_{1/2} (^{130}\text{Te}) \approx 10^{21}$ лет, необходим детектор с $R/v \leq 8,3$ кэВ/см³. При этом индекс фона принят равным полученному в работе [70]. Учитывая весьма скромные современные достижения в разработке TeCd-детекторов [106], приемлемым вариантом может быть блок из 8—10 детекторов объемом 1 см³ каждый и с разрешением порядка 80 кэВ при энергии 2,5 МэВ. Для трех остальных переходов с помощью этого же детектора будут установлены пределы периодов полураспада на уровне $4 \cdot 10^{20}$ лет.

Если детектор изготовить из теллура, обогащенного на 95% ^{130}Te , то при $R/v = 8$ кэВ/см³ предел $T_{1/2} (^{130}\text{Te}) = 2,7 \cdot 10^{21}$ лет, что превышает максимальную теоретическую оценку для перехода $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ (см. табл. 4). Основная проблема при изготовлении детектора из обогащенного Te состоит в очистке ^{130}Te от возможных радиоактивных загрязнений.

В настоящее время во многих лабораториях ведутся работы по созданию детекторов в пропорциональном или ионизационном режиме на основе конденсированных благородных газов [107—109]. В работе [108] описан пропорциональный счетчик, наполняемый жидким ксеноном, с разрешением 15% для энергии 1 МэВ при объеме 1 см³. Оценим параметры подобного детектора на основе естественного ксенона для изучения перехода $^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$ (2718 кэВ) при заданном пределе $T_{1/2} = 10^{21}$ лет. Принимая, что индекс фона не превышает значения, достигнутого в работе [70], получим: необходим детектор с $R/v \leq 0,5$ кэВ/см³. Пока разница между требуемыми и реальными параметрами детекторов слишком велика, чтобы планировать проведение опыта. Следует, однако, учитывать возможность прогресса, так как теоретически в ионизационной камере на жидком ксеноне не может быть достигнуто разрешение, лишь немногим уступающее разрешению Ge(Li)-детектора.

Рассмотрим также возможность повышения предела $T_{1/2}$ для ^{76}Ge по сравнению с результатом Миланской группы — $5 \cdot 10^{21}$ лет, ориентируясь на максимальную теоретическую оценку — $1,3 \times 10^{22}$ лет (см. табл. 4). Если применить детектор с разрешением 3 кэВ и объемом около 100 см³, а также в 1,5—2 раза снизить индекс фона, то тогда предел составит $1,4 \cdot 10^{22}$ лет. Очевидно, есть

смысл в повторении опыта с германиевым детектором на таком уровне.

Анализ выражения (21) показывает, что возможные пути повышения предельного значения $T_{1/2}$ состоят в увеличении полезного объема, снижении индекса фона и в улучшении разрешения детектора.

Исходя из того факта, что энергетическое разрешение у большинства современных детекторов близко к теоретическому пределу, при конструировании установок следует стремиться к максимальному увеличению объема детектора и к применению всех существующих способов снижения фона.

