1951 г. Ноябрь *Т. XLV, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ *)

Э. Сегрэ и А. Гельмгольц

СОДЕРЖАНИЕ

1. История 357
2. Введение 359
3. Излучения изомерных ядер. а) Чисто-изомерные переходы. б) Бета-радиоактивность и изомерия 362
4. Гипотеза Вейцзекера. а) Качественная сторона вопроса. б) Мультипольное излучение. в) Правила отбора. г) Период полураспада возбуждённых состояний. д) Внутренняя конверсия. е) 0 — 0 переходы. ж) Применение теории 369
5. Получение изомерных ядер 389
6. Разделение изомеров 397
7. Некоторые случаи изомерии 400
Цитированная литература 429

1. ИСТОРИЯ

В 1917 г. Содди [S1], развивая свои общие соображения об изотопии, высказал предположение о возможности существования ядер, имеющих одинаковые заряд и массу, но всё же различных. Такие ядра могут быть изотопными (одинаковый заряд) и изобарными (равные массы) и различаться только по другим признакам, в частности по их радиоактивности. Они должны иметь одни и те же химические свойства и даже с помощью масс-спектрографа их можно было бы отличить только, если бы разность их масс достигала значения порядка 10^{-5} массовых единиц. Такие ядра тогда назывались [P1] изотопами второго рода в отличие от обычных изотопов, имеющих различные массы. Теперь мы называем эти ядра изомерами.

Эти предположения не были подтверждены опытом до 1921 г., когда Ган [H1] обнаружил радиоактивное вещество UZ (Pa^{234}_{91}), которое было изотопно и изобарно с хорошо известным веществом UX_2 и отличалось от него периодом полураспада (6,7 часа вместо 1,15 мин.) и типом испускаемого излучения. Доказательства

*) E. Segrè and A. C. Helmholz, Reviews of Modern Physics 21 271 (1949).

изомерии UZ и UX_2, приводимые Ганом, основывались на том факте, что оба изомера происходили от UX_1 ($_{90}Th^{234}$) путём β-распада и, следовательно, были ему изобарны и имели атомный номер $90 + 1 = 91$.

Этот пример изомерии оставался единственным в течение многих лет. В связи с серьёзными трудностями теоретического объяснения этого явления было очень желательно нахождение других подобных примеров. Дальнейшие работы [H 2, G 1, W 1] подтвердили результаты Гана, а недавно случай UZ был исследован детально [P 2, B ?].

Открытие искусственной радиоактивности в 1934 г. и особенно расширение области исследования в результате получения множества новых радиоактивных веществ путём нейтронной бомбардировки способствовали нахождению новых примеров изомерии. Первые признаки существования изомерии были найдены в Индии Сцилардом и Чалмерсом [S 3]. Впервые изомерия была установлена для случая брома Курчатовым [K 1] и его сотрудниками *), а также Ферми и его коллегами [A 1].

Они нашли, что радиоактивные изотопы брома, полученные путём нейтронной бомбардировки, дали три различных радиоактивных периода: 18 мин., 4,4 часа и 34 часа. Все они были «водо-чувствительны», т. е. их получение достигалось воздействием медленными нейтронами более эффективно, чем быстрыми, и они, следовательно, образовывались в результате захвата нейтрона. С другой стороны, бром имеет только два устойчивых изотопа, один с массой 79 и другой с массой 81. Три радиоактивности должны быть отнесены поэтому к изотопам брома с массами 80 и 82 и, следовательно, по крайней мере, один из этих изотопов должен находиться в двух изомерных состояниях. С помощью специального исследования Блюит [B 1] устранил альтернативное объяснение, связанное с возможностью существования третьего редкого устойчивого изотопа (с распространённостью менее $^1/_{3000}$), и следовательно, изомерия брома могла считаться доказанной. Последующие работы [B 2, S 2] подтвердили предыдущие результаты и показали, что периоды в 18 мин. и 4,4 часа оба должны быть отнесены к $_{35}Br^{80}$.

Таким образом стали накапливаться доказательства изомерии, и следующий важный шаг был сделан Вейзекером [W 2], который первый дал теоретическое объяснение изомерии в согласии с опытными данными и общепринятыми теоретическими представлениями. Часто предполагали, что ядерными изомерами могут являться ядра в возбуждённом метастабильном состоянии, но эти гипотезы представлялись неприемлемыми, так как казалось, что

*) Подробнее об открытии ядерной изомерии и дальнейших исследованиях в этой области, проведённых советскими физиками, см. статью И. В. Курчатова и Л. И. Русинова «Изомерия атомных ядер» (Юбилейный сборник АН СССР, посвящённый 30-летию Великой Октябрьской революции, ч. I, стр. 285). (*Прим. пер.*)

не существует механизма, обеспечивающего достаточно длинный период полураспада для метастабильного состояния. Вейцзекер показал, что если спины в возбуждённом и основном состояниях отличаются на несколько единиц (до 5) при энергии возбуждения до нескольких сот киловольт, то период полураспада (возвращение в нормальное состояние происходит путём γ-излучения) становится достаточно длинным для того, чтобы обнаружить существование изомеров. До работы Вейцзекера такое объяснение считалось несостоятельным, так как период полураспада для γ-излучения оценивался величиной порядка 10^{-13} сек., так что все ядра практически всегда должны обнаруживаться в нормальном состоянии.

Теория Вейцзекера дала новый толчок исследованию изомерии, так как она указала на некоторые следствия, касающиеся внутренней конверсии и др. [P 2, S 4,] которые были подтверждены экспериментально.

Наконец, прямое доказательство образования одного изомерного состояния из другого было дано Сегрэ и его сотрудниками путём химического разделения [S 5].

В настоящее время известно более 75 пар изомерных ядер, и их число непрестанно увеличивается.

2. ВВЕДЕНИЕ

Как было сказано выше, мы называем «изомерными» два ядра, которые имеют одинаковые заряды и массу, но различаются другими ядерными свойствами, например периодом полураспада. Слово «изомер» заимствовано из органической химии, в которой оно обозначает вещества с одинаковой формулой, но с различной группировкой атомов, что ведёт к различным свойствам этих веществ. Объяснение изомерии на основе структурного различия к атомным ядрам неприменимо. В органических молекулах ядра входящих в них атомов практически находятся в покое или, вернее, колеблются вокруг определённых положений равновесия с амплитудами, малыми по сравнению с расстояниями между ядрами. Ядра образуют, таким образом, квазижёсткий постоянный каркас, внутри которого движутся электроны. Совершенно другая ситуация имеет место в ядрах. Здесь предполагается, что нейтроны и протоны взаимодействуют очень сильно и движутся по всему ядру так, что никакие их конкретные конфигурации не могут существовать в течение сколько-нибудь длительного времени. В то время как органическая молекула подобна маленькому кристаллу, ядро можно сравнить с каплей жидкости. Такое предположение подтверждается соображениями, использующими соотношение неопределённости и известные данные о размерах ядер и величине ядерных сил [W 3].

Возможность того, что ядро, рассматриваемое как капля жидкости, может существовать в устойчивом сферическом, а также

в устойчивом эллипсоидальном состояниях была обсуждена Флюгге[F 1]. Расчёты Финберга[F 13] и Вейцзекера[W 19] показали, что обе эти устойчивые формы могут существовать только при $44 \leqslant \frac{Z^2}{A} \leqslant 50$ и для U^{238} $\left(\frac{Z^2}{A} = 36\right)$. Дальнейшие вычисления[W 20] показали, что даже эти состояния могут оказаться неустойчивыми относительно перехода в другие геометрические формы. Следовательно, хотя эта идея может иметь некоторое значение при рассмотрении очень тяжёлых ядер, она не может иметь отношения к проблеме изомерии известных элементов. Были предложены некоторые другие теории, обсуждённые Флюгге, но ни одна из этих теорий не кажется нам удовлетворительной в свете существующих данных (см. обсуждение 0 — 0 переходов, раздел 4 е).

По гипотезе Вейцзекера один из пары изомеров находится в возбуждённом метастабильном состоянии. Далее, период полураспада для возвращения ядра из возбуждённого состояния путём γ-испускания для изученных до настоящего времени объектов колеблется в пределах от 10^{-13} сек. до нескольких месяцев. Хотя никто и не назовёт метастабильным состояние с периодом полураспада, равным 10^{-13} сек., совершенно ясно, что нет качественной разницы между возбуждёнными состояниями с очень коротким и длинным периодами полураспада. Однако для практических целей удобно говорить об изомерах только в том случае, когда период полураспада достаточно велик для проведения прямых наблюдений; в противных случаях мы будем говорить об обычных возбуждённых состояниях. Мы могли бы условно в качестве границы выбрать время полураспада около одной секунды, но применение для измерений новейшей электронной техники с запаздывающими совпадениями отодвигает эту границу до 10^{-7} сек. (см.[D 22]). До сих пор было найдено только несколько таких случаев, но возможно обнаружение значительно большего их числа *).

Обычным способом определения принадлежности двух радиоактивных ядер к изомерным или вообще способом нахождения изомерных ядер является их получение путём различных типов ядерных бомбардировок. Бомбардировка медленными нейтронами

---

*) Де Бенедетти и Мак-Гоуан[D 22] исследовали 60 активностей в области от 10^{-3} до 10^{-6} сек. и получили положительный результат только в 4 случаях. Можно ожидать, нормально, большего количества случаев. Холмс, Мей и Тургель[H 41] безуспешно пытались наблюдать изомеры с периодами полураспада от 10^{-3} сек. по 1 сек. в 16 элементах, бомбардируемых медленными нейтронами. Тресси[T 8] не нашёл изомеров с коротким периодом полураспада в 6 элементах, бомбардируемых рентгеновскими лучами с энергией 1 *Мэв*.

дает, за исключением очень немногих случаев среди лёгких ядер, только реакции типа (n, γ)*), т. е. реакции захвата нейтронов. Гамма-лучи порядка 8 *Мэв* **) дают реакции типа (γ, n), которые очень легко интерпретировать. В случае брома (см. выше) устойчивые изотопы имеют массы 79 и 81; бомбардировкой медленными нейтронами можно получить только массы 80 и 82, тогда как путём γ-бомбардировки можно получить массы 80 и 78. Активности с периодами 18 *мин.* и 4,4 *часа* были получены обоими типами бомбардировок и, следовательно, могут быть отнесены к Br^{80}.

В качестве другого примера рассмотрим два периода, равные 21 мин. и 6,5 дня, получающиеся в результате бомбардировки хрома протонами и железа дейтеронами. Оба периода относятся к изотопам марганца. Далее, хром имеет устойчивые изотопы с массами 50, 52, 53, 54 и после бомбардировки протонами в результате реакции типа (p, n) должен давать марганец с такими же массами. С другой стороны, железо имеет устойчивые изотопы с массами 54, 56, 57, 58 и после бомбардировки дейтеронами используемой энергии может практически дать марганец только путём реакций типа (d, α). Это должно привести к массам 52, 54, 55, 56. Следовательно, два вышеупомянутых периода должны быть отнесены к Mn^{54} или Mn^{52}. С другой стороны, Mn^{54} известен из других реакций и имеет период, равный 310 дням. Отсюда ясно, что из трёх изотопов марганца с периодами 21 мин., 6,5 дня и 310 дней два должны являться изомерами. Периоды, равные 21 мин. и 6,5 дня, должны оба быть отнесены к Mn^{52}, так как они не могут быть получены из V^{51} при помощи реакции типа (α, n) или из Cr^{53} реакцией типа (d, n) (в то же время известно, что практически все энергетически возможные реакции наблюдаются в действительности).

Гамма-лучи с энергией 1—3 *Мэв* могут приводить ядра в возбуждённое состояние и, следовательно, могут быть использованы для получения изомерных состояний устойчивых ядер, но в этом случае не происходит испускания никаких ядерных частиц. Такие же возбуждённые состояния могут, кроме того, возникать при неупругих столкновениях с ядром частиц e^-, p, α и d.

---

*) Мы обозначаем согласно Боте бомбардирующую частицу первой, а испускаемую частицу (или квант) второй; (n, γ). таким образом, означает

$$_{Z}A^{M} + n_0^1 = {}_{Z}A^{M+1} + \gamma,$$

где M — масса ядра.

**) Это относится к изотопам элементов среднего веса.

3. ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

а) Чисто-изомерные переходы

Остановимся кратко на излучениях, испускаемых при изомерном переходе из высшего состояния 2 в низшее состояние 1. Существует два типа таких излучений: гамма-лучи и конверсионные электроны*). В случае испускания гамма-излучения с частотой $\frac{\omega}{2\pi}$ имеем

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 \tag{1}$$

(E_2, E_1 — соответственно энергии уровней 2, 1). При испускании электронов с K, L и т. д. оболочек атома их энергия будет

$$\hbar\omega - K = E_K, \tag{2}$$

$$\hbar\omega - L = E_L \quad \text{и т. д.,} \tag{3}$$

где E_K, E_L — энергия одиночных монокинетических групп испускаемых электронов; K, L — энергия связи атомных электронов на оболочках K, L атома, претерпевающего изомерный переход. С точки зрения закона сохранения энергии можно считать, что гамма-излучение с частотой $\frac{\omega}{2\pi}$ вызывает на испускающем атоме фотоэлектрический эффект. Поэтому этот эффект называется иногда внутренним фотоэлектрическим эффектом или внутренней конверсией. Однако такое представление не даёт полного описания физического процесса, происходящего в действительности.

Отношение числа вырываемых K-электронов к числу испускаемых гамма-квантов называется коэффициентом неполной внутренней конверсии для K-оболочки [T1]:

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}. \tag{4}$$

Аналогичным образом определяется α_L и т. д. Отношение полного числа испущенных электронов к числу излучённых квантов называется просто коэффициентом внутренней конверсии. Таким образом коэффициент внутренней конверсии равен сумме частных коэффициентов неполной внутренней конверсии:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M = \frac{N_e}{N_\gamma}, \tag{5}$$

где N_e — полное число испущенных электронов.

*) При переходе из возбуждённого состояния может быть испущена электронная пара (электрон и позитрон). Примером [O2] может служить Ne^{20}. Этот тип перехода является очень быстрым. Другая возможность, при которой испускаются два кванта, будет обсуждена ниже (раздел 4е).

Величина коэффициента внутренней конверсии может колебаться между нулём и бесконечностью. Иногда в старой и даже в современной литературе коэффициент внутренней конверсии определялся, как $\frac{Ne}{(Ne+N\gamma)}$, т. е. как отношение числа испускаемых электронов к числу ядерных переходов. Первое определение (4) более удобно [T1], и мы будем ему следовать.

Если атом теряет K- или L-электрон, то он должен испустить рентгеновские серии K и L, а также электроны Оже. Испускаемые рентгеновские лучи принадлежат к спектру, соответствующему атомному номеру вещества, испытывающего изомерный переход. Например, в случае Br^{80} можно наблюдать характеристическое излучение брома. Следует отметить, что в других ядерных процессах, ведущих к вторичному испусканию рентгеновских лучей после радиоактивного распада, рентгеновские лучи являются характеристическими для продуктов распада. Так, при захвате K-электрона рентгеновские лучи являются характеристическими для предыдущего элемента периодической таблицы, а при бета-распаде они являются характеристическими для элемента, следующего за распадающимся. Изучение испускания характеристических рентгеновских лучей является поэтому хорошим методом для опознавания изомерных переходов. Когда для идентификации рентгеновских лучей используются характеристические поглотители, то для однозначного установления атомного номера достаточны сравнительно малые интенсивности излучения. На рис. 1 дана кривая поглощения рентгеновских лучей, испускаемых при изомерном переходе элементом 43 (технецием). Те же рентгеновские лучи были сфотографированы Абельсоном при помощи кристаллического спектрографа [A7]; микрофотография спектра показана на рис. 2. Количественное

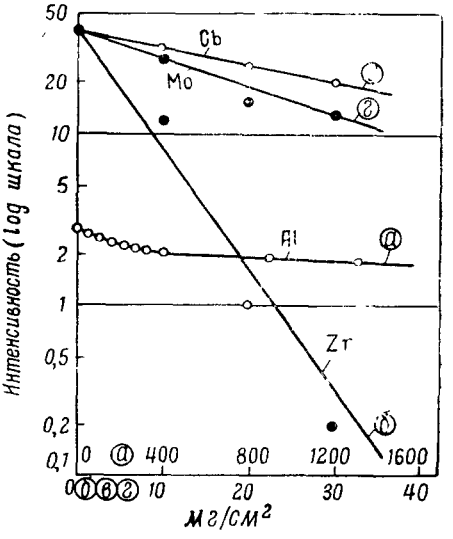

Рис. 1. Кривые поглощения рентгеновских и γ-лучей Tc^{99}. *а* — поглощение рентгеновских и γ-лучей в Al; *б* — поглощение рентгеновских лучей в Zr; *в* — поглощение рентгеновских лучей в Cb; *г* — поглощение рентгеновских лучей в Mo. Рисунок взят из Phys. Rev. **55**, 803 (1939).

измерение числа испущенных конверсионных K-электронов может быть произведено путём определения выхода флуоресценции [C1].

Электроны внутренней конверсии обычно можно обнаружить с помощью тонкостенных ионизационных камер или счётчиков. Кривая поглощения мягких монокинетических электронов часто достаточно характерна для данного инструмента, хотя она сильно зависит от геометрии установки и т. д. На рис. 3 даётся пример кривой поглощения для электронов с энергией 115 *кэв* и очень мягких бета-лучей для стандартной ионизационной камеры. Полезно также отметить, что в случае обычного бета-распада электроны с низкой энергией связаны с долгим периодом полураспада, поэтому наличие электронов только низкой энергии при коротком периоде полураспада (например, 200 *кэв* и 1,3 сек.) является доказательством изомерии.

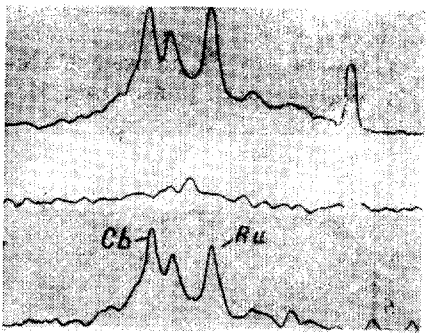

Рис. 2. Микрофотография K_α-линий Tc. Три пика на верхней и нижней калибровочных кривых соответствуют K_α-дублету Cb, Mo и Ru. Основной пик на кривой в центре есть K_α-линия Tc. Пик слева есть K_α-линия молибдена, возникающего в результате распада Tc с полупериодом, равным 2 дням. Рисунок взят из Phys. Rev. **56**, 753 (1939).

Лучшие результаты были получены с помощью бета-спектрографов различного типа. Основной трудностью при этом является получение достаточно тонких и интенсивных источников. Вследствие этой трудности электронные спектры, полученные до сих пор с искусственными радиоактивными веществами, хуже электронных спектров, полученных с естественными радиоактивными веществами, которые являются идеальными для получения предельно тонких источников со значительной активностью. Для обнаружения электронов были использованы также фотографические пластинки, счётчики и ионизационные камеры. После надлежащей микрофотометрической калибровки или калибровки счётчика были получены надёжные количественные результаты (см. [L1, V1, H8, D9]). В случае электронов с очень малой энергией, ниже ~ 20 *кэв*, все трудности возрастают.

Применялась, наконец, и камера Вильсона, но не очень широко, так как рассеяние в камере приводит к появлению «линий», похожих на непрерывный спектр бета-лучей. Современные пропорциональные счётчики также будут, конечно, использованы для подобных измерений (см., например, [C19] и [H38]).

Знание коэффициента внутренней конверсии очень важно с теоретической точки зрения, но, к сожалению, измерение этой величины очень затруднительно. Проблема состоит в определении числа испущенных квантов и числа испущенных электронов. Нужно добавить, что часто эти оба типа излучения имеют энергию, меньшую 100 *кэв*, что усиливает трудности, связанные с поглощением в источниках, поглощением в различных окнах и т. д. Однако наиболее трудным является калибровка измеряющего инструмента. В случае ионизационных камер или счётчиков можно калибровать γ-лучи с энергией 500 *кэв* относительно электронов, используя позитронный излучатель и сравнивая непосредственное действие позитронов с эффектом аннигиляционного излучения [G2]. Очень удобны также счётчики, работающие на совпадение [F2, D1, R5, D9].

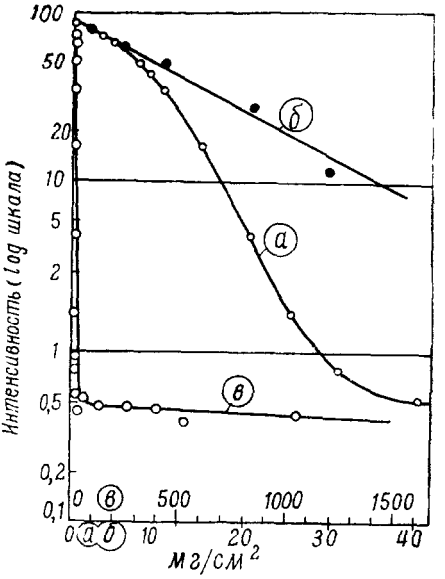

Рис. 3. *а* и *в* — поглощение электронов от Tc^{99} в алюминии; *б* — поглощение в алюминии бета-лучей Co^{60}. Рисунок взят из Phys. Rev **55**, 808 (1939).

В случаях, когда изомерный переход следует за β-распадом или предшествует ему (см. следующий раздел), β-спектрограф даёт возможность подсчёта и конверсионных электронов и электронов распада, число которых равно числу конверсионных электронов плюс число γ-квантов (см., например, [L1]). Для определения того, сколько раз β-излучение следует (или предшествует) коверсионному электрону, можно применять β—β-совпадения. Для отыскания того, как часто γ-излучение следует (или предшествует) β-излучению, применяются β—γ-совпадения. Формулы для обработки таких измерений были даны Виденбеком и Чу [W21], которые, однако, использовали коэффициент α в старом смысле этого понятия (см. уравнение (5) и дальше). Они также приводят экспериментальные результаты для некоторых γ-лучей.

С теоретической точки зрения важно также измерить отношение между различными частными коэффициентами внутренней конверсии. Обычно необходимо рассматривать только отношение $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$.

Это отношение точно измеряемо при помощи бета-спектрографа, и трудности калибровки результатов сравнительно невелики, так как энергетическая разница между двумя группами конверсионных электронов в большинстве случаев мала по сравнению с их энергией и, следовательно, эффективность обнаружения этих групп по существу одинакова.

б) Бета-радиоактивность и изомерия

В случаях изомеров устойчивых ядер, таких, как In^{115m}, Kr^{83m}, Sr^{87m} *), излучения, связанные с изомерным переходом, могут наблюдаться в отсутствии каких-нибудь других излучений. Однако во многих случаях ядра, имеющие изомерные состояния, оказываются также бета-радиоактивными. Опишем на нескольких воображаемых простых примерах некоторые интересные особенности, возникающие при таком совпадении. На рис. 4 дана типичная диаграмма уровней для двух ядер A и B. A переходит в B путём β-испускания и имеет возбуждённое состояние 2 примерно на 100 *кэв* выше его основного состояния 1. B также имеет возбуждённое состояние. Вероятность перехода в единицу времени из состояния 2 по отношению к бета-распаду есть $\lambda_{2\beta}$, вероятность перехода из состояния 2 в состояние 1 есть $\lambda_{2\gamma}$. Период полураспада состояния 2 тогда даётся уравнением

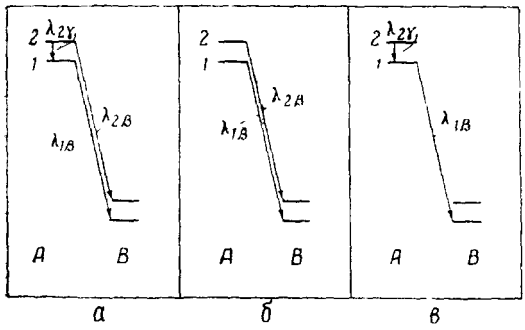

Рис. 4. Примеры энергетических уровней изомерных ядер. *а* — общий случай; *б* — тип II ($p \gg 1$); состояния 2 и 1 независимо распадаются в результате бета-излучения; *в* — тип I ($p \ll 1$); состояние 2 распадается в состояние 1, с которого затем идёт β-распад.

$$\tau_2 = \frac{0{,}69}{\lambda_{2\beta} + \lambda_{2\gamma}} . \qquad (6)$$

Отношение между числом бета- и гамма-переходов равно

$$p = \frac{\lambda_{2\beta}}{\lambda_{2\gamma}} . \qquad (7)$$

*) Мы обозначаем через m возбуждённые состояния устойчивых ядер (см. [820]).

Теперь рассмотрим два предельных случая, встречающихся на практике.

Положим сначала $p \gg 1$ (тип II). Тогда состояние 2 распадается практически только путём β-испускания, и ядра в состоянии 2 или в состоянии 1 ведут себя как различные независимые радиоактивные ядра, каждое из которых испускает свой собственный характеристический бета-спектр и гамма-лучи, следующие за β-распадом.

