

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИЗОМЕРИИ АТОМНЫХ ЯДЕР

В. И. Гольданский, Л. К. Пекер

ВВЕДЕНИЕ

Прошло четверть века с момента появления классической работы И. В. Курчатова и его сотрудников, положившей начало детальному изучению изомерии атомных ядер, т. е. изучению возбужденных метастабильных уровней с чрезвычайно большими временами жизни, вплоть до сотен лет.

Подобно всем крупным открытиям, значимость открытия ядерной изомерии у искусственно созданных ядер со временем несколько не уменьшалась, но, напротив, все возрастала. Данные об этом явлении сыграли важную роль в построении и развитии модели ядерных оболочек. Возникновение обобщенной модели атомных ядер также привело к необходимости всестороннего анализа сведений об ядерной изомерии, существенным образом подкрепившего новую модель.

В самое последнее время открытие эффекта Мёссбауэра проложило путь к использованию ядерных изомеров как датчиков точнейших в мире часов, позволяющих осуществить даже в земных условиях измерения гравитационного красного сдвига частоты γ -квантов.

Явлению ядерной изомерии посвящено большое количество обзорных статей и книг — назовем, например, вышедшую в 1954 г. монографию М. И. Корсунского «Изомерия атомных ядер» и обзор Л. И. Русинова и Г. М. Драбкина в январском номере УФН за 1958 г. В настоящем выпуске УФН публикуется статья Л. И. Русинова (см. стр. 615), в которой описывается история открытия явления и раскрывается выдающаяся роль, принадлежащая И. В. Курчатову в изучении ядерной изомерии.

Наша статья призвана лишь дополнить эти общие обзоры детализированным обсуждением некоторых более специальных проблем ядерной изомерии.

1 ОБ ИЗОМЕРНЫХ ПЕРЕХОДАХ ВБЛИЗИ МИЛЛИСЕКУНДНОЙ ОБЛАСТИ (10^{-5} —1 сек)

а) В в е д е н и е. После двадцатилетнего исследования изомерии искусственных радиоактивных элементов стало известно о существовании многих десятков изомеров с временами жизни менее $\sim 10^{-5}$ сек или более 1 сек. Область же изомерных переходов продолжительностью от 10^{-5} до 1 сек, которые мы условно назовем миллисекундными, насчитывала к концу 1955 г. лишь десять известных примеров.

Как справедливо отметил О. И. Лейпунский¹, недостаток сведений о существовании миллисекундных изомеров был в значительной степени обусловлен просто отсутствием попыток возбуждения подобных

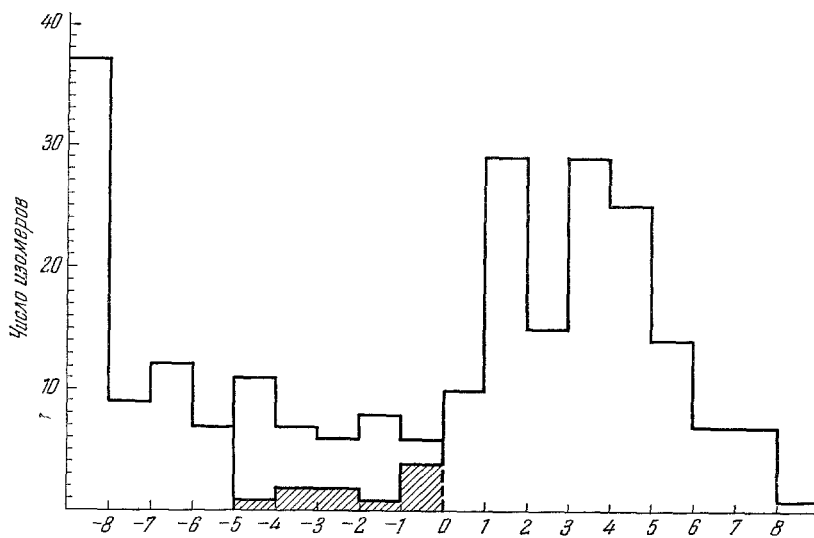
уровней с помощью мощных ускорителей импульсного действия. Определенную роль, конечно, сыграло и то обстоятельство, что интервал

1									2
3 n		4 p		5	6 n	7 n	8 y	9	10
11 n		12 n		13 n	14 y	15	16 n	17 y	18
19 y		20 n		21 n		22 n		23 n	24 y
	29 n		30 n	31 n		32 n		33 n	34 n
									35 n
37 n		38 n		39 n		40 n		41 n	42 n
									43
	47 y		48 n	49 n		56 n		57 y	52 n
									53 y
55 y		56 n		57 n		72		73 n	74 n
									75
	79 n		80 n	81 n		82 n		83 n	84
									85
87		88		89					86

58 n	59 y	60 y	61 y	62 y	63 y	64 y	65 y	66 y	67 y	68	69	70 n	71 y
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	----	----	------	------

90 y	91	92 n	93 p	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
------	----	------	------	----	----	----	----	----	----	-----	-----	-----	-----

а)



б)

Рис. 1. а) Перечень элементов, облучавшихся нейтронами, протонами и гамма-квантами в поисках «миллисекундных» изомеров; б) распределение изомерных состояний по интервалам $T_{1/2}$ (по оси ординат $\lg T_{1/2}(\text{сек})$). Заштрихованная область включает «миллисекундные» изомеры, известные к 1955 г.

времени $10^{-5} + 1 \text{ сек}$ лежит в промежутке между столь малыми временами жизни, которые можно исследовать с помощью схем мгновенных или запаздывающих совпадений, и достаточно большими временами, определяемыми с помощью обычных методов регистрации активностей.

В настоящее время в результате быстрого развития экспериментальной техники положение в этой области существенно изменилось, предприняты широкие поиски «миллисекундных» изомеров (рис. 1, а), и число их быстро возрастает¹⁻¹¹. Этот рост отчетливо виден из рис. 1, б, где представлены данные о числе изомерных состояний с разными временами жизни. Заштрихованная область на этом рисунке включает «миллисекундные» изомеры, известные к 1955 г.

Но помимо чисто методических вопросов при объяснении относительной редкости миллисекундных изомеров необходимо принимать во внимание их физические особенности.

Как известно, в большинстве случаев изомерные состояния ядер разряжаются путем излучения γ -квантов или конверсионных электронов.

Воспользовавшись для оценки времени жизни изомерных уровней относительно γ -излучения формулами одночастичных переходов Вайскопфа — Мошковского¹², легко показать, что переходы с $T_{1/2} = 10^{-5} - 1$ сек и энергией 100—500 кэв в подавляющем большинстве должны быть октупольными (типа $E3$ и $M3$), либо магнитными квадрупольными (типа $M2$).

Переходы типа $E3$, $M3$ и $M2$ наблюдаются как в ядрах с нечетными A , так в нечетно-нечетных и четно-четных ядрах. Рассмотрим более подробно свойства изомерных состояний, ответственных за эти переходы в ядрах с нечетными A .

б) Изомерные уровни в ядрах с нечетным A . Как известно, блестящий успех в описании изомерных уровней в ядрах с нечетным A связан главным образом с развитием модели ядерных оболочек, сначала простой одночастичной, а затем и обобщенной. Одним из главных достижений одночастичной модели оболочек было объяснение наблюдаемых «островов изомерии»¹³.

На рис. 2 представлен фрагмент схемы одночастичных уровней в сферическом ядре (схема Гешперт-Майер). Из рисунка видно, что наиболее близкими являются уровни

$$p_{1/2} - g_{9/2}, \quad d_{3/2} - s_{1/2} - h_{11/2}, \quad f_{5/2} - p_{3/2} - p_{1/2} - i_{13/2}.$$

Когда один из уровней каждой из групп оказывается основным, остальные уровни этих групп располагаются ниже любых других одночастичных уровней. Поэтому, строго говоря, в рамках представлений одночастичной модели оболочек в «островах изомерии» должны наблюдаться только изомерные переходы с $\Delta I \geq 4$ и изменением четности, т. е. типа $M4$, $E5$ или более высоких мультипольностей, а переходы типа $M2$, $E3$ невозможны.

В деформированных аксиально-симметричных ядрах с нечетным A каждый из одночастичных уровней с данным j (соответствующим полному

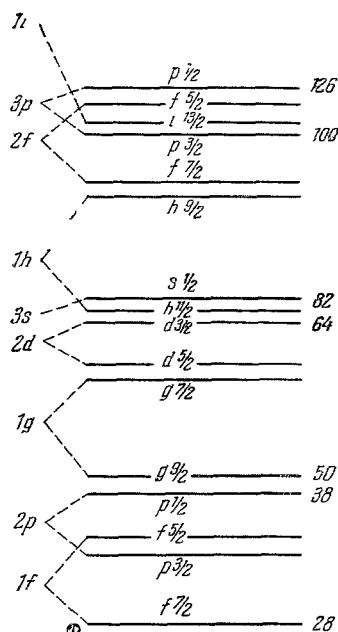


Рис. 2. Фрагмент схемы одночастичных уровней для сферических ядер (Гешперт-Майер).

Приведенные справа числа указывают значения Z , N , ограничивающие «острова изомерии»

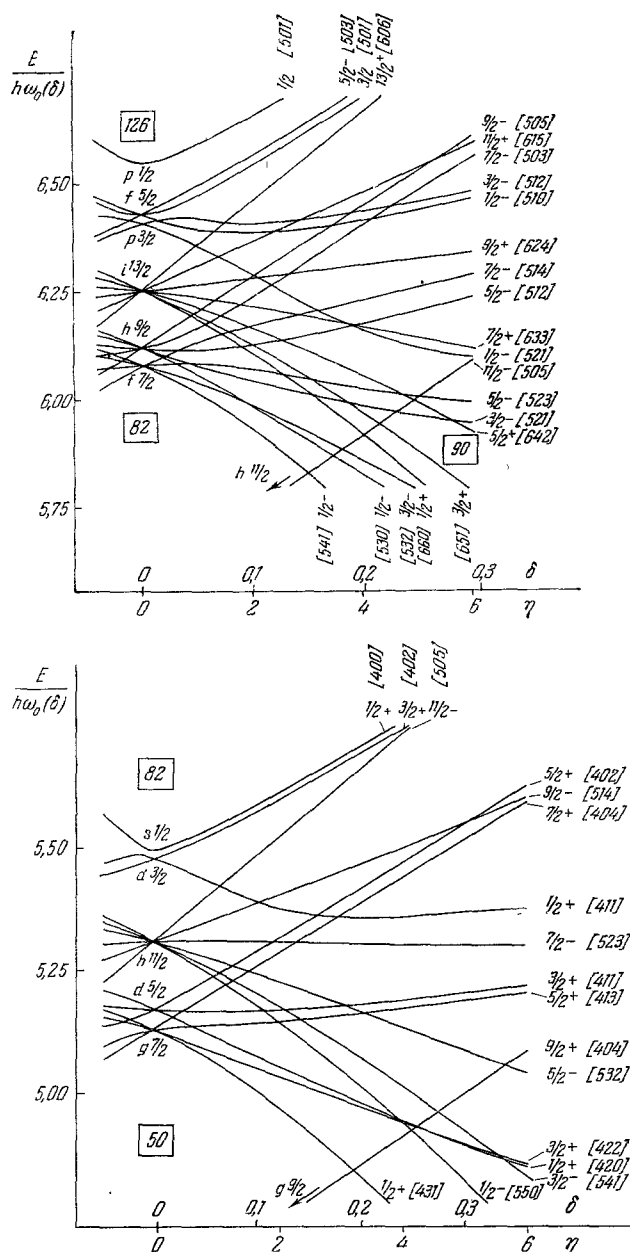


Рис. 3. Фрагменты схемы одночастичных уровней в деформированных аксиально-симметричных ядрах (схема Нильссона) для области $Z=50-82$ и $N=82-126$.

