1966 г. Декабрь Том 90, вып. 4

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.165

ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД И СВОЙСТВА НЕЙТРИНО

В. Р. Лазаренко

В развитии наших знаний о бета-распаде радиоактивных ядер совершенно отчетливо можно различить два исторических этапа. Начало каждого из них было ознаменовано крупнейшими научными открытиями, каждое из которых влекло за собой основательный пересмотр прежних представлений об этом явлении. Первое из них — теория бета-распада Ферми, построенная в предположении существования нейтрино — новой частицы, постулированной Паули, а второе — обнаружение несохранения четности при слабых взаимодействиях в опытах Ву, основанных на теории, разработанной Янгом и Ли, Ландау и рядом других ученых.

Промежуток времени, протекший между этими двумя событиями характерен, помимо дальнейшего углубления наших знаний о природе и свойствах бета-процессов и их теоретического обобщения на основе «классической» теории бета-распада, возникновением и развитием нашего интереса к нейтрино — частице, которая испускается ядром одновременно с электроном. Эта частица не уносит из ядра электрического заряда, но уносит энергию и момент количества движения. Масса этой частицы должна быть либо в точности равна нулю, либо крайне мала. Почти не взаимодействуя с веществом, она долгое время ускользала от непосредственного наблюдения. Изучением свойств этой «призрачной» частицы занимается зародившаяся в рассматриваемый период отрасль физики бета-распада — нейтринная физика. Эмпирическое изучение свойств нейтрино связано, как правило, с труднейшими исследованиями, проводимыми «на границе возможного» для существующей техники эксперимента.

Именно в этот период возникла и выросла проблема двойного бета-распада и были сделаны первые теоретические предсказания об особенностях этого процесса в зависимости от свойств нейтрино [1, 2, 3, 4]. Однако должно было пройти около десятка лет, прежде чем развитие экспериментальной техники сделало возможными первые попытки обнаружить явление [5, 6, 7]. С тех пор двойной бета-распад был неоднократно «открыт», однако все эти открытия либо опровергались последующими экспериментами, либо вызывали серьезные сомнения по тем или иным причинам.

Эволюция знаний о процессах, связанных с испусканием или поглощением легких частиц, вызванная обнаружением несохранения четности в слабых взаимодействиях, привела к коренной ломке наших прежних представлений об их механизме [8, 9, 10]. Прежняя, сравнительно простая, трактовка двойных бета-процессов сменилась сложной и довольно запутанной ситуацией.

§ 1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ПРОБЛЕМЫ

В 1933 г. Паули [11] выдвинул предположение о существовании нейтрино. Эта гипотеза позволила найти выход из кажущегося противоречия между законами сохранения и явлениями бета-распада. Э. Ферми,

используя эту гипотезу, в 1934 г. разработал теорию бета-распада [12] объяснившую ряд закономерностей этого явления и обобщившую почти весь экспериментальный материал, накопленный к тому времени. Вскоре после опубликования этой теории появилась работа Гепперт-Майер [1], посвященная теоретическому исследованию возможных свойств нейтрино. В этой работе было впервые высказано предположение о возможности двойного бета-распада. Как известно, существуют два типа бета-распадов: электронный распад

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu} \tag{1а}$$

и позитронный

$$p \to n + e^+ + \nu^{*)}. \tag{1б}$$

Сразу же возникает вопрос о том, являются ли нейтральные легкие частицы, которые вылетают в обоих этих процессах одновременно с бета-частицами и обозначенные нами через ν и $\tilde{\nu}$, полностью тождественными или же это две разные частицы. В случае выполнения последней возможности эти частицы должны быть античастицами, поэтому принято говорить о ν и $\tilde{\nu}$ как о нейтрино и антинейтрино соответственно.

Обычный бета-распад, протекающий согласно (1а), (1б), связан с превращением исходного ядра в более легкое соседнее, причем заряд ядра меняется на единицу. Однако в природе существует довольно большое количество пар стабильных изобарных ядер с одинаковыми массовыми числами и с зарядами, отличающимися на две единицы. Как правило, это четно-четные ядра. Существование таких изобаров обусловлено тем, что промежуточный изобар, заряд которого отличается от заряда крайних изобаров на одну единицу, обладает массой большей, чем последние, вследствие чего превращение одного из крайних изобаров в другой, более легкий, не может идти путем двух последовательных простых бета-распадов. В некоторых случаях подобный двойной последовательный распад практически невозможен даже тогда, когда масса промежуточного ядра оказывается лежащей между массами крайних ядер, и их кажущаяся стабильность обусловлена высокой степенью запрета, связанного, например, с очень большим изменением спина.

Для ядер, обладающих вышеописанными особенностями, переход в соседнее ядро невозможен, однако возможен распад с изменением атомного номера сразу на две единицы и испусканием одновременно двух бета-частиц, сопровождаемых двумя нейтрино или антинейтрино:

$$2n \to 2p + 2e^- + 2\tilde{\nu} \tag{2а}$$

или

$$2p \to 2n + 2e^+ + 2\nu. \tag{2б}$$

Ядро (A, Z) вследствие такого процесса превращается в ядро $(A, Z \pm 2)$:

$$(A, Z) \to \begin{cases} (A, Z+2) + 2e^- + 2\tilde{\nu} \\ (A, Z-2) + 2e^+ + 2\nu. \end{cases} \tag{3}$$

Вероятность этого превращения, получившего название двухнейтринного двойного бета-распада, согласно расчетам Гепперт-Майер оказалась чрезвычайно малой — период полураспада ядра по отношению к двойному бета-распаду с испусканием двух нейтрино должен составлять величину порядка 10^{21} лет.

---

*) Здесь рассматривается распад нуклона в поле других нуклонов (т. е. внутри ядер), и поэтому можно не интересоваться выполнением законов сохранения энергии и импульса для отдельного нуклона.

Майорана [2] в 1937 г. теоретически показал, что если допустить существование всего лишь одного типа нейтрино, не имеющего античастицы (т. е. $\nu = \tilde{\nu}$), выводы теории бета-распада не меняются, а Рака [3] отметил, что в этом случае становится возможным безнейтринный двойной бета-распад, т. е. такой процесс, когда две бета-частицы, испускаемые при превращении ядра (A, Z) в ядро $(A, Z \pm 2)$, не сопровождаются нейтрино:

$$(A, Z) \to (A, Z \pm 2) + 2e^{\mp}. \tag{4}$$

Два года спустя Фарри [4] исследовал безнейтринный способ двойного бета-распада. Им была введена следующая схема рассмотрения этого процесса, принятая до настоящего времени. Исходное ядро (A, Z), испуская одну бета-частицу, переходит в виртуальное промежуточное ядро $(A, Z \pm 1)$ плюс виртуальное нейтрино, которое, взаимодействуя с этим промежуточным ядром, «индуцирует» его распад с излучением второй бета-частицы, само при этом поглощаясь. Результат такого превращения и записан в выражении (4). Однако Фарри неверно оценил вероятность этого двойного бета-перехода. Правильная оценка времени жизни ядра относительно безнейтринного двойного бета-распада впоследствии была сделана Л. А. Сливом [13].

Безнейтринный двойной бета-распад, в случае его существования в природе, должен протекать с гораздо большей вероятностью, чем двухнейтринный. Качественно это объясняется следующими соображениями. При двухнейтринном двойном бета-распаде число состояний, отвечающих вылету одновременно двух бета-частиц, определяется объемом фазового пространства двух нейтрино, ограниченного общей величиной энергии распада. При безнейтринном способе двойного бета-распада нейтрино является виртуальной частицей, появляющейся только в промежуточном состоянии ядра. Поэтому энергия нейтрино ограничивается лишь условием, чтобы его волновая функция не была знакопеременной внутри ядра,— иначе вклад собственного промежуточного состояния в матричный элемент и вероятность перехода стремятся к нулю. Это условие ограничивает энергию нейтрино в промежуточном состоянии до величины порядка 40 *Мэв* (для средних ядер). Последняя величина во много раз превышает энергию нейтрино, возможную при двухнейтринном распаде, а это обстоятельство приводит к увеличению фазового объема промежуточного состояния и, следовательно, к увеличению вероятности распада.

Все теоретические расчеты времени жизни в проблеме двойного бета-распада имеют низкую точность. Это досадное обстоятельство обусловлено нашим незнанием численного значения ядерного матричного элемента, которое во всех конкретных вычислениях оценивается, исходя из определенной модели ядра и данных, известных из опытов с обычным бета-распадом. Такая аппроксимация приводит обычно к ошибке около двух порядков. Тем не менее величина отношения времени жизни двухнейтринного процесса к времени жизни безнейтринного должна быть гораздо более точной, поскольку значения матричных элементов для обоих вариантов теории близки друг к другу.

Вероятность процессов двойного бета-распада была рассчитана несколькими авторами [1, 13-16]. В подавляющем большинстве все эти расчеты были сделаны в предположении осуществления скалярно-тензорного взаимодействия. Мы ограничимся лишь сжатым рассмотрением результатов двух работ, а именно, Зельдовича, Лукьянова и Смородинского [14] и Конопинского [15]. В первой имеется довольно подробный расчет вероятности безнейтринного процесса, на основе которого легко проследить форму спектра одиночных электронов. Во второй работе была рассчитана вероятность обоих возможных вариантов двойного бета-распада.

Результат Конопинского, являясь менее точным, чем расчет Зельдовича, Лукьянова и Смородинского, удобен для сравнения вероятностей процессов двойного бета-распада для случаев $\nu \equiv \tilde{\nu}$ и $\nu \not\equiv \tilde{\nu}$.

