

СИСТЕМАТИКА ИЗМЕНЕНИЙ ЗАРЯДОВОГО РАДИУСА ЯДЕР ПРИ ВОЗБУЖДЕНИЯХ НА МЕССБАУЭРОВСКИЕ УРОВНИ

1. Введение

Параметр изменения среднеквадратичного зарядового радиуса ядер при возбуждениях $\Delta\langle R^2 \rangle$ важен не только для исследований по изомерным сдвигам электронного строения различных соединений /1/, но и для физики ядра /2/. Так, знак и величина $\Delta\langle R^2 \rangle$ могут дать весьма ценные сведения о выполнении протонных и нейтронных оболочек, о степени корисловского смешивания ротационных полос и о перераспределении заряда при адиабатическом и неадиабатическом вращениях сильно деформированных ядер.

Для определения $\Delta\langle R^2 \rangle$ имеются два способа. Первый - непосредственный расчет зарядового радиуса ядра в основном и возбужденном состояниях, второй - измерение изомерного сдвига ядра, входящего в два различных соединения, и вычисление в них плотности электронов в области ядра $\rho(0)$. В настоящее время нет достаточно общей универсальной теории ядра. Расчеты по теории конечных ферми-систем и оболочечной модели приводят к взаимно исключающим результатам. Каждая из моделей лишь в половине случаев указывает правильный знак искомого параметра. Первый путь поэтому необходим лишь в смысле опробования различных ядерных моделей. Второй путь принципиально точнее первого, хотя бы потому, что взаимодействие в данном случае точно известно. Кроме того, при определении $\rho(0)$ можно использовать хорошо разработанные экспериментальные методы исследования твердого тела. Наконец, изомерный сдвиг и плотность электронов в области ядра равны для разных соединений, а ядерный множитель $\Delta\langle R^2 \rangle$ одинаков во всех соединениях. В предыдущих наших работах /1-4/ путем совместного рассмотрения рентгеновских и мессбауэровских спектров получены $\Delta\langle R^2 \rangle$ для большинства мессбауэровских ядер, таблица. На основе этих данных одним из авторов сформулировано правило по определению знака $\Delta\langle R^2 \rangle$ в нечетных сферических и сильно деформированных ядрах /2/. В настоящей работе действие этого правила иллюстрируется конкретными примерами.

II. Сферические ядра

Правило 1. Возрастают числа незаполненных подоболочек ядра при возбуждении соответствует положительный знак $\Delta\langle R^2 \rangle$ уменьшению - отрицательный

Эксперименты по прямым ядерным реакциям, знаки квадрупольных моментов, спины и четности основного и возбужденного состояний сферических ядер позволяют во многих случаях однозначно сопоставить возбуждению ядра определенное перестроение его внешних нуклонов /4/. Под частичным переходом $A \rightarrow B$, также как под ядерным переходом $B \rightarrow A$, мы понимаем переход нуклона из состояния A в состояние B.

Рассмотрим уровни 59 кэВ I^{127} , 28 кэВ I^{129} , 14 кэВ Fe^{57} и 67 кэВ Ni^{61} (рис. 1)

$$\begin{aligned} 53 I_{74}^{127} &: [50] (1g_{7/2})^2 (2d_{5/2})^1 \rightarrow [50] (1g_{7/2})^3, \\ 53 I_{76}^{129} &: [50] (1g_{7/2})^3 \rightarrow [50] (1g_{7/2})^2 (2d_{5/2})^1, \\ 26 Fe_{31}^{57} &: [28] (2p_{3/2})^2 (2p_{1/2})^1 \rightarrow [28] (2p_{3/2})^3, \\ 28 Ni_{33}^{61} &: [28] (2p_{3/2})^3 (1f_{5/2})^2 \rightarrow [28] (2p_{3/2})^4 (1f_{5/2})^1. \end{aligned}$$

При возбуждении число незаполненных подоболочек I^{129} возрастает ($\Delta\langle R^2 \rangle > 0$), в остальных ядрах уменьшается ($\Delta\langle R^2 \rangle < 0$). Возбуждения на рассмотренные уровни подчиняются одновременно и правилу II. (см. ниже). В изотопах I^{127} , I^{129} и Fe^{57} оба правила действуют в одном направлении. В Ni^{61} происходит заполнение подоболочки $2p_{3/2}$ и согласно первого правила $\Delta\langle R^2 \rangle < 0$, а согласно второго $\Delta\langle R^2 \rangle > 0$, т.е. правило 1 оказывается сильнее. Физический смысл первого правила - более диффузная поверхность ядра соответствует большему зарядовому радиусу.

Правило П. В пределах одной оболочки ядра состояние с меньшим спином отвечает больший зарядовый радиус.