Справа около каждого уровня указаны значения квантовых чисел $2I$ и четности, а в квадратных скобках — значения асимптотических квантовых чисел N, n_z, Λ . «Классическим» деформированным ядрам (с четко проявляющимися ротационными полосомами) соответствуют области, где параметр деформации $\delta \geq 0,15$ ($\gamma > 3$).

угловому моменту нуклона) расщепляется на $\frac{2j+1}{2}$ подуровней, характеризующихся определенным значением Ω — проекции полного момента нуклона j на ось симметрии ядра.

На рис. 3 представлены фрагменты схемы одночастичных уровней 1 деформированных ядер (схемы Нильссона)^{14, 15}. Из рисунка видно, что

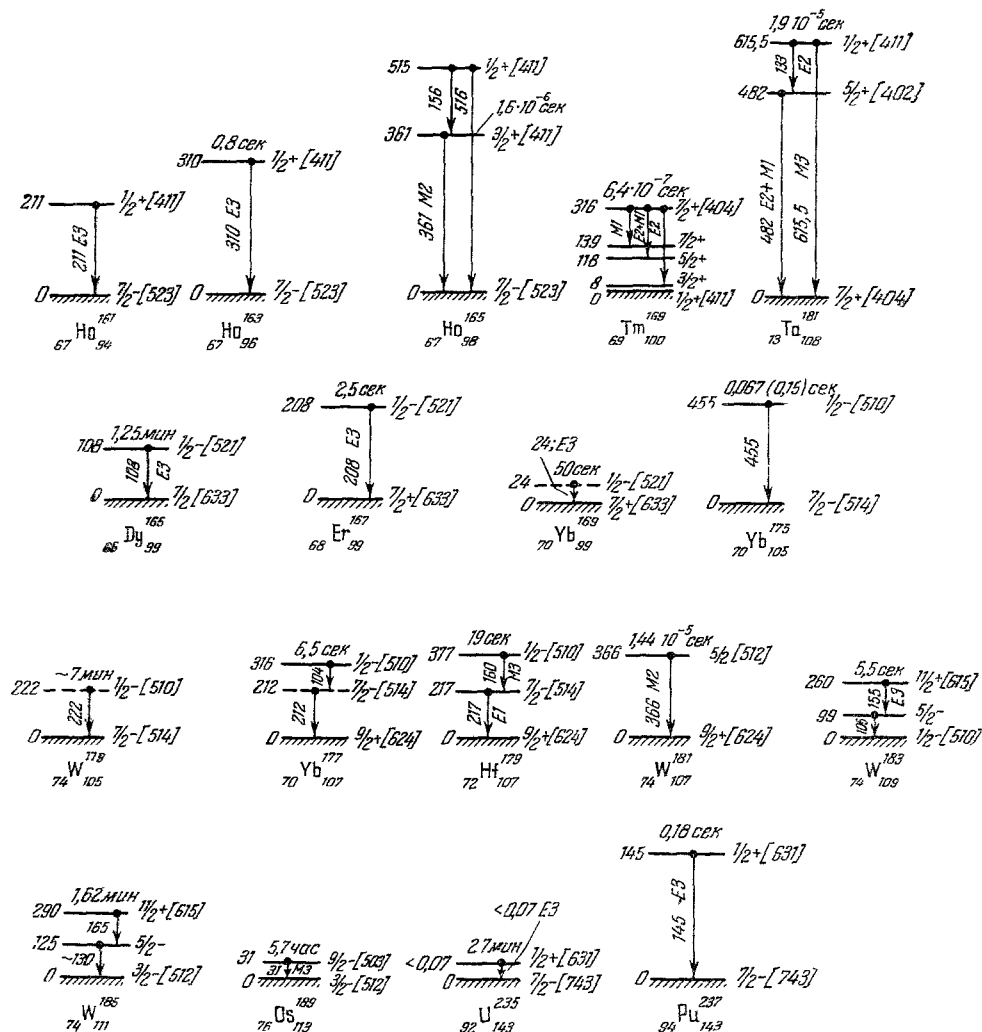


Рис. 4. Изомерные переходы типа E3, M3, M2 между уровнями деформированных нечетных ядер.

Около одночастичных уровней, помимо энергии возбуждения, приведены все асимптотические квантовые числа $2[N, n_z, \Lambda]$. Около ротационных уровней приведены только значения спина и четности. Энергии даны в кэв.

плотность одночастичных уровней в таких ядрах существенно возрастает по сравнению с плотностью уровней в сферических ядрах и близкими могут оказаться уровни 1) с $\Delta I=2; 3$, 2) с одинаковой четностью.

Отсюда следует, что в деформированных ядрах согласно обобщенной модели оболочек могут встретиться изомерные переходы любого типа, в том числе типов M2, E3, M3, E4 и т. д., и для них теряет смысл понятие об островах изомерии¹⁶. Согласно схеме Нильссона при характерных для

деформированных ядер параметрах деформации $\delta \geq 0,2$ оказываются рядом два уровня: $7/2- [523]$ и $1/2+ [411]$.

В квадратных скобках указаны асимптотические квантовые числа Нильссона N, n_z, Λ . В нечетных изотопах Ho ($Z=67$) основное состояние описывается как $7/2- [523]$. Поэтому можно ожидать, что в Ho^{161} , Ho^{163} , Ho^{165} и т. д. существуют изомерные уровни типа $1/2+ [411]$ и изомерные переходы типа $E3$. Действительно, такие уровни и переходы обнаружены во всех трех ядрах, хотя время жизни $T_{1/2}=0,8$ сек измерено пока только для уровня $1/2+$ в Ho^{163} . В Ho^{161} оно должно быть примерно таким же. В Ho^{165} между указанными уровнями вклинивается одночастичный уровень 361 кэв $3/2+ [411]$, который частично разрушает изомерию, обусловленную уровнем $1/2+ [411]$. (ибо этот уровень может разряжаться быстрым переходом типа $M1$ через уровень 361 кэв). Однако сам уровень $3/2+ [411]$ является изомерным и живет $1,6 \cdot 10^{-6}$ сек, в соответствии с мультипольностью γ -перехода типа $M2$.

На рис. 4 приведены схемы распада^{15, 17} изомерных уровней ряда других деформированных ядер с переходами типов $E3$, $M3$ и $M2$.

Однако часто даже в тех случаях, когда первый возбужденный одночастичный уровень имеет спин, на 3 единицы больший спина основного состояния, и, следовательно, есть условия для изомерии, она в действительности разрушается из-за наличия более низких ротационных уровней. В частности, с такими случаями мы сталкиваемся в ядрах $^{169}\text{Tm}_{100}$ (см. рис. 4) и $^{171}\text{Tm}_{102}$, где между основным состоянием типа $1/2+ [411]$ и одночастичными возбужденными уровнями $7/2+ [404]$ и $7/2- [523]$ располагаются уровни ротационной полосы со спинами $3/2+$, $5/2+$, $7/2+$ и т. д. Естественно, что в таких условиях уровень $7/2+ [404]$ будет разряжаться не прямо в основное состояние, а на один из этих уровней, ибо соответствующий γ -переход имеет меньший порядок мультипольности ($M1$, $E2$, а не $E3$).

Это обстоятельство, к сожалению, существенно ограничивает наши возможности в отношении предсказания времен жизни изомерных уровней в нечетных деформированных ядрах.

Рассмотрим теперь изомерные переходы типа $M2$ и $E3$, встречающиеся за пределами областей деформированных ядер $A = 150 \div 190$ и $A > 222$.

Выше уже отмечалось, что в рамках обычной одночастичной модели оболочек такие переходы не могут быть объяснены. В связи с этим их изучение представляет большой интерес и может привести к дальнейшему развитию наших представлений о структуре ядра.

Каковы причины, приводящие к появлению в нечетных ядрах изомерных переходов типа $M2$ и $E3$? Таких причин может быть несколько.

Существует группа нечетных ядер, в которых часто встречаются изомерные переходы типа $E3$. Эти ядра относятся к «острову» изомерии, где одновременно заполняются одночастичные уровни $p_{1/2}$ и $g_{9/2}$ и $Z, N=41$; 43; 45; 47 (Z и N — число протонов и нейтронов).

Помимо уровня $g_{9/2}$, в большинстве этих ядер наблюдается уровень $7/2+$ (в $^{73}\text{Ge}_{41}$ уровень $5/2+$). Между уровнями $p_{1/2}$ и $7/2+$ имеют место переходы типа $E3$, а между уровнями $p_{1/2}$ и $5/2+$ — переходы типа $M2$. Данные об этих переходах приведены на рис. 5. При объяснении происхождения уровней $7/2+$ Гольдгабер и его сотрудники¹⁸ исходили из того факта, что в ядрах с $Z, N = 39$ и 49 , у которых на уровне $g_{9/2}$ может находиться только один нуклон (или дырка), уровни типа $7/2+$ отсутствуют. При $Z, N = 41-47$ на уровне $g_{9/2}$ может находиться 3; 5 или 7 нуклонов (или дырок). Полный момент системы (конфигурации) из 3; 5 или 7 нук-

модель оболочек является приближенной и не может претендовать на точное описание энергии одночастичных уровней.

