

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ АТОМНЫХ ЯДЕР****В. Н. Кондратьев**

Атомное ядро как устойчивая или квазиустойчивая квантовомеханическая система элементарных частиц — протонов и нейтронов — обладает дискретным спектром энергетических уровней. Прямым указанием на наличие энергетических уровней ядра служат дискретные спектры альфа-лучей, наблюдающиеся при альфа-распаде естественно-радиоактивных элементов, а также монохроматические группы гамма-лучей, которые сопутствуют альфа-или бета-распаду ядер. Другим, не менее убедительным экспериментальным доказательством существования энергетических ядерных уровней являются резонансные эффекты, наблюдающиеся при различного рода ядерных процессах, к числу которых относятся процессы рассеяния нейтронов, протонов и альфа-частиц ядрами, процессы захвата (реакции n, γ и p, γ) и реакции расщепления ядер, идущие при наличии энергетического резонанса с повышенным поперечным сечением.

1

Теоретическое решение задачи об ядерных уровнях, являющейся основной задачей динамики атомного ядра, встречает ряд трудностей, обусловленных как недостаточностью наших сведений о силах взаимодействия ядерных частиц, так и сложностью самой квантовой задачи, представляющей собой задачу многих тел. Попытки ряда авторов построить схему энергетических уровней ядер в предположении экспоненциального закона взаимодействия ядерных частиц не привели к сколько-нибудь существенным результатам в отношении установления количественных закономерностей в расположении ядерных уровней¹.

В основе этих попыток обычно лежит одно из двух взаимно-исключающих представлений о движении ядерных частиц. Первое представление исходит из предположения о независимом движении отдельных протонов и нейтронов в ядре. Преимуществом этого

крайне упрощённого и поэтому далёкого от истины представления является возможность приписания каждой ядерной частице определённых квантовых чисел — главного и азимутального, — позволяющих построить рациональную классификацию ядерных уровней. Эта классификация в соответствии с принципом Паули приводит к представлению о существовании замкнутых нуклонных «оболочек», последовательно заполняемых протонами и нейтронами, подобно электронным оболочкам атомов: «оболочек» s , содержащих максимум два протона или два нейтрона, «оболочек» p — с шестью протонами или нейтронами, d — с десятью и т. д. Из этого представления, в частности, следует повышенная прочность ядер с целиком заполненными нуклонными «оболочками» и сравнительно малая прочность связи каждого нейтрона или протона, находящегося вне такой «оболочки». Так, при допущении следующего порядка в относительном расположении «оболочек»: $1s, 2p, 3d, 2s, 4f, \dots$, получающегося при определённых представлениях о внутриядерном поле, нужно ожидать особенной устойчивости ядер, содержащих 2, 8, 20 и т. д. протонов или нейтронов². Энергия возбуждения таких ядер должна быть также повышенной по сравнению с ядрами, имеющими незамкнутые нуклонные «оболочки». Добавим, что повышенная прочность замкнутых «оболочек», в частности «оболочек» s , содержащих два протона и два нейтрона, даёт некоторое обоснование довольно распространённому представлению о наличии в ядре альфа-частиц в качестве вторичных элементарных составных частей ядра. Однако это представление находится в очевидном противоречии с исходным предположением о независимости движения протонов и нейтронов в ядре и может быть рассматриваемо только как известный корректив, смягчающий грубость этого предположения.

Изложенные представления находят частичное экспериментальное обоснование в периодичности ядерных масс и распространённости стабильных изотопов различных элементов³, что рассматривается как указание на наличие замкнутых нуклонных оболочек. Однако отсутствие достаточно точных значений масс средних и тяжёлых ядер, а также крайняя скудость наших сведений об энергетических ядерных уровнях делают невозможным на данном этапе развития ядерной физики надёжное экспериментальное обоснование тех или иных представлений, лежащих в основе теории ядра. Такое обоснование будет возможным только в результате накопления фактического числового материала, немаловажную часть которого должны составить данные, относящиеся к энергетическим уровням ядра.

Второе — противоположное первому — представление, развитое Бором и Калькармом⁴, предполагает взаимную динамическую связь между ядерными частицами. Согласно этому представлению каждое стационарное состояние атомного ядра отвечает определённому коллективному типу движения всех его нуклонов, подобному тому, какое имеет место при упругих колебаниях кристаллической решётки или

жидкого шара. Исходя из этой аналогии, Бор и Калькар вычисляют частоты колебаний объема $V = A\delta^3$, имеющего форму шара (A — число протонов и нейтронов в ядре и δ — средний диаметр ячейки, приходящейся на каждый нуклон), отождествляя эти частоты с уровнями ядра. Вычисления Бора и Калькара носят, однако, лишь ориентировочный, качественный характер и, по мнению самих авторов, в лучшем случае могут дать только грубые представления о частоте расположения ядерных уровней в зависимости от атомного числа A . Согласно этим авторам расстояния между соседними уровнями должны уменьшаться с A как $A^{-\frac{1}{3}}$ в случае объемных колебаний и как $A^{-\frac{1}{2}}$ — в случае колебаний формы (поверхностные колебания).

Из опыта следует, что изменение с A средних расстояний между наиболее низкими ядерными уровнями ближе к зависимости $A^{-\frac{1}{2}}$. Отсюда можно заключить⁴, что если отождествление уровней ядра с частотами квазиупругих колебаний и не лишено физических оснований, то низкие уровни во всяком случае должны представлять собой лишь те колебательные уровни, которые отвечают поверхностным колебаниям ядра.

Более подробно вопрос о поверхностных или капиллярных колебаниях ядра, рассматриваемого как равномерно заряженная жидкая капля (с зарядом Ze), был рассмотрен Френкелем⁵, который пришёл к следующему выражению для частоты этих колебаний:

$$\nu_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{U_0 n}{3MR^2} \left[(n-1)(n+2) - 10\gamma \frac{n-1}{2n-1} \right]}, \quad (1)$$

где $U_0 = 4\pi R^2 \sigma$ — поверхностная энергия ядра (R — радиус и σ — поверхностное натяжение капли), M — его масса, γ — отношение кулоновской энергии $E_0 = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}$ к поверхностной энергии и n — число, характеризующее порядок колебания*). Ввиду гармоничности колебаний для колебательной энергии, т. е. для энергии соответствующего ядерного уровня, получается выражение

$$E_n = s_n h \nu_n, \quad (2)$$

где s_n — число колебательных квантов.

Отметим ещё, что, в противоположность боровской капельно-жидкой модели ядра, Вильсоном⁶ была предложена модель, представляющая собою тонкий шаровой слой. По Вильсону, образование шарового слоя вместо сплошного шара может быть обусловлено насыщением ядерных сил. Так, если допустить, что каждая ядерная

*) Как это явствует из формулы (1), частота основного колебания отвечает $n=2$. Следовательно, мы имеем $n=2, 3, 4, \dots$

частица не может испытывать сильного притяжения со стороны более чем четырех окружающих её частиц, то легко видеть, что электростатические силы превратят шар в шаровой слой. Частоты колебаний такого шарового слоя (при неизменной его поверхности) выражаются формулой

$$\nu_n = \frac{Ze}{4\pi R} (MR)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{n(n+1) - 2}, \quad (3)$$

где R — радиус слоя и $n=2, 3, 4, \dots$. Заметим, что при $n > 5$ формула (3) даёт практически равностоящие уровни.

Известны также попытки, основанные на представлении ядра как жёсткого ротатора, отождествить низкие ядерные уровни с вращательными уровнями такого ротатора. Теоретическое рассмотрение этого вопроса привело, однако, Теллера и Уилера⁷ к отрицательному результату, особенно в отношении возможности представления именно низких ядерных уровней как вращательных уровней жёсткого ротатора. Позже этот вопрос был снова поставлен Гуггенгеймером⁸ на основе чисто энергетических соображений, из которых, ввиду быстрого убывания ядерных сил с расстоянием, можно заключить, что энергия ядра в основном должна иметь форму кинетической энергии *).

Для энергии жёсткого ротатора из квантовой механики получается следующее выражение:

$$E = BK(K+1), \quad (4)$$

где

$$B = \frac{\hbar^2}{2I}.$$

Момент инерции I ядра, вращающегося, как целое, и имеющего сферическую симметрию, равен

$$I = \frac{2}{5} MR^2$$

(R — радиус ядра **)). Полагая $M = mA$ (m — масса нуклона) и представляя R в виде

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}},$$

из (4) мы получаем:

$$E = 2,5 B_0 A^{-\frac{5}{3}} K(K+1), \quad (5)$$

*) Энергия жёсткого ротатора, как известно, является кинетической энергией.

**) Плотность всех ядер, как и ранее, считается одинаковой, что является лишь приближённо правильным.

где

$$B_0 = \frac{\hbar^2}{2mR_0^2} *).$$

Анализируя известные энергетические спектры различных ядер с точки зрения формул (5) и (6), Гуггенгеймер приходит к заключению о существовании рациональных отношений между разностями энергетических уровней ядра, находящихся в соответствии с этими формулами. Слабой стороной анализа Гуггенгеймера является то обстоятельство, что им совершенно не были приняты во внимание как правила отбора для квантового числа K , так и зависимость вероятности переходов между различными вращательными уровнями ядра от числа K . Рассмотрение данных Гуггенгеймера с этой точки зрения показывает, что они находятся в явном противоречии с выводами теории⁹. Это заставляет усомниться в правильности интерпретации рассмотренных Гуггенгеймером ядерных уровней как вращательных. Поэтому, несмотря на казалось бы хорошее согласие его данных с формулами жёсткого ротатора, возможность чисто вращательных переходов в ядре нельзя считать экспериментально доказанной, тем более, что экспериментальные данные об ядерных уровнях в большинстве случаев недостаточно точны и не всегда достаточно надёжны. По этой причине проверка формул жёсткого ротатора на большом опытном материале в данный момент является исключённой. Помимо этого, и сам вопрос о применимости простых формул вида (4) не представляется в достаточной мере выясненным. В частности, не исключена возможность того, что большая часть ядер не имеет сферической симметрии: вращательная энергия таких ядер будет уже выражаться не формулой (4), а более сложной формулой, содержащей два или три момента инерции. А так как вопрос о форме ядра не может быть в данный момент решён теорией, то это оставляет значительную неопределённость и неуверенность в правильности той или иной интерпретации ядерных уровней. Добавим ещё, что в цитированной уже работе Теллер и Уилер⁷ допускают возможность значительного смещения вращательных уровней (по сравнению с уровнями жёсткого ротатора), обусловленного недостаточной жёсткостью связи между нуклонами.

Рассматривая вероятности вращательных переходов в ядре, Френкель⁵ приходит к заключению, что чисто вращательный спектр ядер

*) Наряду с вращением ядра, как целого, Гуггенгеймер допускает также возможность вращения одной или немногих ядерных частиц вокруг остальной части ядра. В этом случае для вращательной энергии получается следующее выражение:

$$E = B_0 a^{-1} A^{-\frac{2}{3}} K(K+1), \quad (6)$$

где a — число вращающихся частиц (радиус вращения полагается равным радиусу ядра).

должен быть чрезвычайно слабым, так же как и чисто колебательный. По мнению Френкеля, наибольшей интенсивностью должен обладать вращательно-колебательный спектр ядра, подобно тому, как это имеет место в случае оптических молекулярных спектров. Одновременное изменение колебательной и вращательной энергии ядра должно проявляться в тонкой структуре ядерных уровней и спектров—в результате расщепления каждого колебательно-

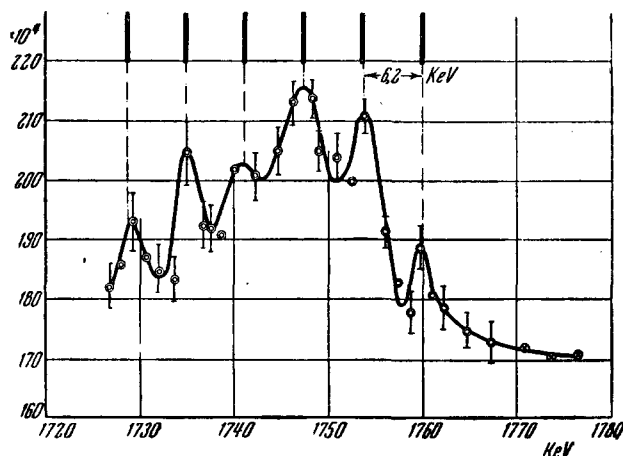


Рис. 1. Тонкая структура гамма-линии 1,760 MeV $^{214}\text{RaC}'$.

го уровня и, соответственно, каждой колебательной линии на ряд вращательно-колебательных компонент. В случае ядра, рассматриваемого как жёсткий ротор, расстояния между отдельными компонентами тонкой структуры линии должны выражаться формулой

$$\Delta\nu_n = \frac{B}{h} [K(K+1) - (K \pm \Delta K)(K \pm \Delta K + 1)], \quad (7)$$

причём $\Delta K \leq n$ (при $K=0$ $\Delta K=n$).

Блестящим подтверждением теории явилось открытие Латышевым с сотрудниками^{10, 9} тонкой структуры гамма-линий RaC' . Контур одной из проанализированных ими линий представлен на рис. 1, из которого видно, что здесь тонкая структура проявляется в расщеплении линии на ряд равноотстоящих линий. Из формулы (7) следует, что расстояние между двумя соседними линиями тонкой (вращательной) структуры должно равняться

$$\frac{2B\Delta K}{h} = \frac{h}{4\pi^2 I} \Delta K.$$

Из сравнения этой величины с наблюдаемой разностью энергии двух соседних линий тонкой структуры (6,2 KeV) при $\Delta K=1$ и

$I = \frac{2}{5}MR^2 = \frac{2}{5}214 mR^2$ для радиуса ядра RaC' получается значение $R = (8,88 \pm 0,30) 10^{-13}$ см, находящееся в хорошем согласии с данными, полученными с помощью других методов⁹, из чего следует правильность интерпретации тонкой структуры линий RaC' как вращательной.

Аналогичная интерпретация была предложена также Вильсоном¹¹ для объяснения структуры энергетического спектра ядер ^{28}Si и ^{28}Al . А именно Вильсон показал, что 10 из 36 наблюдаемых резонансных уровней ^{28}Si и 4 из 20 уровней ^{28}Al могут быть интерпретированы как вращательно-колебательные уровни этих ядер.

Рядом авторов делались попытки установить эмпирически количественные закономерности в распределении уровней различных ядер на основе их сравнительного изучения. Так, в результате рассмотрения уровней около 50 лёгких ядер Чанг¹² пришёл к заключению, что в каждой из четырёх серий ядер $4n-1$, $4n$, $4n+1$ и $4n+2$ ядра с одинаковым избытком нейтронов $N-Z$ (N —число нейтронов и Z —число протонов в ядре) имеют сходные системы уровней. А именно, в каждой из четырёх серий уровни ядер с одинаковым $N-Z$ могут быть выражены эмпирической формулой

$$E = as - \frac{b}{s}, \quad (8)$$

где s —целое число, а a и b —константы различные для различных серий и различных значений $N-Z$. При этом первый член в формуле (8) автором интерпретируется как выражающий энергию ядра без учёта взаимодействия его частиц, второй же член выражает это взаимодействие^{*}). Ещё раньше сходство систем ядерных уровней у ядер ^{27}Al , ^{31}P и ^{35}Cl , обладающих $N-Z=1$, было подмечено Гакселем¹³, который, повидимому, был первым, кто обратил внимание на связь между строением ядра и его энергетическим спектром. Такое же сходство было обнаружено Мэй и Вайдианатаном¹⁴ в случае ядер ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{30}Si и ^{34}S , у которых $N-Z=2$. Эти авторы, исходящие (как и Чанг) из представления о наличии альфа-частиц в ядре (альфа-модель ядра), связывают сходство систем уровней у изученных ими ядер с тем фактом, что наряду с некоторым количеством альфа-частиц эти ядра содержат по два избыточных нейтрона («радикал» $2n$). Соответственно, таким «радикалом», обуславливающим сходство систем ядерных уровней, в гомологичном ряду ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl является группа $2n+p$. Легко, однако, видеть, что если указанная закономерность и не является простой случайностью, то, во всяком случае, она простирается на очень ограниченное число «гомологов». В частности, известно, что системы уровней ядер ^{15}N и ^{11}B , содержащих также по два «избыточных» нейтрона и по одному про-

^{*}) В смысле двух приведённых в начале этой статьи представлений о движении ядерных частиц.

тону $(2n + p)$, ничего общего не имеют с системой уровней ^{27}Al , ^{31}P и ^{35}Cl .

Как это явствует из всего вышеизложенного, теория ядра на современном этапе её развития оказывается бессильной в решении количественной задачи энергетических ядерных уровней. Тем большее значение приобретают экспериментальные возможности установления систем уровней различных ядер, так как можно надеяться, что знание различных квантовых состояний ядра, в смысле их свойств и взаимного расположения соответствующих им уровней, в случае максимально большого числа ядер наметит пути для построения точной теории ядра, позволит правильно сформулировать ту руководящую гипотезу, которая должна быть положена в основу этой теории.

В следующем разделе мы остановимся на экспериментальных методах исследования ядерных уровней, ограничив, однако, задачу вопросом об энергетическом спектре ядер (системы уровней) и совершенно не касаясь не менее важного вопроса о свойствах уровней и соответствующих им состояний ядра (ширина уровней и связанная с нею вероятность квантовых переходов, ядерный спин, электрический момент и т. д.).

II

Дискретный характер спектра альфа-частиц*), испускаемых при альфа-распаде тяжёлых ядер, даёт принципиальную возможность установления энергетических уровней этих ядер. Действительно, наличие нескольких изоэнергетических групп альфа-частиц в альфа-спектре большинства радиоактивных ядер свидетельствует о том, что либо эти ядра распадаются, находясь на различных энергетических уровнях, либо же возникающие в результате распада конечные ядра имеют различные степени возбуждения.

Так как конечное ядро (ядро отдачи) после выброса альфа-частицы исходным ядром имеет некоторую кинетическую энергию, равную, согласно законам сохранения, $\frac{4}{A} E_{\alpha ik}$ (A — атомный вес конечного ядра и $E_{\alpha ik}$ — энергия альфа-частицы), то изменение энергии при данном акте распада должно быть равным

$$\Delta W_{ik} = \frac{A+4}{A} E_{\alpha ik}.$$

Вместе с тем величина ΔW равна разности энергий исходного (W_i^0) и конечного (W_k) ядер, откуда следует

$$W_i^0 - W_k = \frac{A+4}{A} E_{\alpha ik}. \quad (9)$$

*) Исследование структуры альфа-спектров основано на применении магнитного анализа. Группы альфа-частиц, значительно отличающихся по их энергии, легко различимы также по длине пробега.

Как видно из этого равенства, лишь при различных i и одном и том же значении k , или, наоборот, при одном i и различных k , оно даёт возможность найти разности уровней исходного ($W_i^0 - W_r^0$) или, соответственно, конечного ядра ($W_k - W_{k'}$) как разности величин $\frac{A+4}{A} E_{\alpha k}$. Следовательно, на основании одного только анализа альфа-спектра система уровней данного ядра не может быть однозначно установлена.

