

Объединенный институт ядерных исследований

Р 247

**МАТЕРИАЛЫ**

совещания по применению радиохимических методов изучения  
ядерных реакций и  $\beta$  —,  $\gamma$  — спектроскопии  
нейтронодефицитных ядер

**Т о м II.**

Дубна, 1958 г.

Объединенный институт ядерных исследований

42

сз/04/  
С-56

МАТЕРИАЛЫ

совещания по применению радиохимических методов изучения  
ядерных реакций и  $\beta$  —,  $\gamma$  — спектроскопии  
нейтронодефицитных ядер

Б.С. ДЖЕЛЕПОВ, Л.К. ПЕКЕР

ДЕФОРМИРОВАННЫЕ ЯДРА В ОБЛАСТИ Nd - Os

И-32048

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В последние два года в ряде лабораторий Ленинграда и Дубны производились исследования по ядерной спектроскопии нейтроно-дефицитных изотопов редких земель. Эти радиоактивные изотопы получались при бомбардировке тантала быстрыми протонами  $/E_p = 660 \text{ МэВ}/$ . Танталовая мишень растворялась, из раствора химически выделялась совокупность редких земель, а затем на хроматографической колонке производилось разделение редкоземельных изотопных фракций.

Работы по ядерной спектроскопии развивались довольно успешно благодаря следующим факторам:

- 1/ значительной интенсивности пучка протонов в синхроциклотроне ОИЯИ;
- 2/ высокому качеству хроматографического разделения и изготовления препаратов для  $\beta$ -спектроскопии /Б.К.Преображенский/;
- 3/ благодаря тому, что к спектроскопическим работам удалось привлечь значительное число лиц и использовать разнообразные спектрометры, это позволило изучать различные стороны распада нейтроно-дефицитных изотопов.

При исследованиях применялись следующие методы /см.рис.1/:

- 1/ масс-спектроскопическое разделение фракций по изотопам /Крыжанский и Покровский/;
- 2/ исследования  $\gamma$ -спектров при помощи одноканального люминесцентного спектрометра /Городинский и Покровский/;
- 3/ исследования  $\gamma$ -спектров при помощи магнитного спектрометра типа "ритрон" /Хольнов и Шукин/;
- 4/ изучение  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений при помощи люминесцентных спектрометров, как с целью установления каскадов /Городинский и Покровский/, так и с целью прямого измерения времени жизни отдельных ядерных состояний /Берлович/;
- 5/ изучение  $\beta^+$ -спектров, спектров конверсионных электронов и спектров фото-электронов при помощи трех магнитных спектрометров типа "кэatron" /Башилов, Антоњева, Громов, Дмитриев/;
- 6/ исследование  $\beta^+$ -спектров и спектров конверсионных электронов при помощи двух спектрометров типа  $\pi\sqrt{2}$  /Золотавин, Григорьев и Днепровский/;
- 7/ исследование спектров конверсионных электронов на линзовом спектрометре с улучшенной фокусировкой /Тишкин/ и линзовом спектрометре с промежуточным ускорением электронов /Рогачев/;

8/ исследование  $\beta^+$ -спектров на спектрометре с тройной фокусировкой электронов /Крафт/,

9/ изучение  $e^-e^-$  совпадений на двойном линзовом спектрометре с улучшенной фокусировкой /Сергиенко/,

10/ изучение рентгеновского и мягкого излучения при помощи пропорционального счетчика /Шиманская/.

Были применены также другие приборы - гамма-годоскоп /Подкопаев и Чубинский/,  $\alpha$ -спектрометр /Чумин, Недовесов и Иванов/, но полученные на них результаты недостаточно обработаны.

В результате применения всех этих приборов было получено много новых данных о  $\beta$  и  $\gamma$ -спектрах, о  $\gamma$ - $\gamma$  и  $e^-e^-$  совпадениях и т.д. Все эти данные служили исходным материалом для построения новых схем распада или для уточнения старых. Конечным продуктом этой работы явились сведения о возбужденных состояниях ядер и об их квантовых характеристиках.

В предлагаемом обзоре будут использованы именно эти сведения. Для того, чтобы сделать обзор более однородным, мы ограничились только деформированными ядрами, лежащими в области  $N\alpha - O_g$ , но дополнили его сведениями, полученными другими исследователями.

## § 1. Введение

Уже более 20 лет назад было установлено, что по крайней мере некоторые атомные ядра не обладают полной сферической симметрией. То, что многие ядра обладают спином и магнитным моментом, еще не означало отсутствия у этих ядер внутренней симметрии, так как эти характеристики могли быть связаны с внутренним движением во вполне симметричном ядре. Но в 1935 году Шюллер и сотрудники обнаружили и измерили у ряда ядер электрический квадрупольный момент. Такой момент не возникает при вращении вполне симметричных тел. Однако, наличие квадрупольного момента еще не означало, что ядро имеет некруглую форму: такой момент мог бы возникнуть и в том случае, если бы внутри круглого ядра протоны и нейтроны были расположены несимметрично: например, протоны располагались бы преимущественно по экватору вращающегося ядра или на его полюсах.

Отметим, что квадрупольные моменты были найдены только у ядер с нечетным  $N$  или  $Z$  или обоими; у ядер с четными  $N$  и  $Z$  спин, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты всегда оказывались равными нулю.

Дальнейший прогресс в представлениях о форме ядра связан с ядерной спектроскопией.

Пять лет назад датские физики О.Бор и Б.Моттельсон среди огромного материала

по ядерной спектроскопии нашли данные, которые свидетельствовали о наличии у некоторых ядер ротационных уровней возбуждения. Они оказались похожими на ротационные возбужденные состояния у гомеополярных двухатомных молекул, вроде  $O_2$ .

Приведем пример из работы Бора и Моттельсона 1953 г.

Переходы в ядре  $Hf^{180}$ , возникающие после разрядки изомерного состояния  $Hf^{180}$  /T = 5,5 часа/, изображены на рис.2. Особого внимания заслуживают два факта: последовательность квантовых характеристик уровней возбуждения -  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ,  $8^+$  и т.д. и приблизительно линейно возрастающее расстояние между уровнями возбуждения.

У двухатомной молекулы типа  $O_2$  вращательные состояния имеют характеристики  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$  ...

Для молекулы такого типа, в которой расстояние между атомами не изменяется в результате вращения /"твердый ротатор"/, теория приводит к формуле для энергии возбуждения:

$$E_I^* = \frac{\hbar^2}{2G} I(I+1) \quad /1/$$

где  $I$  - спин состояния, а

$G$  - момент инерции /то есть  $Mr^2$ , где  $M$  - приведенная масса, а  $r$  - расстояние между ядрами/. Формула /1/ в первом приближении подтверждается опытом.

Эта простая формула оказалась вполне применимой к  $Hf^{180}$ . Конечно неясно, что следует понимать под моментом инерции; но мы можем пока просто принять его неизвестной постоянной величиной.

Справа на рис. 2 приведены значения  $I / I + 1 /$  и энергия уровней, которая получается, если определить константу  $\frac{\hbar^2}{2G}$  из положения первого уровня:  $E_1^* = \frac{\hbar^2}{2G} \cdot 6$ . Согласно получается хорошее для  $E_2^*$ , но хуже для  $E_3^*$  и, особенно  $E_4^*$ .

Оказалось, что может быть достигнуто еще лучшее согласие, если улучшить формулу /1/ - ввести в нее так же, как молекулярной физике поправочный член, учитывающий растягивание молекулы центробежными силами при вращении; так как это растягивание действует против упругих сил, связывающих атомы, то поправка должна зависеть от констант упругих связей или, иначе говоря, от колебательных свойств молекулы. Эта поправка имеет вид:

$$\Delta E_I^* = -2 \left( \frac{\hbar^2}{G} \right)^3 \left( \frac{1}{\hbar \omega} \right)^2 I^2 (I+1)^2$$

где  $\omega$  - частота колебаний, а остальные обозначения прежние.

Так как неясно, что следует подставлять вместо  $\omega$  при рассмотрении ядер, поправку следует писать в форме  $-B I^2(I+1)^2$ , а все выражение для  $E_I^*$  в виде:

$$E_I^* = AI(I+1) - BI^2(I+1)^2$$

/2/

Постоянные А и В должны определяться либо по положению первых двух уровней, либо по положению всех известных уровней при помощи метода наименьших квадратов; обычно применяется второй способ, так как при нем малые погрешности в положении нижнего уровня не накапливаются при вычислении положения верхних.

Если действовать по второму способу в случае  $Hf^{180}$ , то получаются значения энергии высоких уровней, приведенные в крайней правой колонке рис.2.

Согласие с экспериментальными значениями достигает нескольких сотых процента.

Это удивительное согласие в энергии и в квантовых характеристиках было подтверждено далее на целом ряде ядер  $Hf^{176}$ ,  $Hf^{178}$ ,  $Pu^{238}$ ,  $Pu^{240}$  и т.д. Оно заставляет нас сделать вывод, что эти ядра представляют собой вращающиеся тела. Конечно, для того, чтобы объяснить это согласие, нет необходимости в предположении, что ядро состоит из двух материальных точек: формула /2/ для  $E_I^*$  применима для системы из любых двух твердых тел, а последовательность спинов требует только, чтобы эти тела были одинаковы /если они неодинаковы, то квантовые характеристики последовательных вращательных уровней будут содержать все спины:  $0^+$ ,  $1^+$ ,  $2^+$ ,  $3^+$  и т.д./ . Но все же вывод о том, что ядра деформированы, неизбежен.

Далее, из того факта, что разница между формулами /1/ и /2/ невелика даже для высоких уровней типа  $6^+$  и  $8^+$ , мы можем сделать вывод, что деформация остается приблизительно постоянной при различных скоростях вращения.

Возникает вопрос: нельзя ли представить себе ядро  $Hf^{180}$  в виде эллипсоида, вращающегося вокруг своей малой оси?

Нетрудно видеть, что такое представление должно быть отвергнуто. У ядра-эллипсоида должен быть постоянный электрический квадрупольный момент. У всех ядер с четными  $N$  и  $Z$  спин и электрический квадрупольный момент всегда равны нулю, а ротационные уровни были обнаружены прежде всего в ядрах с четными  $N$  и  $Z$ , - в частности у  ${}_{72}^{180}Hf_{108}$ .

Следовательно постоянная по направлению, статическая деформация /жесткий эллипсоид"/ исключается.

Бор и Моттельсон нашли выход из этого положения: деформация в основном состоянии ядра может быть постоянной по величине, но не иметь определенного направления в пространстве. Вспомним атом водорода: в каждый момент времени в атоме есть электрон и протон и, следовательно, есть электрический дипольный момент, однако уже боровская модель атома приводила к выводу, что усреднение этого момента полностью

его уничтожает; при использовании волновой механики этот момент получается тождественно равным нулю. Точно так же деформация ядра в основном состоянии и его внутренний квадрупольный момент  $Q_0$  не должны сказываться на электронных оболочках атома, если ориентация  $Q_0$  меняется много раз за время движения электрона по орбите.

Деформация, постоянная по величине, но все время меняющаяся по направлению, может быть образно представлена в виде волн на поверхности капли, при которых выпуклости, делающие из шара эллипсоид, постоянно меняют свое положение, оставаясь не- и зменными по величине.

Вращательное движение ядра сводится к упорядочиванию в движении этих выпуклостей.

Направление ядерной оси, полностью неопределенное в основном состоянии ядра, при

$I = 0$ , постепенно становится более определенным при переходе к высоким возбужденным состояниям: ядро не сразу становится жестким ротатором, но постепенно приобретает его свойства.

Бор и Моттelson рассмотрели задачу о коллективных движениях ядерного вещества и обосновали формулу /2/ и последовательность спинов  $0^+, 2^+, 4^+, 6^+$  с точки зрения гидродинамики.

Приведем без обсуждения некоторые выводы, вытекающие из их теории:

1. Каждая ротационная полоса состоит из ряда уровней. У основного состояния полосы имеется собственный механический момент  $K$ , направленный по оси симметрии ядра. При вращении ядра возникает дополнительный вращательный момент  $R$ , направленный по оси вращения. В общем случае  $R$  и  $K$  векторно складываются и образуют полный момент ядра  $I$  /см.рис.3/.

2. У ротационной полосы, связанной с основным состоянием ядер с четными  $N$  и  $Z$ ,  $K = 0$ , у основного состояния  $R = 0$  и, следовательно,  $I = 0$ , у возбужденных  $R$  и, следовательно,  $I$  равны 2, 4, 6 ...

3. У ротационной полосы нечетных ядер  $K$  равно спину основного состояния  $I_0$ . Последовательность спинов вращательных состояний при  $K \neq 1/2$  такова:  $I_0; I_0+1; I_0+2; \dots$

4. Энергия возбуждения вращательных уровней для ядер с нечетным  $A$ :

$$E_I^* = A \{ I(I+1) - I_0(I_0+1) \} - B \{ I(I+1) - I_0(I_0+1) \}^2$$

$$E_{I, K=1/2}^* = A \{ I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} (I+1/2) \delta_{K, 1/2} \} \quad /3/$$

Последний член относится только к ядрам с  $I_0 = 1/2$ .

5. У ядер с  $K = I_0 = 1/2$  последовательность спинов зависит от величины постоянной "а" в ф. /3/.

6. Наблюдаемый квадрупольный момент  $Q$  связан с внутренним моментом  $Q_0$  формулой:

$$Q = Q_0 \frac{I(2I_0 - 1)}{(I_0 + 1)(2I_0 + 3)} \quad /4/$$

## § 2. Области деформированных ядер

Открытие Бора и Моттельсона привлекло внимание многих физиков, и за последние пять лет появились десятки экспериментальных и теоретических работ. Прежде всего начались поиски ядер с отчетливо выраженными вращательными уровнями. К настоящему времени ротационные полосы обнаружены в трех областях периодической системы элементов: в области  $\text{Na-Mg-Fe}$ , в области  $\text{Nd-Os}$  и в области, расположенной за  $\text{Rn}$ . Во всех трех случаях ротационными полосами обладают ядра, расположенные вблизи середины промежутка между заполненными оболочками, но отнюдь не все ядра этого промежутка. Очевидно, что устойчивая деформация ядра энергетически выгодна не всегда, а только вдали от заполненных оболочек. Некоторые факторы действуют против деформации: например, поверхностная и электростатическая энергии ядра увеличиваются при его деформации. Для того, чтобы суммарная энергия все же уменьшалась при деформации нужно, чтобы внутренняя упаковка ядра становилась лучшей при наличии деформации. Бирбраир рассмотрел экспериментальные данные об энергии связи нуклонных пар в ядрах с четными  $N$  и  $Z$  и нашел, что упаковка действительно улучшается с деформацией. Этот эффект перекрывает увеличение поверхностной и электростатической энергий только при больших деформациях вдали от оболочек. При этом оказалось, что такое перекрытие осуществляется только в трех названных выше областях. Алдер и др. пришли к выводу, что вращательные состояния должны быть у таких ядер, у которых энергия первого уровня возбуждения удовлетворяет неравенству:

$$E_1^* < 13 \frac{\hbar^2}{G_{\text{эл}}}$$

где  $G_{\text{эл}}$  - момент инерции жесткого эллипсоида относительно его малой оси:

$$G_{\text{эл}} = \frac{2}{5} MR_0^2 \left( 1 + 0,33 \frac{\Delta R}{R_0} + \dots \right)$$

где  $M$  и  $R_0$  - масса и средний радиус ядра, а  $\Delta R$  - разность большой и малой осей эллипсоида. Этот критерий приблизительно правильно указывает границы областей устойчивой деформации и исключает возможность существования других областей деформиро-



ванных ядер. Он позволяет также связать тот факт, что не в каждом промежутке между заполненными оболочками есть ядра с вращательными уровнями, с большой энергией первого возбуждения в таких ядрах. Так, например, вращательных состояний нет вблизи  $Z = 30$  или  $44$ , хотя и протонная и нейтронная оболочки в ядрах этих областей далеки от заполнения.