Поэтому, хотя в большинстве случаев наиболее близкими оказываются уровни $p_{1/2}$, $g_{9/2}$; $d_{3/2}$, $s_{1/2}$, $h_{11/2}$; $p_{1/2}$, $f_{5/2}$, $p_{3/2}$, $i_{13/2}$, не исклю-

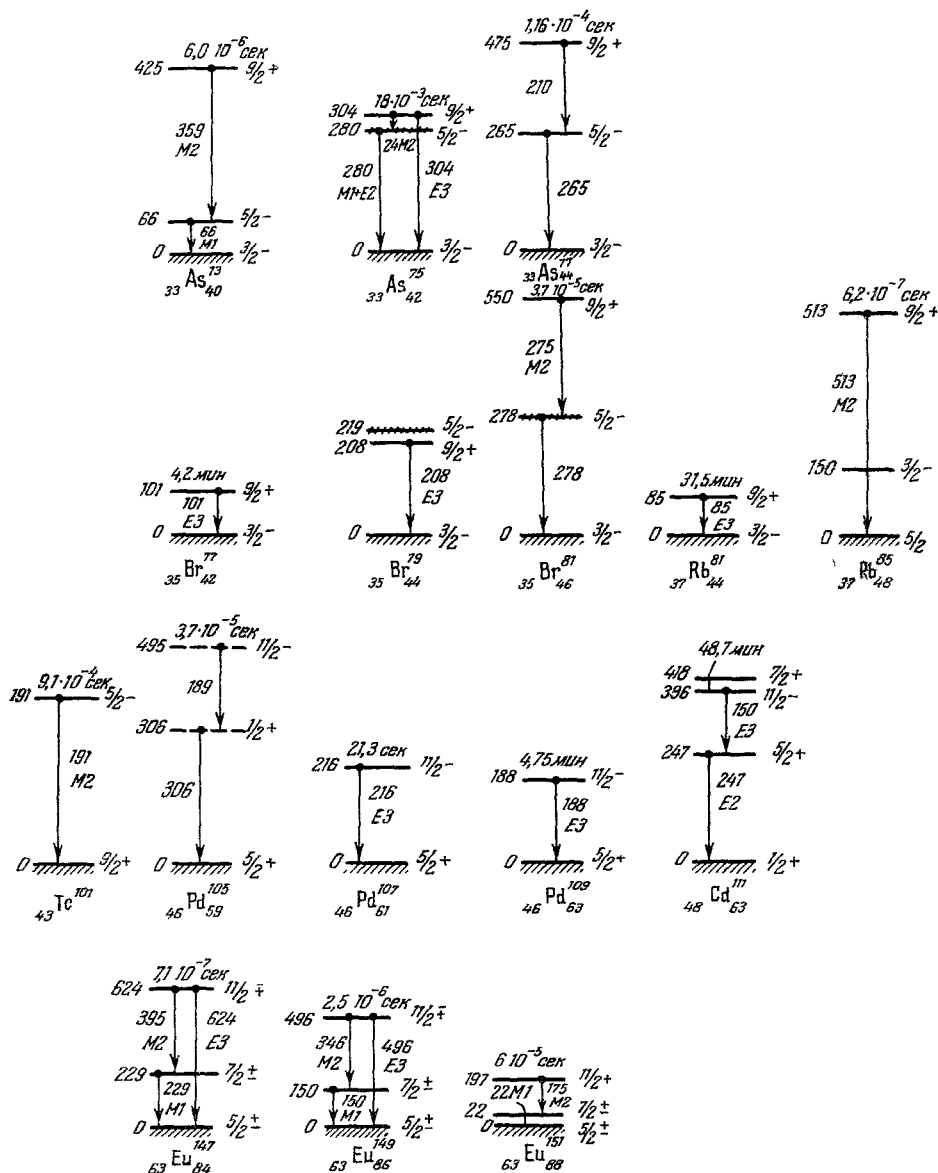
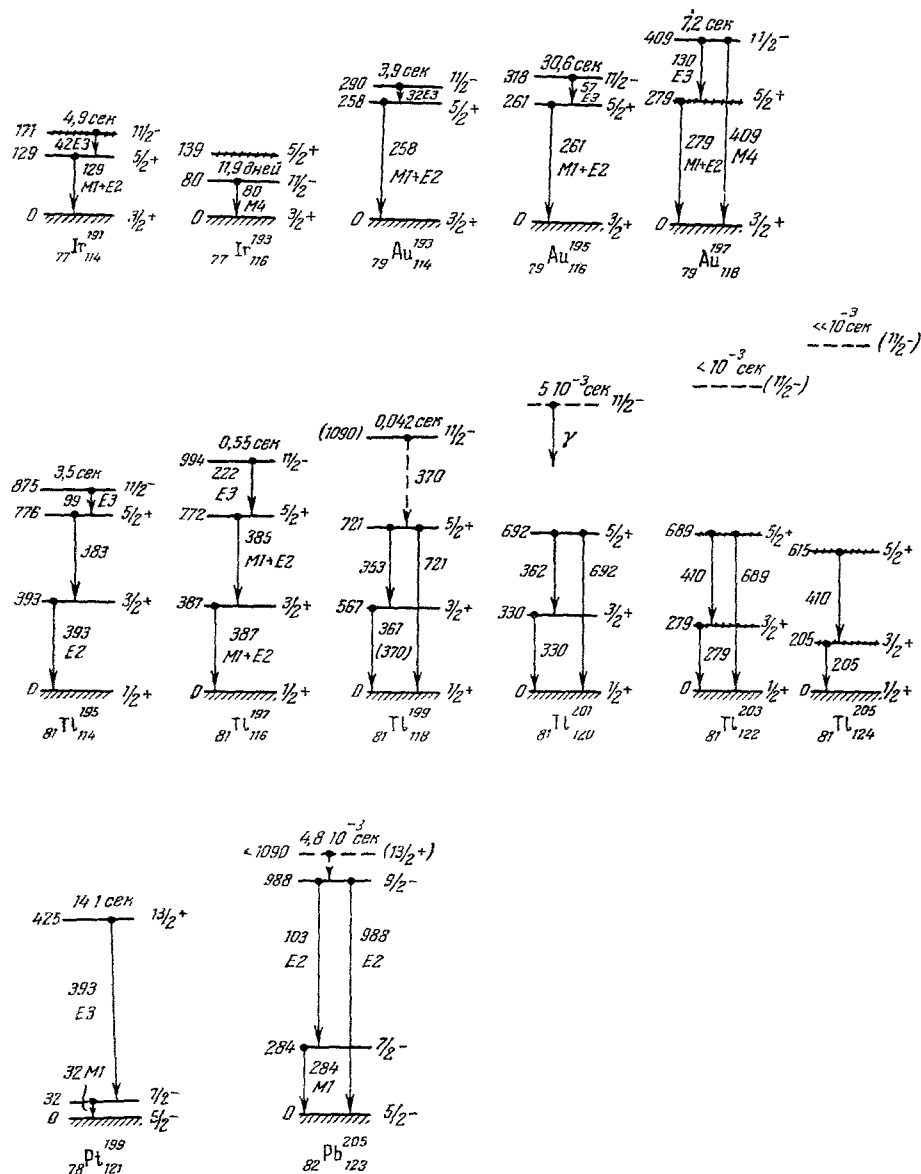


Рис. 6. Изомерные переходы типа E3 и M2 в нечетных ядрах, рас- в As⁷⁵, Br⁷⁹⁻⁸¹, Tl¹⁹¹⁻¹⁹³, Au¹⁹⁷, Tl²⁰³⁻²⁰⁵ штриховкой отмечены

чено, что иногда к ним могут близко примыкать другие одночастичные уровни. В результате смогут осуществляться изомерные переходы типа M2 и E3. Возможно, что с подобным явлением мы сталкиваемся при исследовании короткоживущих изомерных состояний ядер $^{73-77}_{33}\text{As}$, $^{77-81}_{35}\text{Br}$, $^{81, 85}_{37}\text{Rb}$. Основные состояния приведенных ядер типа 3/2— (у Rb⁸⁵ 5/2—). Обнаруженные в этих же ядрах изомерные уровни согла-

сно экспериментальным данным имеют спин и четность $9/2^+$ (рис. 6). Очевидно, простейшим является предположение, что основные состояния и изомерные уровни можно описать в рамках одночастичной модели как $p_{3/2}$ и $g_{9/2}$.



положенных вне «классических» областей деформированных ядер. уровни, хорошо получающиеся методом кулоновского возбуждения.

В изотопах As^{75} и в Br^{81} между этими уровнями вклинивается уровень $5/2$, который можно интерпретировать как одночастичный уровень $f_{5/2}$. Поэтому в этих ядрах мультипольность изомерного перехода типа $M2$ и изомерные состояния имеют время жизни значительно меньшее, чем изомерные состояния Br^{77} , Br^{79} , Rb^{81} , где мультипольность перехода типа $E3$.

Аналогичные причины могут обуславливать появление изомерных уровней $h_{11/2}$ в нечетных изотопах ${}^{105}_{46}\text{Pd}$, ${}^{107}_{46}\text{Pd}$ и ${}^{109}_{46}\text{Pd}$, основные состояния которых можно описывать как $d_{5/2}$. Между уровнями $h_{11/2}$ и $d_{5/2}$ в ${}^{105}_{46}\text{Pd}$ вклинивается уровень, который проще всего интерпретируется как одночастичный уровень $g_{7/2}$. Поэтому изомерный переход в этом ядре типа $M2$ и время жизни уровня значительно меньше, чем в изотопах Pd^{107} и Pd^{109} , где имеют место изомерные переходы типа $E3$.

Из рис. 6 (левой части) видно, что уровень $d_{5/2}$ оказывается между уровнями $s_{1/2}$ и $h_{11/2}$ в ядре ${}^{111}_{48}\text{Cd}$, вследствие чего изомерный переход идет между уровнями $h_{11/2}$ и $d_{5/2}$ и относится к типу электрических октупольных переходов.

Особый интерес в связи с вопросом о перегруппировке уровней в схеме Генперт-Майер представляют ядра ${}^{63}_{63}\text{Eu}$, ${}^{79}_{63}\text{Au}$, ${}^{81}_{81}\text{Tl}$.

Начнем с того, что в нечетных изотопах Eu^{147} , Eu^{149} , Eu^{151} между изомерным уровнем со спином $11/2$ и основным состоянием, спин которого $5/2$, вклинивается уровень со спином $7/2$. Поэтому в указанных ядрах наряду с изомерным переходом типа $E3$ наблюдается переход типа $M2$, а уровни, между которыми происходят эти переходы, можно интерпретировать как одночастичные уровни $h_{11/2}$, $g_{7/2}$, $d_{5/2}$.