Поэтому для решения этой задачи обычно наряду с данными по альфа-спектру используют данные, относящиеся к спектру гамма-лучей, который также является дискретным, будучи связанным с квантовыми переходами ядра. Величина гамма-кванта (γ)* непосредственно даёт разность соответствующих уровней исходного или конечного ядра, т. е.

$$\gamma_{ii'} = W_i^0 - W_{i'}^0$$

или

$$\gamma_{kk} = W_k - W_{k'}.$$

(10)

Равенство разностей энергии (ΔW), вычисляемых из альфа-спектра, и величины гамма-квантов (γ) установлено в случае большого числа альфа-радиоактивных ядер. Для примера укажем следующие данные, относящиеся к RaAc (KeV):

ΔW . .	33,6	41	60	100	191	275	295	309
γ . . .	31,5	43,7	61,4	101	195	282	300	

Однако, простое сопоставление данных, полученных из анализа альфа-спектра, с данными анализа гамма-спектра ещё не решает задачи об уровнях энергии данного ядра, так как для этого необходимо убедиться в том, какому ядру — начальному или конечному — принадлежит гамма-спектр. Наиболее надёжным методом здесь является метод совпадений (см. ниже), заключающийся в одновременном наблюдении актов испускания альфа- и гамма-лучей. Так как средняя продолжительность жизни возбуждённого ядра измеряется величиной порядка 10^{-13} сек., то испускание гамма-лучей конечным ядром происходит практически одновременно с процессом альфа-распада. В этом случае мы будем иметь «истинное» $\alpha\gamma$ -совпадение. В случае же, когда гамма-лучи испускаются исходным ядром, $\alpha\gamma$ -совпадение может быть только случайным, что легко установить, произведя достаточно

*) Измерение величины гамма-квантов, осуществляется путём магнитно-спектрографического измерения энергии электронов, вырывааемых гамма-лучами из тонких металлических пластинок (Комптон- и фотоэффект), или путём измерения энергии электронов и позитронов, возникающих в результате внутренней конверсии гамма-лучей¹⁵. Более грубый метод основан на измерении коэффициента поглощения гамма-лучей в свинце, являющегося однозначной функцией длины волны.

большое число наблюдений. Таким путём можно установить принадлежность наблюдаемого гамма-спектра тому или другому ядру и, сопоставляя его с альфа-спектром, найти уровни этого ядра.

В качестве примера на рис. 2 мы приводим систему уровней ядра ThC' , построенную на основании анализа его альфа- и гамма-спектров¹⁵. Аналогичные схемы уровней установлены и для некоторых других альфа-активных ядер.

Для установления уровней продуктов распада бета-активных ядер вместо альфа-спектров могут быть использованы их бета-спектры.

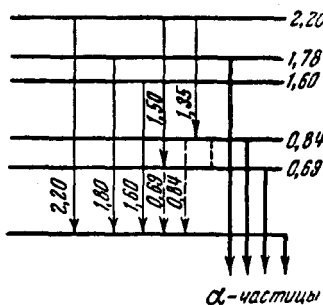
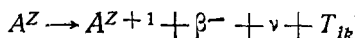


Рис. 2. Схема энергетических уровней $^{212}\text{ThC}'$.

Последние, как известно, являются сплошными, однако нетрудно видеть, что изменение энергии при бета-распаде, т. е. разность уровней исходного и конечного ядра, в этом случае должна быть равной максимальной энергии соответствующей группы бета-лучей (при β^- -распаде), находимой из границы бета-спектра со стороны больших энергий.

Представляя процесс β^- -распада схемой



(β^- — электрон, ν — нейтрино и T_{ik} — их кинетическая энергия, очевидно, равная

максимальной энергии электрона) и полагая энергии исходного и конечного ядра равными соответственно

$$W_i^0 = W_0^0 + E_i^0 \quad \text{и} \quad W_k = W_0 + E_k$$

(W_0^0 и W_0 — энергии ядер в их нормальном состоянии) из баланса соответствующих атомных масс (с учётом того факта, что покоящаяся масса нейтрино равна нулю) мы будем иметь¹⁶

$$\Delta W_{ik} = W_i^0 - W_k = (W_0^0 - W_0) + (E_i^0 - E_k) = T_{ik}, \quad (11)$$

где

$$W_0^0 - W_0 = c^2(m_Z - m_{Z+1}).$$

Задача установления системы энергетических уровней ядер на основе анализа бета- и гамма-спектров облегчается тем, что исходное ядро практически всегда находится в нормальном состоянии ($E_i^0 = 0$). В этом случае, согласно равенству (11), разности максимальных энергий бета-частиц ($T_{0k} - T_{0k'}$) непосредственно дают разности уровней конечного ядра: $E_{k'} - E_k$.

Рассмотрим несколько типичных примеров¹⁷. На рис. 3 представлен бета-распад ядра ^{198}Au . В этом случае наблюдается моноэнергетическая группа бета-лучей с максимальной энергией $T_{01} = 0,92 \text{ MeV}$ и монохроматические гамма-лучи с энергией $\gamma_{10} = 0,41 \text{ MeV}$. Изме-

рения $\beta\gamma$ -совпадений позволяют установить, что конечный уровень бета-излучения является начальным для гамма-излучения.

Схема установки для измерения совпадений изображена на рис. 4. При измерении $\beta\gamma$ -совпадений между источником и одним из счётчиков Гейгера-Мюллера помещают тонкие алюминиевые пластинки различной толщины и измеряют число совпадений в зависимости от толщины алюминия, т. е. от энергии бета-лучей. При этом по независимости числа $\beta\gamma$ -совпадений от энергии бета-частиц убеждаются в том, что в данном бета-спектре присутствует только одна группа бета-частиц. При наличии двух или нескольких групп бета-частиц число совпадений должно зависеть от их энергии, особенно в тех случаях, когда одна из этих групп связана с переходом на нормальный уровень конечного ядра.

В приведённом примере бета-распада ^{198}Au число $\beta\gamma$ -совпадений оказывается не зависящим от энергии бета-частиц, из чего следует: 1) наличие одной только группы бета-частиц и 2) факт практически одновременного испускания бета-

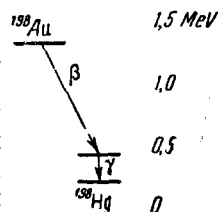


Рис. 3. Бета-распад ^{198}Au .

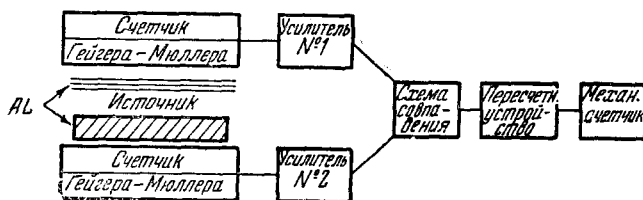


Рис. 4. Схема установки для измерения $\beta\gamma$ - и $\gamma\gamma$ -совпадений.

и гамма-лучей, т. е. бета-распад ^{198}Au с переходом на возбужденный уровень ядра ^{198}Hg , являющийся начальным для гамма-излучения.

При измерении $\gamma\gamma$ -совпадений между источником и обоими счётчиками помещается толстый слой алюминия, достаточный для поглощения всех бета-частиц. При этом совпадение наблюдается только при наличии в гамма-спектре двух или более, длин волн. В случае ^{198}Au $\gamma\gamma$ -совпадения не наблюдаются, из чего следует монохроматичность гамма-излучения.

При наличии двух или нескольких гамма-квантов в гамма-спектре часто возникает вопрос о том, испускаются ли различные кванты последовательно (каскад) или параллельно. Последнее имеет место тогда, когда исходный уровень гамма-излучения является общим для различных гамма-переходов. Один из методов решения этого вопроса заключается в параллельном измерении поглощения гамма-лучей свинцом с применением одного счётчика и двух, включённых по схеме совпадения (при помещении свинца между источником и каждым из счёт-

чиков). При этом в случае каскада кривые поглощения, снятые с помощью одного и двух счётчиков, очевидно, будут иметь одинаковую форму. В противном случае (параллельные гамма-лучи) из-за различия коэффициентов поглощения для различных длин волн

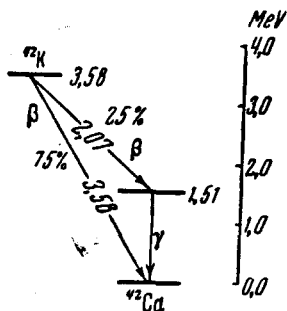


Рис. 5. Бета-распад ^{42}K .

гамма-лучей кривые поглощения будут иметь различную форму.

На рис. 5, 6, 7 и 8 представлены более сложные случаи бета-распада. В случае распада ^{42}K число $\beta\gamma$ -совпадений оказывается зависящим от энергии бета-частиц в соответствии с наличием двух групп этих частиц с максимальной энергией $T_{01} = 2,07 \text{ MeV}$ и $T_{00} = 3,58 \text{ MeV}$. Из разности этих чисел для энергии возбуждения ядра ^{42}Ca получается $E_1 = T_{00} - T_{01} = 1,51 \text{ MeV}$ — величина, совпадающая с энергией гамма-кванта (γ_{10}); отсюда схема рис. 5. Независимость $\beta\gamma$ -совпадений от энергии (одна группа бета-частиц), наличие $\gamma\gamma$ -совпадений и каскадный характер гамма-излучения в случае бета-распада ^{24}Na вместе с измерениями энергии бета-частиц и гамма-квантов приводят к схеме

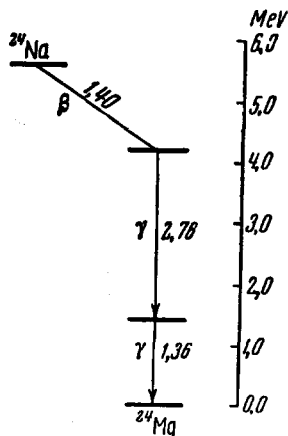


Рис. 6. Бета-распад ^{24}Na .

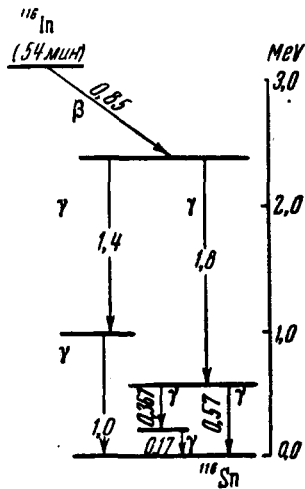
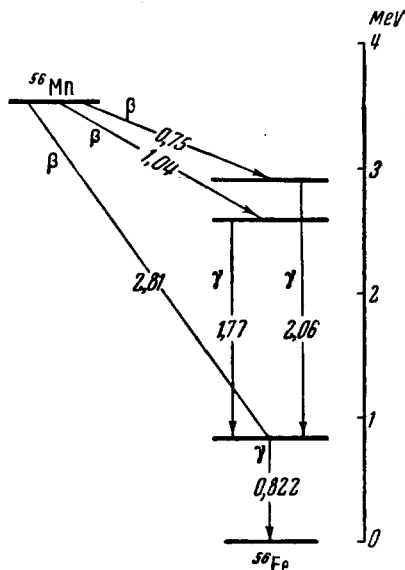
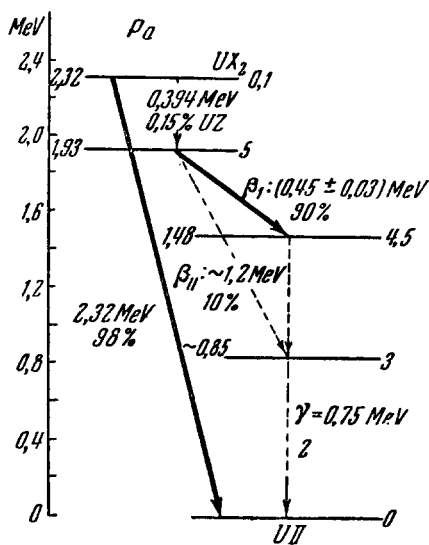


Рис. 7. Бета-распад ^{116}In .

рис. 6. Аналогичным путём получены более сложные схемы рис. 7 и 8, как и схемы, относящиеся к ряду других бета-активных ядер.

Здесь мы остановимся ещё только на схеме бета-распада естественно радиоактивных $^{234}_{90}\text{Ux}_1$, $^{234}_{91}\text{Ux}_2$ и $^{234}_{91}\text{Uz}$ (рис. 9). В открытом

Ганом ^{19}UZ , оказавшемся изомером UX_2 (одинаковые N и Z), мы имеем первый случай ядерной изомерии, предсказанной Содди 20 за несколько лет до этого открытия. UZ и UX_2 обладают различными периодами полураспада (6,7 часа и 1,14 мин.) и различными бета-спектрами. Это заставляет рассматривать UZ как метастабильный UX_2 . Согласно гипотезе Вейцекера 21 всегда, когда первое возбужденное

Рис. 8. Бета-распад ^{56}Mn .Рис. 9. Бета-распад $^{234}_{90}\text{UX}_1$, $^{234}_{91}\text{UX}_2$ и $^{234}_{91}\text{UZ}$.

состояние ядра имеет спин, значительно отличающийся от спина нормального состояния, в силу правил отбора переход из этого состояния в нормальное «запрещён» и оно оказывается метастабильным *).

Кроме UX_2 — UZ , в настоящее время известно большое число ядер-изомеров (см. ниже).

В случае позитронно-активных ядер (β^+ -активность) для установления энергетических уровней продуктов их распада могут быть привлечены измерения спектра позитронов (обычно параллельно с данными по гамма-излучению, сопутствующему процессу распада). Этот процесс представляется схемой

$$A^Z \rightarrow A^{Z-1} + \beta^+ + \nu + T_{0k},$$

где β^+ — позитрон и T_{0k} — кинетическая энергия позитрона и нейтрино (равная максимальной энергии позитрона). Ввиду того, что при позитронном распаде одновременно с позитроном атом теряет ещё

*) См. также Френкель 5 .

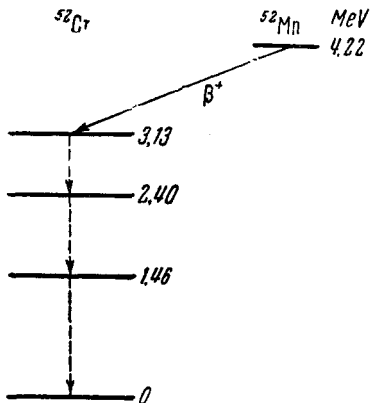
один электрон, изменение энергии в этом случае выразится следующим равенством¹⁶:

$$\Delta W_{ik} = W_i^0 - W_k = (W_0^0 - W_0) + E_i - E_k = T_{ik} + 2m_e c^2 *), \quad (12)$$

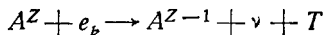
где m_e — масса электрона и

$$W_0^0 - W_0 = c^2 (m_Z - m_{Z-1}).$$

На рис. 10 мы приводим схему распада β^+ -активного ^{52}Mn и уровни получающегося из него $^{52}\text{Cr}^{22}$. Отметим, что в отличие от этого случая, как правило, почти всегда $E_i = 0$, как и при β^- -распаде.



Возбуждённые состояния ядер возникают также при превращениях, связанных с K -захватом, который очень часто осуществляется параллельно с позитронным распадом, что, конечно, не обязательно, как это, например, имеет место и в случае ^{52}Mn . Из схемы K -захвата



(T — кинетическая энергия нейтрино) для изменения энергии системы следует¹⁶:

Рис. 10. Позитронный распад ^{52}Mn и уровни ^{52}Cr .

$$\Delta W_{ik} = W_i^0 - W_k = (W_0^0 - W_0) + E_i - E_k = T_{ik}. \quad (13)$$

Ввиду невозможности измерения энергии нейтрино величина ΔW_{ik} в этом случае не может быть получена из опыта и уровни конечного ядра E_k ($E_i = 0$, см. выше) могут быть установлены лишь на основании изучения гамма-спектра. Простейшие примеры даны на рис. 11 и 12. Первый из них представляет также пример ядра (^{64}Cu), способного как к β^+ -, так и к β^- -распаду. При этом наряду с позитронным распадом, приводящим к нормальному уровню конечного ядра (^{64}Ni), осуществляются также два процесса K -захвата, в результате которых получается нормальное и возбуждённое ядро $^{64}\text{Ni}^{28}$. Рис. 12 относится к распаду $^{107}\text{Cd}^{24}$. Из приведённых здесь данных видно, что это ядро в 99,27 случаях из ста превращается путём K -захвата в метастабильный изомер $^{107}\text{Ag}^*$, тем же путём в 0,42 случаях из ста — в возбуждённое ядро ^{107}Ag и в 0,31 случаях испытывает позитронный распад.

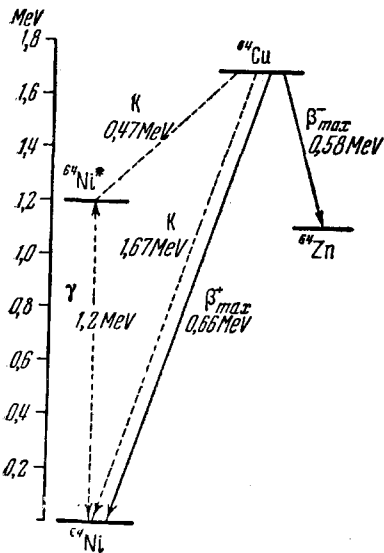
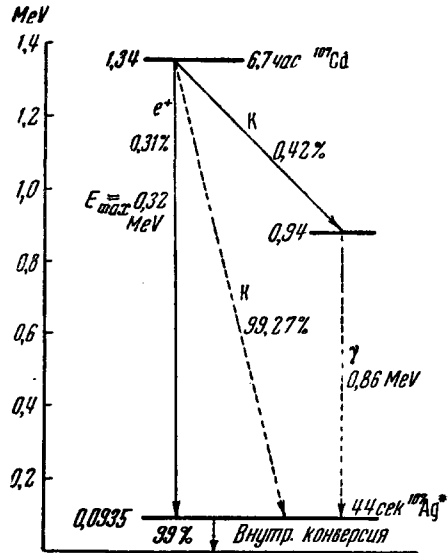
Переход метастабильного ядра $^{107}\text{Ag}^*$, обладающего периодом полураспада в 44 сек., в нормальное состояние осуществляется путём

*) $2 m_e c^2 = 1,01 \text{ MeV}$.

испускания гамма-кванта, претерпевающего внутреннюю конверсию²⁵, приводящую к выбрасыванию электрона из *K*- или *L*-оболочки (с меньшей вероятностью из *M*- и *N*-оболочек) атома, испускающего гамма-квант. Энергия метастабильного уровня (*E*), таким образом, может быть вычислена из энергии электрона конверсии T_e и энергии связи его с ядром eI , находимой из границы соответствующей рентгеновской серии, т. е.

$$E = T_e + eI. \quad (14)$$

Аналогичным путём были вычислены значения энергии метастабильных уровней большого числа ядер. Так, например, в случае

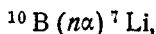

 Рис. 11. Распад ^{64}Cu .