В изотопах Ge^{73} и Ru^{99} возбуждения на уровни 6⁺ и 9⁰ кэв осуществляются путем переориентации спинового момента нечетного нейтрона относительно орбитального

$$32\text{Ge}^{73} : [40] (1g_{9/2})^1 \rightarrow [40] (1g_{7/2})^1,$$

$$44\text{Ru}^{99} : [50] (1g_{7/2})^4 (2d_{5/2})^1 \rightarrow [50] (1g_{7/2})^4 (2d_{3/2})^1.$$

$\Delta\langle R^2 \rangle > 0$ в обоих случаях, ибо спин нейтрона при возбуждении уменьшается. Протонному переходу $2d_{5/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ в Sb^{121}

$$51\text{Sb}^{121} : [50] (2d_{5/2})^1 \rightarrow [50] (1g_{7/2})^1$$

отвечает отрицательный знак $\Delta\langle R^2 \rangle$. Дирочный переход $2d_{5/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ в Pr^{141} и Eu^{151}

$$59\text{Pr}^{141} : [50] (1g_{7/2})^8 (2d_{5/2})^1 \rightarrow [50] (1g_{7/2})^7 (2d_{5/2})^2,$$

$$63\text{Eu}^{151} : [50] (1g_{7/2})^8 (2d_{5/2})^5 \rightarrow [50] (1g_{7/2})^7 (2d_{5/2})^6$$

увеличивает радиус ядра. Ядра $^{191}_{77}\text{Ir}$, $^{193}_{77}\text{Ir}$ и $^{197}_{79}\text{Au}$ нельзя по-видимому, классифицировать как сферические, тем не менее знаки $\Delta\langle R^2 \rangle$ при их переходе на первые уровни подчиняются правилу П. для сферических ядер, также как и правилу 1. для сильно деформированных ядер (см. ниже).

Правила для сферических ядер позволяют предсказывать положительный знак $\Delta\langle R^2 \rangle$ мессбауэровских уровней: 93 кэв Zn^{67} , 9,3 кэв Kr^{83} , 161 кэв Sb^{123} и 149 кэв I^{131} .

Ш. Сильно деформированные ядра

Мессбауэровские уровни сильно деформированных ядер хорошо описываются нильсоновскими состояниями, рис. 2-3./6/. Порядок уровней, а следовательно, и характер переходов (частичный или дирочный) могут быть установлены из экспериментов (dp) - и (dt) - ядерной спектроскопии низкого разрешения, рис. 4-5./7/.

Правило 1. Во множестве основных состояний ротационных полос максимальной зарядовой объем приходится на полосу $K = 1/2$.

Первый уровень 36,2 кэв $^{189}_{78}\text{Os}$ проявляется при дирочном переходе нечетного нейтрона (рис. 2, 4)

$$(3/2^-) [512] \rightarrow (1/2^-) [510]$$

тогда как в $^{195}_{78}\text{Pt}$ уровень 99 кэв (рис. 2) заселяется, благодаря частичному переходу

$$(1/2^+) [510] \rightarrow (3/2^-) [512].$$

В обоих случаях имеет место нейтронный переход $(1/2^-) [510] \rightarrow (3/2^-) [512]$ и согласно правилу оба уровня обнаруживают отрицательное $\Delta\langle R^2 \rangle$. Протонные переходы на уровни 82 кэв $^{191}_{77}\text{Ir}$, 73 кэв $^{193}_{77}\text{Ir}$ и 77 кэв $^{197}_{79}\text{Au}$ (рис. 3)

$$(3/2^+) [402] \rightarrow (1/2^+) [651]$$

вызывают увеличение пространства, занимаемого зарядом ядра. Знаки $\Delta\langle R^2 \rangle$ первых уровней слабо деформированных ядер $^{119}_{50}\text{Sn}$, $^{125}_{52}\text{Te}$ и $^{129}_{54}\text{Xe}$ согласуются с правилом, если возбуждения происходят через дирочный переход нечетного нейтрона.

Правило П. В отсутствии сильного смешивания для ротационных переходов в полосе $K = 1/2$ имеет место равенства

$$\text{Sign} a = \text{Sign} (\Delta\langle R^2 \rangle)_1 \quad (1)$$

и

$$\text{Sign} a = -\text{Sign} (\Delta\langle R^2 \rangle)_2, \quad (2)$$

где a - параметр развязывания, индексы при $(\Delta\langle R^2 \rangle)$ нумеруют уровни полос $K = 1/2$.

Под сильным смешиванием понимается случай, когда в волновой функции уровня не преобладает какое-либо чистое состояние. Например, в Gd^{155} уровни 86,5 кэв и 105 кэв с сильными, а уровень 105 кэв со слабым взаимодействием полос, рис. 6, /9/. Последнее справедливо только для базиса из состояний с $\Delta N = 0$. Наиболее интенсивно перемешиваются состояния одинаковой четности, спина и близких энергий.

Полоса $1/2^+ [411]$ в Tm^{169} с $a = -0,78$ и $(\Delta \langle R^2 \rangle)_1 = 0$, подтверждает положение (1), а знаки $(\Delta \langle R^2 \rangle)_1$, $(\Delta \langle R^2 \rangle)_2$ и $a = +0,2$ полосы $1/2^- [510]$ в ^{183}W удовлетворяют положениям (1) и (2). В Yb^{171} , где $a = +0,85$, экспериментально выполняется лишь соотношение (1) и не выполняется соотношение (2) таблица. Последний случай - предусмотренное правилом исключение - имеется корриктно смешивание второго уровня полосы $1/2^- [521]$ с основным состоянием полосы $5/2^- [512]$, по энергии близко расположенном, рис. 7.