В свою очередь уровень $5/2+$ вклинивается между уровнями $11/2-$, $3/2+$ и $1/2+$ в ${}^{125-127}_{54}\text{Xe}$, ${}^{191}_{81}\text{I}$, нечетных изотопах ${}^{79}_{81}\text{Au}$ и ${}^{81}_{81}\text{Tl}$. Эти уровни также в принципе можно интерпретировать как одночастичные уровни $h_{11/2}$, $d_{5/2}$, $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$. Тем самым получают объяснение наблюдающиеся в этих ядрах изомерные переходы типа $E3$ (рис. 6, правая часть). Остановимся подробнее на изомерах в нечетных изотопах ${}^{81}_{81}\text{Tl}$. В литературе имеются сведения об изомерах ${}^{195m}_{81}\text{Te}$ и ${}^{197m}_{81}\text{Tl}$. Из рисунка видно, что в этих ядрах интервал между уровнями $11/2-$ и $5/2+$ возрастает по мере увеличения числа нейтронов*). Поэтому если в ядрах ${}^{199}_{81}\text{Tl}$, ${}^{201}_{81}\text{Tl}$, ${}^{203}_{81}\text{Tl}$, ${}^{205}_{81}\text{Tl}$ существует аналогичный изомерный уровень $11/2-$, то из-за увеличения интервала $11/2- \div 5/2+$ время жизни этого уровня будет быстро уменьшаться с ростом числа нейтронов в ядре.

В этой связи следует обратить внимание на работу Лейпунского, Ямпольского и их сотрудников⁴, которые, облучая Hg быстрыми протонами, обнаружили в образующемся Tl две короткоживущие активности с $T_{1/2}=0,042$ сек ($E_{\gamma}=370$ кэв) и $T_{1/2}=5 \cdot 10^{-3}$ сек. Так как, кроме изотопа Hg^{204} , распространенность которого составляет всего 6,85%, все стабильные изотопы Hg имеют $A \leq 202$, а при энергиях протонов, использованных в работе, могли идти только реакции (p, n) и $(p, 2n)$, массовые числа получившихся новых изомеров Tl должны быть равны или меньше 202. Изомеры в изотопах Tl с $A=194, 195, 196, 197, 198, 202$ хорошо известны. Поэтому представляется разумным предположить, что найденные авторами⁴ времена жизни принадлежат новым нечетным изомерам ${}^{199m}_{81}\text{Tl}$ и ${}^{201m}_{81}\text{Tl}$, причем меньшее значение $T_{1/2}$ соответствует большему A . В отношении изомера ${}^{199m}_{81}\text{Tl}$ в пользу этого предположения говорит и совпадение энергий γ -переходов 370 кэв (наблюден при распаде Tl^m) и 367 кэв (наблюден при распаде Pb^{199}).

Недавно были обнаружены еще два крайне интересных случая изомерии в ядрах ${}^{199}_{78}\text{Pt}$ и ${}^{205}_{82}\text{Pb}$, расположенных в классическом острове изомерии.

*) Эта особенность интервалов, как известно, наблюдается также для изомерных переходов типа $M4$ (интервалы $p_{1/2}-g_{9/2}$, $d_{3/2}-h_{11/2}$, $f_{5/2}-i_{13/2}$).

В ядре Pt^{199} между изомерным и основным состояниями $i_{13/2}$ и $f_{5/2}$ вклинивается уровень $7/2$ — с энергией возбуждения 32 кэв . В другом ядре с тем же числом нейтронов ${}_{82}\text{Pb}^{203}_{121}$ такого уровня нет. Проще всего этот уровень интерпретировать как одночастичный уровень $f_{7/2}$, хотя такая интерпретация сталкивается с большими трудностями.

Действительно, в этом случае интервал между уровнями $f_{5/2}$ и $f_{7/2}$, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием, составляет всего 32 кэв , в то время как в близком ядре ${}_{82}\text{Pb}^{207}_{125}$ он равен $\sim 1770 \text{ кэв}$.

Совершенно необычны свойства изомерного состояния в ${}_{82}\text{Pb}^{205}_{123}$. В то время как во всех остальных нечетных изотопах ${}_{82}\text{Pb}^{195-207}$ обнаружены изомерные состояния с $T_{1/2}=0,95 \text{ сек} \div 17 \text{ мин}$, обусловленные переходами типа $M4$, в Pb^{205} время жизни изомерного состояния составляет всего $4,8 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$.

Схема распада этого состояния представлена на рис. 6 справа. Авторы указывают, что $T_{1/2}=4,8 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ относится скорее всего не к уровню $987,8 \text{ кэв}$, а к уровню, лежащему выше (в пределах 100 кэв).

В этом случае особенности изомерии в Pb^{205} можно объяснить, предположив, что уровни 284 кэв и $987,8 \text{ кэв}$ суть вклинившиеся между уровнями $i_{13/2}$ и $f_{5/2}$ одночастичные уровни $f_{7/2}$ и $h_{9/2}$. При этом изомерный переход, ответственный за наблюдаемое время жизни, будет типа $M2(i_{13/2} \rightarrow h_{9/2})$.

Однако следует иметь в виду, что и в Pb^{205} рассмотренная выше интерпретация уровня 284 кэв $f_{7/2}$ сталкивается с той же трудностью, что и интерпретация уровня 32 кэв в Pt^{199} .

Поэтому не исключена возможность того, что уровни $7/2$ — в Pt^{199} и $7/2$ —, $9/2$ — в Pb^{205} являются «конфигурационными» уровнями такого же типа, как уровни $7/2$ — в ядрах с $N, Z=41-47$.

Таким образом, если допустить возможность перегруппировки одночастичных уровней в схеме Гепперт-Майер и учесть конфигурационные уровни, то удастся интерпретировать практически все «аномальные» изомерные состояния и переходы типа $E3$ и $M2$.

Однако интерпретация уровней, ответственных за изомерные переходы, как чистых одночастичных уровней одночастичной модели оболочек или простых конфигурационных уровней встречается со многими трудностями.

В некоторых из рассмотренных ядер— As^{75-77} , Br^{77-79} , Pd^{105} , $\text{Eu}^{147-151}$, $\text{Ir}^{191-193}$, $\text{Au}^{193-197}$, Pb^{205} и др.—наблюдается много низлежащих возбужденных уровней, которые заведомо нельзя описать в рамках простой одночастичной модели для сферических ядер.

Возникает вопрос, почему, несмотря на это, два или три из них, и именно те, которые связаны с изомерным переходом, оказываются такими простыми, что могут описываться как строго одночастичные.

Выше мы уже обращали внимание на другую трудность. Наблюдающиеся в ядрах интервалы между уровнями, которые интерпретируются как уровни $d_{3/2}-d_{5/2}$, $f_{5/2}-f_{7/2}$, слишком малы по сравнению с тем, что можно было бы для них ожидать.

Интервалы между строго одночастичными уровнями такого типа зависят от величины спин-орбитального взаимодействия и в случае сильной спин-орбитальной связи, лежащей в основе модели оболочек, должны быть ¹³ порядка $1000-1500 \text{ кэв}$. В рассмотренных ядрах они не превышают 400 кэв .

В связи с этим, а также с рядом других трудностей, в некоторых работах предпринимаются попытки по-другому интерпретировать уровни, между которыми происходит изомерный переход типа $E3$ или $M2$. Прежде

всего следует обратить внимание, что сечение кулоновского возбуждения уровней $5/2^-$ в As^{75} и Br^{81} , $5/2^+$ в Ir^{191} и Au^{197} , уровней $3/2^+$ в Tl^{203} и Tl^{205} значительно больше сечений возбуждения других уровней в тех же ядрах (см. ²²), а также тех сечений, которые можно было бы ожидать, исходя из представлений о чистых одночастичных уровнях. Нет никаких сомнений, что таковы же свойства промежуточных уровней, приведенных на рис. 6 в ядрах As^{77} , $\text{Au}^{193-195}$, $\text{Tl}^{195-201}$. Интересно отметить, что уровни такого же типа (полученные методом кулоновского возбуждения) в ядрах Br^{79} и Ir^{193} расположены несколько выше изомерных состояний ²² и не влияют на их распад. Поэтому мультипольности изомерных переходов и времена жизни изомерных уровней в ядрах Br^{79} , Br^{81} и Ir^{191} . Ir^{193} резко отличаются друг от друга, хотя в каждой паре ядер одинаковое нечетное число протонов (см. рис. 6).

Кроме того, все указанные выше возбужденные уровни имеют спин $I = I_0 + 1$, где I_0 — спин основного состояния. В этих же ядрах методом кулоновского возбуждения легко могут быть получены и более высокие уровни с $I = I_0 + 2$.

Помимо указанных ядер, уровни со спинами $I = I_0 + 1$ и $I = I_0 + 2$ хорошо получаются при кулоновском возбуждении ²² $^{103}_{45}\text{Rh}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$, $^{109}_{47}\text{Ag}$.

Все эти факты могут служить основой предположения, что рассмотренные выше уровни со спинами $I_0 + 1$ и $I_0 + 2$ являются не одночастичными, а коллективными и образуют ротационную полосу, связанную с основным состоянием ²² *). Если это предположение правильно, то ядра, в которых эти уровни наблюдаются, должны быть в большей или меньшей степени деформированы.

На первый взгляд кажется, что это противоречит основным представлениям обобщенной модели оболочек, ибо все перечисленные ядра расположены вне хорошо известных областей деформированных ядер. Кроме этого, соседние с ними четно-четные ядра заведомо не имеют ротационной структуры и являются сферически симметричными. Однако по существу рассматриваемому представлению равновесная форма определяется конкуренцией между поляризующим действием внешних нуклонов, стремящихся деформировать ядра, и парными силами, благоприятствующими сферической равновесной форме. В некоторых областях ядер эти противоположные влияния почти полностью компенсируют друг друга и равновесная форма ядра находится в состоянии неустойчивого равновесия. Естественно, что в этих областях четно-четные ядра, в которых все нуклоны спарены и более существенны парные силы, имеют сферическую равновесную форму, а нечетные ядра, в которых есть нечетный нуклон, либо сферические, но очень легко (при малейшем возбуждении) деформируются, либо деформированы. В обоих случаях в таких нечетных ядрах можно возбудить уровни ротационной полосы. Тем самым получает объяснение предложенная выше интерпретация уровней $I_0 + 1$ и $I_0 + 2$.

Предположение о деформированной равновесной форме ядра ведет не только к появлению ротационных уровней. Для таких ядер схема одночастичных уровней Гешперт-Майер должна быть заменена схемой уровней Нильссона.