Указанный критерий кроме трех областей, где уже известны вращательные состояния, указывает еще на ядро  $Be^8$ , однако экспериментальные данные, относящиеся к этому ядру, не позволяют сделать ясные выводы.

В настоящем обзоре мы рассматриваем свойства только тех деформированных ядер, которые лежат между  $Nd$  и  $Os$  включительно.

По-видимому, не все ядра  $Nd$ ,  $Pm$ ,  $Sm$ ,  $Eu$ ,  $Re$  и  $Os$  деформированы. Критерием при приписании ядру устойчивой деформации является наличие ротационной полосы у основного состояния ядра — по крайней мере двух возбужденных состояний, у которых энергия, спин и четность такие, какие требуются в ротационной полосе. Дополнительные аргументы, относящиеся к ядрам с нечетным  $A$ , приведены в соответствующем разделе. Указанные выше деформированные ядра занимают приблизительно половину интервала между ядрами  ${}_{58}^{140}Ce_{82}$  и  ${}_{82}^{208}Pb_{126}$ , имеющими заполненные оболочки  $N = 82$  и  $Z = 82$ .

Свойства ядер оказываются чрезвычайно сильно отличающимися в зависимости от четности  $N$  и  $Z$ . Поэтому сопоставление свойств ядер мы будем производить отдельно по группам, объединяющим ядра с одинаковой четностью  $N$  и  $Z$ .

### § 3. Ядра с четными $N$ и $Z$

На рис. 4 представлены уровни возбуждения всех достаточно изученных ядер с четными  $N$  и  $Z$  в области  $Nd-Os$ ; использованы все данные, появившиеся в журналах к 10 февраля 1958 года.

#### 3.1. Первый уровень возбуждения

Сопоставляя положение первого уровня возбуждения в ядрах рис. 4, мы прежде всего замечаем близость энергий возбуждения. Для удобства сравнения на рис. 5 приведены те же первые уровни возбуждения, но масштаб энергии сильно увеличен. В средней части рисунка первые уровни различных ядер отличаются меньше, чем на 10 кэВ. В сравниваемых ядрах разное число нуклонов, ядра имеют разные заряды, их энергия связи отличается примерно на 15 МэВ, но на положении первого уровня все это почти не сказывается. Это обстоятельство показывает, что в ядрах этого типа проявляются какие-то общие характеристики, не связанные с отдельными нуклонами или парами нуклонов. Может быть в этом месте следует вспомнить про старую капельную модель ядра, когда-то она играла очень большую роль в ядерной физике. Свойства ядер менялись, согласно этой модели, очень плавно от ядра к ядру.

Плавное изменение энергии первого уровня наводит на мысль, что и другие характеристики этого уровня / например, электрический квадрупольный и магнитный дипольный моменты, гиромагнитное отношение, время жизни или ширина уровня и т.д. / должны изменяться плавно от ядра к ядру. В отношении некоторых характеристик это уже подтверждается.

Рассматривая рис.5 мы можем также сделать следующие выводы:

а/ Общая тенденция заключается в том, что к краям области  $E_1^*$  повышается /от 72,8 Кэв для  $Dy^{164}$  доходит до 186 Кэв для  $Os^{190}$  /.

б/ Сравнение точек, лежащих на одной вертикали, показывает, что при большем  $Z$  энергия  $E_1^*$  всегда больше. Прибавление пары протонов всегда делает ядро более пухлым, а прибавление пары нейтронов создает такой эффект только в самом конце области деформированных ядер.

в/ На величине  $E_1^*$  никак не сказывается заполнение подоболочки  $Z = 64$ .

### 3.2. Вращательная полоса основного состояния

В табл. 1 собраны все данные о положении вращательных уровней в ядрах с четными  $N$  и  $Z$ .

В 16 случаях таблицы 1 известно положение и первого и второго уровня. Отношение их энергий возбуждения, конечно, не равно  $10/3$ , так как играет роль второй член формулы /2/. В Таблице 1 приведены значения  $\frac{E_2^*(4^+)}{E_1^*(2^+)}$ ; они за одним исключением меньше, чем 3,33, но приближаются к этой величине в середине области деформированных ядер. К краям области это отношение значительно уменьшается. То же самое наблюдается и с уровнями  $6^+$  и  $8^+$ : отношения  $E_3^*/E_1^*$  и  $E_4^*/E_1^*$  не равны 7 и 12, ближе всего к этим величинам в середине области и падают к краям. Отступления от значений 7 и 12 показывают, что необходимо вводить поправку  $-BI^2/I + 1/2$ , о которой говорилось на стр.5 /см.рис.6/.

Для введения этой поправки нужно определить сначала  $B$ , а для этого нужно знать энергию минимум двух уровней, например,  $E_1^*(2^+)$  и  $E_2^*(4^+)$ .

В 16 случаях таблицы 1 эти величины известны. По ним вычислены  $A$  и  $B$ , и результаты приведены в табл.11 и на рис.7 и 8 в виде черных кружков. В 9 случаях таблицы 1 энергии возбуждения известны уже более, чем для двух уровней. В этих случаях  $A$  и  $B$  могут быть найдены по методу наименьших квадратов; такие значения  $A$  и  $B$  приведены в табл.11 и на рис.7 и 8 в виде палочки, характеризующей погрешность получающуюся при применении метода наименьших квадратов. По-видимому, можно утверждать, что и  $A$  и  $B$  в общем случае являются плавными функциями массового числа  $s$

Т а б л и ц а I

Ядра с четными  $N$  и  $Z$ .

Ротационные уровни

Ядро	1-й уровень	2-й уровень	3-й уровень	4-й уровень	$E_2^{**}(4^+)$
	$E_1^{**}(2^+)$	$E_2^{**}(4^+)$	$E_3^{**}(6^+)$	$E_4^{**}(8^+)$	$E_1^{**}(2^+)$
1	2	3	4	5	6
60 $Nd$ <sup>150</sup> <sub>90</sub>	130	-	-	-	-
62 $Sm$ <sup>152</sup> <sub>90</sub>	122,2	367,5	-	-	3,01
64 $Gd$ <sup>154</sup> <sub>90</sub>	123,02	371,06	718,1	-	3,016
66 $Dy$ <sup>156</sup> <sub>90</sub>	136	-	-	-	-
62 $Sm$ <sup>154</sup> <sub>92</sub>	80	-	-	-	-
64 $Gd$ <sup>156</sup> <sub>92</sub>	88,97	288,16	584,9	-	3,231
64 $Gd$ <sup>158</sup> <sub>94</sub>	79,1	260,8	-	-	3,297
66 $Dy$ <sup>160</sup> <sub>94</sub>	86,5	283,0	-	-	3,27
64 $Gd$ <sup>160</sup> <sub>96</sub>	76	-	-	-	-
66 $Dy$ <sup>162</sup> <sub>96</sub>	80,80	265,6	548,4	-	3,287
68 $Er$ <sup>164</sup> <sub>96</sub>	90,5	-	-	-	-
66 $Dy$ <sup>164</sup> <sub>98</sub>	72,8	248	470	-	3,407
66 $Er$ <sup>166</sup> <sub>98</sub>	81,1	264,9	-	-	3,266
68 $Er$ <sup>168</sup> <sub>100</sub>	80	266,5	548	-	3,31
70 $Yb$ <sup>170</sup> <sub>100</sub>	84,23	277,7	-	-	3,297
70 $Yb$ <sup>172</sup> <sub>102</sub>	78,7	260,2	-	-	3,306
70 $Hf$ <sup>174</sup> <sub>104</sub>	90	-	-	-	-
70 $Yb$ <sup>174</sup> <sub>104</sub>	76,6	-	-	-	-
72 $Hf$ <sup>176</sup> <sub>104</sub>	88,34	290,4	596	-	3,28
70 $Yb$ <sup>176</sup> <sub>106</sub>	77	-	-	-	-
72 $Hf$ <sup>178*</sup> <sub>106</sub>	93,17	306,87	632,7 (632,8)	1059,7 (1065,8)	3,294

I	2	3	4	5	6
74 W <sup>180</sup> <sub>106</sub>	102	-	-	-	-
72 Hf <sup>180</sup> <sub>108</sub>	93,3	308,8	641,8	1085,8	3,310
74 W <sup>182</sup> <sub>108</sub>	100,125	329,36	-	-	3,289
74 W <sup>184</sup> <sub>110</sub>	111,13	350	-	-	3,15
76 Os <sup>186</sup> <sub>110</sub>	137,2	-	-	-	-
74 W <sup>186</sup> <sub>112</sub>	122,9	-	-	-	-
76 Os <sup>188</sup> <sub>112</sub>	155	-	-	-	-
76 Os <sup>190</sup> <sub>114</sub>	186	546	1046	1660	2,935

\*) Два значения энергии 3 и 4 уровней обусловлены тем, что неясно, какая из двух  $\gamma$ -линий 325,8 и 331,9 соответствует переходу  $6^+ \rightarrow 4^+$ .

Т а б л и ц а П

Параметры А и В для ротационных полос в четно-четных ядрах.

Я д р о	А в кэВ	В в кэВ	Г Г.СМ $\times 10^{47}$	Г / Г <sub>ср</sub>	$h\omega =$ $\sqrt{16 \frac{A^3}{B}}$ в кэВ
I	2	3	4	5	6
Sm <sup>152</sup> <sub>90</sub>	21,18	0,141	1,64	0,396	1040
Gd <sup>154</sup> <sub>90</sub>	21,34 20,2 $\pm$ 0,6	0,139 0,072 $\pm$ 0,015	1,63	0,384	970
Gd <sup>156</sup> <sub>92</sub>	15,02 14,94 $\pm$ 0,12	0,0324 0,022 $\pm$ 0,003	2,34	0,542	1540
Gd <sup>158</sup> <sub>94</sub>	13,25	0,0102	2,62	0,594	1910
Dy <sup>160</sup> <sub>94</sub>	14,53	0,019	2,39	0,530	1610
Dy <sup>162</sup> <sub>96</sub>	13,55 13,54 $\pm$ 0,23	0,0133 0,010 $\pm$ 0,006	2,56	0,557	1990
Dy <sup>164</sup> <sub>98</sub>	12,02 13,3 $\pm$ 0,5	-0,019 0,049 $\pm$ 0,013	2,61	0,555	880

I	2	3	4	5	6
$\epsilon_z \frac{I66}{98}$	13,63	+0,0194	2,55	0,531	1450
$\epsilon_z \frac{I68}{100}$	13,37 13,54 ± 0,05	0,0060 0,0119±0,0012	2,57	0,526	1810
$\gamma_b \frac{I70}{100}$	14,01	0,0110	2,46	0,493	2020
$\gamma_b \frac{I72}{102}$	13,16	0,0076	2,64	0,519	2190
$H_f \frac{I76}{104}$	14,93 14,81±0,05	0,0166 0,0149±0,0012	2,32	0,440	1790
$H_f \frac{I78}{106}$	15,61 15,66±0,04 (15,506)	0,0132 0,0123±0,0021 (0,0068)	2,22	0,412	2153
$H_f \frac{I80}{108}$	15,60 15,54±0,08	0,0079 0,0067±0,0013	2,23	0,407	2990
$w \frac{I82}{108}$	16,78	0,0156	2,07	0,370	2200
$w \frac{I84}{110}$	18,96	0,0729	1,83	0,321	3860
$O_s \frac{I90}{114}$	32,59 30,1±1,1	0,264 0,12±0,03	1,06	0,177	4580

- ПРИМЕЧАНИЯ:
- 1) там, где А и В даны с погрешностью, они определены с помощью метода наименьших квадратов по трем или четырем уровням; там, где А и В указаны без погрешности - известны только два уровня,
  - 2) при вычислении  $k\omega$  и  $G$  предпочтение отдано значениям, полученным по многим уровням, за исключением  $G_d \frac{I54}{154}$  и  $O_s \frac{I90}{190}$  где приняты значения, вытекающие из первых двух уровней,
  - 3) для определения А и В у  $O_s \frac{I90}{190}$  использованы либо два, либо три уровня; четвертый дает очень большое отклонение от формулы (2).

небольшими отличиями у ядер с разными  $Z$ . Они изменяются резко только у краев области деформированных ядер, но если отступить от краев на 6 единиц атомного веса, то в остающейся области обе величины почти постоянны.

Возникает вопрос; насколько хорошо формула /2/ с двумя постоянными А и В описывает последовательность энергий возбуждения в тех случаях, когда известно 3 или 4 вращательных состояния? Не нужны ли дальнейшие поправки?

Ответ на это вопрос дает таблица III, в которой сопоставлены экспериментальные и расчетные значения энергий возбуждения, последние найдены по экспериментальным при помощи метода наименьших квадратов.

Хорошее согласие в середине таблицы для  $Dy^{162}$ ,  $Ez^{168}$ ,  $Hf^{176}$ ,  $Hf^{178}$  и  $Hf^{180}$ , можно утверждать, что поправка  $B I^2 / I + 1/2$  является главной - во всяком случае для середины области и в первых трех уровнях.

Хуже обстоит дело на краях области - с ядрами  $Gd^{154}$  и  $Os^{190}$ . Ни при каких значениях А и В формула /2/ не может быть согласована с опытом. При попытке согласования энергий трех первых уровней по методу наименьших квадратов получаются расхождения в 5-10 Кэв, выходящие за пределы возможных погрешностей опыта. Возложить ответственность за расхождения только на первый уровень нельзя: если в  $Os^{190}$  вычислить положение уровней  $E_1^*$  и  $E_4^*$  по  $E_2^*$  и  $E_3^*$ , то получается 173 и 1558 Кэв, то есть не сходится с опытом энергия обоих уровней, и первого и четвертого. Приходится признать, что расхождения связаны и с высокими уровнями. В нижней части табл. III положение уровней  $E_3^*$  и  $E_4^*$  для  $Gd^{154}$  и  $Os^{190}$  вычислено по экспериментальным значениям  $E_1^*$  и  $E_2^*$ . Расчетные значения для  $E_3^*$  оказываются ниже опытных на 70-140 Кэв, а для  $E_4^*$  - на 680 Кэв: поправка  $B I^2 / I + 1/2$  оказывается как бы слишком большой.

### 3.3. Моменты инерции

По величине А можно определить эффективный момент инерции:

$$G = \frac{\hbar^2}{2A}$$

Эту величину естественно сопоставлять со значениями момента инерции для твердого шара:  $G_{сф} = 2/5 MR_o^2$  или твердого эллипсоида, вращающегося вокруг малой оси

$$G_{эл} = \frac{2}{5} MR_o^2 (1 + 0,33 \frac{\Delta R}{R_o})$$

где М - масса ядра,  $R_o$  - средний радиус,  $\Delta R$  - разность большой и малой полуосей.

Отношение  $\frac{G}{G_{сфер}}$  приведено в табл. 11 и изображено на рис. 9. Качественное согласие с ожидаемой зависимостью  $G/G_{сфер}$  от атомного веса имеется;  $G/G_{сфер}$  имеет ми-

Т а б л и ц а III

Экспериментальные и расчетные значения энергии возбуждения ядер с четными  $N$  и  $Z$ .