В соответствии с правилом П. следует ожидать, например, $(\Delta \langle R^2 \rangle)_2 > 0$ в Tm^{169} , а в Pu^{239} , где $a = -0,46$, $(\Delta \langle R^2 \rangle)_1 < 0$ и $(\Delta \langle R^2 \rangle)_2 > 0$.

Правило П. При переходе ядра с основного состояния полосы на его ротационные уровни возможны различные случаи. Неадиабатическому переходу в отсутствие полосы $K = 1/2$, как в адиабатическому переходу, отвечает $\Delta \langle R^2 \rangle > 0$. Неадиабатический переход, если в нем принимает участие полоса $K = 1/2$ с заметным параметром развязывания a , подчиняется правилу П.

По мере увеличения спина состояния 1 возрастает смешивание полос /11-12/. На этом основано утверждение правила о том, что неадиабатическому переходу в отсутствие полосы $K = 1/2$ отвечает $\Delta \langle R^2 \rangle > 0$.

Полоса $K = 1/2$ с большим параметром a оказывает определяющее влияние на знак и величину $\Delta \langle R^2 \rangle$ в возбужденных, где она "замешана". Наглядный пример - уровни 86,5 кэв и 105 кэв, представляющие собой наложение состояний $1/2^+ [660]$ ($a = +6,11$), $3/2^+ [651]$ $5/2^+ [642]$ и состояний $1/2^+ [400]$ и $3/2^+ [402]$, рис. 6. Действуют правила П и IV (см. ниже). Частичный переход на уровень 86,5 кэв согласуется с соотношением (2) правила П, но противоречит правилу IV. Дирочное возбуждение уровня 105 кэв удовлетворяет обоим правилам, но учитывая малость квадрата амплитуды $1/2^+ [660]$ в данном состоянии (рис. 6) можно заключить, что знак $\Delta \langle R^2 \rangle$ обязан действовать в основном правилу IV.

В рамках сформулированных правил знаки $\Delta \langle R^2 \rangle$ неадиабатических ротационных переходов 139 кэв $^{77}Ir^{193}$ и 69,6 кэв $^{76}Os^{189}$ можно объяснить, предположив положительный знак параметра a невозмущенных полос $1/2^+ [651]$ и $1/2^- [510]$, несомненно в этих переходах принимающих участие /13/. Подобная ситуация наблюдается и при возбуждении первого ротационного уровня полосы $5/2^+ [413]$ в $^{63}Eu^{153}$, где необходимо предположить наличие полосы $1/2^+$ с большим отрицательным параметром a . Таким состоянием вполне может быть состояние $1/2^+ [411]$, экспериментально еще не обнаруженное, рис. 5. При этом согласно правилу П зарядовый объем ядра в наблюдаемых состояниях со спинами $1/2^+$ и $5/2^+$ раздут и сжат в состояниях со спинами $3/2^+$ и $7/2^+$. В таком случае отрицательные знаки $\Delta \langle R^2 \rangle$ всех трех возбуждений в $^{63}Eu^{153}$ находят естественное объяснение.

Правило П для возбуждения 118 кэв в Gd^{155} (рис. 6) предсказывает по знаку такое же, по величине в 2 + 2,5 раза большее $\Delta \langle R^2 \rangle$ чем при возбуждении уровня 86,5 кэв этого же изотопа.

В ядерных переходах, подчиняющихся следующим правилам, примесь полос $K = 1/2$ с заметным a предполагается незначительной или отсутствующей вовсе.

Правило IV. Если среди уровней ядра имеется несколько полос с сильным смешиванием, то все состояния этих полос (за исключением основного состояния полосы с минимальным K) обладают большим размером заряда, чем основные состояния несмешанных полос.

На рисунку 4 легко заметить, что полосы $1/2^+ [400]$, $3/2^+ [402]$ $1/2^+ [660]$, $3/2^+ [651]$ и $5/2^+ [642]$ сильно смешаны в Gd^{155} и не смешаны в Gd^{157} и Dy^{161} , а полосы отрицательной четности $3/2^- [521]$ и $5/2^- [523]$ заметно перемешаны в Gd^{159} , Er^{161} , Dy^{159} , Dy^{161} и Er^{163} . Другие уровни по энергии отстоят далеко от лежащих уровней нечетных ядер с $N = 91 + 97$.

Дырочный переход 105 кэв $3/2^- \rightarrow 5/2^+$ в Gd^{155} резко уменьшает, а частичный переход $5/2^+ \rightarrow 5/2^-$ в Dy^{161} увеличивает смешивание полос. В согласии с правилом II $\Delta\langle R^2 \rangle > 0$ в первом случае и $\Delta\langle R^2 \rangle > 0$ - во втором. Частичный переход 103 кэв $5/2^+ [413] \rightarrow 3/2^+ [411]$ в Eu^{153} (рис. 5) изменяет $\langle R^2 \rangle$ согласно правила IV, если среди смешанных полос положительной четности отсутствуют полосы с $K = 1/2$. При таком смешивании $3/2^+ [411]$ представляло бы собой полосу с минимальным K и ее основное состояние было бы четным. Однако полоса $K = 1/2$, по-видимому, все-таки "замешана" и указанный переход подчиняется, по-видимому, правилам II и III. Это тем более вероятно, что смешивание полос $5/2^+ [413]$ и $3/2^+ [411]$ (без учета полосы $K = 1/2$) в состоянии I = 5/2 мало /12/ едва ли это вызывает такое большое изменение $\langle R^2 \rangle$, таблица. Может возникнуть вопрос, почему в Gd^{155}_{91} , где имеется примесь полосы $K = 1/2$ с большим $\Delta\langle R^2 \rangle$ примерно на порядок меньше чем $\Delta\langle R^2 \rangle$ в Eu^{153}_{90} . Дело в том, что в последнем случае переход испытывает нечетный протон, в первом - нейтрон, а перераспределение нейтронной оболочки лишь косвенно влияет на распределение заряда через изменение амплитуды протон-нейтронного взаимодействия.

