

ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ И СТРУКТУРА АТОМНЫХ ЯДЕР**Л. И. Русинов, Г. М. Драбкин**

Впервые ядерная изомерия среди искусственно радиоактивных ядер была открыта в 1935 г. советскими физиками И. В. Курчатовым, Б. В. Курчатовым, Л. В. Мысовским и Л. И. Русиновым¹. В дальнейшем экспериментальными работами И. В. Курчатова и его учеников² было установлено, что изомерия ядер связана с образованием метастабильных возбужденных состояний, большое время жизни которых определяется испусканием электромагнитного излучения высокой мультипольности.

В настоящее время к ядерным изомерам относят ядра, для которых определено среднее время жизни в возбужденном состоянии. Современные экспериментальные методы позволяют измерять времена жизни ядер в широком диапазоне, от нескольких тысяч лет (например, изомер Np^{236} ; $T^{1/2}$ —5500 лет) до времен порядка 10^{-9} — 10^{-10} сек для случая квадрупольных переходов в некоторых ядрах (Sm^{152} , W^{182} и др.). Ядра, находящиеся в метастабильном состоянии, отличаются от ядер, находящихся в основном состоянии, значениями спинов, магнитных и электрических моментов, констант радиоактивного распада и т. д.

Существенный прогресс в понимании явления ядерной изомерии был достигнут благодаря развитию оболочечной, а затем и обобщенной модели ядра. В обосновании и развитии этих моделей большую роль сыграли экспериментальные данные по изомерии атомных ядер.

Настоящая статья посвящена сопоставлению свойств изомерных ядер с выводами обобщенной модели ядра.

1. ИЗЛУЧЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

Разрядка метастабильных состояний изомерных ядер происходит в большинстве случаев путем испускания γ -квантов определенной мультипольности и электронов внутренней конверсии. Энергия испускаемых γ -квантов равна энергии возбуждения ядра. Следует отметить, что длина волны испускаемого γ -излучения значительно превышает размеры ядер. Например, длина волны γ -излучения изомерных ядер Ba^{137} ($E_\gamma=661$ кэв) превосходит размеры ядра более чем в 100 раз. Наряду с энергией γ -кванта важными характеристиками испускаемого γ -излучения являются величина углового момента L , уносимого γ -квантом, а также свойства четности излучения. Величина L может принимать целочисленные значения в пределах $|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$, где I_i и I_f —спины ядер в метастабильном и основном состояниях.

Согласно квантовомеханическим правилам отбора при одинаковой четности состояний L четно для электрического излучения и нечетно для

магнитного излучения; при разной четности L четно для магнитного излучения и нечетно для электрического. Вероятность испускания γ -квантов с энергией $\hbar\omega$ и моментом L определяется выражением

$$T = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B(L; I_i \rightarrow I_f), \quad (1.1)$$

где $B(L)$ —матричный элемент электрического мультипольного момента ядра в случае электрического излучения, или матричный элемент магнитного мультипольного момента в случае магнитного излучения.

$B(L) \sim \int \psi_f Q_L \psi_i d\tau$ и являются недиагональными матричными элементами оператора мультипольного момента (ψ_f —волновая функция конечного состояния ядра, ψ_i —волновая функция его начального состояния и Q_L —оператор мультипольного момента). Диагональные матричные элементы этих же операторов, взятые для стационарных состояний ядра, когда $\psi_f = \psi_i$, пропорциональны величине «статических» мультипольных моментов, определяемых на опыте: дипольный магнитный момент, электрический квадрупольный момент.

Мультипольные статические моменты ядра связаны со стационарным распределением зарядов и токов в ядре, тогда как матричные элементы перехода $B(L)$ связаны с перераспределением этих токов и зарядов.

Определение матричных элементов перехода и измерение мультипольных моментов основного и возбужденного состояний изомерных ядер дополняют друг друга и являются весьма эффективным способом изучения структуры атомного ядра. К настоящему времени в связи с экспериментальными трудностями известно лишь несколько случаев магнитного дипольного и электрического квадрупольного момента метастабильных состояний атомных ядер $^3(\text{Cd}^{111}, \text{Cs}^{134}, \text{Np}^{237} \text{ и др.})$.

Для вычисления вероятности испускания γ -квантов определенной мультипольности и энергии по формуле (1.1) следует вычислить матричный элемент $B(L)$. Вычисление точного значения $B(L)$ представляет значительные трудности, так как для этого необходимо знать полные волновые функции ядра в начальном и конечном состояниях. В качестве приближения можно принять, что матричные элементы $B(L)$ по порядку величины равны соответствующим классическим мультипольным моментам:

$$B_E(L) \sim 0(eR^L), \quad (1.2)$$

$$B_M(L) \sim 0\left(\frac{v}{c} eR^L\right), \quad (1.3)$$

где R —радиус ядра и v —скорость нуклона.

Подставляя выражение (1.2) и (1.3) в (1.1), получим, что вероятность испускания γ -квантов с различным L пропорциональна $(kR)^{2L}$. Так как $kR \ll 1$, то наиболее вероятным будет испускание γ -квантов с наименьшим L , разрешенным указанными выше правилами отбора по моменту и четности. Наименьшее значение L равно $|I_i - I_f|$. При большой разности спинов возбужденного и основного состояний ядра ($\Delta L \geq 3$) возможно испускание γ -излучения только высокой мультипольности. При этом вероятность радиационных переходов будет мала и среднее время жизни ядер в возбужденном состоянии становится доступным прямым измерениям. Подобное объяснение явления ядерной изомерии было предложено впервые Вайцзекером в 1936 г.⁴

На опыте наблюдаются, в основном, излучения одной мультиплетности. Наблюдаются также смеси γ -излучений типа $M1+E2$ ($\text{V}^{51}, \text{Cu}^{65}, \text{Mo}^{97}, \text{Te}^{123}, \text{Au}^{193}, \text{Po}^{214}$ и т. д.—более 50 случаев). Имеется ряд случаев смесей других типов излучений ($E1+M2$; $E3+M4$ и т. д.), связанных

с частичным запретом испускания γ -излучения более низкой мультипольности. Эти случаи требуют дальнейшего уточнения.