Я д р о		$E_1^*$	$E_2^*$	$E_3^*$	$E_4^*$
$Gd^{154}$	эксп:	123,02	371,06	718,1	-
	расч:	118,5	374,9	720,7	-
$Gd^{156}$	эксп:	88,97	288,15	584,9	-
	расч:	89,05	290,0	588,7	-
$Dy^{162}$	эксп:	80,80	265,6	548,4	-
	расч:	80,9	266,7	550,7	-
$Dy^{164}$	эксп:	72,8	248	470	-
	расч:	78,0	246,1	471,3	-
$Er^{168}$	эксп:	80	265	545	-
	расч:	80,8	266	547,5	-
$Hf^{176}$	эксп:	89	292	598	-
	расч:	88,3	290,2	596,7	-
$Hf^{178}$	эксп:	93,17	306,87	632,7	1059,7
	расч:	92,81 (93,52)	307,4 (308,3)	(638,8) 639,1	(1065,8) 1079
$Hf^{180}$	эксп:	93,3	308,8	641,8	1085,8
	расч:	93,0	308,1	640,9	1084,2
$Os^{190}$	эксп:	186	546	1046	(1660)
	расч:	176,0	552,6	1048,4	
$Gd^{154}$	расч:	123,02	371,06	651	816
$Os^{190}$	расч:	186	546	903	978

нимальные значения на краях области, где деформации малы, и максимальное значение в середине области, где естественно ожидать наибольших деформаций и соответственно наибольших моментов инерции.

Однако, абсолютная величина  $G$  оказывается несколько неожиданной;  $G$  значительно меньше, чем  $G_{\text{сфер}}$  и уж подавно меньше, чем  $G_{\text{эл}}$ . Это может рассматриваться как указание на то, что во вращении принимает участие не все ядро.

То обстоятельство, что  $G \ll G_{\text{сфер}}$  исключает возможность определения величины деформации ядра  $\beta$  или  $\frac{\Delta R}{R}$  по значению эффективного момента инерции  $G$  до тех пор, пока не будет ясно, что же вращается.

Однако, величина деформации может быть определена независимо - по временам жизни возбужденных состояний или по вероятности кулоновского возбуждения этих состояний. Значения  $\beta$  приведены далее в таблице IV.

Мы можем с чисто иллюстративной целью провести два сравнения: 1/ можно сравнить экспериментальные значения  $G$  с моментами инерции  $G_{\text{лун}}$  "лунок", отличающих эллипсоид от спящего в него шара:  $G_{\text{лун}} \approx 2 \frac{\Delta R}{R} G_{\text{сфер}}$ . Результаты изображены на рис.9. Они указывают на приблизительно постоянное значение  $G/G_{\text{лун}} \approx 0,75$  во всей области деформированных ядер. Грубо говоря, "вращается" лунка, увеличенная на 30%, 2/ можно определить число нуклонов, находящихся в такой увеличенной лунке, оно приблизительно равно:  $n_{\text{эфф}} = 1,3 \frac{\Delta R}{R} (1 - \frac{2}{3} \frac{\Delta R}{R}) \cdot A$ . Оказывается, что  $n_{\text{эфф}}$  почти постоянно во всей области и составляет около 50 нуклонов /рис.10/.

Разумеется, это только иллюстрации. Ядерное вещество, по-видимому, довольно пронцаемо для ядерных нуклонов, так что они в какой-то мере "пронизывают" все ядро. При этом уже нет смысла говорить о вращающейся и невращающейся частях. Однако остается фактом и то, что эффективный момент инерции вдвое меньше момента инерции круглого ядра.

### 3.4. Колебательные кванты

Вытекающая из опыта величина  $B$ , как уже указывалось ранее, связана с энергией первого колебательного уровня формулой

$$B = 2 \left( \frac{\hbar^2}{G} \right)^3 \left( \frac{1}{\hbar \omega} \right)^2 = \frac{16 A^3}{(\hbar \omega)^2}$$

построенной по аналогии с формулой для двухатомной молекулы.

Конечно, неизвестно, как далеко можно проводить эту аналогию. Однако представляется все же интересным вычислить  $\hbar \omega$  по экспериментальным значениям  $A$  и  $B$  с тем, чтобы выяснить, не получают ли расхождение во много раз с экспериментальными данными о высоких уровнях возбуждения четно-четных ядер.



В таблице I-I приведены значения  $\hbar \omega = \sqrt{16 \frac{A^3}{B}}$ , эта же величина представлена графически на рис.11.

Можно констатировать, что  $\hbar \omega$  попадает в область расположения высоких уровней возбуждения, но какой-либо закономерности, которая позволила бы связать  $\hbar \omega$  с определенными правилами, пока не видно.

### 3.5. Время жизни возбужденных состояний

Время жизни первых ротационных уровней четно-четных ядер может быть непосредственно измерено на опыте, так как оно составляет величину около  $10^{-9}$  сек. В табл. IУ отмечены данные полученные таким способом.

Кроме прямых измерений времени, возможны также и косвенные, связанные с определением вероятности кулоновского возбуждения ротационного состояния. Теория этого метода разработана очень хорошо.

Период полураспада уровня  $2^+$  связан с приведенной вероятностью квадрупольного возбуждения  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ , определяющейся в опытах по кулоновскому возбуждению, соотношением:

$$T_{1/2} = \frac{281}{(E_1^*)^5 B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) (1+d)} \text{ сек}$$

где  $E_1^*$  - энергия уровня  $2^+$  в кэв,  
 $d$  - полный коэффициент конверсия перехода.

Сводка экспериментальных данных относительно  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  приведена в обзоре Алдера, Бора и др. /стр.500/, мы дополнили ее более поздними определениями. Все значения  $T_{1/2}$  приведены в таблице IУ.

Времена жизни вторых ротационных состояний, за исключением  $E_{\tau}^{168}$  / или  $E_{\tau}^{166}$  /, неизвестны. Так как и первые и вторые ротационные состояния разряжаются переходами типа E2, то отношение времен жизни второго и первого уровней должно следовать формуле

$$\frac{T(4+)}{T(2+)} = \left(\frac{3}{7}\right)^5 = 0,0145$$

/вероятность квадрупольного перехода пропорциональна пятой степени энергии/.

Так как  $T(2^+) \approx 10^{-9}$  сек, то  $T(4^+) \approx 10^{-11}$  сек. Эти значения хорошо согласуются с данными для  $E_{\tau}^{168}$  /или  $E_{\tau}^{166}$  /, где  $T(2^+) = 1,8 \times 10^{-9}$  с, а  $T(4^+) = 8 \times 10^{-11}$  сек.

4-32048

Табл IV

Периоды полураспада первых возбужденных состояний в ядрах с четными  $N$  и  $Z$

Ядра	$E_1^*$	прямые измерения $T_{1/2}$ в сек. $\times 10^9$	$\lambda$	Купоновск. возд.		$Q_0$ $10^{24}$ эрг	$\beta$	$F = \frac{T_{теор}}{T_{эксп}}$
				$B(E2)$	$T_{1/2} \cdot 10^9$			
$Nd^{150}$	130		0,33	1.65	3.4	4.8	0.25	40
$Sm^{152}$	122	$1.40 \pm 0.10$	1.27	3.1	1.47	5.7	0.28	50
$Sm^{154}$	80			0.48(1+d)		6.7	0.33	70
$Gd^{154}$	123	$1.20 \pm 0.10$	1.42	5.1	0.81	6.3	0.30	60
$Gd^{156}$	89			1.24(1+d)		8.8	0.41	120
$Gd^{158}$	79			1.02(1+d)		10.0	0.46	160
$Gd^{160}$	76			1(1+d)		10.	0.47	160
$Dy^{160}$	86.5	1.8				7.8	0.35	95
$Dy^{164}$	72.8	1.4				9.5	0.41	145
$Er^{164}$	90.5	1.4	5.6			7.8	0.33	95
$Er^{166}$	81	$1.7 \pm 0.2$	8.1			7.8	0.33	95
$Er^{168}$	80	1.8				7.8	0.33	95
$Yb^{170}$	84.2	$1.6 \pm 0.2$	7.4			7.5	0.30	90
$Hf^{176}$	89	$1.35 \pm 0.10$	6.7	4.3	1.09	7.5	0.29	95
$Hf^{178}$	93.2			0.85(1+d)		8.1	0.31	110
$Hf^{180}$	93.3	$1.40 \pm 0.10$	5.6	5.3	1.13	7.1	0.27	80
$W^{182}$	100.1	$1.27 \pm 0.10$	4.6	5.6	0.89	7.1	0.26	65
$W^{184}$	111.1					6.5	0.24	65
$Os^{186}$	137.2	1.8	1.4			5.5	0.20	50
$Os^{188}$	155	$0.65 \pm 0.15$	0.95			5.1	0.18	40
$Os^{190}$	186	0.5				4.2	0.15	30

Измерять такие времена по методу задержанных совпадений трудно. В то же время методы кулоновского возбуждения и резонансного возбуждения  $\gamma$ -лучами неприменимы так как переход  $0^+ \rightarrow 4^+$  имеет крайне малую вероятность.

Задача определения времен жизни верхних ротационных уровней, вероятно, будет ждать экспериментальной и теоретической разработки явлений, возникающих при возбуждении ядер при столкновении с частицами /реакции  $n, n'$ ;  $p, p'$ ;  $\alpha, \alpha'$  и т.д./; при таких столкновениях разность спинов играет меньшую роль.

### 3.6. Квадрупольные моменты нижних ротационных состояний.

#### Ускорение $\gamma$ - переходов типа E2 между ними

Мы должны различать, согласно модели Бора и Моттельсона, внутренний квадрупольный момент  $Q_0$ , определяющийся формой ядра, и наблюдаемый при взаимодействии с электронной оболочкой квадрупольный момент  $Q$ .

$Q_0$  одно и то же для всех ротационных состояний, связанных с основным состоянием, так как у них у всех одинаковая деформация. Напротив,  $Q$  у всех этих состояний разное.

Из приведенных в табл.1У данных о вероятности перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$  в ротационной полосе можно определить внутренний момент  $Q_0$  :

$$Q_0 = \sqrt{\frac{56}{5} \frac{\pi}{e^2} B(E2)}$$

В последней колонке таблицы 1У приведены значения  $Q_0$  для тех деформированных ядер, у которых известно  $T_{1/2}^{2^+}$  /.

Отметим, что приведенные значения  $Q_0$  колеблются около  $7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , в то время как  $Q_0$ , соответствующее экваториальному движению одного протона соответствует  $\sim 0,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ . Это независимым образом поддерживает выводы, сделанные на стр. 16 что во вращательном движении участвует несколько десятков нуклонов.

Эти же рассуждения можно использовать для оценки вероятности E2 переходов между ротационными уровнями. Поскольку  $B(E2) \sim Q_0^2$ , а  $Q_0$  значительно больше квадрупольного момента, обусловленного движением одного протона, то ясно, что вероятность рассматриваемых коллективных  $\gamma$ -переходов должна быть во много раз /  $\sim 100$  раз/ больше вероятности одночастичного перехода, рассчитанной по формуле Мошковского. В последнем столбце табл.1У приведены данные о величине  $F$  /отношении наблюдаемой вероятности перехода к рассчитанной по формуле Мошковского/, подтверждающие это предположение. Легко заметить, что к краям области деформированных ядер, где параметры деформации меньше, уменьшается и величина  $F$ .

### 3.7. Величина деформации

Помимо того факта, что деформированные ядра обладают осевой симметрией, об их форме практически почти ничего не известно. Единственный источник сведений о деталях формы ядра - это данные об относительных интенсивностях в тонкой структуре  $\alpha$  - спектров, однако интерпретация этих данных не вполне однозначна.

Простейшее предположение о форме деформированного ядра то, что оно является эллипсоидом вращения. Положительный знак квадрупольных моментов указывает на то, что это вытянутый эллипсоид.

Можно различными способами характеризовать вытянутость ядер. В литературе ее описывают одной из четырех характеристик:

а/ эксцентриситетом  $\epsilon$  эллипса, получающегося при сечении эллипсоида плоскостью, проходящей через его большую ось,

б/ величиной  $\delta = \frac{\Delta R}{R}$  - где  $\Delta R$  - разность большой и малой полуосей эллипсоида, а  $R$  - радиус шара, такого же объема как у эллипсоида,

в/ величиной  $\alpha_2$  в разложении радиуса по полиномам Лежандра

$$R = b \left\{ 1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_4 P_4(\cos \theta) + \dots \right\}$$

где  $b$  - малая полуось,

г/ величиной  $\beta$ , определяемой из выражения

$$\beta^2 = \sum_{\mu\nu} \alpha_{\mu\nu}^2$$

Все эти характеристики связаны между собой:

$$\frac{\Delta R}{R} \cong \frac{1}{2} \epsilon^2 \left( 1 + \frac{1}{3} \epsilon^2 + \dots \right)$$

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{5\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R} \cong 1,06 \frac{\Delta R}{R}$$

Мы будем пользоваться в дальнейшем характеристиками  $\beta$  и  $\frac{\Delta R}{R}$ . Коэффициент деформации  $\beta$  может быть определен непосредственно по внутреннему квадрупольному моменту ядра:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta (1 + 0,16\beta + \dots)$$

Величины  $\beta$ , вычисленные по  $Q_0$ , приведены рядом с ними в табл.1У; они представлены также на рис.12.

Деформации ядер оказываются значительными:  $\frac{\Delta R}{R} \cong 0,35$  в середине области деформированных ядер. Такая эллипсоидальность вполне заметна на глаз. На рис.13 изображен круг и эллипсоиды с  $\frac{\Delta R}{R} = 0,2$  и  $0,4$ .

К краям области деформированных ядер деформация уменьшается, но область кончается при  $\frac{\Delta R}{R} \approx 0,25$  /  $Na^{150}$  / и  $\approx 0,14$  /  $Os^{180}$  /. При меньших  $\Delta R/R$ , по-видимому, постоянная деформация ядер оказывается энергетически невыгодной и ядра имеют круглую форму.

### 3.8. Высокие уровни возбуждения, основные факты и представления

При рассмотрении рис.4 бросается в глаза, что уровни, не принадлежащие к ротационной полосе основного состояния, нигде не спускаются ниже 600-900 Кэв. Таким образом, ядра с четными  $N$  и  $Z$  являются трудно возбуждаемыми для всех типов возбуждения кроме вращательных, в этом, как мы увидим дальше, проявляется их коренное отличие от ядер с нечетным  $N$  или  $Z$  /или и  $N$  и  $Z$  /, связанное с полным объединением в пары /"спариванием"/ всех нуклонов.

Экспериментаторы уже добрались до высоких уровней возбуждения, хотя добытый ими материал еще невелик.

Имеющиеся экспериментальные данные собраны в табл.У.

Можно ожидать, что высокие возбужденные состояния четно-четных ядер будут двух типов:

1/ возбужденные состояния, возникающие вследствие коллективных движений значительных групп нуклонов,

2/ возбужденные состояния, связанные с разрывом какой-либо пары нуклонов, находящихся ранее на одном энергетическом уровне.

Мы рассмотрим сейчас уровни первого типа, коллективные уровни; об уровнях, связанных с разрывом пар известно пока очень немного, и нам удобнее рассмотреть их позднее, после одночастичных уровней в ядрах с нечетным  $A$ .

Представим себе ядро в виде эллипсоида, равномерно заполненного протонами и нейтронами.

Дипольные колебания в такой системе соответствуют смещению друг относительно друга протонов и нейтронов /смещение центра зарядов относительно центра масс/. Такие колебания ядерного вещества, по-видимому, возможны, и именно ими, вероятно, в значительной степени объясняется хорошо известное явление "гигантского резонанса"

Т а б л и ц а У

Высокие уровни возбуждения в ядрах с четными  $N$  и  $Z$ .