В другом предельном случае, для которого $p \ll 1$ (тип I), состояние 2 практически переходит только в состояние 1, которое в свою очередь испытывает β-распад. Состояния 2 и 1 ведут себя в этом случае как два радиоактивных вещества, причём 1 есть дочерний продукт от 2. В таком случае мы говорим о паре генетически родственных изомеров. Бета-спектр пары генетически родственных изомеров соответствует переходу, начинающемуся от состояния 1 с константой распада $\lambda_{1\beta}$. Теперь предположим, что при помощи какого-то процесса мы получили в равных количествах ядра в состоянии 2 и в состоянии 1 и что, как и бывает очень часто, изомерный переход из состояния 2 в состояние 1 сопровождается излучением, которое может быть легко отделено, например, путём поглощения. При исследовании только бета-спектра иногда наблюдали в случае $\lambda_{2\gamma} < \lambda_{1\beta}$ два различных периода с идентичным бета-спектром. Вначале β-лучи в основном испускаются непосредственно из состояния 1, и активность уменьшается примерно с константой распада $\lambda_{1\beta}$. Затем наступает радиоактивное равновесие между состояниями 2 и 1, и бета-распад даёт константу $\lambda_{2\gamma}$, соответствующую переходу из состояния 2 в состояние 1, тогда как бета-спектр остаётся соответствующим бета-распаду из состояния 1.

Эта ситуация возникает в большинстве известных в настоящее время генетически родственных пар изотопов, например Br^{80}, Rh^{104}. На рис. 5 приводится кривая поглощения для излучения Zn^{69} с периодами, равными 13,8 часа и 57 мин. Кривые бета-поглощения явно идентичны для обоих состояний, тогда как период 13,8 часа даёт также гамма-излучение, соответствующее переходу 2—1 (переход между изомерными состояниями) на рис. 4.

В этом частном случае не наблюдалось никаких γ-лучей, следующих за β-распадом. В других случаях такое излучение может иметь место, и наблюдение совпадающих бета- и гамма-лучей особенно удобно для того, чтобы отличить гамма-лучи, сопровождающие бета-распад, от гамма-лучей, участвующих в изомерном переходе.

Из всего вышесказанного можно заключить, что существование идентичного бета-спектра, связанного с различными периодами, очень ценно с точки зрения идентификации и определения изомерных пар.

В случае, когда $\lambda_{2\gamma} > \lambda_{1\beta}$, подобных характерных особенностей не возникает, но сразу же можно заметить аномалию в законе бета-распада. Примером такого случая может служить изомерия Ba^{133}, где период полураспада γ-перехода равен 38 часам, а для β-перехода период полураспада равен примерно 20 годам [K9].

В количественном отношении ионизация в единицу времени I, возникающая в результате излучения, испускаемого при распаде пары генетически родственных изомеров, равна

$$I = k\lambda_{1\beta}\left[N_2 \frac{\lambda_{2\gamma}}{\lambda_{1\beta} - \lambda_{2\gamma}} e^{-\lambda_{2\gamma} t} + \left(N_1 - \frac{\lambda_{2\gamma}}{\lambda_{1\beta} - \lambda_{2\gamma}}\right) e^{-\lambda_{1\beta} t}\right], \quad (8)$$

где N_1 и N_2 — начальные заселённости состояний 1 и 2. Коэффициент k учитывает ионизационную способность испускаемого излучения, геометрические условия и т. д. Ионизация, вызываемая излучением, соответствующим изомерному переходу 2 — 1, сюда не включается, так как она может быть легко отделена. Формула (8) получается при непосредственном применении законов радиоактивного распада. Начальные заселённости N_1, N_2 зависят от способа образования изомерных ядер; мы обсудим этот вопрос ниже.

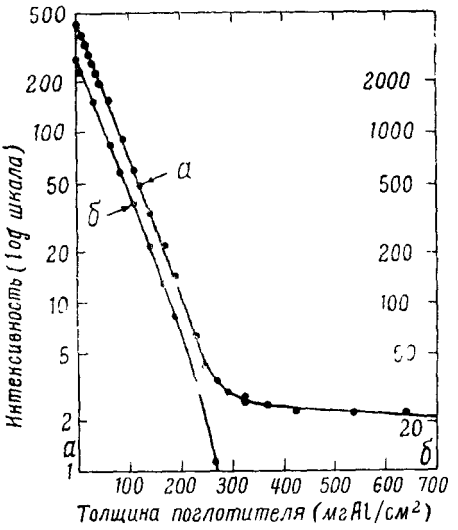

Рис. 5. Кривые поглощения (в алюминии) для Zn^{69}. *а* — 13,8-часовая активность; *б* — 57-минутная активность. Рисунок взят из Phys. Rev. **56**, 1095 (1939).

В практике можно также ожидать случаи, промежуточные между предельными («а»и«б»), обсуждёнными выше. Они встречаются, когда случайно $\frac{\lambda_{2\gamma}}{\lambda_{2\beta}}$ не слишком отличается от 1. Так как $\lambda_{2\gamma}$ и $\lambda_{2\beta}$ изменяются в широких пределах независимо одна от другой, возможность того, что они будут иметь одинаковый порядок величины, довольно мала. Дальнейшие осложнения при анализе излучений связаны с тем, что гамма-лучи, сопровождающие β-испускание, имеют иногда сложный спектр. Это явление не случайно; его нужно ожидать в согласии с гипотезой Вейцзекера и с правилами отбора теории β-распада. Мы вернёмся к этому вопросу в разделе 5.

4. ГИПОТЕЗА ВЕЙЦЗЕКЕРА

а) Качественная сторона вопроса

Рассмотрим основную проблему, связанную с ядерной изомерией, т. е. вопрос о механизме, который препятствует излучению энергии возбуждённого состояния в очень короткое время.

Среднее время жизни состояния при дипольном излучении гамма-лучей выражается хорошо известной формулой электромагнитной теории:

$$T_\gamma = \frac{3}{4}\,\frac{\hbar c^3}{\omega^3 M_{nm}^2}, \tag{9}$$

где M_{nm} — матричный элемент электрического момента ядра при mn-переходе. В этой формуле неопределённой величиной является только M_{nm}. Если положить M_{nm} равным электронному заряду, умноженному на 10^{-13} *см*, что вполне согласуется с ядерными зарядами и размерами ядра, то при ω, соответствующем энергии 100 *кэв*, получаем $T_\gamma = 4\cdot 10^{-12}$ сек. Это среднее время жизни в 10^{18} раз короче некоторых, наблюдаемых экспериментально. Отсюда ясно, что должны действовать очень мощные правила отбора, препятствующие радиационным переходам. Бор рассмотрел возможность того, что электрический дипольный момент ядра может быть много меньше величины, оценённой выше, в силу того, что в ядре протоны тесно связаны с нейтронами, так что, когда часть элементарных частиц движется внутри ядра, электрический центр тяжести приблизительно совпадает с механическим. Это должно значительно снижать дипольный момент ядра. Однако трудно поверить, что этот эффект может быть существенным для достаточного снижения величины матричных элементов.

Как упомянуто в разделе 1, Вейцзекер [W2] указал, что если угловые моменты двух ядерных уровней отличаются больше чем на одну единицу $\frac{\hbar}{2\pi}$, то переход между ними путём дипольного излучения строго запрещён, и обычно, если разность спинов есть l, первый разрешённый переход будет обусловливаться электрическим или магнитным мультиполем порядка 2^l.

Теперь отношение интенсивностей квадрупольного и дипольного излучения на данной частоте будет порядка $\frac{x^2}{\lambda\!\!\!^{-2}}$, где x — длина, отвечающая размерам ядра, и $\lambda\!\!\!^{-}$ — длина волны испускаемого излучения, делённая на 2π. Вообще интенсивность излучения электрического полюса 2^l или магнитного полюса 2^{l-1} будет порядка $\left(\frac{x}{\lambda\!\!\!^{-}}\right)^{2(l-1)}$ от дипольного излучения. Так как отношение $\frac{x}{\lambda\!\!\!^{-}}$ порядка $\frac{1}{300}$ для кванта с энергией 100 *кэв*, то, следовательно,

интенсивность квадрупольного излучения примерно в 10^5 раз меньше интенсивности дипольного излучения; аналогичное соотношение получается и для более высоких полюсов. Предполагая, что изменение углового момента, имеющее место при переходе, достаточно велико, можно объяснить существование сколь угодно большого периода полураспада. Приведённые качественные соображения могут быть развиты количественно.

б) Мультипольное излучение

Отправным пунктом теории являются классические выражения для скалярного (φ) и векторного ($\mathbf{A}$) потенциалов, связанных с движущимися зарядами в ядре

$$\mathbf{A}(\mathbf{R}, t) = \int \frac{\mathbf{j}_1(\mathbf{r}', t^*)}{cr}\, d\tau', \tag{10}$$

$$\varphi(\mathbf{R}, t) = \int \frac{\rho_1(\mathbf{r}', t^*)}{\mathrm{r}}\, d\tau', \tag{11}$$

где r — расстояние между точкой P с координатами x, y, z (рис. 6) и рассматриваемым элементом объёма, $t^* = t - \frac{r}{c}$, c — скорость света. Интегралы берутся по всему пространству; ρ_1 — плотность заряда в точке с координатами x', y', z' в момент t^* и $\mathbf{j}_1$ — плотность тока в той же самой точке и в то же время; $d\tau'$ соответствует dx', dy', dz'.

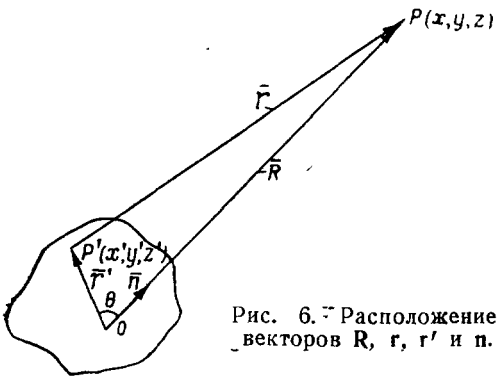

Рис. 6. Расположение векторов R, r, r′ и n.

Теперь допустим, что ρ_1 и $\mathbf{j}_1$ являются гармоническими функциями времени с частотой $\gamma = \frac{\omega}{\pi}$. Тогда они могут быть представлены как вещественные части выражений:

$$\rho(\mathbf{r}')\, e^{i\omega t} = \rho_1 \tag{12}$$

и

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}')\, e^{i\omega t} = \mathbf{j}_1. \tag{13}$$

Эти величины связаны уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\operatorname{div} \mathbf{j}_1, \tag{14}$$

которое эквивалентно уравнению

$$i\omega\rho = -\operatorname{div}\mathbf{j}. \tag{15}$$

Теперь вычислим векторный и скалярный потенциалы в точках пространства, расположенных от нашей системы зарядов на расстоянии, большом по сравнению с размерами самой системы. Из рис. 6 имеем

$$\mathbf{r} = \mathbf{R} - \mathbf{r}', \tag{16}$$

$$r^2 = R^2 + r'^2 - 2r'\cos\theta, \tag{17}$$

или приблизительно при $R \gg r'$

$$r = R - r'\cos\theta. \tag{18}$$

При подстановке (12), (13) и (18) в (10) и (11) получаем

$$\mathbf{A}(R,t) = \frac{e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)}}{c}\int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')\,e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}}{R - r'\cos\theta}\,d\tau', \tag{19}$$

$$\varphi(R,t) = e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)}\int \frac{\rho(\mathbf{r}')\,e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}}{R - r'\cos\theta}\,d\tau'. \tag{20}$$

Здесь, как и в последующих комплексных выражениях для $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ и т. д., мы подразумеваем, что должна рассматриваться только вещественная часть; $\mathbf{n}$ есть единичный вектор в направлении R и $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda}$, где λ — длина волны испускаемого излучения.

Из (19) и (20) можно получить электрический и магнитные векторы при помощи хорошо известных соотношений:

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}, \tag{21}$$

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A}.$$

Дифференцируя по координатам точки P, мы можем считать $\mathbf{n}$ постоянной, а также заменить в знаменателях $R - r'\cos\theta$ на R. Мы получаем

$$\mathbf{E} = +\frac{i\omega}{cR}e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)}\int\left(\rho\mathbf{n} - \frac{\mathbf{j}}{c}\right)e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}\,d\tau', \tag{22}$$

$$\mathbf{H} = +\frac{i\omega}{cR}e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)}\int\left[\frac{\mathbf{j}}{c}\,\mathbf{n}\right]e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}\,d\tau'. \tag{23}$$

Используя соотношение, следующее из уравнения непрерывности (15),

$$i\omega \int \rho e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}\, d\tau' = -\int \operatorname{div} \mathbf{j}\, e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}\, d\tau' = ik \int \mathbf{j}\cdot n e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}\, d\tau',$$

выражение для $\mathbf{E}$ может быть преобразовано в

$$\mathbf{E} = -\frac{i\omega}{c^2} \frac{e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)}}{R} \int \mathbf{j}_\perp e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}'}\, d\tau'. \tag{24}$$

Здесь $\mathbf{j}_\perp$ — проекция вектора $\mathbf{j}$ на плоскость, перпендикулярную к вектору $\mathbf{n}$, или

$$\mathbf{j}_\perp = \mathbf{j} - (\mathbf{j}\cdot\mathbf{n})\,\mathbf{n}. \tag{25}$$

Формулы (22), (23), (24) показывают, что $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ перпендикулярны друг к другу и к вектору $\mathbf{n}$ и что они имеют равные абсолютные значения, обратно пропорциональные R. Это является хорошо известным свойством поля излучения, удовлетворяющего уравнениям

$$\mathbf{E}\cdot\mathbf{n} = 0; \quad -\mathbf{H} = [\mathbf{E}\mathbf{n}]; \quad \mathbf{E}\cdot\mathbf{H} = 0. \tag{26}$$

Опуская знак штриха у r, разложим экспоненту в (24) по сферическим гармоникам [W6]:

$$e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) P_l(\cos\theta) \left(\frac{\pi}{2kr}\right)^{\frac{1}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(kr), \tag{27}$$

где θ — угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{r}$ и $J_{l+\frac{1}{2}}(kr)$ — функция Бесселя порядка $l+\frac{1}{2}$. Если $kr \ll 1$, т. е. если длина волны испускаемого излучения велика по сравнению с размерами области, в которой находится система зарядов, то выражение (27) может быть апроксимировано путём замены $J_{l+\frac{1}{2}}$ наинизшим членом разложения этой функции в степенной ряд. Таким образом получаем (см. [W7])

$$\left(\frac{\pi}{2kr}\right)^{\frac{1}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(kr) = \left(\frac{\pi}{2kr}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{(kr)^{l+\frac{1}{2}}}{2^{l+\frac{1}{2}}\,\Gamma\left(l+\frac{3}{2}\right)},$$

и следовательно, так как $2^{l+1}\Gamma\left(l+\frac{3}{2}\right) = 1\cdot3\cdot5\cdot\ldots\cdot(2l-1)\times$ $\times(2l+1)\,(\pi)^{\frac{1}{2}}$, имеем

$$e^{ik\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{i^l (kr)^l}{1\cdot3\cdot5\cdot\ldots\cdot(2l-1)} P_l(\cos\theta). \tag{27a}$$

При подстановке (27a) в (24) мы находим $\mathbf{E}$ как сумму интегралов, содержащих различные степени kr:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 + \ldots, \tag{28}$$

где интеграл $\mathbf{E}_i$ содержит под своим знаком $(kr)^{i-1}$. Первые члены в (28) равны

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{i\omega}{c^2 R} e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)} \int \mathbf{j}_\perp \, d\tau, \tag{29a}$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{\omega}{c^2 R} e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)} \int \mathbf{j}_\perp kr \cos\theta \, d\tau, \tag{29b}$$

$$\mathbf{E}_3 = \frac{i\omega}{3c^2 R} e^{i\omega\left(t-\frac{R}{c}\right)} \int \mathbf{j}_\perp (kr)^2 \left(\frac{3\cos^2\theta - 1}{2}\right) d\tau, \tag{29c}$$

где знак штриха у $d\tau$ опущен.

$\mathbf{E}_1$ соответствует полю электрического дипольного излучения; $\mathbf{E}_2$ — полю «магнитного дипольного и электрического квадрупольного» излучения; $\mathbf{E}_3$ — полю «магнитного квадрупольного и электрического октупольного» излучения и т. д.

Причина принятых названий излучений становится ясной после интегрирования по частям интегралов в $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$ и т. д. с использованием уравнения непрерывности. Умножая (15) на x и интегрируя по частям, получаем

$$\int \mathbf{j}_x \, d\tau = i\omega \int \rho x \, d\tau = M_x, \tag{30}$$

где M_x означает x-компоненту электрического дипольного момента системы зарядов. Аналогичные уравнения получаются для M_y и M_z.

Подстановка (30) в (29) показывает, что $\mathbf{E}_1$ обусловливается просто вектором $\mathbf{M}_\perp$, т. е. перпендикулярной к n проекцией M. E_1 соответствует излучению электрического диполя, находящегося в начале координат. Подстановка (30) в (29b) даёт более сложное выражение. Под интегралом получаем тензор второго порядка с компонентами

$$a_{ik} = j_i x_k = b_{ik} + c_{ik}, \qquad i, k = x, y, z. \tag{31}$$

Удобно выразить этот тензор как сумму двух частей: одной — b_{ik} — симметричной по отношению к замене i на k и другой — c_{ik} — антисимметричной по отношению к той же замене. Антисимметричная часть даёт электрическое поле, соответствующее магнитному диполю

$$\mathbf{N} = \frac{1}{2} \int [\mathbf{r}\mathbf{j}] \, d\tau, \tag{32}$$

откуда ясно название «магнитное дипольное излучение». Электрическое поле, соответствующее симметричной части тензора, есть поле электрического квадруполя.

Аналогичные рассуждения могут быть применены и к $\mathbf{E}_3$, которое является суммой магнитного квадрупольного и электрического октупольного полей и т. д. Наименования квадруполь, октуполь и т. д. связаны с тем, что поля, подобные симметричной части $\mathbf{E}_2$, могут быть образованы двумя равными диполями с противоположными фазами, сдвинутыми по отношению друг к другу; результирующая система из 4 зарядов, не имеющая дипольного момента и содержащая 4 полюса, называется квадрупольной. Аналогично из 2 квадруполей можно составить октуполь и т. д.

Разложение поля, образованного нашей системой зарядов, на $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$ и т. д. особенно применимо, если $kx \ll 1$, так как каждый член по порядку величины в $kx = \frac{x}{\lambda}$ раз меньше, чем предшествующий, и ряд быстро сходится. Здесь x означает длину, соответствующую размеру нашей системы зарядов; для ядра в качестве x можно приблизительно выбрать ядерный радиус. Это подтверждает высказывание относительно порядка величины различных типов излучений, сделанное в начале настоящего раздела.

Предшествующее рассмотрение является чисто классическим [H40, S36], но оно может быть обобщено путём замены амплитуд, дипольных моментов, квадрупольных тензоров и т. д. соответствующими матричными элементами. Такое вычисление полностью было проведено Данковым и Моррисоном [D2].

в) Правила отбора

Подробное обсуждение вида электромагнитного поля, генерируемого произвольным мультиполем, было проведено Гейтлером [H3]. Он даёт выражения для полей не только в волновой зоне, где они изменяются, как R^{-1}, но также вблизи самого мультиполя, где уменьшение поля происходит быстрее, а также путём квантования поля показывает, что электромагнитные поля, возникающие от электрических или магнитных полюсов порядка 2^l, имеют угловые моменты $l\hbar$ по отношению к центру мультиполя. Соответствующие вычисления являются довольно сложными, и при их проведении существенно рассмотрение поля в промежуточной зоне.

Тот факт, что излучение уносит угловой момент (момент количества движения), в сочетании с применением к излучающей системе (ядру) и к излучению закона сохранения угловых моментов приводит к установлению правила отбора. Если $\mathbf{I}$ и $\mathbf{I}'$ есть векторы углового момента (в единицах $\hbar$) двух ядерных состояний, между которыми происходит электрический или магнитный 2^l-польный переход, то

$$|\mathbf{I} - \mathbf{I}'| \leqslant l. \tag{33}$$

Это правило отбора может также быть получено непосредственно при разложении электрического поля в ряд по сферическим гармоникам, как это было выполнено выше (см. (29)) и более подробно в статье Гейтлера.

Далее, если ядро имеет возбуждённое состояние с угловым моментом I' и основное состояние с угловым моментом I, излучение наинизшего порядка, связанное с этим переходом, т. е. наиболее вероятное излучение, будет электрическим или магнитным мультипольным излучением порядка 2^l (см. соображения о чётности, приведённые ниже), для которого

$$l = |I - I'|. \tag{34}$$

Это следует непосредственно из (33). Действительно, можно показать, что

$$|I + I'| \geqslant l \geqslant |I - I'|, \tag{35}$$

откуда минимальной величиной l и является значение $|I - I'|$.

Другое правило отбора может быть получено при рассмотрении чётности собственных функций ядра. Чётность данной собственной функции показывает, что с ней произойдёт, если изменить знак всех координат частиц. Имеем

$$\psi(q_1, q_2, \ldots, q_n) = \pm \psi(-q_1, -q_2, \ldots, -q_n), \tag{36}$$

где q_i — координаты i-й частицы (исключая её спиновые координаты). Если уравнение (36) справедливо со знаком $+$, собственная функция называется чётной, в обратном случае — нечётной.

Каждый матричный элемент типа

$$M_{mn} = \int \psi_m^* (q_1, q_2, \ldots) X^r Y^s Z^t \psi_n (q_1, q_2, \ldots) \, dq_1 \, dq_2 \ldots \tag{37}$$

равен нулю, если функции ψ_m и ψ_n имеют одну чётность и сумма $r + s + t$ является нечётной или если они имеют разную чётность, а сумма $r + s + t$ чётная. В этом интеграле $X = \Sigma x_i$ и т. д.; все матричные элементы, определяющие мультипольное излучение, — типа (37).

Эти результаты являются обобщением хорошо известного спектроскопического правила Лепорте. Отсюда следует, что электрическое дипольное излучение происходит только между состояниями с различной чётностью, и вообще электрическое 2^l-польное излучение и магнитное 2^{l-1}-польное излучение возникают только при переходах между состояниями с одинаковой чётностью, если l — чётное, и только между состояниями с различной чётностью, если l — нечётное.

Полезно рассмотреть низшую степень величины $\left(\frac{x}{\lambda}\right)^2$, входящей в формулы для интенсивности. Мы будем называть эту степень **порядком перехода** и обозначать символом Λ.

Порядок перехода равен 1 для электрического диполя, 2 — для электрического квадруполя или магнитного диполя и т. д.

Оба правила отбора, одно, связанное с угловым моментом, и другое — с чётностью собственных функций, приведены в таблице I, которая указывает мультиполи минимального порядка между состояниями данной чётности, для которых

$$|I-I'|\leqslant l\leqslant|I+I'|.$$

К таблице I должно быть добавлено вытекающее из (35) пра-

Таблица I

Правила отбора для мультипольного излучения

Степень величины x/λ в выражении для интенсивности	2	4	6	8	10
Электрическое излучение	Диполь	Квадруполь	Октуполь	16-поль	32-поль
$\left.\begin{matrix}\|I+I'\|\geqslant\\ \|I-I'\|\leqslant\end{matrix}\right\}$ Изменение в чётности	1 Есть	2 Нет	3 Есть	4 Нет	5 Есть
Магнитное излучение	—	Диполь	Квадруполь	Октуполь	16-поль
$\left.\begin{matrix}\|I+I'\|\geqslant\\ \|I-I'\|\leqslant\end{matrix}\right\}$ Изменение в чётности		1 Нет	2 Есть	3 Нет	4 Есть

вило, согласно которому переход между двумя состояниями с $I=0$ запрещён для излучения любого типа (см. раздел 4e).

г) Период полураспада возбуждённых состояний

Бете [B3] грубо оценил вероятность излучения возбуждённых ядер при помощи замены интегралов в уравнениях (29a), (29b) и т. д. выражением

$$\eta e^{x\omega}\left(\frac{\omega x}{c}\right)^{\Delta-1},$$

где η — величина порядка единицы, e — заряд электрона, x — радиус ядра.

Вычисляя поток энергии, интегрируя и деля на $\hbar\omega$, получаем усреднённое число квантов, испущенных в единицу времени одним ядром, т. е. λ_γ:

$$\lambda_\gamma = \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\Lambda+1} \frac{l^2}{\hbar}\eta^2 \frac{x^{2\Lambda}}{[1\cdot 3\cdot 5\cdot \ldots \cdot (2\Lambda-1)]^2}. \qquad (38)$$

Если мы положим $\eta^2 = 1$ и $x = 1{,}4\cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}$, где A — масса ядра ($O^{16} = 16$), что находится в согласии с имеющимися сведениями о ядерных радиусах, формула (38) даёт

$$\lg \lambda_\gamma = 20\cdot 30 - 2\lg(1\cdot 3\cdot \ldots \cdot 2\Lambda - 1) - (2\Lambda+1)\,1{,}30 \lg E - 2\Lambda\left(0{,}84 - \frac{1}{3}\lg A\right), \qquad (38a)$$

где E — энергия γ-излучения в *Мэв* и λ_γ выражено в сек.$^{-1}$. Здесь Λ — порядок мультиполя для электрического излучения. Так как магнитное 2^l-польное излучение имеет с точки зрения проведённого расчёта такую же вероятность, как и электрическое 2^{l+1}-польное излучение, константа распада магнитного 2^l-польного излучения получается из приведённой формулы при $\Lambda = l+1$.

Эта формула может рассматриваться только как очень грубое приближение, так как замена матричных элементов соответствующей степенью произведения ядерного радиуса на заряд электрона оправдана лишь размерностными соображениями. Однако лучшее приближение к действительности может быть получено только при детальном рассмотрении количественно правильной ядерной модели, что в настоящее время ещё невозможно.