Правило У. При переходе с изменением четности между основными состояниями полос, не подверженных сильному смешиванию, уровень происходящий из более высокого расположенной оболочки, имеет больший зарядовый радиус.

Возбуждения 64 кэв Gd^{157}_{93} и 75 кэв Dy^{161}_{95} вызваны нейтронными переходами $3/2^- [521] \rightarrow 3/2^+ [642]$, т.е. частичным переходом из оболочки $N = 5$ в оболочку $N = 6$. В обоих случаях $\Delta\langle R^2 \rangle > 0$. Как уже отмечалось, в Gd^{157}_{93} нижележащие уровни представлены относительно чистыми, а в Dy^{161}_{95} смешаны полосы $3/2^- [521]$ и $5/2^- [523]$. Однако основное состояние полос $3/2^- [521]$ чистое как основное состояние полосы с минимальным K .

Переход протона из оболочки $N = 6$ в оболочку $N = 5$ в процессе возбуждения уровней 59,6 кэв Np^{231}_{144} и 83,9 кэв Am^{243}_{148} отвечает $\Delta\langle R^2 \rangle < 0$. В Np^{231}_{144} переход частичный, в Am^{243}_{148} - дырочный, рис. 3.

Таким образом, в отсутствии сильного смешивания уровни, несмотря на деформацию "помнят" свое родство. Кстати, условие отсутствия сильного смешивания в правилах II и У - достаточные условия. Поэтому при их нарушении правила иногда могут быть справедливы. Так, правило II работает в Gd^{155} и не работает в Yb^{171} .

1У. физическое содержание правил

Все правила, за исключением правила II для сферических ядер и правила У для сильно деформированных ядер, можно свести к единому принципу: $\Delta\langle R^2 \rangle > 0$, если число сферических состояний в волновой функции возбужденного состояния ядра больше, чем в волновой функции основного состояния. В противном случае $\Delta\langle R^2 \rangle < 0$.

В сферических ядрах мы имеем дело с нуклонами, распределенными по недозаполненным подоболочкам вне магического остова. В случае деформированных ядер имеем нечетный нуклон, волновая функция которого представляет собой наложение состояний сферического ядра. Так, полоса $K = 1/2$ состоит из максимального числа сферических состояний, так как именно в этом случае корриолисово смешивание полос наиболее эффективно. Соответственно переходы ядра в основное состояние полосы $K = 1/2$ увеличивают $\langle R^2 \rangle$. Возбуждения на ротационные уровни этой полосы сопровождается изменением знака интерференционных членов волновой функции, физическая причина появления которых вызвана смешиванием состояний с положительной и отрицательной проекцией углового момента на ось симметрии (K и $-K$, $K \neq 0$). Если на одном уровне интерференция увеличивает число состояний, то на последующем эти состояния взаимно "гасят" друг друга.

Идентичность правила IV вышеприведенному принципу очевидна.

Правило II для сферических ядер и правило У для деформированных ядер отражают непосредственно пространственные размеры ядерных подоболочек и оболочек соответственно.

Сводка данных по $\Delta\langle R^2 \rangle$ мессбауэровских ядер, полученных на основе сопоставления изомерных сдвигов и сдвигов рентгеновских K_{α} -линий в различных соединениях