Я д р о	Уровни: их энергия и квантовые характеристики
$Sm^{152}$	976 ( $1^-$ ); 1086,6 ( $2^+$ ); 1234,8 ( $3^+$ ); 1538 ( $2^-$ )
$Gd^{154}$	996,6 ( $1^-$ или $2^+$ ); 1128,4 (3); 1404 ( $2^-$ ); 1723
$Dy^{156}$	1500 (3)
$Gd^{156}$	1240 ( $1^-$ или $2^+$ ); 1360 (3); 1948 (2); 2038 ( $2^+$ ); 2048; 2140; 2182 (2); 2260 (3)
$Dy^{160}$	966,5 ( $2^+$ ); 1049 ( $3^+$ ); 1156 ( $4^+$ ); 1200 ( $1^-$ ); 1264 ( $3^-$ ); 1358 ( $3^-$ ); 1565 ( $3^+$ ); 1656; 1696; 1721; 2354; 2637; 2771; 2924; 2976
$\epsilon z^{166}$	1462 ( $0^+$ ); 1541,6 ( $2^+$ ); 1610 ( $1^-$ ); 2061,3; 2089,4; 2249; 2548; 2763; 2848
$\epsilon z^{168}$	1080 (4); 1280; 1360; 1800
$Hf^{178}$	1148,8 ( $8^-$ )
$Hf^{180}$	1142,8 ( $8^-$ )
$W^{182}$	1222 ( $2^+$ ); 1255; 1289 ( $2^-$ ); 1332 ( $3^+$ ); 1375 ( $3^-$ ); 1437; 1488 ( $4^-$ ); 1554 ( $4^-$ )
$W^{184}$	890 ( $2^+$ ); $\sim 1000$ ( $3^+$ ); 1190 ( $1^- ?$ ); 1295 ( $2^- ?$ ); 1455 ( $3^- ?$ ); 1500
$Os^{186}$	764 ( $2^+$ )
$W^{186}$	730 ( $2^+$ ); 930 ( $3^- ?$ ); 1030 ( $4^- ?$ ); 1440
$Os^{188}$	633 ( $2^+$ ); 1086 ( $0^+ ?$ ); 1305,6; 1461; 1765; 1940; 1960
$Os^{190}$	586 ( $2^+$ ); 1126 ( $4^+ ?$ ); 1380 ( $2^- ?$ ); 1699 ( $10^-$ )

при возбуждении ядер жесткими  $\gamma$ -лучами. Этот резонанс лежит в области 12-20 мэв. К рассматриваемым возбужденным состояниям, имеющим энергию 1-3 мэв, он отношения не имеет.

Гигантский резонанс обычно связывается с колебаниями всех протонов относительно всех нейтронов; его положение в некоторой мере зависит от числа тех и других /"граничные условия для резонирующего тела"/, но зависимость эта не сильная: это видно из того, что положение резонанса не сильно отличается в легких и тяжелых веществах. Поэтому можно сделать вывод, что оно определяется в большей степени связью ядерных частиц, чем пограничными условиями ядра. Отсюда следует, что дипольные колебания, в которых участвуют не все нуклоны ядра, должны все же иметь большую частоту и, следовательно, большую энергию возбуждения. С возбуждениями величиной в 1-3 Мэв такие колебания не связаны.

Возможно, что несферичность ядра сказывается на виде гигантского резонанса: дипольные колебания, различно ориентированные относительно оси эллипсоида должны иметь несколько отличающиеся частоты. Этот вопрос уже подымался на Московском совещании 1957 года, а недавно Кук и Геллер<sup>x/</sup> сообщили, что ширина гигантского резонанса в эллипсоидальном ядре  $\epsilon_u^{153}$  значительно больше, чем в круглом ядре  $\epsilon_u^{151}$ .

Квадрупольные электрические колебания ядра могут быть разного типа: некоторые из них могут быть связаны со смещением протонов относительно нейтронов, а другие - с деформацией эллипсоида, содержащего равномерную смесь тех и других. При этом принято различать  $\beta$  - квадрупольные колебания, происходящие вдоль оси эллипсоида, например, имеющие его эксцентриситет, и  $\gamma$  - квадрупольные колебания, перпендикулярные его оси и превращающие эллипсоид вращения, например, в трехосный эллипсоид.

Расчеты показывают, что основное состояние квадрупольных колебаний первого типа должно быть типа  $0^+/K=0+/, а второго - 2^+/K=2+/.$

Каждое колебательное возбужденное состояние может явиться основой для ротационной полосы, причем вращательные движения должны быть достаточно медленными для того, чтобы колебательное движение оставалось прежним в координатной системе самого ядра.

При  $\beta$  -квадрупольных колебаниях осевая симметрия ядра сохраняется; поэтому последовательность вращательных состояний в ротационной полосе должна быть такая же, как у основного состояния четно-четного ядра:

$$I = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$$

При  $\gamma$ -квадрупольных колебаниях ядро перестает быть телом вращения; при этом возможны все значения спина и последовательность состояний в ротационной полосе такова:  $2^+, 3^+, 4^+, 5^+$ .

Помимо квадрупольных возможны колебания и более высоких степеней симметрии - например, октупольные. Простейшее октупольное колебание мы можем представить себе как наложение двух квадрупольных колебаний, смещенных по фазе, при этом ядро перестает быть эллипсоидом и становится грушевидным телом. Октупольные колебания всегда приводят к нечетным состояниям; теория предсказывает последовательность вращательных состояний.

$$1^-, 3^-, 5^- \dots \dots \dots /K=0-/.$$

### 3.9. $\beta$ -квадрупольные колебания ядер

В рассматриваемой области деформированных ядер есть только один возбужденный уровень типа  $0^+$  - у  $Er^{166}$  /сомнительный случай -  $Os^{188}$ /; однако, в области тяжелых деформированных ядер таких случаев известно несколько -  $Th^{232}, U^{234}, Pu^{238}, Pu^{240}$ .

Пока еще неизвестны достаточно развитые ротационные полосы, основанные на этих уровнях /за исключением первого уровня  $2^+$ /. Наличие возбужденных состояний типа  $0^+$  можно считать аргументом в пользу того, что в ядрах наблюдаются  $\beta$ -квадрупольные колебания.

### 3.10. $\gamma$ -квадрупольные колебания ядер

В рассматриваемой области деформированных ядер в трех случаях наблюдается последовательность возбужденных состояний  $2^+, 3^+$ , /  $Sm^{152}, W^{182}, W^{184}$  / и в одном последовательность  $2^+, 3^+, 4^+$  /  $Dy^{160}$  /.

В тех случаях, когда известны только уровни типа  $2^+$  и  $3^+$ , естественно могут возникнуть сомнения: действительно ли состояние  $3^+$  отличается от состояния  $2^+$  только вращением? не оказались ли случайно рядом совсем разные состояния?

Для того, чтобы найти ответ на эти вопросы, следует рассмотреть расстояние между уровнями  $2^+$  и  $3^+$ .

Согласно формуле /2/ оно равно:

$$E_2^* - E_1^* = A/3,4-2,3/ - B/3,4-2,3/^2 = 6A-36B,$$

где  $A = \frac{\hbar^2}{2G}$ , то есть в точности равно расстоянию между уровнями  $2^+$  и  $0^+$  основной ротационной полосы, если для обеих полос одинаков эффективный момент инерции  $G$ . Соответствующие данные собраны в таблице У1.



Т а б л и ц а У1

Сопоставление уровней типа  $2^+$  и  $3^+$

Я д р о	Энергия уровней $2^+$ и $3^+$ / $E_1^*$ и $E_2^*$ /	$E_2^* - E_1^*$ $\gamma$ -кол	$E_{20}^* - E_{10}^*$ осн.полоса	$\frac{E_2^* - E_3^*}{E_{20}^* - E_{10}^*}$
$Sm^{152}$	1086,6/ $2^+$ /; 1234,8/ $3^+$ /	148,2	122,1	1,21
$Dy^{160}$	966,5/ $2^+$ /; 1049 / $3^+$ /	82,5	86,5	0,95
$W^{182}$	1222 / $2^+$ /; 1332 / $3^+$ /	110	100,1	1,10

Последняя колонка таблицы У1 показывает, что расстояния между первыми уровнями и, следовательно, эффективные моменты инерции совпадают в пределах 20%.

В тех случаях, когда известны три уровня -  $2^+$ ,  $3^+$  и  $4^+$  - можно 1/ проверить, насколько хорошо выполняется формула /2/ для энергии последовательных ротационных состояний и 2/ вычислить постоянные А и В, а затем эффективный момент инерции  $G$ . Пока известен только один такой случай - возбужденные состояния  $2^+$ ,  $3^+$  и  $4^+$  у  $Dy^{160}$ .

Отношение энергий переходов  $4^+ \rightarrow 3^+$  и  $3^+ \rightarrow 2^+$  равно  $107/82,5 = 1,29$ , а согласно ф. /2/, при отбрасывании поправочного члена оно должно быть равно  $4/3 = 1,33$  согласие достаточно хорошее. Постоянные А и В оказываются разными:

$$A = 13,92 \text{ кэВ} \quad B = 0,0275 \text{ кэВ}$$

Эти значения довольно близки к тем, которые получаются для ротационной полосы основного состояния:

$$A_0 = 14,53 \text{ КэВ} \quad B_0 = 0,019 \text{ КэВ}$$

Поправочный коэффициент В мал и определяется, конечно, в обоих случаях неточно. По величине А нетрудно вычислить эффективный момент инерции

$$G = 2,49 \cdot 10^{-47} \text{ г.см}^2$$

Он всего лишь на 4,3% больше, чем эффективный момент инерции основной полосы.

Последовательность ротационных уровней  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$  .... может возникать не только при  $\gamma$  -квadrupольных колебаниях ядра, но и около двухчастичного уровня. Аргументы, которые можно сейчас предложить для решения вопроса, имеем ли мы дело с коллективным или двухчастичным уровнем, имеют только качественный характер.

Природа уровня может сказываться на величине эффективного момента инерции  $G$ . Сравнение величин  $G$  для ротационных полос основных состояний ядер с четными  $N$  и  $Z$  и ядер с нечетным  $A$  показывает, что в последнем случае они больше. Это качественно объясняется как увеличение деформации ядра из-за движения нечетного нуклона, который увлекает с собой некоторое количество пар. Если такое объяснение правильно, то можно думать, что движение двух нечетных нуклонов должно еще сильнее увеличивать  $G$ . С этой точки зрения все уровни  $2^+$ , приведенные в таблице У1, кроме уровней  $Dy^{160}$ , являются коллективными, так как отношение  $\frac{E_2 - E_1}{E_{20} - E_{10}}$  близко к 1, что показывает на близость эффективных моментов инерции основного состояния и уровня  $2^+$ .

Отнесение уровня  $Dy^{160} 2^+$  к коллективным уровням вызывает некоторые сомнения, ибо его момент инерции несколько больше момента инерции основного состояния. Однако это отличие не так значительно, чтобы с определенностью говорить об его двухчастичной природе.

Можно ожидать, что энергия коллективных уровней является плавной функцией от  $A$  или от коэффициента деформации  $\beta$ , в то время как для двухчастичных уровней такая плавная зависимость может быть необязательной: разрываемые пары могут находиться сначала или разместиться потом на различных уровнях.

Имеющиеся данные представлены на рис.14.

Число случаев, в которых известны уровни  $2^+$  и  $3^+$  невелико, и по ним трудно найти закономерность в расположении уровней. Однако, если к ним добавить случаи, когда известен только один уровень типа  $2^+$ , самый низкий из неротационных, то такая закономерность намечается: к краям области деформированных ядер энергия уровней  $2^+$  постепенно падает. К середине области она как будто возрастает, и уровни уходят в неизученную зону высоких возбуждений; только в  $Dy^{160}$  положение уровня 966,5 Кэв  $2^+$  противоречит этой концепции.

### 3.11. Октупольные колебания в ядрах

В некоторых ядрах наблюдаются уровни типа 1 - /  $Sm^{152}$  - 976 Кэв;  $Er^{166}$  - 1610 Кэв,  $Gd^{154}$  - 996 Кэв?  $Gd^{156}$  - 1240 Кэв?/. Аналогичные уровни 1 -, а иногда и целые последовательности 1-; 3-; 5- часто встречаются в тяжелых деформированных ядрах /  $Ra^{222}$ ,  $Ra^{224}$ ,  $Ra^{226}$ ,  $Th^{226}$ ,  $Th^{228}$ ,  $U^{232}$ ,  $Pu^{238}$  /.

Эти уровни связаны  $2 \gamma$ -переходами типа  $E1$  с основным состоянием  $0^+$  и первым ротационным уровнем  $2^+$ . Анализ относительных интенсивностей обоих  $E1$  переходов показал, что рассматриваемые уровни обладают важной особенностью. Несмотря на то ,

что полный угловой момент ядра в этих состояниях /спин/ равен 1-, его проекция на ось симметрии ядра  $K$  равна 0. /В случае  $K = 1$  отношение приведенных к одной энергии вероятностей  $E1$  переходов  $\frac{B(1- \rightarrow 0+)}{B(1- \rightarrow 2+)}$  должно быть равно 2; при  $K = 0$  это отношение равно 0,5. Опыт неизменно дает для него величину, близкую к 0,5/. Если бы этот уровень был одночастичным, то для него должно было бы выполняться соотношение  $K = I = 1$ . Противоречит предположению о двухчастичной природе этих уровней и их сравнительно малая энергия /особенно в тяжелых ядрах/. Она недостаточна для разрыва пары и возбуждения двухчастичного уровня.

Поэтому было предположено, что они обусловлены коллективным возбуждением ядра. Нечетная четность в этом случае указывает на существование в ядре некоторой деформации нечетного порядка, например, октупольной. Тогда поверхность ядра будет описываться формулой:

$$R = R_0(1 + \beta_2 Y_{20}(\vartheta) + \beta_3 Y_{30}(\vartheta)) \quad (6)$$

где  $\beta_2$  и  $\beta_3$  - параметры квадрупольной и октупольной деформации, а  $Y_{20}(\vartheta)$  и  $Y_{30}(\vartheta)$  - шаровые функции второго и третьего порядков.  $\gamma$  - переходы типа  $E1$  /или возбуждение уровней 1 - кулоновским полем /возможны только в случае поляризации ядра, обусловленной колебаниями поверхности, так как без поляризации центр зарядов совпадает с центром тяжести ядра, и электрический дипольный момент ядра равен нулю.

Кулоновские силы в ядре способствуют такой поляризации, однако их эффект очень мал, ибо они значительно слабее ядерных сил, способствующих равномерному распределению заряда. Поэтому вероятность рассмотренных выше  $E1$  - переходов должна быть на несколько порядков ниже, чем это следует из формулы Вайскопфа - Мошковского. Так как эти переходы тем не менее наблюдаются, то из их интенсивностей можно получить данные о параметре октупольной деформации, т.е. найти  $\beta_3$ . Для ядра, поверхность которого определяется выражением (6), индуцированный в результате поляризации, электрический дипольный момент имеет вид:

$$D = AZe \beta_2 \beta_3$$

и, следовательно, вероятность  $E1$  перехода пропорциональна  $\beta_2^2 \langle \beta_3^2 \rangle_{cp}$ . ;  
 $A$  - некоторая постоянная,  $Ze$  - заряд ядра.