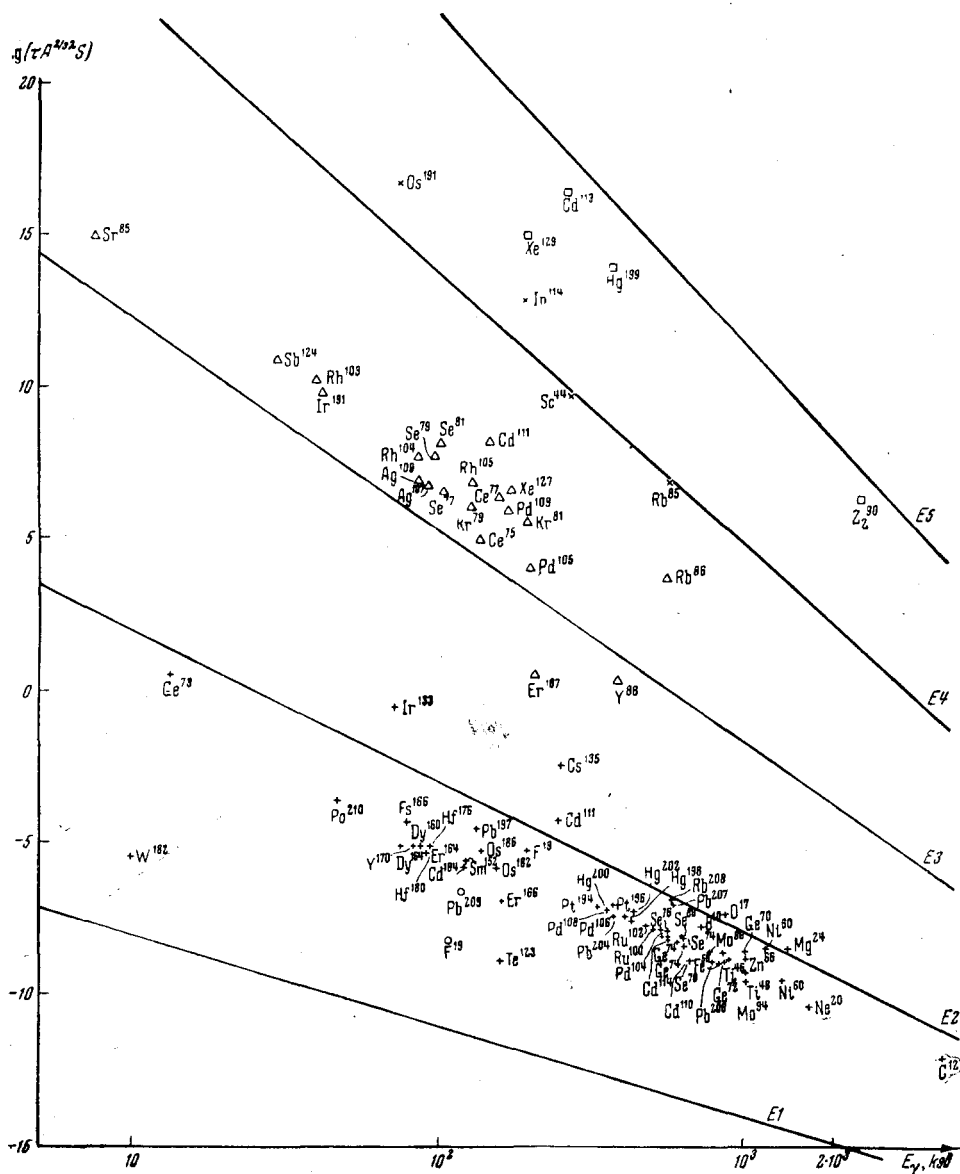


Рис. 1а. τ —время жизни изомерных ядер относительно радиационных переходов в сек., λ —мультипольность излучения, A —атомный вес, S —коэффициент $\sim 10^3$, E_γ —энергия изомерного перехода в кэв. Прямые линии—теоретические зависимости времен жизни, вычисленные по формулам одночастичной модели. Электрические переходы.

Испускание γ -квантов является не единственным способом перехода ядра из возбужденного состояния в основное. Благодаря электромагнитному взаимодействию с электронами атомной оболочки ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в более низкое энергетическое состояние, передав энергию возбуждения одному из электронов оболочки.

При проведении расчетов коэффициентов внутренней конверсии предполагается, что при переходе ядра в более низкое энергетическое состояние возникает электромагнитное поле, которое взаимодействует с атомными электронами. В первом приближении ядро можно представить в виде сово-

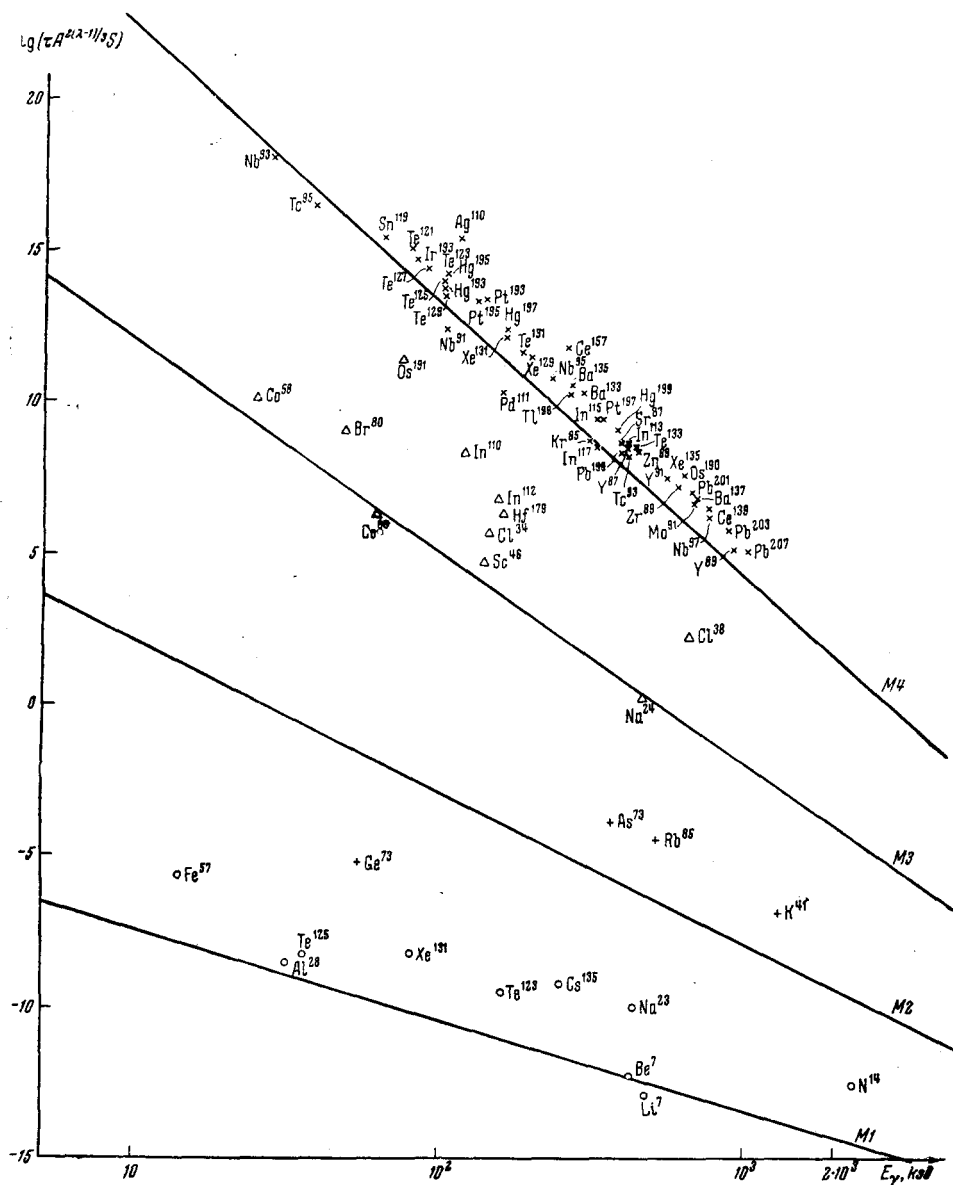


Рис. 16. То же, что и на рис. 1а, но для магнитных переходов.

купности мультиполей. В этом случае коэффициенты внутренней конверсии не зависят от структуры ядра и их величина может быть вычислена для переходов различной мультипольности и различных значений энергии возбуждения ядра.

Анализ экспериментальных данных по коэффициентам внутренней конверсии показывает, что в ряде случаев представление ядра в виде

точечного мультиполя оказывается недостаточным и необходимо учесть распределение зарядов и токов по конечному объему ядра. Л. А. Сливом были проведены вычисления коэффициентов внутренней конверсии в предположении, что заряд ядра равномерно распределен по объему, а токи сконцентрированы по поверхности ядра⁵.

Экспериментальному определению коэффициентов внутренней конверсии (общих α_K , α_L и относительных $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$, $\frac{\alpha_{L_I}}{\alpha_{L_{II+III}}}$ и т. д.) для изомерных переходов посвящено много работ советских и зарубежных исследователей. Путем сопоставления экспериментальных значений с теоретическими расчетами коэффициентов внутренней конверсии удается определить мультипольности для значительного числа изомерных превращений. На рис. 1а и 1б представлены изомерные ядра, для которых определены мультипольности γ -излучения.

Дальнейшие поправки в расчетах величины коэффициентов конверсии связаны с конверсионными переходами, возникающими при проникновении электронов в область ядра^{6,7} (внутриядерная конверсия). Этот эффект становится существенным при запрещенных переходах низкой мультипольности. В данном случае коэффициент конверсии будет зависеть от волновых функций ядра. В большинстве же случаев конверсионные переходы связаны с радиационным полем ядра, которое остается существенным и на больших расстояниях от ядра, и не зависит от ядерной структуры. В ближайшее время экспериментальные исследования должны показать влияние внутриядерной конверсии при переходах низкой мультипольности. Зависимость внутренней конверсии от структуры ядра может явиться дополнительным средством изучения строения ядра. Для этого требуются более полные экспериментальные данные о свойствах таких типов излучения.