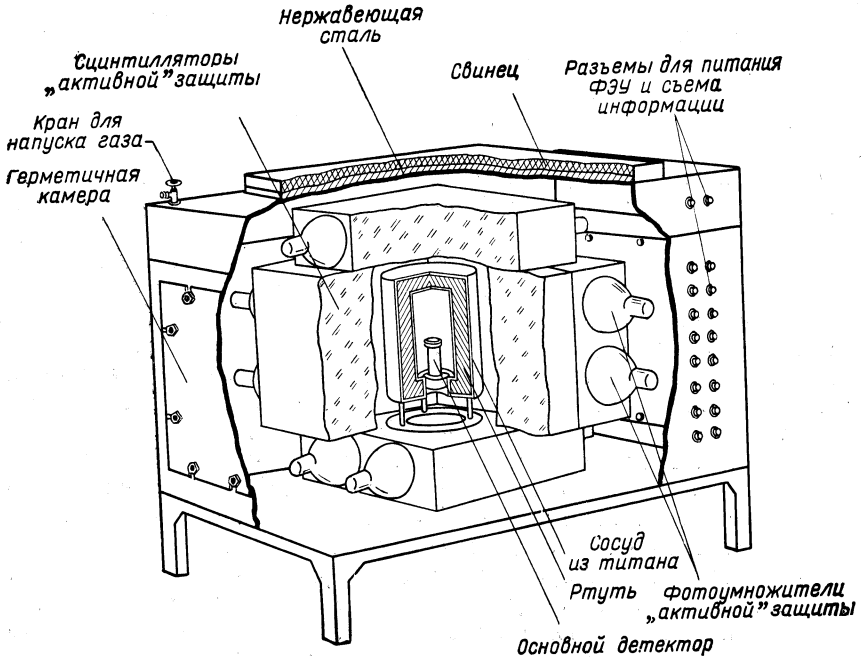


Рис. 8. Схема низкофоновой установки для изучения 2β -распада [110]

В работе [110] описана низкофоновая установка, которая разработана с учетом этих требований и предназначена для исследований 2β -распада с помощью полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов. Для эффективного устранения фона, вызванного космическим излучением и естественной радиоактивностью окружающей среды, в установке применена комплексная система «пассивной» и «активной» защиты.

Общий вид установки показан на рис. 8. Основной детектор (полупроводниковый или сцинтилляционный) защищен слоем ртути в 8 см высокой очистки (марки РОД), которая находится в

резервуаре из титана (ВТ-1-00). Детектор и защита из ртути размещены в замкнутом пространстве ($300 \times 300 \times 500$ мм), образованном шестью пластмассовыми сцинтилляторами размером $500 \times 500 \times 200$ мм каждый. Сцинтилляторы просматриваются шестнадцатью фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) типа ФЭУ-49Б с диаметром фото катода 170 мм. Основной детектор включен на антисовпадения со сцинтилляционной защитой, минимальная толщина которой составляет 10 см в местах примыкания верхнего и нижнего сцинтилляторов к средним и 20 см во всех остальных направлениях. Используются сцинтилляторы на основе полистирола, которые характеризуются высоким световым выходом при достаточной прозрачности.

Для устранения влияния радиоактивности воздуха активная защита заключена в герметическую камеру, наполняемую очищенным газом. Камера закрыта сверху слоем нержавеющей стали в 3 см и слоем свинца в 5 см.

Полость внутри ртутной защиты, в которой находится основной детектор, имеет полезный объем около 7 дм^3 (диаметр 150 мм и высота 400 мм).

Для проверки эффективности разработанной системы активной и пассивной защиты были проведены предварительные измерения фона в рабочей полости установки с помощью помещенного там сцинтилляционного детектора из полистирола диаметром 145 мм и высотой 160 мм. Детектор был соединен с ФЭУ-49Б световодом из полиметилметакрилата высотой 50 мм. Установка была размещена в обычном здании на поверхности Земли.

В табл. 10 приведены индексы фона ($\text{кэВ}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$), измеренные детектором в различных условиях, и указаны коэффициенты подавления фона: общий — A/G и активной защиты — B/G .

Для сравнения в последней строке табл. 10 приведены значения индекса фона, полученные в [70] при изучении 2β -распада.

Оценку возможностей установки произведем на основе выражения (21). Максимальный объем сцинтиллятора, который можно использовать в установке, составляет $4-5 \text{ дм}^3$ *. Если в этот объем ввести около 2% предположительно 2β -активного изотопа с энергией перехода 3 МэВ (например, ^{100}Mo или ^{96}Zr), то при полученном индексе фона ($f = 5 \cdot 10^{-6} \text{ кэВ}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$) можно установить предел для $T_{1/2}$ на уровне $(2 \div 5) \cdot 10^{21}$ лет. Так, принимая $K_a = 1$;

* С помощью этой установки к апрелю 1980 г. проведен опыт по изучению ^{130}Te [116, 117]. Основной детектор собран из тринадцати 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.

В результате эксперимента продолжительностью 3300 ч установлен предел периода полураспада ^{130}Te по отношению к безнейтронному 2β -распаду, равный $1,2 \cdot 10^{21}$ лет, при 68%-м уровне доверительной вероятности.