Тем не менее, некоторые авторы, исходя из различных предположений, предприняли более детальные вычисления ядерных периодов полураспада. Так, Хебб и Уленбек[H5] предположили, что излучает единичная альфа-частица, движущаяся в поле остальной части ядра, а Коенума[K8] принял за движущийся излучающий заряд единичный протон. Лоуэн[L12], Фирц[F14] и Бертело[B11] использовали модель жидкой капли, предполагая, что излучение вызывается вибрациями заряженного ядра. Флюгге[F1] дал формулу для периода полураспада, основанную на предположении, что излучение связано с вращением заряженной капли. Некоторые из имеющихся экспериментальных данных были сравнены с этими теоретическими выражениями[F1, B11, W16]. С нашей точки зрения существующие знания в области строения ядра недостаточны для того, чтобы оправдать использование любой частной ядерной модели, и мы поэтому использовали формулу (38а). Однако один момент представляется несомненным*), а именно,

*) Это было указано Данковым (см.[D21]).

что согласие между теоретическими выражениями и экспериментальным материалом является хорошим или приемлемым только при учёте поправки, связанной с внутренней конверсией.

Если бы атом был полностью лишён всех своих электронов, то константа распада ядерного изомерного состояния давалась бы формулой (38). Наличие же атомных электронов вызывает возмущение в ядре, которое влечёт за собой ядерные переходы, сопровождающиеся испусканием атомных электронов (внутренняя конверсия). Этот эффект естественно увеличивает константу распада, причём в очень хорошем приближении мы можем положить [71], что константа распада есть

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e, \tag{39}$$

где λ_γ даётся формулой (38), а λ_e — константа распада, соответствующая вероятности перехода, вызванного электронами.

Период полураспада возбуждённого состояния τ определяется соотношением

$$\tau = \frac{0{,}69}{\lambda_e} + \lambda_\gamma = \frac{0{,}69}{\lambda_\gamma}(1+\alpha), \tag{39a}$$

и так как коэффициент внутренней конверсии α может иметь значения очень большие по сравнению с единицей, ясно, что внутренняя конверсия может являться существенным фактором при определении периода полураспада возбуждённого состояния.

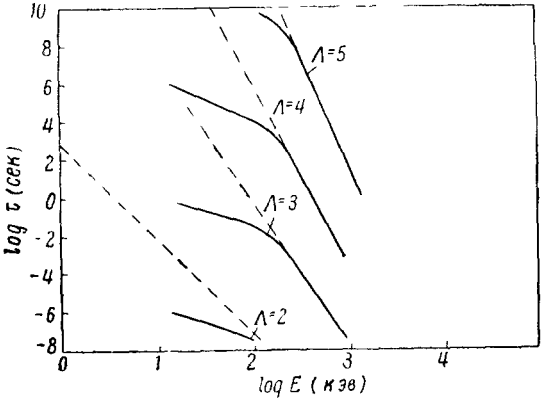

Рис. 7. lg τ в зависимости от lg E для $Z = 35$, $A = 80$. — — — — — τ_γ согласно (38а); ———— τ согласно (39а). Используются логарифмы при основании 10; значения Λ указаны на рисунке.

На рис. 7 нанесены значения $\tau_\gamma = \frac{0{,}69}{\lambda_\gamma}$ и τ согласно (38) и (39а) как функция энергии гамма-излучения для $A = 80$, $Z = 35$. Значения α в (39а) были взяты из теоретических расчётов (см. следующие разделы). Из рис. 7 ясно значение внутренней конверсии с точки зрения понижения периода полураспада состояний с низкой энергией. Несмотря на предельно грубые приближения, представляется вероятным, что для данной энергии переходы с различными Λ имеют периоды полураспада, достаточно отличающиеся друг от друга, чтобы было возможно найти Λ для

данного перехода с известными периодом полураспада и энергией.

Повидимому, целесообразно сделать некоторые замечания, касающиеся приведённых выше различных формул для константы распада. Формула Бете (38) основана только на самых общих представлениях. В любой теории вероятность излучения электрического 2^l-польного кванта пропорциональна $\omega^{2l+2}x^{2l}$, где ω и x имеют указанные выше значения. Если мы просто разделим соответствующее выражение на ω, то для константы распада получим уравнение (38). Однако в формулах Фирца, Лоуэна, Флюгге и Бертело использовалась частная модель ядра — жидкая капля; в этом случае энергия колебаний в капле пропорциональна ω^2 *). Поэтому константа распада становится пропорциональной ω^{-l} вместо ω^{2l+1}. Далее, в выражение для энергии колебаний входит радиус ядра в квадрате, и поэтому результирующая константа распада пропорциональна радиусу ядра в степени $2l-2$. Наконец, так как предполагается, что излучение определяется всем зарядом ядра Z, то λ зависит от Z^2, тогда как в формуле Бете нет никакой зависимости от Z.

Была сделана попытка сравнения экспериментальных результатов с формулами Бете и Фирца[F14]. В таблице изомеров, приводимой ниже, теоретические значения периодов полураспада получены по формуле Бете, которая, вообще говоря, даёт несколько завышенные значения периодов полураспада. Формула Фирца обычно даёт слишком малые значения периода полураспада. Из 25 случаев, данные для которых представляются надёжными, обе формулы дают различные Λ только в 4 случаях. Экспериментальные данные недостаточно хороши для того, чтобы установить, по какому закону Λ зависит от ω и радиуса ядра. Более детальное сравнение теории с экспериментом станет возможным после получения более точных данных о коэффициенте конверсии, который остаётся в вычислениях несколько неопределённой величиной, так как α для магнитного 2^l-польного излучения не равно α для электрического 2^{l+1}-польного излучения **).

д) Внутренняя конверсия

К счастью, вычисления α, хотя и сложные, основаны на значительно более надёжной базе, чем оценки λ. Дело в том, что оценка λ связана с очень неточным определением ядерных матричных элементов, зависящих от деталей структуры ядра.

*) Так же как энергия гармонического осциллятора $x = a\cos\omega t$ равна $\frac{1}{2}ma^2\omega^2$.

**) Алекс и Данков[A11] нашли хорошее согласие между 50 экспериментальными результатами и теоретической формулой, имеющей такую же зависимость от энергии и радиуса ядра, как уравнение (38).

Вычисление α, напротив, основывается на электродинамике и на знании структуры атома и может претендовать на точность, сравнимую с точностью большинства обычных спектроскопических расчётов.

Соответствующие вычисления впервые были выполнены Хульмом, Моттом, Тейлором и Ф. Оппенгеймером [H4, T1, T2] для тяжёлых элементов в случае дипольного и квадрупольного излучения. Вычисления для лёгких элементов и мультиполей более высокого порядка были выполнены Хеббом и Уленбеком [H5], Данковым и Моррисоном [D2] и Хеббом и Нельсоном [H6] *).

Основной идеей таких вычислений является определение вероятности перехода K-, L- и других атомных электронов в состояния непрерывного спектра под влиянием возмущения, создаваемого электромагнитным полем мультиполя, расположенного в начале координат (в центре ядра) и излучающего один квант в секунду. Характерной чертой этой вероятности является её существенная зависимость от электрического и магнитного поля в окрестностях ядра, где расположены K- и L-электроны. В этой области поле убывает по закону r^n, где n связано с порядком мультиполя ($n = l + 1$ для электрического 2^l-поля) и, следовательно, изучение внутренней конверсии позволяет определить порядок мультиполя. Применяется обычная нестационарная теория возмущений, и основной задачей является вычисление матричных элементов для потенциала возмущения, связывающего K- и L-состояния с состояниями непрерывного спектра.

Вычисления, охватывающие все возможные случаи, должны быть слишком сложны, особенно при учёте релятивистских эффектов, которые существенны для быстрых K-электронов (тяжёлые элементы) или быстрых испускаемых электронов. Однако для большинства известных изомерных переходов энергия испущенных электронов и кинетическая энергия K-электронов (например, 18 *кэв* для $Z = 40$, 43 *кэв* для $Z = 60$) малы по сравнению с mc^2, так что релятивистские эффекты не очень существенны **).

Конверсия на K-оболочке. Данков и Моррисон дают формулы для конверсии электрического 2^l-польного излучения

---

*) Новейшие вычисления магнитных конверсионных коэффициентов были опубликованы в [S37, D25, L20], а для электрических дипольных конверсионных коэффициентов в [G23]. (См. также И. С. Шапиро. Внутренняя конверсия γ-лучей и определение квантовых характеристик ядерных уровней, УФН **40**, 189 (1950). В этом обзоре освещён, в частности, ряд работ советских авторов, не отражённых в статье Сегрэ и Гельмгольца. *Прим. пер.*)

**) Для $Z > 60$, $E > 250$ *кэв* и для магнитного перехода должны быть учтены релятивистские эффекты.

на двух K-электронах в нерелятивистском приближении. Формула справедлива для $\frac{v}{c} \ll 1$ (v — скорость испускаемых электронов):

$$\frac{16\alpha l}{l+1}\left[\Gamma\left(l+\frac{1}{2}\right)\right]\left[\frac{2}{\nu}\right]^{l+1}\frac{n^4}{(1+n^2)^{l-2}}\times$$

$$\times\frac{\left[(l+1)(1+n^2)^{l-2}e^{-\frac{2n}{\operatorname{ctg} n}}-V_l\right]^2}{[l^2+n^2][(l-1)^2+n^2]\ldots[1+n^2](1-e^{-2\pi n})}, \quad (40)$$

где V_l удовлетворяет уравнению

$$V_{l+1}=V_l(1+n^2)\frac{l+2}{l+1}+\frac{2^{l+1}l}{(2l+2)!}\left(\frac{1}{1+n^2}\right)\prod_{i=1}^{l}(i^2+n^2) \quad (41)$$

и

$$V_0=0. \quad (42)$$

В этих формулах α — константа тонкой структуры, ν — энергия гамма-излучения в единицах mc^2 и

$$n=\frac{Z\alpha}{(2\nu-Z^2\alpha^2)^{\frac{1}{2}}}=$$

$$=\left(\frac{\text{энергия связи } K\text{-электронов}}{\text{кинетическая энергия конверсионных электронов}}\right)^{\frac{1}{2}}=\frac{Ze^2}{hv}. \quad (43)$$

Формула (40) значительно упрощается, если удовлетворяется условие $n \ll 1$, т. е. если энергия связи K-оболочки мала по сравнению с кинетической энергией конверсионных электронов или, лучше, если скорость K-электронов мала по сравнению со скоростью конверсионных электронов. В этом случае

$$\alpha_{Kl}=Z^3\alpha^4\frac{l}{l+1}\left(\frac{2}{\nu}\right)^{l+\frac{5}{2}}. \quad (44)$$

Если пренебречь влиянием спина, магнитное мультипольное излучение на K-оболочке не конвертирует.

В релятивистском приближении, т. е. при использовании волновых функций Дирака и при пренебрежении энергией связи K-электронов ($n \ll 1$), Данков и Моррисон нашли

$$\alpha_{Kl}=\frac{2Z^3\alpha^4}{\nu^3}\left(\frac{\nu+2}{\nu}\right)^{l-\frac{1}{2}}\left[\frac{(l+1)\nu^2+4l}{l+1}\right], \quad (45)$$

$$\beta_{Kl}=\frac{2Z^3\alpha^4}{\nu}\left(\frac{\nu+2}{\nu}\right)^{l+\frac{1}{2}}, \quad (46)$$

где α_{Kl} и β_{Kl} — конверсионные коэффициенты на K-оболочке для электрического 2^l-польного и магнитного 2^l-польного излучения.

Количественные результаты для гамма-лучей с энергией ниже 0,2 *Мэв* и $Z < 40$ даются формулой (40). Для $Z < 30$, высоких энергий и не слишком высоких порядков мультиполей приемлемые оценки дают формулы (45) и (46). При $Z > 50$ для получения точных результатов необходимы численные вычисления. Эти вычисления, важные для ядерной физики, могут быть проведены сравнительно легко при использовании потенциала Ферми-Томаса для атомного поля и численного интегрирования уравнения Шредингера с помощью новейших вычислительных машин. В формулах, приведённых выше, использовались волновые функции водорода.

Конверсия на L-оболочке и численные результаты. Аналогичные вычисления, связанные с конверсией на L-оболочке, были выполнены Хеббом и Нельсоном [Н6]. Они приводят также численные результаты для коэффициента конверсии на K- и L-оболочках в случае электрического мультиполя.

Конечные формулы, основанные на тех же приближениях, что и в случае K-оболочки, более сложны, и мы приводить их здесь не будем. Хебб и Нельсон дают очень удобную таблицу, с помощью которой могут быть вычислены α_K и α_L. График α_K как функция энергии при $Z = 35$ дается на рис. 8. На рис. 9 приведён заимствованный из статьи Хебба и Нельсона график $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ как функции $\frac{Z^2}{E}$. Необходимо заметить, что упомянутая таблица [Н6] даёт $\lg[\gamma^{2l+2}\alpha_K]$ как функцию $\frac{W}{\gamma^2}$, где W имеет тот же смысл, что введённая выше величина ν, т. е. W есть энергия γ-излучения в единицах mc^2 и $\gamma = \frac{Z}{137}$.

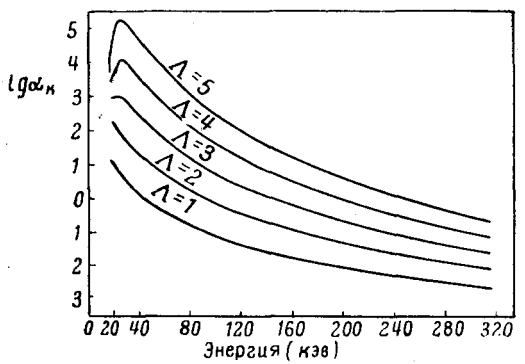

Рис. 8. Коэффициент внутренней конверсии на K-оболочке как функция энергии γ-лучей. Электрическое излучение, $\angle = 35$.

Следовательно,

$$\frac{W}{\gamma^2} = \frac{(137)^2 E}{mc^2 Z^2},$$

или $\frac{36{,}7\,E}{Z^2}$, если E выражено в *кэв*. Для получения лучших результатов при вычислениях $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ должна использоваться таблица, а не график; во всех предшествующих формулах можно улучшить приближение, если принять в расчёт экранирование ядерного заряда для различных орбит, как это делается в теории

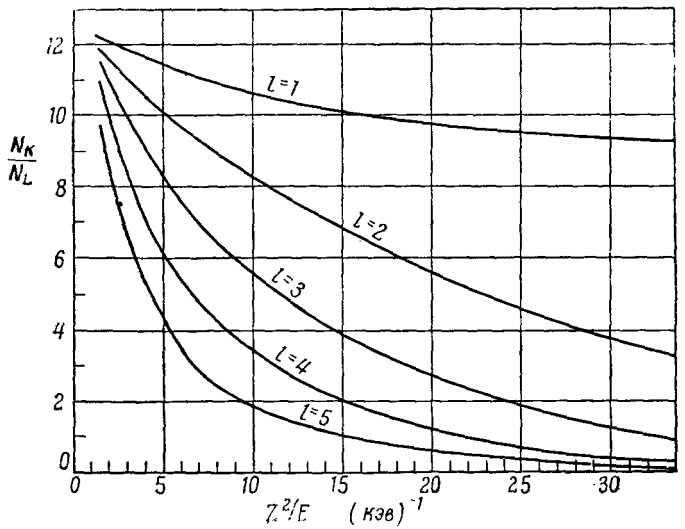

Рис. 9. Кривые для N_K/N_Z в зависимости от Z^2/E для электрического мультипольного излучения. Кривая взята из Phys. Rev. 58, 489 (1940).

рентгеновских лучей. Это достигается заменой Z на $Z_{eff} = Z - \sigma$, где $\sigma = 0{,}30$ для K-оболочки и $\sigma = 4{,}15$ для L-оболочки. Результаты, приводимые Хеббом и Нельсоном, являются точными для $Z = 35$, и отклонения для $25 < Z < 50$ должны лежать в пределах 10—20%.

Для магнитного мультипольного излучения и L-оболочки коэффициент конверсии даётся выражением

$$\beta_L = \frac{Z^3\alpha^4}{4\nu}\left(\frac{\nu+2}{\nu}\right)^{l+\frac{1}{2}}\left\{1+\frac{Z^2\alpha^2}{4}\,\frac{\nu+2}{\nu}\left[\frac{l+1}{2l+1}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{l(2l+1)}{4}\left(\frac{2l-1}{2l+1}-\frac{\nu}{\nu+2}\right)^2\right]\right\}. \quad (47)$$

Как можно видеть, это выражение содержит в качестве множителя β_K (см. формулу (46)). И в этом случае приближение может быть улучшено при учёте экранирования.

е) 0—0 переходы

Особый случай имеет место при переходах между двумя состояниями с $I = 0$. Такой переход строго запрещён для всех типов электромагнитного излучения.

Если два состояния имеют одинаковую чётность, атомные электроны могут испускаться непосредственно, и вероятность перехода зависит от проникновения атомных электронов в ядро. Р. Х. Фоулер [F3] вычислил эту вероятность. Гамма-излучение RaC с энергией 1,426 *Мэв* согласно Эллису и Астону [E2] полностью конвертирует и рассматривается обычно как 0—0 переход, полностью запрещённый в излучении [F3]. Тот же эффект проникновения действует также в случаях, когда возможны радиационные переходы, но в этом случае он является несущественным [T2]. Другой возможный случай был сообщён Бове и др. [B13], которые обнаружили в Ge^{73} (образующегося при распаде Ga^{72}) сильно конвертированное γ-излучение ($\alpha > 1$) с энергией 0,7 *Мэв* и с периодом полураспада $5 \cdot 10^{-7}$ сек., причём не было получено согласия с формулой Вейцзекера.

Если, однако, оба состояния имеют различную чётность, то отпадает даже этот тип перехода; тогда переход может происходить только в результате эффекта второго порядка, например в результате одновременного испускания двух квантов или двух электронов. Закс [S6] вычислил вероятность подобных эффектов, могущих наблюдаться в некоторых случаях. В случае испускания двух электронов очень характерным являлся бы тот факт, что эти электроны испускались бы одновременно и имели бы широкий разброс энергии вместо тонкой линии, имеющей место при обычных переходах, при которых испускаются конверсионные электроны от монохроматического гамма-излучения. До сих пор возможное экспериментальное указание на существование таких переходов существует только в случае изомера Ir^{192} с периодом полураспада 1,5 мин., который, видимо, испускает и непрерывный спектр γ-лучей и конверсионные электроны. Гольдбергер [G11] провёл вычисления для случая испускания одного электрона и одного γ-кванта для различных значений энергий промежуточных состояний и различных комбинаций чётностей.

ж) Применение теории

Суммируя результаты предыдущего раздела, мы видим, что период полураспада ядра в возбуждённом состоянии зависит от ядерного заряда, от E и A, т. е. от атомного номера, энергии и порядка перехода в основное состояние. Однако теоретическое нахождение этой зависимости является очень неточным, так как требует более совершенных знаний о структуре ядра, чем те, которыми мы располагаем.

Коэффициенты конверсии α_K, α_L, β_K, β_L также являются функциями Z, E, l, но их значения могут быть вычислены более точно, чем τ, так как соответствующие расчёты основаны на использовании электродинамики и теории атома.

Экспериментально можно измерить Z, E, τ, числа K- и L-конверсионных электронов (N_K и N_L) и число гамма-квантов N_γ, испущенных при распаде. Обычно можно точно измерить первые три из этих величин и отношение $\frac{N_K}{N_L}$. Измерения величин N_K и N_γ или их отношения являются значительно более трудными, и, следовательно, они известны только приблизительно, за исключением случая, когда конверсионные электроны сопровождаются электронами распада (см., например, случаи In^{114} и In^{115}, исследованные Корком и Лаусоном [L1]).

Применим полученные выше теоретические результаты раньше всего к случаю, в котором магнитным мультипольным излучением можно пренебречь по сравнению с электрическим мультипольным излучением. Это, вообще говоря, имеет место при чётном l и переходе между состояниями с одинаковой чётностью или при нечётном l и переходе между состояниями с различной чётностью (см. таблицу I). В таких случаях числом электронов, выброшенных при конверсии магнитного мультипольного излучения, можно также пренебречь.

Теория даёт следующие функциональные связи:

$$\tau = \tau(Z, E, \Lambda) \text{ согласно формулам (39а), (38);} \qquad (48)$$

$$\alpha_K = \alpha_K(Z, E, l) \text{ согласно таблице в [H6];} \qquad (49)$$

$$\alpha_L = \alpha_L(Z, E, l) \text{ согласно таблице в [H6].} \qquad (50)$$

Поэтому измерив Z, E, τ, α_K, $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$, имеем три независимые оценки Λ (для этого случая $\Lambda = l$), которые должны находиться в согласии между собой.

Другим методом определения l для следующих друг за другом γ-квантов является угловая корреляция между этими последовательно излучаемыми γ-квантами. Теория была в этом случае разработана Гамильтоном [H15] и Гертцелем [G12]. Бреди и Дейтч [B14] показали, что этот эффект существует в Co^{60} и Sc^{46} (обсуждение см. в разделе 7). Угловая корреляция чувствительна к значениям l для трёх состояний, участвующих в двух переходах. Возможность получения дальнейших сведений о значениях l связана с наблюдением корреляции между поляризацией последовательно испускаемых γ-квантов; соответствующие вычисления проведены Фальковым [F8]. Этот эффект в отличие от угловой корреляции зависит от электрического или магнитного характера излучения. Поляризационная корреляция аннигиляционных квантов была

экспериментально подтверждена Блеулером и Бредтом [B12]. Дейтч и Метцгер [D24] успешно измерили этот эффект для γ-лучей Rh^{106}. При использовании обоих упомянутых эффектов предполагается быстрое испускание второго γ-кванта, и следовательно, при изомерных переходах на таком пути получить ничего нельзя.

В случае, когда интенсивность магнитного мультипольного излучения сравнима с интенсивностью электрического мультипольного излучения, т. е. для нечётных l и переходов между состояниями с одинаковой чётностью или для чётных l и переходов между состояниями с различной чётностью, величина Λ может быть определена по значению τ и по энергии согласно формуле (38) при пренебрежении влиянием α или используя грубо приближённое значение этой величины. При этом, однако, отношение $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ не соответствует его значению, приводимому на рис. 9. Это расхождение будет указывать на наличие магнитного мультипольного излучения, и мы поэтому предполагаем, что всякое расхождение между экспериментальным значением $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ и значением, приведённым на рис. 9, связано с магнитным мультипольным излучением. Отношение между числом конверсионных K-электронов (N_K) и числом конверсионных L-электронов (N_L) равно

$$\frac{N_K}{N_L} = \frac{N_{\gamma e}\alpha_K + N_{\gamma m}\beta_K}{N_{\gamma e}\alpha_L + N_{\gamma m}\beta_L}, \qquad (51)$$

где $N_{\gamma e}$ и $N_{\gamma m}$ — числа квантов, испущенных при электрическом и магнитном мультипольном излучении*). Величины $N_{\gamma e}$ и $N_{\gamma m}$ имеют следующий смысл: если мы можем разложить электрическое поле, соответствующее нашему излучению, на сумму двух полей E_e и E_m, создаваемых соответственно электрическим и магнитным мультиполями, то

$$\frac{N_{\gamma e}}{N_{\gamma m}} = \frac{E_e^2}{E_m^2}.$$

В формуле (51) величины α_K, α_L, β_K, β_L берутся из таблицы в [H6] и из формул (46) и (47), отношение $\frac{N_K}{N_L}$ измеряется непосредственно. Таким образом находим отношение $\frac{N_{\gamma e}}{N_{\gamma m}}$, т. е. отношение интенсивностей электрического и магнитного мультипольных излучений.

*) Согласно М. Нельсону не существует эффектов интерференции могущих сделать неприемлемой формулу (51).

Ещё более интересным, чем отношение $\frac{N_{\gamma e}}{N_{\gamma m}}$, является отношение $\frac{\lambda_e}{\lambda_m}$ между числами ядерных переходов, вызываемых, соответственно, электрическим и магнитным мультиполями ядра.

Это отношение связано с отношением $\frac{N_K}{N_L}$ формулой

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_e+\lambda_m} = \frac{1+\alpha_K+\alpha_L}{1+\alpha_K+\alpha_L+(\alpha_K N_K-\alpha_L N_L)(1+\beta_K+\beta_L)(\beta_L N_K-\beta_K N_L)}. \quad (52a)$$

Для практически важного предельного случая, при котором все коэффициенты внутренней конверсии α_K, α_L, β_K, β_L велики по сравнению с единицей, эта формула даёт

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_e+\lambda_m} = \frac{(\alpha_K+\alpha_L)\left(\frac{N_K}{N_L}-\frac{\beta_K}{\beta_L}\right)N_L}{(N_K+N_L)\left(\frac{\alpha_K}{\alpha_L}-\frac{\beta_K}{\beta_L}\right)\alpha_L}. \quad (52b)$$

Примером такого смешанного излучения может служить излучение Te^{131} с периодом полураспада 30 часов [H6] *); такое излучение, вероятно, будет также найдено в сложных спектрах естественно радиоактивных веществ (см., например, [M1]). Однако в настоящее время мы не располагаем для таких тяжёлых элементов достаточно подробными вычислениями коэффициентов конверсии, которые необходимы для систематического сравнения теории с экспериментальным материалом. Подробности относительно применения этих идей к некоторым частным случаям даются в разделе 7.