При осуществлении двойного бета-распада без испускания нейтрино почти вся энергия распада распределяется между двумя электронами, так как доля энергии, приходящаяся на отдачу ядра, пренебрежимо мала. Таким образом, спектр суммарной энергии электронов при экспериментальном обнаружении процесса должен иметь вид (в случае достаточного энергетического разрешения аппаратуры) узкого пика, положение которого на шкале энергий соответствует энергии распада. Закон распределения энергии между двумя электронами задается в этом случае формой энергетического спектра для одиночного электрона. Вероятность обнаружить электрон с полной энергией, заключенной в интервале $(\mathscr{E}_1 ; \mathscr{E}_1 + d\mathscr{E}_1)$, при энергии распада W_0 и энергии второго электрона $\mathscr{E}_2 = W_0 - \mathscr{E}_1$ (энергия всюду в единицах m_0c^2), определяется формулой

$$\omega(\mathscr{E}_1)\, d\mathscr{E}_1 = \mathrm{const} \cdot F(\mathscr{E}_1)\, F(\mathscr{E}_2)\, [(\mathscr{E}_1 - 1)^{1/2} (\mathscr{E}_2 - 1)^{1/2}]\, (\mathscr{E}_1\mathscr{E}_2 - 1)(\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2)^2\, d\mathscr{E}_1, \tag{5}$$

где

$$F(\mathscr{E}_i) = \frac{2\pi\eta_i}{1 - \exp(-2\pi\eta_i)}; \quad \eta_i = \frac{Ze^2}{hv_i},$$

Z — заряд ядра, e и v — заряд и скорость электрона. В случае достаточно тяжелых элементов (для которых только и возможен двойной бета-распад) экспонентой в знаменателе $F(\mathscr{E}_i)$ можно пренебречь, и тогда $F(\mathscr{E}_i) = \frac{2\pi Ze^2}{hc}$.

Если ограничиться рассмотрением электронов с полной энергией, заключенной в интервале $2 \leqslant \mathscr{E}_i \leqslant W_0 - 2$, т. е. когда их скорость близка к скорости света, то $F(\mathscr{E}_i) \approx \frac{2\pi Ze^2}{hc} = \mathrm{const}$. В этом предположении, перейдя в (5) от полных энергий к кинетическим $W_0 = E_0 + 2$, $E = \mathscr{E} - 1$, где E_0 — разность атомных масс начального и конечного ядер (для случая электронного распада) в единицах m_0c^2, можно получить следующее выражение для спектра одиночных электронов:

$$\omega(x)\, dx = \mathrm{const}\, (2x - 1)^2 \times \left(x - x^2 + \frac{1}{E_0}\right) \sqrt{x(1-x)}\, dx, \tag{6}$$

где $x = \frac{E}{E_0}$; $1 \leqslant E \leqslant E_0 - 1$.

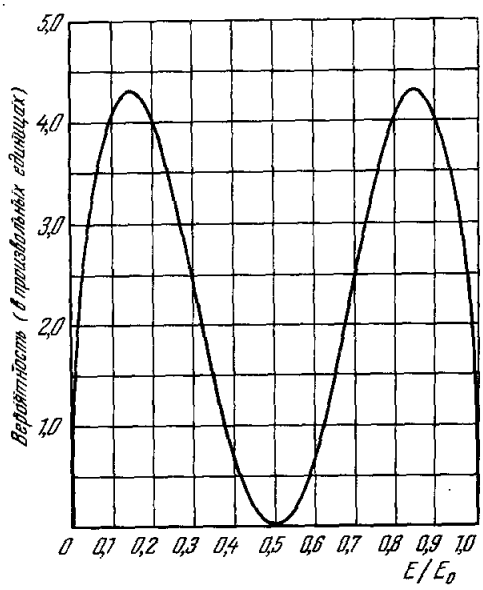

Рис. 1. Спектр энергий для одного из совпадающих электронов при безнейтринном двойном бета-распаде.

Графически эта функция, рассчитанная для $E_0 = 8{,}45 m_0c^2$ (Ca^{48}), представлена на рис. 1. Как видно из графика, распределение энергии между двумя электронами при безнейтринном способе двойного бета-распада такое, что наиболее вероятна регистрация одного электрона с энергией 85% от максимально возможной, а другого — 15%. Вылет электронов с одинаковой энергией или близкой к крайним значениям практически невозможен. Следует отметить, что функция (5) дает лишь

один из возможных вариантов спектра, однако все подобные спектры, рассчитанные при различных начальных предположениях [16], обладают теми же характерными особенностями. Знание этих особенностей спектра важно при практическом осуществлении эксперимента.

Если двойной бета-распад сопровождается вылетом двух нейтрино, то энергия распада распределяется между четырьмя легкими частицами (энергией отдачи ядра можно пренебречь). Спектр суммарной энергии двух электронов, в отличие от предыдущего случая, должен быть сплошным. Форма спектра энергий для этого варианта теории была рассчитана лишь в последние годы, и мы рассмотрим ее в одном из следующих разделов.

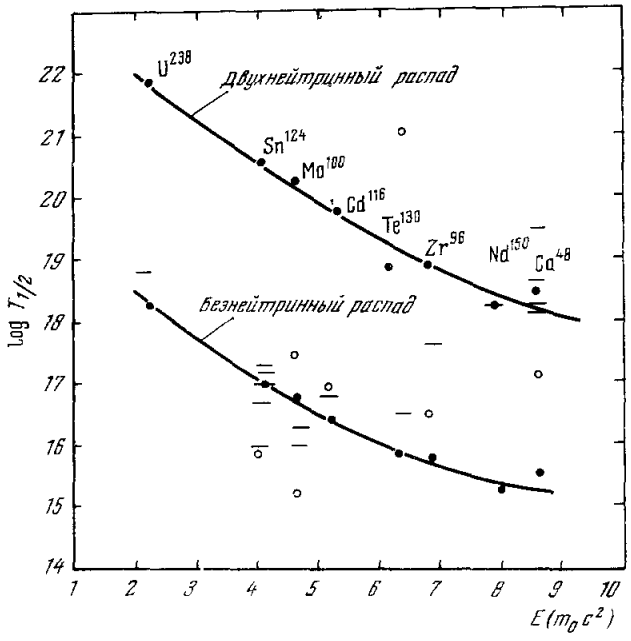

Рис. 2. Периоды полураспада ββ-активных ядер. Теоретические и экспериментальные результаты [17].

Периоды полураспада, вычисленные для обоих вариантов распада Конопинским, даются следующими грубо приближенными формулами:

$$T_{1/2(\nu \neq \tilde{\nu})} \sim 10^{18}\left(\frac{10}{\varepsilon}\right)^{11}\left(\frac{60}{Z}\right)^{2} \text{ лет}, \tag{7}$$

$$T_{1/2(\nu \equiv \tilde{\nu})} \sim 1{,}5\cdot 10^{15}\left(\frac{8}{\varepsilon-2}\right)^{6}\left(\frac{60}{Z}\right)^{2}\left(\frac{A}{150}\right)^{2/3} \text{ лет}. \tag{8}$$

Здесь ε — полная реализуемая энергия ядра в единицах m_0c^2. Результаты, полученные на основании этих формул, для ряда элементов, у которых возможен двойной бета-распад, изображены графически на рис. 2. На этом рисунке верхняя группа сплошных точек дает ход периода полураспада в зависимости от максимально возможной суммарной кинетической энергии электронов при двухнейтринном двойном бета-распаде, а нижняя — то же самое, но для безнейтринного распада. Данные экспериментов, в которых как будто бы был обнаружен двойной бета-распад, обозначены светлыми кружками, а экспериментов, давших отрицательный результат и установивших, таким образом, лишь нижний предел периода полураспада,— короткими горизонтальными черточками. Из рисунка видно,

что наиболее перспективными для экспериментальных попыток обнаружить двойной бета-распад являются Ca^{48}, Zr^{96}, Nd^{150}, Te^{130}. Из этого же рисунка видно, что периоды полураспада, рассчитанные для случаев $\nu \neq \tilde{\nu}$ и $\nu \equiv \tilde{\nu}$, отличаются на 3—4 порядка:

$$\frac{T_{1/2(\nu \neq \tilde{\nu})}}{T_{1/2(\nu \equiv \tilde{\nu})}} \sim 10^3 \div 10^4.$$

На современном уровне эксперимента вряд ли имеет смысл говорить об измерении угловой корреляции между электронами двойного бета-распада, однако это обстоятельство, возможно, следует учитывать при окончательной обработке результатов эксперимента. Многие исследователи считают, что электроны, вылетающие из образца, полностью теряют в нем первоначальную угловую корреляцию и регистрируются, таким образом, уже при изотропном взаимном распределении. Такой процесс становится достаточно правдоподобным, если учесть, что большинство опытов проводится с «толстыми» образцами, толщина которых достигает 100 *мг/см*^{2}.

Функция угловой корреляции электронов при безнейтринном способе двойного бета-распада была рассчитана Примаковым [16]:

$$F(\theta) = 1 + f(E_1, E_2)\cos\theta, \tag{9}$$

где f — сложная функция энергии электронов, зависящая от предположений относительно варианта бета-взаимодействия. В грубом приближении, предполагая осуществление ядерных двойных бета-переходов однократного запрещения, когда $f(E_1, E_2) \approx 1$,

$$F(\theta) \approx 1 + \cos\theta. \tag{10}$$

Эта функция графически изображается кардиоидой, следовательно, вылет из ядра двух электронов точно в противоположные стороны исключен. Наиболее вероятна угловая корреляция $-\frac{\pi}{2} \leqslant \theta \leqslant \frac{\pi}{2}$. Это обстоятельство сильно ухудшает эффективность регистрации совпадений, снижая ее примерно в три раза.

Таким образом, в течение первого этапа развития теории бета-процессов, когда предполагалось, что четность в слабых взаимодействиях сохраняется, теоретические исследования, основанные на аппроксимации экспериментальных данных, полученных при изучении простого бета-распада, привели к следующим выводам в отношении двойного бета-распада. Если нейтрино имеет античастицу ($\nu \neq \tilde{\nu}$), то спектр суммарной энергии электронов имеет сплошной характер. В противном случае ($\nu \equiv \tilde{\nu}$) этот спектр имеет форму резкого пика в области, соответствующей полной энергии распада $\beta\beta$-активного ядра. Последний процесс на 3—4 порядка вероятнее первого. Для обоих вариантов были получены расчетные формулы для ожидаемых периодов полураспада. Сравнение теоретических оценок с результатами экспериментов сделано в табл. I.