Внутриядерная конверсия приобретает особое значение в тех случаях, когда радиационные переходы частично или полностью запрещены. Полностью запрещены радиационные переходы, когда спин основного и возбужденного состояния равен нулю (0—0-переходы). Так как взаимодействие ядра с электронами происходит только в области самого ядра, то вероятность 0—0-переходов будет мала. Действительно, во всех случаях 0—0-переходов с испусканием конверсионного электрона наблюдается ядерная изомерия (см. табл. I).

Представляет интерес произвести сравнительную оценку матричных элементов радиационных и конверсионных переходов⁷ для частично запрещенных излучений типа M1.

Для радиационных переходов

$$B_{\gamma}(M1) = \frac{k^2}{3\pi^{1/2}} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{e}{M} \sum_M \mathbf{e}_M \int_0^{\infty} \Phi_f^*(\mathbf{L} + \mu\boldsymbol{\sigma}) \Phi_i d\tau. \quad (1.4)$$

Для конверсионных переходов

$$B_e(M1) = \frac{k^2}{3\pi^{1/2}} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \frac{e}{M} \sum_M \mathbf{e}_M \int_0^{\infty} \Phi_f^* \left[\mathbf{L} + 2\mu\boldsymbol{\sigma} - \mu \frac{\mathbf{r}}{r} \left(\boldsymbol{\sigma} \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \right] \left(\frac{r}{R} \right)^2 \Phi_i d\tau. \quad (1.5)$$

Матричный элемент радиационных M1-переходов может быть равен 0, например в случае переходов типа $d^{3/2} - s^{1/2}$, $2p^{1/2} - 3p^{3/2}$ и т. д., тогда как $B_e(M1)$ не будет равен нулю. Исследование изомерных ядер, в которых наблюдается запрет по радиационным M1-переходам, является

весьма ценным для изучения электронной конверсии в области ядра. Аналогичные случаи могут иметь место и в других изомерных переходах.

Таблица I

Ядро	Энергия перехода, Мэв	Время жизни, сек
Ge ⁷⁰	1,21	$< 3 \cdot 10^{-7}$
Ge ⁷²	0,69	$3 \cdot 10^{-7}$
Zr ⁹⁰	1,75	$6 \cdot 10^{-9}$
Pd ¹⁰⁶ ?	1,44	$\leq 10^{-8}$
Po ²¹⁴ ?	1,41	$\leq 3 \cdot 10^{-10}$

Экспериментальные определения вероятностей радиационных переходов в изомерных ядрах и мультипольности γ -излучения изомеров дадут возможность получить опытные значения матричных элементов $B(L)$ (см. формулу (1.1)). Эти матричные элементы могут быть сопоставлены с теоретическими матричными элементами, вычисленными при различных предположениях о характере изомерных переходов в ядрах. Результаты сопоставления позволяют оценить правильность принятой модели ядра.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА И ИХ СВЯЗЬ СО СВОЙСТВАМИ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

Обобщенная модель объясняет ряд свойств атомных ядер путем выделения коллективных и индивидуальных движений нуклонов в ядре⁸. Наиболее простыми коллективными движениями системы взаимодействующих частиц являются движение центра инерции системы и вращение системы в целом.

Вращение ядра можно описать посредством введения системы координат, связанной с центром инерции ядра. В атомных ядрах выбор такой системы координат не может быть столь определенным, как, например, в случае молекул, где система координат фиксируется естественным образом относительно равновесного расположения атомов. В ядре нет положений нуклонов, относительно которых можно «закрепить» систему координат; напротив, волновая функция нуклона «размазана» по всему ядру, и выбор системы координат, связанной с ядром, является в известной мере произвольным.

Разделение движения нуклонов на движения, совместные с фиксированной системой отсчета, т. е. коллективные движения, и на движения относительно этой системы координат, т. е. внутриядерные движения, приобретает физический смысл лишь в том случае, когда нарушается сферическая симметрия ядра. Коллективные движения проявляются в характере вращательных и колебательных спектров возбуждения, а внутриядерные нуклоны ядра в первом приближении следуют за вращением ядра и колебанием его поверхности.

Вращение ядра обнаруживается при отклонении формы ядра от сферической симметричной. Наиболее естественно предположить, что при этом ядро обладает осевой симметрией и вращение происходит вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии. Вращательный спектр возбуждения идентифицируется по характерному соотношению между энергиями уровней.

Рассмотрим четно-четные изомерные ядра, для которых свойства коллективного движения нуклонов проявляются наиболее ярко^{9, 10}. Уровни энергии вращательного спектра таких ядер определяются по формуле

$$E_k(I) - E_k(K) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \quad (2.1)$$

где K —суммарный момент нуклонов ядра относительно оси вытянутости (для четно-четных ядер $K=0$), I —полный момент ядра (из свойств симметрии следует, что для четно-четных ядер $I=+0, +2, +4, \dots$) и J —момент инерции ядра.

Момент инерции ядра не может быть определен однозначно из формы ядра, так как является динамической величиной, зависящей от движения нуклонов, от корреляции их взаимных перемещений. Предполагая, что ядро имеет форму эллипсоида вращения, можно привести две крайние оценки величины момента инерции ядра.

В гидродинамическом приближении момент инерции ядра определяется движением той части нуклонов ядра, с которой связано отклонение от сферической формы, и момент инерции ядра определяется по формуле

$$J_{\text{гидр}} = \frac{9}{8\pi} AMR_0^2 \beta^2, \quad (2.2)$$

где A —массовое число, M —масса нуклона, R_0 —средний радиус ядра, $\beta=1,06$ —деформация ядра.

Согласно другой оценке момент инерции ядра приближается к величине момента инерции твердого тела такой же формы

$$J_{\text{тв. т}} = \frac{2}{5} AMR_0^2 (1 + 0,31\beta + \dots). \quad (2.3)$$

Тенденция увеличения момента инерции ядра связана не с закреплением положения отдельных нуклонов, а возникает благодаря тому, что нуклоны движутся в деформированном потенциале и следуют за вращением оси симметрии поля ядра.

В сферическом потенциале нет выделенной оси, и момент инерции ядра равен нулю.

Определение момента инерции ядра в зависимости от формы ядра позволяет выявить некоторые черты динамики движения нуклонов в ядре, например силу связи движения нуклонов с осью вытянутости ядра. Форма ядра может быть определена из данных о временах жизни изомерных ядер, спектр возбуждения которых имеет вращательный характер.

В табл. II представлены четно-четные ядра, для которых определены времена жизни ядер в состояниях вращательного спектра.

Таблица II

Ядро	$E, \text{кэв}$	$\tau_{\gamma} \text{ эксп, сек}$	Ядро	$E, \text{кэв}$	$\tau_{\gamma} \text{ эксп, сек}$
Sm ¹⁵²	122	$4,6 \cdot 10^{-9}$	Hf ¹⁸⁰	93	$1,3 \cdot 10^{-8}$
Gd ¹⁵⁴	123,2	$4,2 \cdot 10^{-9}$	W ¹⁸²	100	$1,0 \cdot 10^{-8}$
Dy ¹⁶⁰	85	$1,7 \cdot 10^{-8}$	Os ¹⁸⁶	137	$2,8 \cdot 10^{-9}$
Er ¹⁶⁴	90,5	$1,3 \cdot 10^{-8}$	Os ¹⁸⁸	155	$1,8 \cdot 10^{-9}$
Er ¹⁶⁶	80,8	$2,2 \cdot 10^{-8}$	Ra ²²⁶	67,8	$< 1,5 \cdot 10^{-7}$
Yb ¹⁷⁰	84,1	$1,9 \cdot 10^{-8}$	U ²³⁴	43,6	$< 6,7 \cdot 10^{-7}$
Hf ¹⁷⁸	89	$1,5 \cdot 10^{-8}$			

Из формулы, определяющей вероятность вращательных γ -переходов, вычисляется матричный элемент перехода. Этот матричный элемент равен квадрупольному моменту ядра и связан с параметром деформации ядра соотношением

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} ZR_0^2\beta, \quad (2.4)$$

где Q_0 — собственный квадрупольный момент ядра.