Уровни фона установки (кзВ-1.ч-1.см-3)

Энергетический ин-тервал, кзВ	350—500	500—850	850—1200	1200—1550	1550—1900	1900—2250	2250—2600	2600—2950	2950—3300	3300—4000
В помещении, А	$6 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
В установке с ргунтной защитой, В	$7 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
В установке с ргунтной защитой и защитой на антисовпадениях, Г	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент подавления фона, А/Г	30	100	110	175	187	290	416	625	1900	2000
Коэффициент подавления фона, В/Г	3,5	3,5	3,7	4	5,6	8	11	17,5	70	100
По данным работы [70]	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$			

$\delta I = 0,02$; $\Delta E = 500$ кэВ; $\alpha = 0,9$; $t = 2400$ ч, получаем по формуле (21) значения периодов полураспада $5 \cdot 10^{21}$ и $3 \cdot 10^{21}$ лет для молибдена и циркония соответственно.

Полные эксперименты. Несмотря на то что установки для полного изучения 2β -распада существенно сложнее, чем те, которые необходимы в опознавательных опытах, их преимущество заключается в возможности получения более полной физической информации. Имеется в виду измерение как суммарного, так и отдельных энергетических спектров электронов, а также функции угловой корреляции. Неоднократно отмечалось [2, 3, 24], что эта информация необходима для углубления знаний о природе слабого взаимодействия и для уточнения механизма безнейтринного 2β -распада.

Сложность и специфичность задачи регистрации 2β -распада определяют чрезвычайно жесткие требования к техническим характеристикам установок, важнейшими из которых являются чувствительность, т. е. возможность детектировать заданный уровень 2β -активности, и эксплуатационные качества, т. е. надежность и стабильность при работе в течение нескольких тысяч часов.

Повысить чувствительность можно улучшением отношения эффект/фон, что означает:

- 1) максимальное снижение уровня фона;
- 2) использование всех свойств 2β -распада для отбора событий;
- 3) увеличение массы образца;
- 4) повышение эффективности регистрации исследуемых событий.

Рассмотрим эти пункты последовательно.

Для уменьшения фона обычно применяют следующие меры:

- а) отбор конструкционных материалов, свободных от радиоактивных загрязнений;
- б) мощная пассивная защита (подземная камера) для подавления космического фона;
- в) эффективная «активная» защита на антисовпадениях;
- г) дополнительная пассивная защита из «чистых» в радиоактивном отношении материалов;
- д) герметизация измерительной аппаратуры для устранения влияния радиоактивности воздуха.

Для отбора исследуемых событий используют такие особенности 2β -распада, как одновременность и одноместность испускания, угловая корреляция и распределение суммы кинетических энергий двух электронов. Использование указанных свойств предполагает наличие в составе установки устройств для регистрации траекторий электронов. При этом оказывается возможным, поместив трековые детекторы в магнитное поле, оптимальная напряженность которого находится в области 1000 Э [103, 111], добиться

дополнительного снижения фона за счет дискриминации треков по знаку кривизны, а также по соответствию между кривизной и энергией электрона, измеренной основным детектором.

В итоге мы приходим к схеме установки Колумбийской группы [69, 71]. Тщательный анализ [69] показывает, что в подобных установках подавляющее большинство фоновых событий отличимо от случаев 2β -распада. Остаются только три процесса, которые могут имитировать 2β -распад даже в такой установке:

- а) двойное комптоновское рассеяние γ -кванта в источнике;
- б) комптоновское рассеяние γ -кванта в источнике и меллеровское рассеяние электрона отдачи в том же источнике;
- в) комптоновское или меллеровское рассеяние в источнике соответственно γ -кванта или электрона из $\beta\gamma$ -каскада от радиоактивной примеси в самом источнике.

Легко показать, что интенсивность фоновых событий в случаях а) и б) пропорциональна квадрату толщины источника и пропорциональна толщине источника в случае в). Таким образом, уменьшение толщины источника является наиболее эффективным методом снижения остаточного фона в установках рассматриваемого типа. Кроме того, тонкий источник необходим для сохранения первоначальной угловой корреляции электронов.

В то же время требование уменьшения толщины источника вступает в противоречие с необходимостью увеличения массы образца до такого значения, при котором за разумное время эксперимента ($1 \div 5 \cdot 10^3$ ч) будет набрана статистически достоверная информация.