 Рис. 12. Распад ^{107}Cd .

гамма-активного изомера стабильного ^{83}Kr , получающегося при бета-распаде ^{83}Br и обладающего периодом полураспада в 113 мин., энергия электронов конверсии оказывается равной $T_e = 35 \text{ KeV}$. Добавляя к этому числу энергию связи *K*-электрона в атоме криптона, равную 14 KeV, на основании (14) получаем $E = 0,049 \text{ MeV}$ ²⁶. Добавим, что из вероятности перехода $^{83}\text{Kr}^* \rightarrow ^{83}\text{Kr}$ для ядерного спина метастабильного ядра криптона ($^{83}\text{Kr}^*$) получается $\frac{1}{2}$ (по сравнению с $\frac{9}{2}$ для нормального ^{83}Kr). Большая разница в спинах (4) находится в полном согласии с гипотезой Вейцекера (см. выше).

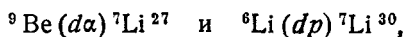
Как это явствует из всего вышесказанного, гамма-спектры играют исключительно важную роль при установлении системы ядер-

ных уровней, присущих радиоактивным ядрам или ядрам, возникающим в результате бета-распада (β^- и β^+) или процессов K -захвата. Возбуждённые ядра часто образуются также и при других ядерных реакциях, идущих при взаимодействии нейтронов, протонов, дейтронов и альфа-частиц с различными ядрами. Изучение спектра гамма-лучей, сопровождающих данную реакцию, и даёт возможность найти энергетические уровни конечного ядра, возникающего в результате этой реакции. В этом отношении особенно подробно изучены лёгкие ядра²⁷.

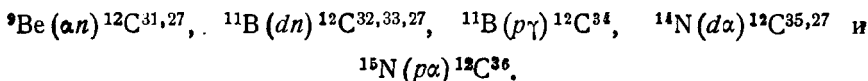
Так, например, в результате реакции



наряду с нормальными ядрами ^7Li , в 93 случаях из ста²⁸ образуются возбуждённые ядра, испускающие монохроматические гамма-лучи²⁹ с энергией $\gamma_{10} = 0,480 \text{ MeV}$, откуда следует $E_1 = 0,480 \text{ MeV}$. Те же уровни ^7Li возникают также в результате реакций

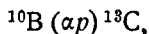


как это, в частности, следует из измерений соответствующих гамма-спектров. Точно так же на основании анализа гамма-излучения можно было установить факт образования в ряде реакций (наряду с нормальными) возбуждённых ядер ^{12}C и найти ряд уровней этого ядра. К числу этих реакций относятся реакции:

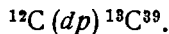


Применяя метод $\gamma\gamma$ -совпадений, можно было установить порядок излучения соответствующих линий возбуждённым ядром и, таким образом, найти его уровни (E_k).

Из других реакций укажем реакцию



в результате которой возникают возбуждённые ядра ^{13}C (наряду с нормальным). Ряд уровней этого ядра можно было установить на основании анализа гамма-спектра^{37,38}. Часть этих уровней получается также из анализа гамма-спектра реакции



Как известно, возбуждённые ядра возникают также в результате неупругого рассеяния нейтронов, протонов и альфа-частиц. Уровни рассеивающего ядра в этом случае могут быть установлены как по спектру гамма-лучей, так и по спектру рассеиваемых частиц. Так, при неупругом рассеянии протонов⁴⁰ и альфа-частиц⁴¹ литием

обнаруживается монохроматическое гамма-излучение, отвечающее уровню $E = 0,480$ MeV. Далее, в спектре рассеяния моноэнергетических протонов (с энергией 4 MeV) неоном наблюдается группа протонов с энергией на $\sim 1,4$ MeV меньшей первоначальной энергии, связанная с возбуждением уровня ^{20}Ne $E_1 = 1,5$ MeV в результате неупругого рассеяния⁴². Точно так же при рассеянии нейтронов магнием возникает группа нейтронов с энергией, на $\sim 1,3$ MeV меньшей первоначальной энергии, соответственно возбуждению ядра ^{24}Mg ⁴³. На рис. 13 приведён первоначальный спектр (пунктир) и спектр рассеянных нейтронов (сплошная кривая). Нейтронный спектр в этом случае измерялся по пробегу протонов отдачи в камере Вильсона, наполненной этаном.

Как уже указывалось выше, ядра, возникающие в результате той или иной реакции, часто оказываются в возбуждённом состоянии. Поэтому в реакциях, сопровождающихся вылетом лёгкой частицы, т. е. в реакциях типа pn , dn , dp , $d\alpha$, αn , αp , ..., при условии достаточно большой энергии бомбардирующих частиц или достаточно большого положительного энергетического эффекта реакции, в энергетическом спектре вылетающих частиц должны наблюдаться дискретные группы частиц, подобно тому как это имеет место при неупругом рассеянии. При этом группа частиц с максимальной энергией, очевидно, соответствует такой реакции, когда конечное ядро оказывается в нормальном состоянии, группы же с меньшей энергией — реакциям, продуктом которых являются ядра, находящиеся на том или ином уровне возбуждения (E_k). Измерения энергии этих групп дают возможность определить величины E_k , на чём и основан один из широко распространённых методов установления энергетических уровней ядер (а также энергетических эффектов соответствующих реакций и, следовательно, масс ядер).

При вычислении энергии возбуждения E_k из энергетического спектра возникающих в результате реакции лёгких частиц или неупруго рассеянных частиц необходимо принимать во внимание долю кинетической энергии, получаемую ядром отдачи, что в особенности относится к лёгким ядрам. Обозначая начальную кинетическую энергию и массу бомбардирующей и вылетающей частиц соответственно через T^0 , m^0 и T_k , m , энергетический эффект реакции — через Q

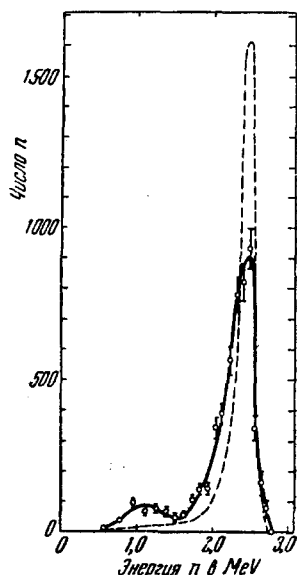


Рис. 13. Неупругое рассеяние нейтронов в ^{24}Mg . Пунктир — первоначальный нейтронный спектр, сплошная кривая — спектр рассеянных нейтронов.

(в случае экзoэнергетических реакций $Q > 0$) и массу ядра отдачи — через M , из законов сохранения имеем:

$$E_k = Q + \left(1 - \frac{m^0}{M}\right) T^0 - \left(1 + \frac{m}{M}\right) T_k + 2 \frac{\sqrt{m^0 m}}{M} \sqrt{T^0 T_k} \cos \vartheta, \quad (15)$$

где ϑ — угол между направлением вылета лёгкой частицы и направлением бомбардирующей частицы. Если измеряется максимальная энергия вылетающих частиц, то в равенстве (15) $\cos \vartheta = 1$ и поправка, учитывающая энергию ядра отдачи, будет иметь вид

$$- \left(\sqrt{\frac{m^0}{M}} T^0 - \sqrt{\frac{m}{M}} T_k \right)^2.$$

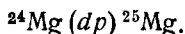
В случае достаточно тяжёлых ядер этой поправкой можно пренебречь и мы будем иметь

$$E_k = Q + T^0 - T_k. \quad (16)$$

В этом случае энергия возбуждённых уровней ядра непосредственно получается как разность величин T_0 и T_k , где T_0 — энергия, отвечающая группе наиболее быстрых частиц. Действительно, так как при $k = 0$ $E_k = E_0 = 0$, то мы имеем $T_0 = Q + T^0$, т. е.

$$E_k = T_0 - T_k. \quad (17)$$

Равенства (15), (16) и (17), очевидно, остаются в силе и в случае неупругого рассеяния, когда $m^0 = m$ и $Q = 0$. В качестве примера приведём случай реакции



При облучении магния дейтонами с энергией в 3,9 MeV наблюдаются четыре группы протонов. В предположении, что все эти группы связаны с реакцией дейтона с наиболее распространённым из трёх устойчивых изотопов магния — ^{24}Mg , для энергетических уровней ядра ^{25}Mg в этом случае получаются следующие значения: $E_1 = 0,70$, $E_2 = 1,70$ и $E_3 = 2,25$ MeV⁴⁴.

Возбуждённые состояния ядра возникают не только при облучении ядер нейтронами, протонами или альфа-частицами, но также и при облучении быстрыми электронами и X-лучами. До настоящего времени этот метод, повидимому, применялся лишь в случае ядер, обладающих метастабильными уровнями, обуславливающими их длительную активность. Измеряя активность (путём счёта электронов конверсии) при различных энергиях бомбардирующих электронов (eV) или различных ускоряющих потенциалах (V) в рентгеновской трубке (X-лучи), строят кривую активности A в зависимости от величины V . Типичная кривая такого рода, относящаяся к слу-

чаю $^{103}\text{Rh}^{46}$ изображена на рис. 14. Из значений энергии X-лучей в eV, отвечающих изломам кривой $A = A(V)$, свидетельствующим о повышенной «активации» родия при превышении энергией фотонов некоторых определённых пороговых значений, получаются те энергетические уровни ^{103}Rh , с возбуждением которых связана «активация» этого ядра. Отвечаю-

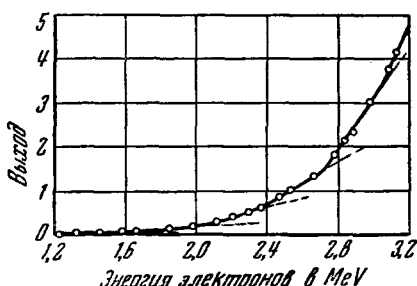


Рис. 14. Возбуждение активности метастабильного ^{103}Rh при облучении родия X-лучами различной энергии.

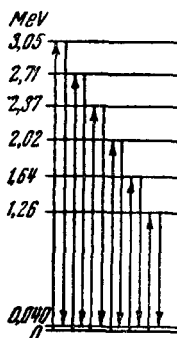


Рис. 15. Схема возбуждения 45-минутной активности ^{103}Rh X-лучами.

щая кривой рис. 14 схема возбуждения активности родия представлена на рис. 15. Цифры слева (1,26...3,05 MeV), отвечающие положению изломов кривой рис. 14, представляют собой энергетические уровни ядра ^{103}Rh , первично возбуждаемые X-лучами. Соответствующие квантовые переходы в ядре изображены стрелками, направленными снизу вверх. С испусканием гамма-квантов возбуждённые ядра практически мгновенно переходят в метастабильное состояние активного $^{103}\text{Rh}^*$ (стрелки, направленные сверху вниз). Переход из этого состояния, обладающего полупериодом жизни в 45 ± 1 мин., осуществляется путём испускания гамма-кванта, претерпевающего внутреннюю конверсию. Измерение энергии электронов конверсии с учётом энергии связи K-электронов родия даёт для энергии метастабильного уровня величину в 0,040 MeV. Существенно подчеркнуть, что этот уровень возбуждается X-лучами не непосредственно, а через более высокие уровни, что явствует из существования порога возбуждения, определяемого энергией наиболее низкого из этих уровней — 1,26 MeV (см. рис. 14). Причина этого несомненно заключается в малой вероятности перехода $E_0 \rightarrow E_0^*$ (метастабильный уровень). Аналогичная картина наблюдается, повидимому, и во всех других известных случаях возбуждения метастабильных уровней ядер X-лучами или быстрыми электронами. Интересно, далее, отметить, что возбуждение метастабильного состояния ^{103}Rh удалось наблюдать также при облучении родия трёхмегавольтовыми нейтронами⁴⁶. Здесь, повидимому, может идти речь о неупругом рассеянии нейтронов. Известно также

возбуждение метастабильного ^{115}In при облучении индия быстрыми нейтронами (2,5 MeV)⁴⁷, протонами ($\sim 5,8$ MeV)⁴⁸ и альфа-частицами (~ 16 MeV)⁴⁹, повидимому, также связанное с неупругим рассеянием этих частиц. Порог возбуждения ^{115}In X-лучами и электронами отвечает энергии в 1,2 MeV. Возбуждение метастабильных состояний ядер при неупругом рассеянии нейтронов, протонов или альфа-частиц, повидимому, также связано с предварительным возбуждением более высоких уровней ядра, о чём, в частности, свидетельствует тот факт, что порог возбуждения метастабильного золота ^{197}Au оказывается одним и тем же (1,22 MeV) для X-лучей и для нейтронов⁵⁰. Из этого факта также следует, что уровень ^{197}Au 1,22 MeV может возбуждаться как X-лучами, так и нейтронами (см. ниже).

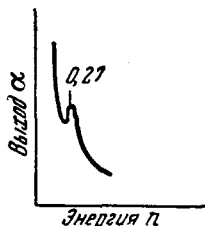
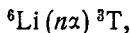


Рис. 16. Выход альфа-частиц в реакции $^6\text{Li}(n\alpha)^3\text{T}$.

Все рассмотренные до сих пор методы определения ядерных уровней в основном относятся к уровням конечного (ядерные реакции, бета-распад, K-захват) или облучаемого ядра (неупругое рассеяние, X-лучи и быстрые электроны). В дальнейшем будут рассмотрены методы, с помощью которых определяются уровни промежуточного ядра, представляющего собою промежуточное или переходное состояние реагирующей ядерной системы.

Уровни промежуточного ядра, в частности, обнаруживаются по появлению резонансных максимумов на кривых выхода продуктов различных реакций — в соответствии с теорией ядерных реакций⁵¹. Приведём несколько примеров, оставившись сначала на реакциях нейтронов. В этих реакциях промежуточным ядром является ядро более тяжёлого изотопа ($A+1$) исходного ядра (A).

На рис. 16 мы приводим кривую выхода альфа-частиц, возникающих в результате реакции



в зависимости от энергии нейтронов⁵². Промежуточным ядром здесь является ядро ^7Li . Поэтому резонансный максимум, наблюдающийся при энергии нейтронов в 0,27 MeV (рис. 16), должен соответствовать одному из уровней ^7Li . Обозначая энергию нейтрона, отвечающую резонансному максимуму кривой выхода, через T_r (0,27 MeV), энергию, освобождающуюся при образовании промежуточного ядра (^7Li) из исходного ядра (^6Li) и нейтрона, — через Q' , массы нейтрона и обоих ядер — через m_n , m (исходное ядро) и m' (промежуточное ядро), скорость центра тяжести системы — через v' и искомую энергию возбуждения ядра ^7Li — через E , из закона сохранения энергии найдём:

$$Q' + T_r = E + \frac{m'v'^2}{2}$$

или, ввиду

$$\frac{m' v'^2}{2} = \frac{m_n}{m'} T_r,$$

$$E = Q' + \frac{m}{m'} T_r. \quad (18)$$

Вычисляя величину Q' из известных масс нейтрона и атомов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ на основании равенства

$$Q' = c^2 (m_n + m - m'),$$

мы найдём $Q' = 7,15 \text{ MeV}$ и, далее, на основании (18)

$$E = 7,15 + \frac{6}{7} 0,27 = 7,38 \text{ MeV}.$$

На рис. 17 приведена кривая выхода реакции (сечение реакции) ${}^{14}\text{N}(np){}^{14}\text{C}^{53}$.

Из отвечающих максимумам этой кривой трёх значений величины $T_r = 0,55, 0,70$ и $1,45 \text{ MeV}$ и энергетического эффекта Q' на осно-

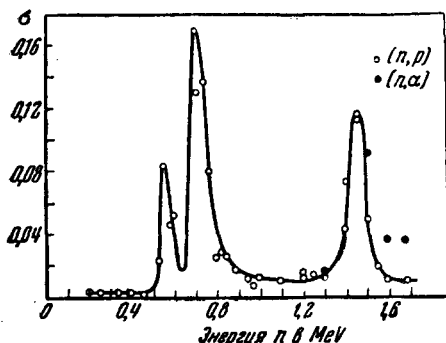


Рис. 17. Поперечное сечение реакции ${}^{14}\text{N}(np){}^{14}\text{C}$.

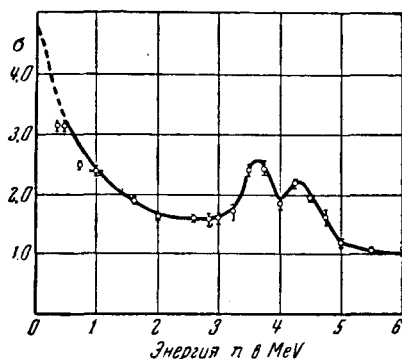
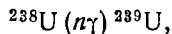


Рис. 18. Полное поперечное сечение ${}^{12}\text{C}$.

вании (18) получаются следующие три уровня ядра ${}^{15}\text{N}$: $E = 11,26, 11,40$ и $12,10 \text{ MeV}$.

В качестве примера реакции захвата нейтрона ($n\gamma$) можно указать реакцию

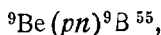


обнаруживающую резкий резонанс при значении $T_r = 5 \text{ eV}$. Отсюда следует, что соответствующий уровень ядра ${}^{239}\text{U}$ должен иметь энергию $E \simeq Q'$ (18).

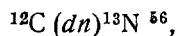
Наконец, к числу реакций нейтронов формально мы можем отнести и процессы рассеяния, которые в их теоретической трактовке по существу не отличаются от прочих нейтронных реакций 51 и которые,

как известно, также обнаруживают эффект резонанса (аномальное или резонансное рассеяние). Примером аномального рассеяния нейтронов может служить рассеяние их углеродом. «Аномалия» здесь обнаруживается по появлению нескольких резонансных максимумов на кривой полного сечения. Эта кривая в области быстрых нейтронов имеет два максимума (рис. 18)⁵⁴, из положения которых получаются следующие уровни энергии ядра ^{13}C : $E = 8,25$ и $8,90$ MeV.

Рассмотрим, далее, реакции протонов и дейтронов. В этих реакциях промежуточными ядрами являются ядра $(A+1)^{Z+1}$ и $(A+2)^{Z+1}$, если A^Z — бомбардируемое ядро. На рис. 19 и 20 приведены кривые выхода нейтронов в реакции



из положения резонансного максимума которой получается уровень ядра ^{10}B : $E = 8,76$ MeV, и реакции



из пяти резонансных максимумов

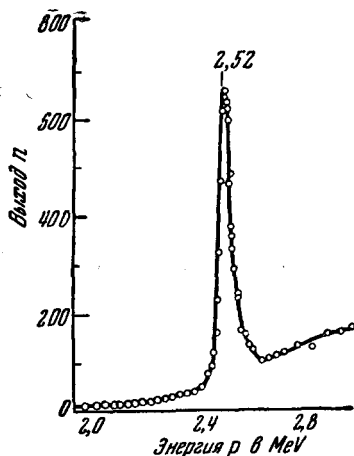


Рис. 19. Выход нейтронов в реакции $^9\text{Be}(pn)^9\text{B}$.