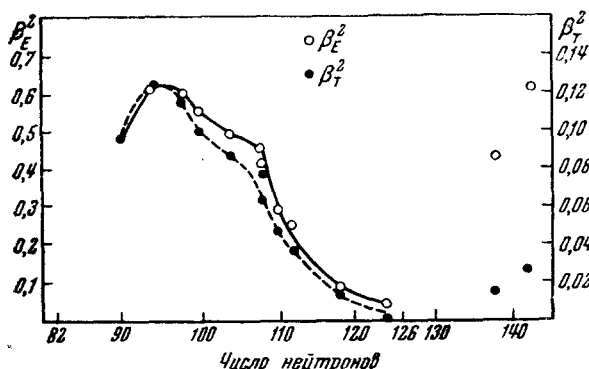


Рис. 2.

В окончательном виде связь между параметром деформации β и вероятностью радиационных $E2$ γ -переходов выражается формулой

$$T_\gamma = 2,18 \cdot 10^8 A^{4/3} E^5 Z^2 \beta_c^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+1)} \text{ сек}^{-1}. \quad (2.5)$$

Параметр деформации β может быть также определен из значений момента инерции ядра с использованием формулы (2.1). Например, по гидродинамической оценке

$$\beta_E^2 = \frac{2,43 \cdot 10^5}{A^{5/3} E_\gamma}, \quad (2.6)$$

где E_γ — энергия первого возбужденного вращательного уровня в килоэлектрон-вольтах.

На рис. 2 представлена зависимость параметра деформации β_c^2 , определенного по формуле (2.5), и параметра деформации β_E^2 , определенного по формуле (2.6), от числа нейтронов в ядрах¹¹. Несмотря на то, что ход кривых для β_T и β_E одинаков, абсолютные значения β_E^2 примерно в пять раз больше значений β_c^2 . Такое расхождение можно, по-видимому, объяснить тем, что применение формулы (2.6) не отражает действительную зависимость момента инерции ядра от его формы и необходимо учесть связь нуклонов с осью вытянутости ядра. Аналогичные закономерности могут быть замечены и для ядер с нечетным A .

Колебания формы поверхности ядра обычно связаны с большими энергиями возбуждения и не приводят к возникновению изомерных состояний; однако анализ колебательных спектров является необходимым для выяснения ряда свойств изомерных ядер.

Внутриядерные движения рассматриваются в предположении, что ядра находятся в основном колебательном состоянии.

Физический смысл выделения коллективных движений проявляется не только во вращательном характере спектров возбуждения, но также и в том, что движение нуклонов относительно системы координат, связан-

ной с ядром, является стационарным и можно пренебречь отдельными флуктуациями потенциала ядра. Усредненное взаимодействие, представленное стационарным потенциалом ядра, определяет основные свойства движения нуклонов. Эти движения описываются совокупностью квантовых чисел, характеризующих волновую функцию нуклона.

Сложение моментов отдельных нуклонов, а также некоторые другие свойства ядер зависят от остаточных взаимодействий, не учитываемых усредненным потенциалом ядра. В сильно деформированных ядрах роль остаточных взаимодействий становится незначительной по сравнению с поляризующим действием несферического потенциала. В этом случае схема заполнения уровней будет простой. Соответственно двум возможным знакам проекции момента количества движения нуклона на ось симметрии ядра— Ω каждая орбита может быть занята только двумя нуклонами и спин ядра с нечетным A равен значению Ω орбиты, занятой последней нечетной частицей.

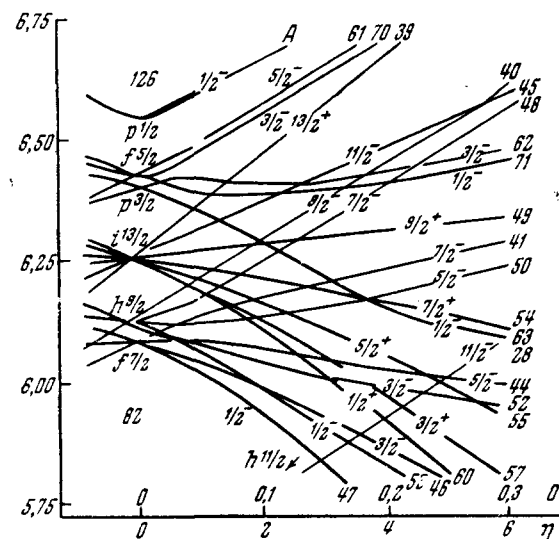


Рис. 4. Схема заполнения уровней нейтронов в деформированных ядрах.

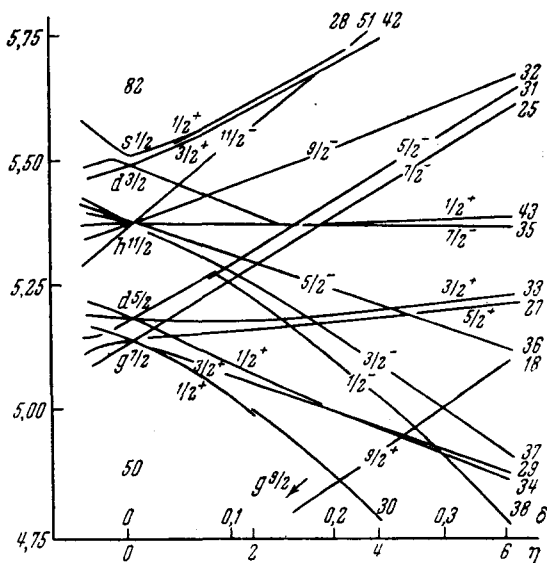


Рис. 3. Схема заполнения уровней протонов в деформированных ядрах.

На рис. 3, 4 даны схемы заполнения уровней ядра протонами и нейтронами в зависимости от параметра деформации β . По оси абсцисс отложены значения параметра деформации β , по оси ординат—энергия уровней в условных единицах. Параметры потенциала, такие, как величина спин-орбитальной связи, подбирались таким образом, чтобы как можно лучше воспроизвести одночастичный спектр в почти сферических ядрах, имеющих конфигурации, близкие к замкнутым оболочкам. Схемы уровней, представленные на рис. 3 и 4, применимы как к стабильным, так и к нестабильным состояниям изомерных ядер.

В табл. III приведены данные относительно изомерных состояний в деформированных ядрах ($150 \leq A \leq 190$ и $A \geq 225$). Мультипольности

γ -излучений в этих ядрах находятся в соответствии с системой уровней, представленной на рис. 3 и 4, при предположении, что параметр деформации равен 0,2—0,3.

Так как деформация снимает вырождение энергетических уровней по квантовому числу Q , то число уровней будет велико и уменьшается вероятность того, что в возбужденном и основном состоянии ядра окажутся уровни с сильно различающимися спинами ($\Delta L \geq 3$). Этим объясняется относительно небольшое число деформированных ядер с нечетным A , в которых наблюдаются переходы высокой мультипольности¹³.

Весьма убедительным подтверждением независимости внутриядерных и вращательных движений является явление

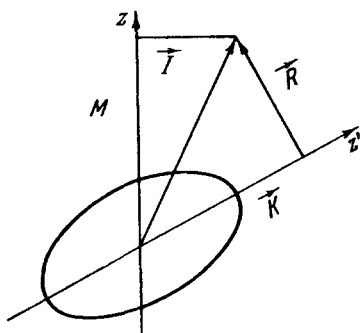
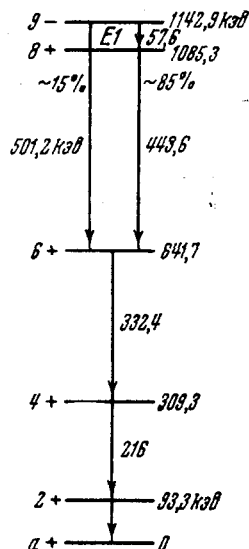


Рис. 5.