Более непосредственной проверкой теории явилось бы измерение ядерных спинов до и после изомерного перехода или спектроскопическим методом с помощью изучения сверхтонкой структуры или методом молекулярного пучка. Для соответствующих измерений могли бы быть использованы ядро Kr^{83} и некоторые другие, хотя предпринятая в этом направлении попытка

*) В [H6] вычислена величина $\frac{\lambda_e}{(\lambda_e+\lambda_m)}$, и в случае Te^{131} имеется опечатка. После исправления этой опечатки соответствующее место в [H6] гласит: «Экспериментальные данные об излучении могут быть объяснены, если считать что γ-излучение есть на $\frac{2}{3}$ магнитное мультипольное излучение с $l=4$ и на $\frac{1}{3}$ электрическое мультипольное излучение с $l=5$».

(Мрозовский и Сегрэ, 1940 г.) измерения ядерных спинов спектроскопическим методом не увенчалась успехом в силу недостаточной интенсивности излучения. Несомненно, что большие количества радиоактивных веществ, получаемые современными методами, дадут возможность успешного проведения подобного эксперимента.

Другим следствием теории Вейцзекера, заслуживающим упоминания, является малая вероятность существования двух метастабильных состояний одного и того же ядра. Принимая минимальную разницу между спинами возбуждённого и основного состояний ядра равной четырём единицам, мы видим, что в наиболее благоприятном случае, когда спин в основном состоянии равен 0, мы должны ожидать для возбуждённых состояний спины, равные 4 и 8. Спин, равный 8, должен рассматриваться как исключительно большой, даже после открытия Шулером и Голлноу[S10] спина $I=7$ в Lu. Из семидесяти известных случаев с нечётным массовым числом только в одном случае Sb^{124} (не считая Cd^{111} и Te^{131}, для которых период полураспада $\sim 10^{-8}$ сек.) были получены указания на существования двух состояний[M16]. Этот вопрос обсуждается в разделе 7.

Очень важным вопросом, касающимся возбуждённых состояний, является их связь с моделью ядра. Наиболее удачной в этом отношении является капельная модель, и хотя такая модель является всё ещё очень грубым приближением, она даёт возможность понять, по крайней мере качественно, некоторые спектроскопические особенности, позволяющие объяснить изомерию. Нужно рассматривать два основных типа движения капли: вращения и поверхностные колебания. Вращение ядра как целого должно приводить к появлению ротационных уровней *):

$$E=\frac{\hbar}{2J}\,I(I+1), \tag{53}$$

где J — момент инерции ядра. Если мы представим ядро в виде твёрдой сферы с массой M, то J равно $\frac{2}{5}MR^2$, где R — радиус ядра.

Используя связь массы с радиусом, мы имеем

$$E=\frac{2{,}43\cdot 10^6}{A^{\frac{5}{3}}}\,I(I+1)\ \text{электрон-вольт}. \tag{54}$$

Вероятности перехода между ротационными состояниями должны быть чрезвычайно малы, так как вращающаяся сфера совсем

*) Ротационные уровни, определяемые формулой (53), будут иметь место только для твёрдого (жёсткого) ядра. В случае жидкой капли для использования формулы (53) нет никаких оснований. (*Прим. пер.*)

не излучает и излучение вызывается только отклонением формы капли от сферической. Однако энергетические уровни, связанные с колебаниями, также находятся близко друг от друга, так что ротационные уровни не могут рассматриваться как «тонкая структура» по сравнению с колебательными уровнями, как это имеет место в молекулярных спектрах. Поэтому взаимодействие между вращением и колебаниями очень существенно, и Френкель [F6] попытался связать нижние ядерные уровни именно с ротационно-вибрационными уровнями капельной модели.

Для ядра, имеющего определённые элементы симметрии, принцип Паули даже в случае чистого вращения исключает много энергетических уровней по причинам, схожим с теми, которые исключают половину ротационных уровней в двухатомных молекулах с одинаковыми ядрами с нулевым спином. Этот вопрос обсуждался Теллером и Уилером [T3].

Маттаух [M12] обратил внимание на то, что не существует изомерных пар с чётным числом протонов и с чётным числом нейтронов. В качестве возможной интерпретации этого факта он сделал предположение, что для ядер этого типа (для чётно-чётных ядер) расстояние между нижними уровнями велико и поэтому вероятность перехода между ними никогда не становится достаточно малой для того, чтобы наблюдалась изомерия. Нарушением этого правила является случай Pb^{204}, который, правда, ещё не окончательно изучен; если расширить пределы, в которых мы считаем состояния ядер изомерными, исключением является также ядро Ge^{72} [B13]. Таким образом «правило Маттауха» нельзя считать строгим, и, вероятно, его главное значение при изучении изомерии состоит в возможности указать в случае, когда масса изомерного ядра неизвестна, на более вероятный изотоп.

5. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

Изомерные ядра образуются различными путями. Мы можем разделить методы их получения на a) электромагнитное возбуждение и b) ядерные реакции. Электромагнитное возбуждение было изучено только недавно; возбуждение достигалось непосредственно действием рентгеновских лучей с высокой энергией [P5] или действием электрического поля, образованного быстро движущимися заряженными частицами. Для этой цели используются α-частицы [L2], протоны [B4] и электроны [C2, M22]. Второй метод получения изомеров в результате ядерных реакций является более старым; как мы уже говорили, первая пара изомеров была открыта в продуктах бета-распада [H1]. В настоящее время для получения изомеров путём ядерных превращений используются захват медленных нейтронов, неупругие столкновения быстрых нейтронов, фотоэлектрический эффект, а также бомбардировка ядер заряженными частицами.

В некоторых случаях изомерные ядра образуются непосредственно (прямое образование); однако в огромном большинстве случаев образование изомеров происходит двумя этапами: первый — образование сильно возбуждённого состояния ядра и второй — распад из этого сильно возбуждённого состояния в метастабильное состояние в результате каскадных процессов (косвенное образование).

В случаях прямого образования изомерное состояние получается обычно в результате бета-распада. Прямое образование методом электромагнитного возбуждения невозможно, так как те же правила отбора, которые обеспечивают метастабильность изомерного состояния, мешают ядру, находящемуся в основном состоянии, поглотить излучение с переходом в метастабильное состояние. Это предположение подтверждается экспериментами, описанными в конце настоящего раздела. В случае превращений, при которых происходит захват частицы, прямое образование также практически невозможно, так как ядро после захвата остаётся в состоянии с энергией возбуждения в несколько *Мэв*, что значительно выше возбуждения, ожидаемого для любого изомерного состояния.

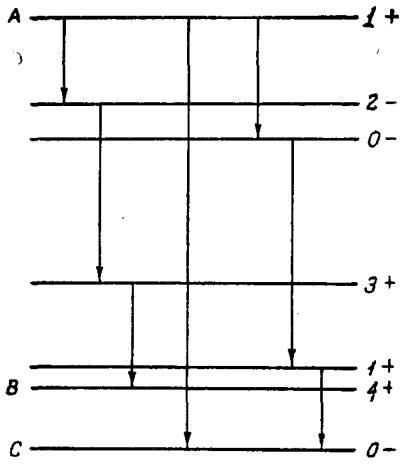

Рис. 10. Ядерные уровни. Отправляясь от уровня *A*, можно достигнуть метастабильного уровня *B* путём каскадного процесса. Основное состояние *C* может быть получено из *A* путём другого каскадного процесса или в результате одного скачка. Рассматривается только электрическое дипольное излучение.

В случаях косвенного образования первичный процесс приводит к переводу ядра в сильно возбуждённое состояние, из которого оно в результате каскадных процессов переходит в метастабильное состояние. Для того чтобы в короткое время достичь при помощи дипольного или квадрупольного излучения состояний с заметной разностью спинов, требуется много этапов с $l = 1$ или 2. Весьма схематическая диаграмма, качественно объясняющая этот каскадный процесс, приводится на рис. 10. На этой диаграмме уровни со знаком + суть чётные уровни, а уровни со знаком — суть нечётные уровни. Предположим, что ядро, образующееся при помощи превращения, находится вначале в состоянии *A*, которое имеет $l = 1$ и является чётным. Затем ядро начинает терять возбуждение, что может происходить многими

конкурирующими между собой путями. На рис. 10 изображены скачки, соответствующие трём конкурирующим процессам. Эти процессы таковы: единичный скачок, приводящий ядро в основное состояние, серия скачков, приводящих к тому же состоянию, и, наконец, серия скачков, приводящих к метастабильному состоянию *B*. В последнем случае ядро остаётся в возбуждённом состоянии, и период полураспада, соответствующий прыжку от *B* к *C*, вследствие большой разницы спинов должен быть очень длинным.

Хотя этот каскадный процесс ещё подробно не изучен, он обнаруживается экспериментально в силу появления нескольких квантов, испускаемых при захвате одного нейтрона, причём энергия этих гамма-квантов, связанных с захватом медленного нейтрона, является весьма низкой. Существующие измерения энергии находятся в некотором противоречии между собой[R1, F5, M11]. Последние измерения[M11] показывают, что наиболее вероятная энергия γ-лучей, испускаемых при реакции Cd(n, γ), может достигать 5 *Мэв*.

Каскадный процесс существенно расширяется в связи с расширением и перекрытием сильно возбуждённых уровней; соответствующих экспериментальных данных ещё очень мало.

Из нескольких, посвящённых этому вопросу экспериментов мы можем упомянуть эксперименты, связанные с изучением поведения медленных и резонансных нейтронов при образовании изомеров. Большая часть экспериментального материала относится к генетически связанным изомерам, и поперечные сечения должны вычисляться из экспериментальных данных при учёте этого обстоятельства.

Формулой (8) выражается ионизация, вызываемая парой генетически связанных изомеров. Нужно ещё знать связь между начальными заселённостями уровней N_1 и N_2 и поперечным сечением для их образования. Эта связь такова:

$$N_2 = \Phi \frac{\sigma_2}{\lambda_{2\gamma}} \left(1 - e^{-\lambda_{2\gamma} t}\right), \tag{55}$$

$$N_1 = \Phi \left\{ \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\lambda_{1\beta}} \left(1 - e^{-\lambda_{1\beta} t}\right) + \frac{\sigma_2}{\lambda_{2\gamma} - \lambda_{1\beta}} \left(e^{-\lambda_{2\gamma} t} - e^{-\lambda_{1\beta} t}\right) \right\}, \tag{56}$$

где σ_1 и σ_2 — поперечные сечения для образования состояний 1 и 2, Φ пропорционально числу бомбардирующих частиц, падающих на единицу поверхности испытываемого образца в единицу времени, и t — время бомбардировки. Активность, измеряемая в любой последующий момент, определяется формулой (8). Формулы (55) и (56) непосредственно следуют из закона радиоактивного распада.

Если $t \gg \frac{1}{\lambda_{1\beta}}$ и $t \gg \frac{1}{\lambda_{2\gamma}}$, мы имеем

$$N_2 = \Phi\left(\frac{\sigma_2}{\lambda_{2\gamma}}\right), \tag{57}$$

$$N_1 = \Phi\,\frac{(\sigma_1 + \sigma_2)}{(\lambda_{1\beta})}. \tag{58}$$

К сожалению, многие экспериментальные сведения обрабатывались без учёта генетической связи между изомерами, и в то же время в соответствующих статьях не указано время бомбардировки, так что на их основе поперечные сечения вновь вычислены быть не могут.

Измерения относительных поперечных сечений для образования изомеров Rh^{104} и Br^{80} показали, что энергия резонанса одинакова для обоих уровней [S28, A2, F10, P6]. Это можно рассматривать как доказательство того, что медленные нейтроны в обоих изомерах захватываются на один уровень и что процесс, ведущий к образованию изомеров, следует за этим захватом. Понтекорво определил также влияние на относительное поперечное сечение изменения энергии нейтронов, создающих радиоактивный родий. На основании его данных можно получить отношение поперечных сечений для образования тепловыми нейтронами возбуждённого и основного состояний родия

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{1}{13{,}5}.$$

Для нейтронов со средней энергией, меньшей чем 0,1 *Мэв*, но значительно превышающей тепловую, он нашёл $\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{1}{7{,}4}$. Это указывает на то, что захват многими уровнями приводит в среднем к другим каскадным процессам, чем поглощение единичным или немногими уровнями. Для ещё более быстрых нейтронов (2,4 *Мэв*) Редеман [R2] нашёл $\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{1}{2{,}64}$. Аналогичные эксперименты были выполнены для Br^{80} Золтаном и Вертенштейном [S21], а для Br^{80}, Zn^{69} и изомерной пары Pt Нагом [N1]. Их результаты в качественном отношении совпадают с приведёнными выше для Rh.

Если энергия захватываемых нейтронов повышается, так что захват происходит на один из многих уровней со всеми возможными угловыми моментами, то можно ожидать, что влияние уровня, на который происходит захват, будет смазываться, и в предельном случае поперечное сечение для образования изомеров должно определяться только статистическими весами $(2I+1)$ самих изомерных состояний.

В случае медленных нейтронов абсолютная величина поперечных сечений для образования изомеров сильно флуктуирует, как

это вообще имеет место при реакциях захвата медленных нейтронов. Были измерены поперечные сечения для образования изомеров в ряде случаев захвата медленных нейтронов. В таблице II приводятся результаты, полученные в [S14] и являющиеся наиболее полными в этой области. Во всех случаях, для которых известны верхние и нижние состояния, сначала указывается верхнее состояние.

Нижеследующие соображения имеют отношение к образованию изомеров в результате захвата медленного нейтрона. Состояние A на рис. 10 должно иметь спин, отличающийся на $\frac{1}{2}$ (на угловой момент нейтрона) от спина захватывающего ядра. На основании изомерии и β-распада получающихся изомеров можно определить, какое из двух изомерных состояний B или C имеет большой спин, а какое небольшой. В таблице II состояние, имеющее спин, более близкий к спину состояния A, должно иметь большее поперечное сечение. В разделе 7 эти рассуждения применяются к Co^{60} и Br^{80}.

Данные таблицы II, за исключением одного-двух случаев, согласуются с приведёнными соображениями.

Возвращаясь к первичному процессу, т. е. к образованию сильно возбуждённого состояния, дающего начало каскадным процессам, рассмотрим электрическое возбуждение.

Понтекорво и Лазард [P5] обнаружили простейший и очень типичный случай образования In^{115m} в результате облучения обычного индия непрерывным спектром рентгеновских лучей с максимальной энергией 1,85 *Мэв*. Миллер и Вальдман [M22] показали, что эта реакция имеет порог, равный $1{,}04 \pm 0{,}02$ *Мэв*. Известное изомерное состояние имеет энергию на 0,34 *Мэв* выше основного состояния. Этот результат можно интерпретировать, предполагая, что In^{115} имеет при 1,04 *Мэв* возбуждённый уровень, с которого возможны переходы в оба состояния — основное и изомерное. Этот уровень возбуждается непосредственно рентгеновскими лучами и является отправным пунктом для каскадного процесса, при помощи которого достигается метастабильный уровень. Возбуждение соответствует узкой линии абсорбции, как это было показано Гутом [G5], и измерение функции возбуждения при таких условиях характеризует только спектр рентгеновских лучей, но не даёт никаких указаний на ядерный процесс. Однако, если сильно увеличить энергию рентгеновских лучей, могут стать эффективными другие ядерные уровни, которые станут отправными пунктами каскадных процессов; тогда можно ожидать скачка поперечного сечения для образования изомера. Этот эффект фактически наблюдался Миллером и Вальдманом [M22].

Возбуждение электронным ударом непосредственно связано с возбуждением рентгеновскими лучами. Коллинз и Вальдман [C2]

Таблица II

Нейтронные сечения

Радиоактивный изомер	Период полураспада	Сечение для тепловых нейтронов (в единицах 10^{-24} $см^2$)	Отношение сечений	Радиоактивный изомер	Период полураспада	Сечение для тепловых нейтронов (в единицах 10^{-24} $см^2$)	Отношение сечений
$_{20}Ca^{49}$	30 мин.	0,55		$_{49}In^{116}$	54 мин.	144,06	
$_{20}Ca^{49}$	150 мин.	0,205	2,68	$_{49}In^{116}$	13 сек.	51,8	2,79
$_{22}Ti^{51}$	6 мин.	0,141		$_{53}Te^{127}$	90 дней	0,073	
$_{22}Ti^{51}$	72 дня	0,039	3,6	$_{53}Te^{127}$	9,3 часа	0,78	0,094
$_{27}Co^{60}$	10,7 мин.	0,66		$_{53}Te^{129}$	32 дня	0,0154	
$_{27}Co^{60}$	5,3 года	21,7	0,030	$_{53}Te^{129}$	72 мин.	0,113	0,116
$_{30}Zn^{69}$	13,8 часа	0,31		$_{53}Te^{131}$	30 час.	$< 0,008$	
$_{30}Zn^{69}$	57 мин.	1,09	0,288	$_{53}Te^{131}$	25 мин.	0,222	0,036
$_{32}Ge^{71}$	40 час.	0,073		$_{55}Cs^{134}$	3 часа	0,016	
$_{32}Ge^{71}$	11 дней	$\sim$0,45	0,0162	$_{55}Cs^{134}$	1,7 года	25,6	0,000625
$_{34}Se^{81}$	57 мин.	0,033		$_{63}Eu^{152}$	9,2 часа	1380	
$_{34}Se^{81}$	19 мин.	0,46	0,072	$_{63}Eu^{152}$	5—8 лет	796	1,73
$_{35}Br^{80}$	4,4 часа	2,76		$_{66}Dy^{165}$	1,25 мин.	120 (возможно меньше)	
$_{35}Br^{80}$	18 мин.						0,0458
		8,1	0,34	$_{66}Dy^{165}$	140 мин.	2620	
$_{45}Rh^{104}$	4,2 мин.	11,6		$_{73}Ta^{182}$	16,2 мин.	0,034	
$_{45}Rh^{104}$	44 сек.	137	0,085	$_{73}Ta^{182}$	117 дней	20,6	0,00165
$_{47}Ag^{110}$	22 сек.	97		$_{77}Ir^{192}$	1,5 мин.	260	
$_{47}Ag^{110}$	225 дней	2,3	47	$_{77}Ir^{192}$	70 дней	1000	0,26
$_{48}Cd^{115}$	43 дня	0,14		$_{78}Pt^{197}$	18 час.	1,1	
$_{48}Cd^{115}$	2,5 дня	1,1	0,127	$_{78}Pt^{197}$	3,3 дня	4,5	0,244

продемонстрировали, что возбуждение такого типа имеет место в случае In^{115m} (производилась бомбардировка индия электронами с энергией 1,3 *Мэв*); поперечное сечение было найдено по порядку величины равным 10^{-32} *см*^{2}. Теория электрического возбуждения электронами была развита Виком [W24]. Аналогичные вычисления недавно были опубликованы Снеддоном и Тушеком [S30]. В этих вычислениях существенную роль играет плотность ядерных уровней как функция энергии и матричные элементы ядерных электрических дипольных и квадрупольных моментов. Неопределённость этих величин приводит к тому, что окончательные результаты для абсолютного значения поперечных сечений должны рассматриваться как оценки порядка величины. Однако отношение между поперечными сечениями для электрического возбуждения рентгеновскими лучами и электронами может быть вычислено значительно более точно, так как оно в значительной мере не зависит от структуры ядра. Грубо говоря, квант более эффективен, чем электрон той же энергии, по порядку величины в 137 раз.

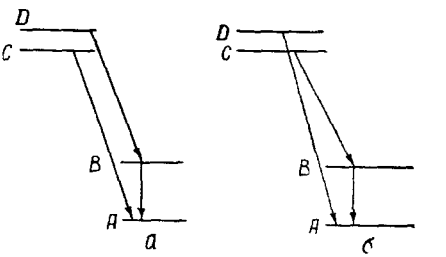

Рис. 11. Примеры изомерии II типа. *а* — уровень *D* имеет спин, близкий к спину уровня *B*; *б* — уровень *D* имеет спин, близкий к спину уровня *A*.

Случай возбуждения электрическим полем тяжёлых заряженных частиц был разобран Вайскопфом [W4]. Известная неопределённость его расчётов, так же как и расчётов Вика, связана с незнанием ядерных матричных элементов.

Эксперименты с электрическим возбуждением изомеров частицами и квантами безусловно будут содействовать улучшению знаний о существенных ядерных величинах; Гут дал пример того, каким образом для этой цели можно использовать экспериментальные результаты.

В случае образования изомеров путём β-распада теория Вейцзекера в сочетании с теорией бета-распада делает вероятным, что за исключением нескольких отдельных специальных случаев бета-распад должен непосредственно приводить только к образованию единичного изомерного состояния. Это становится ясным из рис. 11, *а*, на котором представлен уровень *C* бета-радиоактивного ядра, превращающегося путём распада в другое ядро, находящееся на уровне *A*. Поскольку правила отбора для бета-распада допускают переходы с разницей спинов 0 или 1, то согласно различным модификациям теории Ферми [K6] мы должны предположить, что уровень *A* имеет такой же спин, как и уровень *C*, или спин, близкий к спину ядра на уровне *C*. С другой стороны,

изомерный уровень D должен иметь спин, сильно отличающийся от спина уровня C, а следовательно, и уровня A. Это делает невероятным прямой бета-переход от D к A и делает значительно более вероятным указанный на рисунке переход от D к B.

Из рис. 11, *б* ясна альтернативная возможность, когда спины уровней C и D обменены местами по сравнению со случаем рис. 11, *а*. Случай рис. 11, *б* имеет место в Cd^{115} H 16, где переход D—A соответствует изомеру с периодом полураспада 43 дня, переход C—B соответствует изомеру с периодом полураспада 2,3 дня и переход B — A соответствует изомеру In^{115} с периодом полураспада 4,5 часа.

Возможные исключения могли бы наблюдаться для случаев, в которых спин уровня C является промежуточным между спинами

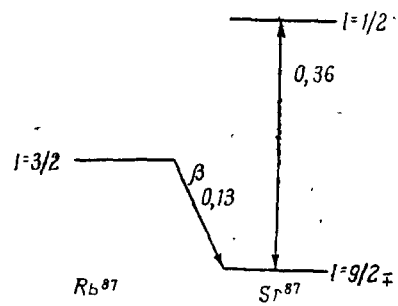

Рис. 12. Ядерные уровни Rb и Sr.

уровней A и B, или для случаев, в которых влияние разности энергий уровней A и B компенсирует влияние на вероятность бета-распада спиновой разницы или даже приводит к тому, что бета-переход невозможен. Примером такой ситуации может служить случай Sr^{87m}, который был тщательно исследован Дю Бриджем и Маршаллом [D3]. Эти исследователи нашли возбуждённое состояние Sr^{87}, лежащее на 0,36 *Мэв* выше основного. Период полураспада этого состояния равен 2,75 часа. На основании этих данных можно ожидать, что $\Delta = 5$. Спин Sr^{87} равен $\frac{9}{2}$, и следовательно, вероятно, что спин Sr^{87*} равен $\frac{1}{2}$, а чётности состояний противоположны, если мы не хотим допустить, что спин равен $\frac{17}{2}$. Спин Rb равен $\frac{3}{2}$ [K2, M2], и бета-переход от Rb^{87} к Sr^{87m} энергетически невозможен, так как уровни располагаются, как показано на рис. 12, и бета-переход от Rb^{87} к Sr^{87m} должен происходить с поглощением энергии.

Различные примеры бета-распада сурьмы, ведущие к изотопам теллура, имеющего изомерные состояния, наблюдаются среди продуктов деления урана; исследование соответствующих процессов разветвления представляет интерес.

6. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОМЕРОВ *)

Химический метод разделения ядерных изомеров в применении к брому был предложен Сегрэ, Халфордом и Сиборгом [S5], а также де Ваултом и Либби [D4]. Позже этот метод был применён к теллуру Сиборгом, Ливингудом и Кеннеди [S7] и Легсдорфом и Сегрэ [L3] к селену. Интенсивно изучалась также физико-химическая сторона вопроса, особенно Уиллардом, Сиборгом, Фридландером и Кеннеди [W5, S8].

Когда в молекуле один из входящих в её состав атомов подвергается изомерному переходу, могут возникнуть различные эффекты, приводящие к разрушению химических связей. Раньше всего здесь нужно принять во внимание простую отдачу от испускания гамма-кванта, в результате которой атом, испытывающий превращение, получает кинетическую энергию E, равную (в *эв*)

$$E = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2Mc^2} = 0{,}54 \cdot 10^{-3} \frac{\varepsilon^2}{M}, \qquad (59)$$

где ε — энергия гамма-кванта в *кэв* и M — атомный вес ядра (O=16). Если гамма-квант испытывает внутреннюю конверсию, то энергия отдачи, разумеется, больше, так как соответствует отдаче, связанной с испусканием частицы, имеющей не равную нулю массу покоя. В этом случае энергия отдачи равна

$$E = \left(\frac{4{,}80}{M}\right) \cdot 10^{-5} (H\rho)^2. \qquad (60)$$

Здесь $H\rho$ — момент электрона в гаусс·*см*, и E в уравнениях (59) и (60) выражается в *эв*.

Эти энергии отдачи иногда могут быть достаточны для разрушения молекулы; однако, например в случае брома 80, энергия отдачи равна только 0,0155 *эв* в случае гамма-излучения или 0,034 *эв* в случае отдачи, связанной с вылетом конверсионного электрона. Эти энергии безусловно меньше энергии химической связи и недостаточны для разрушения молекулы.