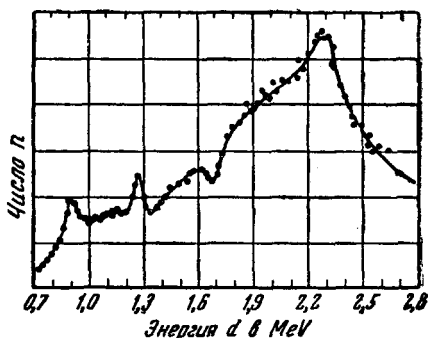
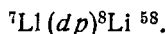


Рис. 20. Выход нейтронов в реакции $^{12}\text{C}(dn)^{13}\text{N}$.

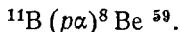
которой получаются следующие уровни ядра ^{14}N : $E = 11,05, 11,26, 11,37, 11,6$ и $12,3$ MeV. Те же резонансные максимумы и, следовательно, те же уровни получаются из кривой выхода другого продукта реакции позитронно-активного ^{13}N .

На рис. 21 приведена кривая выхода гамма-лучей, отвечающая излучению ядра ^7Li с энергией $0,48$ MeV, при облучении лития быстрыми протонами⁵⁷. Наличие резонансного максимума указывает на аномальное неупругое рассеяние протонов. Из положения максимума получается уровень ядра ^8Be $E = 18,13$ MeV. На рис. 22 приведена кривая выхода радиоактивного ^8Li , получающегося в результате реакции



Из резонансных максимумов, наблюдающихся при энергии дейтронов 0,65, 1,02 и 1,35 MeV, получаются следующие уровни ядра ${}^9\text{Be}$: $E = 17,17, 17,45$ и $17,71$ MeV.

В качестве примера реакции $p\alpha$ на рис. 23 приведена кривая выхода альфа-частиц в реакции



Из резкого резонансного максимума этой кривой, наблюдающегося при энергии протонов в 0,165 MeV, получается уровень

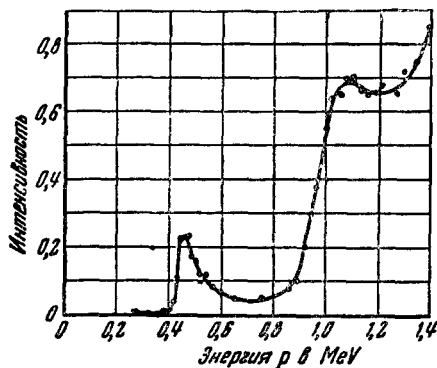


Рис. 21. Выход возбуждённого ${}^7\text{Li}$ при неупругом рассеянии протонов литием.

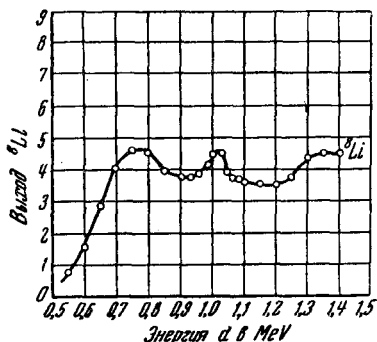
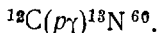


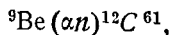
Рис. 22. Выход радиоактивного ${}^8\text{Li}$ в реакции ${}^7\text{Li}(dp){}^8\text{Li}$.

${}^{12}\text{C}$ $E = 16,11$ MeV. Для иллюстрации резонансного эффекта реакции $p\gamma$ на рис. 24 приведена кривая выхода гамма-лучей при p -захвате в углероде



Из положения максимума (0,453 MeV) получается уровень ядра ${}^{13}\text{N}$ $E = 2,34$ MeV.

Наличие резонансных уровней промежуточного ядра иногда проявляется не в появлении максимумов на кривой выхода продуктов реакции, а в более или менее резком увеличении выхода в точках резонанса. Такой вид имеет, например, кривая выхода нейтронов в реакции



представленная на рис. 25. Из положения изломов кривой выхода (1,3, 2,4, 3,3, 4,3,...) получаются следующие уровни ядра ${}^{13}\text{C}$: $E = 11,5, 12,3, 12,9, 13,6, \dots$ MeV.

Наконец, укажем ещё аномальное (резонансное) рассеяние альфа-частиц, позволяющее из положения резонансных максимумов найти уровни промежуточного ядра $(A+4)^{Z+2}$. С помощью этого метода

удалось установить ряд уровней ^8Be , ^{16}O , ^{20}Ne и др. (по аномальному рассеянию альфа-частиц гелием, углеродом, кислородом и др.).

Из опыта следует, что одни и те же ядерные уровни могут быть возбуждены различными путями. Так, например, уровень ^7Li 0,48 MeV возбуждается в результате реакций $^6\text{Li}(dp)^7\text{Li}$, $^7\text{Be}(K)^7\text{Li}$, $^9\text{Be}(\alpha\alpha)^7\text{Li}$, $^{10}\text{B}(n\alpha)^7\text{Li}$, а также в результате неупругого рассеяния протонов и альфа-частиц²⁷, ряд уровней ^8Be возбуждается в реакциях $^7\text{Li}(dn)^8\text{Be}$, $^{10}\text{B}(\alpha\alpha)^8\text{Be}$, $^{11}\text{B}(p\alpha)^8\text{Be}$ ²⁷, так же, как ряд уровней ^{12}C возбуждается при реакциях $^{11}\text{B}(dn)^{12}\text{C}$, $^{14}\text{N}(\alpha\alpha)^{12}\text{C}$, $^{15}\text{N}(p\alpha)^{12}\text{C}$ и т. д. Ранее мы указывали, что метастабильное состояние ^{115}In возбуждается при бом-

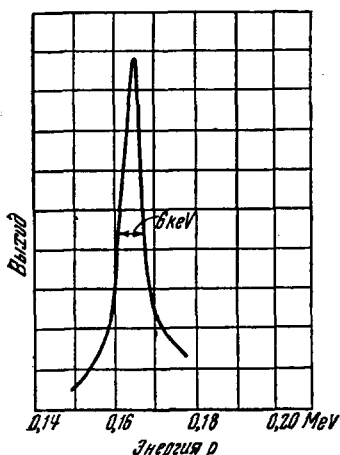


Рис. 23. Выход альфа-частиц в реакции $^{11}\text{B}(p\alpha)^8\text{Be}$.

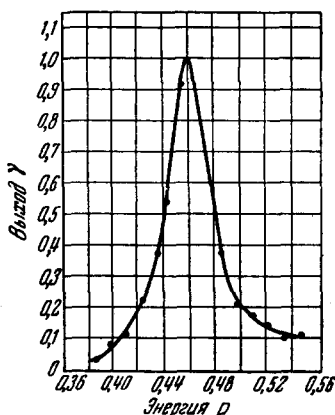


Рис. 24. Выход гамма-излучения в реакции p -захвата $^{12}\text{C}(p\gamma)^{13}\text{N}$.

бардировке индия электронами и при облучении X-лучами, а также в результате неупругого рассеяния нейтронов, протонов и альфа-частиц. Это состояние возбуждается также в результате реакции $^{115}\text{Cd}(\beta^-)^{115}\text{In}$ ⁴⁷. Точно так же метастабильное состояние ^{87}Sr возникает в результате реакций $^{87}\text{Y}(K)^{87}\text{Sr}$, $^{87}\text{Rb}(pn)^{87}\text{Sr}$, $^{86}\text{Sr}(n\gamma)^{87}\text{Sr}$ ⁶², или метастабильное состояние ^{88}Kr — в результате реакций $^{80}\text{Se}(\alpha n)^{88}\text{Kr}$, $^{82}\text{Kr}(dp)^{88}\text{Kr}$ ⁶⁸, $^{88}\text{Br}(\beta^-)^{88}\text{Kr}$ ²⁶, $^{82}\text{Kr}(n\gamma)^{88}\text{Kr}$ и при облучении X-лучами и т. д. Все приведённые выше примеры относятся к уровням конечного ядра.

В результате различных реакций могут быть возбуждены одни и те же уровни и промежуточного ядра. Так, уровни 17,17 и 17,45 MeV ядра ^9Be возбуждаются как в реакции $^7\text{Li}(dp)^8\text{Li}$, так и в реакции $^7\text{Li}(dn)^8\text{Be}$ ⁵⁸, для которых это ядро является промежуточным. В результате реакций $^{12}\text{C}(dp)^{13}\text{C}$ и $^{12}\text{C}(dn)^{13}\text{N}$ возбуждаются уровни ядра ^{14}N (11,05, 11,26, 11,37 и 11,8 MeV)⁵⁶, которое является про-

межуточным для этих реакций. То же самое имеет место в случае уровня промежуточного ядра ^{15}N 12,10 MeV, возбуждающегося в реакциях $^{14}\text{N}(np)^{14}\text{C}$ и $^{14}\text{N}(n\alpha)^{11}\text{B}$ ⁵³.

Однако наряду с фактами, свидетельствующими о возможности возбуждения одних и тех же ядерных уровней различными путями, можно привести большое число экспериментальных фактов, из которых следует, что существуют уровни, возбуждающиеся одним путём и не возбуждающиеся другими. Так, из двух наинизших известных уровней ядра ^{20}Ne 1,5 и 2,2 MeV, возбуждающихся в результате реакции $^{19}\text{F}(dn)^{20}\text{Ne}$ ⁶⁴, при бета-распаде ^{20}F возбуждается только уровень 2,2, как это следует из максимальной энергии электронов⁶⁵. С другой стороны, при неупругом рассеянии протонов неонном возбуждается только уровень 1,5⁴². Приведём ещё пример уровней ядра ^{56}Fe : из четырёх уровней этого ядра: 0,845, 2,09, 2,66 и 2,98 MeV, первый, третий и четвёртый возбуждаются в результате распада $^{56}\text{Mn}(\beta^+)^{56}\text{Fe}$, второй же — в результате распада $^{56}\text{Co}(\beta^+)^{56}\text{Fe}$ ⁶⁶. Аналогичное явление наблюдается и в случае уровней промежуточного ядра. Так, уровень ядра ^9Be 17,71 MeV возбуждается в реакции $^7\text{Li}(dp)^8\text{Li}$ и не возбуждается в реакции $^7\text{Li}(dn)^8\text{Be}$ ⁵⁸ или уровень ^{14}N 11,49 MeV возбуждается в реакции $^{12}\text{C}(dp)^{13}\text{C}$ и не возбуждается в реакции $^{12}\text{C}(dn)^{13}\text{N}$, в которой, наоборот, возбуждается уровень 11,6 MeV, не возбуждающийся в первой реакции⁵⁶.

Все приведённые выше факты, несомненно, находятся в тесной связи с особенностями структуры ядер и свойствами их энергетических состояний, проявляющихся в различной вероятности соответствующих квантовых переходов ядерной системы. Поэтому изучение условий возбуждения различных ядерных уровней, выходов ядерных реакций и вероятностей квантовых переходов в ядре, наряду с установлением системы уровней максимально большого числа ядер и с получением максимально точных значений энергии каждого отдельного уровня, представляет задачу огромной важности с точки зрения динамической теории ядра.

Ниже мы приводим сводку экспериментальных данных, относящихся к системе энергетических уровней различных ядер.

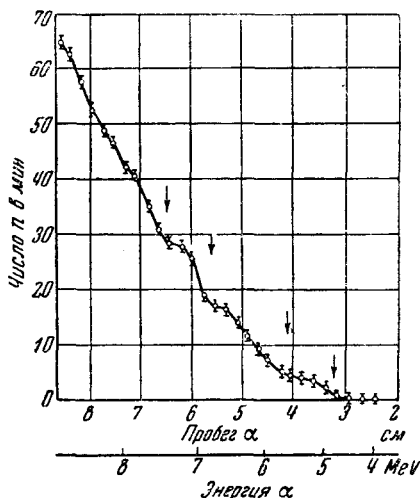


Рис. 25. Выход нейтронов в реакции $^9\text{Be}(\alpha n)^{12}\text{C}$.

III

Сводка составлена в виде таблицы по данным, опубликованным до 1 января 1949 г. В таблице указаны порядковый номер Z и символ элемента, число нейтронов N и массовое число A соответствующего изотопа, его активность, энергия различных квантовых состояний ядра в MeV (нормальному состоянию отвечает энергия 0). Далее указаны те ядерные реакции, которые приводят к возбуждению соответствующего уровня, и ссылки на литературу. При этом в отношении данных, вошедших в статьи обзорного характера (например, данные, относящиеся к уровням лёгких ядер), как правило, даётся ссылка на обзорную статью, в которой можно найти дальнейшие ссылки на оригинальную литературу. Наконец, указан метод, с помощью которого установлен тот или иной ядерный уровень.

Наиболее достоверные значения энергии, полученные из различных ядерных реакций или различными методами даны жирными цифрами. В ряде случаев (что относится в основном к средним и тяжёлым ядрам) из-за недостаточных данных для построения схемы уровней приведены только значения энергии гамма-квантов, испускаемых соответствующим ядром.

Значения энергий уровней, полученные с помощью различных методов, обладают различной точностью. Наиболее точны данные, полученные из внутренней конверсии и из спектрографических измерений гамма-спектров, а также данные, относящиеся к промежуточным ядрам и полученные из резонансного выхода реакции. Менее точны данные, полученные из измерений энергии ядер отдачи, в особенности из измерений нейтронных спектров. Из-за недостаточного разрешения многие из приведённых простых уровней в действительности, несомненно, являются сложными, как это имеет место в случае уровней, о неразрешённой тонкой структуре которых свидетельствует тонкая структура гамма-лучей.

Сама схема уровней не всегда может быть однозначно установлена. Наиболее достоверными схемами нужно считать те, которые установлены в результате достаточно подробного изучения спектров бета- и гамма-лучей (в случае ядер, возникающих при бета-распаде) с наблюдением $\beta\gamma$ -и $\gamma\gamma$ -совпадений, а также схемы, установленные по спектру альфа-частиц, протонов или нейтронов, возникающих при распаде промежуточного ядра (если известен энергетический эффект реакции) и схемы, получающиеся из резонансных эффектов (если известны массы исходного и промежуточного ядер). В случае элементов, обладающих двумя или несколькими стабильными изотопами, не всегда возможно отнесение тех или иных уровней к определённому ядру.

В силу указанных причин наши сведения об энергетических уровнях ядер в настоящий момент являются ещё крайне скудными и только для очень небольшого числа ядер схема уровней представлена более или менее значительным числом компонент (см. таблицу).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
2	He	3	5	$\alpha + n$	0 0,24	$^4\text{He} (nn) ^4\text{He}$ $^7\text{Li} (dx) ^5\text{He}$	— 67 68	— Аномальное рассеяние n Спектр α
3	Li	2	5	$\beta^-, p + \alpha$	0 шесть уровней	$^1\text{H} (\alpha p) ^4\text{He}$	— 69,70	— Спектр p
		3	6	—	0 3,0?	$^9\text{Be} (p\alpha) ^6\text{Li}$	— 27,71	— Спектр γ
		4	7	— γ	0 0,480 ? 4,38 мв	$^7\text{Li} (pp') ^7\text{Li}$ $^7\text{Li} (\alpha\alpha') ^7\text{Li}$ $^7\text{Be} (K) ^7\text{Li}$ $^{10}\text{B} (n\alpha) ^7\text{Li}$ $^9\text{Be} (d\alpha) ^7\text{Li}$ $^6\text{Li} (dp) ^7\text{Li}$ $^6\text{Li} (n\alpha) ^7\text{Li}$	— 27, 72, 73 27 27 27,74 27,75 27,75 27	— Спектр γ ; неупругое рас- сеяние Спектр γ Спектр γ Спектр α и γ Спектр α и γ Спектр p и γ Резонансный выход α
4	Be	4	8	$\alpha + \alpha$ $\alpha + \alpha, \gamma$ γ	0 3,0 3,4 ± 0,4? 4,8 7,0	$^7\text{Li} (p\gamma) ^8\text{Be}$ $^7\text{Li} (dn) ^8\text{Be}$ $^{10}\text{B} (d\alpha) ^8\text{Be}$ $^{11}\text{B} (p\alpha) ^8\text{Be}$ $^8\text{Li} (\beta^-) ^8\text{Be}$ $^7\text{Li} (dn) ^8\text{Be}$ $^{10}\text{B} (d\alpha) ^8\text{Be}$ $^{10}\text{B} (d\alpha) ^8\text{Be}$	— 76 27 27 27 27 27 27 27	— Спектр γ Спектр n Спектр α Спектр α Спектр α Спектр n и γ Спектр α Спектр α

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
4	Be	4	8	γ γ	7,0	${}^7\text{Li} (dn) {}^8\text{Be}$	27	Спектр n
					9,8	${}^7\text{Li} (dn) {}^8\text{Be}$	27	Спектр n
					17,57	${}^7\text{Li} (p\gamma) {}^8\text{Be}$	27,76	Спектр γ
					18,13	"	27	Спектр γ
						${}^7\text{Li} (pp') {}^7\text{Li}$	27	Резонансное неупругое рас- сеяние
					19,15	${}^7\text{Li} (pn) {}^7\text{Be}$	27	Резонансный выход n и ${}^7\text{Be}$
		5	9	—	0	—	—	—
					2,42	${}^9\text{Be} (pp') {}^9\text{Be}$	77	Неупругое рассеяние, спектр p
					17,17	${}^7\text{Li} (dp) {}^8\text{Li}$	27	Резонансный выход ${}^8\text{Li}$
					17,45	${}^7\text{Li} (dn) {}^8\text{Be}$	27	Резонансный выход n и γ
						"	27	Резонансный выход n и γ
					17,71	${}^7\text{Li} (dp) {}^8\text{Li}$	27	Резонансный выход ${}^8\text{Li}$
						"	27	Резонансный выход ${}^8\text{Li}$
		6	10	β^-	0	—	—	—
					7,19 9,03	${}^9\text{Be} (n, \alpha) {}^6\text{He}$ "	27,78 27,78	Резонанс σ Резонанс σ и резонансный выход ${}^6\text{He}$
5	B	5	10	γ γ	0	—	—	—
					0,411	${}^9\text{Be} (dn) {}^{10}\text{B}$	79,80	Спектр γ
						${}^{10}\text{B} (pp') {}^{10}\text{B}$	80	Спектр γ
					0,718	${}^9\text{Be} (dn) {}^{10}\text{B}$	79,80	Спектр γ
						"	81	Спектр n
						${}^9\text{Be} (p\gamma) {}^{10}\text{B}$	27,80	Спектр γ