Если отбросить работы, давшие положительный результат и опровергнутые последующими исследованиями, и работы [33, 34], выполненные «геологическим» методом, положительный результат которых по ряду причин (см. ниже) является весьма сомнительным, если, наконец, учесть погрешность теоретических расчетов (2 порядка), то из всей таблицы останутся лишь работы, проведенные с Ca^{48}, результаты которых как будто бы выходят за пределы ошибок расчетного времени жизни для безнейтринного двойного бета-распада. Однако если учесть возможное снижение эффективности счета совпадений из-за предполагаемой сильной угловой корреляции электронов, то имеющиеся результаты еще нельзя рас-

Таблица 1

Сравнение теоретических оценок с экспериментальными результатами

Переход	Реализуемая кинетическая энергия, Мэв	Расчетная величина периода полураспада, лет[17]		Экспериментальные значения периода полураспада, лет
		безнейтринного	двухнейтринного	
$_{20}Ca^{48} \to {}_{22}Ti^{48}$	$4,3 \pm 0,1$	$4 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{18}$	$1,6 \cdot 10^{17}$? [18] $> 1 \cdot 10^{18}$ [19] $> 2 \cdot 10^{18}$ [20] $> 7 \cdot 10^{18}$ [21] $> 5 \cdot 10^{19}$ [22] $> 3 \cdot 10^{18}$ ($\nu \neq \tilde{\nu}$) [22] $> 2 \cdot 10^{20}$ *) [65] $> 5 \cdot 10^{18}$ ($\nu \neq \tilde{\nu}$)*) [65]
$_{40}Zr^{96} \to {}_{42}Mo^{96}$	$3,4 \pm 0,3$	$7 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{18}$	$2 \div 6 \cdot 10^{16}$? [23] $> 5 \cdot 10^{17}$ [20]
$_{42}Mo^{100} \to {}_{44}Ru^{100}$	$2,3 \pm 0,2$	$6 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{20}$	$1,5 \cdot 10^{16}$? [24] $> 3 \cdot 10^{17}$ [25]
$_{48}Cd^{116} \to {}_{50}Sn^{116}$	$2,6 \pm 0,1$	$3 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{19}$	$> 1 \cdot 10^{17}$ [25] $> 6 \cdot 10^{16}$ [26] $> 1 \cdot 10^{17}$ [24]
$_{50}Sn^{124} \to {}_{52}Te^{124}$	$1,5 \pm 0,4$ [27] $2,0 \pm 0,2$ [28]	$1 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{20}$	$4 \div 9 \cdot 10^{15}$? [5] $> 5 \cdot 10^{16}$ [29] $> 2 \cdot 10^{17}$ [30] $> 1 \cdot 10^{17}$ [31] $> 5 \cdot 10^{16}$ [32] $> 1,5 \cdot 10^{17}$ [23]
$_{52}Te^{130} \to {}_{54}Xe^{130}$	$3,2 \pm 0,1$	$7 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^{18}$	$= 1,4 \cdot 10^{21}$? [33] $3,3 \cdot 10^{21}$? [34] $= (8,2 \pm 0,64) \cdot 10^{20}$ [64]
$_{60}Nd^{150} \to {}_{62}Sm^{150}$	$3,7 \pm 0,1$	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{18}$	$> 2 \cdot 10^{18}$ [35] $> 2 \cdot 10^{15}$ [36]
$_{92}U^{238} \to {}_{94}Pu^{238}$	$1,1$	$2 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{21}$	$> 6 \cdot 10^{18}$ [37]

*) Этот результат обсуждается в конце § 4.

сматривать как окончательное свидетельство в пользу осуществления двойного бета-распада с вылетом двух нейтрино. Вместе с тем эти работы ставят под сомнение и справедливость допущения, что $\nu \quad \tilde{\nu}$.

§ 2. ДВОЙНОЙ БЕТА-РАСПАД И НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Наши взгляды на процессы бета-распада существенно изменились, когда было установлено нарушение закона сохранения четности при слабых взаимодействиях. Это обстоятельство не могло не сказаться и на проблеме двойного бета-распада. Полное обсуждение этого вопроса на современном уровне имеется в обзорных статьях Примакова и Розена [38] и Фиорини [39]. Мы ограничимся лишь сжатым изложением основных изменений в проблеме двойного бета-распада вследствие новых открытий ядерной физики.

Наиболее интересно положение, сложившееся для безнейтринного двойного бета-распада, осуществление которого служило бы неоспоримым

свидетельством против принципа сохранения лептонного заряда [40-44]. В случае полной справедливости теории двухкомпонентного нейтрино для такого типа двойного бета-распада вообще нет места. Эта теория исходит из предположения, что масса покоя нейтрино в точности равна нулю и четность при слабых взаимодействиях нарушается. Уравнение Дирака в этом случае дает два независимых решения, соответствующих двум различным вариантам выбора соотношения между константами связи, сохраняющими и не сохраняющими четность (C_i и C'_i соответственно, где $i = S, V, T, A, P$). Оба решения приводят к эквивалентному результату, отличаясь лишь противоположным направлением поляризации нейтрино. Так, если $C_i = -C'_i$, то направление спина нейтрального лептона, испускаемого при распаде нейтрона («антинейтрино»), относительно его импульса можно условно обозначить $\uparrow\downarrow$, а нейтрального лептона, получающегося при позитронном распаде («нейтрино») — $\uparrow\uparrow$. Если же $C_i = C'_i$, то «антинейтрино» следует обозначить $\uparrow\uparrow$, а «нейтрино» $\downarrow\uparrow$. Янг и Ли не рассматривали возможности одновременной реализации обоих решений уравнения Дирака, ограничившись одним из них. Аргументом в пользу такого выбора послужило ненаблюдение на опыте двойного бета-распада.

Гепперт-Майер и Телегди [45] предложили теорию нейтрино-«близнецов», использовав оба решения уравнения Дирака. Для этой теории характерно наличие двух пар «нейтрино — антинейтрино», причем нейтрино первой пары имеет продольную поляризацию такую же, как антинейтрино второй пары, и наоборот. Первая пара отождествляется с переходами скалярного и аксиального типов, а вторая — с векторными и тензорными. Таким образом, распад нуклона, согласно этой теории, может протекать двумя путями:

$$\left.\begin{array}{l} n \xrightarrow{S(A)} p + e^- + \tilde{\nu}_1(\uparrow) \\ p \xrightarrow{S(A)} n + e^+ + \nu_1(\downarrow) \end{array}\right\} \quad \text{или} \quad \left.\begin{array}{l} n \xrightarrow{T(V)} p + e^- + \tilde{\nu}_2(\downarrow) \\ p \xrightarrow{T(V)} n + e^+ + \nu_2(\uparrow) \end{array}\right\}, \qquad (11)$$

где $\nu_1 = \nu_л$, $\nu_2 = \nu_п$. Здесь стрелками условно обозначены направления спина нейтрино, а $\nu_л$ и $\nu_п$ означают лево- и правовинтовую поляризацию соответственно. Такая теория, не вступая в противоречие с имеющимися экспериментальными данными, допускает в принципе существование безнейтринного двойного бета-распада *). Авторы считают, что такой процесс связан с дополнительным запретом. Поскольку каждая степень запрета влечет за собой уменьшение вероятности двойного бета-распада примерно на 4—5 порядков, это означает увеличение ожидаемой величины времени жизни для безнейтринного процесса в случае Ca^{48} до 10^{19}—10^{20} лет.

Существуют еще два пути, при которых остается место для безнейтринного двойного бета-распада. Первый путь предполагает у нейтрино наличие конечной массы, а второй связан с отклонением от полной продольной поляризации нейтрино в виртуальном промежуточном состоянии. Обе эти возможности рассмотрены в работе Грейлинга и Виттена [48].

Остановимся подробнее на современных теоретических результатах для обоих типов двойного бета-распада. Примаков и Розен, а также Фиорини в своих обзорах дают расчет периода полураспада для обоих вариантов. В частности, результат для двухнейтринного способа распада пред-

---

*) Тоупек [46] в 1948 г. и Тиомоно [47] в 1950 г. предложили аналогичную теорию, предполагая, однако, сохранение четности в слабых взаимодействиях. Согласно этим авторам также допускается безнейтринный двойной бета-распад при $\nu \neq \tilde{\nu}$, разумеется, при нарушении принципа сохранения лептонного заряда.

Таблица II

Периоды полураспада для двухнейтринного процесса с учетом несохранения четности [38]

Переход	Реализуемая энергия, *Мэв*	Расчетный период полураспада $T_{1/2}$, лет
$_{52}Te^{130} \to {}_{54}Xe^{130}$	3,0	$2\cdot10^{21\pm2}$
$_{92}U^{238} \to {}_{94}Pu^{238}$	1,0	$3\cdot10^{25\pm2}$
$_{50}Sn^{124} \to {}_{52}Te^{124}$	2,2	$4\cdot10^{22\pm2}$
$_{48}Cd^{116} \to {}_{50}Sn^{116}$	2,7	$6\cdot10^{21\pm2}$
$_{42}Mo^{100} \to {}_{44}Ru^{100}$	2,3	$4\cdot10^{22\pm2}$
$_{48}Cd^{106} \to {}_{46}Pd^{106}$	0,9	$2\cdot10^{28\pm2}$
$_{40}Zr^{96} \to {}_{42}Mo^{96}$	3,3	$1\cdot10^{21\pm2}$
$_{20}Ca^{48} \to {}_{22}Ti^{48}$	4,3	$4\cdot10^{20\pm2}$
$_{60}Nd^{150} \to {}_{62}Sm^{150}$	3,7	$2\cdot10^{20\pm2}$
$_{30}Zn^{64} \to {}_{28}Ni^{64}$	1,1	$1\cdot10^{30\pm2}$

ставлен в табл. II. Для случая Ca^{48} подобная оценка была проделана Беляевым и Захарьевым [49], которые пользовались моделью ядерных оболочек. Их результат $T_{1/2} = 1\cdot10^{19}$ лет находится в хорошем согласии как с данными таблицы, так и с данными Фиорини ($8\cdot10^{19\pm2}$ лет).