В частности, это приводит к тому, что уровни $7/2^+$ в Rh^{103} , Ag^{107} , Ag^{109} и, возможно, в других ядрах этой группы, а также уровень $5/2^+$ в Ge^{73} (см. рис. 5), которые обычно интерпретировались как конфигурационные, могут быть обыкновенными одночастичными уровнями деформированных ядер.

*) Подчеркнем, что в ядрах Pd^{105} и Eu^{151} сечения кулоновского возбуждения уровней с $I = I_0 + 1$ малы ²² и их нельзя интерпретировать как коллективные.

Естественно, что в этом случае на вероятность изомерных переходов будут влиять правила отбора не только по полному угловому моменту (спину) и четности, но и специфические правила отбора по асимптотическим квантовым числам^{14,15} N, n_z, Λ, Σ . В группе ядер с изомерным уровнем $7/2^+$ это может привести к значительному замедлению $E3$ -переходов, которое обычно интерпретируется как следствие j -запрета.

Подводя итоги обсуждению свойств короткоживущих изомерных уровней нечетных ядер, следует, однако, подчеркнуть, что в настоящее время нельзя отдать решающего предпочтения ни одному из рассмотренных выше направлений в объяснении изомерных переходов типа $M2$ и $E3$ вне известных областей сильно деформированных ядер.

Возможно, что ни одно из них в отдельности не даст полного решения проблемы. Многие признаки уже в настоящее время свидетельствуют о необходимости их синтеза, т. е. одновременного рассмотрения коллективных и одночастичных свойств ядерных уровней.

2. ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

а) **Общие характеристики.** Нечетно-нечетные ядра отличаются от нечетных наличием добавочного неспаренного нуклона. Благодаря этому полные угловые моменты ядерных состояний определяются угловыми моментами нечетных протона j_p и нейтрона j_n . Кроме того, они зависят от взаимной ориентации j_p и j_n . Все это приводит к значительному усложнению схемы уровней нечетно-нечетных ядер, ибо каждой конфигурации (j_p, j_n) может соответствовать набор уровней (так называемый мультиплет) со спинами $|j_p - j_n|, |j_p - j_n + 1|, \dots, |j_p + j_n|$ и одинаковой четностью¹³.

Нетрудно видеть, что в нечетно-нечетных ядрах чаще, чем в нечетных ядрах, будут встречаться уровни с большими и малыми значениями спинов, соответствующие сложению или вычитанию j_p и j_n , и, следовательно, велика вероятность того, что близко от основного состояния окажется один или несколько уровней с сильно отличающимися спинами.

Поэтому, исходя из самых общих соображений, следует ожидать, что долгоживущие изомерные состояния в нечетно-нечетных ядрах будут встречаться гораздо чаще, чем в ядрах другого типа (нечетных и четно-четных), и для них не существует таких закономерностей, как, например, скопление в «островах изомерии».

Из таблиц изотопов^{23,24}, где приведены данные об известных в настоящее время долгоживущих изомерах нечетно-нечетных ядер, видно, что число таких ядер далеко перевалило за 100.

Попытки применить для анализа этих изомеров представления модели оболочек встречают большие затруднения, ибо почти неизвестен характер взаимодействия непарных нуклонов между собой и поэтому практически неизвестен порядок следования уровней в мультиплете с данными значениями j_p и j_n .

Для нахождения спина I основного состояния мультиплета в сферических ядрах используются полуэмпирические правила Нордгейма¹³. Согласно этим правилам, I определяется следующим образом:

$$I = |j_p - j_n|, \text{ если } j_p = l_p \pm \frac{1}{2}; j_n = l_n \mp \frac{1}{2},$$

$$I \leq |j_p + j_n|, \text{ если } j_p = l_p \pm \frac{1}{2}; j_n = l_n \pm \frac{1}{2},$$

где l_p и l_n — орбитальные моменты количества движения нечетных протона и нейтрона.

Однако второе из этих правил не дает однозначных результатов, ценность первого, хотя оно позволяет однозначно предсказывать спины нечетно-нечетных ядер, значительно снижается из-за существования многочисленных исключений.

Только в редких случаях, когда оболочечная структура ядра наиболее проста*), существующие в настоящее время теоретические методы²⁵ позволяют сколько-нибудь надежно интерпретировать свойства (в том числе и спины) нескольких самых низких возбужденных уровней.

Таким образом, даже если известна конфигурация мультиплета (значения j_p и j_n), во многих случаях трудно объяснить спин не только изомерного, но и основного состояния нечетно-нечетного ядра. В качестве примера, иллюстрирующего эти трудности, можно привести нечетно-нечетные ядра ${}_{19}^{40}\text{K}_{21}^{40}$ и ${}_{19}^{42}\text{K}_{23}^{42}$. Оба они характеризуются одинаковыми значениями $j_p = 3/2+$ и $j_n = 7/2-$, но имеют разные спины: 4— и 2— соответственно^{13,24}.

К трудностям, указанным выше, следует добавить трудность определения вида конфигурации основного состояния (значений j_n и j_p). По-видимому, взаимодействие нечетных протона и нейтрона между собой иногда может изменить порядок заполнения одночастичных уровней, характерный для ядер с нечетным числом нуклонов. Это легко видеть на примере нечетно-нечетных ядер ${}_{49}\text{In}$, для которых известны долгоживущие изомерные состояния.

Спины и четность основных состояний этих ядер следующие^{23,24}:

$${}_{49}\text{In}_{61}^{110} - 2+, {}_{49}\text{In}_{63}^{112} - 1+, {}_{49}\text{In}_{65}^{114} - 1+, {}_{49}\text{In}_{67}^{116} - 1+ \text{ и т. д.}$$

Схема уровней Гешперт-Майер и данные о спинах нечетных изотопов с $Z = 49$ свидетельствуют о том, что $j_p = 9/2 + (g_{9/2})$.

Для сферических ядер с $N = 65; 67$ и > 67 по тем же причинам можно полагать, что

$$j_n = \frac{3}{2} + (d_{3/2}), \quad \frac{1}{2} + (s_{1/2}), \quad \frac{11}{2} - (h_{11/2}).$$

Нетрудно заметить, что любая комбинация этих j_p и j_n не может дать наблюдаемого у In^{114} и In^{116} спина и четности $1+$.

Подобных примеров можно привести достаточно много. Тем более удивительно, что в такой сложной обстановке в поведении изомерных уровней некоторых нечетно-нечетных ядер проявляются закономерности, аналогичные закономерностям в свойствах одночастичных изомерных уровней ядер с нечетными A .

В качестве примера рассмотрим особенности изомерных уровней нечетно-нечетных ядер ${}_{81}\text{Tl}$:

$${}_{81}\text{Tl}_{113}^{194}, {}_{81}\text{Tl}_{115}^{196}, {}_{81}\text{Tl}_{117}^{198}, {}_{81}\text{Tl}_{121}^{202}, {}_{81}\text{Tl}_{123}^{204}.$$

Эти ядра сходны в том отношении, что имеют одинаковые спины и четности в основных и изомерных состояниях^{23, 24, 26}: $2-$ и $7+$.

Такие значения спинов можно объяснить, если предположить, что в основном состоянии $j_p = 1/2 + (s_{1/2})$, а $j_n = 5/2 - (f_{5/2})$. Мультиплет такой конфигурации содержит всего два уровня со спинами $2-$ и $3-$.

Первый из них соответствует основному состоянию, второй должен находиться среди возбужденных уровней и иметь в разных изотопах ${}_{81}\text{Tl}$ приблизительно одинаковую энергию возбуждения. В изотопах Tl^{196} и Tl^{198} уровни с ожидаемыми свойствами действительно обнаружены²⁶ (у Tl^{196} — уровень $3-$, 275 кэв; у Tl^{198} — уровень $3-$, 283 кэв).

*) Например, в ядрах²⁵ типа ${}_{81}\text{Tl}_{123}^{202}$ и ${}_{83}\text{Bi}_{127}^{210}$, где конфигурация внешних нуклонов включает по одному нечетному протону и нейтрону, либо по одной «дырке».

Изомерное состояние $7+$ может образоваться в результате перехода нечетного нейтрона с уровня $f_{5/2}$ на уровень $i_{13/2}$, ибо после такого перехода возникает конфигурация с $j_p = 1/2 + (s_{1/2})$ и $j_n = 13/2 + (i_{13/2})$.

Поэтому интервал между уровнями 81Tl $7+$ и $2-$ в действительности представляет собой не что иное, как интервал между одночастичными уровнями $f_{5/2} - i_{13/2}$. Этот интервал можно сопоставить с интервалом между одночастичными уровнями $f_{5/2} - i_{13/2}$ в нечетных ядрах 80Hg и 82Pb .

На рис. 7, где эти данные сопоставлены, наблюдается совершенно аналогичный ход зависимости величины интервала в нечетно-нечетных ядрах 81Tl и нечетных ядрах 80Hg и 82Pb . Это подтверждает принятую выше интерпретацию уровней нечетно-нечетных изотопов Tl.

По-видимому, дальнейшее накопление экспериментальных данных позволит обнаружить подобные аналогии и в других случаях.

б) Изомерные состояния деформированных нечетно-нечетных ядер. Задачи интерпретации возбужденных уровней нечетно-нечетных ядер несколько упрощаются, если эти ядра деформированы. В таких ядрах интегралом движения является не угловой момент нуклона l , а его проекция на ось симметрии ядра $\Omega = \Lambda \pm \Sigma$, где Λ и $\Sigma = \frac{1}{2}$ — проекции орбитального и спинового моментов нечетного нуклона на ось симметрии ядра^{14, 27}.

В результате на уровне с любым данным значением Ω может находиться только один нечетный нуклон (а не 1, 3, 5, ..., как в сферических ядрах), и полный угловой момент нечетной группы нуклонов совпадает с угловым моментом этого нуклона $\Omega_{p(n)}$ *).

Поэтому значение $\Omega_{p(n)}$ всегда можно найти по схеме одночастичных уровней Нильссона или пользуясь экспериментальными данными о спинах нечетных ядер с тем же нечетным нуклоном.

Другое упрощение состоит в том, что при наличии деформации мультиплет данной конфигурации всегда сводится к дублету, члены которого имеют^{27, 28} спины $I = K = |\Omega_p \pm \Omega_n|$.

Галахер и Мошковский предложили полуэмпирическое правило для определения относительного положения уровней в этом дублете²⁹. Согласно этому правилу уровень с $K = |\Omega_p + \Omega_n|$ находится ниже, если состояния нечетных протона и нейтрона таковы, что знаки проекций спиновых моментов Σ_p и Σ_n одинаковы (спиновые моменты параллельны).