Уровни типа "1" - теперь можно интерпретировать двояко, в зависимости от интерпретации  $\langle \beta_3^2 \rangle_{cp}$ . Либо они обусловлены вращением ядра, имеющего статическую откупольную деформацию /грушевидная равновесная форма ядра/, либо откупольными колебаниями ядра, не имеющего статической откупольной деформации /эллипсоидальная равновесная форма/.

Выбор между обоими интерпретациями можно будет сделать только после деталь-

ного изучения более высоких уровней. Если уровень "1" - первый вибрационный октупольный уровень, то должен существовать второй вибрационный уровень.

В этом случае должна быть ротационная полоса с  $K = 0 + 1=0+2+4+.../$  с энергией, приблизительно вдвое большей, чем у уровней ротационной полосы с  $K = 0 -$ . Поиски такой полосы представляются весьма важными.

Более детальное изучение октупольных деформаций  $\beta_3$  до последнего времени не может быть проведено из-за полного отсутствия экспериментальных данных.

Только в  $Sm^{152}$  известно время жизни уровня 970 Кэв  $\tau \approx 3.10^{-14}$  с. Е1-переходы в этом ядре замедлены в 150 раз /по сравнению с данными формулы Вайскопфа/.

Взяв  $\beta_2 \approx 0,25$  получаем  $\beta_3 \approx 0,07$ . Это значение  $\beta_3$  несколько велико. Отметим, что оценка для ядра  $Th^{228}$  также приводит к слишком большой величине  $\beta_3$ . Причины этого в настоящее время неизвестны.

Уровни "1" - могут служить основой новой ротационной полосы. Поскольку  $K=0^-$ , в этой полосе должна наблюдаться следующая последовательность ротационных уровней 1-, 3-, 5-. Энергии этих уровней описываются формулой:  $E = \frac{\hbar^2}{2G} [I(I+1) - I_0(I_0+1)]$  или т.к.  $I_0 = I$ ;  $E = \frac{\hbar^2}{2G} [I(I+1) - 2]$  . Момент инерции ядра в состоянии "1"- должен быть того же порядка, что и в основном состоянии  $0+$ .

Такие полосы действительно обнаружены в  $Ra^{224}$  и  $Ra^{226}$ . Возможно, что они наблюдаются и в  $Gd^{154}$  /уровень 1136 Кэв/ и  $Gd^{154}$  /уровень 1360 Кэв/, ибо оба эти уровня имеют спин 3.

#### § 4. Ядра с нечетным А.

В ядрах с нечетным А нечетно либо  $N$ , либо  $Z$ ; помимо попарно связанных нуклонов, имеется либо 1 нечетный нейтрон, либо 1 нечетный протон.

Как известно, в модели оболочек Майер свойства всего ядра такого типа определяются поведением этой нечетной частицы. Полагая, что нечетная частица движется в среднем поле других частиц и подбирая соответствующий вид потенциальной сферической ямы, удавалось в общих чертах объяснить наблюдающуюся на опыте последовательность заполнения ядерных уровней в большинстве районов периодической системы элементов. Эта последовательность уровней носит название схемы Майер.

Уровни, на которые должны помещаться нуклоны после заполнения оболочек  $Z=50$  и  $N=82$ , изображены слева на рис.15 и 16.

На каждом уровне находится  $2I+1$  нуклон - от 2 до 14 в рассматриваемой об-

ласти. Состояния всех этих нуклонов считаются одинаковыми в схеме Майер.

В развитии представлений о строении ядра схема Майер играла и играет еще сейчас очень большую роль. Как правило, вне областей деформированных ядер, она хорошо объясняет некоторые экспериментальные данные. При применении ее к деформированным ядрам возникали разногласия; их пытались устранять, ссылаясь на перекрещивание уровней, но больших успехов на этом пути достигнуто не было. Причина этого в настоящее время ясна.

На движении ядра существенным образом сказывается деформация ядра. Потенциальная яма, в которой движутся нуклоны, становится эллипсоидальной. Направление оси эллипсоида не строго ориентировано в пространстве, но мы можем перейти к координатной системе, связанной с ядром, и в этой системе выделенное направление сохраняется. Для любого одночастичного движения в таком ядре полный момент количества движения  $j$  не является полностью определенной величиной, но проекция его на выделенное направление  $\Omega$  является интегралом движения, то есть сохраняется во времени. Нильсон показал, что энергия движения нуклона в эллиптической потенциальной яме зависит от абсолютной величины  $\Omega$  /образно говоря, от наклона орбиты по отношению к оси эллипсоида/. Таким образом каждое нуклонное состояние, описываемое ранее спином  $I$ , разбивается теперь на  $I + 1/2$  подсостояния с различными значениями  $\Omega$  от  $1/2$  до  $I$ .

При больших деформациях, помимо значения  $\Omega$ , каждое состояние характеризуется еще тремя квантовыми числами. Поскольку Нильсон выбрал в качестве потенциала ядра потенциал трехмерного осциллятора, такими числами будут  $N$ ,  $n_z$ ,  $L = T_z \cdot N$  - число, характеризующее симметрию колебаний. Оно указывает номер оболочки, к которой принадлежит уровень и, следовательно, полностью определяет его четность,  $n_z$  - число, характеризующее симметрию колебаний вдоль оси симметрии ядра,  $L = T_z$  - проекция орбитального момента нуклона на ось симметрии ядра.

В реальных ядрах, которые обладают не очень большими деформациями, эти три квантовых числа являются неточными, однако, как мы увидим дальше, они оказываются существенными при оценке интенсивностей  $\beta$  и  $\gamma$  переходов.

На рис. 16 и 15 приведены диаграммы Нильсона для нейтронных уровней после заполненной оболочки из 82 нейтронов и для протонных уровней после заполненной оболочки из 50 протонов. С левой стороны каждого рисунка изображены уровни старой модели оболочек Майер; на каждом уровне может находиться  $2j + 1$  нуклонов. В правой части эти уровни расщеплены на подуровни с различными  $\Omega$ , указанными на самих кривых. Рядом, в квадратных скобках, приведены значения  $N, n_z, L$ . Величина расщепления зависит от коэффициента деформации  $\beta$ . На каждом подуровне могут находиться теперь только два нуклона.

Система уровней в деформированных ядрах оказывается гораздо более сложной, чем в круглых ядрах. Линии различных подсостояний на рис.15-16 сильно перекрещиваются, а так как каждая из них проведена с погрешностью, вызванной неточностью предпосылок расчета Нильсона, то однозначно предсказать последовательность уровней при данном  $\beta$  почти невозможно; к этому, при практическом применении диаграммы Нильсона, нужно добавить возможную погрешность в величине  $\beta$  для данного ядра.

Тем не менее диаграмма Нильсона всегда указывает два или три состояния, альтернативные для рассматриваемого нечетного нуклона. Насколько правильны эти предсказания видно из таблиц УП-УШ.

#### 4.1. Спины основных состояний

В таблице УП сопоставлены экспериментальные значения спина у основных состояний ядер с нечетными  $A$ , предсказания диаграммы Нильсона и предсказания схемы Майер.

Подчеркнуты прямые экспериментальные значения спина; остальные получены из анализа схем распада.

Можно констатировать отсутствие согласия со схемой Майер и отсутствие противоречий со схемой Нильсона.

#### 4.2. Классификация возбужденных состояний в ядрах с нечетным $A$

В таблице УШ приведены все имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные о возбужденных состояниях ядер с нечетным  $A$ . Эти состояния изображены также на рис.17.

Квантовые характеристики и расстояние между уровнями позволяют в ряде случаев с уверенностью выделить ротационные состояния, связанные с основным состоянием ядра. На рис.17 они отмечены черными кружками, а в таблице УШ — подчеркнуты.

Основное, бросающееся в глаза, различие в расположении уровней в ядрах с четными  $N$  и  $Z$  /рис.4/ и в ядрах с нечетным  $A$  — это наличие у последних большого числа низко расположенных неротационных уровней, начиная с 25 Кэв у  $Dy^{161}$ .

Эти возбужденные состояния обладают самыми разнообразными квантовыми характеристиками и, при первом рассмотрении, не видно никакой закономерности в их расположении.

В настоящее время принято считать, что все эти состояния либо связаны с движением нечетного нуклона, либо являются ротационными состояниями, сопровождающими такие движения. Конечно, нет доказательств, что все остальные нуклоны "спарены"; но,

## Таблица VII

Сравнение экспериментальных значений  
спина основных состояний ядер с нечетным  
A с предсказаниями схем Нильсона и Майер

Ядро	Спин	предсказ	предсказ	Ядро	Спин	предсказ	предсказ
	осн.	схемы	схемы		осн.	схемы	схемы
	сост	Нильсона	Майер		сост	Нильсона	Майер
$\text{Eu}^{153}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^+; \frac{3}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+; \frac{7}{2}^+$	$\text{Lu}^{175}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Eu}^{155}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^+; \frac{3}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+; \frac{7}{2}^+$	$\text{Yb}^{177}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Gd}^{155}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^+; \frac{3}{2}^-$	$\frac{9}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\text{Lu}^{177}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Tb}^{155}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+; \frac{1}{2}^+$	$\text{Hf}^{177}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Gd}^{157}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^-; \frac{5}{2}^+$	$\frac{9}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\text{Hf}^{179}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Tb}^{157}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+; \frac{1}{2}^+$	$\text{Ta}^{179}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Tb}^{159}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+; \frac{1}{2}^+$	$\text{W}^{179}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Dy}^{161}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^+; \frac{5}{2}^-$	$\frac{9}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\text{Ta}^{181}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Tb}^{161}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+; \frac{1}{2}^+$	$\text{W}^{181}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}^+;$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Dy}^{163}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^-; \frac{5}{2}^+$	$\frac{9}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\text{Ta}^{183}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Ho}^{163}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^-; \frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+; \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$	$\text{W}^{183}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^-; \frac{3}{2}^-$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Ho}^{165}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^-; \frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+; \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$	$\text{Re}^{183}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{9}{2}^-; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^+$
$\text{Er}^{165}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^-; \frac{5}{2}^+$	$\frac{9}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\text{Os}^{183}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Er}^{167}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{1}{2}^-; \frac{7}{2}^+$	$\frac{9}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\text{W}^{185}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{11}{2}^+$	$\frac{1}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Tm}^{169}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+; \frac{7}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+; \frac{11}{2}^- \frac{1}{2}^+$	$\text{Re}^{185}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{9}{2}^-; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Tm}^{171}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+; \frac{7}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+; \frac{11}{2}^- \frac{1}{2}^+$	$\text{Re}^{187}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{9}{2}^-; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$
$\text{Yb}^{171}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^-; \frac{7}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-; \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$	$\text{Os}^{187}$	$\frac{3}{2}(\frac{7}{2})$	$\frac{1}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{9}{2}^+$	$\frac{1}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Yb}^{173}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^-; \frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-; \frac{3}{2}^- \frac{13}{2}^+$	$\text{Os}^{189}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^- \frac{3}{2}^- \frac{11}{2}^+$	$\frac{1}{2}^- \frac{13}{2}^+$
$\text{Lu}^{173}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{7}{2}^+; \frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \frac{11}{2}^-$	$\text{Os}^{191}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}^-; \frac{11}{2}^+$	$\frac{1}{2}^- \frac{13}{2}^+$

Таблица VIII  
Возбужденные уровни в ядрах с нечетным A

Ядро	Осн. сост.	Возбужденные уровни						
		I	II	III	IV	V	VI	VII
Eu <sup>153</sup>	5/2 <sup>+</sup>	833 7/2 <sup>+</sup>	98 5/2 <sup>-</sup>	103 3/2 <sup>+</sup>	172 5/2 <sup>+</sup>	194 9/2 <sup>+</sup>	710 1/2 <sup>+</sup>	
Eu <sup>155</sup>	5/2 <sup>+</sup>	105	351					
Gd <sup>155</sup>	3/2 <sup>-</sup>	6000 5/2 <sup>-</sup>	8654 3/2 <sup>+</sup>	10532 5/2 <sup>-</sup>	145 7/2 <sup>-</sup>	2671 3/2 <sup>+</sup>	368.4 3/2 5/2 <sup>-</sup>	4275 1/2 3/2 <sup>+</sup>
Tb <sup>155</sup>	3/2 <sup>+</sup>	655 5/2 <sup>+</sup>	227	515	660			
Gd <sup>157</sup>	3/2 <sup>-</sup>	57 5/2 <sup>-</sup>	132 7/2 <sup>-</sup>	200	800			
Tb <sup>157</sup>	3/2 <sup>+</sup>	6076 5/2 <sup>+</sup>	1439 7/2 <sup>+</sup>	3266 5/2 <sup>-</sup>				
Tb <sup>159</sup>	3/2 <sup>+</sup>	58 5/2 <sup>+</sup>	139 7/2 <sup>+</sup>	364 5/2 <sup>-</sup>				
Dy <sup>161</sup>	5/2 <sup>+</sup>	25.7 5/2 <sup>-</sup>	45 7/2 <sup>+</sup>	48.9 3/2 <sup>-</sup>	74.5 3/2 <sup>-</sup>	83.9 7/2 <sup>-</sup>	102 9/2 <sup>+</sup>	103.8 7/2 <sup>-</sup>
Tb <sup>161</sup>	3/2 <sup>+</sup>	568 5/2 <sup>+</sup>	135 (1/2) <sup>+</sup>	315.5 (3/2)	417.5 (1/2)	481.7	582.8	
Dy <sup>163</sup>	5/2 <sup>-</sup>	75 7/2 <sup>-</sup>	166 9/2 <sup>-</sup>					
Ho <sup>163</sup>	7/2 <sup>-</sup>	305 1/2 <sup>+</sup>						
Ho <sup>165</sup>	7/2 <sup>-</sup>	94.4 9/2 <sup>-</sup>	216 1/2 <sup>-</sup>	279 3/2 <sup>-</sup>	361 5/2 <sup>-</sup>	520 3/2 <sup>-</sup>	634 5/2 <sup>-</sup>	990 5/2 <sup>-</sup>
Er <sup>165</sup>	5/2 <sup>-</sup>	77.3 7/2 <sup>-</sup>	243.3 1/2 <sup>-</sup>	296.5 5/2 <sup>-</sup>	297.8 3/2 <sup>-</sup>	356.9 3/2 <sup>-</sup>		
Er <sup>167</sup>	7/2 <sup>+</sup>	78 9/2 <sup>+</sup>	172 1/2 <sup>+</sup>	207.5 1/2 <sup>-</sup>	264.2 3/2 <sup>-</sup>	350 (5/2)	720 (5/2)	
Tm <sup>169</sup>	1/2 <sup>+</sup>	8.42 3/2 <sup>+</sup>	118.20 5/2 <sup>+</sup>	138.95 7/2 <sup>+</sup>	316.19 1/2 <sup>+</sup>	335 9/2 <sup>+</sup>	379.31 1/2 <sup>-</sup>	472.91 9/2 <sup>-</sup>
Tm <sup>171</sup>	1/2 <sup>+</sup>	5 3/2 <sup>+</sup>	118 5/2 <sup>+</sup>	130 1/2 <sup>+</sup>	337 9/2 <sup>+</sup>	425 7/2 <sup>-</sup>		
Yb <sup>171</sup>	1/2 <sup>-</sup>	66.7 3/2 <sup>-</sup>	75 7/2 <sup>+</sup>	75.8 5/2 <sup>-</sup>				
Yb <sup>173</sup>	3/2 <sup>-</sup>	78.7 7/2 <sup>-</sup>	179.2 9/2 <sup>-</sup>	351 7/2 <sup>+</sup>				
Lu <sup>173</sup>	7/2 <sup>+</sup>	123	135 9/2 <sup>+</sup>	140	297	307	447	849
Lu <sup>175</sup>	7/2 <sup>+</sup>	11381 9/2 <sup>+</sup>	25146 1/2 <sup>+</sup>	34340 5/2 <sup>+</sup>	39631 9/2 <sup>+</sup>	43231 1/2 <sup>+</sup>	5047 1/2 <sup>+</sup>	
Yb <sup>177</sup>	9/2 <sup>+</sup>	455						
Lu <sup>177</sup>	7/2 <sup>+</sup>	118 9/2 <sup>+</sup>	147 9/2 <sup>-</sup>	287 1/2 <sup>-</sup>	1240 (7/2)			
Hf <sup>177</sup>	7/2 <sup>-</sup>	113 9/2 <sup>-</sup>	250 1/2 <sup>-</sup>	321 9/2 <sup>+</sup>	510 5/2 <sup>-</sup>	748 7/2 <sup>+</sup>	850 9/2 <sup>+</sup>	1068 1/2 <sup>-</sup>
Hf <sup>179</sup>	9/2 <sup>+</sup>	122 1/2 <sup>+</sup>	217 7/2 <sup>-</sup>	263 13/2 <sup>+</sup>	377 1/2 <sup>-</sup>			
Ta <sup>179</sup>	7/2 <sup>+</sup>	30 9/2 <sup>-</sup>						
W <sup>179</sup>	7/2 <sup>-</sup>	222						
Ta <sup>181</sup>	7/2 <sup>+</sup>	136.25 9/2 <sup>+</sup>	152.5 9/2 <sup>-</sup>	303 1/2 <sup>+</sup>	4820 5/2 <sup>+</sup>	615.0 1/2 <sup>+</sup>	618.9 3/2 <sup>+</sup>	958
W <sup>181</sup>	9/2 <sup>+</sup>	366 7/2 <sup>-</sup>						
Ta <sup>183</sup>	7/2 <sup>+</sup>	800						
W <sup>183</sup>	1/2 <sup>-</sup>	46.48 3/2 <sup>-</sup>	99.07 5/2 <sup>-</sup>	105	20700 7/2 <sup>-</sup>	20881 3/2 <sup>-</sup>	260	291.71 5/2 <sup>-</sup>
Re <sup>183</sup>	5/2 <sup>+</sup>	114.44 7/2 <sup>+</sup>	260 9/2 <sup>+</sup>	496.1 9/2 <sup>-</sup>	591.7 7/2 <sup>-</sup>			
Os <sup>183</sup>	9/2 <sup>+</sup>	170.7 1/2 <sup>-</sup>						
W <sup>185</sup>	3/2 <sup>-</sup>	125 5/2 <sup>-</sup>	175	235	290			
Re <sup>185</sup>	5/2 <sup>+</sup>	125 7/2 <sup>+</sup>	290 9/2 <sup>+</sup>	6458 1/2 <sup>+</sup>	7177 3/2 <sup>+</sup>	871.5 1/2 <sup>+</sup>	878.9 3/2 <sup>+</sup>	
Re <sup>187</sup>	5/2 <sup>+</sup>	136 7/2 <sup>+</sup>	206 9/2 <sup>-</sup>	300 9/2 <sup>+</sup>	510	621	686 5/2 <sup>-</sup>	759
Os <sup>187</sup>	3/2 (1/2)	135 5/2 <sup>-</sup>	435					
Os <sup>189</sup>	3/2 <sup>-</sup>	30 9/2 <sup>-</sup>	135 5/2 <sup>-</sup>					
Os <sup>191</sup>	9/2 <sup>-</sup>	74.2 3/2 <sup>-</sup>						