Изотоп	E_{γ} (кэВ)	$\Delta\langle R^2 \rangle$ (10^{-3} ф.м.^2)	Изотоп	E_{γ} (кэВ)	$\Delta\langle R^2 \rangle$ (10^{-3} ф.м.^2)
$^{26}\text{Fe}^{57}$	14,4	-28	$^{62}\text{Sm}^{149}$	22,5	+1,0
$^{28}\text{Ni}^{61}$	67,4	-8	$^{62}\text{Sm}^{152}$	122	+9,8
$^{30}\text{Zn}^{67}$	93,3	(+)	$^{62}\text{Sm}^{154}$	82	+0,7
$^{32}\text{Ge}^{73}$	67	+70	$^{63}\text{Eu}^{151}$	21,6	+14
$^{36}\text{Kr}^{83}$	9,3	(+)	$^{63}\text{Eu}^{153}$	83,4	-2
$^{44}\text{Ru}^{99}$	80	+80	$^{63}\text{Eu}^{153}$	97,4	-70
$^{44}\text{Ru}^{101}$	127	+124	$^{63}\text{Eu}^{153}$	103	-78
$^{50}\text{Sn}^{119}$	23,8	+11	$^{64}\text{Gd}^{154}$	123	+10
$^{51}\text{Sb}^{121}$	37,2	-56	$^{64}\text{Gd}^{155}$	86,5	-4,2
$^{51}\text{Sb}^{123}$	161	(+)	$^{64}\text{Gd}^{155}$	105	-7,7
			$^{64}\text{Gd}^{155}$	118	-(8+10)
$^{52}\text{Te}^{125}$	35,5	+9,3	$^{64}\text{Gd}^{156}$	89	+1,2
$^{53}\text{I}^{127}$	57,6	-12	$^{64}\text{Gd}^{157}$	64	+8,5
$^{53}\text{I}^{129}$	27,8	+18	$^{64}\text{Gd}^{158}$	79,5	+0,7
$^{53}\text{I}^{131}$	149	(+)	$^{64}\text{Gd}^{160}$	75,3	+0,8
$^{54}\text{Xe}^{129}$	39,6	+3,6	$^{66}\text{Dy}^{161}$	25,7	+2,9
$^{55}\text{Cs}^{133}$	81	+12	$^{66}\text{Dy}^{161}$	74,6	+3,2
$^{59}\text{Pr}^{141}$	145	+13	$^{69}\text{Tm}^{169}$	8,4	-0,1
$^{60}\text{Nd}^{145}$	72,5	+1,9	$^{69}\text{Tm}^{169}$	118	(+)
$^{70}\text{Yb}^{170}$	84,3	+1,0	$^{77}\text{Ir}^{191}$	82,3	+15
$^{70}\text{Yb}^{171}$	68,7	+1,2	$^{77}\text{Ir}^{191}$	129	+3,2
$^{70}\text{Yb}^{171}$	75,9	+0,5	$^{77}\text{Ir}^{193}$	73	+12
$^{70}\text{Yb}^{172}$	78,7	+0,5	$^{77}\text{Ir}^{193}$	139	-1,2
$^{70}\text{Yb}^{174}$	76,5	+0,6	$^{78}\text{Pt}^{195}$	98,8	-1,0
$^{74}\text{W}^{182}$	100	-1,0	$^{79}\text{Au}^{197}$	77,3	+0,3
$^{74}\text{W}^{183}$	46,4	+	$^{92}\text{U}^{238}$	44,7	+0,6
$^{74}\text{W}^{183}$	99	-			
$^{74}\text{W}^{184}$	111	+1,2	$^{93}\text{Np}^{237}$	59,5	-14
$^{74}\text{W}^{186}$	122	+1,0	$^{94}\text{Pu}^{239}$	7,8	(-)
$^{76}\text{Os}^{189}$	36,2	-1,7	$^{94}\text{Pu}^{239}$	57,2	(+)
$^{76}\text{Os}^{189}$	89,8	-0,1	$^{95}\text{Am}^{243}$	83,8	-38

ЛИТЕРАТУРА

- /1/ Даутов Л.М., Немозжаленко В.В., Proc.Conf. Appl. Mössbauer Effect, Tihany, 1969, Bud., 1971, 53
- /2/ Даутов Л.М., Программа и тезисы докладов XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Тбилиси, 30 января - 2 февраля 1973 г.), Ленинград, 1973, 228
- /3/ Даутов Л.М., В настоящем сборнике
- /4/ Даутов Л.М., Кадыхенов М.М., Каюпов Д.К., Известия АН КавССР, серия физико-математическая, 1972, № 6, 37
- /5/ Гейперт-Мейер М., Иенсен И.Г.Д., Элементарная теория ядерных оболочек, ИЛ, Москва, 1958
- /6/ Соловьев В.Г., Теория сложных ядер, "Наука", 1971
- /7/ Bunker M.E., Reich C.W., Rev.Mod.Phys., 43, 1971, 348
- /8/ Джелепов Б.С., Дарнидзян Г.Ф., Михайлов В.М., Свойства деформированных ядер с $K = 1/2$, "Наука", Ленинград, 1971
- /9/ Bunker M.E., Reich C.W., Phys.Letters, 25, 1967, 396
- /10/ Kienle P., Henning W. et al., Proc.Int.Conf.on Nuclear Structure (Tokyo, 1967) Suppl. Proc.Phys.Soc.Japan 24, 207 (1968)
- /11/ Керман А.К., Dan. Mat. Fys. Medd. 30, 15 (1956)
- /12/ Гусейнов И.И., Ученые записки Азербайджанского государственного университета, серия физ.-мат., 1965, № 6, 53
- /13/ Hargatz B., Handley T.H., Michelich J.W., Phys.Rev., 128, 1962, 1186

