

Двойной бета-распад

Б. С. Ишханов^{1,2*}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ)
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Двойной бета-распад наблюдается в ядрах в районе долины стабильности, если атомное ядро (A, Z) имеет массу меньше, чем ядро $(A, Z + 1)$, но больше, чем ядро $(A, Z + 2)$. Двойной бета-распад является процессом второго порядка и поэтому характерные периоды полураспада $T \approx 10^{20}$ лет. Изучение двойного бета-распада позволяет пролить свет на целый ряд проблем физики частиц и, в частности, нейтрино. Двойной бета-распад изучается экспериментально как с помощью геохимических методов, так и в результате прямой регистрации продуктов реакции.

PACS: 23.40.-s

УДК: 539.169

Ключевые слова: двойной бета-распад, нейтрино.

ВВЕДЕНИЕ

Распадные характеристики атомных ядер определяются соотношением масс начального и конечного ядер, продуктов распада и законами сохранения, характерными для данного типа радиоактивного распада.

Масса атомного ядра является одной из основных его характеристик. Измерения масс атомных ядер показали, что масса атомного ядра $M(A, Z)$ отличается от суммы масс свободных нейтронов и протонов, входящих в его состав. Эта разность, выраженная в энергетических единицах, называется энергией связи ядра $E_{св}(A, Z)$, где Z — число протонов в ядре, A — массовое число $A = N + Z$, N — число нейтронов в ядре.

$$E_{св}(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)] c^2.$$

В капельной модели ядра полуэмпирическая формула для энергии связи ядра (формула Бете-Вайцзеккера) имеет вид

$$E_{A2}(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z(Z - 1)A^{-1/3} - a_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A} + a_5 A^{3/4}. \quad (1)$$

Коэффициенты a_1 – a_5 подбираются из условия максимально точного описания энергии связи атомных ядер, расположенных в районе долины стабильности. Последний член в соотношении (1) описывает известный факт, что существующие в атомных ядрах силы спаривания приводят к тому, что наиболее сильно связаны ядра, имеющие четное число протонов и четное число нейтронов — четно-четные ядра. Наименее связаны нечетно-нечетные ядра.

Для четного массового числа A массы атомных ядер при постоянном четном числе A описываются двумя

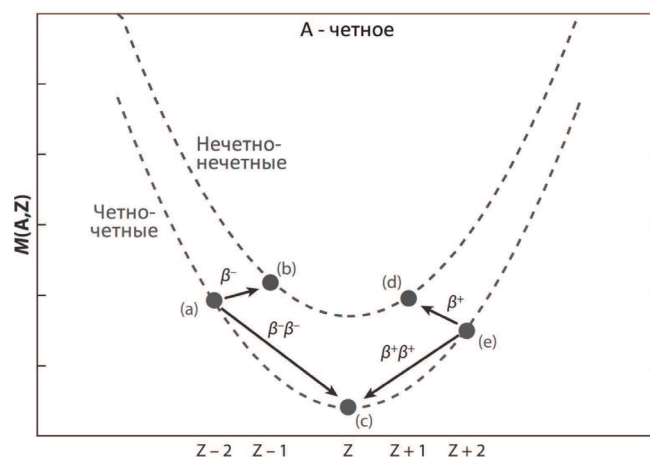


Рис. 1: Массовые параболы ядер с четным массовым числом A

параболами, расположенными одна над другой. Нижняя парабола описывает более устойчивые ядра с четным Z , а верхняя соответствует менее устойчивым ядрам с нечетным Z (рис. 1).

1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА

В природе существует большое число стабильных четно-четных ядер-изобар с зарядом, отличающимся на две единицы (A, Z) и $(A, Z \pm 2)$. Существование таких ядер обусловлено двумя причинами.

- Силы спаривания между двумя протонами или двумя нейтронами в ядре приводят к увеличению энергии связи четно-четного ядра по сравнению с четно-нечетным ядром $(A, Z \pm 1)$.
- Промежуточное ядро-изобар $(A, Z \pm 1)$ обладает большей массой, чем ядра (A, Z) и $(A, Z \pm 2)$, поэтому превращение ядра (A, Z) в более лёгкое

*E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru

История двойного β^- -распада

1871 г.	Д. И. Менделеев открыл периодическую систему химических элементов.
1896 г.	А. Беккерель открыл явление радиоактивности.
1897 г.	Дж. Дж. Томсон открыл электрон и предложил первую модель атома.
1899 г.	Э. Резерфорд открыл, что уран излучает положительно заряженные α -частицы и отрицательно заряженные β -частицы.
1911 г.	Э. Резерфорд предложил модель атома с центральным положительно заряженным ядром.
1928 г.	П. Дирак получил релятивистское квантовое уравнение для электрона, названное его именем.
1930 г.	В. Паули выдвинул гипотезу о существовании новой элементарной частицы нейтрино для объяснения спектра электронов β -распада.
1932 г.	В. Гейзенберг, Д. Иваненко, Э. Майорана предложили протон-нейтронную модель атомного ядра.
1935 г.	Э. Ферми сформулировал теорию β -распада и ввел новое понятие — слабое взаимодействие [1].
1935 г.	М. Гепперт-Майер предложила модель двойного β -распада.
1937 г.	Э. Майорана предложил модель тождественности нейтрино и антинейтрино [5].
1939 г.	В. Фарри впервые рассмотрел возможность безнейтринного двойного β -распада [7].

ядро $(A, Z \pm 2)$ не может происходить путём двух последовательных β -распадов (рис 2).

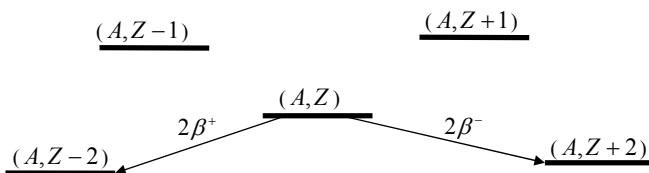
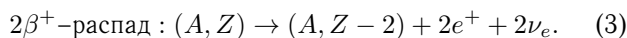
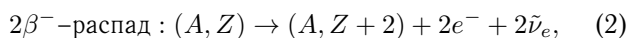


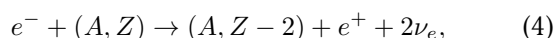
Рис. 2: Энергетическая диаграмма, поясняющая процесс двойного β -распада

В этих случаях превращение ядра (A, Z) в ядро-изобар $(A, Z \pm 2)$ может происходить с одновременным испусканием двух электронов или двух позитронов. Впервые на это обратила внимание М. Гепперт-Майер в 1935 г. [2]. Согласно сделанным в этой работе расчетам период полураспада ядра относительно двойного β -распада должен составлять 10^{23} лет.

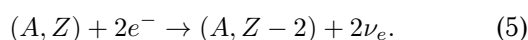
При двойном β -распаде атомное ядро (A, Z) испускает два электрона и два антинейтрино или два позитрона и два нейтрино, превращаясь в ядро с тем же массовым числом A (ядро-изобар) и электрическим зарядом больше или меньше на две единицы.



К процессам двойного β -распада относятся также e -захват на ядре (A, Z) с последующим образованием в конечном состоянии позитрона и двух нейтрино



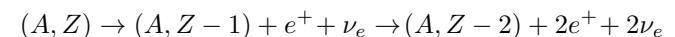
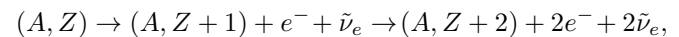
а также процесс двойного электронного захвата



В случае (2) двойной β^- -распад сопровождается увеличением заряда ядра на две единицы $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)$ и излучением двух электронов и двух электронных антинейтрино $2\bar{\nu}_e$. В других видах двойного β -распада (3, 4, 5) заряд ядра уменьшается на две единицы $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2)$ и сопровождается испусканием двух электронных нейтрино $2\nu_e$. Диаграммы Фейнмана двойного β -распада показаны на рис. 3.

Обычно процессы двойного β -распада сопровождаются испусканием двух нейтрино 2ν или двух антинейтрино $2\bar{\nu}$, что следует из закона сохранения лептонного числа L_e . Для того, чтобы наблюдался процесс двойного β -распада, необходимо, чтобы масса начального ядра (A, Z) была больше масс $M(A, Z + 2) + 2m_e$ или $M(A, Z - 2) + 2m_e$, образующихся в результате двойного β -распада.

Двойной β -распад очень редкий процесс. Для того, чтобы его наблюдать необходимо, чтобы цепочка двух последовательных β -распадов



была запрещена по энергии или сильно подавлена законом сохранения полного момента количества движения J . Двойной β^+ -распад может наблюдаться для лёгких изотопов химического элемента, в то время как для тяжелых изотопов может наблюдаться двойной β^- -распад.

В качестве примера можно привести два изотопа кадмия ^{108}Cd и ^{116}Cd (рис. 4, 5). В то время, как для изотопа ^{116}Cd возможен двойной β^- -распад, в изотопе ^{108}Cd возможен двойной β^+ -распад.

Двойной β^- -распад наблюдался в изотопе $^{116}_{48}\text{Cd}$ (табл. I). Энергия $2\beta^-$ -распада $^{116}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{116}_{50}\text{Sn} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ $Q_{2\beta^-} = 2.8 \text{ МэВ}$.

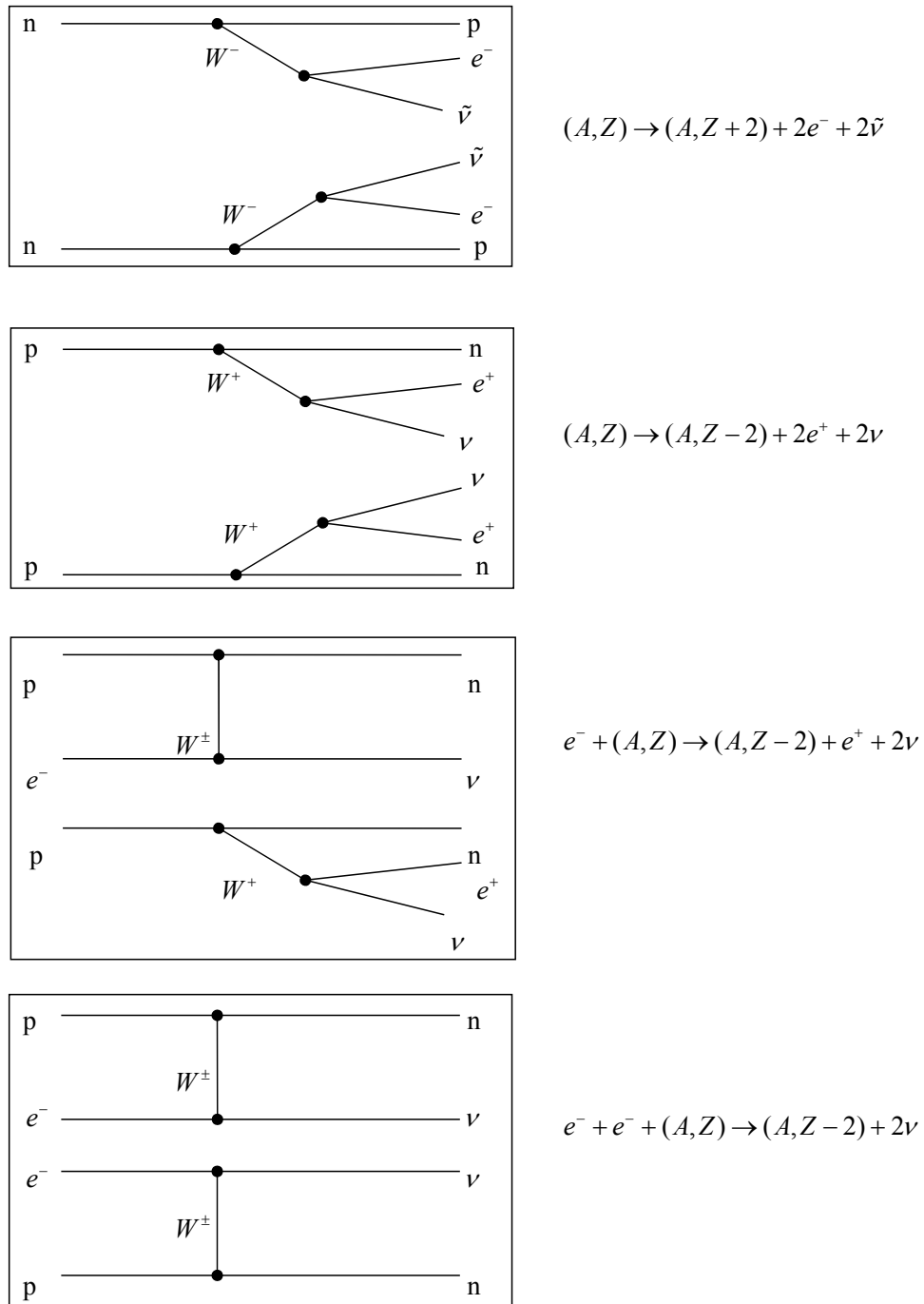


Рис. 3: Диаграммы Фейнмана двойного β-распада

Усредненное значение измеренного периода полураспада изотопа ¹¹⁶Cd по каналу 2β⁻2ν̄ составляет по данным различных авторов (2,87 ± 0,13) · 10¹⁹ лет.

Двойной β⁺-распад ¹⁰⁸Cd до сих пор не обнаружен.

Энергии двойного β-распада

Энергетическое условие 2β⁻-распада

$$M_{\text{ядра}}(A, Z) > M_{\text{ядра}}(A, Z + 2) + 2m_e$$

или, переходя к массам атомов,

$$M_{\text{атома}}(A, Z) > M_{\text{атома}}(A, Z + 2).$$

Энергия, выделяющаяся при 2β⁻-распаде

$$Q(2\beta^-) = M_{\text{атома}}(A, Z) - M_{\text{атома}}(A, Z + 2).$$

Энергетическое условие 2β⁺-распада

$$M_{\text{ядра}}(A, Z) > M_{\text{ядра}}(A, Z - 2) + 2m_e,$$

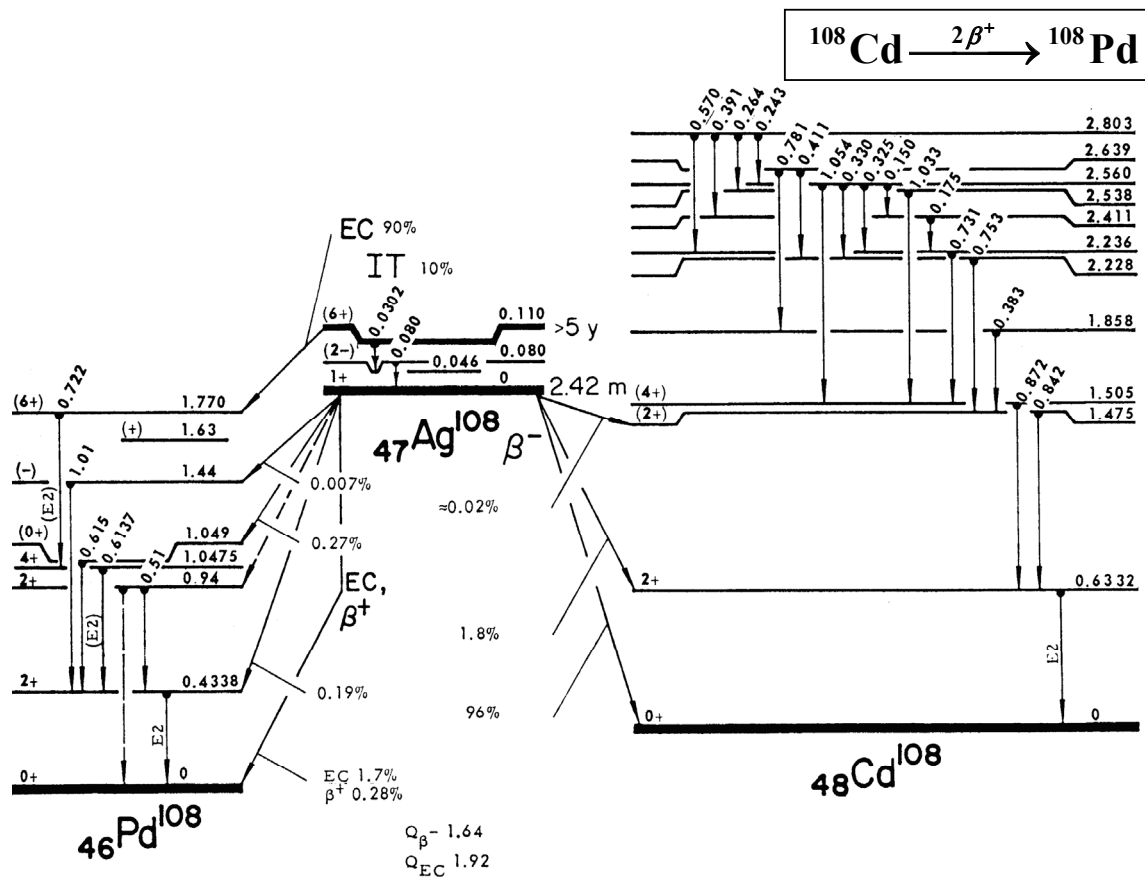


Рис. 4: Двойной β^+ -распад изотопа $^{108}_{48}\text{Cd}$ [27]

Таблица I: Двойной β^- -распад изотопа $^{116}_{48}\text{Cd}$

Изотоп	Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
^{116}Cd	± 180	$2.6^{+0.9}_{-0.5} \cdot 10^{19}$	<i>Ejiri H. et al. J. Phys. Soc. of Japan. 64. P. 339. (1995).</i>
	176.6	$[2.9 \pm 0, 3(stat) \pm 0.2(syst)] \cdot 10^{19}$	<i>Arnold R. et al. Z. Phys. C. 72. P. 239. (1996)</i>
	9850	$[2.9 \pm 0.06(stat)^{+0.4}_{-0.3}(syst)] \cdot 10^{19}$	<i>Danevich F. A. et al. Phys. Rev. C. 68. 035501. (2003).</i>
	7000	$[2.88 \pm 0.04(stat) \pm 0.16(syst)] \cdot 10^{19}$	<i>Barabash A. S. Phys. Part. Nucl. 42. P. 613. (2011)</i>
	34927	$[2.80 \pm 0.05(stat) \pm 0.4(syst)] \cdot 10^{19}$	<i>Poda D. et al. EPJ Web of Conf. 65. 01005. (2014).</i>
Среднее значение:		$(2.87 \pm 0.13) \cdot 10^{19}$	

$$M_{\text{атома}}(A, Z) > M_{\text{атома}}(A, Z - 2) + 2m_e.$$

Энергия, выделяющаяся при $2\beta^+$ -распаде

$$Q(2\beta^+) = M_{\text{атома}}(A, Z) - M_{\text{атома}}(A, Z - 2) - 4m_e.$$

Энергетическое условие $2e^-$ -захвата

$$M_{\text{ядра}}(A, Z) + 2m_e > M_{\text{ядра}}(A, Z - 2),$$

$$M_{\text{атома}}(A, Z) > M_{\text{атома}}(A, Z - 2).$$

Энергия, выделяющаяся при $2e^-$ -захвате

$$Q(2e^-) = M_{\text{атома}}(A, Z) - M_{\text{атома}}(A, Z - 2) - 2\varepsilon,$$

ε — энергия связи орбитального электрона.