следует помнить, что, судя по ядрам с четными  $N$  и  $Z$ , энергия, выделяющаяся при "спаривании", порядка 1 Мэв, а в нечетных ядрах нам приходится пока рассматривать только уровни, лежащие гораздо ниже: до анализа верхних уровней экспериментаторы, расшифровывающие схемы распада снизу вверх, еще не дошли.

4.3. Ротационные полосы, связанные с основными состояниями ядер, имеющих спины 3/2, 5/2, 7/2 и 9/2.

В таблице IX приведены данные о ротационных полосах, связанных с основными состояниями ядер, имеющими спин 3/2, 5/2, 7/2 и 9/2.

При выявлении ротационных уровней использованы следующие критерии:

а/ ротационный уровень должен иметь ту же четность, что его основной, и спин больше чем у основного на 1, 2, 3 и т.д.

б/ отношение энергий возбуждения второго и первого ротационных уровней должно в пределах  $\pm 4\%$  совпадать с величиной,

$$E_2^*/E_1^* = 2 + \frac{1}{I_0 + 1},$$

вытекающей из приведенной раньше приближенной формулы для энергии ротационных состояний:

$$E_1^* = A \{ I(I+1) - I_0(I_0 + 1) \}$$

где  $I_0$  - спин основного состояния. Величина  $E_2^*/E_1^*$  равна 2,40 для  $I_0 = 3/2$ ; 2,29 для  $I_0 = 5/2$ ; 2,22 для  $I_0 = 7/2$  и 2,18 для  $I_0 = 9/2$ . Все уровни, приведенные в таблице IX, удовлетворяют этим критериям.

По энергии уровней вычисляются коэффициенты  $A$  и  $B$  в уточненной формуле:

$$E_1^* = A \{ I(I+1) - I_0(I_0 + 1) \} - B \{ I(I+1) - I_0(I_0 + 1) \}^2$$

Коэффициенты  $A$  и  $B$  могут быть независимо определены в тех случаях, когда известна энергия двух первых ротационных уровней; в тех случаях, когда известен только один уровень, для  $B$  принималось значение  $B$  соседних четных ядер /оно указано в скобках/, и затем по энергии уровня вычислялось  $A$ .

Все значения  $A$  нанесены на рис.18. Рассматривая этот рисунок, можно сделать следующие выводы:

1. Общий вид зависимости коэффициента  $A$  от атомного веса  $A$  у нечетных ядер такой же, как у четных ядер.

Т а б л и ц а IX

Постоянные A и B и эффективные моменты инерций в ядрах с нечетным A.

Ядро	Энергия первых двух ротационных уровней $E_1^*$ и $E_2^*$ в кэВ	A и B в кэВ	$E_2/E_1$
<u>Ядра с основными соотношениями типа <math>3/2^-</math>;</u> <u>нечетные нейтроны</u>			
$Gd^{155}$	60,00; 145	A=11,94; B=-0,012	2,41
$Gd^{157}$	57 ; 132	A=11,69; B=+0,057	2,31
$W^{185}$	125 ; -	A=25,11; (B=+0,023)	-
$Os^{187}$	135 ; -	A=27,11; (B=+0,023)	-
$Os^{189}$	135 ; -	A=27,11; (B=+0,023)	-
<u>Ядра с основными состояниями типа <math>3/2^+</math>;</u> <u>нечетные протоны</u>			
$Tb^{155}$	(65,5) -	A = 13,22; (B=+0,023)	-
$Tb^{157}$	60,76; 143,9	A = 12,27; B=+0,023	2,36
$Tb^{161}$	(56,8); -	A = 11,48; (B=+0,023)	-
<u>Ядра с основными состояниями типа <math>5/2^+</math>;</u> <u>нечетные протоны</u>			
$Eu^{153}$	83,3 ; 194	A = 11,72; B = -0,026	2,32
$Re^{183}$	114,44; 260	A = 16,34; B = +0,06	2,27
$Re^{185}$	125 ; 290	A = 17,55; B = -0,035	2,32
<u>Ядра с основными состояниями типа <math>5/2^-</math>;</u> <u>нечетные нейтроны</u>			
$Dy^{161}(5/2^+)$	45 ; 102	A = 6,46; B = + 0,006	2,26
$Dy^{163}$	75 ; 166	A = 10,97; B = + 0,037	2,21
$Yb^{173}$	78,7 ; 179,2	A = 11,27; B = + 0,004	2,27
<u>Ядра с основными состояниями типа <math>7/2^-</math>;</u> <u>нечетные протоны</u>			
$Ho^{165}$	94,4 ; 216	A = 10,18; B = - 0,034	2,28
<u>Ядра с основными состояниями типа <math>7/2^+</math>;</u> <u>нечетные протоны</u>			
$Lu^{173}$	135 ; -	A = 15,00 ; (B $\approx$ 0)	-
$Lu^{175}$	113,81; 251,46	A = 12,72; B = +0,007	2,21

$^{177}_{Li}$	118 ; -	$A = 13, 11 (B \approx 0)$	-
$^{181}_{Ta}$	136,25 ; 303	$A = 15, 13 ; B = -0,001$	2,22
<p><u>Ядра с основными состояниями типа <math>9/2 +</math>;</u></p> <p><u>нечетные нейтроны</u></p>			
$^{179}_{Hf}$	122 ; 263	$A = 11, 22 ; B = + 0,012$	2,16

2. Значения  $A$  для нечетных ядер в среднем на 20% меньше, чем у соседних четных ядер.

3. У нечетных ядер не наблюдается увеличения  $A$  на первом крае области деформированных ядер  $64 > Z > 60$ .

4. У некоторых ядер, например,  $Dy^{161}$  и  $Lu^{173}$ , наблюдаются значительные отступления от плавной зависимости  $A$  от массового числа.

Уменьшению величины  $A$  у нечетных ядер соответствует увеличение эффективного момента инерции  $G_{эфф}$ . В то же время из опытов по кулоновскому возбуждению следует, что параметр деформации у нечетных ядер приблизительно такой же, как у соседних четно-четных ядер. Ввиду этого можно думать, что увеличение момента инерции обусловлено влиянием нечетного нуклона. Характер этого влияния зависит от состояния, в котором находится нечетный нуклон.

Поэтому моменты инерции различных нечетных ядер с близкими  $A$  и даже различных одночастичных уровней в одном и том же ядре должны быть одинаковыми.

В некоторых случаях, например, в  $Dy^{161}$  особенности уровня, на котором находится нечетный нуклон, приводят к резкому увеличению момента инерции /в 2 и более раз/.

Моттelson и Нильсон попытались теоретически оценить разницу моментов инерции нечетных и четных ядер в зависимости от состояния нечетного нуклона и получили качественное согласие с экспериментом.

#### 4.4. Ротационные полосы в ядрах, имеющих спин основного состояния, равный 1/2

В обобщенной модели оболочек показано, что в ротационной полосе с  $K = 1/2$  ротационные уровни должны описываться формулой:

$$E = \frac{\hbar^2}{2G} \left\{ I(I+1) + a(-1)^{I+1/2} (I+1/2) \delta_{K'1/2} \right\}$$

В этой формуле последний член отличен от нуля только для  $K = 1/2$  и отражает тот факт, что при таком значении  $K$  нарушается связь нечетной частицы с поверхностью ядра. Масштабы такого нарушения определяются величиной коэффициента  $a$ , которая зависит от деталей движения нуклонов внутри ядра и может быть вычислена в приближении Нильсона.

Наличие последнего члена существенно изменяет энергетические соотношения между ротационными уровнями по сравнению с ротационными спектрами с  $K \neq 1/2$ .

В некоторых случаях благодаря этому члену может произойти настолько сильное смещение уровней, что уровень  $3/2$  окажется ниже уровня  $1/2$ , или уровень  $5/2$  ниже

уровня  $3/2$ . Последний случай обращения порядка уровней, по-видимому, имеет место в  $\text{Er}^{165}$ , где 1 ротационный уровень  $3/2$  имеет энергию возбуждения 298 Кэв, а второй ротационный уровень  $5/2$  - меньшую энергию 296 Кэв.

В настоящее время в рассматриваемой области известно несколько ядер, имеющих спин  $1/2$  в основном или в одном из возбужденных состояний. В ряде случаев известны также относящиеся к ним ротационные уровни.

Однако, так как формула содержит два параметра  $G$  и  $a$ , сопоставлять экспериментальные данные с теорией можно только в тех ядрах, где известно не менее двух ротационных уровней с  $K = 1/2$ . Применяя формулы к 1 и 2 ротационным уровням, получаем 2 уравнения с 2 неизвестными  $G$  и  $a$ . Зная их, можно предсказать энергию любого более высокого ротационного уровня.

В таблице X приведены случаи ротационных полос для  $K = 1/2$  с двумя и более уровнями и вычисленные по ним значения  $\alpha$ . В последнем столбце для сравнения приведены значения  $\alpha$ , вычисленные в приближении Нильсона.

Т а б л и ц а X

Я д р о	Энергия уровня с $I=I/2$	Состояние нечетного нуклона	$\alpha$ эксп.	$\alpha$ теор.
$\text{Er}^{165}$	243	I 521 1/2- I	+1,0	+0,9
$\text{Tm}^{169}$	0	I 411 1/2+ I	-0,77	-0,9
$\text{Tm}^{171}$	0	I 411 1/2+ I	-0,87	-0,9
$\text{Yb}^{171}$	0	I 521 1/2- I	+0,85	+0,9
$\text{W}^{181}$	515	I 510 1/2- I	+0,22	-0,2
$\text{W}^{183}$	0	I 510 1/2- I	+0,17	-0,2

4.5. Квадрупольные моменты основного и ротационных состояний  
ядер с нечетным A.

Для деформированных ядер с нечетным A может быть проведено сравнение внутренних квадрупольных моментов  $Q_0$ , полученных из времен жизни /или сечения кулоновского возбуждения/ нижних ротационных уровней и непосредственно измеренных спектроскопическими методами /по сверхтонкой структуре спектральных линий/, т.к.

$$Q = Q_0 \frac{I_0(2I_0 - 1)}{(I_0 + 1)(2I_0 + 3)}, \text{ где } Q - \text{измеряемый на опыте квадрупольный момент.}$$

Как уже указывалось, такое сопоставление невозможно в четно-четных ядрах, для которых  $I_0 = 0$  и, следовательно,  $Q = 0$ .

По аналогичной причине сопоставление невозможно и для нечетных ядер с  $I = 1/2$ , ибо для них  $Q = 0$ .

В таблице X1 приведены все известные значения  $Q_0$ , полученные обоими методами.

Т а б л и ц а X1

Я д р о	$Q_0$ кулон.возб.	$Q_0$ сверхтонкая структура
$\delta_{u}^{153}$	7,7	7,0
$Gd^{155}$	8,0	5,5
$Gd^{157}$	7,7	5,0
$Ho^{165}$	7,8	4
$\delta_z^{167}$	-	2,0
$Lu^{175}$	8,2	12
$Ta^{181}$	6,8	9,2
$Re^{185}$	5,4	7,8
$Re^{187}$	5,0	7,3

Если учесть, что вычисления  $Q_0$  из данных о сверхтонкой структуре неизбежно связаны с большими ошибками, то следует считать, что значения  $Q_0$ , полученные обоими методами, хорошо согласуются друг с другом. Отсюда следует, что деформация ядер в основном и нижних вращательных состояниях практически одинакова.

4.6. Магнитные дипольные  $\gamma$ -переходы между уровнями ротационной полосы основного состояния

Так как в ротационной полосе спины соседних уровней отличаются на  $1 / \Delta I = 1/2$ , то  $\gamma$ -переходы между ними должны быть типа  $M1 + E2$ . Абсолютная вероятность  $E2$ -переходов в этой смеси может быть найдена из данных о сечениях кулоновского

возбуждения этих уровней. Если из каких-либо опытных данных /например, из коэффициентов внутренней конверсии и угловой корреляции/ известна доля  $M1$  переходов, то легко может быть найдена его абсолютная вероятность.