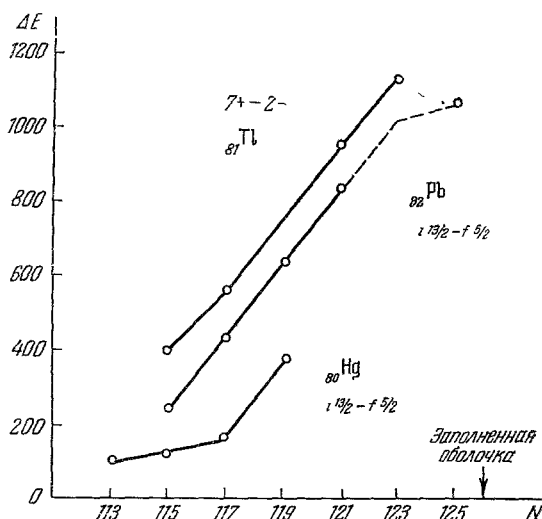


Рис. 7. Зависимость интервалов ΔE (кэВ) между одночастичными уровнями $7+ - 2- (i_{13/2} - f_{5/2})$ в нечетно-нечетных ядрах 81Tl и нечетных ядрах 80Hg и 82Pb от числа нейтронов.

*) Напомним, что в сферических ядрах полный угловой момент нечетной группы нуклонов не всегда совпадает с угловым моментом последнего нечетного нуклона.

В противном случае (когда знаки Σ_p и Σ_n противоположны, т. е. спиновые моменты антипараллельны), основным состоянием дублета оказывается уровень с $K = |\Omega_p - \Omega_n|$.

В настоящее время экспериментальные данные в большинстве случаев подтверждают это правило.

Во всех дублетах

$$\Delta K = |\Omega_p + \Omega_n| - |\Omega_p - \Omega_n| = 2\Omega,$$

где Ω — меньшее из чисел Ω_p или Ω_n .

За исключением конфигураций с $\Omega_{p(n)} = 1/2$ $\Delta K = 3; 5; 7$ и т. д.

Так как в большинстве случаев $K = I$, то спины обоих уровней отличаются не меньше чем на 3 единицы. Поэтому можно ожидать, что если первый возбужденный уровень имеет ту же конфигурацию, что и основное состояние, он должен быть типичным долгоживущим изомерным уровнем. В зависимости от величины ΔI в дублете этот уровень будет распадаться путем β - или α -распада (при $\Delta I > 4$), а при $\Delta I = 3; 4$ — путем излучения γ -квантов и конверсионных электронов, причем мультипольность перехода $M3$ или $E4$.

Изомерные уровни такого типа, по-видимому, наблюдаются в

$${}_{11}\text{Na}^{24}, {}_{13}\text{Al}^{26}, {}_{71}\text{Lu}^{176}, {}_{73}\text{Ta}^{180}, {}_{95}\text{Am}^{242}.$$

В первом ядре $\Delta I = 3$ и наблюдается изомерный переход типа $M3$ ($E_\gamma = 472$ кэв, $T_{1/2} = 0,02$ сек). В остальных ядрах $\Delta I > 3$ и изомерные состояния распадаются практически только путем β -распада.

Особый интерес представляют свойства последних трех изомеров. В них основное или изомерное состояние имеет $K = 0$ — и $I = 1$ — ³¹.

Это означает, что в указанных состояниях отличен от нуля момент вращения ядра R ($I^2 = K^2 + R^2$; если $K = 0$, $I = 1$, то $R = 1$) и ядро вращается как целое вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии. Недавно такое вращение было непосредственно обнаружено ³² в основном состоянии ${}_{95}\text{Am}^{242}$. Поскольку речь идет об основном, или долгоживущем изомерном состоянии, рассматриваемые ядра можно назвать «вечно вращающимися».

Рассмотренная выше особенность уровней с $K = 0$ должна накладывать отпечаток на свойства изомерных переходов в нечетно-нечетных ядрах, так как в этом случае $\Delta I = \Delta K - 1$. В результате мультипольность изомерного перехода понижается на 1 и, следовательно, резко уменьшается время жизни уровня.

Особенно ярко эта особенность должна проявиться в ядрах, у которых основное и изомерное состояния имеют конфигурацию $\Omega_p = 3/2$ и $\Omega_n = 3/2$ ($K_1 = 3$; $K_2 = 0$). В соответствующих изомерных переходах $\Delta K = 3$, но $\Delta I = 2$, и их мультипольность будет типа $E2$ (а не $M3$, как в дублетах с $\Delta K = 3$, но $K \neq 0$ —).

Так как переходы типа $E2$ быстрые**), время жизни рассматриваемых изомерных уровней должно быть очень малым, и их нельзя наблюдать с помощью обычных методов регистрации активностей.

В настоящее время известно много ядер такого типа:

$${}_{63}\text{Eu}^{154}, {}_{65}\text{Tb}^{156}, {}_{65}\text{Tb}^{158}, {}_{65}\text{Tb}^{160}, {}_{77}\text{Ir}^{188}, {}_{77}\text{Ir}^{190} \text{ и т. д. }^{24}.$$

Ни в одном из них не обнаружено долгоживущее изомерное состояние, имеющее ту же внутреннюю структуру (конфигурацию), что и основное

*) Их замедление, обусловленное слабым K -запретом, возникающим в случаях, когда $\Delta K > \Delta I$, практически несущественно

состояние. Как мы видели, это соответствует выводам обобщенной модели оболочек.

Особый интерес в этом отношении представляет сопоставление свойств ядер ${}_{63}\text{Eu}^{152}$ и ${}_{63}\text{Eu}^{154}$. Оба эти ядра в основном состоянии имеют одинаковые спины и четности 3— и, по-видимому, почти одинаковую деформированную равновесную форму. В то же время у Eu^{154} , как отмечалось выше, нет долгоживущего изомерного уровня, а в Eu^{152} хорошо известно изомерное состояние с $T_{1/2}=9,2$ часа^{23,24}. Спин и четность³³ этого состояния 0—.

Такое различие в свойствах соседних ядер Eu^{152} и Eu^{154} связано с тем, что в отличие от Eu^{154} ядро Eu^{152} расположено на самой границе между сферическими и деформированными ядрами. Несколько лет назад было указано, что равновесная форма этого ядра должна находиться в состоянии «неустойчивого равновесия»³⁴. Поэтому можно думать, что уже при небольшом возбуждении меняется равновесная форма ядра и в изомерном состоянии ядро ${}_{63}\text{Eu}^{152}_{89}$ —сферическое³⁴.

Изомерный переход в ${}_{63}\text{Eu}^{152}_{89}$ поэтому связан не только с изменением спина на 3 единицы, но и с существенным изменением равновесной формы. Это должно сильно замедлять изомерный переход. Несмотря на тщательные поиски, такой переход типа $M3$ с энергией 50 *кэв* до сих пор не обнаружен. По сравнению с обычными одночастичными протонными переходами он замедлен более чем в $5 \cdot 10^6$ раз³⁵, что полностью соответствует нашим ожиданиям.

Помимо изомерных уровней, имеющих ту же конфигурацию, что и основное состояние, в нечетно-нечетных ядрах часто встречаются изомерные уровни, связанные с изменением состояния одного или обоих нечетных нуклонов. Четность таких уровней может отличаться от четности основного состояния. Поэтому на мультипольность изомерных переходов с таких уровней не накладывается никаких ограничений. Они могут быть типа $E3$, $M3$, $E4$, $M4$ и т. д.

Изомерные уровни такого типа наблюдаются в ${}_{65}\text{Tb}^{156}$, ${}_{65}\text{Tb}^{158}$, ${}_{67}\text{Ho}^{160}$, ${}_{73}\text{Ta}^{182}$, ${}_{75}\text{Re}^{188}$, ${}_{93}\text{Nb}^{240}$, ${}_{99}\text{Es}^{254}$ и т. д.^{23,24}. Однако имеющиеся экспериментальные данные недостаточны для их более детального анализа.

3. КОНФИГУРАЦИОННЫЕ ИЗОМЕРНЫЕ УРОВНИ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ВОЗБУЖДЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

а) В е д е н и е. Как известно, возбужденные энергетические уровни электронов в атомах могут быть обусловлены не только переходами электронов из одной оболочки в другую, но и разными способами размещения заданного числа электронов в незаполненных оболочках. Таковы, например, уровни 1D_2 , ${}^3P_{1,2,0}$ и 1S_0 , образующиеся при наличии в наружной оболочке двух p -электронов. Разность энергий таких уровней внутриоболочечного взаимодействия относительно невелика ($\sim \varepsilon$) и примерно на порядок меньше разности энергий электронов в различных оболочках.

Естественно, что и у ядер, к которым применима оболочечная модель, могут наблюдаться не только уровни межоболочечных переходов, но и уровни внутриоболочечного взаимодействия нуклонов — конфигурационные уровни, уже упоминавшиеся в первых разделах нашего обзора. Возможные значения полного момента конфигурационных уровней при наличии разного числа (k) нуклонов в оболочках с $j=3/2—11/2$ перечислены в таблице, заимствованной (с некоторыми исправлениями) из книги М. Гепперт-Майер и И. Йенсена¹³.