Энергетическое условие e^- -захвата

$$e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + e^+ + 2\nu$$

$$M_{\text{ядра}}(A, Z) + m_e > M_{\text{ядра}}(A, Z - 2) + m_e,$$

$$M_{\text{атома}}(A, Z) > M_{\text{атома}}(A, Z - 2).$$

Энергия, выделяющаяся при e^- -захвате

$$e^- + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + e^+ + 2\nu$$

$$Q(e^-, e^+2\nu) = M_{\text{атома}}(A, Z) - M_{\text{атома}}(A, Z - 2) - 2m_e - \varepsilon.$$

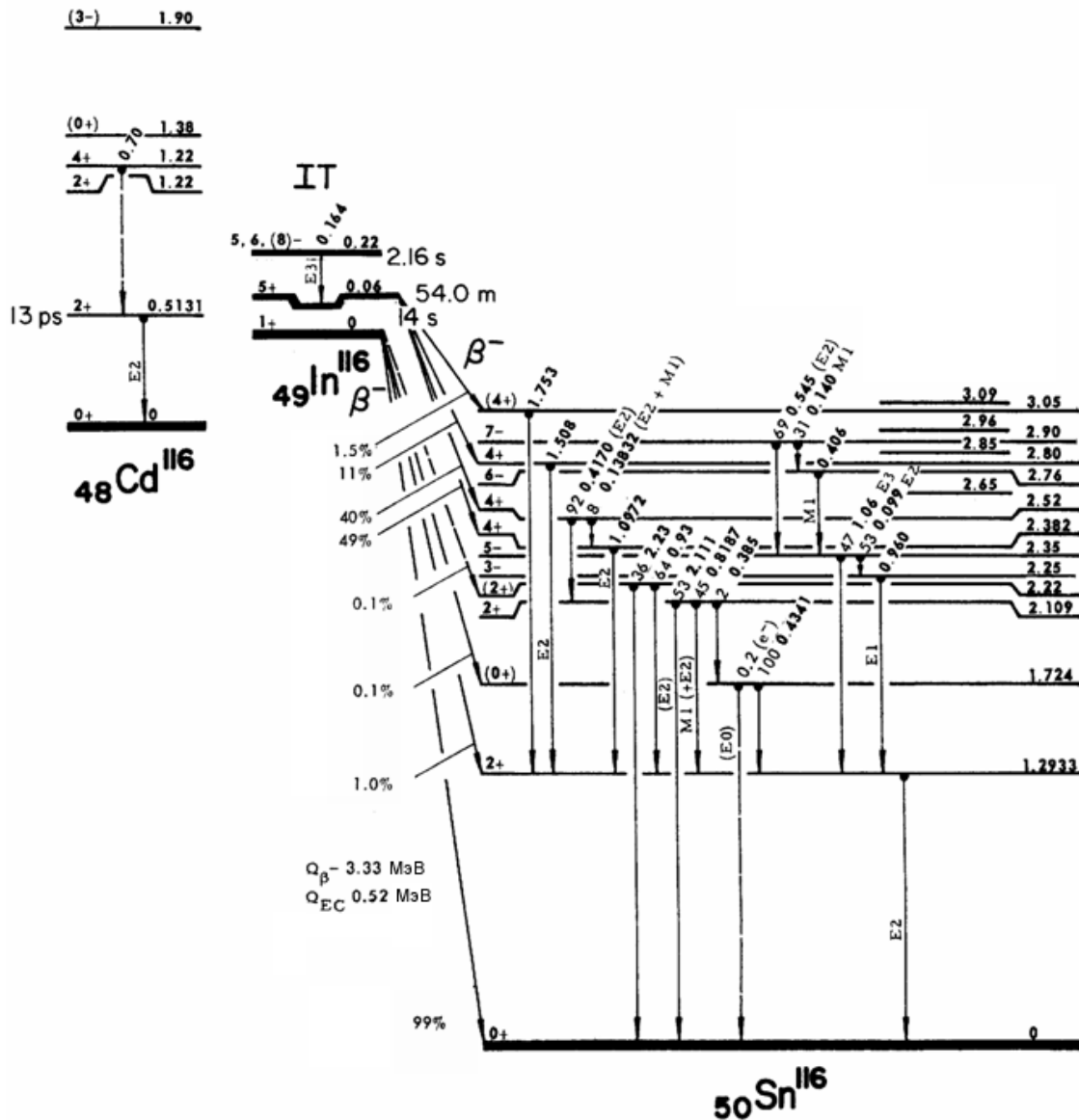
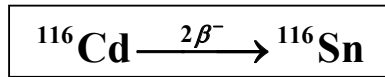


Рис. 5: Ядра-изобары $A = 116$ $^{116}_{48}\text{Cd}$, $^{116}_{49}\text{In}$, $^{116}_{50}\text{Sn}$ [27]

В табл. II приводятся энергии, выделяющиеся при различных типах β -распада и двойного β -распада.

Двойной β -распад может происходить не только на основное, но и на возбужденные состояния конечного ядра. В этом случае он сопровождается излучением γ -квантов и (или) конверсионных электронов.

Известно ~ 70 природных радионуклидов, которые могут распадаться в результате 2β -распада. Некоторые изотопы, для которых возможен двойной β -распад приведены в табл. III.

Во всех случаях 2β -распада кроме двух изотопов $^{48}\text{Ca} \xrightarrow{2\beta^-} ^{48}\text{Ti}$ и $^{96}\text{Zr} \xrightarrow{2\beta^-} ^{96}\text{Mo}$ энергии β -переходов

отрицательные. В изотопах ^{48}Ca и ^{96}Zr , несмотря на положительную энергию, β -распад сильно подавлен в связи с малой энергией β -распада и большой разницей спинов начального и конечного ядер ($\Delta J \geq 5$).

Прямым доказательством двойного β -распада является непосредственная регистрация двух электронов и измерение особенностей их энергетических спектров. Для регистрации электронов используются различные детекторы — фотоэмульсии, магнитные спектрометры, сцинтилляционные и кремниевые детекторы, камеры Вильсона.

Таблица II: Типы и энергии β -распада и двойного β -распада

Тип распада	Энергия распада
β -распад	
$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$	$M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z + 1) - m_e$
$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$	$M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z - 1) - m_e$
$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$	$M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z - 1) + 2m_e$
2β -распад	
$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$	$M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z + 2)$
$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^+ + 2\nu_e$	$M_{am}(A, Z) - M_{am}(A, Z - 2) - 4m_e$
$(A, Z) + 2e^- \rightarrow (A, Z - 2) + 2\nu_e$	$M_{атома}(A, Z) - M_{атома}(A, Z - 2) - 2\varepsilon$
$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 2) + e^+ + 2\nu_e$	$M_{атома}(A, Z) - M_{атома}(A, Z - 2) - 2m_e - 2\varepsilon$

ε — энергия связи орбитального электрона.

Таблица III: Некоторые четно-четные изотопы, для которых возможен двойной β^- -распад

№	Распад (A,Z)>(A,Z+2)	A	Z	Содержание изотопа (A,Z) в естественной смеси изотопов	Энергия $2\beta^-$ -распада, кэВ	Энергия β -перехода (A,Z)>(A,Z+1),кэВ
1	Ca > Ti	46	20	0.0033	984.5 ± 5.1	-1382.6 ± 3.7
2	Ca > Ti	48	20	0.185	4271.7 ± 5.4	+281 ± 6
3	Zn > Ge	70	30	0.62	1001.5 ± 5.2	-654.8 ± 1.6
4	Ge > Se	76	32	7.67	2045.7 ± 5	-922.9 ± 2.7
5	Se > Kr	80	34	49.82	135.7 ± 14.5	-1870.3 ± 2
6	Se > Kr	82	34	9.19	3005 ± 16	-88 ± 12
7	Kr > Sr	86	36	17.37	1249.1 ± 7.8	-526 ± 5
8	Zr > Mo	94	40	2.80	1148.4 ± 6.5	-896.8 ± 2.6
9	Zr > Mo	96	40	17.40	3350.2 ± 6.1	+163.0 ± 5
10	Mo > Ru	98	42	23.75	110.6 ± 8.4	-1682 ± 5
11	Mo > Ru	100	42	9.62	3032.6 ± 8.6	-170 ± 6
12	Ru > Pd	104	44	18.5	1301 ± 11	-1147 ± 7
13	Pd > Cd	110	46	12.7	2014 ± 24	-879 ± 20
14	Cd > Sn	114	48	28.86	540.4 ± 7.3	-1444 ± 5
15	Cd > Sn	116	48	7.58	2808.5 ± 7.3	-464 ± 8
16	Sn > Te	122	50	4.71	358 ± 8	-1622.7 ± 3.6
17	Sn > Te	124	50	5.98	2278.3 ± 8.8	-627 ± 5
18	Te > Xe	128	52	31.79	868.9 ± 5.5	-1258 ± 5
19	Te > Xe	130	52	34.49	2533.1 ± 6.6	-451 ± 11
20	Xe > Ba	134	54	10.44	843 ± 15	-1215 ± 11
21	Xe > Ba	136	54	8.87	2481 ± 15	-67 ± 11
22	Ce > Nd	142	58	11.07	1414 ± 11	-745.1 ± 3.5
23	Nd > Sm	148	60	5.71	1928 ± 10	-536 ± 9
24	Nd > Sm	150	60	5.60	3367 ± 11	-130 ± 80
25	Sm > Gd	154	62	22.61	1250 ± 10	-728 ± 5
26	Gd > Dy	160	64	21.75	1731 ± 11	-102.3 ± 1.4
27	Yb > Hf	176	70	12.23	1077 ± 12	-109.6 ± 21
28	W > Os	186	74	28.41	489 ± 14	-587.8 ± 2.6
29	Pt > Hg	198	78	7.23	1043 ± 26	-330 ± 19
30	Hg > Pb	204	80	6.85	414 ± 12	-349 ± 5
31	U > Pu	238	92	99.275	1146.2 ± 4.6	-145.6 ± 1.3

2. ПЕРИОД ПОЛУРАСПАДА $2\beta^-$ -РАСПАДА

Двойной β^- -распад — довольно редкий процесс, который происходит в результате слабого взаимодействия, что приводит к превращению двух нейтронов в исходном ядре (A, Z) с образованием дочернего ядра $(A, Z - 2)$, двух электронов и двух электронных антинейтрино. Оценку вероятности двойного β^- -распада можно получить, основываясь на вероятности β^- -распада. Вероятность λ β^- -распада, в результате которого в ядре (A, Z) один нейтрон превращается в протон с образованием ядра $(A, Z - 1)$, электрона и антинейтрино, записывается в виде

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | H_{int} | \psi_i \rangle|^2 \frac{dn}{dE}(e^-, \tilde{\nu}_e),$$

ψ_i — волновая функция начального ядра (A, Z) , ψ_f — волновая функция конечного состояния, которую можно записать в виде произведения волновой функции дочернего ядра $\psi(A, Z - 1)$, волновой функции электрона ψ_e и волновой функции электронного антинейтрино $\psi_{\tilde{\nu}_e}$

$$\psi_f = \psi(A, Z - 1) \cdot \psi_e \cdot \psi_{\tilde{\nu}_e},$$

H_{int} — оператор взаимодействия, под действием которого осуществляется переход $\psi_i \rightarrow \psi_f$, $\frac{dn}{dE}(e^-, \tilde{\nu}_e)$ — плотность конечных состояний фазового пространства электрона и антинейтрино.

В случае двойного β^- -распада прямой переход $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2)$ должен быть подавлен, так как превращение протона в нейтрон описывается одночастичным оператором. Двойной β^- -распад — процесс второго порядка малости. Матричный элемент перехода из начального состояния i в конечное состояние f имеет вид

$$\langle f | H_{int} | i \rangle \lambda = \sum_n \frac{\langle f | H_{int} | n \rangle \langle n | H_{int} | i \rangle}{E_i - E_n},$$

в котором необходимо проинтегрировать по всем виртуальным состояниям, которые могут возбуждаться в ядре $(A, Z - 1)$ (рис. 6).

Так как начальное ядро (A, Z) и конечное ядро $(A, Z - 2)$ являются четно-четными, они имеют в основном состоянии спин-четность 0^+ , поэтому в промежуточном ядре $(A, Z - 1)$ будут преимущественно возбуждаться состояния $J = 1$.

Вероятность $2\beta^-$ -распада с учетом вышесказанного записывается в виде

$$\lambda \sim \frac{1}{T_{-1/2}} \sim G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{2\nu}|^2,$$

где $Q_{\beta\beta}$ — энергия $2\beta^-$ -распада, $G^{2\nu}$ рассчитывается в результате интегрирования по всему фазовому пространству 4 лептонов распада, $|M^{2\nu}|$ — ядерный

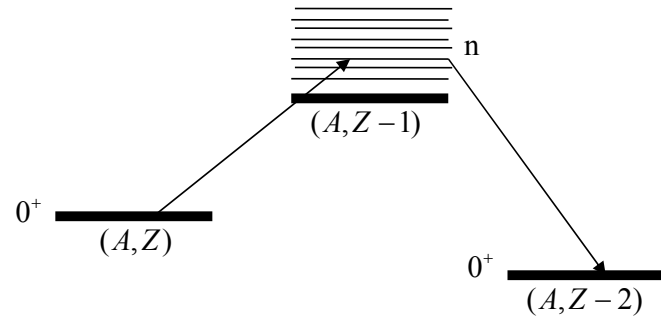


Рис. 6: Диаграмма, описывающая $2\beta^-$ -распад ядра (A, Z) через виртуальные состояния ядра $(A, Z - 1)$

матричный элемент описывающий структуру атомных ядер (A, Z) , $(A, Z - 2)$.

Наибольшую проблему составляет расчет ядерного матричного элемента $|M^{2\nu}|$. Обычно ядерный матричный элемент рассчитывается на основе различных ядерных моделей. Наиболее часто используются расчеты на основе модели ядерных оболочек или на основе модели квазичастиц.

В табл. IV, составленной на основе данных, приведенных в работе [14], для некоторых изотопов приведены периоды полураспада $T_{1/2}$, энергии $2\beta^-$ -распада $Q_{\beta\beta}$, величины фазового пространства 4-лептонного распада $G^{2\nu}$ и величины ядерного матричного элемента $2\beta^-$ -перехода $M^{2\nu}$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ $2\beta^-$ -РАСПАДА

Двойной β^- -распад является самым редким типом радиоактивного распада. Во всех случаях, в которых достоверно установлен этот тип распада, периоды полураспада больше 10^{18} лет, что на несколько порядков превышает время существования Вселенной.

Основная трудность, с которой сталкиваются при проведении экспериментов по изучению двойного β^- -распада, обусловлена малой вероятностью события, необходимостью проведения длительных экспериментов, максимального снижения фоновых событий и тщательного анализа результатов эксперимента. Поэтому для поиска двойного β^- -распада используются различные методы, которые можно разделить на три большие группы:

- геохимические,
- радиохимические,
- прямое наблюдение.

Использование геохимических методов обусловлено возможностью увеличения продолжительности наблюдений до времен $\sim 10^9$ лет. В этих экспериментах анализируются древние минералы, имеющие возраст

Таблица IV: Периоды полураспада $T_{1/2}$, энергии $Q_{\beta\beta}$, фазовое пространство $G^{2\nu}$, матричный элемент $|M^{2\nu}|$ двойного β^- -распада [14]

Изотоп	$T_{1/2}$, лет	$Q_{\beta\beta}$, МэВ	$G^{2\nu}$, 10^{-18} лет $^{-1}$	$ M^{2\nu} $
^{48}Ca	$4.4_{-0.5}^{+0.6} \cdot 10^{19}$	4.263	15.6	0.0236 ± 0.0015
^{76}Ge	$1.84_{-0.10}^{+0.14} \cdot 10^{21}$	2.039	0.0482	$0.0655_{-0.0024}^{+0.0019}$
^{82}Se	$(0.92 \pm 0.07) \cdot 10^{20}$	2.998	1.60	$0.0509_{-0.0018}^{+0.0021}$
^{96}Zr	$(2.35 \pm 0.21) \cdot 10^{19}$	3.348	7.83	$0.0455_{-0.0019}^{+0.0022}$
^{100}Mo	$(7.1 \pm 0.4) \cdot 10^{18}$	3.035	4.13	$0.1139_{-0.0031}^{+0.0034}$
^{116}Cd	$(2.8 \pm 0.2) \cdot 10^{19}$	2.813	3.18	$0.0654_{-0.0022}^{+0.0025}$
^{130}Te	$(7.0 \pm 1.4) \cdot 10^{20}$	2.527	1.53	$0.0189_{-0.0016}^{+0.0022}$
^{136}Xe	$(2.30 \pm 0.12) \cdot 10^{21}$	2.459	1.43	0.0107 ± 0.0003
^{150}Nd	$(9.11 \pm 0.68) \cdot 10^{18}$	3.371	36.4	$0.0339_{-0.0012}^{+0.0013}$

несколько миллиардов лет и выделяются продукты $2\beta^-$ -распада.

Число изотопов, которые могут быть исследованы геохимическим методом, ограничено тем, что в результате их распада должны образовываться изотопы, отсутствующие в образце в момент его образования. Поэтому одной из основных ошибок определения периода полураспада в этом методе является неопределенность в истории минерала, содержащего исследуемый изотоп, изменение содержания исходных ядер в образце, неконтролируемое изменение химического состава образца в результате обмена с окружающей средой продуктов деления урана и тория, в частности, инертных газов криптона Кг и ксенона Хе (табл. V).

Преимуществом радиохимических методов, несмотря на относительно непродолжительность экспозиции, является возможность более надежно контролировать историю образца и первоначальное содержание химических элементов в образце.

В ряде геохимических и радиохимических экспериментов выбирались образцы минералов, содержащих селен Se и теллур Te, которые в результате $2\beta^-$ -распада превращаются в инертные газы криптон Кг и ксенон Хе, которые затем извлекаются из образца. Масс-спектрометрический анализ выделявшихся газов позволяет установить процентное содержание различных изотопов. Период полураспада исследуемого изотопа рассчитывается на основании соотношения

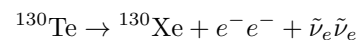
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot M_{\text{исх}} t \cdot s}{M_{\text{конечн}}},$$

где $M_{\text{исх}}$ — исходное количество материнского изотопа, $M_{\text{конечн}}$ — количество дочернего продукта $2\beta^-$ -распада, t — возраст минерала, s — коэффициент сохранности дочернего продукта за время t .

Одной из основных проблем в данном методе является определение возраста образца t .

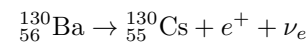
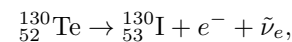
Двойной β^- -распада ^{130}Te впервые был обнаружен в результате геохимического анализа теллурида висмута Bi_2Te_3 шведских рудных месторождений, возраст

которых составляет (1.5 ± 0.5) млрд. лет. После термической обработки был исследован изотопный состав Хе, образующегося в результате распада Те. Оказалось, что изотопный состав Хе, извлеченного из руды сильно отличается от изотопного состава атмосферного Хе. В результате анализа фоновых условий было показано, что ^{130}Xe образуется в $2\beta^-$ -распаде



и оценен период полураспада $T_{1/2}^{2\beta 2\nu}(^{130}\text{Te}) \approx 10^{21}$ лет. Позже этот результат был подтвержден в прямых экспериментах. Измеренный период двойного β^- -распада ^{130}Te $(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$ лет.

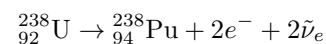
На рис. 7 показаны ядра-изобары $A = 130$ $^{130}_{52}\text{Te}$, $^{130}_{53}\text{I}$, $^{130}_{54}\text{Xe}$, $^{130}_{55}\text{Cs}$, $^{130}_{56}\text{Ba}$. Изотоп $^{130}_{54}\text{Xe}$ может образовываться как в результате $2\beta^-$ -распада $^{130}_{52}\text{Te}$, так и в результате $2\beta^+$ -распада $^{130}_{56}\text{Ba}$. Распады



запрещены законом сохранения энергии.

В результате геохимических опытов были получены оценки $2\beta^-$ -распадов изотопов ^{82}Se ($T_{1/2} \sim 10^{20}$ лет) и ^{128}Te ($T_{1/2} \sim 10^{24}$ лет).

$2\beta^-2\tilde{\nu}_e$ распад обнаружен на изотопе ^{238}U (рис. 8). Период двойного β^- -распада изотопа ^{238}U был измерен радиохимическим методом [32]. Для этого из нескольких тонн урана ^{238}U был выделен продукт двойного β^- -распада ^{238}Pu



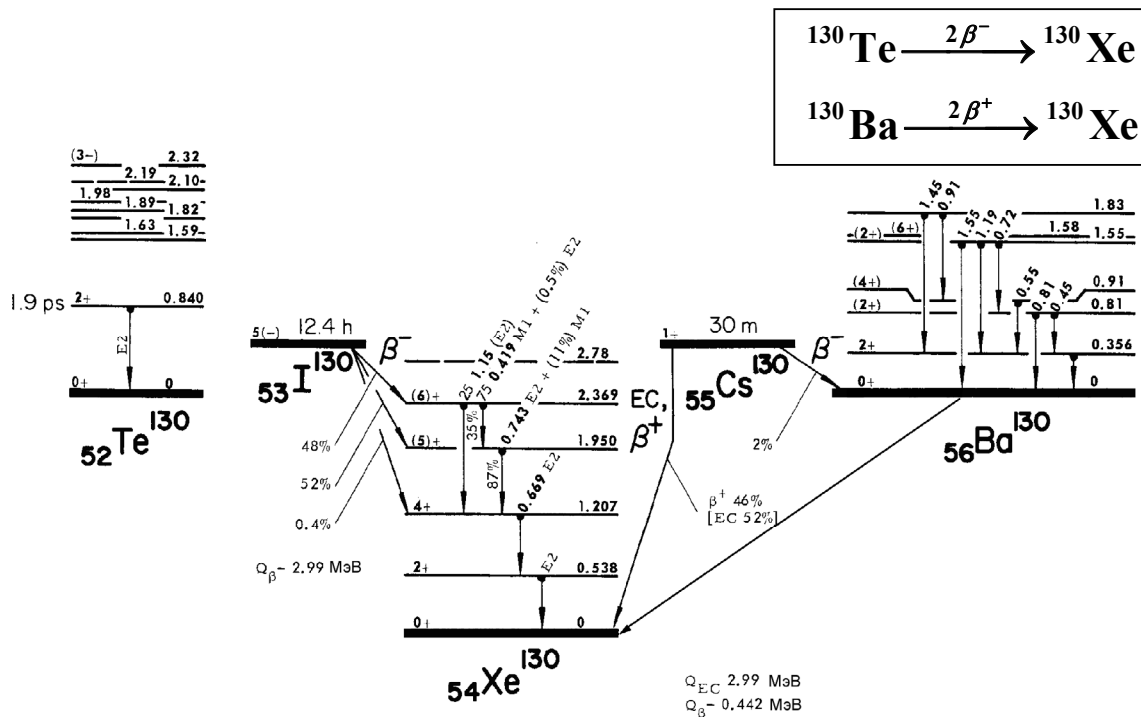
и получен период полураспада ^{238}U относительно двойного β^- -распада

$$T_{1/2}(^{238}\text{U} \xrightarrow{2\beta^-2\tilde{\nu}_e} ^{238}\text{Pu}) = (2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{21} \text{ лет.}$$

Энергия $2\beta^-2\tilde{\nu}_e$ -распада $Q(2\beta^-2\tilde{\nu}_e) \approx 1.1$ МэВ.