Вероятность  $M1$  переходов в каскадном переходе между первым и вторым ротационным уровнем  $I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$  может быть получена, если известны относительная интенсивность  $E2$ -перехода  $I_0 + 2 \rightarrow I_0$  и доля  $M1$  в переходе  $I_0 + 2 \rightarrow I_0 + 1$ .

Приведенная вероятность  $M1$  переходов между ротационными уровнями  $B / M1 /$  может быть связана с гиромангнитным отношением, обусловленным внутренним движением нуклонов  $g_K = g_K$  и коллективным движением ядра  $g_R$ . Для переходов между уровнями с моментами  $I_i$  и  $I_f$  в одной ротационной полосе /при  $K \neq 1/2$ /.

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 \langle I_i 1 K 0 | I_i 1 I_f K \rangle^2$$

где последний множитель есть соответствующий коэффициент Клебша-Жордана.

Статический магнитный дипольный момент  $\mu$  всех уровней данной ротационной полосы / $K \neq 1/2$ / дается выражением:

$$\mu = \frac{K^2}{I+1} (g_K - g_R) + I g_R$$

Если из опыта известно  $B / M1 /$  и  $\mu$ , то могут быть получены значения  $g_K$  и

$g_R$ .  
Значение  $g_K$  должно зависеть от деталей внутренней структуры ядра и может быть вычислено в приближении Нильсона.

Для  $g_R$  /гиромангнитного отношения коллективного движения/ в случае равномерно заряженного ядра легко получить выражение:

$$g_R \approx \frac{Z}{A}$$

где  $Z$  - заряд ядра,  $A$  - массовое число. Для большинства ядер эта величина близка к 0,4.

В таблице ХП приведены данные о  $g_K$  и  $g_R$  у ядер, для которых независимо известны  $B / M1 /$  и  $\mu$ . Отметим, что поскольку  $B / M1 /$  содержит выражение  $(g_K - g_R)^2$  получаются два возможных значения  $g_K$  и  $g_R$ , только одно из них соответствует действительности.

Из данных, приведенных в таблице, видно, что в большинстве случаев значение  $g_R$  в столбце а/ лучше соответствует теоретическому значению 0,4 хотя и несколько меньше /особенно в  $Tb^{159}$ ,  $Hf^{179}$ ,  $Ta^{181}$ / . Такие же малые значения  $g_R$  в самое последнее время обнаружены непосредственно при измерении магнитных моментов ротационных уровней  $2+$  в четно-четных ядрах  $Nd^{150}$ ,  $Sm^{152}$  и др. Причина уменьшения  $g_R$  в настоящее время неизвестна.

Т а б л и ц а XII

Я д р о	$I_0 = K$	$\mu$	$g_R$		$g_K$	
			$a$	$b$	$a$	$b$
$\text{Eu}^{153}$	5/2	1,5	0,5	0,7	0,6	0,5
$\text{Gd}^{155}$	3/2	-0,30	0,3	-0,7	-0,5	0,1
$\text{Gd}^{157}$	3/2	-0,37	0,3	-0,7	-0,6	0,1
$\text{Tb}^{159}$	3/2	1,5	0,1	1,9	1,6	0,4
$\text{Ho}^{165}$	7/2	3,3	0,3	1,6	1,1	0,8
$\text{Lu}^{175}$	7/2	2,6	0,3	1,2	0,9	0,6
$\text{Hf}^{177}$	7/2	0,61	0,3	0,1	0,1	0,2
$\text{Hf}^{179}$	9/2	-0,47	0,2	-0,4	-0,2	0,0
$\text{Ta}^{181}$	7/2	2,1	0,2		0,7	
$\text{Re}^{185}$	5/2	3,14	0,5	2,1	1,6	0,9
$\text{Re}^{187}$	5/2	3,18	0,5	2,0	1,6	1,0

4.7. Одночастичные возбужденные состояния в ядрах с нечетным A

Одночастичные возбужденные состояния ядра могут быть двух типов: последовательные или дырочные. В последовательных уровнях нечетный нуклон находится на одном из свободных выше лежащих уровней; при дырочном возбуждении на одном из ранее заполненных уровней /ниже основного состояния/ остается один нуклон / и "дырка"/, а второй образует пару с верхним нечетным нуклоном. Если на диаграмме Нильсона /см.15 или 16 / найти уровень, на котором находится нечетный нуклон в основном состоянии ядра, то уровни, лежащие выше, будут заполняться нуклоном при последовательном возбуждении, а с лежащих ниже будет вырываться нуклон при дырочном возбуждении.

Тесное переплетение уровней на диаграммах Нильсона не позволяет однозначно указать квантовые характеристики для всей последовательности возбужденных состояний. Однако можно осуществить сравнение иначе: сопоставить наблюдавшиеся квантовые характеристики, взятые из схем распада, и теоретические, взятые по диаграммам Ниль-



сона, как для последовательных, так и для дырочных возбуждений.

В таблице XIII приведены результаты такого сопоставления. Указаны значения  $N$ ,  $n_z$ ,  $\Lambda$  /в квадратных скобках/,  $\Sigma$ , а также дырочный /Д/ или последовательный /П/ характер уровня.

#### 4.8. Ротационные полосы, основанные на возбужденных уровнях

В нескольких случаях уже замечены ротационные полосы, возникающие на возбужденных одночастичных состояниях.

Соответствующие данные приведены в таблице XIV. В каждом из столбцов указана энергия уровня, его спин и четность.

Зная энергии ротационных уровней, можно вычислить эффективный момент инерции  $G$ . Как и следовало ожидать, он существенно зависит от свойств одночастичных уровней, на которых основана полоса. Например, в  $Dy^{161}$   $\alpha$  полосы с  $K = 5/2$  имеет обычное значение, характерное для большинства нечетных ядер, моменты инерции полосы с  $K = 3/2^-$  и, особенно, с  $K = 5/2^+$  /основное состояние/ намного больше.

#### 4.9. $\gamma$ -переходы между одночастичными уровнями в нечетных ядрах

В круглых ядрах вероятность  $\gamma$ -перехода определяется правилами отбора по полному моменту ядра  $I$  и четности. Наряду с этими точными квантовыми числами есть и неточные квантовые числа, например,  $\ell$  /орбитальный момент нуклона/, которые ведут к появлению добавочных правил отбора /  $l$  запрет,  $j$  - запрет / и, следовательно, замедляют соответствующие  $\gamma$ -переходы.

В деформированных нечетных ядрах одночастичные состояния характеризуются набором квантовых чисел  $N$ ,  $n_z$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Omega$ ,  $\Pi$ . Из этого набора в реальных ядрах, обладающих не очень большими параметрами деформации, точными квантовыми числами будут только  $\Omega$  и  $\Pi$ . Остальные являются неточными квантовыми числами. Поэтому, как и в круглых ядрах, вероятность  $\gamma$ -перехода определяется, главным образом, правилами отбора по спину ядра  $I = \Omega$  и четности  $\Pi$ . Были получены правила отбора и по остальным квантовым числам из этого набора /табл. XV/; однако, поскольку они являются неточными, запрет по ним не являются абсолютным, а приводит лишь к некоторому замедлению  $\gamma$ -переходов.

Таблица XIII  
Одногастичные уровни в ядрах с  
нечетным A

Ядро	Уровень 0	Уровень I	Уровень II	Уровень III
Eu <sup>153</sup>	0; $5/2 + [413]$	98; $5/2 - [532]$ ; D	103; $3/2 + [411]$ ; П	710; $1/2 + [411]$ ; П
Gd <sup>155</sup>	0; $3/2 - [521]$	87; $3/2 + [651]$ ; D	105; $5/2 + [642]$ ; П	
Tb <sup>157</sup>	0; $3/2 + [411]$	327; $5/2 - [532]$ ; D		
Tb <sup>159</sup>	0; $1/2 + [411]$	364; $5/2 - [532]$ ; D		
Dy <sup>161</sup>	0; $5/2 + [642]$	26; $5/2 - [523]$ ; D	75; $3/2 - [521]$ ; D	
Ho <sup>163</sup>	0; $1/2 - [523]$	305; $1/2 + [411]$ ; П		
Dy <sup>165</sup>	0; $1/2 + [633]$	108; $1/2 - [521]$ ; П		
Er <sup>165</sup>	0; $5/2 - [523]$	243; $1/2 - [521]$ ; П	357; $3/2 - [521]$ ; D	
Er <sup>167</sup>	0; $1/2 + [633]$	208; $1/2 - [521]$ ; П	350; $5/2 - [512]$ ; П	700; $5/2 - [523]$ ; D
Tm <sup>169</sup>	0; $1/2 + [411]$	316; $1/2 + [404]$ ; П	379; $1/2 - [523]$ ; D	
Tm <sup>171</sup>	0; $1/2 + [411]$	425; $1/2 - [523]$ ; D	636; $1/2 + [404]$ ; П	688; $3/2 + [411]$ ; D
Yb <sup>171</sup>	0; $1/2 - [521]$	75; $1/2 + [633]$ ; D		
Lu <sup>171</sup>	0; $1/2 + [404]$	123; $3/2 - [514]$ ; П		
Yb <sup>173</sup>	0; $5/2 - [512]$	351; $1/2 + [633]$ ; D		
Lu <sup>175</sup>	0; $1/2 + [404]$	343; $5/2 + [402]$ ; П	396; $3/2 - [514]$ ; П	505; $1/2 + [411]$ ; D
Lu <sup>177</sup>	0; $1/2 + [404]$	147; $3/2 - [514]$ ; П	1230; $1/2 - [523]$ ; D	
Hf <sup>177</sup>	0; $1/2 - [514]$	326; $3/2 + [624]$ ; П	748; $1/2 + [633]$ ; D	1070; $1/2 - [503]$ ; П
Hf <sup>179</sup>	0; $3/2 + [624]$	215; $1/2 - [514]$ ; D	375; $1/2 - [510]$ ; П	
W <sup>179</sup>	0; $1/2 - [514]$	222; $1/2 - [510]$ ; D		
Ta <sup>181</sup>	0; $1/2 + [404]$	152; $1/2 - [514]$ ; П	480; $5/2 + [402]$ ; D	612; $1/2 + [411]$ ; D
W <sup>181</sup>	0; $3/2 + [624]$	366; $5/2 - [512]$ ; D	515; $1/2 - [510]$ ; П	923; $3/2 - [512]$ ; П
W <sup>183</sup>	0; $1/2 - [510]$	209; $3/2 - [512]$ ; П	453; $1/2 - [503]$ ; П	
Re <sup>183</sup>	0; $5/2 + [402]$	496; $3/2 - [514]$ ; D	1103; $1/2 + [411]$ ; D	
Os <sup>183</sup>	0; $3/2 + [624]$	171; $1/2 - [510]$ ; П		
Re <sup>185</sup>	0; $5/2 + [402]$	646; $1/2 + [400]$ ; П	872; $1/2 + [411]$ ; D	
Re <sup>187</sup>	0; $5/2 + [402]$	206; $3/2 - [514]$ ; D		
Os <sup>187</sup>	0; $3/2 - [512]$	435; $1/2 - [510]$ ; П		
Os <sup>189</sup>	0; $3/2 - [512]$	30; $3/2 - [505]$ ; П		
Os <sup>191</sup>	0; $3/2 - [505]$	74.2; $3/2 - [512]$ ; D		

Т а б л и ц а X I V

Я д р о	Основное состояние ротационной полосы		I ротационный уровень		II ротационный уровень	
	$\epsilon_u$ I53	103 ;	3/2 +	172 ;	5/2+	
$D_y$ I61	26 ;	5/2 -	103 ;	7/2-	203 ;	9/2-
	75 ;	3/2-	132 ;	5/2-		
$\epsilon_z$ I65	243 ;	1/2-	296 ;	5/2-	298 ;	3/2-
$\epsilon_z$ I67	208 ;	1/2-	264 ;	3/2-		
$T_m$ I69	379 ;	7/2-	473 ;	9/2-		
$Lu$ I75	343 ;	5/2+	433 ;	7/2+		
$H_f$ I77	748 ;	7/2+	850 ;	9/2+		
$T_a$ I81	612 ;	1/2+	616 ;	3/2+		
$w$ I83	209 ;	3/2-	292 ;	5/2-	412 ;	7/2-
$Re$ I83	496 ;	9/2-	664 ;	11/2-		
	1103 ;	1/2+	1109 ;	3/2+		
$Re$ I85	646 ;	1/2+	717 ;	3/2+		
	872 ;	1/2+	879 ;	3/2+		

Т а б л и ц а X V

I. Правила отбора по квантовым числам  $N$ ,  $n_z$ ,  $L$ ,  $\Sigma$ ,  $\Omega$   
для электрических переходов мультипольности  $L$ .

$\Delta N$	$\Delta n_z$	$\Delta L$	$\Delta \Sigma$	$\Delta \Omega = \Delta I$	Дополни- тельные условия	
$L, L-2, \dots$	$-L$	0	$\pm L$	0	$\pm L$	
$L, L-2, \dots$	$-L$	$\pm 1$	$\pm (L-1)$	0	$\pm (L-1)$	
$\pm 2$	$\pm 2$	0	0	0	0	$L = 2$
$0, \pm 2$	0	0	0	0	0	$L = 2$

2. Правила отбора по квантовым числам  $N, n_z, L, \Sigma, \Omega$  для магнитных переходов мультипольности  $L$ .

$\Delta N$	$\Delta n_z$	$\Delta L$	$\Delta \Sigma$	$\Delta \Omega = \Delta I$	Дополнительные условия
$L+1 ; L-1 ; \dots -L-1$	$\pm 1$	$\pm L$	0	$\pm L$	
$L-1 ; L-3 ; \dots -L+1$	0	$\pm(L-1)$	$\pm 1$	$\pm L$	
$L-1 ; L-3 ; \dots -L+1$	0	$\pm(L-1)$	0	$\pm(L-1)$	
$L+1 ; L-1 ; \dots -L-1$	$\pm 2$	$\pm(L-1)$	0	$\pm(L-1)$	$n > 1$
$L-1 ; L-3 ; \dots -L-1$	$\pm 1$	$\pm(L-2)$	$\pm 1$	$\pm(L-1)$	$n > 1$
$\pm 1, \pm 3$	$\pm 1$	0	0	0	$L = 2$
$\pm 1$	0	$\pm 1$	$\pm 1$	0	$L = 2$

Поскольку нам известны квантовые характеристики некоторых одночастичных уровней между которыми происходят  $\gamma$ -переходы, а также их времена жизни, то мы можем сопоставить наблюдаемое на опыте замедление  $\gamma$ -переходов  $F$  /отношение  $T_{1/2}^{\text{эксп.}}$  к  $T_{1/2}$ , вычисленному по формулам Вайскопфа-Мошковского/ с изменениями квантовых чисел при переходе. Тем самым можно оценить роль различных неточных квантовых чисел  $N, n_z, L, \Sigma$  в замедлении  $\gamma$ -перехода. В таблице XV1 представлены эти данные.

Видно, что когда существует запрет по одному или нескольким из квантовых чисел  $N, n_z, L$ , наблюдается значительное замедление  $\gamma$ -перехода в ядрах же  $Lu^{175}, Lu^{177}, Ta^{181}, Os^{181}$ , где такого запрета нет, замедление перехода очень мало /за непонятным исключением  $W^{181}$ /.

4.10.  $\beta$ -переходы на одночастичные уровни в деформированных нечетных ядрах

Так же, как и для  $\gamma$ -переходов, в деформированных нечетных ядрах должны существовать правила отбора по всему набору квантовых чисел  $N, n_z, L, \Sigma, \Omega, \pi$ .