В двух опытах Колумбийской группы [69, 71] 10,6 г ^{48}Ca и 26 г ^{82}Se (площадь источника 1000 см²) экспонировались 1103 и 1300 ч соответственно. За указанное время в каждом образце при периоде полураспада $2 \cdot 10^{21}$ лет могло произойти не более 7—8 распадов. С учетом полной эффективности установки (20—50%) это число необходимо уменьшить как минимум в два раза; последнее означает, что в опытах даже при полном отсутствии фона мог быть получен статистически недостаточный объем информации.

Выходом является увеличение площади источника. Если увеличить ее в десять раз (до 1 м²) по сравнению с описанной в [69], то это позволит довести массу образца при толщине 5—6 мг/см² до $50 \div 60$ г, что представляется разумным компромиссом между статистическими и фоновыми требованиями.

Таким образом, идеальная современная установка для изучения 2β -распада, выполненная на основе рассмотренных принципов, должна позволять применение всех методов снижения фона, иметь площадь образца не менее 1 м² и, кроме того, должна надежно и стабильно работать, желательно автоматически, в течение нескольких тысяч часов.

Тривиальный способ создания такого прибора состоит в усовершенствовании установки типа [69] и в увеличении ее до соответствующих размеров. Но это, конечно, не самый экономичный и легко осуществимый способ, хотя и он имеет право на существование.

В работе [111] представлен проект установки, решающий задачу несколько по-иному. Основная идея заключается в том, чтобы сконструировать камеру Вильсона, которая работает на смеси гелия и паров ксенона и запускается от электролюминесценции этой смеси. Авторами проведен тщательный термодинамический анализ условий работы такой камеры, на основе которого изготовлен и проверен действующий макет с полезным объемом около 150 см^3 . Макет устойчиво функционировал в диапазоне температур $150\text{--}185 \text{ К}$. В работе исследована возможность изучения с помощью такой камеры 2β -распада ^{136}Xe , заполняющего камеру, и показано, что чувствительность установки с камерой объемом 1 м^3 будет достаточной для надежной идентификации двухнейтринной 2β -активности ^{136}Xe при периоде полураспада $2 \cdot 10^{21}$ лет. По расчетам авторов, установка при 100%-ном обогащении ксенона изотопом ^{136}Xe будет регистрировать примерно семь истинных событий в день.

Отметим, что для практической реализации проекта необходимо разрешить сложные проблемы создания камеры Вильсона с соответствующими сервосистемами и криостатом, магнита с железным сердечником или соленоида с объемом магнитного поля несколько кубических метров, системы детектирования электролюминесценции и т. д., учитывая при этом все требования по снижению фона.

Несмотря на то что подобная установка по сложности и стоимости будет сравнима с крупными установками в физике высоких энергий, ее применение ограничено, к сожалению, исследованием только ^{136}Xe .

Автором настоящей работы предложена [112] значительно более простая установка, практически полностью соответствующая отмеченным требованиям и пригодная для изучения любых ядер.

Установка состоит из двух шестикоординатных многопролочных пропорциональных камер (МПК), к каждой из которых прикрывает пластмассовый сцинтиллятор. Источник находится между камерами. Электромагнит с железным сердечником служит для создания магнитного поля напряженностью $1\text{--}2 \text{ кЭ}$. С помощью сцинтилляторов определяются энергия (разрешение $30\text{--}40\%$) и одновременность испускания электронов (точность $10\text{--}20 \text{ нс}$). По данным МПК восстанавливаются траектории электронов. Кроме того, с помощью камер измеряются ионизационные энергетические потери, что позволяет ввести дополнительный отбор событий по величине ионизационных потерь.

Как видно, предложенная установка во многом аналогична установке, описанной в [69], с тем отличием, что вместо стримерных камер использованы МПК. Оказывается, такая замена позволяет более полно и просто реализовать требуемую установку для поисков 2β -распада.

Действительно, отсутствие систем фотографической регистрации треков делает установку чрезвычайно компактной и позволяет применить для создания магнитного поля электромагнит с железным сердечником. Изготовление установки с площадью источника $1,5\text{--}2\text{ м}^2$ не требует в настоящее время преодоления каких-либо серьезных технических трудностей [113—115], а малогабаритность установки способствует успешному использованию комплекса мер по снижению фона.