Таблица V: Процентное содержание изотопов Kr ($Z = 36$) и Xe ($Z = 54$) в природной смеси изотопов

Изотоп	Содержание изотопов Kr в природной смеси изотопов	Изотоп	Содержание изотопов Xe в природной смеси изотопов
^{78}Kr	0.35	^{126}Xe	0.089
^{80}Kr	2.28	^{128}Xe	1.910
^{82}Kr	11.58	^{129}Xe	26.40
^{83}Kr	11.9	^{130}Xe	4.071
^{84}Kr	57.00	^{131}Xe	21.232
^{86}Kr	17.30	^{132}Xe	26.909
		^{134}Xe	10.436
		^{136}Xe	8.857

Рис. 7: Ядра-изобары $A = 130$ $^{130}_{52}\text{Te}$, $^{130}_{53}\text{I}$, $^{130}_{54}\text{Xe}$, $^{130}_{55}\text{Cs}$, $^{130}_{56}\text{Ba}$ [27]

Основным недостатком гео- и радиохимического методов является невозможность детально исследовать продукты 2β -распада, их энергетические и пространственные распределения.

Такие возможности открываются в прямых экспериментах по изучению 2β -распада. Однако при проведении прямых экспериментов по 2β -распаду экспериментаторы также сталкиваются с целым рядом проблем.

- Длительность проведения эксперимента требует повышенной стабильности и надёжности физической аппаратуры в течение всего времени проведения эксперимента, длящегося в течение тысяч часов.
- Космическое излучение создает высокий уровень

фона. Поэтому, как правило, эксперименты по наблюдению 2β -распада выполняются в подземных низкофоновых лабораториях, обеспечивающих защиту от мюонной компоненты космического излучения. Значительный фон обусловлен радиоизотопами естественных цепочек радиоактивного распада ^{238}U , ^{232}Th , радиоизотопами, образующимися под действием нейтронов космических лучей, нейтронов спонтанного деления и нейтронов, образующихся в реакции (α, n)

- Радиоактивность окружающей среды максимально снижается системой активной и пассивной защиты экспериментальной установки от внешних источников излучения.

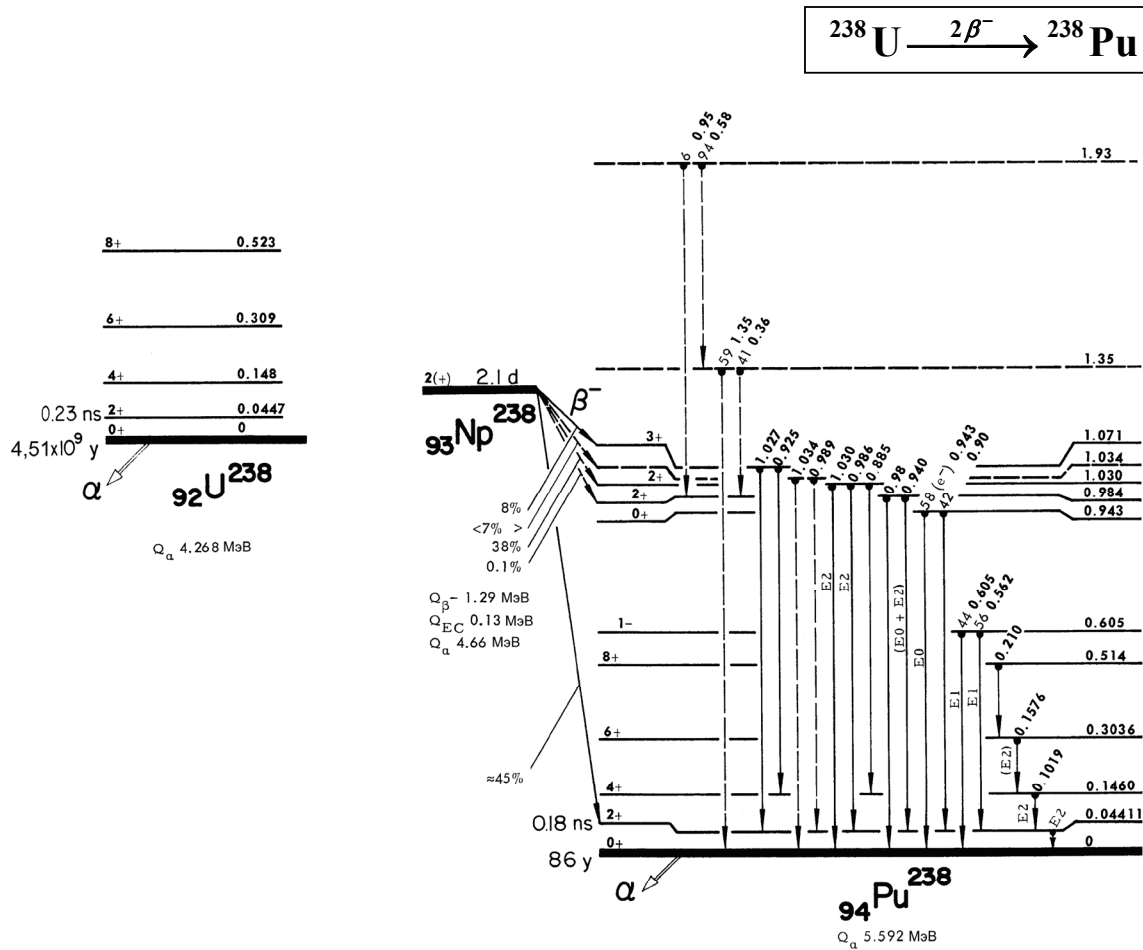


Рис. 8: Ядра-изобары $A = 238$ $^{238}_{92}\text{U}$, $^{238}_{93}\text{Np}$, $^{238}_{94}\text{Pu}$ [27]

- Содержание радиоактивных изотопов в материалах самого детектора уменьшается специальными методами получения максимально чистых материалов детектора.

Точность прямых экспериментов по измерению $2\beta^-$ -распада значительно повышается за счет возможности более детально анализировать продукты распада. В двухнейтринном β^- -распаде энергия $2\beta^-$ -распада распределяется между двумя электронами и двумя электронными антинейтрино. Обычно электронные антинейтрино не регистрируются. Поэтому каждый электрон будет иметь энергию от нуля до максимальной энергии $2\beta^-$ -распада $Q_{2\beta 2\nu}$. Суммарный спектр двух электронов в этом случае также будет иметь энергетическое распределение от нуля до максимальной энергии $2\beta^-$ -распада (рис. 9).

В случае двухнейтринного e -захвата практически вся энергия распада уносится нейтрино. Регистрация этого распада возможна лишь по рентгеновскому излучению при переходе электронов образовавшегося атома ($A, Z - 2$) с более высоко расположенных атомных уровней или электронов внутренней конверсии.

В случае $2\beta^-$ -распада на возбужденные состояния

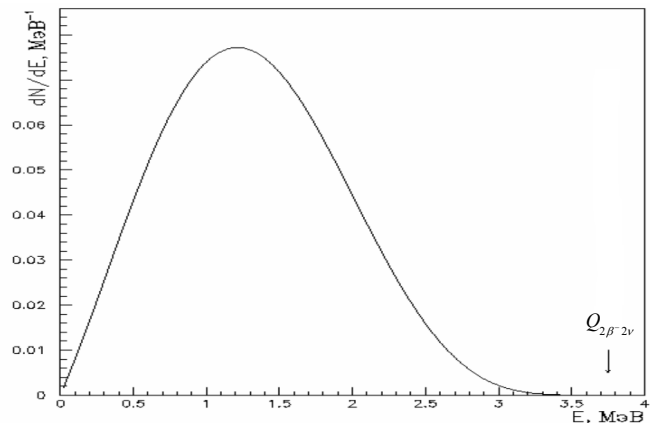


Рис. 9: Спектр суммарной энергии электронов в двухнейтринном $2\beta^-$ -распаде

ядер ($A, Z \pm 2$) часть энергии $2\beta^-$ -распада уносится γ -квантами распада возбужденных состояний ядер ($A, Z \pm 2$). Регистрация событий $2\beta^-$ -распада более

Таблица VI: $2\beta^-$ -распад $^{82}_{34}\text{Se}$

Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
89.6	$1.08^{+0.26}_{-0.06} \cdot 10^{20}$	<i>Elliott S. R., Hahn A. A., Moe M. K., Nelson M. A., and Vient M. A. Phys. Rev. C. 46. P. 1535. (1992).</i>
149.1	$[0.83 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst})] \cdot 10^{20}$	<i>Arnold R. et al. Nucl. Phys. A. 636. P. 209. (1998).</i>
2750	$[0.96 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.1(\text{syst})] \cdot 10^{20}$ $(1.3 \pm 0.05) \cdot 10^{20}(\text{geochem.})$	<i>Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett. 95. 182302. (2005).</i> <i>Kirsten T. et al. in Proc. Int. Symp. «Nuclear Beta Decay» and Neutrino (Osaka'86)». (World Scientific, Singapore, 1986) p.81.</i>
Среднее значение: $6.7^{+0.5}_{-0.4} \cdot 10^{20}$		

В течение 21 тыс. часов с помощью время-проекционной камеры, в которую была помещена селеновая фольга массой $M \approx 14$ г, обогащенная до 97% изотопом ^{82}Se , измерялись спектры электронов. Период полураспада относительно $2\beta 2\nu$ -распада оказался равным $T_{1/2}^{2\beta 2\nu}(^{82}\text{Se}) = (1,08^{+0.26}_{-0.06}) \cdot 10^{20}$ лет.

Полученный результат находится в хорошем согласии с ранее полученными результатами геохимического анализа [34]. $T_{1/2}^{2\beta 2\nu}(^{82}\text{Se}) = (0,97^{+0.36}_{-0.46}) \cdot 10^{20}$ лет.

Энергетическая диаграмма двойного β^- -распада ^{82}Se показана на рис. 10.

Энергия $2\beta^-$ -распада $^{82}_{34}\text{Se}$ $Q_{2\beta^-} = 2.8$ МэВ.

β^- -распад $^{82}_{34}\text{Se} \xrightarrow{\beta^-} ^{82}_{35}\text{Br} + e^- + \bar{\nu}_e$ запрещен по энергии.

При построении детекторов $2\beta^-$ -распада их конструируют из отдельных детектирующих устройств — сцинтилляторов, полупроводниковых детекторов, искровых счетчиков, криогенных детекторов, время-проекционных камер, трековых калориметров. На рис. 11–15 показаны некоторые экспериментальные установки, на которых проводятся эксперименты по изучению двойного β^- -распада.

В эксперименте ЕХО-200 (Enriched Xenon Observatory) исследуется $2\beta^-$ -распад изотопа ^{136}Xe . В эксперименте используется 200 кг обогащенного до 80% сжиженного ^{136}Xe . Основой детектора ЕХО-200 является цилиндрическая время-проекционная камера длиной 35 см и диаметром 40 см (рис. 11).

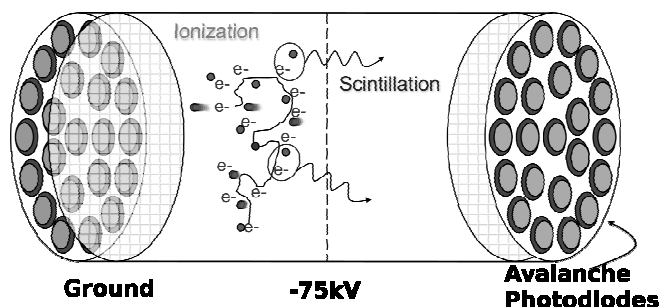


Рис. 11: Процесс ионизации и излучения атомов ^{136}Xe под действием электронов, образованных в результате $2\beta^-$ -распада [28]

В центре камеры находится катод, представляющий собой сетку из фосфо-бронзовой проволоки. На катоде определяются координаты электронов $2\beta^-$ -распада. Аноды находятся на торцах камеры и так же как катод имеют сетчатую структуру. На торцах время-проектной камеры за сетчатым анодом расположена система фотодиодов, имеющих форму круглых пластинок диаметром 1.6 см. Электроны, образующиеся в результате $2\beta^-$ -распада приводят к ионизации атомов ^{136}Xe и вызывают излучение, которое детектируется фотодиодами. По разности времен прихода сигналов на фотодиоды и сигналов от ионизации определяется место детектора, в котором произошел распад ^{136}Xe . Время-проекционная камера погружена в медный криостат для поддержания ксенона в жидком состоянии под давлением 1.5 атм и температуре 170°K .

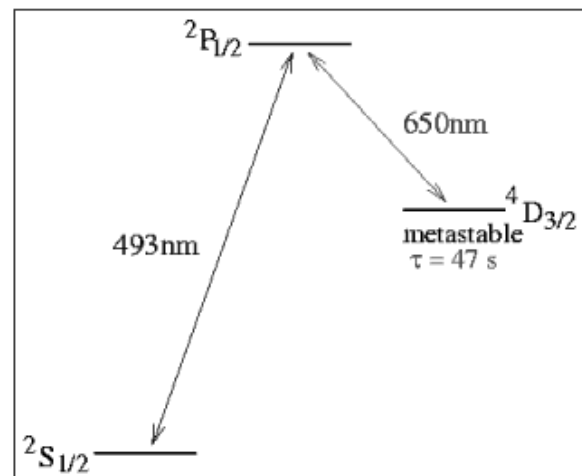


Рис. 12: Структура энергетических уровней иона $^{136}\text{Ba}^+$

Дополнительной возможностью наблюдения $2\beta^-$ -распада ^{136}Xe служит регистрация образующегося в результате $2\beta^-$ -распада иона $^{136}\text{Ba}^+$ (рис. 12). Пассивной защитой экспериментальной установки служит слой свинца толщиной 25 см.

Эксперимент CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events)

Основная цель эксперимента CUORE — изучение

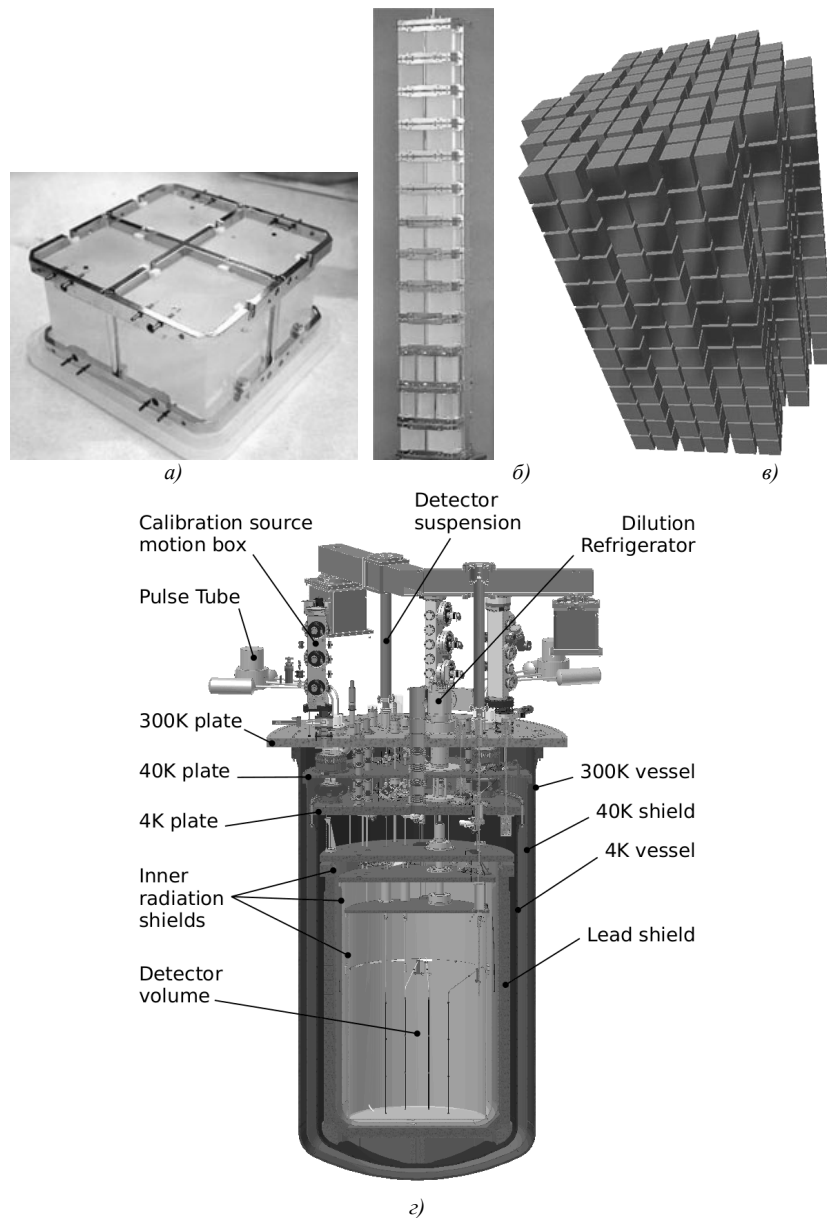


Рис. 13: Детектор CUORE: *a* — модуль, содержащий 4 кристалла, *б* — вид отдельной башни, *в* — сборка из 19 башен, *г* — общий вид детектора [29]

$2\beta^-$ -распада ^{130}Te , содержащегося в кристалле TeO_2 . Детектор располагается в подземной лаборатории Gran Sasso (Италия). Детектор состоит из 988 кристаллов TeO_2 , каждый весом 750 г и объемом $5 \times 5 \times 5 \text{ см}^3$. Каждый кристалл является одновременно источником и детектором $2\beta^-$ -распада. При $2\beta^-$ -распаде происходит изменение температуры кристалла, которая измеряется германиевыми термисторами. Детектор представляет собой цилиндр из 19 башен по 52 кристалла в каждой (рис. 13). Болометры работают при температуре $\sim 10 \text{ мК}$ и поддерживаются при этой температуре мощной рефрижераторной установкой. Детектор окружен мощной свинцовой защитой.

Детектор SuperNemo (Neutrino Ettore Majorana Observatory)

Детектор представляет собой модульную планарную структуру, состоящую из 20 идентичных секций. В центре каждой секции помещается источник ^{82}Se массой 7 кг и толщиной 40 мг/см^2 . Детектор регистрирует энергию электронов с помощью пластических сцинтилляторов. Треки будут восстанавливаться с помощью информации с гейгеровских счетчиков. На рис. 14 показаны виды одного модуля сверху и с торца.

Детектор окружен водной защитой. В настоящее время испытывается один модуль. Детектор предполагается разместить в подземной лаборатории Фрежюс (Франция).