Однако в случае, когда происходит внутренняя конверсия, осуществлению химических изменений способствует другой эффект: становится свободной электронная орбита во внутренней оболочке

*) Обзор, посвящённый этому вопросу, был ранее написан К. Штарке (Phys. Zeits. 42, 184 (1941)).

атома, и происходит падение внутрь внешних электронов вплоть до валентных. При этом химическая связь разрушается, и атом, испытывающий изомерный переход, отделяется от молекулы, становясь ионом или меняя свою валентность. После этого атом можно выделить с помощью химических методов, как это делается в хорошо известном методе Сцилларда-Чалмерса для разделения продуктов нейтронной бомбардировки. Например, если мы приготовим бромобензол или какое-нибудь другое органическое соединение брома, используя для этой цели Br^{80} в высшем изомерном состоянии ($\tau = 4{,}5$ часа), мы можем затем удалить органическое соединение при помощи воды и малого количества сульфита натрия. В водной фракции после осаждения нитратом серебра мы находим чистый Br^{80} в нижнем изомерном состоянии ($\tau = 18$ мин.). Молекулы, в которых произошёл изомерный переход Br^-, разрушились и освободили бром. В воде этот бром переходит в Br^- и осаждается нитратом серебра, в то время как бром, не подвергшийся изомерному переходу, остаётся в составе органической молекулы. Конечно, можно также наблюдать увеличение Br^{80} ($\tau = 18$ мин.) в органическом соединении после разделения, что непосредственно подтверждает генетическую связь между двумя изомерами брома.

Как указывалось выше, представляется вероятным, что существенной в этом методе является внутренняя конверсия. На это было указано Уиллардом [W5] и Файрбразером [F7] и подтверждено экспериментами Сиборга, Фридлендера и Кеннеди [S8]. Эти авторы приготовили диэтил цинка с Zn^{69} в его высшем состоянии и диэтил теллура с Te^{127} или Te^{129} также в их высших изомерных состояниях. Затем они испаряли указанные соединения и вводили их в сосуд, содержащий два электрода с разностью потенциалов в несколько сот вольт. В случае теллура атомы в нижнем изомерном состоянии отделялись при этом от пара. В случае цинка Кеннеди, Сиборг и Сегрэ никакого отделения не наблюдали. Так как оба исходных соединения подобны и химические связи цинка и теллура примерно одинаковы, естественно приписать разницу в их поведении тому факту, что теллур имеет очень большой коэффициент внутренней конверсии, а цинк имеет очень незначительный коэффициент конверсии.

Этот результат ещё более удивителен, если принять во внимание тот факт, что энергетическая разность между изомерными состояниями в случае цинка равна 439 *кэв*, а в случае теллура только 100 *кэв*. Энергия отдачи гамма-кванта в первом случае равна 1,5 *эв*, а во втором случае энергия отдачи конверсионного электрона равна только около 0,7 *эв*. Несмотря на эту существенную разницу, химическое разделение в теллуре значительно более эффективно, чем в цинке; это и указывает на то, что внутренняя конверсия, а не отдача, играет существенную роль в процессе разделения. Это обстоятельство можно объяснить различными меха-

низмами. Один из них уже был указан — он связан с последовательным падением электронов на места, освобождённые в результате испускания конверсионного электрона, причём падение происходит до тех пор, пока даже валентные электроны падают на внутреннюю оболочку, в результате чего химическая связь разрушается.

Кроме того, испускание электрона конверсии является процессом очень быстрым по сравнению с периодом молекулярных колебаний. Поэтому после испускания конверсионного электрона молекула может оказаться в предиссоциативном состоянии. Это становится более ясным, если учесть, что испускание K- или L-электронов внезапно повышает на одну единицу эффективный заряд внутренней части атома, что вызывает большие изменения в волновых функциях внешних электронов*). На рис. 13 изображены потенциаль-

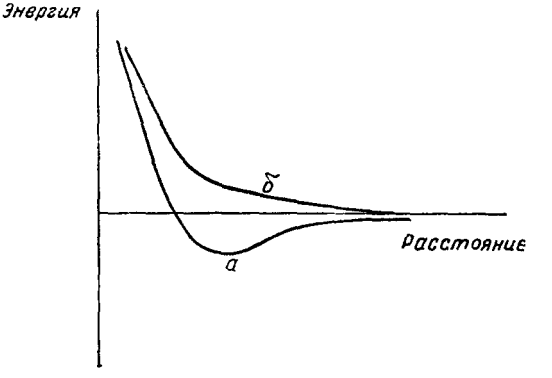

Рис. 13. Потенциальная энергия как функция расстояния между ядрами в молекуле. *а* — нормальное состояние; *б* — состояние, в котором один из атомов претерпел изомерный переход с внутренней конверсией.

ные кривые для молекулы в зависимости от расстояния между ядрами (кривая *а*); применяя принцип Франка-Кондона, мы видим, что молекула, находящаяся в основном колебательном состоянии, в результате изомерного перехода совершает прыжок от кривой *а* к кривой *б* и таким образом переходит в состояние предиссоциации. Теоретически это явление изучил Купер [С 13]. Мы не располагаем пока детальными экспериментальными исследованиями отдельных механизмов разрушения молекулы при изомерном переходе, и на основании существующих данных нельзя ещё сделать никаких определённых заключений по этому вопросу. Однако из

*) Этот эффект может быть усилен в связи с испусканием электронов Оже, возникающим после появления в K-оболочке свободного места.

экспериментов Уилларда [W6], Сиборга, Фридлендера и Кеннеди [S8] и Кеннеди, Сиборга и Сегрэ [K3] представляется вероятным, что существует тесная взаимосвязь между выходом для разделения изомеров и коэффициентами внутренней конверсии. В идеальном случае, когда разлагаются и удаляются только молекулы, претерпевающие изомерный переход с испусканием конверсионного электрона, мы должны иметь

$$\alpha = \frac{p}{1-p}, \qquad (61)$$

где α — коэффициент внутренней конверсии и p — часть полной активности, выделяемая при использовании химических методов.

Де Ваулт и Либби [D5] измерили p для нескольких реакций, включающих Br^{80}, и нашли значения p, изменяющиеся в пределах между 0,026 и 0,095. Естественно предположить, что наивысшие наблюдаемые значения p дают согласно (61) нижний предел для α. Следовательно, в случае Br^{80} $\alpha > 20$. Это находится в согласии с экспериментами Гринберга и Русинова [G4] (см. раздел 7), которые не обнаружили в этом случае неконвертированных 47 киловольтных γ-лучей.

Таким образом химический метод позволяет косвенным путём измерять коэффициент внутренней конверсии. В случае трёх изомеров теллура и Se^{81} применение химического метода также указывает на то, что коэффициент внутренней конверсии является большим*). Низшие значения p, наблюдаемые в некоторых случаях [L4, D5], почти несомненно должны быть отнесены за счёт химических особенностей использованных реакций.

Химическое разделение изомеров может достигаться также в некоторых случаях путём обменной реакции; это показал Имре [I1], который концентрировал Br^{80} с периодом полураспада, равным 18 мин., на поверхности осадка бромистого серебра, взвешенного в водном растворе, содержащем ионы Br^{80} с периодом полураспада, равным 4,5 часа. Аналогичным образом Сегрэ [S9] концентрировал Br^{80} с периодом полураспада 18 мин. на поверхности металлического серебра, погружённого в бромобензол, содержащий Br^{80} с периодом полураспада 4,5 часа. Электрические поля в непроводящих растворах также могут быть использованы для выделения изомеров, находящихся в низших изомерных состояниях [C15, G13].

7. НЕКОТОРЫЕ СЛУЧАИ ИЗОМЕРИИ

В настоящем разделе детально рассматриваются имеющиеся в нашем распоряжении сведения о некоторых изомерах. Приме-

*) В работе Р. Р. Вильямса [W23] максимальный выход в случае изомеров Te оказался значительно меньше 100%. Однако этот вопрос остаётся пока открытым.

ры выбирались несколько случайно, но частично выбор определялся наличием достаточного количества сведений. Даются три случая изомерии I типа, хотя тщательному изучению было подвергнуто значительно большее их число. Включены два случая II типа, которые помимо случая $UX_2 — UZ$ только и являются детально исследованными представителями изомеров этого типа.

Случай Br^{80}

Случай Br^{80} является классическим в истории искусственной радиоактивности. Об открытии изомерии Br^{80} уже было сказано в разделе 1. Попытки определить, какое состояние является высшим, путём измерения порога реакции были недоказательны потому, что, как будет видно, изомерные уровни очень близки друг к другу. Кроме того, было неизвестно, относится ли этот случай к типу I или к типу II. Однако химический метод разделения, предложенный Сегрэ, Сиборгом и Халфордом [S5], показал определённо, что изомер с периодом полураспада 4,4 часа переходит путём распада в изомер с периодом полураспада 18 мин., чем устанавливается его принадлежность к типу I (см. обсуждение этого метода в разделе 6). Вскоре после этого Валлей и Мак Крери [V1] сфотографировали линии конверсионных электронов двух γ-излучений. Они наблюдали три электронные линии, которые могли быть отнесены к *K*- и *L*-линиям γ-излучения с энергией 49 *кэв* и к *L*-линии γ-излучения с энергией 25 *кэв* или к *K*- и *L*-линиям γ-излучения энергиями 37 *кэв* и 49 *кэв*. Этот вопрос был выяснен экспериментами Гринберга и Русинова [G4], которые показали с помощью измерений поглощения, что испускался γ-квант с энергией между 35,9 и 37,4 *кэв*. Они не наблюдали никаких квантов с энергией 49 *кэв* и измерили, что для γ-излучения с энергией 37 *кэв* коэффициент конверсии равен единице $\left(\frac{N_e}{(N_e+N_q)}=0{,}5\right)$. На основании этих сведений становится совершенно очевидным, что Br^{80} обладает состоянием, превышающим основное на 86 *кэв*, и что прямой переход из этого состояния в основное состояние очень сильно запрещён. Однако переход в состояние с энергией 37 *кэв* имеет период полураспада 4,4 часа, и переход из состояния с энергией 37 *кэв*, повидимому, быстрый.

Вопрос изучался в дальнейшем детально Бертело [B11], который вновь измерил коэффициент конверсии γ-излучения с энергией 37 *кэв* и определил *K*- и *L*-конверсионные коэффициенты каждого типа γ-излучения. Для разделения электронов он использовал поглощение, что даёт значительно меньшую точность, чем

применение бета-спектрографа со счётчиком, имеющим «окно» (чувствительность фотоплёнки к электронам в этой энергетической области быстро изменяется). Предполагая опять, что конверсия γ-излучения с энергией 49 *кэв* является полной ($\alpha = \infty$), он нашёл $\alpha_K/\alpha_L = 7{,}3$ для γ-излучения с энергией 49 *кэв* и $\alpha_K/\alpha_L = 7$ для γ-излучения с энергией 37 *кэв* при $\alpha_K + \alpha_L = 0{,}64$. Сравнивая эти результаты с теорией Хебба и Нельсона [H 6], Бертело заключил, что γ-излучение с энергией 49 *кэв* является магнитным октупольным, а γ-излучение с энергией 37 *кэв* — магнитным дипольным. Вычисленный период полураспада имеет правильный порядок величины, но возникает сильное возражение против принятой им схемы. Согласно правилам отбора (таблица I) чётность уровня с энергией 86 *кэв* и основного состояния должна быть одинаковой, и поэтому переход между этими двумя состояниями должен осуществляться 2^4-польным переходом с периодом полураспада короче, чем 4,4 часа, в силу того, что при этом выделяется более высокая энергия. Поэтому представляется более вероятным, что, например, γ-излучение с энергией 37 *кэв* является электрическим дипольным, как и было предположено Гринбергом и Русиновым [G 4]; чётность состояний и спины соответствуют указанным на рис. 14. Согласно Конопинскому [K 6] $\beta-$-переход с периодом 18 мин. и соответствующий $\beta+$-переход, обнаруженный Барбером [B 15], являются однократно запрещёнными. Так как Kr^{80} имеет спин, равный 0, наиболее логично, что спины распределены так, как это указано на рис. 14.

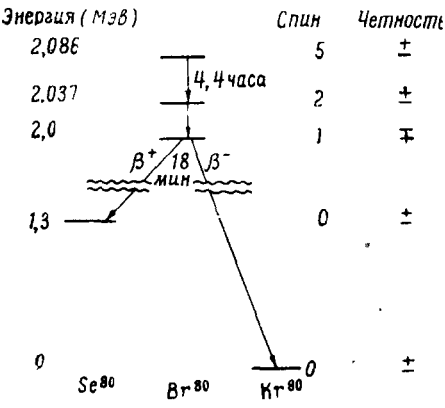

Рис. 14. Схема распада.

Тщательные измерения α_K/α_L с помощью β-спектрографа могут внести ясность в этот вопрос.

Спин Br^{79} равен $\frac{3}{2}$, так что ядро Br^{80}, образованное в результате захвата медленного нейтрона, будет иметь спин, равный 1 или 2.

На основании вышеприведённых соображений при последующем каскадном процессе скорее можно ожидать образования состояния с периодом 18 мин., чем состояния с периодом 4,4 часа. Фактически, как видно из табл. II, это справедливо, причём соответствующее отношение равно 2,9.

Случай Ag^{107}

Изомерия в Ag^{107} была открыта Альварецом, Гельмгольцем и Нельсоном [A 3]. Они обратили внимание на то, что малая величина отношения α_K/α_L, наблюдаемая для γ-излучения с энергией 93 *кэв*, испускаемого Cd с периодом полураспада 6,7 часа, указывает на большое изменение спина при соответствующем переходе ядра Ag, образовавшегося в результате K-захвата. Они нашли, далее, соответствующую этому переходу активность Ag с периодом 40 сек. Этот случай был полностью исследован Брадтом и др. [B 10], которые нашли, что период равен 44,3 сек. То же изомерное состояние получил Вейденбек [W13] при помощи возбуждения рентгеновскими лучами, и оно было отнесено Гельмгольцем к Ag^{107} на основании опытов с бомбардировкой разделённых изотопов Cd [H27]. На рис. 15 даётся схема уровней, предложенная Брадтом и др., которые нашли позитроны с верхней границей энергии 0,32 *Мэв* и γ-лучи с энергией 0,846 *Мэв*. Они сравнили число неконвертированных γ-квантов с числом квантов аннигиляции, полученных от позитронов, а также сравнили число позитронов с числом электронов внутренней конверсии. Из этих двух отношений, зная относительную эффективность счётчиков к позитронам и аннигиляционному излучению, они вычислили $\alpha = 16 \pm 3$. Значение α для электрического 2^4-польного излучения равно 165, для магнитного 2^3-польного излучения $\alpha = 24$. Поэтому вероятнее всего предположить, что имеет место магнитное 2^3-польное излучение. Однако отношение α_K/α_L равно 0,92, в то время как теоретическое отношение для магнитного перехода равно 4,2, а для электрического перехода 0,58. Исходя из этого, излучение должно быть на 80% электрическим и на 20% магнитным. Это противоречие возникает, возможно, из-за того, что в этой области вычисление коэффициентов конверсии в нерелятивистском приближении уже не является точным. Период полураспада, вычисленный на основе уравнения (39а), в 1500 раз длиннее, чем нужно, в то время как для $\Lambda = 3$ он оказывается

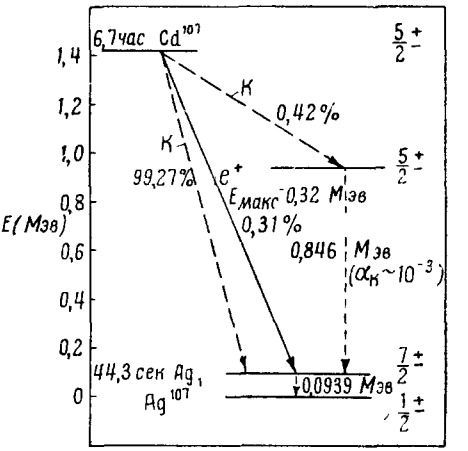

Рис. 15. Схема распада.

в 4000 раз короче наблюдаемого. Учитывая все данные, представляется вероятным, что изменение спина равно 3 при наличии запрета для электрического октупольного излучения, что даёт для состояния с энергией 93 *кэв* спин, равный $\frac{7}{2}$, тогда как известно, что для Ag^{107} в основном состоянии спин должен быть равен $\frac{1}{2}$. Гамма-излучение с энергией 0,846 *Мэв* является электрическим дипольным. Основное состояние и состояние с энергией 0,093 *Мэв* должны иметь разную чётность (так как электрическое 2^3-польное излучение запрещено); $\beta+$-переход и *K*-захват являются разрешенными переходами.

Случай Mn^{53}

Изомерия Mn^{53} относится ко II типу. Изомеры Mn^{53} были обнаружены Ливингудом и Сиборгом [L 5], которые получили их в результате реакции Fe^{54} (d, α) Mn^{53}. Геммендингер [H7] получил эти изомеры в результате реакции Cr (p, n) Mn и исследовал их излучение. Полностью изучили эти активности Пикок и Дейтч [P13] и Осборн и Дейтч [O 4], использовавшие β-спектрограф и метод совпадений; приводимые ниже результаты взяты из их статей. Изомеры имеют периоды 6,5 дня и 21 мин. Период, равный 6,5 дня, связан с испусканием позитронов с верхней границей 0,582 *Мэв*, за которыми следуют три каскадных γ-излучения с энергиями 0,734; 0,940 и 1,46 *Мэв*. Независимость $\beta - \gamma$ совпадений от энергии β-частиц показывает, что спектр β-лучей является простым. Этот изомер испытывает также *K*-захват, сопровождаемый теми же самыми тремя γ-излучениями. Отношение λ_K/λ_β равно 0,54, что, повидимому, указывает на то, что переход является разрешённым с $\Delta I = 0$ или 1 и без изменения чётности [G 14].

Период, равный 21 мин., изучавшийся Осборном и Дейтчем [O 4], имеет позитронный спектр с верхней границей, равной 2,66 *Мэв*, и сопровождается единичным γ-излучением с энергией 1,46 *Мэв*. Это излучение почти достоверно является тем же самым, что и наблюдаемое для более длинного периода; это указывает на то, что первое возбуждённое состояние, участвующее в этих переходах, имеет энергию 1,46 *Мэв*. Сопоставляя энергии распада, мы видим, что уровень, обусловливающий период 21 мин., лежит на $2{,}66 - 0{,}528 - 0{,}734 - 0{,}940 = 0{,}40$ *Мэв* выше уровня, ответственного за активность с периодом 6,5 дня. Осборн и Дейтч подтвердили это предположение, обнаружив на $2 \cdot 10^3$ распадов один конверсионный электрон от γ-лучей с энергией 0,392 *Мэв*. Коэффициент конверсии для γ-излучения с такой высокой энергией должен быть низким, и таким образом γ-квантов должно быть значительно больше, чем электронов. В случае магнитного

2^4-польного излучения коэффициент конверсии должен быть равен 0,039, и соответственно период полураспада должен быть равен $21 \times 2 \cdot 10^3 \times 0{,}039$, что даёт около 1600 минут. Переход с $\Delta = 5$ даёт период полураспада $1{,}6 \cdot 10^5$ мин., что хотя и не находится в хорошем согласии с опытом но значительно лучше перехода с $\Delta = 4$, дающего период, равный 20 сек. Поэтому мы должны предположить, что два изомерных состояния различаются на 4 спиновые единицы и что они имеют разную чётность, так что электрическое 2^4-польное излучение запрещено. Чтобы не принимать значения спинов большими 4, представляется логичным принять $I = 0$ для уровня с периодом 21 мин. и $I = 4$ для уровня с периодом 6,5 дня. Это приводит к схеме уровней, показанной на рис. 16. β^+-переход с периодом 21 мин. разрешён в состояние с энергией 1,46 *Мэв*, но запрещён в основное состояние, так как $0 - 0$ переход, по крайней мере, дважды запрещён в силу правила отбора Теллера. Три возбуждённых состояния Cr^{52} должны иметь возрастающие спины, так что прямые переходы в основное состояние, имеющее спин 0, являются в достаточной степени запрещёнными. Для уточнения расположения и характера уровней необходимо иметь точные сведения о состоянии с энергией 1,46 *Мэв*.

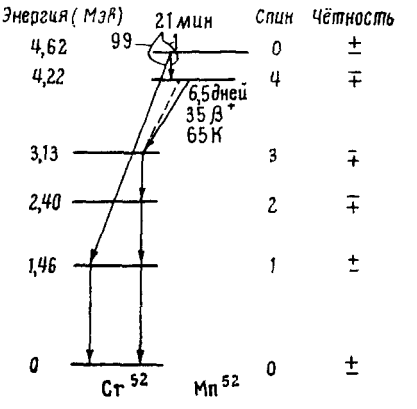

Рис. 16. Схема распада.

Случай Co^{60}

Кобальт имеет только один устойчивый изотоп Co^{59}, который в результате бомбардировки его медленными нейтронами обнаруживает два радиоактивных периода, равных 10,7 мин. и 5,3 года. Эти периоды должны быть отнесены к Co^{60}. Дейтч, Эллиот и Робертс [D 13] детально исследовали эти активности. Активность с периодом 5,3 года, конечно, является наиболее лёгкой для изучения. Тщательные измерения с помощью β-спектрографа и $\beta - \gamma$ и $\gamma - \gamma$ совпадений показали, что β-излучение с максимальной энергией 0,308 *Мэв* сопровождается двумя каскадными γ-излучениями с энергиями 1,1 и 1,3 *Мэв*. Изучение угловой корреляции двух γ-излучений (Бреди и Дейтч [B 14]) показало, что каждое из них является квадрупольным и что участвующие в переходе состояния, вероятно, имеют спины 0; 2 и 4, так как

основное состояние Ni^{60}, являющегося продуктом распада Co^{60}, несомненно имеет спин, равный 0. Эти предположения были подтверждены дальнейшими наблюдениями [D 20], согласно которым на 10^5 распадов обнаруживается меньше одного γ-кванта с энергией 2,4 *Мэв*, иначе говоря, прямой переход из состояния с энергией 2,4 *Мэв* в основное состояние сильно запрещён. На основании этих данных представляется возможной схема уровней, изображённая на рис. 17. Так как корреляция между направлениями γ-излучений не позволяет отличить электрическое излучение от магнитного, чёткость состояний неопределённа и подобрана так, чтобы обеспечить минимальное значение I для состояния с периодом 10,7 мин. Переход из состояния Co^{60} с периодом 5,3 года в основное состояние Ni^{60} является, конечно, сильно запрещённым, а переход с энергией 0,308 *Мэв* запрещён одно- или двукратно.

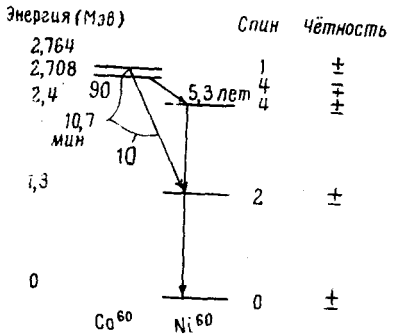

Рис. 17. Схема распада.

Дейтч, Эллиот и Робертс [D13] нашли для периода 10,7 мин. конверсионные электроны γ-излучения с энергией 0,056 *Мэв*, которые должны быть отнесены к изомерному переходу I типа. Этот переход имеет место почти в 90% случаев. В остающихся 10% случаев испускается β-частица с максимальной энергией 1,28 *Мэв* (из нижеследующих данных эта энергия должна быть равна 1,45 *Мэв*), сопровождаемая γ-квантом, который, как было обнаружено Пикоком [D20], идентичен γ-кванту с энергией 1,3 *Мэв*, испускаемому в случае активности с длинным периодом. Если предположить, как упоминалось выше, что уровень с энергией 1,3 *Мэв* (см. рис. 17) имеет спин 2, то уровень, период распада которого равен 10,7 мин., должен иметь спин 1 с той же чётностью*). Тогда β-переход будет разрешённым, γ-переход будет тогда электрическим 2^3-польным излучением, а чётности двух изомерных уровней будут противоположны. Теоретический период полураспада для этого перехода равен около 0,2 сек., что не находится в хорошем согласии с «частичным периодом полураспада», равным 12 мин. Однако электрическое 2^4-польное излучение даёт $3 \cdot 10^5$ сек., что даёт ещё более сильное расхождение.

*) Другая возможная схема такова: для уровня с периодом 10,7 мин. спин равен 2, чётность $\pm$; для уровня с периодом 5,3 года — $5\mp$; для основного состояния — $0\pm$; остальные уровни без изменения.

Измерение для этого случая отношения числа K- и L-конверсионных электронов может дать порядок γ-перехода, но для такого короткого периода полураспада это измерение трудно провести. Схема уровней на рис. 17 представляется согласующейся с опытными данными.

Следует остановиться ещё на одном вопросе. Оба изомера с периодами 10,7 мин. и 5,3 года обнаруживаются при захвате медленных нейтронов Co^{59}, для которого $I = \frac{7}{2}$. Составное ядро (компаундядро) будет, следовательно, иметь $I = 3$ или 4 и, как было указано Дейтчем, Эллиотом и Робертсом, если переход в изомерное состояние происходит в результате испускания небольшого числа квантов, состояние с периодом 5 лет ($I = 4$) должно быть сильнее представлено, чем состояние с периодом 10,7 мин. ($I = 1$). Фактически экспериментальные измерения (см. таблицу II) показывают, что поперечное сечение для образования изомера с периодом 5 лет в 33 раза больше поперечного сечения для образования изомера с периодом 10,7 мин.