В работе [112] приведены результаты расчетов с помощью ЭВМ энергетического разрешения установки с МПК с учетом многократного кулоновского рассеяния электронов, которые показывают, что в широком интервале углов вылета и энергий электронов разрешение не превышает $15\text{--}20\%$, а для энергий $\geq 0,7\text{ МэВ}$ и углов $\geq 40^\circ\text{--}10\%$.

Отметим, что замена стримерных камер пропорциональными улучшает эксплуатационные характеристики установки, так как, во-первых, МПК функционируют при постоянных напряжениях порядка $5\text{--}6\text{ кВ}$, а стримерные камеры требуют импульсного питания с амплитудой $80\text{--}150\text{ кВ}$, и, во-вторых, электронный съем информации с МПК чрезвычайно удобен для автоматизации процессов измерения, накопления и обработки экспериментальных данных.

Установка, выполненная в соответствии с предложенным проектом, будет иметь чувствительность (при площади источника $1\text{--}1,5\text{ м}^2$ и толщине 5 мг/см^2) по меньшей мере на порядок выше, чем установка, описанная в [69] (увеличение в $4\text{--}6$ раз скорости набора событий вследствие увеличения массы образца, снижение фона в $4\text{--}5$ раз в результате уменьшения толщины источника, улучшения энергетического разрешения).

Чувствительность установки Колумбийской группы достаточна, по расчетам авторов [69], для регистрации двухнейтринной 2β -активности с временем жизни 10^{20} лет. В таком случае с помощью установки с пропорциональными камерами можно будет изучать 2β -процессы с ожидаемыми периодами полураспада на уровне 10^{21} лет для двухнейтринного и 10^{22} лет для безнейтринного каналов распада.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем некоторые итоги. Подробное изучение проблемы 2β -распада вселяет определенные надежды на ее успешное решение в недалеком будущем, несмотря на то, что три десятилетия напря-

женной работы исследователей не принесли пока ожидаемых доказательств.

Оптимизм связан как с успехами в развитии экспериментальной техники, так и с рядом недавних результатов, которые в определенном смысле могут быть признаны положительными.

В первую очередь выделим тот факт, что в косвенных опытах получено указание на возможность существования 2β -распада и измерены два отношения периодов полураспада ($^{128}\text{Te}/^{130}\text{Te}$ и $^{130}\text{Te}/^{82}\text{Se}$).

Далее, к положительным достижениям следует отнести установленные в прямых экспериментах довольно высокие пределы времени жизни относительно безнейтринного 2β -распада ^{48}Ca , ^{76}Ge и ^{82}Se , ограничивающие параметр несохранения лептонного заряда значениями 10^{-3} — 10^{-4} .

Расширение числа исследованных с такой чувствительностью ядер было бы чрезвычайно желательным. Наибольший интерес среди возможных кандидатов (^{86}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{124}Sn , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd), несомненно, вызывает ^{130}Te . Отметим, что возможности существующих и разрабатываемых установок достаточны для получения в опознавательных опытах пределов времени жизни относительно безнейтринного 2β -распада на уровне 10^{21} — 10^{22} лет. Среди перспективных детекторов необходимо назвать счетчики на основе конденсированных благородных газов, полупроводниковые детекторы из теллурида кадмия, сцинтилляторы большого объема.

Существующие теоретические модели 2β -распада предсказывают вероятности этого процесса с погрешностями, которые не позволяют сделать окончательный выбор между ними на основе сравнения с экспериментальными данными. Дальнейшие усилия теоретиков, направленные на повышение точности вычислений, будут весьма полезны, но, по глубокому убеждению автора настоящей работы, желаемый успех будет достигнут только после того, как эксперимент даст достоверный положительный результат, хотя бы для одного ядра.

Поскольку такой результат можно получить лишь в прямом опыте с непосредственной регистрацией актов распада, особую остроту приобретает необходимость разработки установки с чувствительностью, достаточной для обнаружения двухнейтринной 2β -активности при периоде полураспада 10^{21} лет. Предложены два проекта такой установки — на основе камеры Вильсона и на основе пропорциональных камер. Реализация этих проектов потребует значительных усилий и является хотя и сложной, но осуществимой задачей, от успешного решения которой зависит достижение реального прогресса в изучении 2β -распада.