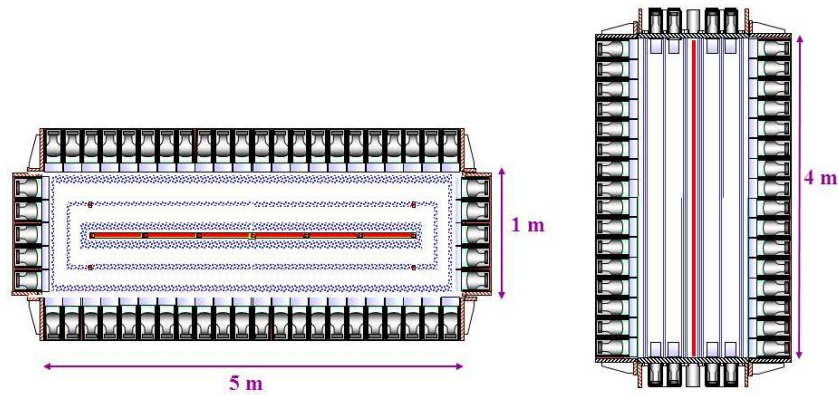


Рис. 14: Виды одного из модулей детектора SuperNEMO [30]

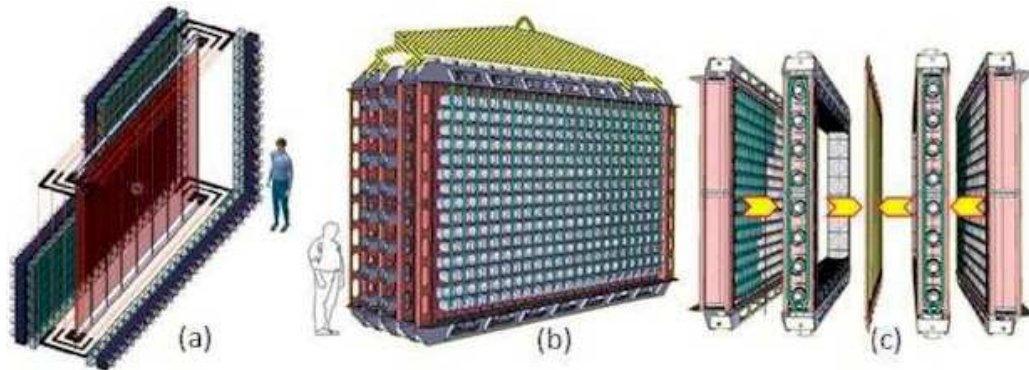
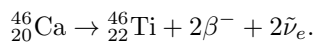


Рис. 15: Принципиальная схема детектора SuperNEMO: (a) — прямоугольная фольга источника между двумя плоскими трековыми камерами; (b) — демонстрационный блок; (c) — модульная структура [30]

4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ $2\beta^-$ -РАСПАДА

Двойной β^- -распад обнаружен на изотопе ^{46}Ca (рис. 16)



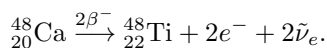
Энергия β^- -распада $^{46}_{21}\text{Sc} \rightarrow ^{46}_{22}\text{Ti} + \beta^- + \tilde{\nu}_e$
 $Q_{\beta^-} = 2.37$ МэВ.

Энергия двойного β^- -распада $^{46}_{20}\text{Ca}$
 $Q_{2\beta^-} = 0.98$ МэВ.

Экспериментально измеренный период полураспада $^{46}_{20}\text{Ca}$
 $T_{1/2}^{2\beta^-} > 0,28 \cdot 10^{16}$ лет.

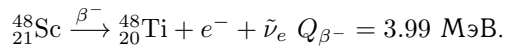
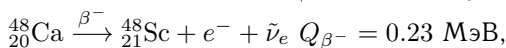
Поэтому обычно изотоп $^{46}_{20}\text{Ca}$ относят к числу стабильных изотопов.

Двойной β^- -распад обнаружен на дважды магическом ядре $^{48}_{20}\text{Ca}$ (рис. 17).

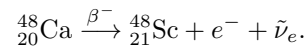


Энергия двойного β^- -распада, рассчитанная на основе масс атомных ядер $Q_{2\beta^-} = 4.27$ МэВ.

Энергии β^- -распадов Q_{β^-} изотопов $^{48}_{20}\text{Ca}$ и $^{48}_{21}\text{Sc}$



В случае изотопа $^{48}_{20}\text{Ca}$ $2\beta^-$ -распад конкурирует с β^- -распадом.



Вероятность $2\beta^-$ -распада $^{48}_{20}\text{Ca} \xrightarrow{2\beta^-} ^{48}_{22}\text{Ti} + 2e^- + 2\tilde{\nu}_e$ составляет $\sim 75\%$.

Вероятность распада $^{48}_{20}\text{Ca} \xrightarrow{\beta^-} ^{48}_{21}\text{Sc} + e^- + \tilde{\nu}_e$ составляет $\sim 25\%$.

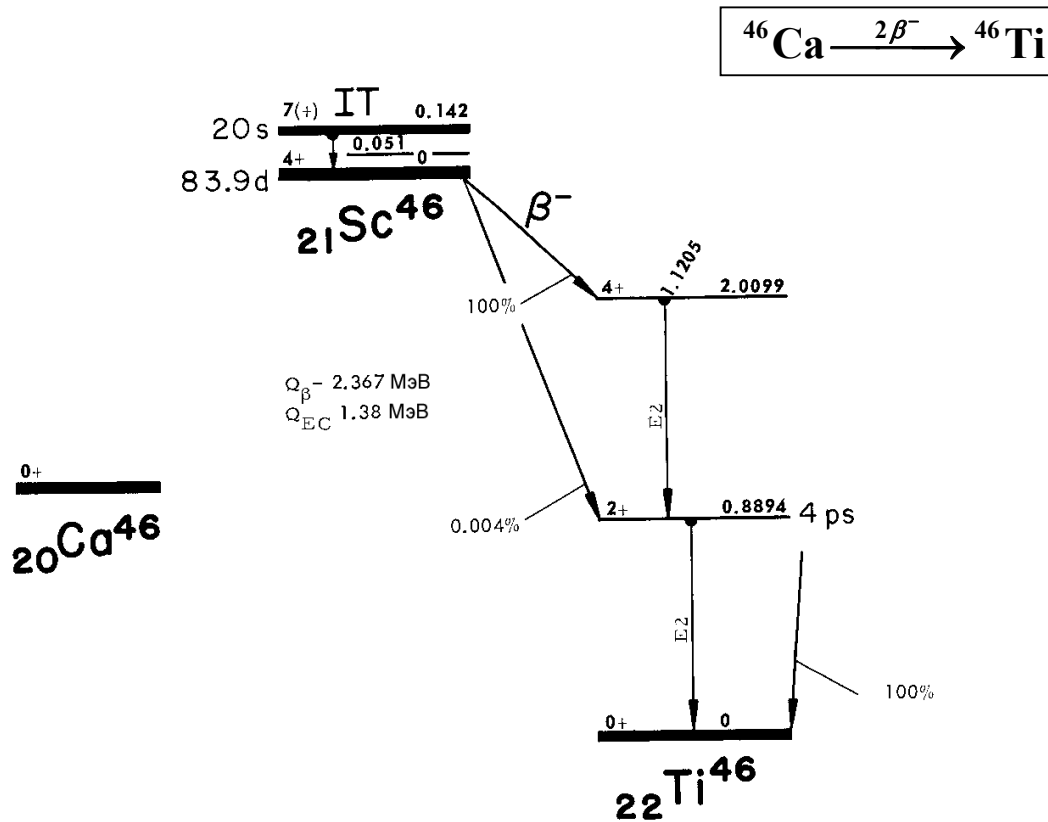
Экспериментально измеренный период полураспада (табл. 7)

$$T_{1/2} \left(^{48}_{20}\text{Ca} \xrightarrow{2\beta^-} ^{48}_{22}\text{Ti} \right) = \left(4, 4_{-0,5}^{+0,6} \right) \cdot 10^{19} \text{ лет.}$$

Теоретические оценки периода полураспада $^{48}_{20}\text{Ca} \xrightarrow{2\beta^-} ^{48}_{22}\text{Ti}$ дают значение $\sim 10^{20}$ лет.

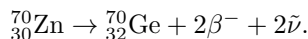
Форма спектра энергии электронов $2\beta^-$ -распада $^{48}_{20}\text{Ca}$, рассчитанная в работе [4], приведена на рис. 18.

В верхней части рис. 18 показана суммарная энергия двух электронов $2\beta^-$ -распада. В нижней части рис. 18 показан спектр одиночных электронов $2\beta^-$ -распада. Измерение энергетических спектров электронов даёт

Рис. 16: Ядра-изобары $A = 46$ ${}^{46}_{20}\text{Ca}$, ${}^{46}_{21}\text{Sc}$, ${}^{46}_{22}\text{Ti}$ [27]

дополнительные возможности для идентификации процесса двойного β^- -распада (рис. 18).

Изотоп ${}^{70}\text{Zn}$ — возможный кандидат для наблюдения двойного β^- -распада. Изотоп ${}^{70}\text{Zn}$ относится к числу стабильных изотопов, т.к. его период полураспада $T_{1/2}^{2\beta^-2\tilde{\nu}_e} = 1,3 \cdot 10^{16}$ лет. Однако, энергетически возможен двойной β^- -распад ${}^{70}\text{Zn}$ с образованием в конечном состоянии ${}^{70}\text{Ge}$



β^- -распад изотопа ${}^{70}\text{Zn}$ с образованием изотопа ${}^{70}\text{Ga}$ энергетически запрещён.

Энергия $2\beta^-$ -распада изотопа ${}^{70}\text{Zn}$ $Q_{2\beta^-} = 1.0$ МэВ. Энергия β^- -распада изотопа ${}^{70}\text{Ga}$ $Q_{\beta^-} = 1.66$ МэВ. Период β^- -распада изотопа ${}^{70}\text{Ga}$

$$T_{1/2} ({}^{70}\text{Ga} \rightarrow {}^{70}\text{Ge} + \beta^- + \tilde{\nu}_e) = 21.1 \text{ мин.}$$

Поэтому β^- -распад ${}^{70}\text{Ga}$ можно идентифицировать по спектру электронов β^- -распада и периоду полураспада ${}^{70}\text{Ga}$.

$2\beta^-$ -распад измерен на изотопе ${}^{96}\text{Zr}$ (рис. 20, табл. 8). Энергия β^- -распада ${}^{96}\text{Zr} \xrightarrow{\beta^-} {}^{96}\text{Nb} + e^- + \tilde{\nu}_e$ положительная и равна $Q_{\beta^-} ({}^{96}\text{Zr}) = 163$ кэВ. Поэтому возможна цепочка распадов ${}^{96}\text{Zr} \xrightarrow{\beta^-} {}^{96}\text{Nb} \xrightarrow{\beta^-} {}^{96}\text{Mo}$.

Энергия $2\beta^-$ -распада $Q_{2\beta^-} ({}^{96}\text{Zr}) = 3350$ кэВ сравнима с энергией β^- -распада ${}^{96}\text{Nb}$ $Q_{\beta^-} ({}^{96}\text{Nb}) = 3.15$ МэВ.

Изотоп ${}^{96}\text{Mo}$ может образовываться также в результате $2\beta^+$ -распада ${}^{96}\text{Ru}$.

Энергия $2\beta^-$ -распада изотопа ${}^{128}\text{Te}$ (рис. 21, табл. 9)

$$Q_{2\beta^-2\nu} ({}^{128}\text{Te}) = 869 \text{ кэВ.}$$

Энергия β^- -распада ${}^{128}\text{Te} \rightarrow {}^{128}\text{I} + e^- + \tilde{\nu}_e$

$$Q_{\beta^-} ({}^{128}\text{Te}) = -1258 \text{ кэВ.}$$

Энергия $2\beta^-$ -распада изотопа ${}^{136}\text{Xe}$ (рис. 22, табл. 10)

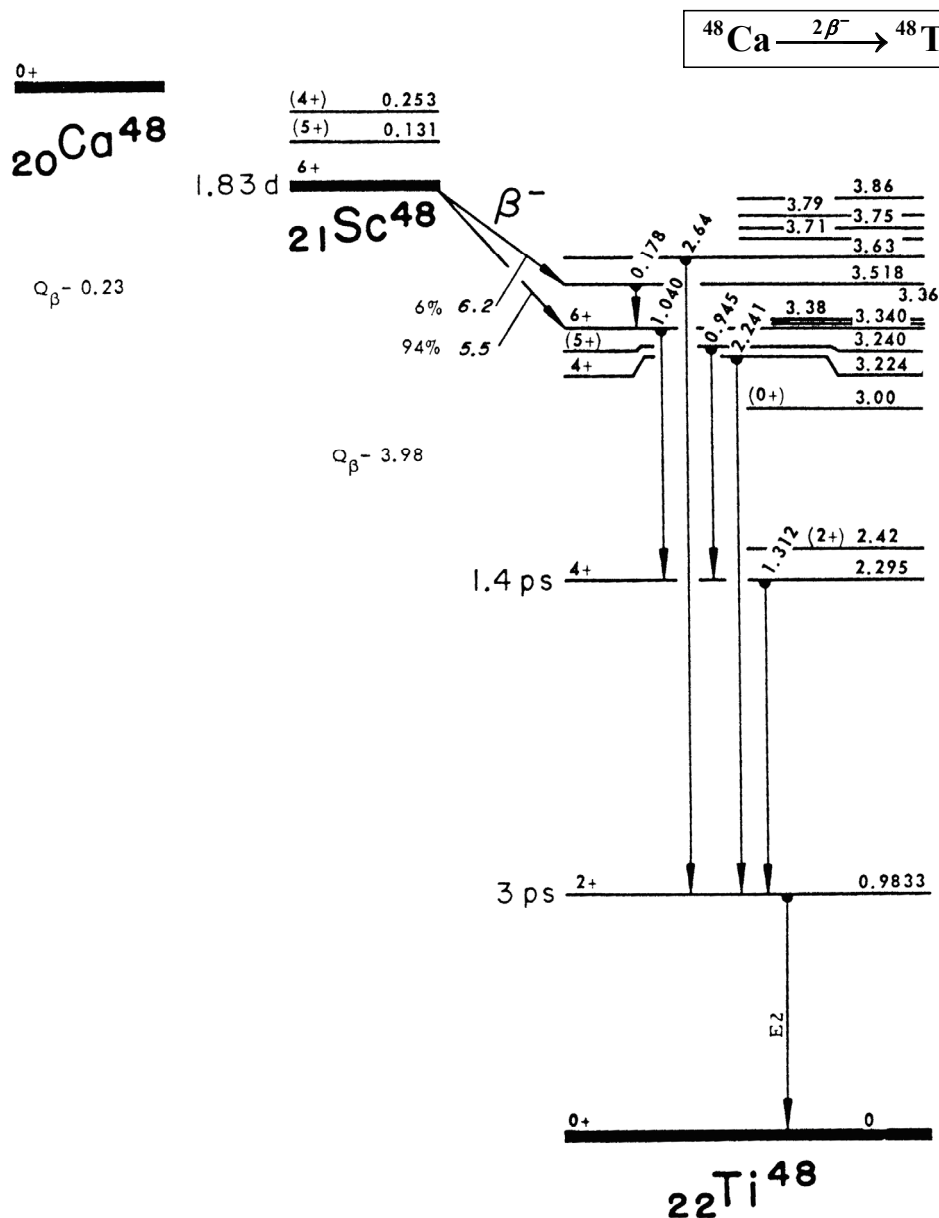
$$Q_{2\beta^-2\nu} ({}^{136}\text{Xe}) = 2481 \text{ кэВ.}$$

Энергия β^- -распада ${}^{136}\text{Xe} \rightarrow {}^{136}\text{Cs} + e^- + \tilde{\nu}_e$

$$Q_{\beta^-} ({}^{136}\text{Xe}) = -67 \text{ кэВ.}$$

Изотоп ${}^{204}\text{Hg}$ — возможный кандидат для наблюдения $2\beta^-$ -распада (рис. 23). Энергия $2\beta^-$ -распада ${}^{204}\text{Hg} \rightarrow {}^{204}\text{Pb} + 2e^- + 2\tilde{\nu}_e$ $Q_{2\beta^-} ({}^{204}\text{Hg}) = 0.41$ МэВ. Двойной β^- -распад изотопа ${}^{204}\text{Hg}$ не обнаружен.

Изучению $2\beta^-$ -распада изотопа ${}^{100}_{42}\text{Mo}$ посвящено большое число экспериментов. Полученные результаты проанализированы

Рис. 17: Ядра-изобары $A = 48$ $^{48}_{20}\text{Ca}$, $^{48}_{21}\text{Sc}$, $^{48}_{22}\text{Ti}$ [27]

в работе [24]. В табл. XI, взятой из этой работы, приведены полученные результаты по $2\beta^-$ -распаду на основное состояние $^{100}_{44}\text{Ru}$.

5. ДВОЙНОЙ β^- -РАСПАД НА ВОЗБУЖДЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

Во всех случаях, в которых наблюдается двойной β^- -распад, исходное ядро (A, Z) и конечное ядро ($A, Z + 2$) являются четно-четными ядрами. В большинстве экспериментов наблюдались $2\beta^-$ -переходы между основными состояниями исходного и конечного ядер. Однако двойные β^- -переходы возможны и на возбужденные состояния конечного ядра.

Изотоп $^{100}_{42}\text{Mo}$ неоднократно исследовался в различных экспериментах по измерению периода полураспада $2\beta^-2\bar{\nu}$ -распада на возбужденное состояние изотопа $^{100}_{44}\text{Ru}(0_1^+)$. Энергетическая диаграмма соответствующего распада показана на рис. 24.

Двойной β^- -распад изотопа ^{100}Mo на первое возбужденное состояние 0_1^+ изотопа ^{100}Ru был измерен в эксперименте ARMONIA (meAsuReMent of two Neutrinos $2\beta^-$ decAy of ^{100}Mo to the first excited 0_1^+ level of ^{100}Ru) [26]. $2\beta^-2\bar{\nu}$ -распад сопровождался появлением двух электронов, двух электронных антинейтрино и γ -квантов каскадного распада с энергиями $E_\gamma = 590.8$ кэВ и $E_\gamma = 539.5$ кэВ, состояния $J^P = 0_1^+$ с энергией $E_\gamma = 1130.3$ кэВ ($0_1^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$).

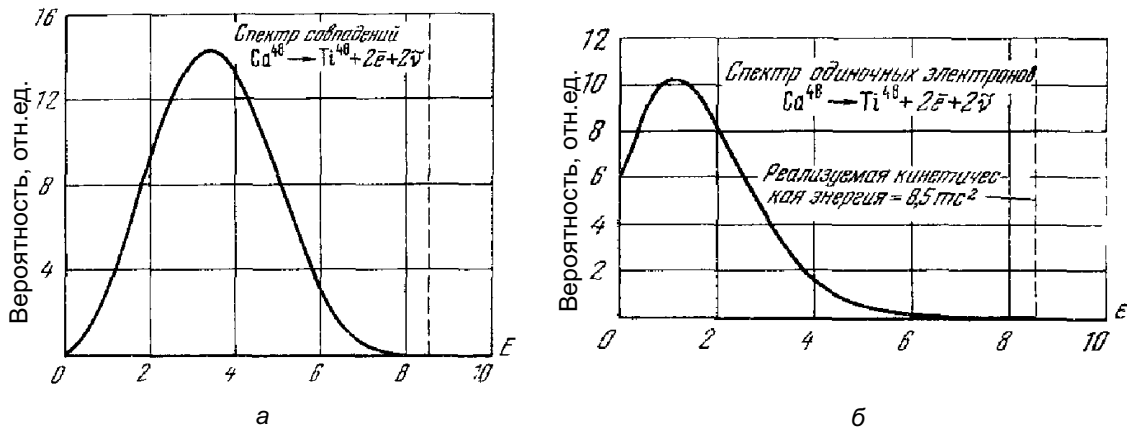


Рис. 18: Суммарный спектр энергий двух электронов (а) и одного электрона (б) при 2β -распаде ${}^{48}_{20}Ca \xrightarrow{2\beta^-} {}^{48}_{22}Ti + 2e^- + 2\bar{\nu}$ [4]

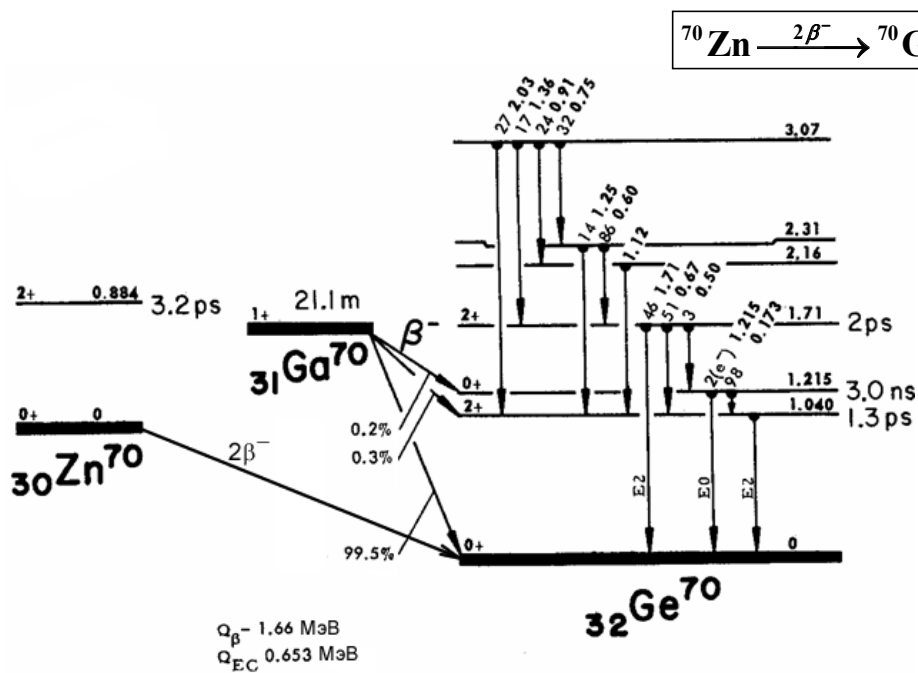


Рис. 19: Ядра-изобары $A = 70$ ${}^{70}_{30}Zn$, ${}^{70}_{31}Ga$, ${}^{70}_{32}Ge$ [27]

Эксперимент выполнен в подземной лаборатории Gran Sasso Национального института ядерных исследований INFN (Италия), находящейся на глубине 3600 м водного эквивалента. Два γ -кванта с энергиями $E_{\gamma 1} = 539.5$ кэВ, $E_{\gamma 2} = 590.8$ кэВ регистрировались с помощью 4 детекторов из сверхчистого германия HP Ge объёмом ≈ 225 см³ каждый. Спектры γ -квантов измерялись как в одноканальном режиме, так и в режиме совпадений. Исследуемый образец ${}^{100}Mo$ представлял собой 1199 г ${}^{100}MoO_3$, обогащённого до 99,5% и расположенный как между 4 детекторами, так и над ними (рис. 25). Были приняты специальные меры по очистке молибденовой мишени от радиоактивных примесей U-Th-цепочки, ${}^{40}K$ и ${}^{137}Cs$. В результа-

те фон от радиоактивных изотопов удалось уменьшить в несколько раз.