Рис. 6. Схема распада Hf^{180m} .

K -запрета среди сильно деформированных изомерных ядер¹⁴. Для сильно деформированных ядер можно представить схему сложения моментов внутриядерного движения (K), вращательного момента (R) и полного момента (I), показанную на рис. 5.

Таблица III

Ядро	Энергия перехода в Мэв	Период полураспада	Тип перехода	Ядро	Энергия перехода в Мэв	Период полураспада	Тип перехода
Eu^{153}	0,069	$1,2 \cdot 10^{-9}$	M1—E2	Os^{191}	0,074	14r	E3
Dy^{165}	0,108	$3,2 \cdot 10^2 c$	E3	Ir^{191}	0,0417	5,6c	E3
Er^{167}	0,208	2 c	E3	Ir^{191}	0,083	$1,7 \cdot 10^{-7} c$	E1
Lu^{177}	0,146	$2,2 \cdot 10^{-7} c$	E1	Pa^{231}	0,084	$4,1 \cdot 10^{-8} c$	E1
Hf^{179}	0,160	19c	E3, M3	Pa^{233}	0,087	$3,7 \cdot 10^{-8} c$	E1
Ta^{181}	0,345	$1,2 \cdot 10^{-7} c$	E2	Pa^{233}	0,03	$3,7 \cdot 10^{-8} c$	E1
Ta^{181}	0,482	$10^{-8} c$	M1—E2	U^{235}	0,003	27m	E3
Ta^{181}	0,615	$3,4 \cdot 10^{-5} c$	M3	Np^{237}	0,0264	$6,3 \cdot 10^{-8} c$	E1
W^{183}	0,155	5,5c	E3—M3	Pu^{239}	0,106	$1,9 \cdot 10^{-7} c$	E1
W^{185}	0,160	1,62m	E3—M3	Pu^{239}	0,061	$1,9 \cdot 10^{-7} c$	E1
Re^{187}	0,072	$5 \cdot 10^{-7} c$	E1	Am^{243}	0,084	$< 4 \cdot 10^{-8} c$	E1

Если считать, что внутриядерное движение и коллективное вращение осуществляются независимо, то и изменения моментов K и R должны быть независимыми. Поэтому момент L , уносимый γ -квантами при переходе ядра на более низкий энергетический уровень, должен быть не мень-

ше, чем изменение либо момента K , либо момента R , т. е. в дополнении к правилу отбора

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (2.7)$$

ввиду независимости движений должны соблюдаться еще правила отбора:

$$\text{либо } \Delta K \leq L, \quad (2.8)$$

$$\text{либо } \Delta R \leq L. \quad (2.9)$$

Правило отбора (2.7) выполняется для всех переходов между уровнями вращательного спектра.

Так как несоблюдение правил отбора (2.9) является следствием несоблюдения (2.8), то обычно рассматривают только запрет по квантовому числу K .

На рис. 6 приведена схема уровней ядра Hf^{180m} . Как показали исследования В. С. Гвоздева и Л. И. Русинова¹⁵, переход с метастабильного уровня 1142,9 кэв ($T^{1/2}=5,5$ часа) на уровень 1085,3 кэв является Е1-переходом¹⁵. Время жизни, вычисленное по формулам для одночастичных переходов, для дипольного электрического излучения с энергией 57,6 кэв должно быть порядка 10^{-12} сек. Эта величина отличается в 10^{16} раз от наблюдаемого на опыте времени жизни Hf^{180m} . Для октупольного электрического перехода между уровнями 1142,9 и 641,7 кэв вычисленное время жизни порядка 10^{-4} сек; отличие от экспериментального значения в $\sim 10^9$ раз.

Такой сильный запрет объясняется нарушением правил отбора по моменту K . Полный момент ядра в метастабильном состоянии равен 9 и целиком связан с внутренним моментом ядра, т. е. $K=9$. При испускании γ -излучения типа Е1 полный момент становится равным 8, причем внутренний момент ядра равен 0, а ядро приобретает вращательный момент, равный 8. Таким образом, $\Delta K=9$, а $\Delta L=1$, и передача момента внутриядерного движения коллективному вращению ядра является сильно запрещенным. Этим самым подтверждается независимый характер индивидуальных и коллективных движений нуклонов в ядре.

K -запрет в Hf^{180m} , по-видимому, не является единственным примером. В табл. IV приводятся данные о деформированных ядрах, в которых можно также предположить наличие K -запрета, но более низкого порядка.

По мере уменьшения деформации ядра роль остаточных взаимодействий возрастает, а поляризующее действие вытянутой формы потенциала ядра падает. В таких ядрах не удается провести четкого разделения коллективных и индивидуальных движений нуклонов и ограничиваются лишь качественным анализом.

В сферически симметричных ядрах нет коллективного вращения ядра, и движение нуклонов рассматривается в стационарном сферически симметричном потенциале. Существенным при построении схемы уровней является наличие спин-орбитальной связи¹⁶. Экспериментальные данные показывают, что спин-орбитальное взаимодействие порядка 2 Мэв, а взаимодействие с полем ядра имеет энергию $20 \div 30$ Мэв. Схема уровней и порядок их заполнения основаны на модели движения одной частицы в потенциальной яме, форма которой приближенно соответствует гармоническому изотропному осциллятору. Порядок заполнения уровней приведен в табл. V.

Оболочечная модель рассматривает, в основном, движение нуклонов на незаполненной орбите. Если на незаполненной орбите находится четное число нуклонов, то спин ядра в основном состоянии оказывается равным нулю. Если же на незаполненной орбите находится нечетное число нуклонов, то спины нуклонов складываются так, что суммарный момент системы оказывается равным моменту одной частицы. В возбужденных

Таблица IV

Ядро	Энергия γ -пере- хода, кэв	Спин началь- ного состоя- ния	Спин конеч- ного состоя- ния	Мульт- ти- поль- ность γ -пере- хода l	K на- чаль- ного состоя- ния	K ко- неч- ного состоя- ния	ΔK	$\nu =$ $= \Delta K - l$	τ γ эксп., сек	τ γ теор (одноча- стичный переход), сек
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Sm ¹⁵²	955	2	2+	1	2	0	2	1		
	765	4+	4+	1	4	0	4	3		
	999	4+	2+	2	4	0	4	2		
	900	3+	4+	1	3	0	3	2		
	1144	3+	2+	1	3	0	3	2		
	1415	2—	2+	1	2	0	2	1		
Gd ¹⁵⁴	887	2+	2+	1	2	0	2	1		
	1017	3+	2+	1	3	0	3	2		
	769	3+	4+	1	3	0	3	2		
Tm ¹⁶⁹	177	$\frac{7}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	2	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-9}$
	198	$\frac{7}{2}+$	$\frac{5}{2}+$	1	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	2	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-12}$
	308	$\frac{7}{2}+$	$\frac{3}{2}+$	2	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	1	$9,9 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-9}$
Tm ¹⁶⁹	334	$\frac{9}{2}-$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{2}$	4	3		
	355	$\frac{9}{2}-$	$\frac{5}{2}+$	2	$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{2}$	4	2		
Tm ¹⁷¹	294	$\frac{7}{2}(+)$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	2		
	307	$\frac{7}{2}(+)$	$\frac{5}{2}+$	1	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	2		
W ¹⁸²	1121	2+	2+	1	2	0	2	1		
	1002	4+	4+	1	4	0	4	3		
	1230	4+	2+	2	4	0	4	2		
	1436	4—	2+	2	4	0	4	2		