Нетрудно заметить, что результаты, представленные в табл. II, согласуются с прежними теоретическими оценками периода полураспада, приведенными в табл. I.

Форма спектра суммарной энергии электронов для двухнейтринного двойного бета-распада была рассчитана Розеном [50]. Как и следовало ожидать, этот спектр сплошной, имеющий широкий максимум вблизи $E_0/2$, где E_0 — реализуемая кинетическая энергия распада. Такой спектр, рассчитанный для Ca^{48}, приведен на верхнем графике рис. 3. На нижнем графике того же рисунка приведен ожидаемый спектр одиночных электронов для этого же процесса.

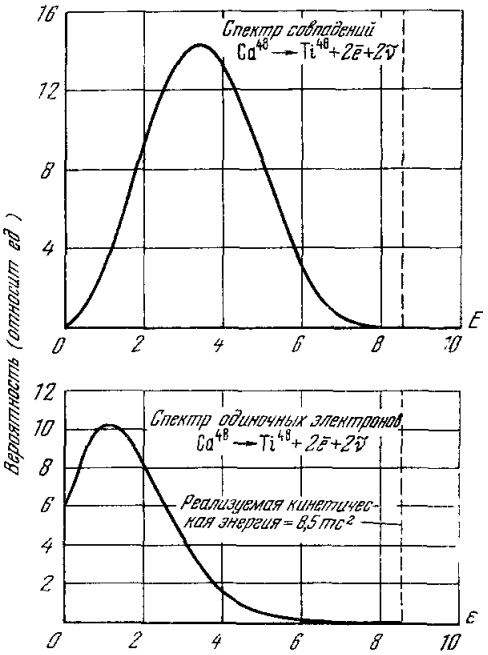

Рис. 3. Спектр энергии двух электронов (вверху) и одного из них (внизу) при ββ-распаде $Ca^{48} \to Ti^{48} + 2e^- + 2\tilde{\nu}$.

Таким образом, по отношению к двухнейтринному двойному бета-распаду на современном этапе развития теории никаких существенных изменений не произошло. Совершенно иная картина имеет место для безнейтринного процесса. Грейлинг и Виттен [43] приводят выражение для отношения вероятностей распадов в случае конечной массы нейтрино и нарушения сохранения четности:

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_0} = 1.3\cdot10^{-13} A^{2/3} m_\nu^{-2} (E_0 + 2)^7. \qquad (12)$$

Здесь λ_2 и λ_0 — вероятности двухнейтринного и безнейтринного процессов соответственно, m_ν и E_0 — масса нейтрино и кинетическая энергия распада в единицах $m_e c^2$. Рис. 4 дает ход кривой отношения $\lambda_0/(\lambda_0 + \lambda_2)$ с использованием максимальной величины массы нейтрино $m_\nu = 4 \cdot 10^{-4}\, m_e$.

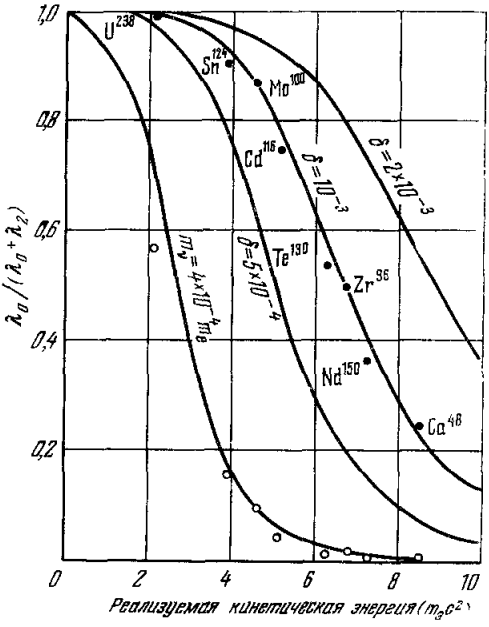

Рис. 4. Зависимость относительной вероятности безнейтринного ββ-процесса от энергии распада при различных допущениях о массе нейтрино и степени их продольной поляризации.

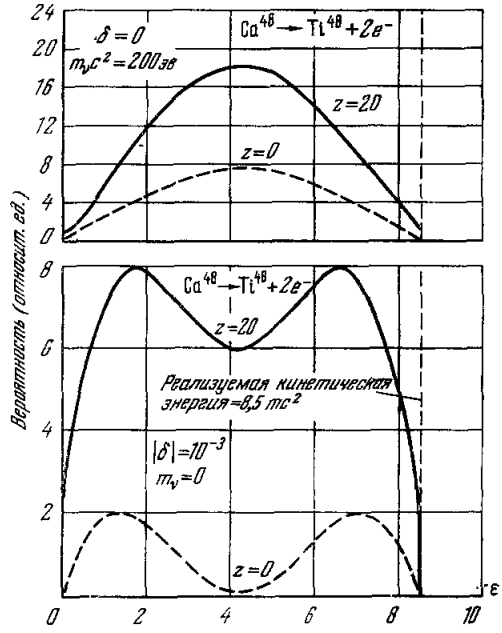

Рис. 5. Спектры энергии одного из совпадающих электронов при безнейтринном ββ-распаде $Ca^{48} \to Ti^{48} + 2e^-$ в случае конечной массы нейтрино (вверху) и неполной продольной поляризации нейтрино (внизу).

На этом же рисунке представлен ход этой же величины для случая $m_\nu = 0$, но с нарушением 100% продольной поляризации. Соответствующее этому случаю соотношение имеет вид

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_0} = 7{,}6 \cdot 10^{-11} \delta^{-2} \left(\frac{A}{100}\right)^{2/3} \left(\frac{40}{z}\right)^{1/2} E_0^5, \tag{13}$$

где δ — величина, характеризующая степень отклонения нейтрино от полной продольной поляризации. Авторы отмечают, что, согласно существующим экспериментальным данным по продольной поляризации лептонов, значения $\delta < 0{,}1$ могут иметь место.

Спектры энергий одиночных электронов, рассчитанные для двойного безнейтринного бета-распада в предположении $m_\nu c^2 = 200$ *эв*, $\delta = 0$ (верхний график) и $|\delta| = 10^{-3}$, $m_\nu = 0$ (нижний график), приведены на рис. 5. Как следует из хода этих кривых, спектры одиночных электронов сильно зависят от того, какое из начальных предположений имеет место в действительности. От спектра, полученного в предположении сохранения четности (рис. 1), они отличаются прежде всего большой вероятностью вылета двух электронов с одинаковой энергией.

Таким образом, в рамках современных представлений, с учетом несохранения четности и при нарушении принципа сохранения лептонного заряда возможность двойного бета-распада без испускания нейтрино не исключена. Дополнительно необходимо осуществление хотя бы одного

из следующих предположений: наличия смешанных переходов, конечной массы нейтрино или, наконец, отклонения от 100% продольной поляризации виртуального нейтрино. Все возможные варианты приводят к сильному уменьшению вероятности безнейтринного процесса, которая становится по порядку величины сравнимой с вероятностью двухнейтринного двойного бета-распада. В случае совместного существования обоих типов двойного бета-распада со сравнимыми вероятностями форма спектра совпадений будет примерно следующей: широкий максимум вблизи половины энергии распада и острый пик у верхней границы спектра, обусловленный безнейтринным процессом. Последний будет значительно выше пологого максимума, так как отношение площадей спектров отражает относительную вероятность процессов.

§ 3. ОБРАТНЫЕ БЕТА-ПРОЦЕССЫ

Проблема двойного бета-распада тесно связана с общими свойствами нейтрино — частицы, которая и до сего времени еще является во многом загадочной. Возможные процессы двойного бета-распада сильно зависят от того, полностью ли поляризованы нейтрино, вылетающие из ядра при бета-распаде, могут ли при бета-распаде испускаться нейтрино противоположной поляризации, сохраняется ли лептонный заряд, наконец, тождественны ли нейтрино и антинейтрино и обладает ли нейтрино массой покоя. Выяснить эти вопросы можно, исследуя процессы, протекающие с участием нейтрино. В частности, некоторую информацию можно получить, исследуя обратные бета-процессы. Рассмотрим кратко положение, которое имеет место в связи с этими экспериментами.

Наряду с реакциями распада нейтрона и протона (1)

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}; \quad p \to n + e^+ + \nu$$

должны существовать также и обратные реакции:

$$\nu + n \to p + e^-, \tag{13}$$

$$\tilde{\nu} + p \to n + e^+. \tag{14}$$

Эти реакции нетрудно получить из реакций (1), приняв во внимание, что в левой части записываются исчезающие частицы, а в правой — рождающиеся и, с другой стороны, что рождение частицы эквивалентно исчезновению античастицы и наоборот. Процессы (13) и (14) представляют собой процессы бета-распада, индуцированного потоком легких лептонов. Если нейтрино и антинейтрино — различные частицы, то индуцированный β^--распад (13) может происходить лишь в потоке нейтральных лептонов, получающихся при позитронном распаде, а индуцированный позитронный распад (14)— в потоке нейтральных лептонов, рожденных при β^--распаде. В силу крайне малого эффективного сечения обратных бета-реакций, для их экспериментального исследования нужны очень мощные нейтринные потоки. Такие потоки, в частности, создают современные атомные реакторы, в которых во время распадов осколков деления, сильно перегруженных нейтронами, протекают многочисленные последовательные β^--превращения элементов. Мощным источником потока нейтральных лептонов является Солнце, в котором непрерывно протекают процессы углеродного цикла, связанного с позитронными распадами N^{13} и O^{15}. Однако Солнце является очень неудобным источником для экспериментальных исследований такого рода. Дело в том, что мы не в состоянии хотя бы на время «выключить» β-процессы, протекающие в нем, а толща Земли не является достаточной защитой от нейтринных потоков, и поэтому не представляется

возможным контролировать фон, который может быть вызван процессами, отличными от обратных бета-реакций.