На рис. 26 показан энергетический спектр γ -квантов, измеренный в диапазоне энергий $E_{\gamma} = 490$ –630 кэВ (пунктирные линии с ошибками), в котором расположены линии, соответствующие распаду ${}^{100}Ru(0_1^+) \rightarrow {}^{100}Ru(0^+)$. Здесь же приведены фоновые линии, наблюдаемые в эксперименте. Затемненная гистограмма показывает спектр, измеренный без мишени. Общая продолжительность эксперимента составила 18120 часов. В спектре отчетливо наблюдаются линии $E_{\gamma 1} = 540$ кэВ и $E_{\gamma 2} = 591$ кэВ, соответствующие распаду ${}^{100}Mo \xrightarrow{2\beta 2\nu} {}^{100}Ru(0_1^+)$.

Таблица VII: Двойной β^- -распад изотопа $^{48}_{20}\text{Ca}$

Изотоп	Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
^{48}Ca	~100	$[4.3^{+2.4}_{-1.1}(\text{stat}) \pm 1.4(\text{syst})] \cdot 10^{19}$	<i>Balysh A. et al. Phys. Rev. Lett. 77. 5186. (1996).</i>
	5	$4.2^{+3.3}_{-1.3} \cdot 10^{19}$	<i>Brudanin V. B. et al. Phys. Lett. B. 495. P. 63. (2000).</i>
	116	$[4.4^{+0.5}_{-0.4}(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})] \cdot 10^{19}$	<i>Barabash A. S. and Brudanin V. B. Phys. At. Nucl. 74. P. 312. (2011).</i>
Среднее значение: $4.4^{+0.6}_{-0.5} \cdot 10^{19}$			

Таблица VIII: Двойной β^- -распад изотопа $^{96}_{40}\text{Zr}$

Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
26.7	$[2.1^{+0.8}_{-0.4}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \cdot 10^{19}$	<i>Arnold R. et al. Nucl. Phys. A. 658 P. 299. (1999).</i>
453	$[2.35 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst})] \cdot 10^{19}$	<i>Argyriades J. et al. Nucl. Phys. A. 847. P. 168. (2010).</i>
	$(3.9 \pm 0.9) \cdot 10^{19}$ (geochem.)	<i>Kawashima A., Takahashi K., and Masuda A. Phys. Rev. C. 47. R2452. (1993).</i>
	$(0.94 \pm 0.32) \cdot 10^{19}$ (geochem.)	<i>Wieser M. E. and De Laeter J. R. Phys. Rev. C. 64. 024308. (2001).</i>
Среднее значение: $(2.3 \pm 0.2) \cdot 10^{19}$		

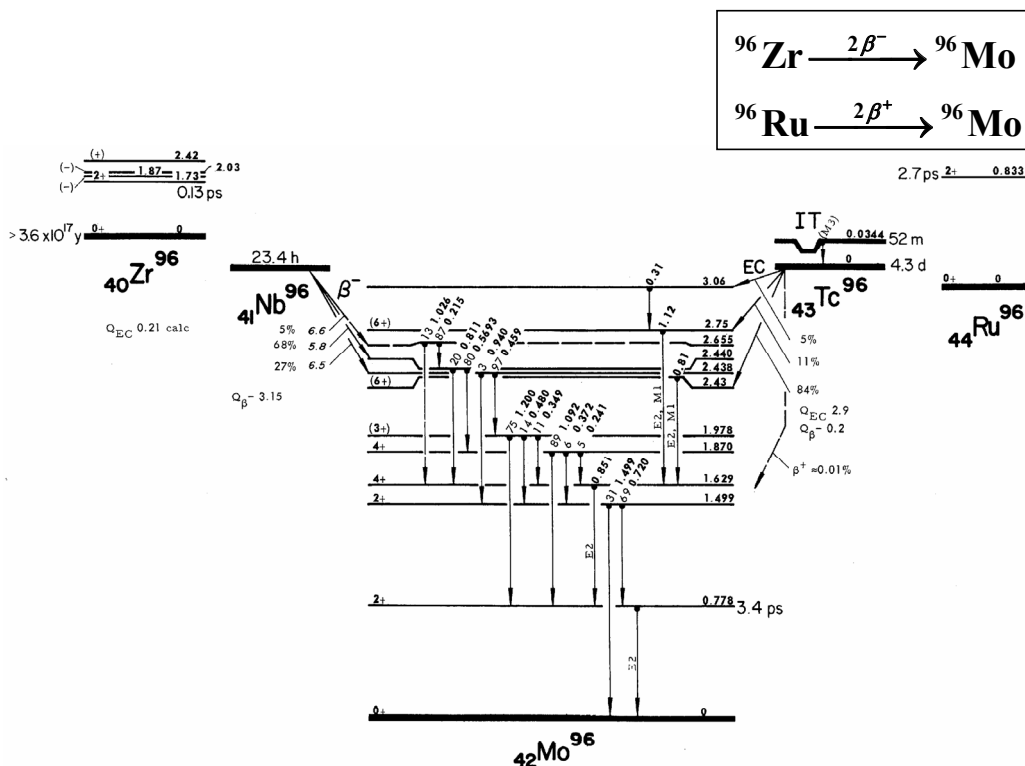


Рис. 20: Ядра-изобары $A = 96$ $^{96}_{40}\text{Zr}$, $^{96}_{41}\text{Nb}$, $^{96}_{42}\text{Mo}$, $^{96}_{43}\text{Tc}$, $^{96}_{44}\text{Ru}$ [27]

Спектр совпадений, измеренный в течение 17807 часов, показан на рис. 27. В верхней части рисунка показан спектр в случае, когда энергия одного из детекторов фиксировалась на энергии перехода

да $E_\gamma = (540 \pm 2)$ кэВ. В средней части рисунка энергия одного из детекторов фиксировалась на энергии (591 ± 2) кэВ. В нижней части рисунка показан спектр совпадений в том случае, когда энергия одного из де-

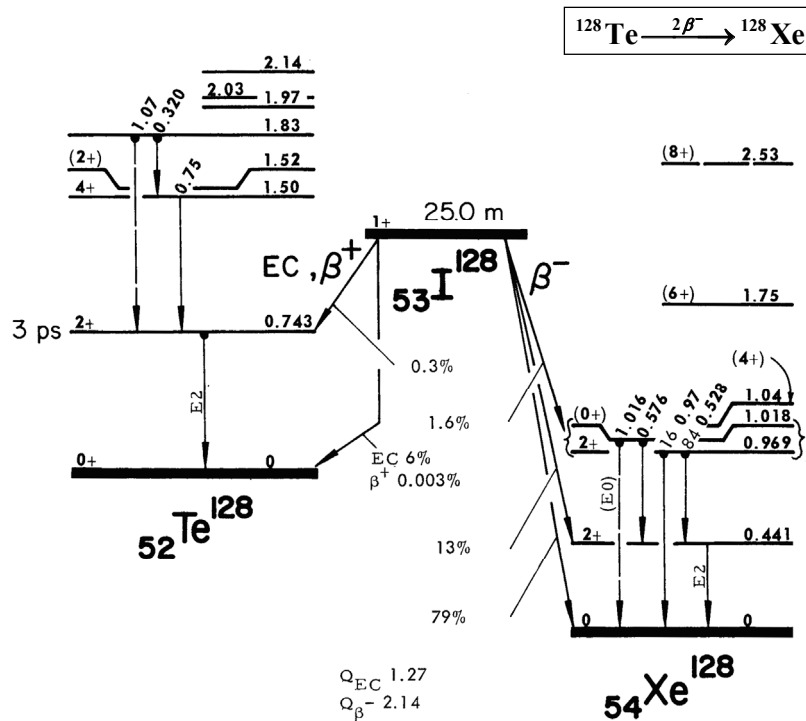


Рис. 21: Ядра-изобары $A = 128$ $^{128}_{52}\text{Te}$, $^{128}_{53}\text{I}$, $^{128}_{54}\text{Xe}$ [27]

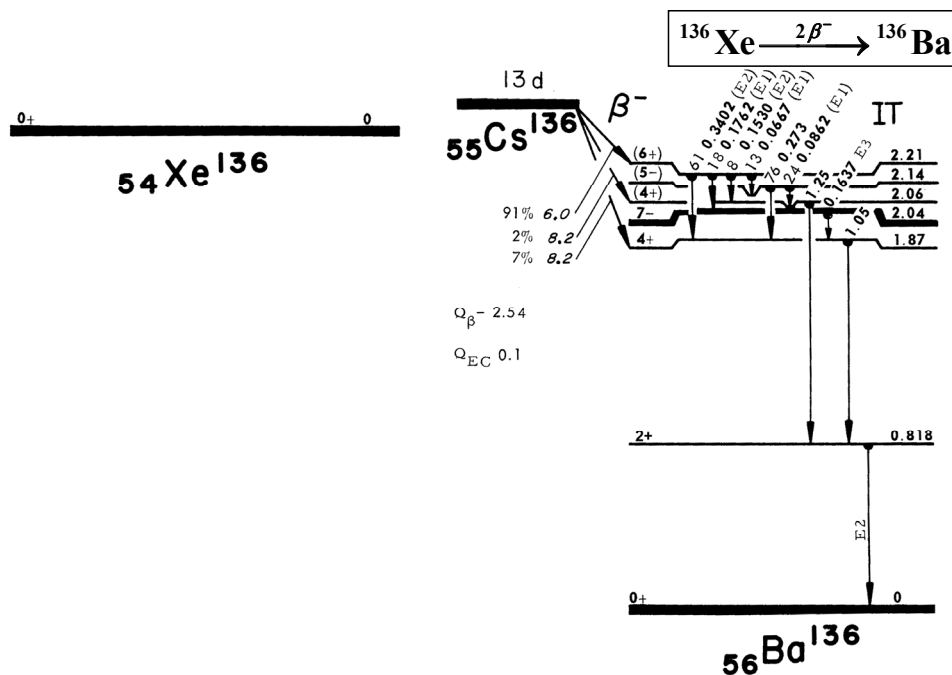


Рис. 22: Ядра-изобары $A = 136$ $^{136}_{54}\text{Xe}$, $^{136}_{55}\text{Cs}$, $^{136}_{56}\text{Ba}$ [27]

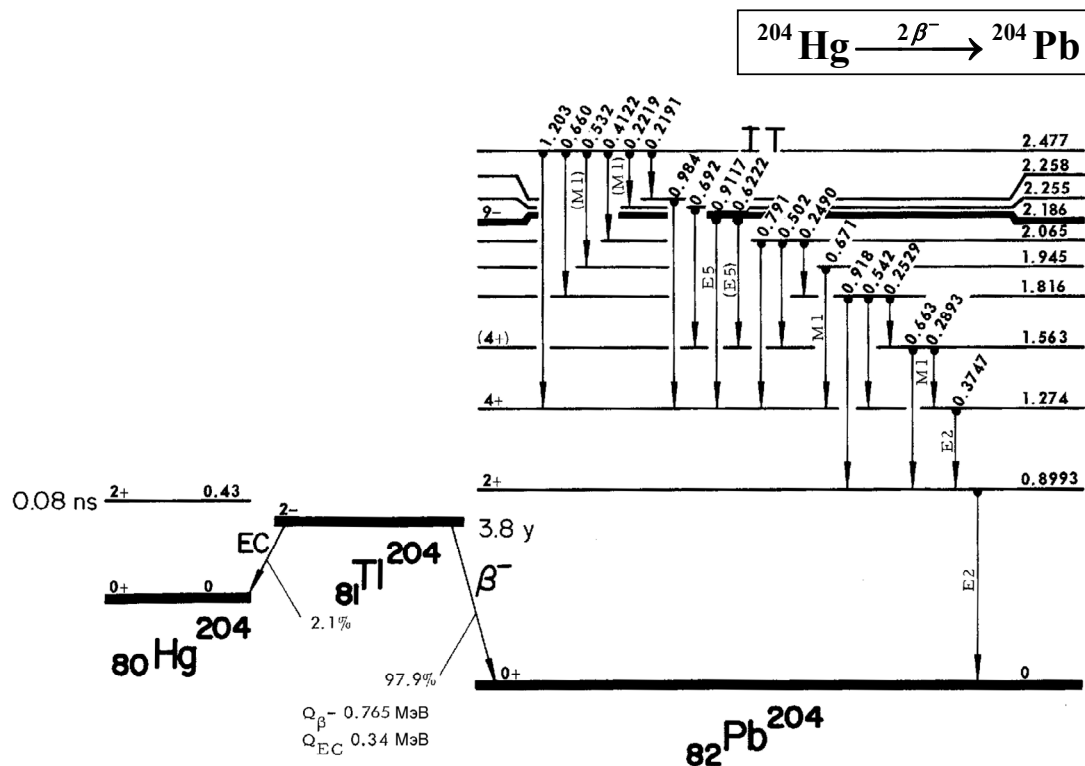
текторов смещалась до (545 ± 2) кэВ. Представленные данные свидетельствуют о надёжности идентификации двойного β^+ -распада ^{100}Mo на первое возбужденное состояние $^{100}\text{Ru}(0_1^+)$. Для периода полураспада ^{100}Mo на первое возбужденное состояние $^{100}\text{Ru}(0_1^+)$

было получено значение $T_{1/2} = (5,9^{+0,8}_{-0,6}) \cdot 10^{20}$ лет. Этот результат можно сравнить с $2\beta 2\nu$ -распадом на основное состояние ^{100}Mo . Для распада на основное состояние измеренный период полураспада составил $T_{1/2} = (7,1 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$ лет, т. е. распад на первое воз-

Таблица IX: Двойной β^- -распад изотопа $^{128}_{52}\text{Te}$

Период полураспада, лет	Ссылка
$\sim 2.2 \cdot 10^{24}$ (geochem.)	<i>Manuel O. K. J. Phys. G. 17. S221. (1991).</i>
$(7.7 \pm 0.4) \cdot 10^{24}$ (geochem.)	<i>Bernatowicz T. et al. Phys. Rev. C. 47. P. 806. (1993).</i>
$(2.41 \pm 0.39) \cdot 10^{24}$ (geochem.)	<i>Meshik A. P. et al. Nucl. Phys. A. 809. P. 275. (2008).</i>
$(2.3 \pm 0.3) \cdot 10^{24}$ (geochem.)	<i>Thomas H. V., Patrick R. A. D., Crowther S. A., Blagburn D. J. and Gilmour J.D. Phys. Rev. C. 78. 054606. (2008).</i>

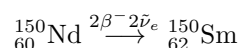
Среднее значение: $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{24}$

Рис. 23: Ядра-изобары $A = 204$ $^{204}_{80}\text{Hg}$, $^{204}_{81}\text{Tl}$, $^{204}_{82}\text{Pb}$ [27]

бужденное состояние $^{100}\text{Ru}(0_1^+)$ происходит в 100 раз реже, чем распад на основное состояние.

Проанализированные данные, полученные в разных экспериментах по $2\beta^-$ -распаду $^{100}\text{Mo} \xrightarrow{2\beta^-} ^{100}\text{Ru}(0_1^+)$ на первое возбужденное состояние, приведены в табл. XII [24].

Двойной β^- -распад ^{150}Nd (рис. 28)



был измерен как на основное состояние $^{150}\text{Sm}(0^+)$, так и на возбужденное состояние $E^* = 740$ кэВ, $J^p = 0_1^+$. Полученные данные, проанализированные в работе [24], приведены в табл. XIII.

Двойной β^- -распад на возбужденное состояние $^{150}\text{Sm}(0_1^+)$ с энергией 740.4 кэВ был измерен в ра-

боте [35]. $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}(0_1^+) + 2e^- + 2\bar{\nu}$. Полученный период полураспада на возбужденное состояние $J^p = 0_1^+$ $T_{1/2} = (1.2_{-0.2}^{+0.3}) \cdot 10^{20}$ лет также существенно превышает период полураспада на основное состояние $T_{1/2} = (8.2 \pm 0.9) \cdot 10^{18}$ лет.