Продолж. табл. IV

Ядро	Энергия γ -пере- хода, кэв	Спин началь- ного состоя- ния	Спин конеч- ного состоя- ния	Мульт- поль- ность γ -пе- рехо- да l	К на- чаль- ного состоя- ния	К кон- еч- ного состоя- ния	ΔK	$\nu =$ $= \Delta K - l$	τ_{γ} эксп., сек	τ_{γ} теор (одно- частич- ный переход), сек
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
W ¹⁸³	210	$\frac{9}{2}-$	$\frac{5}{2}-$	2	$\frac{9}{2}$	$\frac{1}{2}$	4	2		
	313	$\frac{5}{2}-$	$\frac{5}{2}-$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	366	$\frac{5}{2}-$	$\frac{3}{2}-$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	354	$\frac{7}{2}-$	$\frac{5}{2}-$	1	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	2		
	407	$\frac{7}{2}-$	$\frac{3}{2}-$	2	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}$	3	1		
Re ¹⁸⁷	72	$\frac{9}{2}-$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{9}{2}$	$\frac{5}{2}$	2	1	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-13}$
Ra ²²⁴	205	3-	2+	1	3	0	3	2		
Ra ²²⁶	235	5-	4+	1	5	0	5	4		
	110	3-	4+	1	3	0	3	2		
	252	3-	2+	1	3	0	3	2		
Ac ²²⁷	96	$\frac{11}{2}$	$\frac{7}{2}+$	2	$\frac{11}{2}$	$\frac{3}{2}$	4	2		
U ²³⁴	126	3+	4+	1	3	0	3	2		
	225	3+	2+	1	3	0	3	2		
Pu ²³⁹	210	$\frac{5}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	229	$\frac{5}{2}+$	$\frac{5}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	278	$\frac{5}{2}+$	$\frac{3}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	254	$\frac{7}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	273	$\frac{7}{2}+$	$\frac{5}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	316	$\frac{5}{2}-$	$\frac{7}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		
	335	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}+$	1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	2	1		

ядрах часть нуклонов переходит на более высокие энергетические уровни. Наилучшим образом оболочечная модель применима к ядрам с нечетным A .

Экспериментальные данные об изомерных ядрах подтверждают оболочечную структуру ядра. По схеме уровней оболочек (табл. V) в изомерных ядрах должны наблюдаться переходы между уровнями $g \frac{9}{2} - p \frac{1}{2}$; $h \frac{11}{2} - d \frac{3}{2}$; $i \frac{13}{2} - f \frac{5}{2}$ и др. Действительно, вблизи замкнутых оболочек наблюдается большое число случаев изомерии (так называемые «острова изомерии»), в которых имеют место указанные выше изомерные переходы¹⁷.

Таблица V

Оболочка	I	II	III	IIIa
Конфигурация	$1s \frac{1}{2}$	$1p \frac{3}{2} \quad 1p \frac{1}{2}$	$1d \frac{5}{2} \quad 1d \frac{3}{2} \quad 2s \frac{1}{2}$	$1f \frac{7}{2}$
Общее число заполнения	2	4	20	28

Оболочка	IV	V	VI
Конфигурация	$1f \frac{5}{2} \quad 2p \frac{3}{2} \quad 2p \frac{1}{2} \quad 1g \frac{9}{2}$	$1g \frac{7}{2} \quad 2d \frac{5}{2} \quad 2d \frac{3}{2} \quad 3s \frac{1}{2} \quad 1h \frac{11}{2}$	$1h \frac{9}{2} \quad 2f \frac{7}{2} \quad 2f \frac{5}{2} \quad 3p \frac{3}{2} \quad 3p \frac{1}{2} \quad i \frac{13}{2}$
Общее число заполнения	50	82	126

Согласно схеме уровней табл. V изомерные переходы между близлежащими уровнями могут быть только типов M4, E3, E2 и M1. Действительно, из 150 известных в настоящее время случаев изомерии в сферических ядрах имеется только четыре случая переходов типа E4 и по несколько случаев переходов типа M3 и M2 (см. рис. 1). Эти переходы происходят, в основном, в нечетно-нечетных ядрах и требуют отдельного рассмотрения.

Схема уровней оболочечной модели подтверждается также наличием каскадных переходов типа $h \frac{11}{2} - d \frac{3}{2} - s \frac{1}{2} \quad i \frac{13}{2} - f \frac{5}{2} - p \frac{3}{2}$. Такие переходы наблюдаются среди изомеров Xe, Te, Sn и др. На рис. 7 представлены схемы распада изомерных ядер теллура.

Представления, развитые в обобщенной модели ядра, могут быть использованы для более точных оценок матричных элементов при изомерных переходах. Рассмотрим вычисление матричных элементов перехода для наиболее простого случая, когда переходы ядра с метастабильного состояния в основное связаны с переходами одного нуклона, находящегося вне заполненных оболочек.

Волновая функция ядра может быть записана в виде произведения двух функций:

$$\Psi(n, l; J, M) = R_{n,l}(r) \Phi(J, M), \quad (2.10)$$

где $\Phi(J, M)$ — функция, зависящая от углов и спинов, а $R_{n,l}(r)$ зависит от формы потенциала ядра.

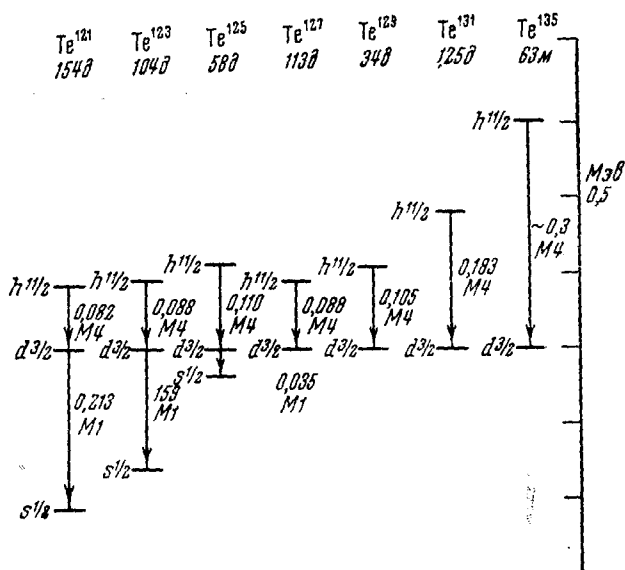


Рис. 7. Энергетические уровни изомеров теллура.

Если предположить, что при переходе ядра из возбужденного состояния в основное изменяется лишь угловая часть волновой функции ядра, а радиальная часть остается постоянной, то

$$\left| \int R_{n_f}^* l_f \frac{r^L}{r^L} R_{n_i} l_i r^2 dr \right|^2 = \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 \quad (2.11)$$

и окончательное выражение для вероятности испускания электрического мультипольного излучения порядка L задается формулой¹⁸

$$T_{s,p}^{EL} = \frac{4,4(L+1)}{L!(2L+1)!!} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{197 M_{\vartheta\vartheta}}\right)^{2L+1} (R \text{ } \varrho \text{ } 10^{-13} \text{ } cM)^{2L} S(J_i L, J_f), \quad (2.12)$$

в которой коэффициенты S порядка единицы.

Вероятность электрических переходов для случая нейтрона будет значительно меньше, чем следует из соотношения (2.12).

Определение матричных элементов при испускании магнитного мультипольного γ -излучения является более сложным. В окончательном виде матричный элемент магнитных переходов можно представить соотношением¹⁹

$$B_m(L) = \frac{M_\mu}{4\pi} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 R_0^{2L-2} \left| \int R_{n_f l_f}^* \frac{r^{L-1}}{R_0^{L-1}} R_{n_i l_i} r^2 dr \right|^2 S_m, \quad (2.15)$$

где

$$M_{\mu} = \begin{cases} u_p L - \frac{L}{L+1} & \text{— для протона,} \\ u_n L & \text{— для нейтрона} \end{cases}$$

и μ_p и μ_n — собственные магнитные моменты протона и нейтрона.