Завершая обзор, необходимо еще раз подчеркнуть важность изучения 2β -распада, предсказанного теоретически 45 лет назад,

но до сих пор не обнаруженного экспериментально, и указать на те причины, которые стимулируют дальнейшие поиски этого неуловимого явления:

1) исследование 2β -распада способствуют углублению и уточнению фундаментальных представлений о природе нейтрино и свойствах слабого взаимодействия;

2) с проблемой 2β -распада связано возможное существование сверхслабого взаимодействия;

3) изучение безнейтринного 2β -распада является одним из наиболее чувствительных способов проверки закона сохранения лептонного заряда.

В заключение автору приятно выразить искреннюю признательность Б. М. Понтекорво за живой интерес и полезные обсуждения работы, а также поблагодарить Микаэляна Л. А. и Борового А. А. за конструктивную критику и ценные замечания, которые были высказаны ими в длительных и плодотворных дискуссиях по рассматриваемой проблеме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marshak R. E., Riazuddin, Ryan C. P. *Theory of Weak Interactions in Particle Physics*. N.Y., Wiley-Interscience, 1969.
2. Розен С. П., Примаков Г. В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 4. Под ред. К. Зигбана. Пер с англ. М., Атомиздат, 1969, с. 177.
3. Fiorini E.— Riv. Nuovo cimento, 1972, v. 2, N 1, p. 1.
4. Primakoff H., Rosen S. P.— Phys. Rev., 1969, v. 184, N 5, p. 1925.
5. Rosen S. P. In: Proc. of the 1975 meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society. N.Y., Baltay, 1975, p. 6.
6. Goepert-Mayer M.— Phys. Rev., 1935, v. 48, p. 512.
7. Fermi E.— Nuovo cimento, 1934, v. 11, p. 1.
8. Герлинг Е. К., Шуколоков Ю. А., Ашкинадзе Г. Ш.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 311.
9. Kristen T., Gentner W., Schaeffer O. A.— Z. Phys., 1967, Bd 202, S. 273.
10. Kirsten T. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 1300.
11. Kirsten T., Muller H. W.— Earth and Plan. Sci. Lett., 1969, v. 6, p. 271.
12. Kirsten T., Muller H. W.— Ibid., 1969, v. 7, p. 300.
13. Kirsten T., Muller H. W., Norton E. In: Proc. Intern. Conf. Mass. Spectroscopy, Kyoto 1969, Tokyo, 1970, p. 501.
14. Hennecke E. W., Manuel O. K.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, N 4, p. 1378.
15. Hennecke E. W.— Ibid., 1978, v. 17, N 3, p. 1168.
16. Srinivasan B., Alexander E. C. (Jr), Manuel O. K.— Economic Geology, 1972, v. 67, p. 592.
17. Srinivasan B., Alexander E. C. (Jr), Manuel O. K.— J. Inorg. Nuclear Chemistry, 1972, v. 34, p. 2381.
18. Srinivasan B., Alexander E. C. (Jr), Manuel O. K.— Economic Geology, 1973, v. 68, p. 252.
19. Зельдович Я. Б., Лукьянов С. Ю., Смородинский Я. А.— Успехи физ. наук, 1954, т. 54, вып. 3, с. 361.
20. Мартин Д., Кофен-Хансен О. В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Т. 3. Пер. с англ., М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 535.
21. Люк К. Л. Юан, Ву Цзян сюн. В кн.: Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц. Измерение масс,