В табл. XIV, взятой из работы [14], для нескольких изотопов приведены экспериментально измеренные периоды полураспада двойного β^- -распада на возбужденные состояния конечных ядер. В двух изотопах ^{100}Mo и ^{150}Nd измерены значения периода полураспада на первое возбужденное состояние 0_1^+ . В остальных случаях получены оценки нижней границы $2\beta^-$ -распада на возбужденное состояние. В последнем столбце таблицы приведены теоретические оценки периодов полураспада. Как видно в большинстве случаев экспе-

Таблица X: Двойной β^- -распад изотопа $^{136}_{54}\text{Xe}$

Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
~50000	$[2.30 \pm 0.02(stat) \pm 0.12(syst)] \cdot 10^{21}$	<i>Gando A. et al. Phys. Rev. C. 86. 021601(R). (2012).</i>
19042	$[2.165 \pm 0.016(stat) \pm 0.059(syst)] \cdot 10^{21}$	<i>Albert J.B. et al. Phys. Rev. C. 89. 015502. (2014).</i>
Среднее значение: $(2.19 \pm 0.06) \cdot 10^{21}$		

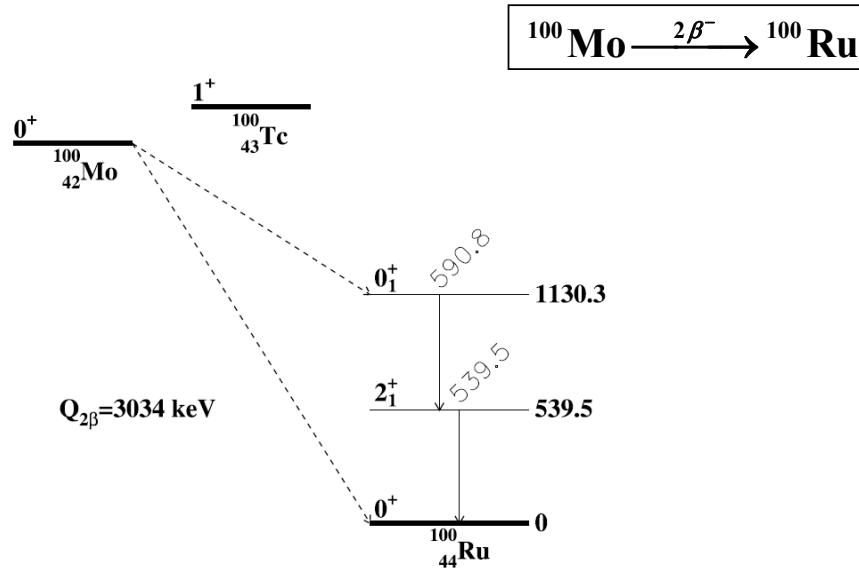


Рис. 24: Энергетическая диаграмма $2\beta^-2\nu$ -распада ^{100}Mo

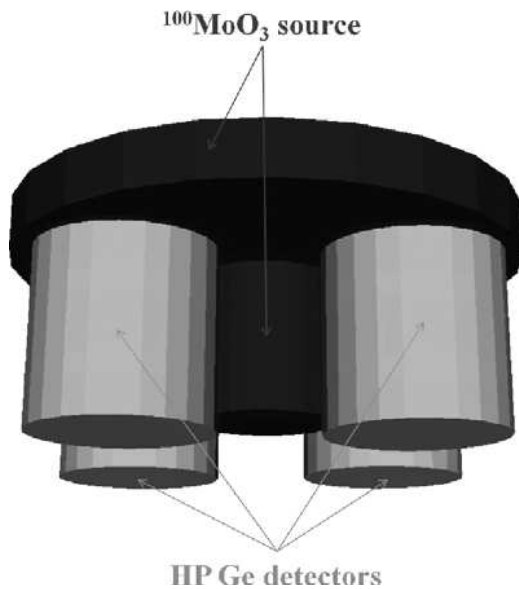


Рис. 25: Метод наблюдения двойного β -распада изотопа ^{100}Mo с помощью четырех детекторов из сверхчистого германия [26]

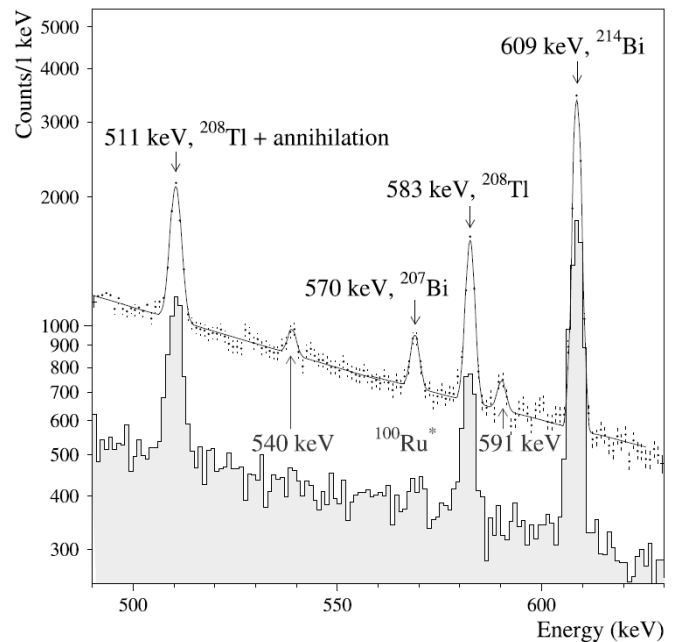


Рис. 26: Спектр γ -квантов $2\beta 2\nu$ -распада изотопа, измеренный в диапазоне энергии 490–630 кэВ. Темной гистограммой показан спектр в отсутствии мишени из ^{100}Mo [26]

Таблица XI: $2\beta^-$ -распад $^{100}_{42}\text{Mo}$ на основное состояние $^{100}_{44}\text{Ru}$

Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
~500	$11.5^{+3.0}_{-2.0} \cdot 10^{18}$	<i>Ejiri H.</i> et al. Phys. Lett. B. 258 . P. 17. (1991).
67	$11.6^{+3.4}_{-0.8} \cdot 10^{18}$	<i>Elliott S.R., Moe M.K., Nelson M.A.</i> and <i>Vient M.A.</i> J. Phys. G. 17 . S145.(1991).
1433	$[7.3 \pm 0.35(stat) \pm 0.8(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>Dassie D.</i> et al. Phys. Rev. D. 51 . P. 2090. (1995).
175	$7.6^{+2.2}_{-1.4} \cdot 10^{18}$	<i>Alston-Garnjost M.</i> et al. Phys. Rev. C. 55 . P. 474. (1997).
377	$[6.75^{+0.37}_{-0.42}(stat) \pm 0.68(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>De Silva A., Moe M.K., Nelson M.A.</i> and <i>Vient M.A.</i> Phys. Rev. C. 56 . P. 2451. (1997).
800	$[7.2 \pm 1.1(stat) \pm 1.8(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>Ashitkov V.D.</i> et al. JETP Lett. 74 . P. 529 (2001).
219000	$[7.11 \pm 0.02(stat) \pm 0.54(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>Arnold R.</i> et al. Phys. Rev. Lett. 95 . 182302.(2005).
~350	$[7.15 \pm 0.37(stat) \pm 0.66(syst)] \cdot 10^{18}$ $(2.1 \pm 0.3) \cdot 10^{18}$ (geochem.)	<i>Cardani L.</i> et al. J. Phys. G. 41 . 075204. (2014). <i>Hidaka H., Ly C. V., and Suzuki K.</i> Phys. Rev. C. 70 . 025501. (2004).
Среднее значение: $(7.1 \pm 0.4) \cdot 10^{18}$		

Таблица XII: $2\beta^-$ -распад $^{100}_{42}\text{Mo}$ на возбужденное состояние $^{100}_{44}\text{Ru}(0_1^+)$

Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
133	$6.1^{+1.8}_{-1.1} \cdot 10^{20}$	<i>Barabash A.S.</i> et al. Phys. Lett. B. 345 . P. 408. (1995).
153	$[9.3^{+2.8}_{-1.7}(stat) \pm 1.4(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Barabash A.S.</i> et al. Phys. At. Nucl. 62 . P. 2039. (1999).
19.5	$[5.9^{+1.7}_{-1.1}(stat) \pm 0.6(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>De Braeckeleer L., Hornish M., Barabash A.</i> and <i>Umatov V.</i> Phys. Rev. Lett. 86 . P. 3510. (2001).
35.5	$[5.5^{+1.2}_{-0.8}(stat) \pm 0.3(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Kidd M.F.</i> et al. Nucl. Phys. A. 821 . P. 251. (2009).
37.5	$[5.7^{+1.3}_{-0.9}(stat) \pm 0.8(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Arnold R.</i> et al. Nucl. Phys. A. 781 . P. 209. (2007).
597	$[6.9^{+1.0}_{-0.8}(stat) \pm 0.7(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Belli P.</i> et al. Nucl. Phys. A. 846 . P. 143. (2010).
239	$[7.5 \pm 0.6(stat) \pm 0.6(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Arnold R.</i> et al. Nucl. Phys. A. 925 . P. 25. (2014).
Среднее значение: $6.7^{+0.5}_{-0.4} \cdot 10^{20}$		

Таблица XIII: Двойной β^- -распад $^{150}_{60}\text{Nd}$ на основное состояние $^{150}_{62}\text{Sm}$ и на первое возбужденное состояние $^{150}_{62}\text{Sm}(0_1^+)$

Изотоп	Число распадов	Период полураспада, лет	Ссылка
150Nd	23	$[18.8^{+6.9}_{-3.9}(stat) \pm 1.9(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>Artemiev V.</i> et al. Phys. Lett. B. 345 . P. 564. (1995).
	414	$[6.75^{+0.37}_{-0.42}(stat) \pm 0.68(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>De Silva A., Moe, M.K., Nelson M.A.</i> and <i>Vient M.A.</i> Phys. Rev. C. 56 . P. 2451. (1997).
	2018	$[9.11^{+0.25}_{-0.22}(stat) \pm 0.63(syst)] \cdot 10^{18}$	<i>Argyriades J.</i> et al. Phys. Rev. C. 80 . 032501(R). (2009).
Среднее значение: $(8.2 \pm 0.9) \cdot 10^{18}$			
150Nd - $^{150}\text{Sm}(0_1^+)$	177.5	$[1.33^{+0.36}_{-0.23}(stat) \pm 0.27(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Barabash A.S., Hubert P., Nachab A.</i> and <i>Umatov V.I.</i> Phys. Rev. C. 79 . 045501. (2009).
	21.6	$[1.07^{+0.45}_{-0.25}(stat) \pm 0.07(syst)] \cdot 10^{20}$	<i>Kidd M.F., Esterline J.H., Finch S.W.</i> and <i>Tornow W.</i> Phys. Rev. C. 90 . 055501. (2014).
Среднее значение: $1.2^{+0.3}_{-0.2} \cdot 10^{20}$			

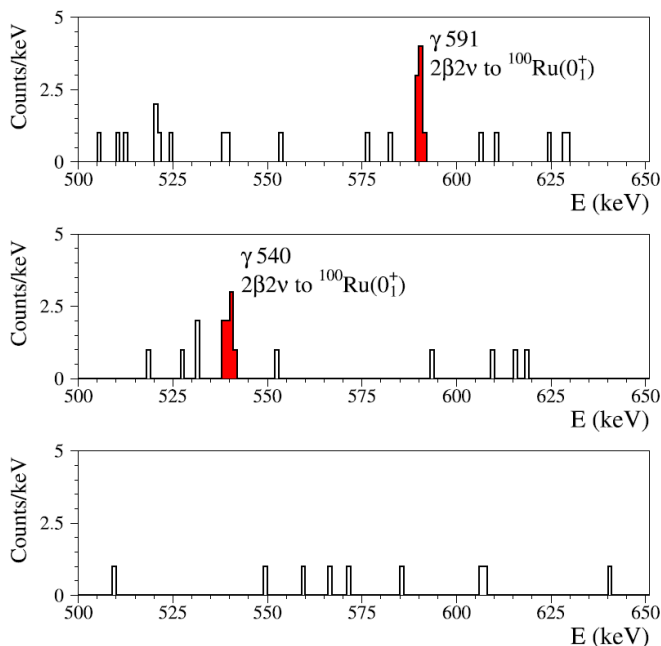


Рис. 27: Спектр совпадений γ -квантов с энергиями 591 кэВ и 540 кэВ [26]

риментально оцененные периоды полураспада меньше соответствующих теоретических оценок.

6. ПЕРИОДЫ ПОЛУРАСПАДА $2\beta^-$ -РАСПАДА

В табл. XV приведены наиболее надежно измеренные периоды $2\beta^-$ -распада на основное состояние для 11 изотопов, проанализированные в работах [14,24]. Для изотопов ^{100}Mo и ^{150}Nd измерены периоды полураспада на первое возбужденное состояние $J^p = 0_1^+$.

7. ДВОЙНОЙ β^+ -РАСПАД, $2e^-$ -ЗАХВАТ

Изотопы, для которых возможен двойной β^+ -распад приведены в табл. XVI.

В качестве примеров ядер, в которых возможен $2\beta^+$ -распад, на рис. 29, 30 приведены изотопы ^{164}Er и ^{78}Kr . В изотопе ^{78}Kr наряду с $2\beta^+$ -распадом возможен двойной e^- -захват.

Изотоп ^{164}Er — возможный кандидат для наблюдения двойного β^+ -распада. Процентное содержание ^{164}Er в естественной смеси изотопов Er составляет 1.6%.

Энергия $2\beta^+$ -распада $^{164}\text{Er} \rightarrow ^{164}\text{Dy} + 2\beta^+ + 2\nu_e$ $Q_{2\beta^+} = 27$ кэВ.

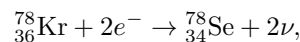
Энергия β^- -распада ^{164}Ho $Q_{\beta^-} = 1.03$ МэВ.

Двойной β^+ -распад ^{164}Er не обнаружен.

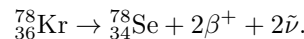
Период полураспада изотопа ^{78}Kr

$$T_{1/2} = 0,9 \cdot 10^{20} \text{ лет}$$

Изотоп ^{78}Kr может распадаться как в результате $2e^-$ -захвата



так и в результате $2\beta^+$ -распада



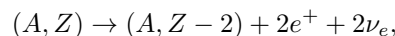
Энергия $2e^-$ -захвата $Q(2EC) = 2.8$ МэВ.

Энергия $2\beta^+$ -распада $Q(2\beta^+) = 0.8$ МэВ.

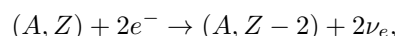
$2\beta^+$ -распад на изотопе ^{78}Kr не обнаружен.

$2e^-$ -захват на изотопе ^{130}Ba (рис. 31)

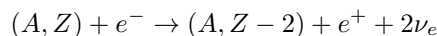
Процессы двойного β^+ -распада ($2\beta^+$)



двойного электронного захвата ($2EC$)



e^- -захвата на ядре (A, Z) с образованием в конечном состоянии позитрона и двух нейтрино ($2EC$)



относятся к числу процессов гораздо менее исследованных по сравнению с двойным β^- -распадом.

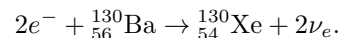
Периоды полураспада этих процессов для изотопа ^{130}Ba были вычислены в работе [36]:

$$T_{1/2}(2\beta^+) = 1,7 \cdot 10^{29} \text{ лет},$$

$$T_{1/2}(EC, \beta^+) = 1,0 \cdot 10^{23} \text{ лет},$$

$$T_{1/2}(2EC) = 4.2 \cdot 10^{21} \text{ лет}.$$

Двойной e^- -захват был обнаружен на изотопе ^{130}Ba геохимическим методом в результате образования ^{130}Xe .



Изотоп ^{130}Xe является стабильным изотопом в цепочке ядер-изобар с массовым числом $A = 130$. Образование изотопа ^{130}Xe возможно в результате двойного e^- -захвата.

Энергия двойного e^- -захвата ^{130}Ba $Q(2e^-) = 2.5$ МэВ.

На рис. 32, взятом из работы [31], показано распределение изотопов Xe, которое получено после нагревания минерала BaSO_4 , добытого в Белореченском месторождении (Северный Кавказ). На рис. 32. показана разница между изотопным составом образца и природным изотопным составом Xe в атмосфере. Отчетливо наблюдается превышение изотопа ^{130}Xe , образующегося в результате $2e^-$ -захвата.

Результаты геохимических экспериментов по исследованию $2e^-$ -захвата на изотопе ^{130}Ba приведены в табл. XVII.

Таблица XIV: Периоды полураспада 2β -распада на возбужденные состояния [14]

Изотоп	Возбужденное состояние, $Q_{\beta\beta}^X$	Экспериментальный период полураспада (лет)	Теоретический период полураспада (лет)
^{48}Ca	0_1^+ . 1275 кэВ	$> 1,5 \cdot 10^{20}$	
	2_1^+ . 3289 кэВ	$> 1,8 \cdot 10^{20}$	$1,7 \cdot 10^{24}$
^{76}Ge	0_1^+ . 917 кэВ	$> 6,2 \cdot 10^{21}$	$(7,5-310) \cdot 10^{21}$
	2_1^+ . 1480 кэВ	$> 1,1 \cdot 10^{21}$	$4,5 \cdot 10^{21}$ $5,8 \cdot 10^{28}$ $(7,8-10) \cdot 10^{25}$
^{82}Se	0_1^+ . 1506 кэВ	$> 3,0 \cdot 10^{21}$	$(1,5-3,3) \cdot 10^{21}$
	2_1^+ . 2219 кэВ	$> 1,4 \cdot 10^{21}$	$(2,8-3300) \cdot 10^{23}$
^{96}Zr	0_1^+ . 2203 кэВ	$> 6,8 \cdot 10^{19}$	$(2,4-2,7) \cdot 10^{21}$
	2_1^+ . 2572 кэВ	$> 7,9 \cdot 10^{19}$	$3,8 \cdot 10^{21}$ $2,3 \cdot 10^{25}$ $(3,8-4,8) \cdot 10^{21}$
^{100}Mo	0_1^+ . 1904 кэВ	$6,1_{-1,1}^{+1,8} \cdot 10^{20}$	$1,6 \cdot 10^{21}$
		$(9,3_{-1,7}^{+2,8} \pm 1,4) \cdot 10^{20}$	$2,1 \cdot 10^{21}$
		$(6,0_{-1,1}^{+1,9} \pm 0,6) \cdot 10^{20}$	
		$(5,7_{-0,9}^{+1,3} \pm 0,8) \cdot 10^{20}$	
^{100}Mo	2_1^+ . 2495 кэВ	$> 1,6 \cdot 10^{21}$	$1,2 \cdot 10^{25}$ $3,4 \cdot 10^{22}$
^{116}Cd	0_1^+ . 1048 кэВ	$> 2,0 \cdot 10^{21}$	$1,1 \cdot 10^{22}$
	2_1^+ . 1512 кэВ	$> 2,3 \cdot 10^{21}$	$1,1 \cdot 10^{21}$ $3,4 \cdot 10^{26}$ $1,1 \cdot 10^{24}$
^{130}Te	0_1^+ . 735 кэВ	$> 2,3 \cdot 10^{21}$	$(5,1-14) \cdot 10^{22}$
	2_1^+ . 1993 кэВ	$> 2,8 \cdot 10^{21}$	$6,9 \cdot 10^{26}$ $(3-27) \cdot 10^{22}$
^{150}Nd	0_1^+ . 2627 кэВ	$[1,33_{-0,23}^{+0,36}(\text{stat})_{-0,13}^{+0,27}(\text{syst})] \cdot 10^{20}$	
	2_1^+ . 3034 кэВ		$> 2,2 \cdot 10^{20}$

Таблица XV: Усредненные периоды $2\beta^-$ -распада

Изотоп	Усредненные периоды полураспада (лет) по данным работ	
	[Saakyan R. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 63 , pp. 503-529 (2013).]	[Barabash A.S. Nucl. Phys. A. 935 , pp.52-64 (2015).]
^{48}Ca	$4,4_{-0,5}^{+0,6} \cdot 10^{19}$	$4,4_{-0,5}^{+0,6} \cdot 10^{19}$
^{76}Ge	$1,84_{-0,10}^{+0,14} \cdot 10^{21}$	$(1,65 \pm 0,4) \cdot 10^{21}$
^{82}Se	$(0,92 \pm 0,07) \cdot 10^{20}$	$(0,92 \pm 0,7) \cdot 10^{19}$
^{96}Zr	$(2,35 \pm 0,21) \cdot 10^{19}$	$(2,32 \pm 0,2) \cdot 10^{19}$
^{100}Mo	$(7,1 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$	$(7,1 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$
$^{100}\text{Mo}(0_1^+)$	$5,9_{-0,6}^{+0,8} \cdot 10^{20}$	$6,7_{-0,4}^{+0,5} \cdot 10^{20}$
^{116}Cd	$(2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{19}$	$(2,87 \pm 0,13) \cdot 10^{19}$
^{128}Te	$(1,9 \pm 0,4) \cdot 10^{24}$	$(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{24}$
^{130}Te	$(7,0 \pm 1,4) \cdot 10^{20}$	$(6,9 \pm 1,3) \cdot 10^{20}$
^{136}Xe	$(2,30 \pm 0,12) \cdot 10^{21}$	$(2,19 \pm 0,06) \cdot 10^{21}$
^{150}Nd	$(9,11 \pm 0,68) \cdot 10^{18}$	$(8,2 \pm 0,9) \cdot 10^{18}$
$^{150}\text{Nd}(0_1^+)$	$1,33_{-0,26}^{+0,45} \cdot 10^{20}$	$1,2_{-0,2}^{+0,1} \cdot 10^{20}$
^{238}U	$(2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{21}$	$(2,0 \pm 0,06) \cdot 10^{21}$