Применение предыдущих оценок к ядрам, в которых излучен обусловлено переходами нуклонов между частично заполненными уро

ниями, является менее обоснованным. Такие переходы сопровождаются не только изменением волновой функции самого нуклона, но и приводят к изменению характера остаточных взаимодействий между нуклонами незаполненных орбит. Например, изменение четности числа нуклонов в незаполненных орбитах приводит к изменению характера взаимодействия между нуклонами, которое выражается в правилах сложения моментов. Поэтому можно ожидать, что, за исключением коллективных переходов, формулы (2.12), (2.13) являются верхним пределом вероятности одночастичных переходов и экспериментальные значения матричных элементов будут меньше теоретических оценок²⁰ (см. рис. 1).

Таблица VI

Ядра	τ_{γ} эксп, сек	E , кэв	$\frac{\tau_{\gamma} \text{ эксп}}{\tau_{\gamma} \text{ теор}}$	Тип перехода
Li ⁷ *)	$7,7 \cdot 10^{-14}$	478	$\frac{1}{5}$	Разр.
Be ⁷ *)	$2,7 \cdot 10^{-13}$	430	~ 1	»
Sn ¹¹⁹ **)	$1,85 \cdot 10^{-8}$	24	30	Запр.
Te ¹²³ **)	$1,9 \cdot 10^{-10}$	159	20	»
Te ¹²⁵ **)	$1,58 \cdot 10^{-9}$	35,4	12	»
Xe ¹³¹ **)	$9 \cdot 10^{-10}$	80	20	»

*) Переходы типа $1p \frac{3}{2} - 1p \frac{1}{2}$.

**) Запрещенные переходы $d \frac{3}{2} - s \frac{1}{2}$.

Из формулы (2.13) следует, что в случае М1-переходов ($L=1$) радиальная часть матричного элемента будет равна

$$\int R_{n_f, l_f}^* R_{n_i, l_i} r^2 dr. \quad (2.14)$$

Так как $R_{n, l}$ являются ортогональными функциями, то интеграл равен нулю, за исключением случая равенства $R_{n_f, l_f} = R_{n_i, l_i}$. Это дополнительное правило отбора для М1-излучения показывает, что переходы нечетного нейтрона или протона могут совершаться только посредством переориентации спина, без изменения орбитального момента. Например, допустимы переходы типа $1p \frac{3}{2} - 1p \frac{1}{2}$, но запрещены переходы $d \frac{3}{2} - s \frac{1}{2}$; $2p \frac{3}{2} - 3p \frac{1}{2}$ и т. д.

М1-переходы, связанные с переориентацией одного нуклона, обычно наблюдаются только при больших энергиях возбуждения, и экспериментальное определение матричных элементов проведено только для очень легких ядер²¹ — Li⁷, Be⁷. Запрещенные М1-переходы являются частным случаем т. н. l -запрета, который следует из модели оболочек.

В нечетно-нечетных ядрах возможна также дублетная структура уровней, связанная с различной ориентацией спинов протона и нейтрона, аходящихся на одинаковых орбитах. В этом случае энергия расщепления уровней может быть малой и создаются благоприятные условия для экспериментального определения времен жизни ядер при М1-переходах²².

Поскольку правила запрета для М1-переходов получены для сильно упрощенного случая, можно ожидать, что в реальных ядрах будут на-

Таблица VII

Ядро	Тип перехода	E_γ , кэв	τ_γ эксп	τ_γ деф	$\frac{\tau_\gamma \text{ эксп}}{\tau_\gamma \text{ деф}}$	$\frac{\tau_\gamma \text{ эксп}}{\tau_\gamma \text{ одноч}}$
${}_{63}\text{Eu}^{153}_{90}$	M1	69	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$5,2 \cdot 10^{-11}$	25	25
	M1	103	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^2$
	E2	172	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$8,2 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^2$
${}_{66}\text{Dy}^{165}_{99}$	E3	108	$3,2 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$	1,7	$2,0 \cdot 10^3$
${}_{68}\text{Er}^{167}_{99}$	E3	208	7,0	18,8	0,37	$4,7 \cdot 10^2$
${}_{71}\text{Lu}^{177}_{106}$	E1	146	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$9,8 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^6$
	M2	146	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	4,4
${}_{73}\text{Ta}^{181}_{108}$	E2	133	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$	~ 1	$5,7 \cdot 10^2$
	E2	346	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	10^2
	M1	482	$4,8 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$3,7 \cdot 10^2$	$2,7 \cdot 10^5$
	E2	482	$3,8 \cdot 10^{-8}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^2$
	M3	615	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$
${}_{77}\text{Ir}^{191}_{114}$	M1	82,6	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$6,0 \cdot 10^{-8}$	3	$5,5 \cdot 10^3$
	E2	82,6	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	10^{-2}	$7,5 \cdot 10^{-2}$
${}_{93}\text{Np}^{237}_{114}$	E1	27	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^5$
	E1	60	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$9,3 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	10^5

E_γ , кэв — энергия γ -перехода в кэв.

τ_γ эксп — время жизни ядра в секундах.

τ_γ деф — теоретическое время жизни ядра, вычисленное для одночастичных переходов в деформированных ядрах.

τ_γ одноч — теоретическое время жизни ядра для одночастичных переходов в сферических ядрах.

блюдаться запрещенные М1-переходы, например переходы типа $d \frac{3}{2} - s \frac{1}{2}$. Действительно, в ряде случаев наблюдаются переходы типа $d \frac{3}{2} - s \frac{1}{2}$. Эти переходы приведены в табл. VI. Запрещенные М1-переходы также подтверждают положение оболочечной модели ядра о движении нуклонов по индивидуальным орбитам.

В отличие от оценок матричных элементов одночастичных переходов оценка матричных элементов для переходов коллективного вращательного типа может быть выполнена более определенно.

В последние годы были проведены расчеты матричных элементов одночастичных переходов в деформированных ядрах²³. В табл. VII даны выполненные Ю. И. Харитоновым вычисления времен жизни для ряда переходов в деформированных ядрах, которые сопоставлены с экспериментальными временами жизни, а также с вычислениями по формулам одночастичных переходов в сферических ядрах. Следует отметить, что учет деформации дает лучшее согласие с опытными данными.

Экспериментальный материал об излучении изомерных ядер подтверждает выводы обобщенной модели ядра о строении сферических и сильно деформированных ядер. Представляет интерес исследовать ядра в области между сферическими и сильно деформированными.

Энергия возбуждения коллективных колебаний ядер с замкнутыми оболочками весьма велика, что свидетельствует о большой устойчивости (жесткости) таких систем к изменению формы ядра. С другой стороны, ядра, имеющие большое число нуклонов в незаполненных оболочках (ядра с $150 \leq A \leq 190$ и $A \geq 225$), являются деформированными, т. е. поляризующее действие внешних нуклонов преобладает над силами, восстанавливающими сферическую симметрию ядра. Имеются ядра, которые не обладают равновесной деформацией, однако легко поддаются изменению формы. В этих ядрах должны наблюдаться колебательные спектры возбуждения.

Рассмотрим параметры колебательных движений сферических ядер.

Эти колебания характеризуются величиной динамического электрического мультипольного момента¹⁰

$$M(E_\lambda, \mu) = \frac{3}{4\pi} ZeR_0^\lambda \alpha_{\lambda, \mu}^*, \quad (2.15)$$

где λ, μ — угловой момент фонона и его проекция на ось z , R_0 — радиус ядра, Z — заряд ядра. Координаты $\alpha_{\lambda, \mu}$ определяют форму поверхности ядра:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu}(\theta, \varphi) \right]. \quad (2.16)$$

Для малых амплитуд колебательных движений гамильтониан равен

$$H_{\text{кол}} = \sum_{\lambda, \mu} \left(\frac{1}{2} R_\lambda |\dot{\alpha}_{\lambda, \mu}|^2 + \frac{1}{2} C_\lambda |\alpha_{\lambda, \mu}|^2 \right). \quad (2.17)$$

Такая форма гамильтониана соответствует набору гармонических осцилляторов с энергией возбуждения, равной

$$\hbar\omega_\lambda = \hbar \left(\frac{C_\lambda}{B_\lambda} \right)^{1/2}. \quad (2.18)$$

Параметры C_λ и B_λ зависят от структуры ядра: C_λ — характеризует жесткость ядра, B_λ — параметр, аналогичный моменту инерции. Параметры B_2 и C_2 определяется из опытов по кулоновскому возбуждению ядер.