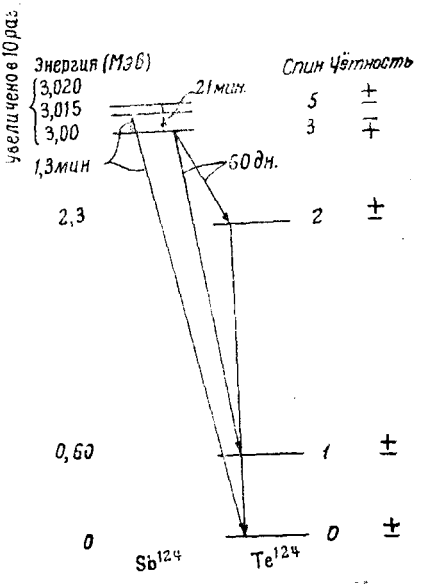

Рис. 18. Схема распада.

Случай Sb^{124}

Последний сложный и интересный случай — это тройная изомерия Sb^{124}, обнаруженная Матеозианом и др.[M16]. Они нашли три радиоактивных периода, связанных с Sb^{124}, образующимся при захвате медленного нейтрона в образцах, обогащённых Sb^{123}. Одним из периодов является хорошо известный 60-дневный период, схема распада которого, предложенная Шарфом-Гольдхабером и Мейергофом[M17], даётся на рис. 18. Из двух остающихся периодов один, равный 21 мин., связан с испусканием β-лучей и конверсионных электронов очень низкой энергии, соответствующих γ-излучению с энергией около 20 *кэв*; со вторым периодом, равным 1,3 мин., связано испускание энергичных β-лучей с верхней границей 3,0 *Мэв* и небольшого количества конверсионных электронов низкой энергии, соответствующих γ-излучению с энергией

15 *кэв*. *K*-рентгеновских лучей Sb не наблюдалось, что указывает на то, что имеющаяся энергия недостаточна для *K*-конверсии.

Оба состояния с периодами 1,3 мин. и 21 мин. должны быть отнесены к высшим состояниям Sb^{124}, так как они оба испускают сильно конвертированные γ-лучи. Допустим, что оба состояния распадаются в состояние с периодом 60 дней, которое имеет полную энергию превращения в Te^{124}, равную $0{,}6 + 1{,}7 + 0{,}7 = 3{,}0$ *Мэв*. Так как переход с периодом 21 мин. испускает конвертированное γ-излучение с энергией 20 *кэв*, мы можем поместить его на 3,020 *Мэв* выше Te^{124} и предположить, что наблюдаемые β-лучи являются дочерними лучами 60-дневного периода. 21-минутный период полураспада может быть объяснён, если разность спинов равна 2 и квадрупольное излучение запрещено. Теоретически период при этом равен $\frac{1}{2}$ мин. для магнитного квадрупольного излучения и только 0,04 сек. для электрического 2^3-польного излучения с конверсионным коэффициентом, значительно бо́льшим в последнем случае. В любом случае β-переход в основное состояние Te^{124} должен быть сильно запрещён. Состояние с периодом 1,3 мин. должно иметь частичный период полураспада в состояние с периодом 60 дней, весьма длинный по сравнению с 1,3 мин., так как преобладающим типом распада является β-эмиссия, приводящая непосредственно в основное состояние Te^{124}. Опять спиновая разность 2 с запрещённым электрическим излучением может обеспечить необходимый период полураспада. Для чистого магнитного квадрупольного перехода вычисленный период полураспада равен 13 мин. Бета-переход в основное состояние Te^{124} является, вероятно, однократно запрещённым. Можно видеть, что эти данные укладываются в несколько схем распада. Одной из таких схем является схема, представленная на рис. 18. Переход с энергией 0,7 *Мэв* с уровня с периодом 60 дней согласно формулам, данным Конопинским, однократно запрещён, в то время как переход с энергией 2,4 *Мэв* запрещён, по крайней мере, дважды. В соответствии с этим для состояния с периодом 60 дней спин равен 3, так что переход в основное состояние Te^{124} является трижды запрещённым. Кроме того, если уровень с периодом 1,3 мин. имеет спин, равный 0, с чётностью, противоположной чётности Te^{124}, β-переход запрещается дважды, и γ-переход происходит с $\Delta = 4$ вместо $\Delta = 3$, как предполагалось выше. Для уточнения схемы рассматриваемых переходов были предложены некоторые опыты. Например, по корреляции направления γ-излучений с энергиями 1,7 и 0,6 *Мэв* в случае 60-дневного периода можно судить о спинах соответствующих состояний. Должны быть также очень полезны дополнительные данные о правилах отбора при β-распаде. Коэффициенты конверсии для изомерных γ-лучей настолько велики, что измерить их очень трудно.

ПОЯСНЕНИЯ К ТАБЛИЦЕ III

В таблице III приведены данные о всех известных изомерах на 1 января 1949 г. Конструкция таблицы такая же, как использованная Бете и недавно Сиборгом [S20]. Первые два столбца не требуют объяснений. В третьем столбце «Классы» обозначения такие же, как у Сиборга:

A — изотоп известен (массовое число и элемент известны),
B — изотоп вероятен, элемент известен,
C — один из нескольких изотонов, элемент известен.

Были отброшены изотопы, подходящие под классификацию D, E, F и G (см. [S20]), за одним или двумя исключениями. В этих нескольких случаях доказательства изомерии выглядят очень убедительными, но изотопический состав неизвестен. Такие случаи возникают, например, когда изомеры образуются при возбуждении рентгеновскими лучами. В результате такого отбора безусловно были отброшены некоторые подлинные случаи изомерии, но мы предполагаем, что их немного.

В четвёртом столбце указывается тип излучения с помощью следующих обозначений:
$\beta-$ — отрицательные бета-частицы,
$\beta+$ — положительные бета-частицы (позитроны),
γ — гамма-лучи,
e — электроны внутренней конверсии,
α — альфа-частицы,
K — K-захват (или, общее, захват орбитального электрона).
Излучение аннигиляции и рентгеновские лучи, сопровождающие внутреннюю конверсию, не указываются.

Что касается периодов полураспада, то у нас не было намерения включать все измеренные величины, хотя в некоторых случаях было включено несколько величин. В нескольких случаях даются пределы, в которых лежат измеренные значения. Ссылки на литературу отнюдь не являются исчерпывающими (но приводится большинство последних работ).

В столбце «Тип изомера» под типом I подразумевается распад метастабильного состояния в основное состояние при помощи γ-излучения или внутренней конверсии; под типом II подразумевается распад обоих изомерных состояний в соседний элемент при помощи $\beta-$-, $\beta+$- или K-процессов (см. раздел 3б). Кроме того, буква U указывает на верхнее из изомерных состояний, L — на нижнее. В случае трёх состояний U'' обозначает наивысшее состояние, U' — среднее состояние. В сомнительных случаях поставлен вопросительный знак. При отсутствии определённых доказательств эти буквы не помещаются. В случаях изомеров устойчивых элементов приведены также устойчивые изотопы. Дальнейшие пояснения к таблице III см. на стр. 429.

Таблица III

Таблица изомеров

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
20	Ca^{49}	A	$\beta^-, \lambda(e^-?)$	2,5 часа (W9)	II (?)	2,3 (W9) пог.	0,8 (W9)	Может быть Ca^{41}; в (H30) сообщается о его образовании путём (γ, n)-реакции.
	Ca^{49}	C	β^-	30 мин. (W9)	II (?)			
21	Sc^{44}	A	e^-, γ	2,2 дня (W8) (S19) 2,44 дня (H17)	I *U*		*0,269* (S19) спект.	$\alpha = 0{,}08$; $\alpha_K/\alpha_L = 8$, но в этой области нечувствительно к *l*. Теория даёт $\alpha = 0{,}15$, $\tau \sim 10$ мин. для $Э2^4$. Предпочтительно значение $\Lambda = 4$.
	Sc^{44}	A	β^+	4,1 часа (W8)	I *L*	1,47 (S19) спект.	1,33 (H17) пог.	
	Sc^{46}	A	e^-, γ	20 сек. (G22)	I *U*		*0,18* пог. (G22)	Наблюдались и электроны конверсии и γ-лучи. Вероятно, значение $\Lambda = 4$. Теория предсказывает, что $\tau \sim 1$ часа.
	Sc^{46}	A	β^-, γ K (W10)	85 дней (W10)	I *L*	0,36, 1,49 (P12) спект.	0,88, 1,12 (P12)	Вероятно, каскад 0,2,0 в ядре Ti^{46} (B23).
22	Ti^{51}	A	β^-, γ (W8)	6 мин. (S9)	II *U* (?)	1,6 (S9) пог.		Состояние является высшим с энергетической точки зрения.
	Ti^{51}	A	β^-, γ	72 дня (W10)	II *L* (?)	0,36 (W10) пог.	1,0 (W13) пог.; более низкая энергия (M8)	β-спектр, вероятно, простой. Иногда каскадные γ-лучи (M8).

25	Mn^{53}	A	β^+, γ	21 мин. (L5)	I, II *U*	2,66 (O4) спект.	*0,392* 1,46 (O4) спект.	См. обсуждение в разделе 7.
	Mn^{52}	A	$\beta+, K, \gamma$(G14)	6,5 дня (L5)	I, II *L*	0,58 (P13) спект.	0,73, 0,94, 1,46 (P13) спект.	
27	Co^{58}	B	e^-	9,3 часа (S35)	I *U*		0,023 (S35) спект.	Вероятно, $\Lambda = 3$.
	Co^{58}	A	β^+, γ, *K* (G14)	72 дня (L14)	I *L*	0,47 (D23) спект.	0,805 (D23) спект.	
	Co^{60}	A	β^-, γ, e^-	10,7 мин. (L14)	I, II *U*	1,56 (P7) спект.	*0,056*, 1,30 (D13) (P12) спект.	См. обсуждение в разделе 7.
	Co^{60}	A	β^-, γ	5,3 года (L14)	I, II *L*	0,31 (D12)	1,16, 1,30 (P7) (J1) спект.	
30	Zn^{69}	A	e^-, γ	13,8 часа (L7)	I *U*		*0,439* (H8) спект.	$0{,}1 > \alpha > 0{,}01$, что указывает на $\Lambda = 5$. Теория даёт $\tau \approx 270$ час., $Э2^5$ или $М2^4$. Спин, вероятно, $\frac{9}{2}\pm$.
	Zn^{69}	A	β^-	57 мин. (L7) (K3)	I *L*	1,0 (K3)	нет γ (K3)	Спин, вероятно, $\frac{1}{2}\mp$.
32	Ge^{71}	A	β^+	40 час. (S11); 36 час. (H17)	II *U* (?)	1,2 (S11) пог.		Состояние является высшим с энергетической точки зрения.
	Ge^{71}	A	*K*, e^-(S11) $\beta+$(?) (M13)	11 дней (S11)	II *L* (?)	0,6 (M13) спект.	0,5 (M13) спект. 0,6 (S23) пог.	В результате (γ, n)-реакции этот изомер не наблюдается (H37).
	Ge^{73}	A	e^-	$5 \cdot 10^{-7}$ сек.(B13)	I *U*		*0,70* (B13)	Может быть 0—0 переход. См. раздел IVe.
	Ge^{72}	A		устойчивый	I *L*			
	Ge^{77}	A	β^-(A8)	59 сек. (A8)	II	2,8 (A8) пог.		Чтобы выяснить состояния *U* и *L*, нужно изучить γ-лучи.
	Ge^{77}	A	β^-(S17)	12 час. (S11)	II	1,9 кам. (S17) (S22)		

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
33	As^{71}	A	K	60 час. (H32)	II			
	As^{71}	B	β^+	52 мин. (H31)	II			
34	Se^{77}	A	e^-	17,5 сек. (G15)	I *U*		0,15 (A8) пог.	Теория даёт $\tau \sim 2$ часа для $\Lambda = 4$.
	Se^{77}	A		устойчивый	I *L*			
	Se^{81} (L6)	B	e^-(L3)	57 мин. (L3)	I *U*		*0,99* (H8) спект.	Из периода полураспада вероятно, что $\Lambda = 4$; $\alpha_K/\alpha_L = 4$, что указывает на 50% Э2[4], 50% М2[3],
	Se^{81}	B	β^-	19 мин. (L3)	I *L*	1,5 (L3) пог.		Переход в основное состояние Br^{83}, вероятно, разрешён.
	Se^{83}	B	β^-,γ(A8)	67 сек. (A8)	II	3,4 (A8) пог.		
	Se^{83}	A	β^-,γ	30 мин.	II	1,5 (G21) пог.	0,17, 0,37, 1,1 (G21) пог.	Переход в основное состояние Br^{83} сильно запрещён.
35	Br^{80}	A	e^-,γ	4,4 часа (B11) (S5)	I *U*		*0,049*, 0,037 (V1) спект. (G4) пог.	См. обсуждение в разделе 7.
	Br^{80}	A	β^-, β^+ (B15)	18 мин. (S2) (S5)	I *L*	β^-2,0 (A10) спект. β^+0,7 (B15) пог.	0,5 (S2) (B16) пог.	
36	$Kr^{79,81}$	C	e^-,γ, нет β^+	13 сек. (C5)	I *U*		*0,187* (C5) спект.	Изомерный переход несомненен; принадлежность его к Kr сомнительна. Вероятно, $\Lambda = 4$.
	$Kr^{79,81}$	C	e^-,γ, нет β^+	55 сек. (C5)	I *U*	~0,9 (30%)~0,6 (70%)	*0,127* (C5) спект. 0,2 (H34) пог.	13 сек.
	Kr^{79}	A	β^+(2%), K (98%) (W25)	34 час. (B17) (C6)	I *L*	H (34) пог.; 1,0 (W25) пог.		Нижнее состояние для переходов с периодами 13 сек. или 55 сек.

	Kr^{83}	A	e^-	113 мин. (L3)	I *U*		*0,029* или *0,046* (H8) спект.	Присутствуют оба γ-луча. $\alpha_K/\alpha_L \sim 1$ для γ-луча с энергией 0,046; в этом случае Λ = 4. 60% Э2^4 и 40% М2^8. Вычисленное значение τ ~ ~50 час. Спин $\frac{3}{2}\pm$.
	Kr^{83}	A		устойчивый	I *L*			Спин $\frac{9}{2}\pm$.
	Kr^{85}	A	β^-,γ (H34)	4,5 часа (H34) (W25)	II *U* (?)	1,0 (H34) пог.	0,17, 0,37 (H34) пог.	Высшее состояние с точки зрения энергии β-частиц.
	Kr^{85}	B	β^-	~10 лет (H33)	II *L* (?)	0,74 (H33) пог.	Нет γ (H33)	
38	Sr^{85}	A	e^-, γ (D3)	70 мин. (D3)	I *U*		*0,170* (D3) спект.	Для Λ = 4, τ~150 мин. Знание α и α_K/α_L позволяет определить *l*.
	Sr^{85}	A	*K*, γ (D7)	65 дней (D7)	I *L*		0,8 (D3) пог.	
	Sr^{87}	A	e^-, γ (D7) (R3)	2,7 часа	I *U*		*0,386* (H8) спект.	$\alpha_K/\alpha_L = 6$, α~0,15. Эти значения, как и значение τ, указывают на Λ = 5, Э2^5. Спин $\frac{1}{2}\pm$.
	Sr^{87}	A		устойчивый	I *L*			Спин $\frac{9}{2}\mp$.
39	Y^{87}	B	e^-, γ (D3)	14 час.(D3) (S12)	I *U*		*0,5* (D3) пог.	Доказательства ненадёжны.
	Y^{87}	A	*K* (D7)	80 час. (D7)	I *L*		нет γ (?) (D3)	Распадается в Sr^{87} с периодом 2,7 часа.
	Y^{88}	A	*K*, γ (D3) (H19) β^+, 0,19% (P14)	105 дней (D3)	II *U* (?)	0,83 (P14) спект.	0,908, 1,89 (D14) спект. 2,8 (1%) (G16) D (γ, n)	0,908 и 1,89 — каскадные. β^+ переход в Sr^{88} сильно запрещён.
	Y^{88}	A	β^+	2 час. (S12)	II *L* (?)	1,65 пог. (O1)		Нижний предел энергии γ-лучей 0,15 ***Мэв***.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
	Y^{91}	A	e^-, γ	50 мин. (G9) (S18)	I *U*		*0,61* (F19) пог.	Вероятно, Λ = 5. Теоретически τ~2 часа.
	Y^{91} (H20)	A	β^- (B8)	57 дней (G9) (S18) (H10) (G17)	I *L*	1,6 (B8) пог.; 1,53 (L4) спект.	γ и e^-	
40	Zr^{89}	A	e^-, γ или *K*	4,5 мин. (D3) (D7)	I (?)		0,555 (H38) спект.	Повидимому, нет β^+. Селективное поглощение рентгеновских лучей может позволить различить типы I и II.
	Zr^{89}	A	β^+ (S13)	78 час. (D3)	*L* (?)	1,0 (S13) кам. (D3) пог.	нет γ	
41	Cb^{91}	A	e^-, γ (B24)	62 дня	I *U*		*0,13* (?) (M20) пог.	Значения Λ = 4 и Λ = = 5 в 10^3 раз не согласуются с экспериментальными данными. Необходимы точные значения γ-энергии и $\frac{a_K}{a_L}$.
	Cb^{91}			длинный				Радиоактивность не обнаружена.
	Cb^{92}	A	β^-, γ	10,1 дня (K11); 11 дней (S31)	II	1,38 (S31) кам. 1,38 (K11) пог.	1,0 (K11) пог.	Необходимы точные измерения β- и γ-лучей.
	Cb^{92}	A	β^-, γ (W26)	21,6 часа (W26)	II	1,2 (W26) пог.	0,6 (W26) пог.	
	Cb^{93}	A	e^-	42 дня (W15)	I *U*			Получен возбуждением рентгеновскими лучами. Другие сообщения об этой активности могут относиться к Cb^{95}.

	Cb^{93}	A		устойчивый	I *L*			Спин $\frac{9}{2}$.
	Cb^{94}	A	e^-; β^- (0,01%) (G18)	6,6 мин. (G18)	I, II *U*	1,3 пог.	*0,058* пог. (G18), 1,0 (C11) пог.	Теория даёт $\tau \sim 900$ мин. $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{1}{6}$ для Э2^4. Вероятно, $\Lambda = 4$.
	Cb^{94}			> 100 лет	I, II *L*			Радиоактивность ещё не обнаружена.
	Cb^{95}	A	e^-	90 час. (L11)	I *U*		*0,216* (H35) спект.	Значения $\Lambda = 4$ и $\Lambda = 5$ оба не согласуются с опытом. Вопрос может быть разрешён измерением $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$.
	Cb^{95}	A	e^-, γ, β	35 дней	I *L*	0,146 (H35) спект.	0,758 (H35) спект.	Образуется в 98,6% случаев при распаде Zr^{85}. $\alpha = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$ для γ-луча с энергией 0,758 *Мэв*.
43	Tc^{94}	B	e^-	53 мин. (H28)	I *U*		*0,0334* (H28) спект.	$\Lambda = 4$. Теория даёт $\tau \sim 20$ час. $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ должно быть очень малым.
	Tc^{94}	B	β^+, λ, γ	53 мин. (H28) (M4)	I *L*	2,45 (H28) спект.	0,38, 0,87, 1,48, 1,85, 2,74 (H28) спект.	
	Tc^{95}	B	*K*, γ, e^- (E3) (H29); β^+ (1%) (H29)	62 дня (H29); 52 дня (E3)	II	0,4 (H29) кам.	0,201, 0,570, 0,810, 1,017 (H29) спект.	Должно быть на 1,4 *Мэв* выше основного состояния Mo^{95}.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
	Tc^{95}	A	K, e^-, γ)	20 час. (E5) (M4)	II		0,762, 0,932, 1,07 (M21) спект.	Изомерия сомнительна, так как ни одно из этих состояний не наблюдалось в Mo^{95}.
43	Tc^{97}	A	e^-	93 дня (C7)	I (M15) U (E3)		*0,097* (H8) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} \sim 2$. Теоретические значения τ не согласуются с опытом в 1000 раз для $\Lambda = 4$ или 5. Вероятно, смешанное Э- и М-излучение (H8).
	Tc^{97}	A	β^+ или K		I L			Период полураспада слишком длинный для обнаружения в настоящее время.
	Tc^{99}	A	e^-, γ (S4)	6,6 часа (S4)	I U		*0,136* (S4) спект.	Экспериментальное доказательство ненадёжно. Значение $\Lambda = 4$ указывает на $\tau \sim 9$ час. Необходимы измерения α и $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$.
	Tc^{99}	A	β^-	$9{,}4 \cdot 10^5$ лет (M14)	I L	0,32 (M14) пог.		
45	Rh^{103}	A	e^-	45—48 мин. (F12) (W14)	I U		*0,0942* (F15) пог.; *0,059* или *0,037* (H21) спект.; *0,0659* (G8) спект.	Согласно (G8) наблюдаются K-рентгеновские лучи и электроны с энергией только 42,7 *кэв*. α большое. Отсутствие

	Rh^{103}	A		устойчивый	I *L*			*L*-электронов выглядит странным. За исключением отношения $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ хорошее согласие со значением $\Lambda=4$, которое даёт $\tau\sim 20$ час.
	Rh^{104}	A	e^-	4,3 мин. (A4) (P2) (F12)	I *U*		*0,069* (O3) спект.; *0,087* (F15) пог.; *0,095* или *0,073* (H21) спект.	Повидимому, или *K*- или *L*-конверсия отсутствует. Измеренное в (A6) значение α указывает на M2[3]. $\Lambda=4$ даёт $\tau\sim 20$ мин., но $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ должно быть ~ 1.
	Rh^{104}	A	β^-	44 сек. (A4) (P2)	I *L*	2,3 (C8) кам.; 2,6 (H21) спект.		
47	Ag^{106}	A	β^+	24,5 мин. (D6) (P8)	II	2,04 (F2) пог.	нет γ (F2)	Необходимы более точные измерения β^+- и $\gamma-\gamma$-совпадений. Если все γ-лучи каскадные, то период 8,2 дня — верхний (*U*).
	Ag^{106}	A	*K*, e^-, γ	8,2 дня (F2) (P8) (H22)	II		0,72, 1,06, 1,63 (D11) (E1) спект. *0,093* (H8) (B10) спект.	
	Ag^{107}	A	e^-, γ	40 сек (A3); 44,3 сек. (B10)	I *U*			См. обсуждение в разделе 7. $I=\frac{7}{2}\pm$.
	Ag^{107}	A		устойчивый	I *L*			$I=\frac{1}{2}\pm$.
	Ag^{109}	A	e^-, γ	39 сек. (B10)	I *U*		*0,088* (H9) (B10) спект.	$\alpha_K+\alpha_L=19$, что указывает на M2[3], но $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}=1$

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
								даёт 65% Э2⁴, 35% М2³. Теория даёт $\tau \sim 1$ час для $\Lambda = 4$. $I = \frac{7}{2} \pm$.
47	Ag^{109}	A		устойчивый	I *L*			$I = \frac{1}{2} \pm$.
	Ag^{110}	A	β^-, γ	22 сек. (A4); 24 сек. (H23); 28 сек. (F12) (P8)	II	2,6 (H23) пог. 2,8 (G6) кам.		На основании σ (табл. II) спин, вероятно, маленький. Нет достаточных сведений для определения *U* или *L*.
	Ag^{110}	A	*K*, e^-	225 дней (L8) (R4)	II		0,65, 0,925, 1,51 (D11) спект.	На основании σ (табл. II) спин, вероятно, большой.
48	Cd^{111}	A	e^-, γ	48,7 мин. (G15) (W17) (D8)	I *U″*		*0,149*, 0,247 (H24) (H18) спект.	Для 0,149 γ-луча $\Lambda = 4$. 0,247 γ-луч — каскадный.
	Cd^{111}	A	e^-, γ	$8 \cdot 10^{-8}$ сек. (D20)	I *U′*		*0,247*	Вероятно, Э2².
	Cd^{111}	A		устойчивый	I *L*			
	Cd^{113}	A		2,3 мин. (H25) (T5)	I *U*			
	Cd^{113}	A		устойчивый				
	Cd^{115}	A	β^-, γ	43 дня (S23)	II *U*	1,67 (H16) спект.	0,5 (S23) пог.	β^--переход в основное состояние In^{115}. Переход в изомер In^{115} очень слабый. Переход в основное состояние Cd^{115} не наблюдался. Вероятно, $\Lambda = 6$.