При наличии в оболочке лишь двух или трех нуклонов (или дырок) однонуклонные (дырочные) перемещения могут привести к реализации любого из перечисленных в таблице конфигурационных уровней. Если же в оболочке содержится $k \geq 4$ нуклонов (дырок), то однонуклонные переходы могут возбудить лишь те уровни, которые реализуются при двух

Возможные значения полных моментов для конфигурационных уровней $(j)^k$

$j=3/2$ $k=1$ 2	$3/2$ $0, 2$
$j=5/2$ $k=1$ 2 3	$5/2$ $0, 2, 4$ $3/2, 5/2, 9/2$
$j=7/2$ $k=1$ 2 3 4	$7/2$ $0, 2, 4, 6$ $3/2, 5/2, 7/2, 9/2, 11/2, 15/2$ $0, 2, 2, 4, 4, 5, 6, 8$
$j=9/2$ $k=1$ 2 3 4 5	$9/2$ $0, 2, 4, 6, 8$ $3/2, 5/2, 7/2, 9/2, 9/2, 11/2, 13/2, 15/2, 17/2, 21/2$ $0, 0, 2, 2, 3, 4, 4, 4, 5, 6, 6, 6, 7, 8, 8, 9, 10, 12$ $1/2, 3/2, 5/2, 5/2, 7/2, 7/2, 9/2, 9/2, 9/2, 11/2, 11/2, 13/2, 13/2, 15/2, 15/2, 17/2, 17/2, 19/2, 21/2, 25/2$
$j=11/2$ $k=1$ 2 3 4 5 6	$11/2$ $0, 2, 4, 6, 8, 10$ $3/2, 5/2, 7/2, 9/2, 9/2, 11/2, 11/2, 13/2, 15/2, 15/2, 17/2, 19/2, 21/2, 23/2, 27/2$ $0, 0, 2, 2, 2, 3, 4, 4, 4, 4, 5, 5, 6, 6, 6, 6, 7, 7, 8, 8, 8, 8, 9, 9, 10, 10, 10, 10, 11, 12, 12, 13, 14, 16$ $1/2, 3/2, 3/2, 5/2, 5/2, 5/2, 7/2, 7/2, 7/2, 7/2, 9/2, 9/2, 9/2, 9/2, 11/2, 11/2, 11/2, 11/2, 11/2, 13/2, 13/2, 13/2, 13/2, 15/2, 15/2, 15/2, 15/2, 17/2, 17/2, 17/2, 17/2, 19/2, 19/2, 19/2, 19/2, 21/2, 21/2, 21/2, 23/2, 23/2, 23/2, 25/2, 25/2, 27/2, 27/2, 29/2, 31/2, 35/2$ $0, 0, 0, 2, 2, 2, 2, 3, 3, 3, 3, 4, 4, 4, 4, 4, 4, 5, 5, 5, 6, 6, 6, 6, 6, 6, 6, 7, 7, 7, 7, 8, 8, 8, 8, 8, 8, 9, 9, 9, 9, 10, 10, 10, 10, 10, 11, 11, 12, 12, 12, 12, 13, 13, 14, 14, 15, 16, 18$

(для четных k) или трех (для нечетных k) нуклонов в данной оболочке. Но и из этих уровней не все могут реализоваться в однонуклонных переходах — часть из них возникает в результате смеси однонуклонных и двух- или многонуклонных переходов. Так, например, однонуклонные переходы из основного состояния ($J=0$) четырех нуклонов в оболочке с $j=9/2$ не могут дать конфигурационных уровней с моментами 9, 10 и 12.

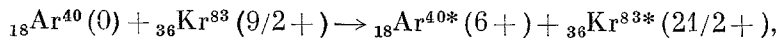
Разность энергий возбуждения различных конфигурационных уровней, перечисленных в таблице, исчисляется, по-видимому, десятками и сотнями *кэв*, причем в основном эти уровни почти эквидистантны. Однако энергия возбуждения первого из них ввиду необходимости распаривания

нуклонов может быть заметно выше ($\sim M\varepsilon$). Поэтому вся «тонкая» структура конфигурационных уровней отнюдь не обязательно должна располагаться ниже всех уровней межоболочечных переходов, как это имеет место для вращательных уровней. Возможно, что уровень межоболочечного перехода окажется ниже группы конфигурационных уровней (если энергия этого перехода меньше энергии распаривания) или попадет в пределы этой группы. Это не изменит, однако, общей картины переходов между конфигурационными уровнями. Такие переходы должны осуществляться с испусканием $E2$ - или $M1$ -излучения или конверсионных электронов. При разности энергий уровней в 20—100 кэв время $E2$ -переходов, рассчитанное (без учета конверсии) для однопротонных переходов ^{12,36}, составляет $\tau = (6 \cdot 10^{-4} - 2) A^{-1/3}$ сек. Учет роли электронной конверсии может уменьшить верхнее предельное значение τ на два-три порядка. Очевидно, однако, что и при учете конверсии оказывается вполне реальной возможность обнаружения изомерных $E2$ -переходов между конфигурационными уровнями. Как явствует из таблицы, такие переходы (которые, кстати, в значительной части должны попасть в «миллисекундную» область $T_{1/2} = 10^{-5} \div 1$ сек) являются наиболее вероятными в оболочках с числом нуклонов (или дырок), равным 2.

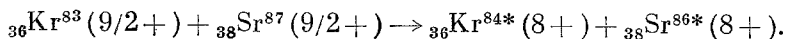
б) Сечения возбуждения конфигурационных уровней многозарядными ионами. Обладая подчас весьма сильно отличающимися от основных состояний моментами, конфигурационные уровни внутриоболочечного взаимодействия в то же время характеризуются относительно малыми энергиями возбуждения.

Это обстоятельство определяет специфику их возбуждения: наиболее характерные внутриоболочечные уровни (с большими моментами) не могут быть получены ни при бомбардировке ядер элементарными частицами, ни в результате β -распада или γ -излучения с уровней другого типа.

Так, даже для сравнительно малого изменения момента $\Delta J = 4$ (например, для образования $O^{18*}(4+)$ при неупругом рассеянии нейтронов) надо бомбардировать ядра O_{18} нейтронами с энергией порядка десятков $M\varepsilon$ (что отвечает условию $R_{O_{18}} \sim 4\lambda_n$). Ясно, что при такой энергии будут преобладать всевозможные ядерные реакции и возбуждение внутриоболочечных уровней окажется крайне маловероятным. Поэтому наиболее эффективным способом возбуждения конфигурационных уровней с большими моментами должно, по-видимому, явиться, как было отмечено в работе ³⁷, взаимодействие сложных ядер, т. е. бомбардировка ядер многозарядными ионами с достаточно большими значениями моментов наружных нейтронных оболочек *). В качестве примеров можно назвать ионы ${}_8O^{18}$ (нейтроны $d_{5/2}^2$), Ne^{20} ($d_{5/2}^2$), ${}_{18}Ar^{40}$ ($f_{7/2}^2$), ${}_{36}Kr^{88}$ ($g_{7/2}^2$), ${}_{36}Kr^{84}$ ($g_{9/2}^2$). Возбуждение конфигурационных уровней может возникать как при неупругом рассеянии, например,



так иногда и в процессах передачи нейтрона типа



*) Не исключено также образование ядер с возбужденными уровнями внутриоболочечного взаимодействия нуклонов среди осколков деления.

Процессы передачи нейтрона, правда, без специального анализа возможности возбуждения конфигурационных и иных уровней, достаточно подробно анализировались теоретически в ряде работ (см., например, ^{33,39}). Теория же возбуждения конфигурационных уровней при неупругом рассеянии сложных ядер дана в работах ^{37,40}.

В работе ³⁷ одним из нас было рассмотрено в квазиклассическом приближении такое взаимодействие сложных ядер 1 и 2, при котором происходит реальный обмен двумя нейтронами: один нейтрон переходит из ядра 1 в ядро 2, а второй — наоборот. Сечение такого нейтронообменного взаимодействия оказывается пропорциональным экспоненциальному множителю

$$W = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_0} (V\sqrt{2mI_1} + V\sqrt{2mI_2}) \right\}, \quad (1)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды ядер, I_1 и I_2 — энергия связи нейтрона в ядрах 1 и 2, m — масса нейтрона и E_0 — энергия относительного движения ядер. Расчеты экспоненты обмена нейтронами были выполнены совершенно аналогично расчетам Е. М. Лифшица ³⁸ для процесса передачи нейтрона от одного сложного ядра к другому. Предэкспоненциальный множитель оценивался из сравнения формулы Лифшица с экспериментальными данными о передаче нейтронов ядрами N^{14} . В результате был получен вид энергетической зависимости сечений процессов прямого нейтронообменного взаимодействия и получены оценки величин этих сечений вблизи граничной барьерной энергии сталкивающихся ядер $10^{-30} - 10^{-29}$ см². Недавно появились статьи ^{41,42}, в которых сообщается о наблюдении «обменного переноса» нейтрона и других частиц, например ($p \rightleftharpoons n$), сечение которого у вершины кулоновского барьера составляет в согласии с оценками ³⁷ $2 \cdot 10^{-30}$ см². Таким образом, опытные данные, полученные при изучении реакций тяжелых ионов, подтверждают реальность аналогичного подхода к вероятности наблюдения многих новых конфигурационных изомерных уровней. В работе ⁴⁰ теория возбуждения таких уровней была дополнительно обобщена на случай, когда этот процесс не связан с реальным обменом двумя нейтронами. Формулу (1) можно переписать в виде

$$W = \exp \{ -2R(\kappa_1 + \kappa_2) \}, \quad (2)$$

где $R = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_0}$ — минимальное расстояние между центрами сталкивающихся ядер, допустимое при их кулоновском рассеянии в классическом случае, а $\kappa_i = (2mI_i/\hbar^2)^{1/2}$ — обратная длина релаксации волновой функции вне ядра для нейтрона с энергией связи I_i . Аналогичный вид должно иметь выражение для вероятности возбуждения однонуклонных нейтронных уровней не только в случае реального обмена нейтронами, но также и при учете возможных виртуальных процессов, с той только разницей, что вместо I_1 и I_2 в (2) войдут I и I^* — соответственно энергия связи нейтрона в основном и возбужденном состояниях ядра. Действительно, тогда (2) можно интерпретировать как экспоненциальный фактор квадрата модуля матричного элемента перехода нейтрона из состояния с энергией I в состояние с энергией I^* за счет возмущения, локализованного на расстоянии R от ядра.

При расчете сечений возбуждения нейтронных уровней по такому механизму в работе ⁴⁰ учитывались также и некоторые обстоятельства, не рассматривавшиеся в приближенных расчетах ³⁷, а именно, конечность размеров ядер и неадиабатичность исследуемого процесса (необходимость передачи части энергии сталкивающихся ядер на возбуждение уровней). Эти два обстоятельства действуют в противоположные стороны, однако

не могут полностью компенсировать друг друга, ибо поправочный предэкспоненциальный множитель, связанный с конечностью размеров ядра, не зависит от энергии, тогда как эффект неадиабатичности дает множитель, экспоненциально затухающий при малых энергиях сталкивающихся ядер (что и обуславливает преобладание возбуждения уровней с малой энергией, например конфигурационных). Выполненные в квазиклассическом приближении (т. е. для классической кулоновской траектории сталкивающихся ядер) расчеты⁴⁰ дали следующее выражение для сечения возбуждения нейтральных уровней:

$$\sigma_{\text{возб}} = \sigma_{\text{возб}}^0 \exp \left\{ -2(R - \varrho)(\kappa + \kappa^*) - 2R \frac{\omega}{v_0} \arctg \frac{\omega}{v_0(\kappa + \kappa^*)} \right\}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\text{возб}}^0$ — довольно слабо меняющаяся с энергией величина, близкая (по порядку) к геометрическому сечению, ϱ — сумма радиусов сталкивающихся ядер, $\omega = \frac{I - I^*}{\hbar}$ — частота перехода, v_0 — относительная скорость движения сталкивающихся ядер на бесконечности.