Таблица XVI: Четно-четные изотопы, для которых возможен двойной β^+ -распад

№	Распад (A,Z)>(A,Z-2)	A	Z	Содержание изотопа (A,Z) в естественной смеси изотопов, %	Энергия $2\beta^+$ -распада, кэВ	Энергия β -перехода (A,Z)>(A,Z-1), кэВ
1	Ar > Se	36	18	0.337	434.58 ± 1.78	-709.55 ± 0.30
2	Ca > Ar	40	20	96.97	193.4 ± 1.5	-1311.6 ± 0.5
3	Cr > Ti	50	24	4.31	1174.1 ± 4	-1038.7 ± 1.4
4	Fe > Cr	54	26	5.84	679.9 ± 3	-697.1 ± 1.7
5	Ni > Fe	58	28	67.76	1927.5 ± 3.1	-380.2 ± 1.2
6	Zn > Ni	64	30	48.89	1096.7 ± 3.5	-578.2 ± 1.5
7	Se > Ge	74	34	0.87	1209.4 ± 4.5	-1353.1 ± 2.6
8	Kr > Se	78	36	0.35	800 ± 5	-700 ± 3
9	Sr > Kr	84	38	0.56	1790.3 ± 7.6	-890.0 ± 3.5
10	Mo > Zr	92	42	15.86	1649.1 ± 6.8	-359 ± 4
11	Ru > Mo	96	44	5.7	2719.9 ± 11.4	-254 ± 10
12	Pd > Ru	102	46	0.8	1175.5 ± 11.9	-1148 ± 6
13	Cd > Pd	106	48	1.215	2782 ± 11	-202 ± 9
14	Cd > Pd	108	48	0.875	272 ± 11	-1649 ± 8
15	Sn > Cd	112	50	0.95	1919.9 ± 9.4	-658 ± 6
16	Te > Sn	120	52	0.089	1697.8 ± 24.5	-983 ± 22
17	Xe > Te	124	54	0.096	3068.3 ± 143.8	-90 ± 140
18	Xe > Te	126	54	0.090	904 ± 12	-1251 ± 5
19	Ba > Xe	130	56	0.101	2578.1 ± 13.6	-440.9 ± 3.9
20	Ba > Xe	132	56	0.097	833 ± 15	-1279 ± 24
21	Ce > Ba	138	58	0.250	708 ± 20	-1041 ± 12
22	Gd > Sm	152	64	0.20	58 ± 14	-1819.2 ± 3.3
23	Dy > Gd	156	66	0.0524	2009 ± 14	-428 ± 8
24	Dy > Gd	158	66	0.0902	281 ± 11	-935.4 ± 3.6
25	Er > Dy	162	68	0.136	1846 ± 12	-288 ± 5
26	Er > Dy	164	68	1.56	27 ± 12	-1002 ± 4
27	Yb > Er	168	70	0.140	1420 ± 13	-259 ± 4
28	Yb > Er	170	60	3.03	655 ± 12	-967.9 ± 0.9
29	Hf > Yb	174	72	0.18	1110 ± 14	-268.0 ± 6
30	Os > W	184	76	0.018	1454 ± 14	-42 ± 6
31	Pt > Os	192	78	0.78	408 ± 14	-1456.9 ± 3.8
32	Hg > Pt	196	80	0.146	806 ± 16	-684 ± 3.9

Таблица XVII: $2e^-$ -захват на изотопе ^{130}Ba

Период полураспада, лет	Ссылка
$2.1_{-0.8}^{+3.0} \cdot 10^{21}$ (geochem.)	<i>Barabash A.S. and Saakyan R.R.</i> Phys. At. Nucl. 59 . P. 179. (1996).
$(2.2 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$ (geochem.)	<i>Meshik A.P., Hohenberg C.M., Pravdiotseva O.V.</i> and <i>Kapusta Y.S.</i> Phys. Rev. C. 64 . 035205. (2001).
$(0.60 \pm 0.11) \cdot 10^{21}$ (geochem.)	<i>Pujol M., Marty B., Burnard P. and Philippot P.</i> Geoch. Cosm. Act. 73 . 6834. (2009).
Рекомендуемое значение: $(2.2 \pm 0.5) \cdot 10^{21}$	

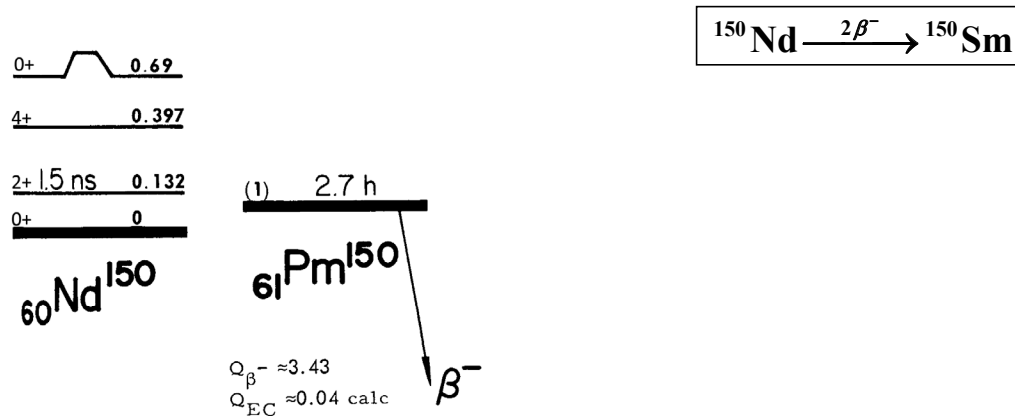


Рис. 28: Ядра-изобары $A = 150$ $^{150}_{60}\text{Nd}$, $^{150}_{61}\text{Pm}$, $^{150}_{62}\text{Sm}$ [27]

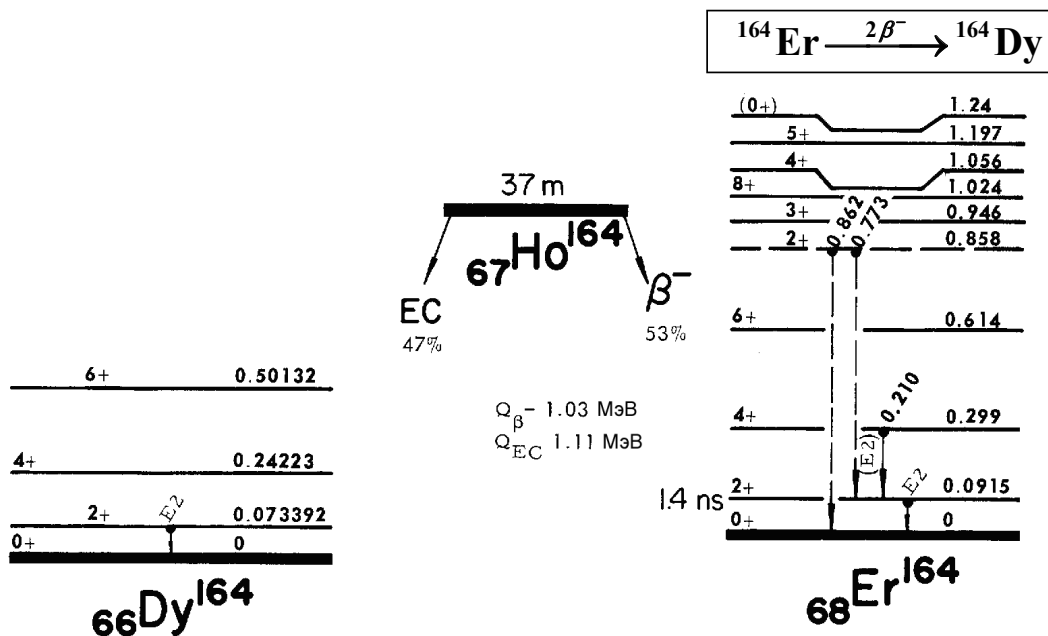


Рис. 29: Ядра-изобары $A = 164$ $^{164}_{66}\text{Dy}$, $^{164}_{67}\text{Ho}$, $^{164}_{68}\text{Er}$ [27]

8. БЕЗНЕЙТРИННЫЙ ДВОЙНОЙ β -РАСПАД

состоянии — безнейтринный двойной β -распад.

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-.$$

Особый интерес представляют процессы двойного β -распада ядер без образования нейтрино в конечном

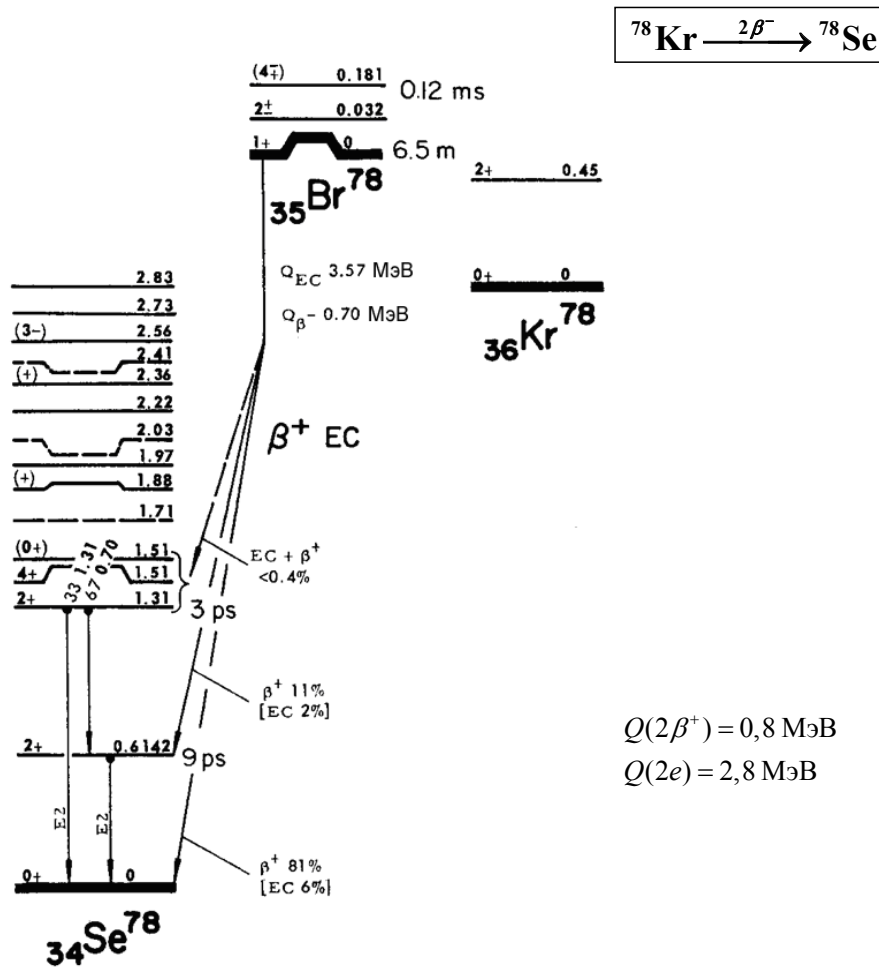


Рис. 30: Ядра-изобары $A = 78$ $^{78}_{34}\text{Se}$, $^{78}_{35}\text{Br}$, $^{78}_{36}\text{Kr}$ [27]

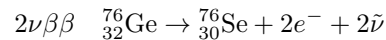
В этом случае нейтрино, образовавшееся при β -распаде одного из нейтронов ядра (A, Z) взаимодействует с другим нейтроном образовавшегося ядра $(A, Z+1)$, в результате рождаются два электрона, а заряд ядра увеличивается на две единицы (рис. 33). Такой процесс возможен в том случае, если нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$ являются тождественными частицами [6].

$$\nu_e \equiv \bar{\nu}_e.$$

При двойном β -распаде без испускания нейтрино вся энергия 2β -распада распределяется между двумя электронами, т.к. энергия ядра отдачи мала. Поэтому в суммарном спектре энергии двух электронов 2β -распада должен наблюдаться узкий пик при энергии 2β -распада (рис. 34). При этом энергия между двумя электронами распределяется так, что с наибольшей вероятностью один электрон уносит $\pm 85\%$ энергии 2β -распада, а второй — 15% (рис. 35).

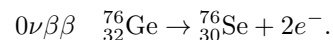
На рис. 34 показан теоретически рассчитанный спектр электронов, образующихся в реакции двойного β -распада изотопа $^{76}_{32}\text{Ge}$ в двух случаях.

- Двойной β^- -распад $^{76}_{32}\text{Ge}$ происходит с испусканием двух нейтрино



В этом случае суммарный спектр электронов непрерывный.

- Безнейтринный двойной β -распад



В этом случае суммарный спектр двух электронов мономатричный и равен энергии двойного β -распада.

Энергия двойного β -распада ^{76}Ge
 $Q(2\beta 2\nu)^{76}\text{Ge} = 2045.7$ кэВ.

Эти особенности спектров электронов используются при поиске безнейтринного двойного β -распада.

Исследования двойного β -распада позволяют дать ответ на один из фундаментальных вопросов физики нейтрино: является нейтрино дираковской или майорановской частицей. Дираковское нейтрино существует

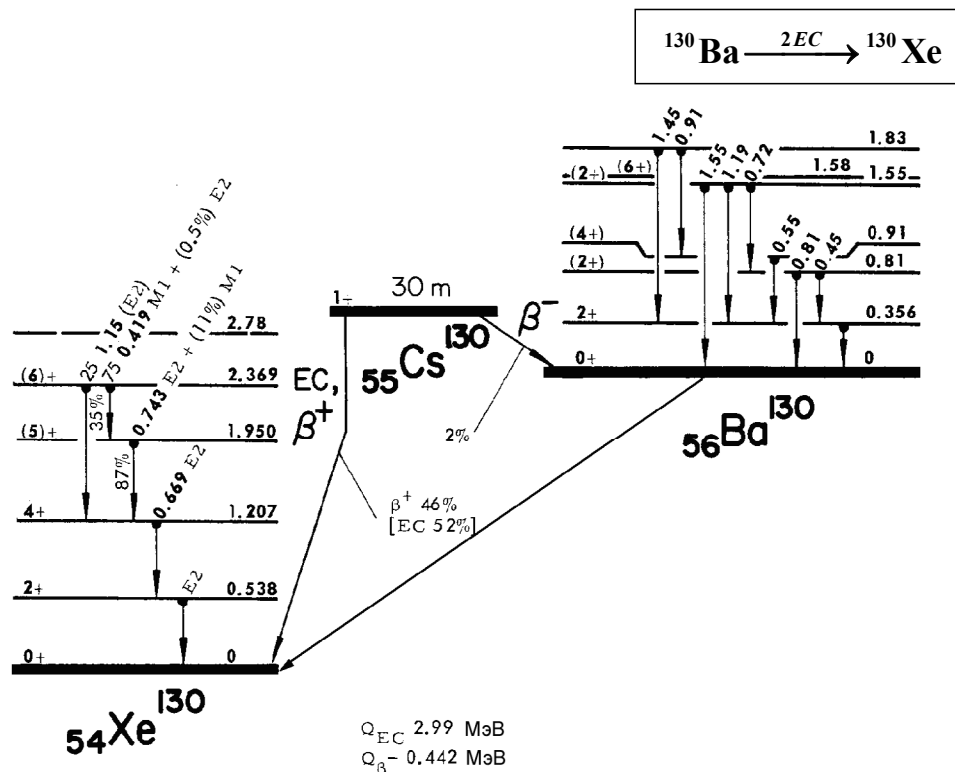


Рис. 31: Двойной e^- -захват на изотопе ^{130}Ba [27]

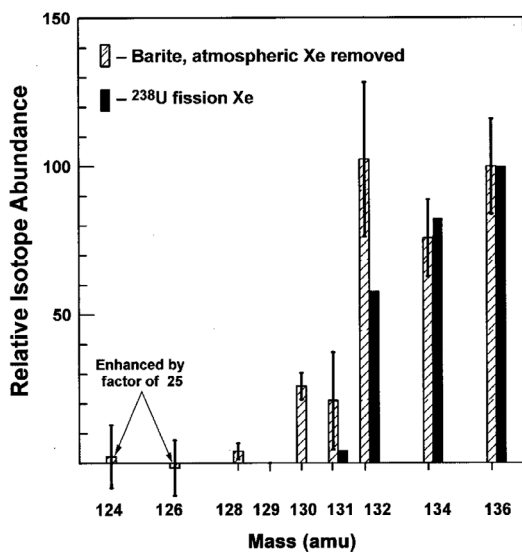


Рис. 32: Относительное содержание изотопов Хе Белореченского барита после вычитания атмосферного Хе. Содержание изотопов $^{124,126}\text{Xe}$ увеличено в 25 раз. Показан вклад в фон изотопов $^{131,132,134,136}\text{Xe}$, образующихся в результате деления ^{238}U . ^{130}Xe образуется в результате $2e^-$ -захвата ^{130}Ba [31]

в двух формах: нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Майорановское нейтрино — симметричная частица, нейтрино тождественно антинейтрино.

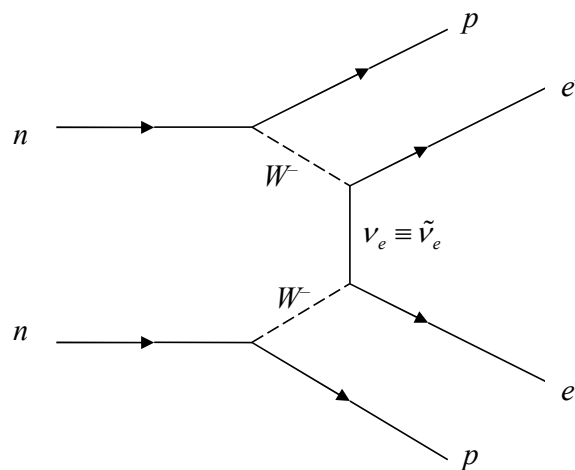


Рис. 33: Диаграмма Фейнмана безнейтринного двойного β^- -распада

Если нейтрино является дираковской частицей, то при двойном β^- -распаде совместно с двумя электронам должно испускаться два антинейтрино. Расчёты Геперт-Майер [2] показали, что период полураспада в этом случае должен быть порядка 10^{23} лет.

Если нейтрино майорановская частица, то возможен двойной β^- -распад без испускания нейтрино. Нейтрино, испущенное при распаде первого нейтро-

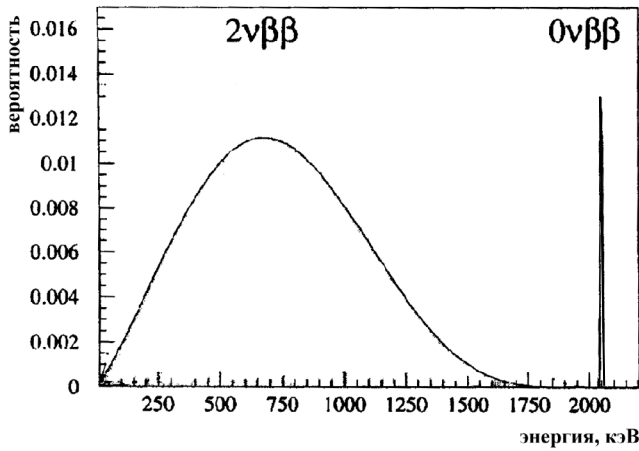


Рис. 34: Энергетический спектр электронов двойного β -распада ^{76}Ge [4]

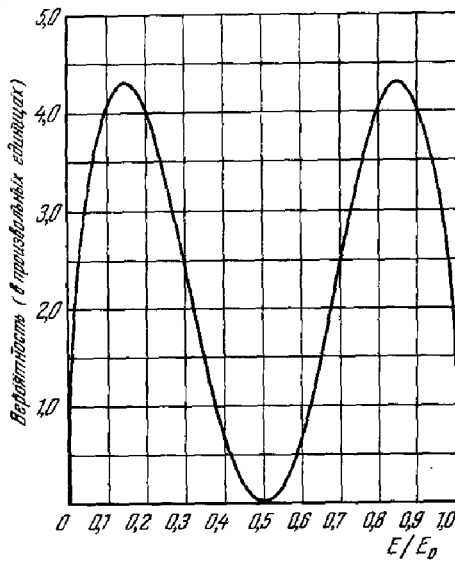


Рис. 35: Спектр энергий для одного из совпадающих электронов при безнейтринном 2β -распаде [4]

на, поглощается тем же ядром при испускании второго электрона.

Двойной β^- -распад, в котором испускание двух электронов сопровождается испусканием двух антинейтрино является процессом разрешенным в рамках стандартной модели. Однако, т.к. это процесс второго порядка по константе слабого взаимодействия, он сильно подавлен. Характерные времена этого распада составляют 10^{18} – 10^{24} лет.

Безнейтринный двойной β^- -распад сопровождается испусканием только двух электронов, т.е. в этом распаде происходит нарушение закона сохранения лептонного числа L_e на две единицы. Однако такой процесс может происходить для майорановского нейтрино $\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$ с массой отличной от нуля.

Исследование безнейтринного двойного β -распада

- является одним из наиболее чувствительных методов проверки закона сохранения лептонного числа L_e ;
- позволяет получить информацию о природе массы нейтрино, абсолютную шкалу массы нейтрино;
- позволяет получить информацию о существовании правых токов в электрослабых взаимодействиях.