Таким образом, если допустить наличие у нейтрино античастицы, то пока единственным обратным бета-процессом, доступным для экспериментального изучения, является процесс (14). Первая неудачная попытка обнаружить эту реакцию была предпринята в 1939 г. Крейном [51]. Впервые она была наблюдена Кауэном и Рейнисом [52, 53]. В работах этих же авторов, выполненных в 1956 г. и 1959 г. [54, 55], было измерено эффективное сечение процесса, находящееся в согласии с расчетной величиной, $\sigma_{\text{эксп}} = (11 \pm 2{,}6)\cdot 10^{-44}$ *см*^{2}.

Если допустить тождественность нейтрино и антинейтрино, то становится возможным осуществление реакции (13) в потоке нейтрино, испускаемых ядерным реактором. Экспериментальное исследование этого процесса намного сложнее, чем процесса (14), из-за трудностей снижения фона, которые в опытах Кауэна и Рейниса удалось преодолеть, применив четверные сдвинутые совпадения (два γ-кванта при аннигиляции позитрона плюс несколько квантов после замедления нейтрона при захвате его кадмием). Путь для обнаружения реакции $\tilde{\nu} + n \rightarrow p + e^-$ был предложен Б. М. Понтекорво [56]. Если эта реакция действительно осуществляется, то в потоке $\tilde{\nu}$ возможен следующий процесс с одним из изотопов хлора: $Cl^{37} + \tilde{\nu} \rightarrow Ar^{37} + e^-$. Образующийся Ar^{37} испытывает K-захват с периодом 34 дня. Последний процесс можно зарегистрировать при помощи гейгеровского счетчика после выделения из облученного вещества аргона. Выделение возможно провести физическими методами. Такой эксперимент был проделан Дэвисом [57]. Результат оказался отрицательным: удалось установить лишь верхний предел сечения этого процесса $\sigma_{\text{эксп}} < 0{,}9\cdot 10^{45}$ *см*^{2} при ожидаемой величине, полученной расчетным путем, $\sigma_{\text{т}} = 2{,}6\cdot 10^{-45}$ *см*^{2}. Такой результат свидетельствует в пользу различия между нейтрино и антинейтрино, подтверждая тот факт, что при β^--распаде рождается нейтрино лишь одного, совершенно определенного сорта (антинейтрино).

§ 4. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА

Во всех двойных бета-процессах, возможных для наблюдения, исходное (A, Z) и дочернее $(A, Z \pm 2)$ ядра являются четно-четными. Обычно предполагается, что двойные бета-переходы происходят между основными состояниями материнского и дочернего ядер. Однако такие переходы возможны и на возбужденные уровни дочернего ядра. Промежуточные ядра $(A, Z \pm 1)$, расположенные между исходным и дочерним, несущественны для рассмотрения, ибо:

а) одиночный бета-распад ядра (A, Z) на какой-либо уровень ядра $(A, Z \pm 1)$ невозможен энергетически или

б) такой распад энергетически возможен, скажем, на основное состояние ядра $(A, Z \pm 1)$, однако связанное с этим изменение спина столь велико, что двойной бета-распад $(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 2)$ во много раз вероятнее.

Случай б) имеет место, например, в триаде $Ca^{48} - Sc^{48} - Ti^{48}$, где двойной бета-распад $Ca^{48} \rightarrow Ti^{48}$ должен протекать с гораздо большей скоростью, чем энергетически возможный, но шестикратно запрещенный одиночный бета-распад $Ca^{48} \rightarrow Sc^{48}$, период полураспада которого составляет, по данным Финберга [58], величину порядка $10^{24} - 10^{25}$ лет. Схема энергетических уровней этой триады приведена на рис. 6.

Под реализуемой энергией двойного бета-распада понимают максимально возможную кинетическую энергию любой из испущенных бета-частиц, предполагая, что масса нейтрино равна нулю и энергия отдачи

дочерних ядер ничтожна. При сохранении энергии эта величина (деленная на c^2) должна быть равна разности атомных масс исходного и дочернего ядер в случае $\beta^-\beta^-$-распада и той же разности, уменьшенной на четыре электронных массы, в случае $\beta^+\beta^+$-распада. В двойных бета-процессах, связанных с излучением одного позитрона и одновременным K-захватом одного орбитального электрона (энергия связи которого с K-оболочкой атома равна η_K), реализуемая энергия процесса, тождественная с максимальной кинетической энергией позитрона, меньше разности масс исходного и дочернего ядер ($\times c^2$) на ($2m_0c^2 + \eta_K$); если такой распад безнейтринный, то позитроны моноэнергетичны. Наконец, в процессах, когда захватываются два орбитальных электрона (KK-захват), реализуемая

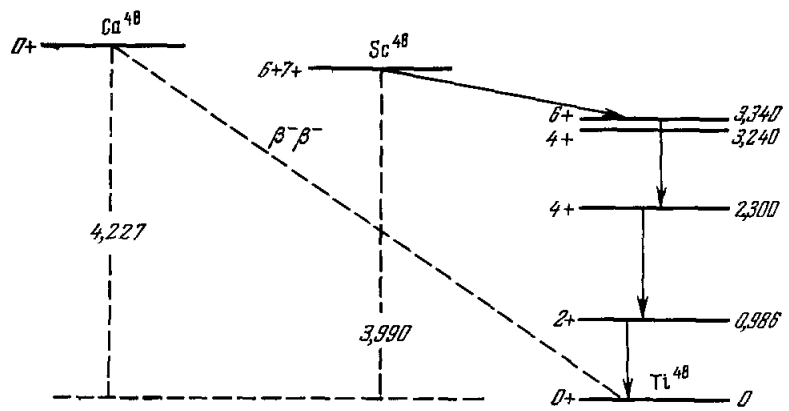

Рис. 6. Схема энергетических уровней ядер триады Ca^{48} — Sc^{48} — Ti^{48}.

энергия (равная максимально возможной энергии любого из испущенных нейтрино или, если распад безнейтринный, энергии фотона внутреннего тормозного излучения, испущенного дочерним ядром) меньше разности атомных масс ядер на $2\eta_K$.

В табл. III приводятся возможные $\beta^-\beta^-$-переходы с указанием процентной концентрации исходного вещества в естественной смеси изотопов, разности масс в массовых единицах и реализуемой энергии в *Мэв*. В следующей табл. IV даны те же самые величины для двойных бета-переходов, связанных с двойным позитронным распадом и KK-захватом; реализуемая энергия распада в этом случае рассчитана для KK-захвата, а в тех случаях, когда энергетически возможен двойной позитронный распад, она приведена в скобках.

Вполне очевидным является то обстоятельство, что наиболее перспективными для попыток обнаружить двойной бета-распад являются пары изотопов, имеющие наибольшую разность масс. В этом случае наряду с большой реализуемой энергией имеет место также и наибольшая вероятность распада вследствие большей величины объема в фазовом пространстве. Из данных табл. III и IV следует, что такими парами являются Ca^{48} — Ti^{48}, Nd^{150} — Sm^{150}, Zr^{96} — Mo^{96}, Te^{130} — Xe^{130}. Таким образом, выбор для эксперимента изотопов, подобных Sn^{124}, в настоящее время представляется необоснованным. По-видимому, совершенно бесперспективными являются также попытки обнаружения двойного позитронного распада и KK-захвата.

Рассмотрим различные методы, использовавшиеся в экспериментальных попытках обнаружить двойной бета-распад. Многочисленные опыты в этой области, помимо оригинальных статей, были неоднократно описаны

в литературе [14, 17, 38, 39], поэтому представляется возможным, не останавливаясь на каждом из них в отдельности, ограничиться лишь подробной сводной таблицей экспериментов, помещенной в конце обзора.

Таблица III

Возможные двойные электронные распады [39]