С другой стороны, можно показать, что сечение передачи нейтрона от одного ядра (с энергией связи нейтрона I_α) к другому (с энергией связи нейтрона в конечном ядре I_β) при $I_\beta < I_\alpha$ записывается в виде

$$\sigma_{\text{перен}} = \sigma_{\text{перен}}^0 \exp \left\{ -2(R - \varrho)\kappa_\beta - 2R \frac{\omega'}{v_0} \arctg \frac{\omega'}{v_0\kappa_\beta} \right\}, \quad (4)$$

где $\kappa_\beta = \sqrt{2mI_\beta}$, $\omega' = \frac{I_\alpha - I_\beta}{\hbar}$, а $\sigma_{\text{перен}}^0$ по порядку величины равно $\sigma_{\text{возб}}^0$ для конечного ядра. Поэтому сечение возбуждения ядра с числом нейтронов N и числом протонов Z

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{возб}}(N, Z) \approx \sigma_{\text{перен}}(N - 1, Z) \exp \left\{ -2(R - \varrho)\kappa(N, Z) - \right. \\ \left. - 2R \frac{I(N, Z) - I^*(N, Z)}{\hbar v_0} \arctg \frac{I(N, Z) - I^*(N, Z)}{\hbar v_0[\kappa(N, Z) + \kappa^*(N, Z)]} + \right. \\ \left. + 2R \frac{I(N - 1, Z) - I(N, Z)}{\hbar v_0} \arctg \frac{I(N - 1, Z) - I(N, Z)}{\hbar v_0[\kappa(N - 1, Z) + \kappa(N, Z)]} \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где $\sigma_{\text{возб}}$ и $\sigma_{\text{перен}}$ следует брать при одинаковых скоростях относительного движения. Численные величины сечений возбуждения оказываются близкими к полученным в работе³⁷ для прямого нейтронообменного взаимодействия.

Наблюдение неупругого рассеяния по последующему γ -излучению миллисекундной длительности, конечно, труднее, чем уже осуществленное наблюдение обменного $p \rightleftharpoons n$ -переноса, приводящего к образованию относительно долгоживущих активных продуктов. Но работы с использованием тяжелых ионов проводятся все более широким фронтом, и не подлежит сомнению, что их дальнейшее развитие позволит в ближайшие годы установить существование и свойства многих новых конфигурационных изомерных уровней.

Примечание при корректуре. В кандидатской диссертации А. М. Морозова (Институт химической физики АН СССР—Московский инженерно-физический институт, 1961 г.) приведен полный список элементов, подвергавшихся бомбардировке протонами с энергией 19,2 Мэв (в чистом виде или в соединениях) в поисках «миллисекундных» изомеров в разных работах, выполненных при участии диссертанта (см. список литературы). В соответствии с этим перечнем, кроме перечисленных на рис. 1, а бомбардировке протонами подвергалось еще 38 элементов—с атомными номерами $Z=3, 5, 9, 11, 14, 15, 16, 17, 19, 23, 24, 25, 26, 27, 35, 37, 44, 45, 46, 51, 52, 53, 55, 56, 58, 59, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 70, 71, 72, 75, 79, 90$.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Ямпольский, О. И. Лейпунский, М. Я. Ген, А. М. Тихомиров, Изв. АН СССР, сер. физ. **19**, 388 (1955).
2. В. Л. Глаголев, О. М. Коврижных, Ю. В. Макаров, П. А. Ямпольский, ЖЭТФ **36**, 1046 (1959).
3. О. И. Лейпунский, В. В. Миллер, А. М. Морозов, П. А. Ямпольский, ДАН СССР **109**, 935 (1956).
4. О. И. Лейпунский, А. М. Морозов, Ю. В. Макаров, П. А. Ямпольский, ЖЭТФ **32**, 393 (1957).
5. А. М. Морозов, П. А. Ямпольский, ЖЭТФ **36**, 950 (1959).
6. S. Vegors, P. Axel, Phys. Rev. **101**, 1067 (1956).
7. S. Vegors, R. Duffield, Bull. Amer. Phys. Soc. **1**, 206 (1956).
8. R. Duffield, S. Vegors, Phys. Rev. **112**, 1958 (1958).
9. S. Softky, Phys. Rev. **98**, 736 (1955).
10. E. Campbell, P. Fetteis, Nucl. Phys. **13**, 92 (1959).
11. A. Goodman, A. Schardt, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 56 (1959).
12. С. А. Мошковский, в книге: Бета-и гамма-спектроскопия, ред. К. Зигбан, М., ИЛ, 1959.
13. М. Гелперт-Майер, И. Иенсен, Элементарная теория ядерных оболочек, М., ИЛ, 1958.
14. S. Nilsson, Kgl. Danske Mat.-Fys. Medd. **29**, № 16 (1955).
15. B. Mottelson, S. Nilsson, Kgl. Danske Mat.-Fys. Skrifter **1**, № 8 (1959).
16. Л. К. Пекер, Изв. АН СССР, сер. физ. **20**, 956 (1956).
17. Б. С. Дзержев, Л. К. Пекер, Возбужденные состояния деформированных ядер, М., изд. ОИЯИ, Дубна, 1959.
18. M. Goldhaber, A. Sunyar, Phys. Rev. **88**, 906 (1951).
19. R. Hill, Phys. Rev. **88**, 1428 (1952).
20. Г. Драбкин, Диссертация, ФТИ, Ленинград (1958).
21. В. И. Гольданский, В. С. Евсеев, Изв. АН СССР, сер. физ. **20**, 967 (1956).
22. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, Revs. Mod. Phys. **28**, 432 (1956).
23. D. Strominger, J. Hollander, G. Seaborg, Revs. Mod. Phys. **30**, 585 (1958).
24. Б. С. Дзержев, Л. К. Пекер, Схема распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.
25. Л. А. Слив, Ю. И. Харитонов, ЖЭТФ **37**, 1151 (1959).
26. B. Jung, G. Andersson, Nucl. Phys. **15**, 108 (1960).
27. A. Bohr, B. Mottelson, Kgl. Danske Mat.-Fys. Medd. **27**, № 16 (1958).
28. Л. К. Пекер, Изв. АН СССР, сер. физ. **21**, 1029 (1957).
29. C. Gallagher, S. Moszkowski, Phys. Rev. **111**, 1282 (1958).
30. A. Bohr, Kgl. Danske Mat. Fys. Medd. **26**, № 14 (1952).
31. Л. К. Пекер, Тезисы 10-го совещания по ядерной спектроскопии, М., изд. АН СССР, январь 1960.
32. J. Winocur, R. Marrus, W. Nierenberg, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 451 (1959); F. Asaro, I. Perlman, J. Rasmussen, S. Thompson, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 461 (1959).
33. L. Grodzins, A. Sunyar, Phys. Rev. Lett. **2**, 307 (1959).
34. Л. К. Пекер, ЖЭТФ **33**, 62 (1957).
35. D. Alburger, S. Ofer, M. Goldhaber, Phys. Rev. **112**, 1938 (1958).
36. V. Weisskopf, Phys. Rev. **83**, 1073 (1951).
37. В. И. Гольданский, Nucl. Phys. **9**, 551 (1959); ЖЭТФ **36**, 526 (1959).
38. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **9**, 237 (1939).
39. G. Breit, M. Ebel, Phys. Rev. **103**, 679 (1956).
40. В. И. Гольданский и М. В. Казарновский, Nucl. Phys. **13**, 117 (1959).
41. A. Zucker, Phys. Rev. Lett. **4**, 21, 1960.
42. J. Pinajian, Nucl. Phys. **17**, 44 (1960).
43. К. А. Тер-Мартirosyan, ЖЭТФ **22**, 284 (1952).

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

(Не цитированные в обзоре работы 1958—1961 гг. по отдельным изомерам)

1. $^{13}\text{Na}^{24}$, $^{31}\text{Ga}^2$, $^{49}\text{In}^{116}$, $^{67}\text{Ho}^{166}$ —K. Alexander and V. Bredel, Nucl. Phys. **17**, 153 (1960).
2. $^{22}\text{Ti}^{45}$, $^{49}\text{In}^{114}$, $^{58}\text{Ce}^{138}$, $^{74}\text{W}^{180}$ —А. М. Морозов, В. В. Ремаев, П. А. Ямпольский, ЖЭТФ **39**, 973 (1960).

3. $^{70}_{31}\text{Ga}$, $^{71}_{32}\text{Ge}$, $^{75}_{33}\text{As}$ —А. М. Морозов, ЖЭТФ **40**, 401 (1964).
 4. $^{77}_{35}\text{Br}$, $^{81}_{35}\text{Br}$ —A. Goodman, A. Schardt, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 56 (1959).
 5. $^{107}_{46}\text{Pd}$, $^{109}_{46}\text{Pd}$ —U. Schindewolf, Phys. Rev. **109**, 1280 (1958).
 6. $^{147}_{63}\text{Eu}$, $^{149}_{63}\text{Eu}$, $^{151}_{63}\text{Eu}$ —Э. Е. Берлович, В. Н. Кlementьев, Л. В. Краснов, М. К. Никитин и И. Юрси́к, Доклад на 10-м совещании по ядерной спектроскопии, Москва, 1960; Н. М. Антоньева, А. А. Башилов, Б. С. Дзепов, Б. К. Преображенский, Изв. АН СССР, сер. физ. **22**, 135, 895, 906 (1958); В. К. Адамчук, А. А. Башилов, Б. К. Преображенский, Изв. АН СССР, сер. физ. **22**, 919 (1958); И. С. Днепровский, Г. М. Колесов, изд. АН СССР, сер. физ. **22**, № 7 (1958).
 7. $^{165}_{67}\text{Ho}$, J. Kare, R. Scher, E. Weinstock, Bull. Amer. Phys. Soc. **3**, 209 (1958); F. Kranston, J. Starnes, M. Bunker, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 292 (1959).
 8. $^{193}_{78}\text{Pt}$ —M. Wahlgren, W. Meinke, Phys. Rev. **115**, 191 (1959).
 9. $^{205}_{82}\text{Pb}$ —S. Vegors, R. Heath, Phys. Rev. Lett. **3**, 590 (1959); D. Alburger, Phys. Rev. **118**, 1076 (1960); В. Л. Глаголев, А. М. Морозов, П. А. Ямпольский, ЖЭТФ **39**, 162 (1960).
-