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
5	В	5	10	γ	0,718	${}^7\text{Li}(\alpha n){}^{10}\text{B}$	27	Резонансный выход n
				γ	1,024?	${}^9\text{Be}(dn){}^{10}\text{B}$	79	Спектр γ
					1,2	${}^7\text{Li}(\alpha n){}^{10}\text{B}$	27	Резонансный выход n
				γ	1,435	${}^9\text{Be}(dn){}^{10}\text{B}$	79,80	Спектр γ
				γ	2,170	»	27,79	Спектр γ и n
						${}^7\text{Li}(\alpha n){}^{10}\text{B}$	27	Резонансный выход n
				γ	2 924?	${}^9\text{Be}(dn){}^{10}\text{B}$	79	Спектр γ
				γ	3,425	${}^9\text{Be}(dn){}^{10}\text{B}$	27,79	Спектр γ и n
				γ	6,78	${}^9\text{Be}(p\gamma){}^{10}\text{B}$	27	Резонансный выход γ
				γ	7,09?	»	27	Резонансный выход γ
				γ	7,26?	»	27	Резонансный выход γ
				γ	7,38	»	27	Резонансный выход γ
				γ	7,47	»	27	Резонансный выход γ
				γ	7,72	»	27	Резонансный выход γ
				γ	8,76	${}^9\text{Be}(p\alpha){}^6\text{Li}$	27	Резонансный выход γ и α
		6	11	—	0	—	—	—
				$\gamma?$	2,1	${}^{14}\text{N}(n\alpha){}^{11}\text{B}$	27	Резонанс, спектр γ
						${}^{10}\text{B}(dp){}^{11}\text{B}$	27	Спектр p и γ
				$\gamma?$	4,4	»	27	Спектр p и γ
				$\gamma?$	5,8	»	27	Спектр p и γ
					11,5?	${}^{10}\text{B}(n\alpha){}^7\text{Li}$	27	Резонансный выход α
					13,1	»	27	Резонансный выход α
						${}^7\text{Li}(\alpha n){}^{10}\text{B}$	27	Резонансный выход n
					13,5?	»	27	Резонансный выход n
					13,8?	»	27	Резонансный выход n
					14,2?	»	27	Резонансный выход n
6	С	5	11	β^+	0	—	—	—
				$\gamma?$	2,3?	${}^{10}\text{B}(dn){}^{11}\text{C}$	27	Спектр n

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
6	C	6	12	—	0	—	—	—
				γ	3,0?	$^9\text{Be}(\alpha n)^{12}\text{C}$	27	Спектр <i>n</i>
					4,3	»	27	Спектр <i>n</i>
						$^{15}\text{N}(p\alpha)^{12}\text{C}$	27	Резонансный выход γ
						$^{14}\text{N}(d\alpha)^{12}\text{C}$	27	Спектр α
						$^{11}\text{B}(dn)^{12}\text{C}$	27	Спектр <i>n</i>
				γ	$7,1 \pm 0,4$	»	27	Спектр <i>n</i>
						$^{14}\text{N}(d\alpha)^{12}\text{C}$	27	Спектр α
						$^9\text{Be}(\alpha n)^{12}\text{C}$	27	Выход γ
					9,5	»	27	Резонансный выход <i>n</i>
					10,3?	$^{11}\text{B}(dn)^{12}\text{C}$	27	Спектр <i>n</i> и γ
					10,8?	$^9\text{Be}(\alpha n)^{12}\text{C}$	27	Резонансный выход <i>n</i>
				γ, α	16,11	»	27	Резонансный выход <i>n</i>
						$^{11}\text{B}(p\gamma)^{12}\text{C}$	27	Резонансный выход α и γ,
				γ?	16,71?	»	27	спектр γ
								Резонансный выход α и γ
		7	13	—	0	—	—	—
				γ	0,8	$^{10}\text{B}(\alpha p)^{13}\text{C}$	27	Спектр <i>p</i>
					3,18	»	27	Спектр <i>p</i> и γ
						$^{13}\text{C}(dp)^{13}\text{C}$	27	Спектр <i>p</i>
					3,95	»	27	Спектр <i>p</i>
						$^{10}\text{B}(\alpha p)^{13}\text{C}$	27	Спектр <i>p</i>
					5,0?	»	27	Спектр <i>p</i>
					6,0?	»	27	Спектр <i>p</i>
					8,25	$^{13}\text{C}(nn)^{13}\text{C}$	27	Резонансное рассеяние <i>n</i>
					8,90	»	27	Резонансное рассеяние <i>n</i>
					11,86	$^9\text{Be}(\alpha n)^{13}\text{C}$	27, 81	Резонансный выход <i>n</i>
					12,3	»	27	Резонансный выход <i>n</i>

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
6	C	7	13		12,9 13,6 18 уровней выше 13,6 (до 16,6)	${}^9\text{Be}(\alpha n){}^{13}\text{C}$ » »	27 27 27	Резонансный выход n Резонансный выход n Резонансный выход n
		8	14	β^- $\gamma?$	0 5,24	${}^{13}\text{C}(\bar{p}){}^{14}\text{C}$	— 27	Спектр p и γ
7	N	6	13	β^+ γ	0 2,34	${}^{12}\text{C}(\bar{p}\gamma){}^{13}\text{N}$	— 27	Спектр γ и резонансный выход γ
		7	14	— γ γ $\gamma?$ $\gamma?$ $\gamma?$	0 4,0? 4,8? 5,4 6,1? 6,6? 8,07 11,05 11,26 11,37	${}^{11}\text{B}(\alpha n){}^{14}\text{N}$ » » ${}^{13}\text{C}(dn){}^{14}\text{N}$ ${}^{13}\text{C}(p\gamma){}^{14}\text{N}$ ${}^{11}\text{B}(\alpha n){}^{14}\text{N}$ » ${}^{13}\text{C}(p\gamma){}^{14}\text{N}$ ${}^{12}\text{C}(dn){}^{13}\text{N}$ ${}^{13}\text{C}(dp){}^{13}\text{C}$ » ${}^{13}\text{C}(dn){}^{13}\text{N}$ »	— 27 27 27 27 27 27 27 27,82 27 27 27,82 27,82	— Резонансный выход n Резонансный выход n Резонансный выход n Резонансный выход γ Спектр γ Резонансный выход n Резонансный выход n Резонансный выход γ и спектр γ Резонансный выход n, γ и ${}^{13}\text{N}$ Резонансный выход p и γ Резонансный выход p и γ Резонансный выход n, γ и ${}^{13}\text{N}$ Резонансный выход n, γ и ${}^{13}\text{N}$

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
7	N	7	14	$\gamma^?$ $\gamma^?$ $\gamma^?$	11,37 11,49 11,6 11,8?	$^{13}\text{C}(dp)^{13}\text{C}$ " $^{13}\text{C}(dn)^{13}\text{N}$ " $^{13}\text{C}(dp)^{13}\text{C}$ $^{13}\text{C}(dn)^{13}\text{N}$ $^{10}\text{B}(an)^{13}\text{N}$	27 27 27 27 27 27	Резонансный выход p и γ Резонансный выход p и γ Резонансный выход n Резонансный выход n Резонансный выход p и γ Резонансный выход n Резонансный выход ^{13}N
					12,3 9 уровней в интервале 14,42—16,92 Ряд уровней	$^{12}\text{C}(dp)^{13}\text{C}$	83	Резонансный выход p
7	N	8	15	—	0	—	—	—
				γ	5,39	$^{14}\text{N}(dp)^{15}\text{N}$	27	Спектр p и γ
					6,0?	"	27	Спектр p
					7,2	"	27	Спектр p
				$\gamma^?$	8,2	"	27	Спектр p
					11,21	$^{14}\text{C}(pn)^{14}\text{N}$	84	Резонанс
						$^{14}\text{N}(np)^{14}\text{C}$	27,85	Резонансный выход p
					11,34	$^{14}\text{C}(pn)^{14}\text{N}$	84	Резонанс
						$^{14}\text{N}(np)^{14}\text{C}$	27,85	Резонансный выход p
					12,10	"	27,85	Резонансный выход p
						$^{14}\text{N}(na)^{11}\text{B}$	85	Резонансный выход α
						$^{11}\text{B}(an)^{14}\text{N}$	27	Резонанс
					12,40	$^{14}\text{N}(na)^{11}\text{B}$	85	Резонансный выход α
						$^{14}\text{N}(np)^{14}\text{C}$	85	Резонансный выход p
					12,80	"	85	Резонансный выход p
						$^{14}\text{N}(na)^{11}\text{B}$	85	Резонансный выход α
						$^{11}\text{B}(an)^{14}\text{N}$	27,86	Резонанс
					около 20 уровней в интервале 12,5—17,5			

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
7	N	8	15		17.47	$^{13}\text{C}(dp)^{14}\text{C}$ $^{13}\text{C}(dn)^{14}\text{N}$	27 27	Резонансный выход p Резонансный выход γ
8	O	8	16	— γ γ γ	0 $6,13 \pm 0,06$ 6,3 $6,98 \pm 0,07$ $\sim 10,5$ $\sim 10,8$ $\sim 11,2$ 12,94 13,08 13,2	— $^{19}\text{F}(p\alpha)^{16}\text{O}$ $^{16}\text{N}(\beta^-)^{16}\text{O}$ » $^{19}\text{F}(p\alpha)^{16}\text{O}$ » $^{16}\text{N}(\beta^-)^{16}\text{O}$ $^{12}\text{C}(\alpha\alpha)^{13}\text{C}$ » $^{15}\text{N}(p\alpha)^{13}\text{C}$ » »	— 27, 76, 87 27 27 27 27, 87 27 27 27 27 27 27 27	— Спектр γ ; спектр α Спектр β^- Спектр β^- Спектр α и γ Спектр α и γ Спектр β^- Аномальное рассеяние α Аномальное рассеяние α Аномальное рассеяние α Резонансный выход γ Резонансный выход γ Резонансный выход γ
		9	17	—	0 $0,93 \pm 0,09$ $0,93 \pm 0,09$ 2,95 3,77 4,99	— $^{14}\text{N}(\alpha p)^{17}\text{O}$ $^{16}\text{O}(dp)^{17}\text{O}$ $^{19}\text{F}(d\alpha)^{17}\text{O}$ » » »	— 88 88, 89, 90 91 91 91 91	— Спектр p Спектр p и γ Спектр α Спектр α Спектр α Спектр α
9	F	10	19	—	0 1,6	$^{19}\text{O}(\beta^-)^{19}\text{F}$	— 92	— Спектр β^-

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
9	F	11	20	β^-	0 0,7 1,0 1,35 1,9	— $^{19}\text{F}(dp)^{20}\text{F}$ " " "	— 93 93 93 93	— Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p
10	Ne	10	20	— γ	0 1,5 2,2 4,2 5,4 γ 7,1 7,8 9,0 10,1 14 уровней между 13,21 и 14,19	— $^{30}\text{Ne}(pp')^{30}\text{Ne}$ $^{19}\text{F}(dn)^{30}\text{Ne}$ " $^{30}\text{F}(\beta^-)^{30}\text{Ne}$ $^{19}\text{F}(dn)^{30}\text{Ne}$ " " " " " " $^{19}\text{F}(p\gamma)^{30}\text{Ne}$	— 27 27 27 27 27 27 27 27 27 27,94	— Неупругое рассеяние, спектр p Спектр n и γ Спектр n и γ Спектр β^- Спектр n Спектр n Спектр n и γ Спектр n Спектр n Спектр n Резонансный выход γ
		11	21	—	0 0,31 1,75 2,83 3,58	— $^{30}\text{Ne}(dp)^{21}\text{Ne}$ " $^{23}\text{Na}(d\alpha)^{21}\text{Ne}$ $^{30}\text{Ne}(dp)^{21}\text{Ne}$ "	— 95,96 95 97 95 95	— Спектр p Спектр p Спектр α Спектр p Спектр p

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
10	Ne	12	22	—	0 1,3 3,3 4,6	$^{19}\text{F}(\alpha p)^{23}\text{Ne}$ » »	— 14, 98 14, 98 14, 98	— Спектр p Спектр p Спектр p
		13	23	β^-	0 0,99 1,66	$^{23}\text{Ne}(dp)^{23}\text{Ne}$ »	— 95 95	— Спектр p Спектр p
11	Na	13	24	β^-	0 0,38 1,26 2,8 3,38	$^{23}\text{Na}(dp)^{24}\text{Na}$ » » »	— 97 97 99 97	— Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p
12	Mg	12	24	— γ	0 1,38 1,7 ± 0,3 2,7 ± 0,5? 4,14	$^{24}\text{Na}(\beta^-)^{24}\text{Mg}$ $^{24}\text{Mg}(pp')^{24}\text{Mg}$ $^{24}\text{Mg}(nn')^{24}\text{Mg}$ $^{24}\text{Mg}(pp')^{24}\text{Mg}$ » $^{24}\text{Na}(\beta^-)^{24}\text{Mg}$ $^{24}\text{Mg}(pp')^{24}\text{Mg}$	— 16, 100 101, 102 43 102 102 16, 100 102	— Спектр γ Неупругое рассеяние, спектр p Неупругое рассеяние, спектр n Неупругое рассеяние, спектр p Неупругое рассеяние, спектр p Спектр γ Неупругое рассеяние, спектр p

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
12	Mg	12	24	—	6 0±0,3	$^{24}\text{Mg} (pp') ^{24}\text{Mg}$	102	Неупругое рассеяние, спектр p
					8,1±0,3	»	102	Неупругое рассеяние, спектр p
					9,2±0,5	»	102	Неупругое рассеяние, спектр p
		13	25	—	0	—	—	—
					0,7	$^{24}\text{Mg} (dp) ^{25}\text{Mg}$	44	Спектр p
						$^{27}\text{Al} (d\alpha) ^{25}\text{Mg}$	103, 104	Спектр α
					1,35	»	103	Спектр α
					1,70	$^{24}\text{Mg} (dp) ^{25}\text{Mg}$	44	Спектр p
					2,25	»	44	Спектр p
		14	26	—	0	—	—	—
					0,27	$^{23}\text{Na} (\alpha p) ^{26}\text{Mg}$	105, 106	Спектр p
					0,60	»	105	Спектр p
					1,1	»	98, 105	Спектр p
					1,74	»	105, 106, 107	Спектр p и γ
					γ	$^{25}\text{Mg} (dp) ^{26}\text{Mg}$	108, 109	Спектр p
2,3	$^{23}\text{Na} (\alpha p) ^{26}\text{Mg}$				14, 108	Спектр p		
γ	2,74				»	98, 105, 106, 107, 109	Спектр p и γ	
	$^{25}\text{Mg} (dp) ^{26}\text{Mg}$				108, 109	Спектр p		
4,0	$^{23}\text{Na} (\alpha p) ^{26}\text{Mg}$				14, 108, 109	Спектр p		
5,0	$^{23}\text{Na} (\alpha p) ^{26}\text{Mg}$				141, 98	Спектр p		

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
13	Al	14	27	— γ	0 0,84	— $^{27}\text{Mg}(\beta^-)^{27}\text{Al}$ $^{27}\text{Mg}(ap)^{27}\text{Al}$ $^{27}\text{Al}(pp')^{27}\text{Al}$	— 92, 110 13 111	— Спектр γ Спектр p Неупругое рассеяние, спектр p
				γ γ γ γ	1,02 1,48 1,7 $4,3 \pm 0,3?$	$^{27}\text{Mg}(\beta^-)^{27}\text{Al}$ » $^{24}\text{Mg}(ap)^{27}\text{Al}$ »	92, 112, 113 92, 110 13, 107 107	Спектр γ Спектр γ Спектр p Спектр γ
		15	28	β ⁻	0 0,8 2,3 3,5 4,7 20 уровней между 0 и 6,5	— $^{27}\text{Al}(dp)^{28}\text{Al}$ » » » »	— 104, 109 104, 109 104 104 103	— Спектр p Спектр p Спектр p Спектр ν Спектр p
14	Si	14	28	— γ	0 1,80 36 уровней между 10,85 и 11,97	— $^{28}\text{Al}(\beta^-)^{28}\text{Si}$ $^{27}\text{Al}(p\gamma)^{28}\text{Si}$	— 17, 92, 112 114	— Спектр γ Резонансный выход γ
		16	30	—	0 0,9 1,9	— $^{28}\text{Si}(dp)^{30}\text{Si}$ $^{27}\text{Al}(ap)^{30}\text{Si}$ $^{28}\text{Si}(dp)^{30}\text{Si}$	— 108 98, 99 108	— Спектр p Спектр p Спектр p

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
14	Si	16	30	γ	2,28	$^{27}\text{Al}(\alpha p)^{30}\text{Si}$	14, 98, 99, 108, 115	Спектр p и $p\gamma$ -совпаде- ния
				γ	2,8 3,66	$^{38}\text{Si}(dp)^{30}\text{Si}$ $^{27}\text{Al}(\alpha p)^{30}\text{Si}$	108 14, 98, 99, 107, 108, 109, 115	Спектр p Спектр p и γ , $p\gamma$ -совпа- дения
				γ	4,8 6,1	$^{29}\text{Si}(dp)^{30}\text{Si}$ $^{27}\text{Al}(\alpha p)^{30}\text{Si}$ »	108 14, 99, 108, 115 98	Спектр p Спектр p , $p\gamma$ -совпадения Спектр p
15	P	17	31	β^-	0 $\sim 0,7$	$^{31}\text{P}(np)^{31}\text{Si}$	— 116	Спектр p —
		15	30	β^+	0 $1,02 \pm 0,12$	$^{27}\text{Al}(an)^{30}\text{P}$	— 117	Спектр n —
		16	31	— γ	0 0,44 1,05 1,65 $2,3 \pm 0,3?$	$^{30}\text{Si}(dn)^{31}\text{P}$ » $^{38}\text{Si}(\alpha p)^{31}\text{P}$ » $^{30}\text{Si}(dn)^{31}\text{P}$ $^{38}\text{Si}(\alpha p)^{31}\text{P}$	— 117 117 13 13 117 107	— Спектр n Спектр n Спектр p Спектр p Спектр n Спектр γ
16	S	17	33	—	0 1,0 2,0	$^{33}\text{S}(dp)^{33}\text{S}$	— 118, 119 118, 119	Спектр p — Спектр p

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
16	S	17	33	—	2,94 3,84 4,76 5,53	$^{33}\text{S}(\alpha p)^{33}\text{S}$ $^{33}\text{S}(\alpha p)^{33}\text{S}$ » »	118, 119, 120 118, 119 118, 119 118, 119, 120	Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p
		18	34	— γ γ	0 1,2? 1,9 2,6 3,4 4,2±0,5 4,87? 5,70 6,37?	— $^{31}\text{P}(\alpha p)^{34}\text{S}$ $^{34}\text{P}(\beta^-)^{34}\text{S}$ $^{31}\text{P}(\alpha p)^{34}\text{S}$ » » » » »	— 98 121 98 14, 98, 107, 122 98 14, 98, 107, 109, 122 14 14, 122 14	— Спектр p Спектр β Спектр p Спектр p и γ Спектр p Спектр γ и p Спектр p Спектр p Спектр p
17	Cl	18	35	— γ γ	0 0,6 1,6±0,3 2,4±0,3?	$^{33}\text{S}(\alpha p)^{35}\text{Cl}$ » »	— 13, 123 13, 109, 123 107	— Спектр p Спектр γ и p Спектр γ
		20	37	— γ	0 2,7±0,2	$^{37}\text{S}(\beta^-)^{37}\text{Cl}$	— 121	— Спектр γ и β