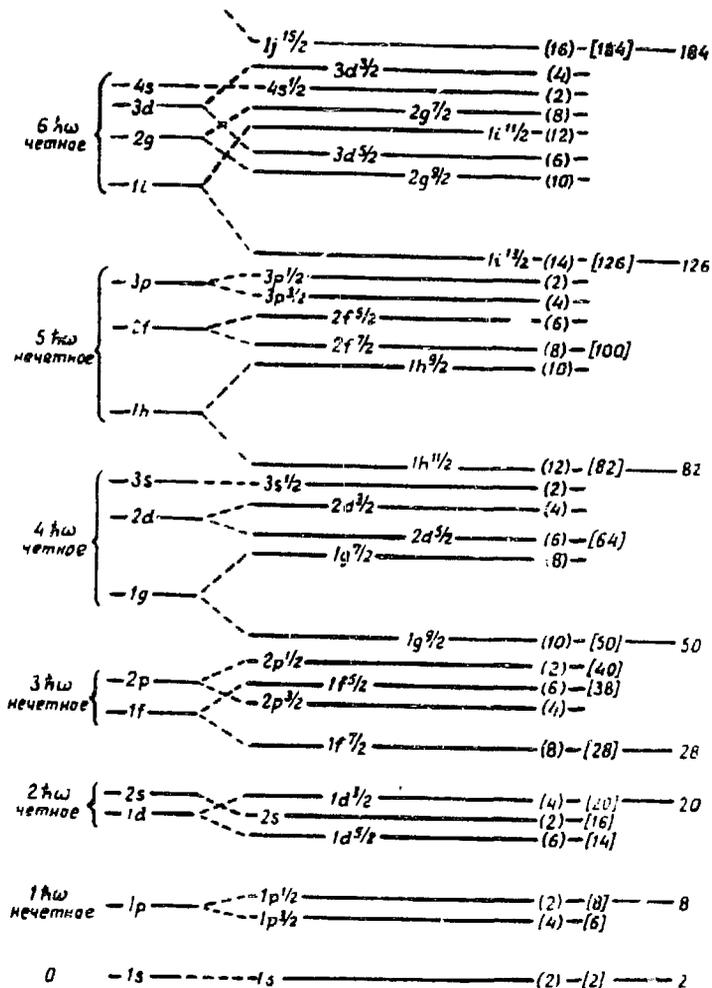


Рис.1. Схема уровней сферических ядер /5/ .

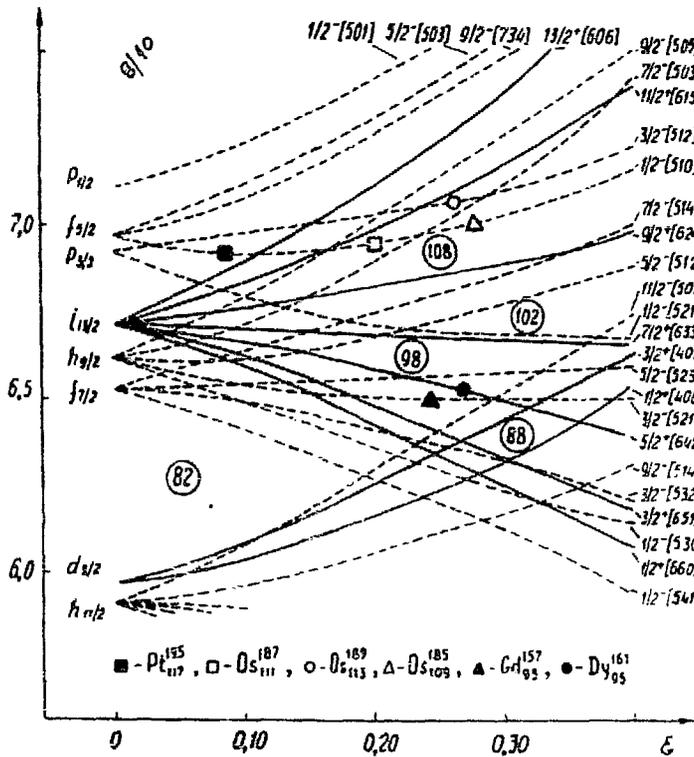


Рис.2. Одночастичные нейтронные уровни потенциала Нильссона в сильно деформированных ядрах /6/.