Переход	Изотопная концентрация, % [59]	Разность масс в mMU	Реализуемая энергия распада (*Мэв*)	
			Даквортт [60]	Другие авторы
$_{20}Ca^{46} \rightarrow {}_{22}Ti^{46}$	0,0033	0,71±0,16	0,66±0,15	0,984±0,004
$_{20}Ca^{48} \rightarrow {}_{22}Ti^{48}$	0,185	4,54±0,11	4,23±0,10	4,270±0,006
$_{30}Zn^{70} \rightarrow {}_{32}Ge^{70}$	0,62	1,062±0,150	0,99±0,14	
$_{32}Ge^{76} \rightarrow {}_{34}Se^{76}$	7,67	2,04±0,18	1,90±0,17	
$_{34}Se^{80} \rightarrow {}_{36}Kr^{80}$	49,8	0,12±0,14	0,11±0,13	0,11±0,02
$_{34}Se^{82} \rightarrow {}_{36}Kr^{82}$	9,2	3,20±0,21	2,98±0,20	
$_{36}Kr^{86} \rightarrow {}_{38}Sr^{86}$	17,4	1,44±0,21	1,34±0,20	
$_{40}Zr^{94} \rightarrow {}_{42}Mo^{94}$	17,4	1,22±0,60	1,14±0,56	
$_{40}Zr^{96} \rightarrow {}_{42}Mo^{96}$	2,8	3,63±0,50	3,38±0,47	
$_{42}Mo^{100} \rightarrow {}_{44}Ru^{100}$		9,62		2,3±0,2
$_{44}Ru^{104} \rightarrow {}_{46}Pd^{104}$	18,5	1,21±0,32	1,13±0,30	
$_{46}Pd^{110} \rightarrow {}_{48}Cd^{110}$	12,7±0,9	1,59±0,57	1,48±0,53	
$_{48}Cd^{114} \rightarrow {}_{50}Sn^{114}$	28,9	0,61±0,50	0,57±0,47	0,56±0,03
$_{48}Cd^{116} \rightarrow {}_{50}Sn^{116}$	7,6	2,80±0,46	2,61±0,43	
$_{50}Sn^{122} \rightarrow {}_{52}Te^{122}$	4,7	0,42±0,43	0,39±0,40	0,42
$_{50}Sn^{124} \rightarrow {}_{52}Te^{124}$	6,0	2,48±0,42	2,31±0,39	
$_{52}Te^{128} \rightarrow {}_{54}Xe^{128}$	31,8	0,88±0,71	0,82±0,66	
$_{52}Te^{130} \rightarrow {}_{54}Xe^{130}$	34,5	3,15±0,40	2,93±0,37	
$_{54}Xe^{134} \rightarrow {}_{56}Ba^{134}$	10,4	1,01±0,14	0,94±0,13	1,08±0,09
$_{54}Xe^{136} \rightarrow {}_{56}Ba^{136}$	8,9	2,870±0,093	2,67±0,09	2,64±0,09
$_{58}Ce^{142} \rightarrow {}_{60}Nd^{142}$	11,1	1,71±0,12	1,59±0,11	1,69±0,07
$_{60}Nd^{148} \rightarrow {}_{62}Sm^{148}$	5,71±0,05	2,04±0,21	1,90±0,20	
$_{60}Nd^{150} \rightarrow {}_{62}Sm^{150}$	5,60±0,05	3,92±0,10	3,65±0,09	
$_{62}Sm^{154} \rightarrow {}_{64}Gd^{154}$	22,61±0,37	0,97±0,38	0,90±0,35	
$_{64}Gd^{160} \rightarrow {}_{66}Dy^{160}$	21,75±0,15	1,50±1,00	1,40±0,93	
$_{92}U^{238} \rightarrow {}_{94}Pu^{238}$	99,3			1,0

Обнаружение явлений, подобно двойному бета-распаду связанных с крайне малой вероятностью, возможно лишь при максимальном подавлении фона, маскирующего эффект. Такой фон вызывается космическим излучением, естественной радиоактивностью окружающих установку предметов, стен, грунта, а также радиоактивными примесями в конструкционных материалах, например присутствием K^{40} в стеклах. Значительно снизить фон можно, окружив установку слоем тяжелого вещества (свинца, висмута, железа, ртути) достаточной толщины. Существенное снижение фона космического излучения достигается при погружении установки

под землю на глубину нескольких десятков, а иногда и сотен метров. Именно в таких условиях проводились наиболее современные опыты.

Таблица IV

Возможные двойные электронные захваты и двойные позитронные распады [39]

Переход	Изотопная концентрация, % [59]	Разность масс в mMU	Реализуемая энергия (Мэв)	
			Дакворт [60]	Другие авторы
$_{18}Ar^{36} \to {}_{16}S^{36}$	0,34			0,486
$_{20}Ca^{40} \to {}_{18}Ar^{40}$	97,0	0,242±0.030	0,23±0,03	0,17±0,01
$_{24}Cr^{50} \to {}_{22}Ti^{50}$	4,3	1,15±0,11	1,07±0,10	1,175±0,003
$_{26}Fe^{54} \to {}_{24}Cr^{54}$	5,8	0,680±0,076	0,63±0,07	
$_{28}Ni^{58} \to {}_{26}Fe^{58}$	67,8	2,036±0,012	1,90±0,01	1,896±0,007
$_{30}Zn^{64} \to {}_{28}Ni^{64}$	48,9	1,187±0,007	1,105±0,006	1,053±0,006
$_{34}Se^{74} \to {}_{32}Ge^{74}$	0,87	1,31±0,18	1,22±0,17	1,19±0,02
$_{36}Kr^{78} \to {}_{34}Se^{78}$	0,354	2,81±0,21	2.62±0,20 (0,57±020)	
$_{38}Sr^{84} \to {}_{36}Kr^{84}$	0,555±0,005	1,74±0,21	1,62±0,20	1,74
$_{42}Mo^{92} \to {}_{40}Zr^{92}$	15,9	1,72±0,57	1,60±0,53	
$_{44}Ru^{96} \to {}_{42}Mo^{96}$	5,59±0,05	3,02±0,50	2,81±0,47 (0,77±0,47)	
$_{46}Pd^{102} \to {}_{44}Ru^{102}$	0,88±0,08	1,30±0,32	1,21±0,30	1,11
$_{48}Cd^{106} \to {}_{46}Pd^{106}$	1,22	2,86±0,50	2,66±0,47 (0,62±0,47)	
$_{50}Sn^{112} \to {}_{48}Cd^{112}$	0,95	2,02±0,50	1,88±0,47	1,862±0,009
$_{52}Te^{120} \to {}_{50}Sn^{120}$	0,089	1,97±0,42	1,83±0,39	
$_{54}Xe^{124} \to {}_{52}Te^{124}$	0,096	2,92±0,42	2,72±0,39 (0,68±0,39)	
$_{54}Xe^{126} \to {}_{52}Te^{126}$	0,090	0,96±0,42	0,89±0,39	0,97±0,02
$_{56}Ba^{130} \to {}_{54}Xe^{130}$	0,115±0,015	2,74±0,05	2,55±0,05 (0,51±0,05)	2,53±0,09 (0,51±0,05)
$_{56}Ba^{132} \to {}_{54}Xe^{132}$	0,144±0,046	0,89±0,13	0,83±0,12	
$_{58}Ce^{136} \to {}_{56}Ba^{136}$	0,19	2,73±0,22	2,54±0,21 (0,50±0,21)	
$_{58}Ce^{138} \to {}_{56}Ba^{138}$	0,250	1,140±0,215	1,06±0,20	1,19
$_{62}Sm^{144} \to {}_{60}Nd^{144}$	3,11±0,04	1,95±0,14	1,82±0,13	1,72±0,13

Дальнейшего снижения фона можно добиться путем специальной конструкции установки, которая позволяла бы производить отбор событий, отвечающих заданным параметрам. К таким параметрам относятся:

а) идентификация бета-частиц,

б) вылет частиц из одной точки образца,

в) одновременность вылета двух частиц,

г) регистрация событий, заключенных в ограниченном интервале энергии,

д) исключение событий, имеющих внешнее по отношению к установке происхождение.

Следует отметить, что ни в одной из опубликованных попыток обнаружения двойного бета-распада все эти условия полностью не осуществлялись *).

Все эксперименты по двойному бета-распаду можно разделить на три группы:

а) обнаружение дочерних элементов распада (A, $Z \pm 2$) при исследовании источника, содержащего исследуемый изотоп (A, Z),

б) обнаружение в камере Вильсона или в фотоэмульсии треков бета-частиц, начинающихся в общей точке образца, содержащего исследуемый $\beta\beta$-активный изотоп,

в) определение числа распадов, происходящих в образце, который содержит исследуемый изотоп, при помощи счетчиков элементарных частиц.

Методом а) можно определить только скорость распада, в то время как остальные методы позволяют получить также и энергетические характеристики процесса. В этом методе из горных пород известного возраста и состава, содержащих исследуемый изотоп, или из чистого изотопа известного возраста выделялась смесь изотопов дочернего элемента, который мог образоваться в результате двойного бета-распада. Обнаружение дочернего изотопа проводилось либо путем массового анализа, либо, если он радиоактивен, измерением радиоактивности. Достоинством этого метода является возможность увеличить «время опыта» до геологических масштабов. Однако невозможность доказать, что обнаруженный дочерний изотоп возник именно в результате двойного бета-распада, а не является продуктом каких-либо других процессов, делает положительные результаты, полученные таким путем, сомнительными. Так, например, в случае опытов с переходом $Te^{130} \rightarrow Xe^{130}$ [33, 34] вероятность последовательного процесса $Te^{130} \rightarrow J^{130} \rightarrow Xe^{130}$, как показали Финберг [58] и несколько других авторов, сравнима с вероятностью возможного двойного бета-распада.

Такаока и Огата [64] предложили способ, который может повысить достоверность работ, выполненных этим методом, заключающийся в следующем. При помощи масс-спектрометрии определяется концентрация дочерних продуктов двойного бета-распада для нескольких элементов, а затем сравнивается зависимость измеренных таким путем периодов полураспада от энергии распада с теоретически предсказанной. Такое сопоставление позволит сделать вывод о природе обнаруженной активности.

Использование ядерных фотоэмульсий для обнаружения двойного бета-распада (метод б)) удобно тем, что позволяет исследовать граммовые количества вещества с временем опыта в несколько месяцев. Однако этот метод страдает существенными недостатками, как например, бездоказательностью одновременности вылета двух бета-частиц из одной точки и невозможностью исключить внешние причины появления электронных треков (обусловленных двойным комптоновским рассеянием, рождением пар и т. п.). Этим методом Фремлин и Уолтерс [24] исследовали большое количество изотопов, однако при обработке фотопластинок они подсчитывали лишь общее количество электронных треков на единице поверхности, не выделяя двойные треки, выходящие из одной точки. Это обстоятельство, сильно снижая качество работы, делает положительные резуль-

---

*) Согласно отчету Бардина, Ульмана и Ву за 1964—1965 гг. [63], они готовят эксперимент по исследованию двойного бета-распада в Ca^{48}, в котором будут использованы все перечисленные параметры отбора событий. Такой опыт при использовании большого количества вещества (10,5 *г* Ca^{48}) сможет, вероятно, обеспечить получение безупречных данных на уровне 10^{20}—10^{21} лет.

таты, полученные ими для переходов $Mo^{100} \rightarrow Ru^{100}$ и $Mo^{92} \rightarrow Zr^{92}$, крайне сомнительными.