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
18	A	20	38	— γ γ	0 1,7 2,15 3,75 4,3	— $^{35}\text{Cl}(\alpha p)^{38}\text{A}$ $^{38}\text{Cl}(\beta^-)^{38}\text{A}$ $^{38}\text{K}(\beta^+)^{38}\text{A}$ » $^{38}\text{Cl}(\beta^-)^{38}\text{A}$ $^{35}\text{Cl}(\alpha p)^{38}\text{A}$	— 98 124, 125 124 124 124, 125 98	— Спектр p Спектр γ и β Спектр γ Спектр γ Спектр γ и β Спектр p
		22	40	— γ	0 1,55	— $^{40}\text{K}(K)^{40}\text{A}$	— 126, 127, 128, 129	— Спектр γ
		23	41	β^-	0 0,63 1,17 1,85 2,16 2,87	— $^{40}\text{A}(dp)^{41}\text{A}$ » » » »	— 130 130, 131 130 130, 131 130	— Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p
19	K	22	41	— γ	0 $1,3 \pm 0,2$	— $^{41}\text{A}(\beta^-)^{41}\text{K}$	— 131, 132	— Спектр γ и β
20	Ca	21	41	K	0 1,79	— $^{40}\text{Ca}(dp)^{41}\text{Ca}$	— 133	— Спектр p
		22	42	— γ	0 1,4	— $^{43}\text{K}(\beta^-)^{43}\text{Ca}$ $^{39}\text{K}(\alpha p)^{43}\text{Ca}$	— 17, 92 98	— Спектр β и γ Спектр p

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
20	Ca	22	42		2,0 2,6	$^{43}\text{K} (\beta^-) ^{43}\text{Ca}$ $^{49}\text{K} (\alpha p) ^{43}\text{Ca}$	92 98	Спектр β Спектр p
21	Sc	23	44	β^+	0 0,27	$^{41}\text{K} (an) ^{44}\text{Sc}$ $^{48}\text{Ca} (dn) ^{44}\text{Sc}$	— 134 134	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
		25	46	β^-, K	0 2,30	$^{45}\text{Sc} (dp) ^{46}\text{Sc}$	— 125	— Спектр p
22	Ti	24	46	— γ γ	0 $0,89 \pm 0,03$ 2,01	$^{46}\text{Sc} (\beta^-) ^{46}\text{Ti}$,	— 17, 135, 136, 137, 138, 139 17, 135, 136, 138, 139, 140, 141	— Спектр γ Спектр γ и β
		26	48	—	0 1,1 2,3	$^{45}\text{Sc} (\gamma p) ^{48}\text{Ti}$ »	— 142 142	— Спектр p Спектр p
23	V	28	51	— γ	0 0,237 0,330 1,02 4,73	$^{51}\text{Cr} (K) ^{51}\text{V}$, $^{51}\text{Ti} (\beta^-) ^{51}\text{V}$ $^{48}\text{Ti} (\alpha p) ^{51}\text{V}$,	— 143 143 137 144 144	— Спектр β Спектр β Спектр γ Спектр p Спектр p

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
23	V	29	52	β^-	0 2,47 4,70	$^{51}\text{V} (dp) ^{52}\text{V}$	— 125 125	— Спектр p Спектр p
24	Cr	28	52	— γ	0 $1,46 \pm 0,03$	$^{53}\text{V} (\beta^-) ^{53}\text{Cr}$ $^{53}\text{Mn} (\beta^+) ^{52}\text{Cr}$	— 145 145 145 145	— Спектр γ Спектр γ Спектр γ Спектр γ
				γ γ	2,40 3,13	» »	» »	» »
25	Mn	30	54	— γ	0 0,835	$^{54}\text{Mn} (K) ^{54}\text{Cr}$	— 17, 100	— Спектр γ
		27	52	β^+, K	0 0,4	—	— 145	— Спектр γ
26	Fe	30	56	β^-	0 1,07 1,77 2,48 3,61 4,38	$^{55}\text{Mn} (dp) ^{56}\text{Mn}$ » » » » »	— 146 125, 146 146 146 146	— Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p Спектр p
					0 0,833 2,10	$^{56}\text{Mn} (\beta^-) ^{56}\text{Fe}$ $^{56}\text{Co} (\beta^+) ^{56}\text{Fe}$ »	17, 66, 147 17, 66 17, 66	— Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
26	Fe	30	56	γ γ	2,63 2,93	$^{56}\text{Mn}(\beta^-)^{56}\text{Fe}$	17, 66, 147 17, 66, 147	Спектр γ и β Спектр γ и β
		32	58	— γ	0 0,805	$^{58}\text{Co}(\beta^+)^{58}\text{Fe}$ $^{58}\text{Co}(K)^{58}\text{Fe}$	— 17 17	Спектр γ Спектр γ
27	Co	32	59	— γ γ	0 1,10, 1,30	$^{59}\text{Fe}(\beta^-)^{59}\text{Co}$	— 17, 148 17, 148	Спектр γ Спектр γ
		33	60	β^-	0 1,75 3,03	$^{60}\text{Co}(dp)^{60}\text{Co}$	— 149 149	Спектр p Спектр p
28	Ni	32	60	— γ γ γ	0 1,13 1,50 2,40	$^{60}\text{Co}(\beta^-)^{60}\text{Ni}$ $^{60}\text{Cu}(\beta^+)^{60}\text{Ni}$ $^{60}\text{Co}(\beta^-)^{60}\text{Ni}$	— 17, 100, 150 151 17, 100, 150	Спектр γ Спектр γ и β Спектр γ
		36	64	— γ	0 1,30	$^{64}\text{Cu}(\beta^+)^{64}\text{Ni}$ $^{64}\text{Cu}(K)^{64}\text{Ni}$	— 23 23, 152, 153	Спектр γ Спектр γ

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
29	Cu	34	63	— γ γ	0 $0,96 \pm 0,01$ $1,9 \pm 0,1$	— ${}^{63}\text{Zn}(\beta^+) {}^{63}\text{Cu}$	— 23, 154 23, 154	— Спектр β и γ Спектр β и γ
		36	65	— γ	0 1,12?	— ${}^{65}\text{Zn}(K) {}^{65}\text{Cu}$ ${}^{65}\text{Zn}(\beta^+) {}^{65}\text{Cu}$	— 100, 148 150	— Спектр γ Спектр γ
30	Zn	36	66	— γ	0 1,32	— ${}^{66}\text{Cu}(\beta^-) {}^{66}\text{Zn}$	— 155	— Спектр γ
		37	67	— γ γ γ	0 0,0925 0,180 0,297	—	— 134 134 134	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
		39	69	β ⁻ γ	0 0,44	—	— 134	— Внутренняя конверсия
31	Ga	36	67	K γ	0 0,0925	— ${}^{66}\text{Zn}(dn) {}^{67}\text{Ga}$	— 134, 156	— Внутренняя конверсия
		38	69	— γ	0 1,22?	— ${}^{69}\text{Ge}(\beta^+) {}^{69}\text{Ga}$	— 157	— Спектр γ
		39	70	β ⁻ , K γ	0 0,0538	—	— 156	— Внутренняя конверсия

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
32	Ge	40	72	— γ γ γ	0 0,68 0,84 1,47 2,16 2,52 3,04 3,35	$^{73}\text{Ga} (\beta^-) ^{72}\text{Ge}$ » » » » » $^{72}\text{As} (\beta^+) ^{72}\text{Ge}$	— 158 158, 159, 160, 161 161, 158, 159, 160 158, 159 158, 159 158, 159, 160 158, 159, 160, 161 162	Внутренняя конверсия Спектр γ Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β
				— γ	0 0,107	$^{73}\text{As} (K) ^{73}\text{Ge}$	— 163	— Спектр γ
		41	73	— γ	0 0,107	$^{73}\text{As} (K) ^{73}\text{Ge}$	— 163	— Спектр γ
33	As	42	75	—	0 γ = 0,22; 0,43	$^{75}\text{Se} (K) ^{75}\text{As}$	— 164	— Спектр γ
		43	76	β ⁻ , β ⁺ , K	0 1,00 2,13	$^{75}\text{As} (dp) ^{76}\text{As}$ »	— 149 149	— Спектр p Спектр p
34	Se	42	76	— γ γ	0 0,557 1,78	$^{76}\text{As} (\beta^-) ^{76}\text{Se}$ »	— 17, 165, 166 17, 165, 166	— Спектр γ и β Спектр γ и β
		45,47	79,81	β ⁻ γ	0 0,099	—	— 134	— Внутренняя конверсия

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
35	Br	43	78	β^+ γ γ	0 0,046 0,108	—	— 156 156	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
		45	80	β^- γ γ	0 0,037 0,085	—	— 156, 167 156, 167	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
36	Kr	46	82	— γ γ γ	0 1,35 2,14 2,69	$^{82}\text{Br}(\beta^-)^{82}\text{Kr}$ " "	— 16 16 16	— Спектр γ Спектр γ Спектр γ
		47	83	— γ γ	0 0,029 0,046	— X-лучи " $^{83}\text{Kr}(\pi\gamma)^{83}\text{Kr}$ $^{80}\text{Se}(\alpha n)^{83}\text{Kr}$ $^{83}\text{Kr}(dp)^{83}\text{Kr}$ $^{83}\text{Br}(\beta^-)^{83}\text{Kr}$	— 45, 134 45, 134 45, 134 63 63 168	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
38	Sr	47	85	K γ	0 0,8	— $^{85}\text{Rb}(pn)^{85}\text{Sr}$	— 169	— Внутренняя конверсия
		48	86	— γ	0 1,10	— $^{86}\text{Rb}(\beta^-)^{86}\text{Sr}$	— 170, 171	— Спектр γ и β

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
38	Sr	49	87	— γ	0 0,38	— $^{87}\text{Y} (K) ^{87}\text{Sr}$ $^{87}\text{Rb} (pn) ^{87}\text{Sr}$ $^{86}\text{Sr} (n\gamma) ^{87}\text{Sr}$ $^{87}\text{Sr} (nn') ^{87}\text{Sr}$ $^{90}\text{Zr} (na) ^{87}\text{Sr}$ X-лучи Электроны	— 134, 172, 173 134, 169, 172, 173 134, 172 169, 173 172 169, 173 169, 173	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
39	Y	47	86	K γ	0 2	— $^{86}\text{Sr} (pn) ^{86}\text{Y}$	— 169	— Внутренняя конверсия
41	Nb	53	94	β^- γ	0 $\sim 0,05$	— $^{93}\text{Nb} (n\gamma) ^{94}\text{Nb}$	— 174	— Внутренняя конверсия
		54	95	β^-	0 $\gamma = 0,91$	— $^{95}\text{Zr} (\beta^-) ^{95}\text{Nb}$	— 175, 176	— Спектр γ , совпадения $\beta\gamma$
42	Mo	50, 51	92, 93	—	0 $\gamma = 1,3 \pm 0,3$ $\gamma = 2,4 \pm 0,5$ }	— $\text{Tc} (\beta^+) \text{Mo}$	— 177	— Спектр γ
		52	94	—	0 $\gamma = 0,9 \pm 0,1$	— $^{94}\text{Tc} (\beta^+) ^{94}\text{Mo}$	— 178	— Спектр γ

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
42	Mo	53	95	—	0 $\gamma = 0,2$ $\gamma = 0,77$ $\gamma = 0,84$ $\gamma = 0,93$ 1,04	— $^{95}\text{Tc} (K) ^{95}\text{Mo}$ $^{95}\text{Tc} (\beta^+) ^{95}\text{Mo}$ $^{95}\text{Tc} (K) ^{95}\text{Mo}$ $^{95}\text{Tc} (\beta^+) ^{95}\text{Mo}$ $^{95}\text{Nb} (\beta^-) ^{95}\text{Mo}$ $^{95}\text{Tc} (K) ^{95}\text{Mo}$, $^{95}\text{Nb} (\beta^-) ^{95}\text{Mo}$ $^{95}\text{Tc} (K) ^{95}\text{Mo}$	— 179, 180 180, 181 179, 180, 182 181, 183 184 179 182 185 180, 182	— Спектр γ Спектр γ Спектр γ , внутренняя кон- версия Спектр γ Спектр γ Спектр γ Внутренняя конверсия Спектр γ Внутренняя конверсия, спектр γ
		54	96	— γ γ γ γ	0 0,842 1,613 2,419 2,731	— $^{96}\text{Tc} (\beta^+) ^{96}\text{Mo}$ $^{96}\text{Tc} (K) ^{96}\text{Mo}$, , ,	— 181 182 182 182 182	— Спектр γ Спектр γ Спектр γ Спектр γ Спектр γ
43	Tc	49,51	92,94	β^+, K γ	0 0,0334 $\gamma = 0,380$; 0,873; 1,48; 1,85; 2,74	— Mo ($p\eta$) Tc Mo ($p\eta$) Tc	— 186 186	— Внутренняя конверсия Спектр γ

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
43	Tc	52	95	β^+	0 $\gamma = 0,5$ $\gamma = 0,95$	$^{95}\text{Ru} (\beta^+) ^{95}\text{Tc}$ »	— 179 179, 183	— Спектр γ Спектр γ
		54	97	β^+	0 $\gamma = 0,23$	$^{97}\text{Ru} (K) ^{97}\text{Tc}$	— 179	— Спектр γ
		55	99	γ γ	0 0,129 0,84	$^{99}\text{Mo} (\beta^-) ^{99}\text{Tc}$ »	— 181 181, 187	— Спектр γ и β Спектр γ и β
		?	?	γ	0 0,097	—	— 134	— Внутренняя конверсия
44	Ru	54	98	—	0 $\gamma = 0,9 \pm 0,1$	$^{98}\text{Tc} (\beta^-) ^{98}\text{Ru}$	— 178	— Спектр γ
45	Rh	58	103	— γ γ	0 0,0631 0,0659 } $\gamma = 0,56$ 1,26 1,64 2,02 2,37 2,71 3,05	— X-лучи $^{103}\text{Rh} (nn') ^{103}\text{Rh}$ $^{103}\text{Ru} (\beta^-) ^{103}\text{Rh}$ X-лучи » » » » » »	— 45, 188 46 179 45 45 45 45 45 45	— Внутренняя конверсия Активность $^{103}\text{Rh}^*$ Спектр γ Резонансный выход $^{103}\text{Rh}^*$ Резонансный выход $^{103}\text{Rh}^*$ Резонансный выход $^{103}\text{Rh}^*$ Резонансный выход $^{103}\text{Rh}^*$ Резонансный выход $^{103}\text{Rh}^*$ Резонансный выход $^{103}\text{Rh}^*$

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
46	Pd	59?	105?		0 $\gamma = 0,282;$ 0,345; 0,430; 0,650 1,0;	— Ag (K) Pd	— 148	— Спектр γ
		60	106	— γ	0 0,73 1,24 1,75 2,75?	— $^{106}\text{Rh} (\beta^-)^{106}\text{Pd}$ $^{106}\text{Ag} (\beta^+)^{106}\text{Pd}$ $^{106}\text{Rh} (\beta^-)^{106}\text{Pd}$ $^{106}\text{Ag} (\beta^+)^{106}\text{Pd}$, ,	— 189 148, 190 189 148 148, 190 190	— Спектр γ Спектр γ Спектр γ и β Спектр γ Спектр γ Спектр γ
47	Ag	59	106	β^+ K	0 0,1	— $^{106}\text{Cd} (pn)^{106}\text{Ag}$	— 190	—
		60	107	— γ	0 0,0935	— $^{107}\text{Cd} (\beta^+)^{107}\text{Ag}$ $^{107}\text{Cd} (K)^{107}\text{Ag}$ X-лучи Pd (β^-) Ag $^{107}\text{Cd} (K)^{107}\text{Ag}$	— 191, 192, 193, 194 191, 193 45, 134, 195 194 191, 194	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Активность $^{107}\text{Ag}^*$ Спектр γ
		62	109	— γ	0 0,0884	— $^{109}\text{Cd} (\beta^+)^{109}\text{Ag}$	— 192	— Внутренняя конверсия

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
47	Ag	60,62	107,109	—	0 1,18 1,59 1,95 2,32 2,76 3,13	— X-лучи , , , , ,	— 45, 195 45, 195 45, 195 45, 195 45, 195 45, 195	— Резонансный выход Ag* Резонансный выход Ag* Резонансный выход Ag* Резонансный выход Ag* Резонансный выход Ag* Резонансный выход Ag*
48	Cd	59,61	107,109	K γ	0 0,0926	—	— 156	— Внутренняя конверсия
		60,62	108,110	—	0 γ=0,650; 0,925; 1,51	— Ag (β ⁻)Cd	— 148	— Спектр γ
		62,65	110,113	— γ	0 0,195 1,25 1,68 2,08 2,56	— X-лучи , , , ,	— 45, 195 45, 195 45, 195 45, 195 45, 195	— Внутренняя конверсия Резонансный выход Cd* Резонансный выход Cd* Резонансный выход Cd* Резонансный выход Cd*
		63	111	— γ γ	0 0,247 0,420	— ¹¹¹ In (K) ¹¹¹ Cd ,	— 196 196	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
49	In	63	112	K, β^+, β^- γ	0 0,16	$^{109}\text{Ag}(\alpha n)^{113}\text{In}$	196, 197	Внутренняя конверсия, спектр γ
		66	115	γ	0 0,338 1,12 1,55 2,13 2,63	γ Х-лучи Электроны $^{115}\text{In}(nn')^{115}\text{In}$ $^{115}\text{In}(pp')^{115}\text{In}$ $^{115}\text{In}(\alpha\alpha')^{115}\text{In}$ Х-лучи " " "	45, 198, 199 200 47 48 49 45, 199 45, 199 45 45	Внутренняя конверсия Активность $^{115}\text{In}^*$ Активность $^{115}\text{In}^*$ Активность $^{115}\text{In}^*$ Активность $^{115}\text{In}^*$ Резонансный выход $^{115}\text{In}^*$ Резонансный выход $^{115}\text{In}^*$ Резонансный выход $^{115}\text{In}^*$ Резонансный выход $^{115}\text{In}^*$
50	Sn	66	116	—	0	—	—	—
				γ	0,17	$^{116}\text{In}(\beta^-)^{116}\text{Sn}$	16, 148, 201	Спектр γ
				γ	0,57	"	16, 148, 201	Спектр γ
				γ	1,0	"	16, 148, 201	Спектр γ
51	Sb	70	121	— γ	0 0,61	$^{121}\text{Te}(K)^{121}\text{Sb}$	202	Спектр γ
		71	122	β^- γ	0 0,140	$^{121}\text{Sb}(n\gamma)^{122}\text{Sb}$	203	Внутренняя конверсия

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
51	Sb	73	124	β^- γ	0 ~0,02	$^{123}\text{Sb} (n\gamma)^{124}\text{Sb}$	203	Внутренняя конверсия
52	Te	69	121	K γ γ	0 0,225 0,275	—	202 202	Спектр γ Спектр γ
		70	122	— γ	0 0,568 »	$^{122}\text{Sb} (\beta^-)^{122}\text{Te}$	17, 203, 204, 205 206, 207	Спектр γ и β , совпадения $\beta\gamma$ и $\gamma\gamma$ Внутренняя конверсия
		72	124	— γ γ γ γ γ	0 0,605 1,32 1,97 2,32 2,43	$^{124}\text{Sb} (\beta^-)^{124}\text{Te}$ » » » » »	17, 203, 208, 206, 207, 209 17, 176, 206, 207, 209, 210 17, 206, 207, 209, 211 17, 203, 206, 207, 208, 209, 210 17, 209	Спектр γ и β , внутренняя конверсия Спектр γ и β , совпадения $\beta\gamma$ Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β
		75	127	β^- γ	0 0,086	—	134	Внутренняя конверсия