- спинов, четностей, поляризации и времен жизни. Пер. с англ. М., Мир, с. 359.
22. Лазаренко В. Р.— Успехи физ. наук, 1966, т. 90, вып. 4, с. 601.
 23. Боровой А. А., Плис Ю. А., Ходель В. А.— ЭЧАЯ, 1972, т. 2, вып. 3, с. 691.
 24. Briman D., Picciotto C.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, N 1, p. 11.
 25. Perl M. L. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 63, p. 466.
 26. Третьяков Е. Ф. и др.— Препринт ИТЭФ, № 15. М., 1976.
 27. Bergqvist K. E.— In: Proc. Topical Conf. on Weak Interactions CERN. Geneva, 1969, p. 91.
 28. Clark A. e.a.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 533.
 29. Понтекорво Б. М.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1967, т. 53, с. 1717.
 30. Lee T. D., Wu C. S.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1965, v. 15, p. 381.
 31. Fienberg G., Weinberg S.— Nuovo cimento, 1959, v. 14, p. 571.
 32. Feinberg G., Weinberg S.— Phys. Lett., 1961, v. 6, p. 381.
 33. Chang C. I.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 79.
 34. Börer K.— Phys. Lett. B, 1969, v. 29, p. 614.
 35. Kalbfleisch G. R. Preprint B. N. L. 14966 (цитировано в [3]).
 36. Chang C. I., Rosen D. P.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 38, N, 8 p. 471.
 37. Конопински Ф. С., Mahmoud H. M.— Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 1045.
 38. Зельдович Я. Б.— Докл. АН СССР, 1953, т. 91, с. 1317.
 39. Kisslinger L.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 998.
 40. Понтекорво Б. М.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1968, т. 26, с. 984.
 41. Pilkuhn H.— Lett. Nuovo cimento, 1971, v. 1, p. 1055.
 42. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. Пер. с англ. М., Мир, 1976.
 43. Appel H.— Z. Phys., 1959, v. 155, p. 580.
 44. Cabibbo N.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 531.
 45. Биленький С. М., Понтекорво Б. М.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 181.
 46. Borer K. e.a. In: Proc. of 14th Intern. Conf. on High Energy Physics. Vienna, 1968.
 47. Parker S., Anderson H. L., Rey C.— Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 768; Коренченко С. М. и др.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 341.
 48. Коренченко С. М. и др. В кн.: Тр. XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. Т. II. Дубна, 1977.
 49. Bryman D. A. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1469.
 50. Belotti E.— Lett. Nuovo cimento, 1976, v. 17, p. 553.
 51. Majorana E.— Nuovo cimento, 1937, v. 14, p. 171.
 52. Davis R. In: Proc. Intern. Conf. on Radioisotopes in Scientific Research, Paris, London, Pergamon Press, 1958.
 53. Davis R. (Jr), Harmer D. S.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1959, v. 4, p. 217.
 54. Wapstra A. H., Bos K.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v. 19, N 3, p. 177.
 55. Furry W. H.— Phys. Rev., 1939, v. 58, p. 1184.
 56. Kerman A. K., Kisslinger L. S.— Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 1483.
 57. Kisslinger L. S.— Phys. Rev. B, 1969, v. 29, p. 211.
 58. Arenhövel H., Danos M., Williams H. T.— Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 109.
 59. Feld B. T. Models of Elementary Particles, Blaisdell, Waltham. Mass, 1969.
 60. Pontecorvo B. M.— Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 630.
 61. Wolfenstein J.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 562.
 62. Palathingol J. C.— Ibid., 1970, v. 24, p. 524.
 63. Слив Л. А.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1950, т. 20, с. 1035.
 64. Конопински Е. J. Los Alamos Report, LAMS-1949.
 65. Primakoff H.— Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 888.