В изомерных ядрах с нечетным A могут возникнуть эффекты, связанные с динамической деформацией остова, в частности небольшое

расщепление уровней. К таким изомерным ядрам следует, по-видимому, отнести ядра, в состав которых входит 43, 45, 47 протонов или нейтронов. Наблюдающиеся в этих ядрах ЕЗ-переходы²⁴ не объясняются схемой уровней сферического ядра.

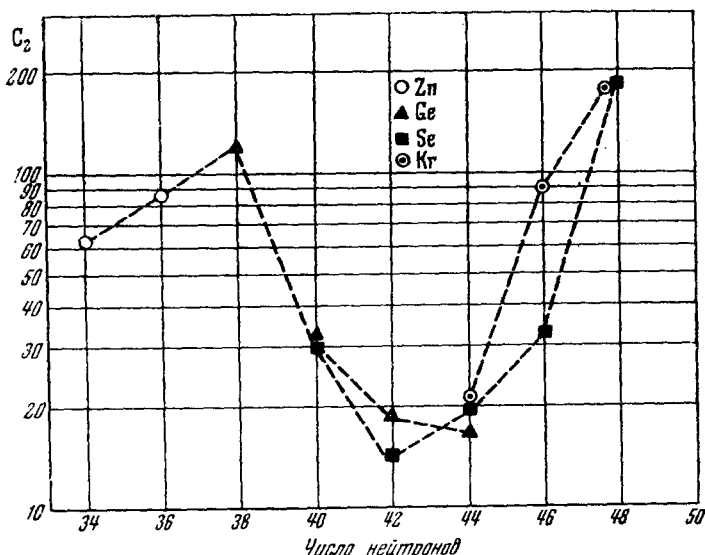


Рис. 8. Изменение параметра жесткости ядра от числа нейтронов.

На рис. 8 даны значения C_2 в зависимости от числа нейтронов в четно-четных ядрах Ge, Se и Kr. Минимум C_2 падает на область ядер с числом нейтронов, равным 40, 42, 44, 46, а наибольшая жесткость присуща ядрам с 38 и 48 нейтронами¹⁰.

Свойства изомеров будут определяться действием двух противоположных факторов: поляризующего действия нечетных нуклонов, находящихся вне заполненной оболочки, и влиянием остаточных взаимодействий между нуклонами, находящимися на g -орбите. В результате поляризующего действия нечетных нуклонов возникают динамические деформации и происходит расщепление уровня $g_{\frac{9}{2}}$,

т. е. появляется уровень $\frac{7}{2} (+)$. Следует учесть также, что система из 40 нейтронов, т. е. заполнение нейтронами оболочки $p_{\frac{1}{2}}$,

ведет к значительному уменьшению жесткости, и поляризующее действие оказывает не только один нуклон сверх четно-четного остатка, но также и остальные нуклоны, находящиеся на g -орбите. С другой стороны, остаточные взаимодействия между нейтронами, находящимися на g -орбите, снижают поляризационные эффекты и способствуют образованию сферически симметричных ядер, а спин ядра становится равным спину нуклона, находящегося на последней незаполненной орбите. Роль остаточных взаимодействий возрастает вместе с жесткостью ядра. Нечетный нуклон, добавляемый к жесткому четно-четному остову, т. е.

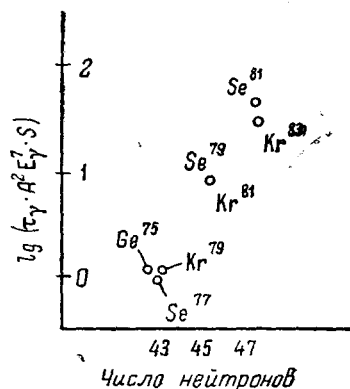


Рис. 9. $\tau_{\text{эксп}}/\tau_{\text{теор}}$ для ядер с числом нейтронов 43, 45, 47.

к ядру Se^{82} (см. рис. 8), не может вызвать поляризации ядра. Спин ядра Se^{82} равен $1/2$ и на g -орбите находится 10 нейтронов. Такая система является весьма устойчивой ввиду замкнутости g -оболочки, и переход нейтрона с этой замкнутой оболочки на уровень $p_{1/2}^1$ становится маловероятным.

Анализ радиационных ширин метастабильных уровней указанных изомеров показывает, что отношение экспериментального значения τ_γ к значению, полученному по оценкам одночастичных переходов, возрастает по мере приближения к замкнутой оболочке (рис. 9). Такой ход $\frac{\tau_{\gamma \text{ эксп}}}{\tau_{\gamma \text{ теор}}}$ указывает, что, например, уровень $\frac{7}{2}(+)$ в случае Ge^{75m} и Se^{77m} (C_2 минимально) является более одночастичным (т. е. имеет место большая степень расщепления), чем в случае Se^{81m} , когда образование уровня $\frac{7}{2}(+)$ связано с взаимодействием нескольких нуклонов и одночастичные оценки дают значительное превышение $\tau_{\gamma \text{ эксп}}$ по сравнению с $\tau_{\gamma \text{ теор}}$.

Таким образом, основные экспериментальные факты по изомерии атомных ядер достаточно полно, хотя в ряде случаев качественно объясняются обобщенной моделью ядра. Дальнейшие исследования должны привести к более детальному согласию между теоретическими и опытными данными о квантовых характеристиках и вероятностях радиационных переходов в изомерных ядрах.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. B. V. Kourtchatow, I. V. Kourtchatov, L. Mousowski, L. Rousinow, C. R. **200**, 1210 (1935).
2. И. В. Курчатov, Л. И. Русинов, Юбил. сборник, посвященный 30-летию Великой Октябрьской социалистической революции, Изд. АН СССР, 1947, стр. 285.
3. R. J. Blin-Stoyle, Rev. mod. Phys. **28**, 75 (1956).
4. C. F. Weizsäcker, Naturwiss. **24**, 813 (1936).
5. Л. А. Слив, И. М. Банд, Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ -излучения. К-оболочка, ч. I, 1956.
6. E. L. Church, J. Wenesser, Phys. Rev. **103**, 1035 (1956).
7. E. L. Church, J. Wenesser, Phys. Rev. **104**, 1382 (1956).
8. Проблемы современной физики, обобщенная модель ядра, ч. I, № 9 (1955).
9. Проблемы современной физики, обобщенная модель ядра, ч. II, № 1 (1956).
10. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winter, Rev. mod. Phys. **28**, 432 (1956).
11. A. W. Sunyar, Phys. Rev. **98**, 653 (1955).
12. Б. Моттelson и С. Нильсон, Проблемы современной физики, № 1, 156 (1956).
13. Л. К. Пекер, Изв. АН СССР, серия физ. **XX**, 957 (1956).
14. A. Bohr, B. R. Mottelson, Beta-and Gamma-ray spectroscopy, Amsterdam, 468, (1955).
15. В. С. Гвоздев, Л. И. Русинов, ДАН СССР **112**, 401, 1957.
16. M. G. Mayer, I. D. Iensen, Elementary theory of nuclear shell structure, New York, London, 1955.
17. М. И. Корсунский, УФН **52**, 3, 1954.
18. Moszkowski, Beta- and Gamma-ray spectroscopy, Amsterdam, 371, 1955.
19. Goldhaber, Wenesser, Annual Review of nuclear science, т. 5, 1, 1955.
20. Е. П. Мазеп, Л. И. Русинов, Доклады АН СССР **101**, 253 (1955).
21. В. С. Шпинель, Изв. АН СССР, сер. физ. **18**, 65 (1954).
22. Л. В. Грошев, А. М. Демидов, Атомная энергия, т. 3, 91 (1957).
23. S. G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, № 16 (1955).
24. Г. М. Драбкин, В. И. Орлов и Л. И. Русинов, Изв. АН СССР, сер. физ. **XIX**, 324 (1955).