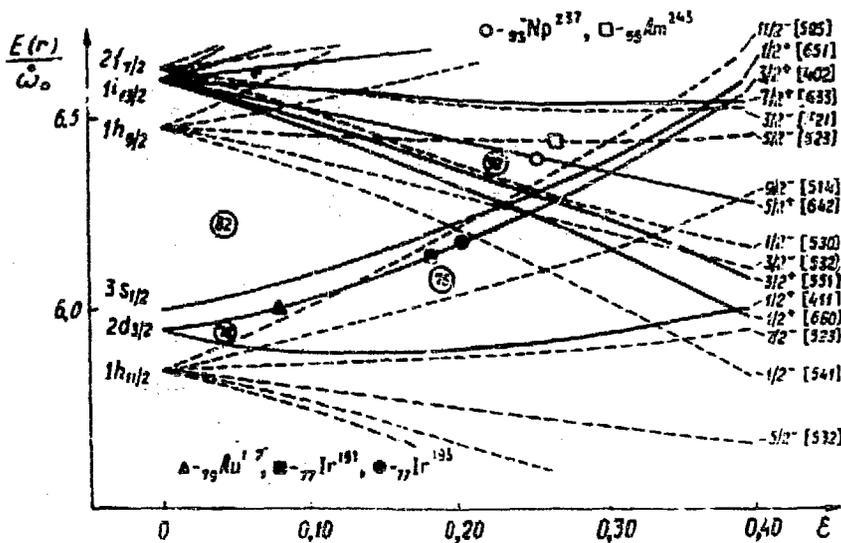
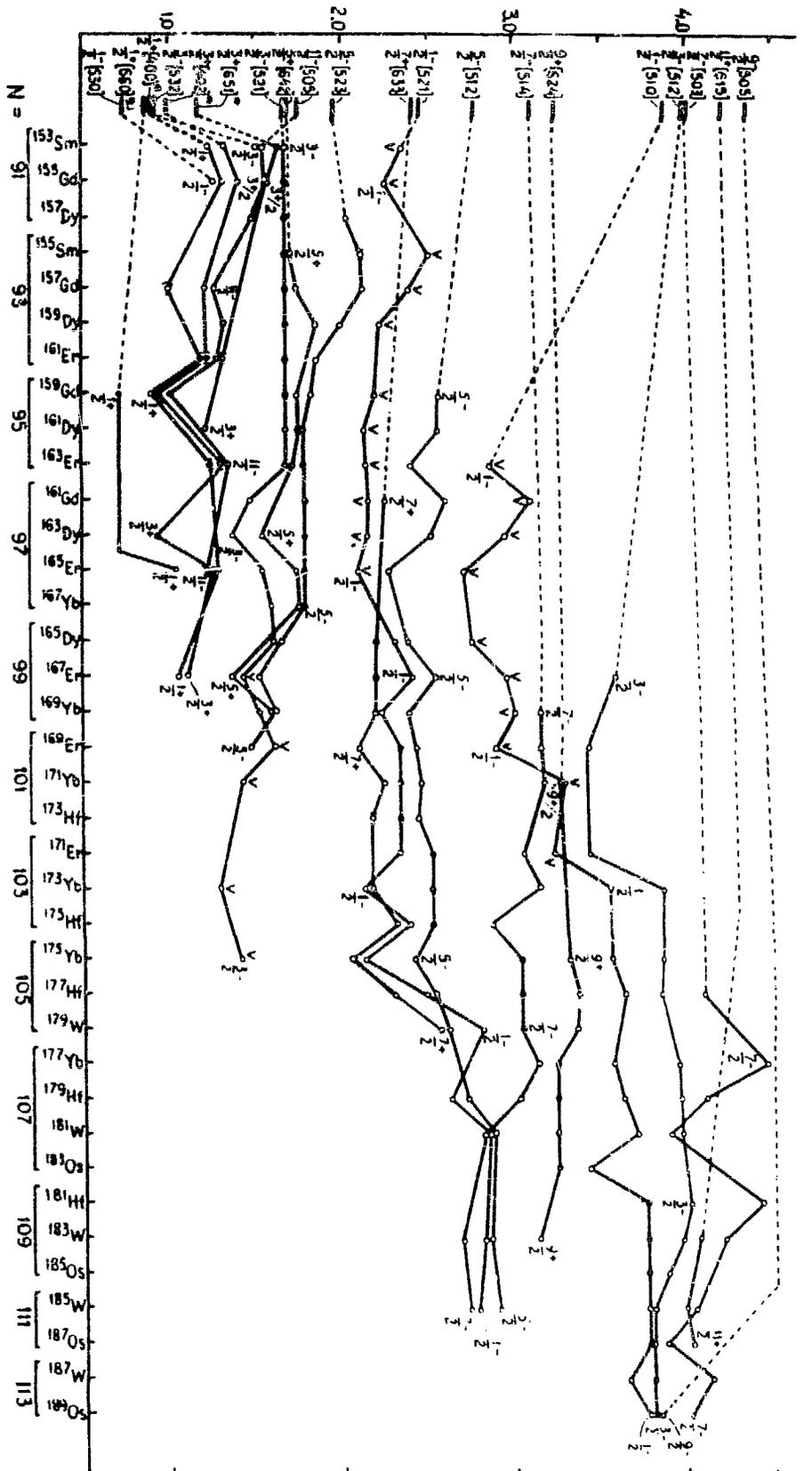


Рис.3. Одночастичные протонные уровни потенциала Нильссона в сильно деформированных ядрах /6/.

Относительная энергия возбуждения (Мэв)

Рис.4. Последовательности уровней в ядрах с $N = 91 + 113$, 171.