В случае использования в эксперименте камеры Вильсона имеется возможность исключить целый ряд случаев, обязанных своим происхождением фону. Этот прибор позволяет идентифицировать бета-частицы, с достаточной точностью определять точку их рождения и энергию. Сравнивая «возраст» треков, можно установить совпадение двух событий во времени с точностью до 0,05 *сек*. Относительно большие ограничения в случае использования этого совершенного инструмента для исследования таких редких событий, как двойной бета-распад, связаны с малым временем чувствительности. Последнее обстоятельство хорошо иллюстрируется следующими примерами. В опыте Лоусона [29] с Sn^{124} было сделано около 9000 снимков, а полное время чувствительности камеры составляло всего лишь немногим более одного часа (4000 *сек*). В одном из опытов Винтера [25] 10 000 снимков соответствовали полному времени чувствительности 1400 *сек*.

Излишне говорить, что можно применить камеры Вильсона, срабатывающие лишь при наличии сигнала, вызванного появлением в их рабочем объеме двух электронов, однако это часто трудно осуществить при использовании значительного количества вещества. Такая камера, управляемая двумя тонкостенными гейгеровскими счетчиками, помещенными по обе стороны образца, была использована в работе Файермана и Шварцера [31], проделанной с целью проверки положительного результата, полученного одним из авторов с Sn^{124} в эксперименте с газовыми счетчиками. Авторы считают, что использование управляемой камеры позволило увеличить эффективное время измерения в 1500 раз. Опыты по двойному бета-распаду с управляемой камерой Вильсона, защищенной от внешней радиации системой антисовпадений, в литературе не описывались.

Переходя к рассмотрению методики счетчиков элементарных частиц, следует отметить, что только в первых попытках обнаружения двойного бета-распада использовались счетчики Гейгера. Сцинтилляционные счетчики являются гораздо более пригодными для исследований такого типа, так как они позволяют регистрировать также и энергию электронов распада. Пропорциональные счетчики могут быть использованы только при исследовании таких частных разновидностей $\beta\beta$-процессов, как двойной захват электронов.

Важной особенностью экспериментов со сцинтилляционными счетчиками является регистрация одновременности испускания двух электронов с высокой точностью. Такой метод работы на совпадениях дает очень сильное снижение фона. Дальнейшее снижение фона в современных работах достигалось погружением счетного устройства в жидкостный сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадения с «рабочими» фотоумножителями.

Немаловажное значение имеет правильный выбор оптимальной толщины сцинтиллятора у «рабочих» фотоумножителей. Например, в работе Коуэна и др. [35], выполненной с Nd^{150}, использование сцинтиллятора в 7,5 *см* толщиной (вместо вполне достаточных 1,5—2 *см*) безусловно привело к значительному увеличению фона. К сожалению, метод счетчиков не обладает достоинствами, присущими камере Вильсона и методу фотоэмульсий, которые позволяют локализовать в пространстве точку вылета частиц, а также дают возможность определить их заряд и массу. Несмотря на это, большинство лучших работ выполнено именно на основе сцинтилляционных счетчиков.

Матеосян и Гольдхабер [65] в своем эксперименте по обнаружению двойного бета-распада отказались от методики совпадений, использовав

Таблица V

Эксперименты по двойному электронному распаду
Работы, в которых специально исследовался двухнейтринный способ двойного бета-распада, отмечены значком ($\nu \not\equiv \tilde{\nu}$)

Переход	Авторы и методика эксперимента *)	Результат эксперимента	Полученный период полураспада (лет)	Расчетная величина периода полураспада [39] (лет)	
				безнейтринного	двухнейтринного
$_{20}Ca^{48} \to {}_{22}Ti^{48}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 7 \cdot 10^{16}$	$2{,}6 \cdot 10^{15\pm2}$	$8 \cdot 10^{19\pm2}$
	[18] Сц. с.	Положительный?	$= 1{,}6 \cdot 10^{17}$		
	[20] Сц. с.	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{18}$		
	[19] Сц. с.	Отрицательный	$> 1 \cdot 10^{18}$		
	[21] Сц. с.	Отрицательный	$> 7 \cdot 10^{18}$		
	[22] Сц. с.	Отрицательный	$> 5 \cdot 10^{19}$		
	[22] Сц. с.	Отрицательный	$> 3 \cdot 10^{18}$ ($\nu \not\equiv \tilde{\nu}$)		
	[65] Сц. с.	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{20}$		
	[65] Сц. с.	Отрицательный	$> 5 \cdot 10^{18}$ ($\nu \not\equiv \tilde{\nu}$)		
$_{32}Ge^{76} \to {}_{34}Se^{76}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 2{,}8 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{17\pm2}$	$8{,}5 \cdot 10^{22\pm2}$
$_{40}Zr^{96} \to {}_{42}Mo^{96}$	[23] Сц. с.	Положительный?	$= 6 \cdot 10^{16}$	$4{,}6 \cdot 10^{15\pm2}$	$2 \cdot 10^{20\pm2}$
	[20] Сц. с.	Отрицательный	$> 5 \cdot 10^{17}$		
$_{42}Mo^{100} \to {}_{44}Ru^{100}$	[24] Ф. э.	Положительный?	$= 1{,}5 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16\pm2}$	$6 \cdot 10^{21\pm2}$
	[25] К. В.	Отрицательный	$> 3 \cdot 10^{17}$		
$_{46}Pd^{110} \to {}_{48}Cd^{110}$	[61] К. В.	Отрицательный	$> 1{,}1 \cdot 10^{18}$	$2{,}6 \cdot 10^{17\pm2}$	$1 \cdot 10^{24\pm2}$
$_{48}Cd^{116} \to {}_{50}Sn^{116}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 1 \cdot 10^{17}$	$1{,}4 \cdot 10^{16\pm2}$	$3 \cdot 10^{21\pm2}$
	[26] Сц. с.	Отрицательный	$> 6 \cdot 10^{16}$		
	[25] К. В.	Отрицательный	$> 1 \cdot 10^{17}$		

*) Ф. э. — фотоэмульсионный метод; Сц. с. — сцинтилляционные счетчики; К. В. — камера Вильсона; Г.—М. с. — счетчики Гейгера — Мюллера; Хим. р. — химическое разделение; Проп. с. — пропорциональные счетчики.

Продолжение табл. V

Переход	Авторы и методика эксперимента	Результат эксперимента	Полученный период полураспада (лет)	Расчетная величина периода полураспада [39] (лет)	
				безнейтринного	двухнейтринного
$_{50}Sn^{124} \to {}_{52}Te^{124}$	[6] Г.-М. с.	Положительный?	$= 6{,}5 \cdot 10^{15}$	$2{,}5 \cdot 10^{16\pm2}$	$7 \cdot 10^{21\pm2}$
	[29] К. В.	Отрицательный	$> 5 \cdot 10^{16}$		
	[30] Г.-М. с	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{17}$		
	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{15}$		
	[31] К. В.	Отрицательный	$> 1 \cdot 10^{17}$		
	[32] Сц. с.	Отрицательный	$> 5 \cdot 10^{16}$		
	[23] Сц. с.	Отрицательный	$> 1{,}5 \cdot 10^{17}$		
$_{52}Te^{128} \to {}_{54}Xe^{128}$	[7] Хим. р.	Отрицательный	$> 8 \cdot 10^{19}$	$4{,}4 \cdot 10^{18\pm2}$	$4 \cdot 10^{25\pm2}$
	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 1{,}3 \cdot 10^{16}$		
	[64] Хим. р.	Отрицательный	$> 3 \cdot 10^{22}$		
$_{52}Te^{130} \to {}_{54}Xe^{130}$	[33] Хим. р.	Положительный?	$= 1{,}4 \cdot 10^{21}$	$7{,}4 \cdot 10^{15\pm2}$	$5 \cdot 10^{20\pm2}$
	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 1{,}3 \cdot 10^{16}$		
	[34] Хим. р.	Положительный?	$= 3{,}3 \cdot 10^{21}$		
	[64] Хим. р.	Положительный?	$= (8{,}20 \pm 0{,}64) \cdot 10^{20}$		
$_{60}Nd^{150} \to {}_{62}Sm^{150}$	[35] Сц. с.	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{15\pm2}$	$1{,}5 \cdot 10^{19\pm2}$
	[36] Проп. с.	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{15}$		
$_{92}U^{238} \to {}_{94}Pu^{238}$	[37] Хим. р.	Отрицательный	$> 6 \cdot 10^{18}$	$8{,}5 \cdot 10^{17\pm2}$	$2 \cdot 10^{24\pm2}$

в качестве сцинтиллятора кристалл фтористого кальция, активированного европием, содержавший 11,4 *г* Ca^{48} с изотопной концентрацией 96,59%. Для сравнения применялся аналогичный кристалл, содержавший кальций, обогащенный изотопом Ca^{40}. Каждый из кристаллов, помещенных рядом, просматривался отдельным фотоумножителем. Оба сцинтилляционных счетчика находились внутри полости пластмассового сцинтиллятора, при помощи которого осуществлялась защита антисовпадениями. Все устройство было помещено внутрь секции ствола морского орудия с толщиной стенок 14″.