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
52	Te	77	129	β^- γ	0 0,102	—	— 134	— Внутренняя конверсия
		79	131	β^- γ	0 0,177	—	— 134	— Внутренняя конверсия
54	X	74	128	— γ	0 0,428	$^{138}\text{J}(\beta^-)^{138}\text{X}$	— 166	— Спектр γ и β
		76	130	— γ γ γ γ	0 0,744 1,411 1,948 2,364	$^{130}\text{J}(\beta^-)^{130}\text{X}$ » » »	— 17, 212 17, 212 17, 112 17, 212	— Спектр γ , совпадения $\gamma\gamma$ Спектр γ , совпадения $\gamma\gamma$ Спектр γ , совпадения $\gamma\gamma$ Спектр γ , совпадения $\gamma\gamma$
		77	131	— γ γ γ	0 0,080 0,363 0,638	$^{131}\text{J}(\beta^-)^{131}\text{X}$ » »	— 17, 212 17, 100, 212, 213, 214 100, 213, 214	— Спектр γ , совпадения $\gamma\gamma$ Спектр γ и β Спектр γ и β
55	Cs	78	133	—	0 $\gamma = 0,320$ $\gamma = 0,085$	$^{133}\text{Ba}(K)^{133}\text{Cs}$ »	— 215, 216 216	— Спектр γ , внутренняя кон- версия Внутренняя конверсия

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
55	Cs	79	134	β^- γ	0 0,16	$^{133}\text{Cs}(\pi^-)^{134}\text{Cs}$	174	Внутренняя конверсия
56	Ba	77	133	K γ	0 0,310	$^{133}\text{Ba}(\pi^-)^{133}\text{Ba}$	215, 217	Внутренняя конверсия, спектр γ
		78	334	γ γ γ γ	0 $0,776 \pm 0,015$ 1,386 1,964	$^{134}\text{Cs}(\beta^-)^{134}\text{Ba}$, , ,	218, 219, 220 218, 219, 220 219, 220	Спектр γ Спектр γ и β Спектр γ и β
		81	137	γ	0 0,663	$^{137}\text{Cs}(\beta^-)^{137}\text{Ba}$	221, 222	Спектр γ , совпадения $\beta\gamma$
57	La	82	139	γ	0 $\gamma = 0,184; 0,8$	$^{139}\text{Ce}(K)^{139}\text{La}$	223	Спектр γ
		83	140	β^-	0 $\gamma = 0,54$	$^{140}\text{Ba}(\beta^-)^{140}\text{La}$	184	Спектр γ
58	Ce	82	140	γ	0 $\gamma = 0,335; 0,49$ $\gamma = 0,87; 1,65$ $\gamma = 2,3,$	$^{140}\text{La}(\beta^-)^{140}\text{Ce}$, , ,	184 184, 224 176, 184	Спектр γ Спектр γ Спектр γ

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
59	Pr	82	141	—	0 $\gamma = 0,137; 0,145$ $\gamma = 0,2$	$^{141}\text{Ce} (\beta^-) ^{141}\text{Pr}$ »	— 141 223	— Внутренняя конверсия Спектр γ
		84	143	β^-	0 $\gamma = 0,6$	$^{143}\text{Ce} (\beta^-) ^{143}\text{Pr}$	— 223	— Спектр γ
60	Nd	83	143	—	0	$^{143}\text{Pr} (\beta^-) ^{143}\text{Nd}$	— 223	—
63	Eu	90	153	—	0 $\gamma = 0,0695;$ 0,103 $\gamma = 0,61$	$^{153}\text{Sm} (\beta^-) ^{153}\text{Eu}$ »	— 225, 226 226	— Внутренняя конверсия Спектр γ
64	Gd	88	152	— γ γ γ γ γ γ	0 0,123 0,247 0,533 0,877 1,206 1,649	$^{152}\text{Eu} (\beta^-) ^{152}\text{Gd}$ » » » » » »	— 227 227 227 227 227 227	— Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β
		90	154	—	0 $\gamma = 0,1224$	$^{154}\text{Eu} (\beta^-) ^{154}\text{Gd}$	— 228	— Спектр γ

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
64	Gd	90	154	—	$\gamma = 0,2473;$ $0,2860;$ $\gamma = 0,3428;$ $0,4078;$ $\gamma = 1,23$	$^{154}\text{Eu} (\beta^-) ^{154}\text{Gd}$ » »	229 228 228	Спектр γ Спектр γ Спектр γ
65	Tb	96	161	β^-	0 $\gamma = 0,3$ $\gamma = 1,28$	$^{161}\text{Gd} (\beta^-) ^{161}\text{Tb}$	230, 231 231	Спектр γ Спектр γ
66	Dy	94	160	—	0 $\gamma = 0,0856;$ $0,1947; 0,2132;$ $0,2980$ $\gamma = 1,1$	$^{160}\text{Tb} (\beta^-) ^{160}\text{Dy}$ »	141, 224 141, 224	Внутренняя конверсия Спектр γ
		95	161	—	0 $\gamma = 1,28$	$^{161}\text{Tb} (\beta^-) ^{161}\text{Dy}$	239	Спектр γ
		99	165	β^- γ	0 0,18	$^{164}\text{Dy} (n\gamma) ^{165}\text{Dy}$	232	Внутренняя конверсия
69	Tm	102	171	— γ γ γ	0 $0,113 \pm 0,005$ $0,418$ $0,805 \pm 0,025$	$^{171}\text{Er} (\beta^-) ^{171}\text{Tm}$ » »	233 233 233	Внутренняя конверсия Спектр γ и β Спектр γ и β

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
73	Ta	108	181	—	0	—	—	—
				γ	0,133	$^{181}\text{Hf} (\beta^-) ^{181}\text{Ta}$	228	Внутренняя конверсия
				γ	0,478	"	228, 234	Спектр γ
				γ	0,7	"	234	Спектр γ
74	W	108	182	—	0	—	—	—
				γ	0,0692	$^{182}\text{Ta} (\beta^-) ^{182}\text{W}$	235	Спектр γ
				γ	0,1125	"	235	Спектр γ
				γ	0,2550	"	235	Спектр γ
				γ	0,3198	"	235	Спектр γ
				γ	0,3218	"	235	Спектр γ
				γ	0,3386	"	235	Спектр γ
				γ	0,5148	"	235	Спектр γ
				γ	0,6141	"	235	Спектр γ
					$\gamma = 0,15; 0,22;$ 1,13; 1,22	"	184, 236	Спектр γ
75	Re	110	185	—	0	—	—	—
					$\gamma = 0,75$	$^{185}\text{Os} (K) ^{185}\text{Re}$	237	Спектр γ
		112	187	—	0	—	—	—
				γ	0,043	$^{187}\text{Os} (\beta^-) ^{187}\text{Re}$	238	Спектр γ
				γ	0,07	$^{187}\text{W} (\beta^-) ^{187}\text{Re}$	136	Спектр γ
				γ	0,21	"	136, 239	Спектр γ
				γ	0,46	"	239, 240	Спектр γ
				γ	0,57	"	239, 240	Спектр γ
				γ	0,69	"	136, 239, 240	Спектр γ и β
				γ	0,79	"	240	Спектр γ
				γ	0,86	"	240	Спектр γ

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
76	Os	112	188	— γ γ	0 0,16 1,84 γ = 0,19; 1,39	$^{188}\text{Re} (\beta^-) ^{188}\text{Os}$, »	— 185 185 185	— Спектр γ Спектр γ Спектр γ
77	Ir	114	191	—	0 γ = 0,22; 1,58	$^{191}\text{Os} (\beta^-) ^{191}\text{Ir}$	— 185	— Спектр γ
		115	192	β ⁻ γ	0 0,060	$^{191}\text{Ir} (n\gamma) ^{191}\text{Ir}$	— 241	— Внутренняя конверсия
		116	193	— γ	0 0,1291	$^{193}\text{Os} (\beta^-) ^{193}\text{Ir}$	— 228, 237	— Внутренняя конверсия
78	Pt	114	192	—	0 γ = 0,6	$^{192}\text{Ir} (\beta^-) ^{192}\text{Pt}$	— 176, 242	— Спектр γ
		116	194	— γ γ γ γ γ γ γ	0 0,133 0,294 0,329 0,586 0,601 0,609 1,81 γ = 2,0 γ = 1,43	$^{194}\text{Ir} (\beta^-) ^{194}\text{Pt}$ » $^{194}\text{Au} (K) ^{194}\text{Pt}$ $^{194}\text{Ir} (\beta^-) ^{194}\text{Pt}$ » » » $^{194}\text{Au} (K) ^{194}\text{Pt}$ » $^{194}\text{Ir} (\beta^-) ^{194}\text{Pt}$	— 235 176, 235 243 235 235 235 243 243 176, 242	— Спектр γ Спектр γ Внутренняя конверсия Спектр γ Спектр γ Спектр γ Спектр γ Спектр γ Спектр γ

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
78	Pt	117	195	— γ γ	0 0,096 0,129	$^{195}\text{Au} (K) ^{195}\text{Pt}$ »	— 243 243	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
		118	196	— γ γ	0 0,139 0,358	$^{196}\text{Au} (K) ^{196}\text{Pt}$ »	— 243 243	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
79	Au	118	197	— γ γ γ γ γ γ	0 0,077 0,135 0,25? 0,300 0,38 1,22 1,68 2,15 2,56 2,97	— $^{197}\text{Hg} (K) ^{197}\text{Au}$ » X-лучи $^{197}\text{Hg} (K) ^{197}\text{Au}$ » X-лучи » X-лучи » »	— 244, 245, 246 244, 245, 246 45, 71 245, 244, 246 246 45, 71, 247 45, 71, 247 45, 71, 247 45, 71, 247 45, 71, 247	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия Спектр γ Резонансный выход $^{197}\text{Au}^*$ Резонансный выход $^{197}\text{Au}^*$ Резонансный выход $^{197}\text{Au}^*$ Резонансный выход $^{197}\text{Au}^*$ Резонансный выход $^{197}\text{Au}^*$
80	Hg	116	196	— γ γ	0 0,173 0,334	$^{196}\text{Au} (\beta^-) ^{196}\text{Hg}$ »	— 243 243	— Внутренняя конверсия Внутренняя конверсия
		118	198	— γ	0 0,070?	$^{198}\text{Au} (\beta^-) ^{198}\text{Hg}$	— 248	— Внутренняя конверсия

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
80	Hg	118	198	γ	0,408 0,565 0,773	$^{198}\text{Au} (\beta^-) ^{198}\text{Hg}$ » »	17, 136, 239, 248, 249, 250, 251, 252, 253 249, 250, 253 249, 250, 253	Спектр γ и β , внутренняя конверсия Спектр γ , внутренняя кон- версия Спектр γ и β , внутренняя конверсия
		119	199	— γ	0 0,18	— $^{199}\text{Au} (\beta^-) ^{199}\text{Hg}$	— 252, 254	— Спектр γ , совпадения $\beta\gamma$
81	ThC''	127	208	β^-	0 0,040	ThC (α) ThC''	18	Спектр α и γ
	RaC''	129	210	β^-	0 0,062	RaC (α) RaC''	18	Спектр α и γ
83	RaE	127	210	β^-	0 0,0472	RaD (β^-) RaE	18	Спектр β и γ
	AcC	128	211	β^- , α	0 0,404 0,487 0,764 0,829	$^{211}\text{AcB} (\beta^-) ^{211}\text{AcC}$ » » » »	— 255 255 255 255	— Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β Спектр γ и β

[illegible]

Продолжение

Z	Символ	N	A	Актив- ность	Уровни в MeV	Реакция	Литература	Метод
86	Rn	136	222	α	0 0,184	$^{226}\text{Ra} (\alpha) ^{222}\text{Rn}$	18	Спектр α и γ
88	ThX	135	224	α	0 0,086	$^{226}\text{RdTh} (\alpha) ^{224}\text{ThX}$	18	Спектр α и γ
90	RdTh	138	228	α	0 0,058	$^{226}\text{MTh} 2 (\beta^-) ^{226}\text{RdTh}$	18	Спектр α и γ
91	UZ UX ₂	143 143	234 234	β^- γ, β^-	0 0,394	$^{234}\text{UX}_2 (\beta^-) ^{234}\text{UII}$	257	Спектр β
	UX ₂	143	234	γ, β^-	0 0,093	$^{234}\text{UX}_1 (\beta^-) ^{234}\text{UX}_2$	258	Спектр β
92	UII	142	234	α	0 0,78 0,82 1,50	$^{234}\text{UX}_2 (\beta^-) ^{234}\text{UII}$	257 257 257	Спектр β и γ Спектр β и γ Спектр β и γ

Поэтому установление общих закономерностей в распределении уровней в связи с динамикой ядра представляет собой ещё мало благодарную задачу, полноценное решение которой, повидимому, будет возможным лишь после того, как будет накоплен богатый экспериментальный материал, охватывающий большое число ядер. В решении этой задачи большое значение должно сыграть изучение тонкой структуры ядерных уровней и вероятностей квантовых переходов в ядре.

ЛИТЕРАТУРА

1. См. Bethe a. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 82 (1936); Wigner a. Feenberg, *Reports on progress in physics* **8**, 274 (1941).
2. Elsassner, *J. de phys. et rad.* **5**, 625 (1934); Margenau, *Phys. Rev.* **46**, 613 (1934).
3. Mayer, *Phys. Rev.* **74**, 235 (1948).
4. Бор и Калькар, *Усп. Физ. наук* **20**, 317 (1938).
5. Френкель, *ЖЭТФ* **10**, 361 (1940).
6. Wilson, *Phys. Rev.* **69**, 538 (1946).
7. Teller a. Wheeler, *Phys. Rev.* **53**, 778 (1938).
8. Guggenheimer, *Nature* **145**, 104 (1940); *Proc. Roy. Soc.* **181**, 169 (1942).
9. Гей, Латышев и Пасечник, *Изв. Академии Наук СССР* **12**, 732 (1943).
10. Гей, Латышев, Пасечник и Тальвик, *Изв. АН СССР* **12**, 724 (1948).
11. Wilson, *Phys. Rev.* **74**, 352 (1948).
12. Chang, *Phys. Rev.* **65**, 352 (1944).
13. Haxel, *Phys. Zeits.* **36**, 804 (1935); *Zeits. techn. Phys.* **16**, 410 (1935).
14. May a. Vaidyanathan, *Proc. Roy. Soc.* **155**, 519 (1936).
15. Латышев, *ЖЭТФ* **14**, 65 (1944).
16. Hughes, *Am. Journ. Phys.* **16**, 415 (1948).
17. Mitchell, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 296 (1948).
18. Feather a. Bretscher, *Proc. Roy. Soc.* **165**, 530 (1938); Bratt u. Scherrer, *Helv. Phys. Acta* **18**, 260 (1945); **19**, 307 (1946); *Phys. Rev.* **71**, 141 (1947).
19. Hahn, *Ber. Deutsch. Chem. Ges.* **54**, 1131 (1921).
20. Soddy, *Proc. Roy. Inst.* **22**, 117 (1917); *Journ. Chem. Soc.* **115**, I (1919).
21. Weizsäcker, *Naturwiss.* **24**, 813 (1936).
22. Peacock a. Deutsch, *Phys. Rev.* **69**, 306 (1946); Osborne a. Deutsch, *Phys. Rev.* **71**, 467 (1947).
23. Bratt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer u. Steffen, *Helv. Phys. Acta* **19**, 220 (1946).
24. Bratt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer u. Steffen, *Helv. Phys. Acta* **19**, 218 (1946).
25. Bratt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk u. Scherrer, *Helv. Phys. Acta* **18**, 255 (1945).
26. Langsdorf a. Segrè, *Phys. Rev.* **57**, 105 (1940).
27. Hornyak a. Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.* **20**, 191 (1948).
28. Boggild, *Kgl. Dansk. Vid. Sels. Math.—Fys. Medd.* **23**, 4, 26 (1945).
29. Wilson, *Proc. Roy. Soc.* **177**, 382 (1940).
30. Williams, Shepherd a. Haxby, *Phys. Rev.* **52**, 390 (1937).
31. Maier-Leibnitz, *Zeits. f. Physik* **101**, 478 (1936).
32. Gaerttner, Fowler a. Lauritsen, *Phys. Rev.* **55**, 27 (1939).
33. Halpern a. Crane, *Phys. Rev.* **55**, 415 (1939).

34. Fowler, Gaerttner a. Lauritsen, Phys. Rev. 53, 628 (1938).
35. Gaerttner a. Pardue, Phys. Rev. 57, 386 (1940).
36. Fowler a. Lauritsen, Phys. Rev. 58, 192 (1940).
37. Bothe u. Baeyer, Göttinger Nachrichten 1, 195 (1935).
38. Bothe a. Maier-Leibnitz, Zeits. f. Physik 107, 513 (1937).
39. Bonner, Becker, Rubin a. Streib, Phys. Rev. 59, 215 (1941).
40. Hudson, Herb a. Plain, Phys. Rev. 57, 557 (1940).
41. Siegbahn u. Slätis, Arkiv f. Ast. Math. Fys. 34A, №15 (1946).
42. Powell, May, Chadwick a. Pickavance, Nature 145, 893. (1940).
43. Little, Long a. Mandeville, Phys. Rev. 69, 414 (1946).
44. Немилов и Гедеонов, ДАН СССР 63, 115 (1948).
45. Wiedenbeck, Phys. Rev. 68, 237 (1945).
46. Flammersfeld, Naturwiss. 32, 36 (1944).
47. Goldhaber, Hill a. Szillard, Phys. Rev. 55, 47 (1939).
48. Barnes a. Aradine, Phys. Rev. 55, 50 (1949).
49. Lark-Horovitz, Risser a. Smith, Phys. Rev. 55, 878 (1939).
50. Sagane, Kojima, Migamoto a. Ikawa, Phys. Rev. 57, 1, 80 (1940).
51. См. Кондратьев, УФН 34, 169 (1948).
52. Goldsmith a. Ibser, Atomis Energy Comm Rep. MDDC, 1946 (с. 27).
53. Barshall a. Battat, Phys. Rev. 70, 245 (1946).
54. Bailey, Bennett, Bergstah, Nuckolls, Richards a. Williams, Phys. Rev. 70, 583 (1946).
55. Hushley, Phys. Rev. 67, 34 (1945).
56. Bailey, Phillips a. Williams, Phys. Rev. 62, 80 (1942); Bennett, Bonner, Hudspeth, Richards a. Watt, Phys. Rev. 59, 781 (1941).
57. Fowler a. Lauritsen, Phys. Rev. 56, 841 (1939); Hudson, Herb a. Plain, Phys. Rev. 57, 587 (1940).
58. Bennett, Bonner, Richards a. Watt, Phys. Rev. 71, 11 (1947).
59. Waldmann, Waddel, Calihan a. Schneider, Phys. Rev. 54, 543, 1017 (1938).
60. Fowler, Lauritsen a. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 20, 236 (1948).
61. Stuhlinger, Zeits. f. Physik 114, 185 (1939).
62. Dubridge a. Marshall, Phys. Rev. 56, 706 (1939).
63. Clane, Phys. Rev. 58, 88 (1940); 60, 87 (1941).
64. Bonner, Proc. Roy. Soc. 174, 339 (1940); Powell, Proc. Roy. Soc. 181, 344 (1942).
65. Bower a. Burcham, Proc. Roy. Soc. 173, 379 (1939).
66. Elliott a. Deutsch, Phys. Rev. 63, 321 (1943).
67. Staub a. Tatel, Phys. Rev. 58, 820 (1940); Staub a. Stephens, Phys. Rev. 55, 131 (1939); Kittel, Phys. Rev. 62, 109 (1942).
68. Williams, Shepherd a. Haxby, Phys. Rev. 52, 390 (1937).
69. San Tsiang Tsien, Journ. de phys. et rad. 1, 1, 103 (1940); Beck a. San Tsiang Tsien, Phys. Rev. 61, 379 (1942).
70. Heydenburg a. Ramsey, Phys. Rev. 60, 42 (1941).
71. Hushley, Phys. Rev. 67, 34 (1947).
72. Rubin, Snyder, Lauritsen a. Fowler, Phys. Rev. 74, 1564 (1948).
73. Hornyak a. Lauritsen, Phys. Rev. 74, 1565 (1948).
74. Inglis, Phys. Rev. 74, 1876 (1948).
75. Buechner, Strait, Stergiopoulos a. Sperduto, Phys. Rev. 74, 1569 (1948).
76. Walker a. McDaniel, Phys. Rev. 74, 315 (1948).