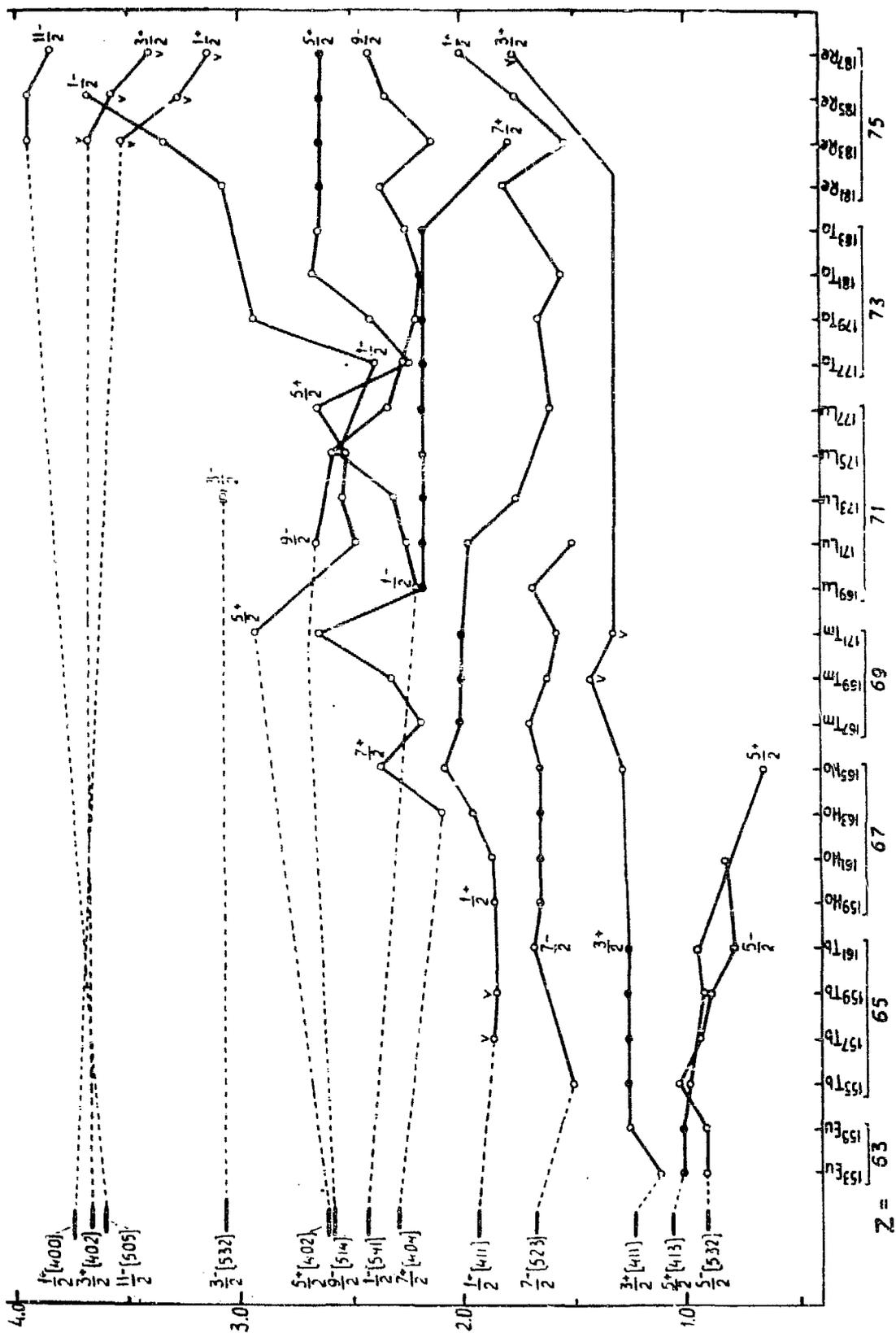


Рис. 5. Последовательность уровней в ядрах с $Z = 63 + 75$, /7/.

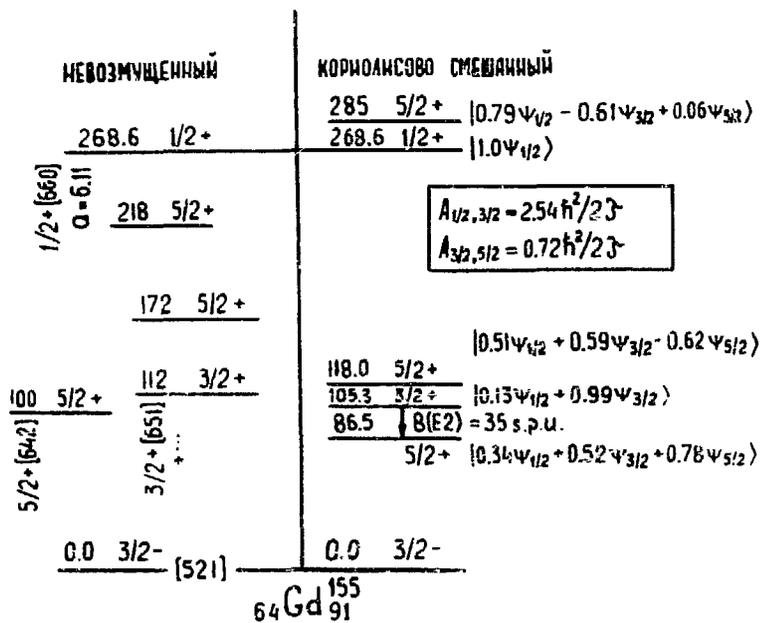


Рис.6. Уровни ядра Gd^{155} , полученные с учетом корролансового смешивания трех полос (правая часть рисунка), /9/.

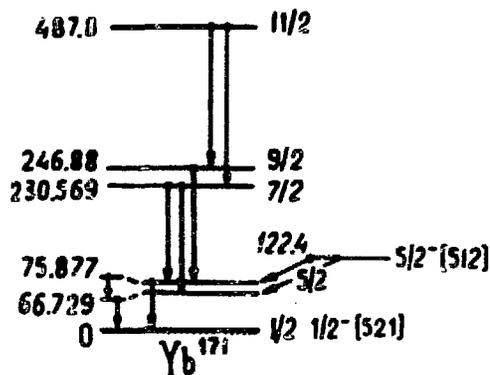


Рис.7. Схема уровней основной ротационной полосы $K=1/2$ в Yb^{171} , /8/.