Введение исследуемого изотопа непосредственно в сцинтиллятор обеспечивает 4π-геометрию опыта, что дает выигрыш в эффективности регистрации не менее чем в два раза и обеспечивает независимость результата от возможной угловой корреляции электронов двойного бета-распада. Вместе с тем отсутствие совпадений не позволяет различать двойные

Таблица VI

Эксперименты по двойному позитронному распаду и двойному электронному захвату (только для $Zn^{64} \to Ni^{64}$)

Переход	Авторы и методика эксперимента	Результат эксперимента	Полученный период полураспада (лет)	Расчетная величина периода полураспада [39] (лет)	
				безнейтринный	двухнейтринный
$_{24}Cr^{50} \to {}_{22}Ti^{50}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 2{,}2 \cdot 10^{17}$	∞	∞
$_{26}Fe^{54} \to {}_{24}Cr^{54}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 1{,}3 \cdot 10^{17}$	∞	∞
$_{28}Ni^{58} \to {}_{26}Fe^{58}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 3{,}2 \cdot 10^{17}$	∞	∞
$_{30}Zn^{64} \to {}_{28}Ni^{64}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 2 \cdot 10^{17}$	∞	∞
$_{30}Zn^{64} \to {}_{28}Ni^{64}$ (KK-захват)	[62] Проп. с.	Отрицательный	$> 8 \cdot 10^{17}$	$1{,}6 \cdot 10^{26 \pm 2}$	$2 \cdot 10^{28 \pm 2}$
$_{38}Sr^{84} \to {}_{36}Kr^{84}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 3{,}4 \cdot 10^{17}$	∞	∞
$_{42}Mo^{92} \to {}_{40}Zr^{92}$	[24] Ф. э. [25] К. В.	Положительный ? Отрицательный	$= 1{,}5 \cdot 10^{16}$ $> 4 \cdot 10^{18}$	∞	∞
$_{48}Cd^{106} \to {}_{46}Pd^{106}$	[24] Ф. э. [25] К. В.	Отрицательный Отрицательный	$> 1 \cdot 10^{17}$ $> 6 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{20 \pm 2}$	$1 \cdot 10^{28 \pm 2}$
$_{56}Ba^{130} \to {}_{54}Xe^{130}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 1{,}8 \cdot 10^{15}$	$7 \cdot 10^{20 \pm 2}$	$1 \cdot 10^{29 \pm 2}$
$_{56}Ba^{132} \to {}_{54}Xe^{132}$	[24] Ф. э.	Отрицательный	$> 1{,}8 \cdot 10^{15}$	∞	∞

распады от однократных процессов, что в какой-то мере снижает достоверность экспериментального результата.

Радиоактивное загрязнение кристалла, содержавшего Ca^{48}, не помешало авторам провести эксперимент по обнаружению безнейтринного процесса, так как анализ полученных энергетических спектров для этого случая проводится в узкой области в районе 4,3 *Мэв*, где фон невелик. Однако в попытке обнаружить двойной бета-распад, сопровождающийся рождением двух антинейтрино, авторы были вынуждены применить метод совпадений, предварительно изготовив из вещества кристалла образец подходящей для этой цели толщины.

К сожалению, в сообщении Матеосяна и Гольдхабера отсутствуют такие важнейшие данные, как энергетическое разрешение счетчиков и статистика эксперимента. Это обстоятельство делает невозможным в полной мере оценить результат этого опыта. Авторы утверждают, что для случая безнейтринного процесса период полураспада Ca^{48} превышает $2 \cdot 10^{20}$ лет и больше чем $5 \cdot 10^{18}$ лет — для процесса, сопровождающегося рождением двух антинейтрино.

Заканчивая обзор, приведем в табл. V и VI полный перечень экспериментов по двойному бета-распаду. Все положительные результаты помечены в таблицах знаком вопроса и являются сомнительными по причинам, рассмотренным в тексте, либо опровергнуты последующими экспериментами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тот факт, что безнейтринный вариант двойного бета-распада не был обнаружен, несмотря на все старания физиков-экспериментаторов, которым удалось в десятки и сотни раз превзойти границы, в пределах которых, согласно предсказаниям теории, должен был бы существовать этот процесс, является убедительным свидетельством в пользу существования у нейтрино античастицы. Это же подтверждают и результаты труднейших опытов по обнаружению обратных бета-процессов, выполненных Коуэном и Райнисом и Дэвисом. В настоящее время одновременное существование нейтрино и антинейтрино не вызывает никаких сомнений.

Возможно, что новые попытки обнаружить двойной бета-распад приведут к дальнейшему уточнению свойств нейтрино в связи с предполагаемым существованием сверхслабого взаимодействия, однако явление до сих пор еще не обнаружено. Постепенно ослабевающий поток экспериментальных работ устанавливает лишь все более и более высокий предел для времени жизни ядра, способного к двойному бета-распаду.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Goepert-Mayer, Phys. Rev. **48**, 512 (1935).
2. E. Majorana, Nuovo cimento **14**, 171 (1937).
3. G. Racah, Nuovo cimento **14**, 322 (1937).
4. W. H. Furry, Phys. Rev. **56**, 1184 (1939).
5. E. L. Fireman, Phys. Rev. **74**, 1238 (1948).
6. E. L. Fireman, Phys. Rev. **75**, 323 (1949).
7. M. G. Inghram, J. H. Reynolds, Phys. Rev. **76**, 1265 (1949).
8. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956); **105**, 1671 (1957).
9. L. D. Landau, Nucl. Phys. **3**, 127 (1957).
10. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward et al., Phys. Rev. **105**, 1431 (1957).
11. W. Pauli, Rapports du Septime Conseil de Phys. Solvay, Brussels, 1933.
12. E. Fermi, Nuovo cimento **11**, 1 (1934).
13. Л. А. Слив, ЖЭТФ **20**, 1035 (1950).
14. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов, Я. А. Смородинский. УФН **54**, 361 (1954).
15. E. J. Konopinski, Los Alamos Report (LAMS—1949).

16. H. Primakoff, Phys. Rev. **85**, 888 (1952).
17. J. S. Allen, «The Neutrino» (Princeton Univ. Press, N. Jersey, 1958).
18. J. A. McCarthy, Phys. Rev. **97**, 1234 (1955).
19. Е. И. Доброхотов, В. Р. Лазаренко, С. Ю. Лукьянов, ДАН СССР **110**, 966 (1956).
20. M. Awshalom, Phys. Rev. **101**, 1041 (1956).
21. Е. И. Доброхотов, В. Р. Лазаренко, С. Ю. Лукьянов, ЖЭТФ **36**, 76 (1959).
22. В. Р. Лазаренко, С. Ю. Лукьянов, ЖЭТФ **49**, 751 (1965).
23. J. A. McCarthy, Phys. Rev. **90**, 853 (1953).
24. J. H. Fremlin, M. C. Walters, Proc. Phys. Soc. **A-65**, 911 (1952).
25. R. G. Winter, Phys. Rev. **99**, 88 (1955).
26. J. F. Detoeuf, R. J. Moch, J. Phys. Rad. **16**, 897 (1955).
27. B. G. Hogg, H. E. Duckwort, Can. J. Phys. **86**, 567 (1952).
28. A. O. Nier, Table of Atomic Masses, Univ. of Minnesotta 1956.
29. J. S. Lawson, Phys. Rev. **81**, 299 (1951).
30. M. J. Kalkstein, W. F. Libby, Phys. Rev. **85**, 368 (1952).
31. E. L. Fireman, D. Schwartzer, Phys. Rev. **86**, 451 (1952).
32. R. M. Pearce, E. K. Darby, Phys. Rev. **86**, 1049 (1952).
33. M. G. Inghram, J. H. Reynolds, Phys. Rev. **78**, 822 (1950).
34. R. J. Hayden, M. G. Inghram, Nat. Bur. Stand. Circ. **522**, 189 (1953).
35. C. L. Cowan, F. B. Harrison, L. M. Langer, F. Reines, Nuovo cimento **3**, 649 (1956).
36. G. J. Mullholland, T. P. Kohman, Phys. Rev. **85**, 144 (1952).
37. C. B. Levine, A. Ghiorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **77**, 296 (1950).
38. H. Primakoff, S. P. Rosen, Report on Progress in Phys. XXII, 121 (1959).
39. Dell'Antonio, Fiorini, Suppl. Nuovo cimento **17**, № 1, 132 (1960).
40. Я. Б. Зельдович, ДАН СССР **91**, 1317 (1953).
41. E. J. Konopinski, H. Mahmoud, Phys. Rev. **92**, 1045 (1953).
42. T. D. Lee, Proc. 7th Annual Rochester Conf., Interscience, VII-1 (1957).
43. M. Konuma, Nucl. Phys. **5**, 504 (1958).
44. G. Lüders, Nuovo cimento **7**, 171 (1958).
45. M. Goepert-Mayer, V. L. Telegdi, Phys. Rev. **107**, 1445 (1957).
46. B. Z. Touschek, Physik **125**, 108 (1948).
47. J. Tiomono, Ph. D. Thesis, Princeton Univ. (1950).
48. E. Greuling, R. C. Whitten, Ann. Phys. (II) **4**, 510 (1960).
49. В. Б. Беляев, Б. Н. Захарьев, ЖЭТФ **34**, 505 (1958).
50. S. P. Rosen, Proc. Phys. Soc. (74) **477**, 350 (1959).
51. H. R. Crane, Phys. Rev. **55**, 501 (1939).
52. F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. **90**, 492 (1953).
53. F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
54. F. Reines, C. L. Cowan, Science **124**, 130 (1956).
55. F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. **113**, 273 (1959).
56. B. Pontecorvo, Chalk River Labs Reports, PD-205 (1948).
57. R. Davis, Bull. Am. Phys. Soc. **1** (4), 219 (1956).
58. E. Feenberg, R. D. Bent, «Schell Theory of the Nucleous», chapt. V (New Jersey).
59. D. Strominger, J. L. Hollander, G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. **30**, 585 (1958).
60. H. E. Duckworth, Progr. Nucl. Phys. **6**, 138 (1957).
61. R. G. Winter, Phys. Rev. **85**, 687 (1952).
62. A. Berthelot, R. Chaminade, C. Levi, Papineau, Compt. Rend. **236**, 1769 (1953).
63. R. K. Bardin, J. D. Ullman, C. S. Wu, The Ca^{48} Double Beta Decay Experiment, Pegram Nuclear Phys. Lab. Progress Report from January 1964 to January 1965 to the U. S. Atomic Energy Comission.
64. N. Takaoka and K. Ogata, Z. Naturforschg. **21**[a], 84 (1966).
65. E. der Mateosian and M. Goldhaber, Phys. Rev. **146**, 810 (1966).