77. Davis a. Hafner, *Phys. Rev.* **73**, 1242, 1473 (1948).
78. Allen, Burcham a. Wilkinson, *Nature* **159**, 473 (1947).
79. Lauritsen, Dougherty a. Rasmussen, *Phys. Rev.* **74**, 1566 (1948).
80. Lauritsen, Fowler, Lauritsen a. Rasmussen, *Phys. Rev.* **73**, 636 (1948).
81. Halpern, *Phys. Rev.* **74**, 1234 (1948).
82. Bonner, Evans, Harris a. Phillips, *Phys. Rev.* **74**, 1227 (1948).
83. Inglis, Heydenburg a. Hafner, *Phys. Rev.* **74**, 1257 (1948).
84. Shoupp a. Jennings, *Phys. Rev.* **74**, 1233 (1948).
85. Huber a. Stebler, *Phys. Rev.* **73**, 89 (1948).
86. Comparat, *Journ. de phys. et rad.* **2**, 36 (1941); *Nature* **153**, 720 (1944).
87. Goldhaber, *Phys. Rev.* **74**, 1725 (1948).
88. Pollard a. Davison, *Phys. Rev.* **72**, 162, 736 (1947).
89. Heydenburg a. Inglis, *Phys. Rev.* **73**, 230 (1948).
90. Alburger, *Phys. Rev.* **74**, 1240 (1948).
91. Burcham a. Smith, *Proc. Roy. Soc.* **168**, 176 (1938).
92. Beuler a. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **19**, 421 (1946); **20**, 195 (1947).
93. Bown a. Burcham, *Proc. Roy. Soc.* **173**, 379 (1939).
94. Bonner a. Evans, *Phys. Rev.* **73**, 666 (1948).
95. Elder, Motz a. Davidson, *Phys. Rev.* **71**, 917 (1947).
96. Schultz a. Watson, *Phys. Rev.* **58**, 1047 (1940).
97. Murrell a. Smith, *Proc. Roy. Soc.* **173**, 410 (1939).
98. Pollard a. Brasefield, *Phys. Rev.* **50**, 890 (1936).
99. Duncanson a. Miller, *Proc. Roy. Soc.* **146**, 408 (1934).
100. Davission a. Evans, *Phys. Rev.* **74**, 1239 (1948).
101. Wilkins, *Phys. Rev.* **60**, 365 (1941); Diecke a. Marshall, *Phys. Rev.* **63**, 86 (1943); Wilkins a. Wrenshall, *Phys. Rev.* **58**, 758 (1940); Kikuchi, *Proc. Phys.—Math. Soc. Japan* **21**, 260, 381 (1939); Carran, Dee a. Strothers, *Proc. Roy. Soc.* **175**, 546 (1940); Itoh, *Proc. Phys.—Math. Soc. Japan* **23**, 605 (1941); Elliot, Deutsch a. Roberts, *Phys. Rev.* **61**, 99 (1942); Mandeville, *Phys. Rev.* **62**, 309 (1942).
102. Bush a. Fulbright, *Phys. Rev.* **74**, 1206 (1948).
103. Pollard, Saylor a. Weeley, *Bull. Am. Phys. Soc.* **29**, № 3 (1948); *Phys. Rev.* **74**, 1233 (1948).
104. McMillan a. Lawrence, *Phys. Rev.* **47**, 343 (1935).
105. Humphreys a. Pollard, *Phys. Rev.* **59**, 942 (1941).
106. Motz a. Humphreys, *Phys. Rev.* **74**, 1232 (1948).
107. Alburger, *Phys. Rev.* **73**, 1014 (1948).
108. Pollard a. Humphreys, *Phys. Rev.* **59**, 466 (1941).
109. Allan a. Clavier, *Nature* **158**, 832 (1946); Pollard a. Alburger, *Phys. Rev.* **72**, 1196 (1947).
110. Itoh, *Proc. Phys.—Math. Soc. Japan* **22**, 531 (1940).
111. Wilkins a. Kuerti, *Phys. Rev.* **57**, 1082 (1940).
112. Bieuler, Scherrer a. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **18**, 262 (1945).
113. Eklund a. Hole, *Arkiv Math. Astron. Fysik* **29A**, № 26 (1943).
114. Brostrom, Huus a. Tangen, *Phys. Rev.* **71**, 661 (1947).
115. Benson, *Phys. Rev.* **73**, 7 (1948).
116. Metzger, Alder a. Huber, *Helv. Phys. Acta* **21**, 278 (1948).
117. Peck, *Phys. Rev.* **73**, 947 (1948).
118. Davison, *Phys. Rev.* **73**, 1241 (1948).
119. Smith a. Pollard, *Phys. Rev.* **59**, 942 (1941).
120. Pollard, *Phys. Rev.* **56**, 961 (1939); Davison, *Phys. Rev.* **74**, 1233 (1948).

121. Bleuler a. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **19**, 137 (1946).
122. Paton, *Zeits. f. Physik* **90**, 586 (1934).
123. Brasefield a. Pollard, *Phys. Rev.* **50**, 296 (1936).
124. Hole a. Siegbahn, *Arkiv Math. Astron. Fysik* **33**, 1 (1946); Ramsey, Meem a. Mitchell, *Phys. Rev.* **72**, 639 (1947).
125. Davidson, *Phys. Rev.* **56**, 1062 (1939); Siegbahn a. Hole, *Arkiv Math. Astron. Fysik* **33A**, № 9 (1946).
126. Gleditsch a. Graf, *Phys. Rev.* **72**, 640 (1947).
127. Hirzel a. Wäffler, *Helv. Phys. Acta* **19**, 216 (1946).
128. Graf, *Phys. Rev.* **74**, 1199 (1948).
129. Meyer, Schwachheim a. De Souza Santos, *Phys. Rev.* **71**, 908 (1947).
130. Pollard a. Davison, *Phys. Rev.* **73**, 1241 (1948).
131. Davidson, *Phys. Rev.* **57**, 224 (1940).
132. Bleuler, Bollmann a. Zünti, *Helv. Phys. Acta* **19**, 419 (1946).
133. Davidson, *Phys. Rev.* **56**, 1061 (1939).
134. Helmholtz, *Phys. Rev.* **60**, 415 (1941).
135. Peacock a. Wilkinson, *Phys. Rev.* **74**, 1240 (1948).
136. Peacock a. Wilkinson, *Phys. Rev.* **74**, 297 (1948).
137. Mandeville a. Scherb, *Phys. Rev.* **73**, 141, 655 (1948).
138. Miller a. Deutsch, *Phys. Rev.* **72**, 527 (1947).
139. Peacock a. Wilkinson, *Phys. Rev.* **72**, 251 (1947).
140. Meitner, *Arkiv Mat. Astron. Fysik* **32A**, № 6 (1945).
141. Cork, Shreffler a. Fowler, *Phys. Rev.* **73**, 1220 (1948).
142. Pollard, *Phys. Rev.* **54**, 411 (1938).
143. Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk u. Scherrer, *Helv. Phys. Acta* **18**, 259 (1945).
144. Davidson a. Pollard, *Phys. Rev.* **54**, 408 (1938).
145. Osborne a. Deutsch, *Phys. Rev.* **71**, 467 (1947); Peacock a. Deutsch, *Phys. Rev.* **69**, 306 (1946).
146. Martin, *Phys. Rev.* **71**, 127, 466; **72**, 378 (1947).
147. Siegbahn, *Arkiv Mat. Astron. Fysik* **33A**, № 10 (1946).
148. Deutch, Roberts a. Elliott, *Phys. Rev.* **61**, 389 (1942).
149. Davidson, *Phys. Rev.* **57**, 563 (1940).
150. Jensen, Laslett a. Pratt, *Phys. Rev.* **73**, 529 (1948).
151. Leith, Bratenahl a. Meyer, *Phys. Rev.* **72**, 732 (1947).
152. Bradt, *Helv. Phys. Acta* **18**, 252 (1945); **19**, 219 (1946).
153. Meyerhof a. Goldhaber, *Phys. Rev.* **74**, 343 (1948).
154. Bradt, *Helv. Phys. Acta* **19**, 221 (1946).
155. Richardson a. Wright, *Phys. Rev.* **70**, 445 (1946).
156. Valley a. McCreary, *Phys. Rev.* **56**, 863 (1939).
157. McCown, Woodward a. Pool, *Phys. Rev.* **74**, 1311 (1948).
158. Haynes, *Phys. Rev.* **73**, 1269; **74**, 423 (1948).
159. Mitchell, Zaffarano a. Kern, *Phys. Rev.* **73**, 1424 (1948).
160. Haynes, *Phys. Rev.* **73**, 187 (1948); Mitchell, Kern a. Zaffarano, *Phys. Rev.* **73**, 1220 (1948).
161. Mitchell, Journey a. Ramsey, *Phys. Rev.* **71**, 324 (1947).
162. Mitchell, Journey a. Ramsey, *Phys. Rev.* **71**, 825 (1947).
163. McCown, Woodward a. Pool, *Phys. Rev.* **74**, 1315 (1948).
164. Cowart, Pool, McCown a. Woodward, *Phys. Rev.* **73**, 1454 (1948).
165. Wu, Havens a. Rainwater, *Phys. Rev.* **74**, 1248 (1948).
166. Siegbahn a. Hole, *Phys. Rev.* **70**, 133 (1946).
167. Гринберг и Русинов, *ДАН СССР* **27**, 649 (1940).
168. Langsdorf a. Segré, *Phys. Rev.* **57**, 105 (1940).
169. Durnidge a. Marshall, *Phys. Rev.* **57**, 348 (1940).
170. Journey, *Phys. Rev.* **74**, 1049 (1948).

171. Zaffarano, Kern a. Mitchell, Phys. Rev. **74**, 682 (1948).
172. Dubridge a. Marshall, Phys. Rev. **56**, 706 (1939).
173. Wiedenbeck, Phys. Rev. **68**, 1 (1945).
174. Goldhabera. Muehlhause, Phys. Rev. **74**, 1248 (1948).
175. Scherb a. Mandeville, Phys. Rev. **74**, 1248 (1948).
176. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **73**, 1434 (1948).
177. Motta a. Boyd, Phys. Rev. **73**, 1470 (1948).
178. Motta a. Boyd, Phys. Rev. **74**, 220 (1948).
179. Eggen a. Pool, Phys. Rev. **74**, 57 (1948).
180. Huber, Medicus, Preiswerk a. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1211 (1948).
181. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **73**, 848 (1948); Motta a. Boyd, Phys. Rev. **74**, 344 (1948).
182. Medicus, Mukerji, Preiswerk a. Saussure, Phys. Rev. **74**, 839 (1948).
183. Eggen a. Pool, Phys. Rev. **74**, 1248 (1948).
184. Rall a. Wilkinson, Phys. Rev. **71**, 321 (1947).
185. Mandeville, Scherb a. Keighton, Phys. Rev. **74**, 888 (1948).
186. Huber, Marmier, Medicus, Preiswerk a. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1208 (1948).
187. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **73**, 1270 (1948).
188. Gunlock a. Pool, Phys. Rev. **74**, 1264 (1948).
189. Peacock, Phys. Rev. **72**, 1049 (1947).
190. Enns, Phys. Rev. **56**, 872 (1939).
191. Bradt, Helv. Phys. Acta **18**, 255 (1945); **19**, 248 (1946).
192. Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer a. Steffen, Helv. Phys. Acta **19**, 218 (1946).
193. Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk a. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 255, 256 (1945).
194. Alvarez, Helmholz a. Nelson, Phys. Rev. **57**, 660 (1940).
195. Wiedenbeck, Phys. Rev. **67**, 92 (1945).
196. Tendam a. Bradt, Phys. Rev. **72**, 1118 (1947).
197. Smith, Phys. Rev. **61**, 389 (1942).
198. Collins, Waldman, Stubblefield a. Goldhaber, Phys. Rev. **55**, 507 (1939).
199. Waldman, Collins, Stubblefield a. Goldhaber, Phys. Rev. **55**, 1129 (1939).
200. Collins a. Waldman, Phys. Rev. **57**, 1088 (1940).
201. Scherb a. Mandeville, Phys. Rev. **73**, 655 (1948).
202. Burson, Bittencourt, Duffield a. Goldhaber, Phys. Rev. **70**, 566 (1946).
203. Der Mateosian, Goldhaber, Muehlhause a. McKeown, Phys. Rev. **72**, 1271 (1947).
204. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **73**, 340 (1948).
205. Rall a. Wilkinson, Phys. Rev. **71**, 321 (1947); Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **73**, 656 (1948).
206. Kern, Zaffarano a. Mitchell, Phys. Rev. **73**, 1268 (1948).
207. Cook a. Langer, Phys. Rev. **73**, 1268 (1948).
208. Meyerhof a. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. **72**, 273 (1947).
209. Kern, Zaffarano a. Mitchell, Phys. Rev. **73**, 1142 (1948); Cook a. Langer, Phys. Rev. **73**, 1149 (1948); Journey a. Mitchell, Phys. Rev. **73**, 1153 (1948).
210. Journey a. Mitchell, Phys. Rev. **73**, 1269 (1948).
211. Scherb a. Mandeville, Phys. Rev. **73**, 1268 (1948).
212. Downing, Deutsch a. Roberts, Phys. Rev. **61**, 389 (1942).
213. Metzger a. Deutsch, Phys. Rev. **74**, 1640 (1948).
214. Owen, Moe a. Cook, Phys. Rev. **74**, 1879 (1948).

215. Katc off, Phys. Rev. **72**, 1160 (1947).
216. Fu-Chun-Yu a. Kurbatov, Phys. Rev. **74**, 34 (1948).
217. Fu-Chun-Yu a. Kurbatov, Phys. Rev. **73**, 1268 (1948).
218. Siegbahn a. Deutsch, Phys. Rev. **71**, 483 (1947).
219. Elliott a. Bell, Phys. Rev. **72**, 979 (1947).
220. Siegbahn a. Deutsch, Phys. Rev. **73**, 420 (1948).
221. Townsend, Cleland a. Hughes, Phys. Rev. **74**, 499 (1948).
222. Townsend, Owen, Cleland a. Hughes, Phys. Rev. **74**, 99 (1948).
223. Pool a. Krisberg, Phys. Rev. **73**, 1035 (1948).
224. Cork, Schreffler a. Fowler, Phys. Rev. **74**, 240 (1948).
225. Hill, Phys. Rev. **74**, 78 (1948).
226. Burson a. Mandeville, Phys. Rev. **74**, 1264 (1948).
227. Shull, Phys. Rev. **74**, 917 (1948).
228. Cork, Shreffler a. Fowler, Phys. Rev. **72**, 1209 (1947).
229. Cork, Shreffler a. Fowler, Phys. Rev. **73**, 78 (1948).
230. Krisberg, Pool a. Hibdon, Phys. Rev. **74**, 1249 (1948).
231. Krisberg a. Hibdon, Phys. Rev. **74**, 44 (1948).
232. Ingram, Shaw, Hess a. Hayden, Phys. Rev. **72**, 515 (1947).
233. Ketelle a. Peacock, Phys. Rev. **73**, 1269 (1948); McGowan a. DeBenedetti, Phys. Rev. **73**, 1269 (1948).
234. Bunyan, Lundby, Ward a. Walker, Proc. Roy. Soc. **61**, 309 (1948).
235. Cork, Phys. Rev. **72**, 581 (1947).
236. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **73**, 656 (1948).
237. Katzin a. Pobereskin, Phys. Rev. **74**, 264 (1948).
238. Naldrett a. Libby, Phys. Rev. **73**, 487 (1948).
239. Wilkinson a. Peacock, Phys. Rev. **74**, 1250 (1948).
240. Schwarz a. Pool, Phys. Rev. **71**, 122 (1947).
241. Goldhaber, Muehlhaue a. Turkel, Phys. Rev. **71**, 372 (1947).
242. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **74**, 1250 (1948).
243. Steffen, Huber, Humbel u. Zünti, Helv. Phys. Acta **21**, 194 (1948).
244. Huber, Steffen a. Humbel, Helv. Phys. Acta **21**, 192 (1948).
245. Frauenfelder, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer a. Steffen, Phys. Rev. **73**, 1270 (1948).
246. Frauenfelder, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer u. Steffen, Helv. Phys. Acta **20**, 238 (1947).
247. Sagane, Kojima, Migamoto a. Ikawa, Phys. Rev. **57**, 1180 (1940).
248. Wiedenbeck a. Chu, Phys. Rev. **72**, 1171 (1947).
249. Levy a. Greuling, Phys. Rev. **73**, 83 (1948).
250. Saxon, Phys. Rev. **73**, 811 (1948).
251. Siegbahn, Proc. Roy. Soc. **189**, 527 (1947).
252. Mandeville a. Scherb, Phys. Rev. **74**, 1565 (1948).
253. Dumond, Linda a. Watson, Phys. Rev. **73**, 1392 (1948).
254. Mandeville, Scherb a. Keighton, Phys. Rev. **74**, 601 (1948).
255. Sुरूque, Comptes Rendus **212**, 337 (1941).
256. Rutherford, Lewis a. Bowden, Proc. Roy. Soc. **142**, 347 (1933).
257. Bradt a. Scherrer, Helv. Phys. Acta **18**, 260 (1945).
258. Bradt a. Scherrer, Phys. Rev. **71**, 141 (1947).
259. Philipp u. Rehbein, Zeits. f. Physik. **124**, 225 (1948).