66. Konopinski E. J. Theory of Beta Radioactivity. London, Oxford University Press, 1966.
67. Smith D., Picciotto C., Bryman D.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 64, p. 525.
68. Smith D., Picciotto C., Bryman D.— Phys. Lett. B, 1973, v. 46, N 2, p. 157.
69. Bardin R. K. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 158, p. 337.
70. Fiorini E. e.a.— Nuovo cimento A, 1973, v. 13, N 3, p. 747.
71. Cleveland B. T. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, N 12, p. 757.
72. Huffman A. N.— Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 743.
73. Ходель В. А.— Ядерная физика, 1970, т. 12, вып. 5, с. 916.
74. Ходель В. А.— Там же, 1974, т. 20, вып. 2, с. 317.
75. Vergados J. D.— Phys. Rev. C, 1976, v. 13, N 2, p. 865.
76. Fayans S. A., Khodel V. A.— J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1977, v. 3, N 3, p. 359.
77. Bardin R. K. e.a.— Phys. Lett. B, 1967, v. 25, p. 112.
78. Molina A., Pascual P.— Nuovo cimento A, 1977, v. 41, N 4, p. 756.
79. Primakoff H.— Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 888.
80. Greuling E., Whitten R. C.— Ann. Phys., 1960, v. 4 (II), p. 510.
81. Rosen S. P.— Proc. Phys. Soc. A, 1958, v. 477, p. 350.
82. Leviene B., Ghiorso A., Seaborg G. T.— Phys. Rev., 1950, v. 77, 296; Inghram M. G., Reynolds J. H.— Ibid., 1949, v. 76, p. 1265.
83. Hayden R. I., Inghram M. G.— Nat. Bur. Standards Circ., 1953, v. 522, p. 189.
84. Takaoka N., Ogata K.— Z. Naturforsch. a, 1966, Bd 21, S. 84.
85. Петров Ю. В.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, вып. 3, с. 473.
86. Lawson J. S.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 299.
87. Fireman E. L., Schwatzer D.— Ibid., 1952, v. 86, p. 451.
88. Mc Cartly J. A.— Ibid., 1953, v. 90, p. 853; 1955, v. 97, p. 1234.
89. Winter R. G.— Ibid., 1955, v. 99, p. 88.
90. Kalkstein M. J., Libby W. F.— Ibid., 1952, v. 85, p. 368.
91. Pearce R. M., Darby E. K.— Ibid., 1952, v. 86, p. 1049.
92. Detoef J. F., Moch R. J.— Phys. Radium, 1955, v. 16, p. 897.
93. Awshalom M.— Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 1041.
94. Доброхотов Е. И., Лазаренко В. Р., Лукьянов С. К.— Докл. АН СССР, 1963, т. 110, с. 966.
95. Goldhaber M.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1963, v. 8, p. 46.
96. Covan C. L. e.a.— Nuovo cimento, 1956, v. 3, p. 649.
97. Fremlin J. H., Walter M. C.— Proc. Phys. Soc. A, 1952, v. 65, p. 914.
98. Gary R. Smith.— Phys. Rev. C, 1971, v. 4, N 4, p. 1344.
99. Mateosian E., Goldhaber M.— Phys. Rev., 1966, v. 146, p. 810.
100. Fiorini E. e.a.— Phys. Lett. B, 1967, v. 25, p. 602.
101. Fiorini E. e.a.— Lett. Nuovo cimento, 1970, v. 3, p. 149.
102. Fiorini E. In: Proc. Int. Conf. on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics, Baksan Valley, 1977, v. II. M., 1978, p. 315.
103. Moe M., Lowenthal D., Reines F. Neutrino-72, Europhys. Conf. Balatonfured, 1972, v. I. Budapest, 1972, p. 121.
104. Moe M., Lowenthal D. D. In: Proc. Intern. Neutrino Conf., Aachen, 1976. Braunschweig, 1977, p. 672.
105. Димчев Т. Препринт ОИЯИ, 6-6011. Дубна, 1971.
106. Siffer P.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 150, p. 1.
107. Долгошеин Б. А. В кн.: Междунар. совещ. по методам проволочных камер. ОИЯИ, Д13-9164, 1975.
108. Miyajima M., Masuda K., Hitachi A. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1976, v. 134, p. 403.
109. Гребинный В. Г. и др. Препринт ОИЯИ, P13-11165, Дубна, 1977.
110. Здесенко Ю. Г. и др.— Приборы и техника эксперимента, 1979, № 5, с. 47.

111. De'Munari G. M., Mambriani G. P.— Nuovo cimento A, 1976, v. 33, p. 299.
112. Здесенко Ю. Г.— Приборы и техника эксперимента, 1979, № 5, с. 44.
113. Головатюк В. М., Заневский Ю. В., Пешехонов В. Д.— Препринт ОИЯИ, РВ-9914. Дубна, 1977.
114. Алексеев Г. Д. и др. Препринт ОИЯИ, Р13-10607. Дубна, 1977.
115. Чаграк Г. е.а.— Nucl. Instrum. and Methods, 1978, v. 148, p. 471.
116. Здесенко Ю. Г. и др. Доклад на XXX ВСЯССАЯ. Л., 1980.
117. Здесенко Ю. Г.— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, вып. 1. с. 62.