Таблица XVIII: Периоды полураспада $T_{1/2}(2\beta 2\nu)$ и $T_{1/2}(2\beta 0\nu)$ некоторых изотопов

Распад	$T_{1/2}(2\beta 2\nu)$, лет	$T_{1/2}(2\beta 0\nu)$, лет
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$4,2 \cdot 10^{21}$	$> 1,9 \cdot 10^{25}$
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	$9,2 \cdot 10^{19}$	$> 2,7 \cdot 10^{23}$
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	$1,4 \cdot 10^{19}$	$> 3,9 \cdot 10^{19}$
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	$8,0 \cdot 10^{18}$	$> 5,8 \cdot 10^{23}$
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	$3,2 \cdot 10^{19}$	$> 1,7 \cdot 10^{23}$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	$7,7 \cdot 10^{24}$	$> 7,7 \cdot 10^{24}$
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$0,9 \cdot 10^{21}$	$> 3 \cdot 10^{24}$
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	$7 \cdot 10^{18}$	$> 3,6 \cdot 10^{21}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	$4,2 \cdot 10^{19}$	$> 1,7 \cdot 10^{22}$
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	$2,3 \cdot 10^{21}$	$> 4,6 \cdot 10^{23}$

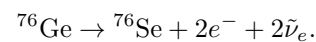
Несмотря на многочисленные экспериментальные попытки, безнейтринный двойной β -распад не обнаружен. Были получены лишь оценки периода полураспада безнейтринного двойного β -распада. В табл. XVIII приведено сравнение экспериментальных результатов по периодам полураспада двойного β -распада и безнейтринного 2β -распада некоторых изотопов.

В 2005 г. Московско–Гейдельбергская группа проводящая эксперименты на детекторе NEMO-3 в лаборатории Gran Sasso объявила о наблюдении двойного безнейтринного распада ^{76}Ge . Измерения проводились в период с августа 1990 г. по май 2000 г. Из обогащенного ^{76}Ge (содержание ^{76}Ge в обогащенной смеси изотопов составляло 86% против 7.8% в естественной смеси изотопов) было создано 5 детекторов из сверхчистого германия HP Ge. Масса обогащенного изотопа ^{76}Ge составляла 11,5 кг. Энергетическая диаграмма двойного β^- -распада ^{76}Ge показана на рис. 36.

Энергия $2\beta^-$ -распада $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ $Q_{2\beta^-} = 2.04$ МэВ.

Экспериментально измеренный период полураспада изотопа ^{76}Ge равен $(1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{21}$ лет. Из-за большого периода полураспада изотоп ^{76}Ge относят к числу стабильных изотопов. Процентное содержание изотопов Ge в естественной смеси изотопов приведено в табл. XIX.

Двойной β^- -распад $2\beta^- 2\nu$



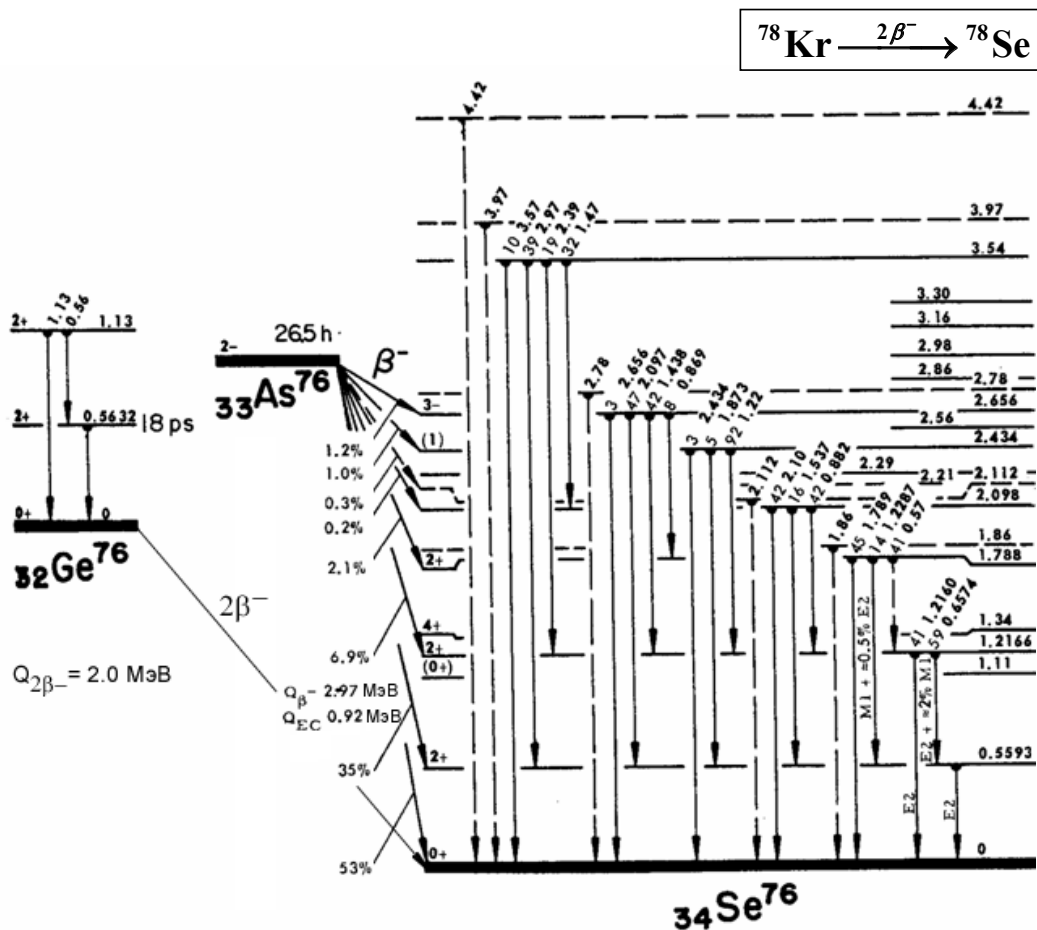


Рис. 36: Ядра-изобары $A = 76$ ^{76}Ge , ^{76}As , ^{76}Se [27]

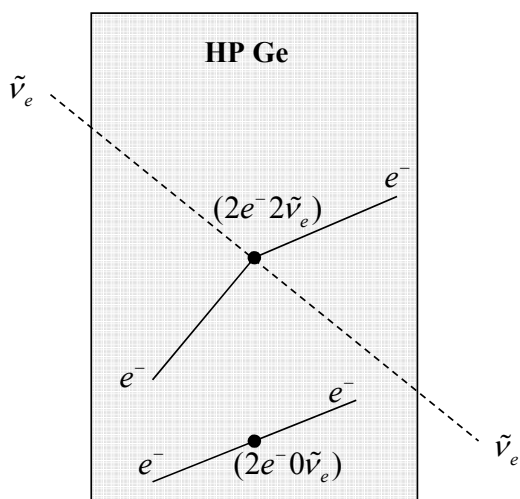


Рис. 37: Регистрация двойного β^- -распада изотопа ^{76}Ge в детекторе из сверхчистого германия HP Ge, обогащенного изотопами ^{76}Ge [22]

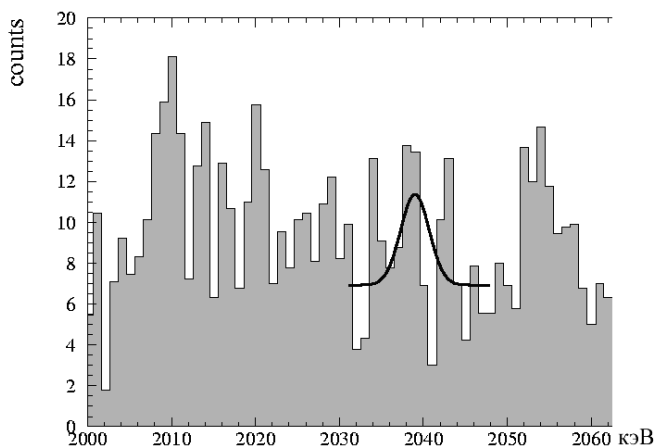
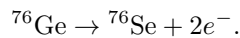


Рис. 38: Спектр электронов распада ^{76}Ge . Гистограмма — экспериментально измеренный на совпадения спектр электронов двойного β^- -распада. Жирной сплошной линией показано ожидаемое положение максимума в суммарном спектре двух электронов, соответствующее безнейтринному двойному β^- -распаду [22]

Таблица XIX: Содержание изотопов Ge в естественной смеси изотопов

Изотоп	Содержание в естественной смеси изотопов, %
^{70}Ge	20.37
^{72}Ge	27.31
^{73}Ge	7.76
^{74}Ge	36.73
^{76}Ge	7.83

Безнейтринный двойной β^- -распад $2\beta^-0\nu$



Электроны регистрировались пятью детекторами из сверхчистого германия HP Ge (рис. 37). При безнейтринном двойном β^- -распаде оба электрона полностью уносят энергию распада. Их суммарная энергия должна составлять 2040 кэВ.

В энергетическом спектре электронов, зарегистрированном HP Ge детекторами, по утверждению авторов был обнаружен максимум при энергии 2039 кэВ (рис. 38). Оцененное значение периода полураспада безнейтринного двойного β^- -распада

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu} = (0.8 \div 18.3) \cdot 10^{25} \text{ лет.}$$

Наиболее достоверное значение периода полураспада $T_{1/2}^{2\beta 0\nu} = 1.5 \cdot 10^{25}$ лет.

Полученная оценка массы нейтрино

$$m(\nu) = (0.11 \div 0.56) \text{ эВ.}$$

Наиболее достоверное значение массы нейтрино $m(\nu) = 0.39 \text{ эВ}$. значительно превосходит аналогичное значение, полученное из экспериментов по нейтринным осцилляциям. Результаты эксперимента коллаборации Гейдельберг–Москва пока являются единственными, в которых приводятся свидетельства наблюдения безнейтринного двойного β^- -распада. Пока

этот результат не подтвержден в независимых экспериментах и подвергается определенной критике, т. к. сигнал $2\beta^-0\nu$ -распада незначительно превышает средний уровень в представленном участке спектра электронов.

В настоящее время все эксперименты по поиску безнейтринного двойного β^- -распада дали отрицательный результат. В табл. XX приведена сводка лучших результатов по поиску $2\beta(0\nu)$ -распада.

В настоящее время действуют, сооружаются и проектируются свыше двух десятков детекторов, предназначенных для наблюдения безнейтринного $2\beta^-$ -распада (табл. XXI).

В некоторых разработках исследуемые изотопы входят в состав рабочего вещества детектора. Такие, например, как использующие полупроводниковый детектор, обогащенный ^{76}Ge или сцинтилляционные кристаллы CaF_2 , CaWO_4 . Разработаны новые типы детекторов, использующие криогенные балометры, времяпролётные камеры и другие. В табл. XXI перечислены некоторые из крупных установок, имеющих в своей программе поиск безнейтринного двойного β^- -распада.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время получено надежное экспериментальное подтверждение $2\beta^-2\tilde{\nu}_e$ -распада для одиннадцати ядер — ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd , ^{238}U . В двух случаях на ^{100}Mo и ^{150}Nd измерен двойной β^- -распад на первое возбужденное состояние $J^P = 0_1^+$. В геохимических экспериментах обнаружен $2e^-$ -захват на изотопе ^{130}Ba .

В настоящее время нет данных по наблюдению $2\beta^+$ -распада. Безнейтринный $2\beta 0\nu$ -распад также не обнаружен. Ожидается, что к 2020 г. в экспериментах на строящихся детекторах будет достигнута чувствительность в определении массы нейтрино $\approx 0.01 \text{ эВ}$.

Подробное описание современных проблем исследования двойного β^- -распада, перспектив дальнейших исследований в этой области можно найти в работах [3,8–12,15–21,23,25].

Таблица XX: Сводка результатов по поиску $2\beta(0\nu)$ -распада [13]

Ядро	$T_{1/2}$, лет	$\langle m_\nu \rangle$, эВ		Эксперимент [ссылка]
		[41–43]	[44]	
^{76}Ge	$> 1,9 \cdot 10^{25}$	$< 0,33\text{--}0,84$	$< 0,53\text{--}0,59$	HM [Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al. Eur. Phys. J. A. 12 . P. 147. (2001)]
	$\approx 1,2 \cdot 10^{25}(?)$	$\approx 0,5\text{--}1,3(?)$	$\approx 0,7(?)$	Часть HM [Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al. Phys. Lett. B. 586 . P. 198. (2004)]
	$> 1,6 \cdot 10^{25}$	$< 0,36\text{--}0,92$	$< 0,58\text{--}0,64$	IGEX [Aalseth C.E. et al. Phys. Rev. D. 65 . 092007. (2002)]
^{130}Te	$> 1,8 \cdot 10^{24}$	$< 0,4\text{--}0,9$	$< 1\text{--}1,6$	CUORICINO [Arnaboldi C. et al. Phys. Rev. Lett. 95 . 142501. (2005)]
^{100}Mo	$> 4,6 \cdot 10^{23}$	$< 0,65\text{--}1,0$	$< 2,4\text{--}3,0$	NEMO-3 [Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett. 95 . 182302. (2005)]
^{136}Xe	$> 4,5 \cdot 10^{23}$	$< 0,8\text{--}4,7$	$< 2,9\text{--}5,6$	DAMA [Bernabei R. et al. Phys. Lett. B. 546 . P. 23. (2002)]
^{116}Cd	$> 1,7 \cdot 10^{23}$	$< 1,4\text{--}2,5$	$< 3,7\text{--}4,3$	SOLOTVINO [Danevich F.A. et al. Phys. Rev. C. 68 . 035501. (2003)]
^{82}Se	$> 1 \cdot 10^{23}$	$< 1,7\text{--}3,7$	$< 3,8\text{--}4,7$	NEMO-3 [Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett. 95 . 182302. (2005)]

[41] Simkovic F. et al., Phys. Rev. C. **60**. 055502. (1999).

[42] Stoica S. and Klapdor-Kleingrothaus H.V. Nucl. Phys. A. **694**. P. 269. (2001).

[43] Civitarese O. and Suhonen J. Nucl. Phys. A. **729**. P. 867. (2003).

[44] Rodin V.A. et al. Nucl. Phys. A. **766**. P. 107. (2006). nucl-th/0503063.

- [1] Fermi E. Nuovo cimento. **11**. P. 1. (1934).
 [2] Goepert-Mayer M. Phys. Rev. **48**. P. 512. (1935).
 [3] Зельдович Я.Б., Лукьянов С.Ю., Смородинский Я.А. УФН. **54**, №3, С. 361. (1954).
 [4] Лазаренко В.Р. УФН. **90**, №4, С. 601. (1966).
 [5] Биленький С.М., Понтекорво Б.М. УФН. **123**. С. 181. (1977).
 [6] Majorana E. Nuovo cimento. **14**. P. 171 (1937).
 [7] Furry W.H. Phys Rev. **58**. P. 1184. (1939).
 [8] Ишханов Б.С. «Радиоактивность». Учебное пособие. (М.: Университетская книга, 2011).
 [9] Щепкин М.Г. УФН. **143**, №4, С. 513. (1984).
 [10] Здесенко Ю.Г. УФН. **11**, №6, С. 1369. (1980).
 [11] Карпешин Ф.Ф. Письма в ЭЧАЯ. **5**, №4(146). С. 636. (2008).
 [12] Барабаш А.С. УФН. **184**, №5, С. 524. (2014).
 [13] Барабаш А.С. Ядерная физика. **70**, №7, С. 1230. (2007).
 [14] Saakyan R. Annu. Rev. Part. Sci.. **63**. P. 503. (2013).
 [15] Ren Y., Ren Z. Phys. Rev. C. **89**. 064603. (2014).
 [16] Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett. **107**. 062504. (2011).
 [17] Barabash A. S. et al. Phys. Rev. C. **79**. 045501. (2009).
 [18] Arnold R. et al. Eur. Phys. J. C. **70**. P. 927. (2010).
 [19] Barabash A. S. et al. Nucl. Phys. B. **783**. P. 90. (2007).
 [20] Thies J.H. et al. Phys. Rev. C. **86**. 044309. (2012).
 [21] Aignone FT., Elliott SR., Engel J. Rev. Mod. Phys. **80**, 481 (2008).
 [22] Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al. Eur. Phys. J. A **12**, 147–154 (2001).
 [23] Arnold R. et al. Nucl. Phys. A **925**, 25 (2014).
 [24] Barabash A. S. Nucl. Phys. A **935**, 52 (2015).
 [25] Barabash A. S. Phys. Rev. C **81**, 035501 (2010).
 [26] Belli P. et al. Nucl. Phys. A **846**, 143 (2010).
 [27] Lederer C.M., Hollander J.M., Perlman I. Table of Isotopes. (John Wiley and Sons, New York, 1967).
 [28] <https://www-project.slac.stanford.edu/exo/>
 [29] <http://cuore.lngs.infn.it/e>
 [30] <http://nemo.in2p3.fr/nemow3/>
 [31] Meshik A.P. et al. Phys. Rev. C. **64**. 035205. (2001).
 [32] Turkevich A.L., Economou T.E., Cowan A. Phys. Rev. Lett. **67**. P. 3211 (1991).
 [33] Elliot S.R., Hahn A.A., Moe M.K. Phys. Rev. Lett. **59**. P. 2020. (1987).
 [34] Marti K., Murty S. V. S. Phys. Lett. B. **163**. P. 71 (1985)]
 [35] Barabash A. S. et al. JETP Lett. **79**. P. 10. (2004).
 [36] Hirsh M. et al. Z. Phys. **A53**. P. 2136. (1994).

Таблица XXI: Поиск безнейтринного двойного β -распада

Эксперимент	Изотоп	Масса мишени	Метод детектирования
CANDLES	^{48}Ca	несколько тонн	CaF_2 сцинтилляционный кристалл
CARVEL	^{48}Ca	1 т	CaWO_4 сцинтилляционный кристалл
COBRA	^{116}Cd	418 кг	CZT полупроводниковый детектор
CUORICINO	^{130}Te	40.7 кг	TeO_2 болометры
CUORE	^{130}Te	741 кг	TeO_2 болометры
DCBA	^{150}Nd	20 кг	обогащенные Nd фольги и трековые детекторы
EXO-200	^{136}Xe	200 кг	жидкие обогащенные Xe трековые сцинтилляционные детекторы
EXO	^{136}Xe	1–10 т	жидкие обогащенные Xe трековые сцинтилляционные детекторы
GEM	^{76}Ge	1 т	обогащенные Ge детекторы в жидком азоте
GENIUS	^{76}Ge	1 т	обогащенные Ge детекторы в жидком азоте
GERDA	^{76}Ge	≈ 35 кг	обогащенные Ge полупроводниковые детекторы
GSO	^{160}Gd	2 т	$\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ кристаллический сцинтиллятор в жидком сцинтилляторе.
MAJORANA	^{76}Ge	120 кг	обогащенные Ge полупроводниковые детекторы
MOON	^{100}Mo	1 т	обогащенные Mo фольги/сцинтиллятор
SNO++	^{150}Nd	10 т	Nd в жидком сцинтилляторе
SuperNEMO	^{82}Se	100 кг	обогащенные Se фольги и трековые детекторы
Xe	^{136}Xe	1.56 т	обогащенные Xe в жидком сцинтилляторе
XMASS	^{136}Xe	10 т	жидкий Xe
HPXe	^{136}Xe	тонны	Xe газ при высоком давлении

CANDLES (**C**alcium fluoride for the study of **N**eutrinos and **D**ark matters by **L**ow **E**nergy **S**pectrometer)

CARVEL (**C**alcium **R**esearch for **V**ery **L**ow neutrino mass)

COBRA (**C**admium **Z**inc **T**elluride **0**-Neutrino **D**ouble-**B**eta **R**esearch **A**pparatus)

CUORE (**C**ryogenic **U**nderground **O**bservatory for **R**are **E**vents)

DCBA (**D**rift **C**hamber **B**eta-ray **A**nalyzer)

EXO (**E**nriched **X**enon **O**bservatory)

GENIUS (**G**ermanium **N**itrogen **U**nderground **S**etup)

GERDA (The **G**ERmanium **D**etector **A**rray)

MOON (**M**o **O**bservatory **O**f **N**eutrinos)

SNO++ (**S**udbury **N**eutrino **O**bservatory)

SuperNEMO (The **N**eutrino **E**ttore **M**ajorana **O**bservatory)

XMASS (**X**enon neutrino **M**ASS detector)

HPXe (**H**igh **P**ressure **X**enon)

Double beta-decay

B. S. Ishkhanov^{1,2}

¹*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University Leninskie gory, Moscow 119991, Russia E-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru*

Double beta decay can occur near the bottom part of the mass valley where a given nucleus A, Z has an adjacent nucleus $(A, Z + 1)$ with higher mass while the nucleus $(A, Z + 2)$ has a lower mass corresponding to an energy difference ΔE . Double beta decay does exist as a second order decay process. The lifetimes estimated are typically of the order $T \approx 10^{20}$ y. Double beta decay carries a number of very intriguing aspects related to neutrino properties. Double beta decay has been observed both by geochemical methods and with counters.

PACS: 23.40.-s.

Keywords: double beta decay, neutrino.

Сведения об авторе

Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой общей ядерной физики физического факультета МГУ, начальник отдела электромагнитных процессов в атомных ядрах НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.