	Cd^{115}	A	β^-, γ	2,33 дня (L1); 2,5 дня (G3)	II	*L*	1,10 (H16) спект.; 1,13, 0,6 (L1) спект.	0,52 (H16) спект.; 0,65 (M9) спект.	β^--переход в изомерное состояние In^{115}.
49	In^{112}	B	e^-	23 мин. (B18) (S29)	I	*U*		*0,16* (B18)	$\Lambda = 4$ даёт $\tau \sim 15$ мин., $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 2$ и $\alpha = 6$ для Э2⁴. Измерения $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ дадут возможность выбрать между Э- и М-излучениями. Спин 4 или 5.
	In^{112}	B	β^+, β^-, *K*	9 мин. (B18) (S29)	I	*L*	β^+ 1,7 (L1) кам. β^- 1.		Спин, вероятно, 1.
	In^{113}	A	e^-, γ	105 мин. (L1)	I	*U*		*0,393* (L1) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 5,4$, $\alpha = 0,7$. Наиболее вероятно M2⁴. Теория даёт $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 6$, $\alpha = 0,3$; $\tau \sim 140$ час. Спин $\frac{1}{2} \pm$.
	In^{113}	A		устойчивый	I	*L*			Спин $\frac{9}{2}^-$.
	In^{114}	A	e^-	48 дней (L1)	I	*U*		*0,192* (L1) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 1$, $\alpha \sim 100$. Теория дает для $\Lambda = 5$ $\frac{5}{6}$ Э2⁵, $\frac{1}{6}$ M2⁴, $\alpha = 12$ и $\tau \sim 1600$ дней. Спин, вероятно, $5 \pm$.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
	In^{114}	A	β^-	72 сек. (L1) (B6) (L9) (L10)	I *L*	1,98 (L1) спект.		Спин, вероятно, $1\pm$.
49	In^{115}	A	e^-, γ	4,5 часа (L1), 4,1 часа (B4) (G3)	I *U*		*0,338* (L1) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 4{,}8 - 5{,}3$, $\alpha \cong 1$. M24 даёт $\tau \sim 500$ час., $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 5{,}75$, $\alpha = 0{,}6$. Спин, вероятно, $\frac{1}{2}\pm$.
	In^{115}	A		устойчивый				Спин $\frac{9}{2}\mp$.
	In^{116}	A	β^-	13 сек. (A4) (C9)	II	2,8 (C9) кам.	нет γ (M5)	Оба перехода разрешены; необходимы дальнейшие исследования. Период 54 мин., вероятно, верхний (*U*).
	In^{116}	A	β^-, γ	54 мин. (A4) (C9) (L9)	II	0,85(C10) спект.	0,428, 1,12, 1,31 2,32 (D11) спект.	
50	Sn^{119}		e^-, γ	13 дней (L19)	I *U*		$\sim$ 0,250 (L19) пог. e^-, γ	Значение массового числа 119 сомнительно, но определённо является изомером, так как испускает рентгеновские лучи Sn; вероятно, $l = 5$.
	Sn^{119}	C A		устойчивый	I *L*			
	Sn^{121}	B	β^-	36 мин. (N2)	II	2,5—3,0 (N2) пог.	нет γ (?) (N2)	
	Sn^{121}	A	β^-	28 час. (L18)	II	0,4 (L18) пог.	нет γ (L18)	
51	Sb^{120}	B	*K*, e^-, γ	6,0 дней (L18)	II		1,1 (L18) пог.	
	Sb^{120}	B	β^+	17 мин. (L15)	II	1,53 (A9) кам.		

	Sb^{123}	A	e^-	3,5 мин. (M16)	I *U*		*0,140* (M16) пог.	Теория даёт для $\Lambda=4$ $\tau\sim 12$ сек. α должно быть ~ 12.
	Sb^{123}	A	β^-, γ, e^-	2,8 дня	I *L*	1,9!, 1,36 (M13) спект.	0,58 (R6) спект.; 0,80 (M9) спект.	
	Sb^{124}	A	e^-	21 мин. (M16)	I *U″*		*0,02* (M16) пог.	См. обсуждение в разделе 7.
	Sb^{134}	A	β^-, e^-	1,3 мин. (M16)	I, II, *U′*	3,2 (M16) пог.	*0,015* пог.	
	Sb^{134}	A	β^-, γ	60 дней (L15)	I, II, *L*	2,4, 0,7 (M17)	1,7 (M17)	Возможно, что схема распада значительно сложнее. См., например, (K5).
52	Te^{121}	A	e^-, γ	143 дня (P10); 125 дней (S7) (B19)	I *U″*		*0,082* (H36) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ для 0,082 указывает на $\Lambda=3$. Период полураспада требует, по крайней мере, $\Lambda=4$.
	Te^{121}	A	e^-, γ	$5\cdot 10^{-8}$сек. (B20)	I *U′*		*0,213* (H36) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ указывает на $\Lambda=3$. $\Lambda=2$ даёт $\tau\sim 10^{-9}$ сек.
	Te^{121}	A	*K*, γ	17 дней (P10)	I *L*		0,61 (P10) пог.	
	Te^{125}	A	e^-	$\sim$ 60 дней (F20)	I *U*		*0,125* пог. (F20)	$\Lambda=5$ даёт $\tau\sim 4000$ дней, $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}\sim 0{,}2$. Энергия γ-луча получена в предположении, что кривая поглощения соответствует *L*-электронам.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
52	Te^{125}	A		устойчивый	I *L*			
	Te^{127}	A	e^-	90 дней (S7)	I *U*		*0,086* (H8) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} \sim 0{,}75$; $\Lambda = 5$ даёт слегка лучшее согласие. $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ даёт 50% Э, 50% М.
	Te^{127}	A	β^-	9,3 часа (S7)	I *L*	0,76 (S7) пог.	нет γ	
	Te^{129}	A	e^-	32 дня (S7)	I *U*		*0,102* (H8) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} \sim 1$. Вероятно, Э и М. $\Lambda = 5$ даёт лучшее согласие, чем $\Lambda = 4$.
	Te^{129}	A	β^-	72 мин. (S7) (A5)	I *L*	1,8 (R6) спект.		
	Te^{131}	A	e^-	30 час. (S7) (A5)	I *U*		*0,177* (H8) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} \sim 2$. Вероятно, Э и М. $l = 4$ или 5.
	Te^{131}	A	β^-	25 мин. (S7) (A5)	I *L*			
54	Xe^{127}	B	e^-, γ	75 сек. (C5)	I *U*		*0,175* или *0,125* (C5) спект.	Не наблюдалось *L*-конверсии 0,125 γ-луча; за конверсию, вероятно, ответствен 0,175 γ-луч; $\Lambda = 4$ дает $\tau \sim 500$ сек.
	Xe^{127}	B	e^-, γ, *K* (?)	34 дня (C5)	I *L*		0,9 (C5) пог. e^-	

	Xe^{135}	A	e^-, γ	10 мин. (W22); 15,6 мин. (R7) 12 мин. (G7)	I *U*		0,52 (P4) спект.; 0,6 (S24) пог.	Вероятно, $\Lambda = 5$; теория даёт $\tau \sim 4$ часа.
	Xe^{135}	A	β^-, γ	9,4 часа (S15) (W22)	I *L*	0,93 (P4)	0,247 (P4) спект.	
55	Cs^{134}	A	β^-, e^-, γ	3,15 часа (S25) (K5)	I, II *U*	2,4 (S25) пог.	*0,150* (P7) спект.; 0,7 (S25) пог.	Вероятно, $\Lambda = 4$. Необходимо знать отношение ветвления.
	Cs^{134}	A	β^-, γ	1,7 года (K5)	I, II *L*	0,09 (25%). 0,65 (75%) (E4) (D15) спект.	0,568 25%, 0,602, 0,794 (E4) (D15) спект.	
56	Ba^{133}	A	e^-	38—39 час. (K9) (W18) (Y1)	I *U*		*0,276* (C12) спект.	$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 3{,}2$. $\Lambda = 5$ даёт $\tau \sim 100$ дней. Формулы для α и $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ в этой области неприменимы.
	Ba^{133}	A	e^-, *K*, γ	20 лет (K9)	I *L*		0,32, 0,085 (Y1) пог.	
	Ba^{135}	C	e^-, γ	28,7 года (Y2)	I *U*		0,29 (Y2) пог.	Выбор изотопов ненадёжен. Если наблюдаются *L*-электроны, то, вероятно, $\Lambda = 5$.
	Ba^{135}	A		устойчивый	I *L*			
	Ba^{137}	A	e^-, γ	158 сек. (T9); 156 сек. (M18)	I *U*		*0,663* (T4) (M18) спект.	$\alpha = 0{,}14$; $\Lambda = 5$ даёт 1200 сек. Вероятно, спин $\frac{11}{2} \pm$. (M18) указывает на трудности теории β-распада в случае распада в Cs^{137}.
	Ba^{137}	A		устойчивый	I *L*			Спин $\frac{3}{2} \mp$.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
63	Eu^{152}	A	β^-, γ, e^-, K (R8)	9,2 часа (P9)	II	1,88 (T6) спект.	0,123, 0,163, 0,925 (T6) спект.	
	Eu^{152}	A	β^-, γ, e^- (S32)	~ 5 лет (I2)	II	0,751 (S32) спект.	Несколько (S32)	Известен как изомер с периодом 9 час. в результате масс-спектрографического исследования (I2). Трудно определить энергию γ-лучей вследствие активности Eu^{154}.
65	Tb^{160}	A	β^-	3,9 часа (H12) (M7)	II			
	Tb^{160}	A	β^-, γ	72—73,5 дня (B9) (B21) (I2)	II	0,546, 0,882 (C18) спект.	0,086, 0,195, 0,212, 0,297, 1,15 (C18) спект.	Данные о γ-лучах сомнительны.
66	Dy^{165}	B	e^-	1,25 мин. (I3) (F11)	I *U*		*0,102* (H38) спект.	Значение массы вероятно из масс-спектрографических исследований. $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ мало. Вероятно, $\Lambda = 4$.
	Dy^{165}	A	β^-, γ	2,5 часа (P9) (H13) (M7)	I *L*	1,18 (D16) спект.; 0,42, 0,88, 1,25 (S27) спект.	1,0, 0,37 (M13) спект.; 0,091, 0,37, 0,78 (S27) спект.	
68	Er	C	e^-	2,5 сек. (D18)	I *U*		0,2 (D18) пог.	Вероятно, $\Lambda = 4$.

69	Tm^{169}	A	e^-, γ	$1\cdot10^{-6}$ сек. (D22)	I	*U*		*0,19* (D22) пог.	$\Lambda-2$ и $\Lambda=3$ дают значения τ, в 1000 раз отличающиеся от наблюдаемых. Необходимы знания точных значений энергии и α.
	Tm^{169}	A		устойчивый					
	Tm^{171}	B	e^-, γ	$2,5\cdot10^{-6}$ сек. (D22)	I	*U*		*0,113* (K10) спект.	$\alpha=1,3$; $\Lambda=2$ даёт $\tau\sim10^{-8}$ сек.
	Tm^{171}	B		~500 дней (K10)	I	*L*	0,1 пог.		
70	Yb	C	e^-	6 сек. (D18)	I	*U*		*0,23* пог. (D18)	Получено путём (n, γ)-реакций.
	Yb	C	e^-	50 сек. (D18)	I	*U*		*0,02* пог. (D18)	Получено путём (n, γ)-реакций.
71	Lu^{176}	A	β^-	3,4 часа (D17) (F9)	II	*U*	1,15 пог.	нет γ.	Получено возбуждением рентгеновскими лучами (D17).
	Lu^{176}	A	β^-, γ	$7,3\cdot10^{10}$ лет (N14) (L13)	II	*L*	0,215 (L13) пог. 0,40 (F9) пог.	0,260 (F9) пог.	
72	$Hf^{177,179}$	C	e^-	19 сек. (F11)	I	*U*		*0,20* (F11) пог.	Должен быть изомером. Изотоп определён на основании «правила Маттауха» (F11). $\Lambda=4$ даёт $\tau\sim50$ сек.
	$Hf^{177,179}$	A		устойчивый					
73	Ta^{181}	A	e^-, γ	$2,2\cdot10^{-5}$ сек. (D22) (B22); $2,0\cdot10^{-5}$ сек. (B5)	I	*U*		*0,133*, 0,145, 0,478 (C17) спект.; *0,128*, 0,472 (B22) спект.	Из (B22) 0,342 γ-луч предшествует изомерному γ-лучу. $\alpha\sim0,6$. Вероятно, $\Lambda=2$. Согласно (B5) $\Lambda=3$, для 0,478 γ $\Lambda=2$. Их схема не запрещает перехода в основное состояние.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
73	Ta^{181}	A		устойчивый	I *L*			
	Ta^{182}	A	e^-, γ	16,2 мин. (S14)	I *U*		*0,22* (S14) пог	Значение 0,22 получено в предположении, что наблюдаются *L*-электроны (S14). Вероятно, $\Lambda = 4$.
	Ta^{182}	A	β^-, γ, e^-	117 дней (Z1)	I *L*	0,499 (J2) спект.	0,15, 0,22, 1,13, 1,22 (R6) спект.	
74	W^{183}	D	e^-(D18)	5,5 сек. (D18)	I *U*		*0,100* пог. (D18)	Электроны имеют максимальную энергию 0,08. Предполагая, что электроны есть *L*-электроны, вероятно $\Lambda = 4$.
	W^{183}			устойчивый	I *L*			
75	Re^{187}	A	e^-, γ	$0{,}65 \cdot 10^{-6}$ сек. (D19) (D22)	I *U*		*0,135*, 0,086, 0,101 (V3) спект.	Наиболее конвертированы 0,135 γ-лучи. Два других γ-луча, вероятно, несущественны $\Lambda = 2$ или 3. Спин, вероятно, $\frac{1}{2}$.
	Re^{187}	A		устойчивый				Спин $\frac{5}{2}$.

77	Ir^{192}	A	e^-, γ	1,5 мин. (G19)	I *U*		*0,06* (G19)	Конверсия только на *L*-оболочке, $\Lambda = 3$ или 4. В (L16) наблюдалось больше γ-лучей.
	Ir^{193}	A	β^-, γ	75 дней (G20); 60 дней (M6) (F4)	I *L*	0,59 (G20) пог.	0,307, 0,467, 0,603 (D10) спект.	
78	Pt^{197}	B	β^-	18 час. (M6)	II	0,65 (S16) пог.; 0,72 (K7) пог.		
	Pt^{197}	B	β^-, γ (K7)	3,3 дня (M6)	II			
79	Au^{196}	B	β^- (30%), *K* (70%), γ, e^- (S33)	5,55 дня (W27) (S33)	II (?)	$\sim 0{,}27$, $\sim 0{,}43$ (S33) спект.	0,139, 0,358 с K, 0,173, 0,334 с β^- (S33) спект.	
	Au^{196}	B	β^-, *K* (W28)	14,0 час. (W28) (M6)	II (?)			
	Au^{197}	A	e^-	7,4 сек. (F16) (W15)	I *U*		*0,250* (F16) пог.; 0,077 (F16) пог.	γ-лучи — каскадные. Для 0,07 γ-луча $\tau < 10^{-6}$ сек. $\Lambda = 4$ даёт $\tau \sim 10$ сек.
	Au^{197}	A		устойчивый	I *L*			
80	Hg^{197}	A	*K*, γ, e^-	23 часа (F17) (F16) (W12)	II *U*		0,125, 0,157 (V2) спект.	Период полураспада 0,157 γ-луча $< 10^{-7}$ сек. (F16).
	Hg^{197}	A	*K*, γ, e^-	64 часа (W12)	II *L*		0,075 (H26) спект.; 0,077 (F16) пог.	
	Hg^{*}	C	e^-	43 мин. (M6) (F17)	I *U*		*0,222* или *0,362* (H24) спект.	Оба γ-луча сильно конвертированы. Вероятно, $\Lambda = 5$. Изомер устойчивого Hg.

Продолжение

Z	A	Класс	Тип излучения	Период полураспада	Тип изомера	Энергия излучения: частиц	Энергия излучения: γ-лучей	Примечания
82	Pb^{204}	B	e^-, γ	65—68 мин. (M3) (F18) (T7)	I *U*		*1,1* (F18) пог. e^-, γ; *0,9* (M3) пог.	Исключение из «правила Маттауха».
	Pb^{204}	A		устойчивый	I *L*			
	Pb*	C	e^-	1,6 мин. (W11)	I *U*		*0,15—0,25* (W11)	Вероятно, Λ = 4. Изомер устойчивого изотопа Pb.
91	UX_2^{231}	A	β^-, γ (M10)	1,14 мин. (C14)	I, II *U*	2,32 (98%), 1,4 (1,7%) (B7) спект.	*0,394*, 0,822, 0,782, 0,95 (B7) спект.	Из значений τ и α для γ-луча Λ = 5 (B7). Изомерный γ-луч наблюдается только в 0,12% случаев.
	UZ^{231}	A	β^-, γ	6,7 часа (C14) (F2)	I, II *L*	0,45 (90%), 1,2 (10%) (B7) спект.	0,85 (B7) спект.	
93	Am^{242}	A	β^-	16 час. (S26)	II	1,0 (S26) пог.		
	Am^{242}	A	β^-, α (0,2%)	400 лет (S26)	II	0,5 (S26) пог.		

В столбец «Энергия излучения» включены ссылки только на самые последние работы, содержащие наиболее точные измерения. В столбец «Частицы» включены только β^-- и β^+-частицы. В столбце «γ-лучи» энергия перехода от верхнего к нижнему изомерному состоянию дана курсивом. Сомнительные случаи отмечаются в «Примечаниях». Использованные сокращения и символы имеют следующие значения:

пог. — поглощение;

кам. — камера Вильсона (с магнитным полем в случае бета-частиц);

спект. — магнитное отклонение (магнитный спектрограф или спектрометр или счётчик с магнитным полем); не делается различия между конверсионными электронами и вторичными фотоэлектронами;

D-γ-n-реакция — измерение нейтронной энергии из D-γ-n-реакции.

Точка с запятой разделяет величины, определённые независимо друг от друга, например, независимые определения периода полураспада или энергии излучения.

В «Примечания» включены соответствующие сведения о значениях α, $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ и т. д. (ссылки даются в столбцах «Энергия излучения»); здесь же указываются значения Λ. Как указывалось выше, например, $\Lambda = 4$ может означать электрическое 2^4-польное ($\Theta 2^4$) или магнитное 2^3-польное ($M2^3$) излучение или оба вместе. Период полураспада обозначается буквой τ. В некоторых случаях спины состояний сопровождаются указанием чётности. Например, $\frac{7}{2}^{\pm}$ и $\frac{1}{2}^{\mp}$ обозначают спин $\frac{7}{2}\hbar$ и $-\frac{1}{2}\hbar$ и противоположную чётность.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

A

A1. E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo a. E. Segrè, Ricerca Scientifica **61**, 581 (1935).
A2. E. Amaldi a. E. Fermi, Phys. Rev. **50**, 899 (1936).
A3. L. W. Alvarez, A. C. Helmgolz a. E. Nelson, Phys. Rev. **57**, 660 (1940).
A4. E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti a. E. Segrè, Proc. Roy. Soc. (London) **A149**, 522 (1935).
A5. P. Abelson, Phys. Rev. **56**, 1 (1939).
A6. M. Ageno, Nuovo Cimento **1**, 415 (1943).
A7. P. Abelson, Phys. Rev. **56**, 753 (1939).
A8. J. K. Arnold a. N. Sugarman, J. Chem. Phys. **15**, 703 (1947).
A9. T. Amaki a. A. Sugimoto, Sci. Papers Inst. Phys. and Chem. Research (Tokyo), No. 853, стр. 1650 (1938).

A10. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов и Б. С. Джелепов, Physik. Zeits. Sowjetunion **10**, 78 (1936).
A11. P. Alex and S. M. Dancoff, Bull. Am. Phys. Soc. **24** (No. 1), 25 (1949).

B

B1. J. P. Blewett, Phys. Rev. **49**, 900 (1936).
B2. W. Bothe a. W. Genter, Naturwiss. **25**, 284 (1937); W. Bothe a. W. Genter, Zeits. f. Physik **112**, 45 (1939).
B3. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 220 (1937).
B4. S. W. Barnes a. P. W. Aradine, Phys. Rev. **55**, 50 (1939).
B5. D. E. Bunyan, A. Lindby, A. H. Ward a. D. Walker, Proc. Phys. Soc. **61**, 300 (1948).
B6. S. W. Barnes, Phys. Rev. **56**, 414 (1939).
B7. H. L. Bradt a. P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 260, 405 (1945).
B8. H. I. Born a. W. Seelmann-Eggebert, Naturwiss. **31**, 201 (1943).
B9. W. Bothe, Naturwiss. **31**, 551 (1943).
B10. H. L. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer a. K. Steffen, Helv. Phys Acta **19**, 218 (1946).
B11. A. Berthelot, Ann. de Physique **19**, 219 (1944).
B12. E. Bleuler a. H. L. Bradt, Phys. Rev. **73**, 1398 (1948).
B13. J. C. Bowe, M. Goldhaber, K. D. Hill, W. E. Meyerhof a. O. Sala, Phys. Rev. **73**, 1219 (1948).
B14. E. L. Brady a. M. Deutsch, Phys. Rev. **72**, 870 (1947).
B15. W. C. Barber, Phys. Rev. **72**, 1156 (1947).
B16. J. H. Buck, Phys. Rev. **54**, 1025 (1938).
B17. W. H. Barkas, E. C. Creutz, L. A. Delsasso a. R. A. Sutton, Phys. Rev. **57**, 1087 (1940).
B18. H. L. Bradt a. D. J. Tendam, Phys. Rev. **72**, 1118 (1947).
B19. S. B. Burson, P. T. Bittencourt, R. B. Duffield a. M. Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 566 (1946).
B20. P. T. Bittencourt a. M. Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 780 (1946).
B21. W. Bothe, Zeits. f. Naturforschung **1**, 173 (1946).
B22. J. Benes, A. Ghosh, A. Hedgren a. N. Hole, Nature **162**, 261 (1948).
B23. E. L. Brady a. M. Deutsch, Phys. Rev. **74**, 1541 (1948).
B24. G. E. Boyd, частные сообщения Сиборгу и Перльману.

C

C1. A. H. Compton a. S. K. Allison, X-Rays in Theory and Experiment, New York (1935).
C2. G. B. Collins a. B. Waldman, Phys. Rev. **57**, 1088 (1940).
C3. G. B. Collins, B. Waldman, E. M. Stubblefield a. M. Goldhaber, Phys. Rev. **55**, 507, 1129 (1939).
C4. G. B. Collins a. B. Waldman, Phys. Rev. **59**, 109 (1941).
C5. E. C. Creutz, L. A. Delsasso, R. A. Sutton, M. G. White a. W. H. Barkas, Phys. Rev. **58**, 481 (1940).
C6. E. P. Clancy, Phys. Rev. **60**, 87 (1941).
C7. B. N. Cacciapuoti, Phys. Rev. **55**, 110 (1939).
C8. E. C. Crittenden, Jr., Phys. Rev. **56**, 709 (1939).
C9. J. M. Cork a. J. I. Lawson, Phys. Rev. **56**, 291 (1939).
C10. B. R. Curtis a. J. R. Richardson, Phys. Rev. **57**, 1121 (1940).
C11. P. M. Chudom, M. Goldhaber a. C. O. Muehlhause, Plutonium Project Report CP 3750, стр. 46 (1947).

C12. J. M. Cork a. G. P. Smith, Phys. Rev. **60**, 480 (1941).
C13. E. P. Cooper, Phys. Rev. **61**, 1 (1942).
C14. Curie, Debierne, Eve, Geiger, Hahn, Lind, St. Meyer, Rutterford a. Schweidler, Rev. Mod. Phys. **3**, 427 (1931). (Обзор результатов различных исследователей.)
C15. P. C. Capron, G. Stokkink a. M. van Meersche, Nature **157**, 806 (1946).
C16. A. F. Clark, Phys. Rev. **61**, 242 (1942); **61**, 203 (1942).
C17. J. M. Cork, R. G. Schreffler a. C. M. Fowler, Phys. Rev. **72**, 1209 (1947).
C18. J. M. Cork, R. G. Schreffler a. C. M. Fowler, Phys. Rev. **74**, 240 (1948).
C19. S. C. Curran, J. Angus a. A. I. Cockroft, Phil. Mag. **40**, 36 (1949).

D

D1. J. V. Dunworth, Rev. Sci. Inst. **11**, 167 (1940).
D2. S. M. Dancoff a. I. Morrison, Phys. Rev. **55**, 122 (1939).
D3. L. A. DuBridge a. J. Marshall, Phys. Rev. **53**, 7 (1940).
D4. D. C. DeVault a. W. F. Libby, Phys. Rev. **55**, 322 (1939).
D5. D. C. DeVault a. W. F. Libby, Phys. Rev. **58**, 688 (1940).
D6. L. A. DuBridge, S. W. Barnes, J. H. Buck a. C. W. Strain, Phys. Rev. **53**, 447 (1938).
D7. L. A. DuBridge a. J. Marshall, Phys. Rev. **57**, 348 (1940).
D8. M. Dodé a. B. Pontecorvo, Comptes Rendus **207**, 287 (1938).
D9. M. Deutsch, L. G. Elliott a. R. D. Evans, Rev. Sci. Inst. **15**, 178 (1944).
D10. M. Deutsch, частные сообщения Мандевиллю и Фулбрайту, Phys. Rev. **64**, 265 (1943).
D11. M. Deutsch, A. Roberts a. L. G. Elliott, Phys. Rev. **61**, 389 (1942).
D12. M. Deutsch a. L. G. Elliott, Phys. Rev. **62**, 558 (1942).
D13. M. Deutsch, L. G. Elliott a. A. Roberts, Phys. Rev. **68**, 193 (1945).
D14. J. R. Downing, M. Deutsch a. A. Roberts, Phys. Rev. **60**, 470 (1941).
D15. M. Deutsch a. K. Siegbahn, Phys. Rev. **73**, 410 (1948).
D16. Б. С. Джелепов и А. А. Константинов, ДАН **30**, 701 (1941).
D17. J. V. Dunworth and B. Pontecorvo, Proc. Camb. Phil. Soc. **43**, 429 (1947).
D18. E. der Mateosian and M. Goldhaber, частное сообщение (март 1949).
D19. S. DeBendetti a. F. K. McCowan, Phys. Rev. **71**, 380 (1947).
D20. M. Deutsch, частное сообщение.
D21. S. Dancoff, Clinton Laboratory Reports, M3454, № 16.
D22. S. DeBendetti a. F. K. McCowan, Phys. Rev. **74**, 736 (1948).
D23. M. Deutsch a. L. G. Elliott, Phys. Rev. **65**, 211 (1944).
D24. M. Deutsch a. F. Metzger, Phys. Rev. **74**, 1542 (1948).
D25. S. D. Drell, Phys. Rev. **75**, 132 (1949).

E

E1. T. Enns, Phys. Rev. **56**, 862 (1939).
E2. C. D. Ellis a. G. H. Aston, Proc. Roy. Soc. **124**, 180 (1930).
E3. J. E. Edwards a. M. L. Pool, Phys. Rev. **72**, 384 (1947).
E4. L. G. Elliott a. R. E. Bell, Phys. Rev. **72**, 979 (1947).
E5. D. T. Eggen a. M. L. Pool, Phys. Rev. **74**, 57 (1948).

F

F1. S. Flügge, Physik. Zeits. **42**, 221 (1941).
F2. N. Feather a. E. Bretscher, Proc. Roy. Soc. **A165**, 530 (1938); N. Feather a. J. V. Dunwortj, Proc. Roy. Soc. **A168**, 566 (1938).
F3. R. H. Fowler, Proc. Roy. Soc. **A129**, 1 (1930).
F4. В. Фомин и Ф. Гутерман, Physik. Zeits. Sowjetunion **9**, 273 (1936).
F5. R. Fleischman, Zeits. f. Physik **97**, 242 (1935).
F6. Я. Френкель, Journ. of Phys. **2**, 259 (1940).
F7. F. Fairbrother, Nature **145**, 307 (1940).
F8. D. L. Falkoff, Phys. Rev. **73**, 518 (1948).
F9. A. Flammersfeld a. J. Mattauch, Naturwiss. **31**, 66 (1943).
F10. R. Fleischmann, Zeits. f. Physik **107**, 205 (1937).
F11. A. Flammersfeld, Naturwiss. **32**, 68 (1944).
F12. A. Flammersfeld, Naturwiss. **32**, 36 (1944).
F13. E. Feenberg, Phys. Rev. **55**, 504 (1939).
F14. M. Fierz, Helv. Phys. Acta **16**, 365 (1943).
F15. A. Flammersfeld, Zeits. f. Naturforschung **2A**, 241 (1947).
F16. H. Frauenfelder, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk, P. Scherrer a. R. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1270 (1948).
F17. G. Friedlander a. C. S. Wu, Phys. Rev. **63**, 227 (1943).
F18. K. Fajans a. A. F. Voigt, Phys. Rev. **60**, 619 (1941).
F19. B. Finkle a. N. Sugarman, Plutonium Project Report CC-2310, стр. 74 (январь 1945).
F20. G. Friedlander, M. Goldhaber a. G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **74**, 981 (1948).

G

G1. W. G. Guy a. A. S. Russell, J. Chem. Soc. **123**, 2618 (1923).
G2. W. Gentner a. E. Segré, Phys. Rev. **55**, 814 (1939).
G3. M. Goldhaber, R. D. Hill a. L. Szilard, Phys. Rev. **55**, 47 (1939).
G4. А. П. Гринберг и Л. И. Русинов, Phys. Rev. **58**, 181 (1940).
G5. E. Guth, Phys. Rev. **59**, 325 (1941).
G6. E. R. Gaerttner, J. J. Turin a. H. R. Crane, Phys. Rev. **49**, 793 (1936).
G7. H. Cötte, Naturwiss. **28**, 449 (1940).
G8. H. F. Gunlock a. M. L. Pool, Bull. Am. Phys. Soc. No. 4, 16 (1948).
G9. H. Götte, Naturwiss. **29**, 496 (1941).
G10. M. Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 89 (1946).
G11. M. L. Goldhaber, Phys. Rev. **73**, 1119 (1948).
G12. G. Goertzel, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
G13. G. J. Goldsmith, Bull. Am. Phys. Soc. No. 3, 57 (1948).
G14. W. M. Good, D. Peaslee a. M. Deutsch, Phys. Rev. **69**, 313 (1946).
G15. M. Goldhaber a. C. O. Muehlhause, Bull. Am. Phys. Soc. No. 3, 56 (1948).
G16. G. R. Gamertsfelder, Phys. Rev. **66**, 288 (1944); **63**, 60 (1943).
G17. W. E. Grummitt a. G. Wilkinson, Nature **158**, 163 (1946).
G18. M. Goldhaber a. W. J. Sturm, Phys. Rev. **70**, 111 (1946); M. Goldhaber, C. O. Muehlhause a. S. H. Turkel, Plutonium Project Report CF3574 (июль 1946).

G19. M. Goldhaber, C. O. Muehlhause a. S. H. Turkel, Phys Rev. **71**, 372 (1947).
G20. L. J. Coodman a. M. L. Pool, Phys. Rev. **71**, 288 (1947).
G21. L. E. Glendenin, Short-Lived Se-Br Chains in Fission (NNES-PPR, т. 9B, статья № 7, 3.I.1946).
G22. M. Goldhaber a. C. O. Muehlhause, Phys. Rev. **74**, 1877. (1948).
G23. B. A. Griffith a. J. P. Stanley, Phys. Rev. **75**, 534 (1949).

H

H1. O. Hahn, Chem. Berichte **54**, 1131 (1921).
H2. O. Hahn, Zeits. f. physik. Chemie **103**, 461 (1923).
H3. W. Heitler, Proc. Camb. Phil. Soc. **32**, 112 (1936).
H4. H. R. Hulme, N. F. Mott a. F. Oppenheimer, Proc. Roy. Soc. **A155**, 315 (1936).
H5. M. H. Hebb a. C. E. Uhlenbeck, Physica **5**, 605 (1938).
H6. M. H. Hebb a. E. Nelson, Phys. Rev. **58**, 486 (1940).
H7. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **58**, 929 (1940).
H8. A. C. Helmholz, Phys. Rev. **60**, 415 (1941).
H9. A. C. Helmholz, Phys. Rev. **60**, 160 (1941).
H10. O. Hahn a. F. Strassmann, Naturwiss. **28**, 543 (1940).
H11. O. Hahn a. F. Strassmann, Naturwiss. **31**, 249 (1943).
H12. G. Hevesy a. H. Levi, Nature **136**, 103 (1935).
H13. G. Hevesy a. H. Levi, Nature **137**, 185 (1936).
H14. M. Heyden a. W. Wefelmeier, Naturwiss. **26**, 612 (1938).
H15. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
H16. R. Hayward a. A. C. Helmholz, Bull. Am. Phys. Soc. No. 2, стр. 19 (1949).
H17. C. T. Hibdon, M. L. Pool and J. D. Kurbatov, Phys. Rev. **67**, 289 (1945).
H18. A. C. Helmholz and C. L. McGinnis, Bull. Am. Phys. Soc. No. 2, стр. 18 (1949).
H19. A. C. Helmholz, Phys. Rev. **62**, 301 (1942).
H20. R. J. Hayden a. L. G. Lewis, Phys. Rev. **70**, 111 (1946).
H21. N. Hole, Arkiv Math. Ast. o Fysik **34B** (No. 5) (1947).
H22. L. K. Hurst a. M. L. Pool, Phys. Rev. **65**, 60 (1944).
H23. O. Hirzel a. H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **19**, 214 (1946).
H24. N. Hole, Ark. Math. Ast. o Fysik **34B** (No. 19) (1947).
H25. A. C. Helmholz a. C. L. McGinnis, Bull. Am. Phys. Soc. № 5, стр. 9 (1948).
H26. A. C. Helmholz, Phys. Rev. **61**, 204 (1942).
H27. A. C. Helmholz, Phys. Rev. **70**, 982 (1946).
H28. Huber, P. Marmier, H. Medicus, P. Preiswerk a. P. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1208 (1948).
H29. O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk a. R. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1211 (1948).
H30. O. Huber, O. Lienhard a. H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **16**, 431 (1943).
H31. H. H. Hopkins, Jr. a. B. B. Cunningham, Phys. Rev. **73**, 1406 (1948).
H32. H. H. Hopkins, Jr. a. B. B. Cunningham, частные сообщения Сиборгу и Перльману.
H33. E. J. Hoagland a. N. Sugarman, Plutonium Project Report CC-2310, стр. 63 (январь 1945).
H34. E. J. Hoagland a. N. Sugarman, Plutonium Project Report CC-2891 (апрель 1945).

H35. J. E. Hudgens. Jr. a. W. S. Lyon, Phys. Rev. **75**, 206 (1949).
H36. R. D. Hill a. J. W. Mihelich, Phys. Rev. **71**, 1874 (1948).
H37. O. Huber, O. Lienhard a. H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **17**, 195 (1944).
H38. N. Hole, Arkiv. Mat. Ast. o Fysik **36A** (No. 2) (1948).
H39. G. C. Hanna, D. H. W. Kirkwood, B. Pontecorvo, Phys. Rev. **75**, 985 (1949).
H40. W. W. Hansen, Phys. Rev. **47**, 139 (1935).
H41. J. E. R. Holmes, J. Y. Mei a. R. S. Turgel, Phys. Rev. **75**, 889 (1949).

I

I1. L. Imre, Naturwiss. **28**, 158 (1940).
I2. M. G. Ingraham, D. C. Hess a. R. J. Hayden, Phys. Rev. **73**, 643 (1947).
I3. M. G. Ingraham, A. E. Shaw, D. C. Hess a. R. T. Hayden, Phys. Rev. **72**, 515 (1947).

J

J1. E. N. Jensen, L. J. Laslett a. W. M. Pratt, Phys. Rev. **73**, 529 (1948).
J2. S. Inanananda, Phys Rev. **72**, 1124 (1947).

K

K1. Б. В. Курчатов, И. Курчатов, Л. Мысовский и Л. Русинов, C. R. **200**, 1201 (1935).
K2. H. Kopfermann, Zeits. f. Physik **83**, 417 (1933).
K3. J. W. Kennedy, G. T. Seaborg a. E. Segrè, Phys. Rev. **56**, 1095 (1939).
K4. B. P. Kern, D. J. Zaffarano a. A. C. G. Mitchell, Phys. Rev. **73**, 1142 (1948).
K5. D. C. Kalbfell a. R. A. Cooley, Phys. Rev. **58**, 91 (1940).
K6. E. J. Konopinski, Rev. Mod. Phys. **15**, 209 (1943).
K7. R. S. Krishman a. E. A. Nahum, Proc. Camb. Phil. Soc. **37**, 422 (1941).
K8. N. Koyenuma, Zeits. f. Physik **117**, 352 (1941).
K9. S. Katcoff, Phys. Rev. **72**, 1160 (1947).
K10. B. N. Ketelle a. W. C. Peacock, Bull. Am. Phys. Soc. No. 2, 42 (1948).
K11. D. N. Kundu a. M. L. Pool, Phys. Rev. **71**, 140 (1947).

L

L1. J. L. Lawson a. J. M. Cork, Phys. Rev. **57**, 982 (1940).
L2. K. Lark-Horovitz, J. R. Risser a. R. N. Smith, Phys. Rev. **55**, 878 (1939).
L3. A. Langsdorf, Jr. a. E. Segrè, Phys. Rev. **57**, 105 (1940).
L4. P. W. Levy, Plutonium Project Report Mon P-104, стр. 13 (апрель 1946).
L5. J. J. Livingood a. G. F. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 391 (1938).
L6. H. A. Levy a. M. H. Feldman, Plutonium Project Report Mon N-432, стр. 100 (декабрь 1947).
L7. J. J. Livingood a. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 457 (1939).
L8. J. J. Livingood a. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **54**, 88 (1938).
L9. J. L. Lawson a. J. M. Cork, Phys. Rev. **52**, 531 (1937).
L10. J. L. Lawson a. J. M. Cork, Phys. Rev. **57**, 356 (1940).

L11. J. S. Levinger a. E. P. Steinberg, Plutonium Project Report CC-1993, стр. 5 (январь 1945).
L12. I. S. Lowen, Phys. Rev. **59**, 835 (1941).
L13. W. F. Libby, Phys. Rev. **56**, 21 (1939).
L14. J. J. Livingood a. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **60**, 913 (1941).
L15. J. J. Livingood a. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 414 (1939).
L16. P. W. Levy, Phys. Rev. **72**, 352 (1947).
L17. J. L. Lawson a. J. M. Cork, Phys. Rev. **58**, 580 (1940).
L18. M. Lindner a. I. Perlman, Phys. Rev. **73**, 1124 (1948).
L19. M. Lindner a. I. Perlman, частные сообщения.
L20. I. S. Lowen a. N. Tralli, Phys. Rev. **75**, 534 (1949).

M

M1. L. Meitner, Handbuch der Physik, т. 22/1, стр. 118 и далее.
M2. Millman a. M. Tox, Phys. Rev. **50**, 220 (1936).
M3. W. Maurer a. W. Ramm, Zeits. f. Physik **119**, 602 (1942).
M4. E. E. Motta a. G. E. Boyd, Phys. Rev. **74**, 220 (1948).
M5. A. C. G. Mitchell a. L. M. Langer, Phys. Rev. **53**, 505 (1938).
M6. E. M. McMillan, M. Kamen a. S. Ruben, Phys. Rev. **52**, 375 (1937).
M7. J. K. Marsh a. S. Sugden, Nature, **136**, 102 (1935).
M8. C. E. Mandeville a. M. V. Scherb, Phys. Rev. **73**, 655 (1948).
M9. C. E. Mandeville a. H. W. Fulbright, Phys. Rev. **64**, 265 (1943).
M10. J. S. Marshall, Proc. Roy. Soc. London **A173**, 391 (1939).
M11. C. D. Moak a. J. W. T. Dabbs, Bull. Am. Phys. Soc. No. 3, 56 (1948).
M12. J. Mattauch, Zeits. f. Physik **117**, 246 (1941).
M13. L. C. Miller a. L. F. Curtiss, Phys. Rev. **70**, 983 (1946).
M14. E. E. Motta, G. E. Boyd a. Q. V. Larson, Phys. Rev. **72**, 1270 (1947).
M15. E. E. Motta, G. E. Boyd a. A. R. Brosi, Phys. Rev. **71**, 210 (1947).
M16. E. der Mateosian, M. Goldhaber, C. O. Muehlhause a M. McKeown, Phys. Rev. **72**, 1271 (1947).
M17. W. E. Meyerhof a. G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **72**, 273 (1947).
M18. A. C. G. Mitchell a. C. L. Peacock, Phys. Rev. **75**, 197 (1949).
M19. L. Madansky a. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **72**, 185 (1947).
M20. W. N. Moquin a. M. L. Pool, Phys. Rev. **65**, 60 (1944).
M21. H. Medicus, A. Mukerji, P. Preiswerk a. G. de Saussire, Phys. Rev. **74**, 839 (1948).
M22. W. C. Miller a. B. Waldman, Phys. Rev. **75**, 425 (1949).

N

N1. B. Nag, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley (1949).
N2. A. Newton, частные сообщения (январь 1949).

O

O1. R. T. Overman, статьи в Radiochemistry Y88 AECO 354 (сентябрь 1946).
O2. Y. R. Oppenheimer a. Y. Schwinger, Phys. Rev. **56**, 1066 (1939).
O3. Z. Ollano, Ricerca Scientifica **11**, 568 (1940).
O4. R. K. Osborne a. M. Deutsch, Phys. Rev. **71**, 467 (1947).

P

P1. F. Paneth, Handbuch der Physik (1933), т. XXII/1, стр. 476.
P2. B. Pontecorvo, Phys. Rev. **54**, 542 (1938).
P3. B. Pontecorvo, Nature **144**, 212 (1939).
P4. W. C. Peacock, A. R. Brosi a. A. D. Bogard, Plutonium Project Report Mon. No. 432, стр. 58 (декабрь 1947).
P5. B. Pontecorvo a. A. Lazard, Comptes Rendus **208**, 99 (1939).
P6. B. Pontecorvo, Nature **141**, 785 (1938).
P7. W. C. Peacock, J. W. Jones a. R. T. Overman, Plutonium Project Report Mon No. 432, стр. 56 (декабрь 1947).
P8. M. L. Pool, Phys. Rev. **53**, 116 (1938).
P9. M. L. Pool a. L. L. Quill, Phys. Rev. **53**, 437 (1938).
P10. M. L. Pool a. Y. E. Edwards, Phys. Rev. **69**, 49 (1946).
P11. M. L. Pool a. Y. D. Kurbatov, Phys. Rev. **63**, 463 (1943).
P12. C. Peacock a. R. G. Wilkinson, Phys. Rev. **72**, 251 (1947).
P13. W. C. Peacock a. M. Deutsch, Phys. Rev. **69**, 306 (1946).
P14. W. C. Peacock a. Y. W. Jones, частные сообщения Сиборгу и Перльману (февраль 1948).

R

R1. F. Kasetti, Zeits. f. Physik **97**, 64 (1935).
R2. H. Reddemann, Naturwiss. **26**, 124 (1938).
R3. H. Reddemann, Zeits. f. Physik **116**, 137 (1940).
R4. H. Reddemann a. F. Strassmann, Naturwiss. **26**, 187 (1938).
R5. A. Roberts, L. G. Elliot, J. R. Downing, W. C. Peacock a. M. Deutsch, Phys. Rev. **64**, 268 (1943).
R6. W. Rall a. R. G. Wilkinson, Phys. Rev. **71**, 321 (1947).
R7. W. Reizler, Naturwiss. **31**, 326 (1943).
R8. J. R. Richardson, Phys. Rev. **55**, 609 (1939).

S

S1. F. Soddy, Nature **99**, 414, 433 (1917).
S2. A. H. Snell, Phys. Rev. **52**, 1007 (1937).
S3. L. Szilard a. T. A. Chalmers, Nature **135**, 98 (1935).
S4. G. T. Seaborg a. E. Segré, Phys. Rev. **55**, 808 (1939).
S5. E. Segré, R. S. Halford a. G. T. Seaborg, Phys. Rev. **55**, 321 (1939).
S6. R. G. Sachs, Phys. Rev. **57**, 194 (1940).
S7. G. T. Seaborg, J. J. Livingood a. J. W. Kennedy, Phys. Rev. **57**, 363 (1940).
S8. G. T. Seaborg, G. Friedlander a. J. W. Kennedy, J. Am. Chem. Soc. **62**, 1309 (1940).
S9. E. Segré. не опубликовано.
S10. H. Schüler a. H. Gollnow, Zeits. f. Physik **113**, 1 (1939).
S11. G. T. Seaborg, J. J. Livingood a. G. Friedlander, Phys. Rev. **59**, 320 (1941).
S12. D. W. Stewart, Phys. Rev. **56**, 629 (1939).
S13. R. Sagane, S. Kojima, Y. Miyamoto a. M. Ikawa, Phys. Rev. **57**, 1180 (1940).
S14. L. Seren, H. N. Friedlander a. S. H. Turkel, Phys. Rev. **72**, 888, (1947).

S15. E. Segré a. C. S. Wu, Phys. Rev. **57**, 552 (1940).
S16. R. Sherr, K. T. Bainbridge a. H. H. Anderson, Phys. Rev. **60**, 473 (1941).
S17. R. Sagane, G. Miyamoto a. M. Ikawa, Phys. Rev. **59**, 904. (1941).
S18. W. Seelmann-Eggebert, Naturwiss. **31**, 510 (1943).
S19. G. P. Smith, Phys. Rev. **61**, 578 (1942).
S20. G. T. Seaborg a. I. Perlman, Rev. Mod. Phys. **20**, 585 (1949).
S21. A. Soltan a. L. Wertenstein, Nature **141**, 76 (1938).
S22. R. Sagane, S. Kojima a. G. Miyamoto, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **21**, 728 (1939).
S23. L. Seren, D. Engelkemeier, W. Sturm, H. N. Friedlander a. S. H. Turkel, Phys. Rev. **71**, 409 (1947).
S24. W. Seelmann-Eggebert, Naturwiss. **31**, 491 (1943).
S25. H. Slatis, Arkiv. f. Mat. Astron. Fysik. **32A**, No. 16 (1945).
S26. G. T. Seaborg, R. A. James a. L. O. Morgan, Plutonium Project (Report CC-3877 (июнь 1948). The New Element Curium (Atomik Number 96) (NNES-PPR, т. 14B, статья No. 22, 2 апрель 1948) (издаётся).
S27. H. Slatis, Arkiv. f. Mat. Astron. Fysik **33A**, No. 17 (1947).
S28. E. Segré, Ricerca Scientifica **7**, 389 (1936).
S29. R. N. Smith, Phys. Rev. **61**, 389 (1942).
S30. I. N. Sneddon a. B. F. Touschek, Proc. Roy. Soc. **193**, 344 (1948).
S31. R. Sagane, S. Kojima, Y. Miyamoto a. M. Ikawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **22**, 174 (1940).
S32. F. B. Shull, Phys. Rev. **74**, 917 (1948).
S33. R. Steffen, O. Huber, F. Humbel a. W. Zünti, Helv. Phys. Acta **21**, 194 (1948).
S34. E. Stuhlinger, Naturwiss. **29**, 745 (1941).
S35. K. Strauch, частное сообщение (апрель 1949).
S36. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, Braunschweig (1939), т. 2, стр. 728 и далее.
S37. R. Schafroth, Helv. Phys. Acta **21**, 490 (1948).

T

T1. H. M. Taylor a. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. **A142**, 215 (1933).
T2. H. M. Taylor a. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. **A138**, 665 (1932).
T3. E. Teller a. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **53**, 778 (1938).
T4. J. Townsend, M. Cleland a. A. L. Hughes, Phys. Rev. **74**, 499 (1938).
T5. B. Trumpy a. J. J. Orlin, Bergens Museums Arbok. Nat. rekke No. 7 (1945).
T6. A. W. Tyler, Phys. Rev. **56**, 125 (1939).
T7. D. H. Templeton, J. J. Howland a. I. Perlman, Phys. Rev. **72**, 766 (1947).
T8. P. B. Treacy, Nature **162**, 186 (1948).

V

V1. G. E. Valley a. R. L. McCreary, Phys. Rev. **56**, 863 (1939).
V2. G. E. Valley, Phys. Rev. **60**, 167 (1941).
V3. G. E. Valley, Phys. Rev. **59**, 686 (1941).

W

W1. E. Walling, Zeits. f. Physik Chemie, **B14**, 290 (1931).
W2. C. F. von Weizsacker, Naturwiss. **24**, 813 (1936).
W3. C. F. von Weizsäcker, Naturwiss. **26**, 225 (1938).
W4. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **53**, 1018 (1938).
W5. J. E. Willard, J. Am. Chem. Soc. **62**, 256 (1940).
W6. G. N. Watson, Theory of Bessel Functions (Cambridge University Press, 1922), стр. 128.
W7. G. N. Watson, Theory of Bessel Functions (Cambridge University Press, 1922), стр. 41.
W8. H. W. Walke, Phys. Rev. **57**, 173 (1940).
W9. H. W. Walke, Phys. Rev. **52**, 777 (1937).
W10. H. W. Walke, E. J. Williams a. G. R. Evans, Proc. Roy. Soc. **A171**, 360 (1939).
W11. B. Waldman a. G. B. Collins, Phys. Rev. **57**, 338 (1940).
W12. C. S. Wu a. G. Friedlander, Phys. Rev. **60**, 747 (1941).
W13. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **67**, 92 (1945).
W14. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **68**, 237 (1945).
W15. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **68**, 1 (1945).
W16. M. L. Wiedenbeck. Phys. Rev. **69**, 567 (1946).
W17. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **66**, 36 (1944).
W18. K. E. Weimer, M. L. Pool a. J. D. Kurbatov, Phys. Rev. **64**. 43 (1943).
W19. C. F. von Weizsacker, Naturwiss. **27**, 133 (1939).
W20. G. C. Wick, Nuovo Cimento **16**, 229 (1939).
W21. M. L. Wiedenbeck a. K. J. Chu, Phys. Rev. **72**, 1171 (1947).
W22. C. S. Wu a. E. Segrè, Phys. Rev. **67**, 142 (1945).
W23. R. R. Williams, U. S. Atomic Energy Commission Report, MDDC 1571 (1947).
W24. G. C. Wick, Ricerca Scientifica **11**, 49 (1940).
W25. L. L. Woodward, D. A. McCown a. M. L. Pool, Phys. Rev, **74**, 761 (1948).
W26. M. L. Wiedenbeck, Phys. Rev. **70**, 435 (1946).
W27. G. Wilkinson, Phys. Rev. **73**, 252 (1948).
W28. G. Wilkinson, частное сообщение (январь 1949).

Y

Y1. F. Yu a. J. D. Kurbatov, Phys. Rev. **74**, 1268 (1948).
Y2. F. Yu a. J. D. Kurbatov, Phys. Rev. **74**, 34 (1948).

Z

Z1. R. V. Zumstein, Y. D. Kurbatov a. M. L. Pool, Phys. Rev **63**, 59 (1943).