Т а б л и ц а XVI

Я д р о	Тип перехода	$T_{1/2}$	Е	Мульти- поль- ность	Запрет- по $M_{\beta\beta}$	$\frac{T_{ЭКСП}}{T_{МОШК}}$
$\text{Eu}^{153}$	3/2+[411] — 5/2+[413]	$4.1 \cdot 10^{-9}$ с	103	M1	да	$4 \cdot 10^2$
$\text{Dy}^{161}$	5/2-[523] — 5/2+[642]	$3 \cdot 10^{-8}$ с	26	E1	да	$1 \cdot 10^4$
$\text{Dy}^{161}$	3/2-[521] — 5/2-[523]	$2 \cdot 10^{-9}$ с	49	M1	да	70
$\text{Dy}^{161}$	3/2-[521] — 5/2+[642]	$2 \cdot 10^{-9}$ с	75	E1	да	$1 \cdot 10^5$
$\text{Ho}^{165}$	1/2+[411] — 7/2-[523]	0.8 с	305	E3	да	$1 \cdot 10^4$
$\text{Dy}^{165}$	1/2-[521] — 7/2+[633]	1,2 м.	108	E3	да	$2 \cdot 10^3$
$\text{Er}^{167}$	1/2-[521] — 7/2+[633]	2,5 с	208	E3	да	$5 \cdot 10^2$
$\text{Tm}^{169}$	7/2-[523] — 7/2+[404]	$4,5 \cdot 10^{-8}$ с	63	E1	да	$1 \cdot 10^5$
$\text{Lu}^{175}$	9/2-[514] — 7/2+[404]	$3 \cdot 10^{-9}$ с	282	E1 97% M2 3%	да нет	$1 \cdot 10^6$ 3
$\text{Lu}^{177}$	9/2-[514] — 7/2+[404]	$1.2 \cdot 10^{-7}$ с	146	E1 90% M2 10%	да нет	$5 \cdot 10^6$ 1
$\text{Hf}^{179}$	1/2-[510] — 7/2-[514]	19 с	160	M3	да	$10^3$
$\text{Ta}^{181}$	1/2+[411] — 5/2+[402]	$1,8 \cdot 10^{-5}$ с	132	E2	да	$4 \cdot 10^2$
$\text{Ta}^{181}$	1/2+[411] — 7/2+[404]	$1,8 \cdot 10^{-5}$ с	612	M3	нет	7
$\text{Ta}^{181}$	5/2+[402] — 7/2+[404]	$1.1 \cdot 10^{-8}$ с	480	E2 97% M1 3%	да да	30 $3 \cdot 10^6$
$\text{W}^{181}$	5/2-[512] — 9/2+[624]	$1.4 \cdot 10^{-5}$ с	366	M2	нет	$7 \cdot 10^2$
$\text{Os}^{183}$	1/2-[510] — 9/2+[624]	~10 ч.	171	M4	нет	5

Наиболее существенными и здесь являются правила отбора по спину  $I = \Omega$  и четности  $\pi$ , определяющие порядок запрещения  $\beta$ -перехода. Если ограничиваться разрешенными и однократно запрещенными  $\beta$ -переходами /включая "уникальные"/, то эти правила сводятся к следующему:

1/ Разрешенные  $\beta$ - переходы:

$$\Delta I = \Delta \Omega = 0; 1; \quad \Delta N = 0; \quad \Delta n_z = 0; \quad \Delta L = 0;$$

четность не меняется /на это, впрочем, указывает и условие  $\Delta N = 0$ /.

2/ Однократно запрещенные  $\beta$ -переходы /включая уникальные/:

$$\Delta I = \Delta \Omega = 0; 1; 2; \quad \Delta N = 1; \quad \begin{matrix} \Delta n_z = 1 \\ \Delta L = 0 \end{matrix} \text{ или } \begin{matrix} \Delta n_z = 0 \\ \Delta L = 1 \end{matrix};$$

четность меняется /на это указывает условие  $\Delta N = 1$ /.

В таблице ХУП приведены все имеющиеся данные о разрешенных и однократно запрещенных  $\beta$ -переходах в рассматриваемых нечетных ядрах.

Сопоставление  $lg \tau_f$  с изменением квантовых чисел  $\Delta N, \Delta n_z, \Delta L$  показывает, что в случае запрета по этим числам вероятность  $\beta$ -распада существенно уменьшается /в 100 и более раз/.

### § 5. Ядра с нечетными $N$ и $Z$

В ядрах этого типа имеется два нечетных нуклона. Следует ожидать, что каждый из них, двигаясь в потенциальной яме эллипсоидальной формы, ведет себя в соответствии с диаграммой Нильсона. Интегралами движения являются величины  $\Omega_p$  и  $\Omega_n$ -проекция момента количества движения на ось симметрии. Эти проекции могут складываться или вычитаться. Пока еще неизвестны правила, которыми определяется, складываются или вычитаются  $\Omega_p$  и  $\Omega_n$  в основном состоянии ядра, однако, рассматривая всю совокупность данных, можно сказать, что в основном состоянии они чаще всего складываются, хотя, по-видимому, есть ядра / $Ho^{166}, Re^{186}, Re^{188}, Re^{190}$ /, где они вычитаются.

Как уже указывалось выше, попытки определения  $\Omega_p$  или  $\Omega_n$  по соответствующей диаграмме Нильсона обычно приводят к неоднозначным выводам, так как подуровни располагаются тесно и перекрещиваются, а параметр деформации известен неточно. Пекер предложил определять  $\Omega_p$  и  $\Omega_n$  не по диаграммам Нильсона, а по экспериментальным значениям спинов ядер с нечетным  $A$ , имеющих такой же нечетный нуклон. Анализ экспериментальных данных показывает, что каждому номеру нечетного нуклона /  $Z$  или  $N$  / можно однозначно сопоставить тип состояния /  $\Omega_p$  или  $\Omega_n$  /, создаваемого этим

Таблица XVII.  
 $\beta$ -переходы на одночастичные уровни  
 в нечетных ядрах  
 Разрешенные  $\beta$ -переходы  $\Delta I = \Delta J = 0, 1$

Исходное и конечное ядро	Энергия уровня в КэВ		Начальное и конечное состояния	Запрет по $J, \pi, \Delta$	$\log T_{\beta}$
$Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$	103	$\epsilon$	$\frac{3}{2} [651] \rightarrow \frac{3}{2} [411]$	га	7.0
$Eu^{155} \rightarrow Gd^{155}$	87	$\beta^-$	$\frac{5}{2} [413] \rightarrow \frac{3}{2} [651]$	га	7.3
$Eu^{155} \rightarrow Gd^{155}$	105	$\beta^-$	$\frac{5}{2} [413] \rightarrow \frac{5}{2} [642]$	га	7.3
$Gd^{159} \rightarrow Tb^{159}$	364	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [521] \rightarrow \frac{5}{2} [532]$	га	6.6
$Gd^{161} \rightarrow Tb^{161}$	418	$\beta^-$	$\frac{5}{2} [523] \rightarrow \frac{7}{2} [523]$	нет	~4.8
$Tb^{161} \rightarrow Dy^{161}$	0	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [411] \rightarrow \frac{5}{2} [642]$	га	7.8
$Ho^{167} \rightarrow Er^{167}$	700	$\beta^-$	$\frac{7}{2} [523] \rightarrow \frac{5}{2} [523]$	нет	~4.8
$Er^{171} \rightarrow Tm^{171}$	425	$\beta^-$	$\frac{5}{2} [512] \rightarrow \frac{7}{2} [523]$	га	6.3
$Yb^{175} \rightarrow Lu^{175}$	396	$\beta^-$	$\frac{7}{2} [514] \rightarrow \frac{9}{2} [514]$	нет	4.5
$Yb^{177} \rightarrow Lu^{177}$	0	$\beta^-$	$\frac{9}{2} [624] \rightarrow \frac{7}{2} [404]$	га	6.2
$Lu^{177} \rightarrow Hf^{177}$	326	$\beta^-$	$\frac{7}{2} [404] \rightarrow \frac{9}{2} [624]$	га	6.3
$Ta^{177} \rightarrow Hf^{177}$	326	$\epsilon$	$\frac{7}{2} [404] \rightarrow \frac{9}{2} [624]$	га	8.4
$Ta^{179} \rightarrow Hf^{179}$	0	$\epsilon$	$\frac{7}{2} [404] \rightarrow \frac{9}{2} [624]$	га	~6.9
$Hf^{181} \rightarrow Ta^{181}$	958	$\beta$	$\frac{1}{2} [510] \rightarrow \frac{1}{2} [541]$	га	~6.5

2. Однократно запрещенные  $\beta$ -переходы;  $\Delta I = \Delta J = 0, 1$

$Sm^{153} \rightarrow Eu^{153}$	0	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [521] \rightarrow \frac{5}{2} [413]$	га	~7.3
$Sm^{153} \rightarrow Eu^{153}$	103	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [521] \rightarrow \frac{3}{2} [411]$	нет	6.8
$Sm^{153} \rightarrow Eu^{153}$	710	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [521] \rightarrow \frac{1}{2} [411]$	нет	~6.5
$Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$	98	$\epsilon$	$\frac{3}{2} [651] \rightarrow \frac{5}{2} [532]$	га	~6.8
$Eu^{155} \rightarrow Gd^{155}$	0	$\beta^-$	$\frac{5}{2} [413] \rightarrow \frac{3}{2} [521]$	га	7.7
$Eu^{157} \rightarrow Gd^{157}$	0	$\beta^-$	$\frac{5}{2} [413] \rightarrow \frac{3}{2} [521]$	га	8.0
$Gd^{159} \rightarrow Tb^{159}$	0	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [521] \rightarrow \frac{3}{2} [411]$	нет	6.7
$Tb^{161} \rightarrow Dy^{161}$	75	$\beta^-$	$\frac{3}{2} [411] \rightarrow \frac{3}{2} [521]$	нет	6.8
$Dy^{165} \rightarrow Ho^{165}$	0	$\beta^-$	$\frac{7}{2} [633] \rightarrow \frac{7}{2} [523]$	нет	~6.2

$\text{Ho}^{167} \rightarrow \text{Er}^{167}$	0	$\beta^-$	$\frac{7}{2}[523] \rightarrow \frac{7}{2}[633]$	нет	~ 6.0
$\text{Er}^{169} \rightarrow \text{Tm}^{169}$	0	$\beta^-$	$\frac{1}{2}[521] \rightarrow \frac{1}{2}[411]$	нет	6.2
$\text{Er}^{171} \rightarrow \text{Tm}^{171}$	688	$\beta^-$	$\frac{5}{2}[512] \rightarrow \frac{3}{2}[411]$	нет?	8.9
$\text{Er}^{171} \rightarrow \text{Tm}^{171}$	921	$\beta^-$	$\frac{5}{2}[512] \rightarrow \frac{5}{2}[413]$	нет	6.9
$\text{Tm}^{171} \rightarrow \text{Yb}^{171}$	0	$\beta^-$	$\frac{1}{2}[411] \rightarrow \frac{1}{2}[521]$	нет	6.2
$\text{Yb}^{175} \rightarrow \text{Lu}^{175}$	0	$\beta^-$	$\frac{7}{2}[514] \rightarrow \frac{7}{2}[404]$	нет	6.4
$\text{Yb}^{177} \rightarrow \text{Lu}^{177}$	147	$\beta^-$	$\frac{9}{2}[624] \rightarrow \frac{9}{2}[514]$	нет	7.2
$\text{Yb}^{177} \rightarrow \text{Lu}^{177}$	1030	$\beta^-$	$\frac{9}{2}[624] \rightarrow \frac{7}{2}[523]$	нет	5.2-6.2
$\text{Lu}^{177} \rightarrow \text{Hf}^{177}$	0	$\beta^-$	$\frac{7}{2}[404] \rightarrow \frac{7}{2}[514]$	нет	6.7
$\text{Ta}^{177} \rightarrow \text{Hf}^{177}$	0	$\epsilon$	$\frac{7}{2}[404] \rightarrow \frac{7}{2}[514]$	нет	6.6.
$\text{Ta}^{177} \rightarrow \text{Hf}^{177}$	1070	$\epsilon$	$\frac{7}{2}[404] \rightarrow \frac{7}{2}[503]$	нет	~ 6.5
$\text{Hf}^{181} \rightarrow \text{Ta}^{181}$	612	$\beta^-$	$\frac{1}{2}[510] \rightarrow \frac{1}{2}[411]$	нет	~ 7.1
$\text{Ta}^{183} \rightarrow \text{W}^{183}$	453	$\beta^-$	$\frac{7}{2}[404] \rightarrow \frac{7}{2}[503]$	нет	6.9
$\text{W}^{185} \rightarrow \text{Re}^{185}$	0	$\beta^-$	$\frac{3}{2}[512] \rightarrow \frac{5}{2}[402]$	нет	7.5

### 3. Однократно запрещенные $\beta$ -переходы $\Delta L = 2$

$\text{Er}^{171} \rightarrow \text{Tm}^{171}$	0	$\beta^-$	$\frac{5}{2}[512] \rightarrow \frac{1}{2}[411]$	нет	> 8.6
$\text{Ta}^{183} \rightarrow \text{W}^{183}$	209	$\beta^-$	$\frac{7}{2}[404] \rightarrow \frac{3}{2}[512]$	га	> 8.7
$\text{Os}^{185} \rightarrow \text{Re}^{185}$	0	$\epsilon$	$\frac{1}{2}[510] \rightarrow \frac{5}{2}[402]$	га	> 9.3
$\text{Re}^{187} \rightarrow \text{Os}^{187}$	0	$\beta^-$	$\frac{5}{2}[402] \rightarrow \frac{1}{2}[510]$	га	~ 11

\* слишком большое значение  $\log \bar{g}_f$  может указывать на ошибочность интерпретации уровня  $\text{Tm}^{171}$  688 кэВ



нуклоном. /Единственное исключение из этого правила составляет  ${}^{161}_{66}\text{Dy}_{95}$ , основное состояние которого  $5/2+$ , а не  $5/2-$ , как ожидается для 95-ого нейтрона.

Для области  $\text{Nd-Os}$  эти данные приведены в таблице ХУШ, XIX.

### Возбужденные состояния нечетно-нечетных ядер

В большинстве нечетно-нечетных ядер из области  $\text{Nd-Os}$  известно только одно возбужденное состояние, чаще всего оно имеет большое время жизни и является изомерным.

Самые нижние возбужденные состояния в рассматриваемых ядрах, по-видимому, можно разбить на 2 типа. Выше уже указывалось, что в таких ядрах проекции моментов нечетных протона и нейтрона могут вычитаться или складываться, причем в ядре должны быть оба состояния, соответствующие сложению и вычитанию. Одно из них основное, а второе - возбужденное. Из последнего столбца табл. XIX видно, что в ряде  ${}^{164}_{70}\text{No}$ ,  ${}^{166}_{71}\text{Tm}$ ,  ${}^{180}_{72}\text{Ta}$ ,  ${}^{188}_{73}\text{Re}$ , по-видимому, первый возбужденный уровень характеризуется такими же значениями  $\Omega_p$  и  $\Omega_n$ , что и основное состояние. Уровни второго типа могут образоваться, если нечетный протон или нейтрон перейдет при возбуждении на более высокий свободный уровень и изменится  $\Omega_p$ /или  $\Omega_n$ /. Таким способом, по-видимому, образуются первые возбужденные уровни во всех других ядрах из таблицы XIX /кроме указанных четырех/. Например, в  ${}^{173}_{73}\text{Ta}_{105}$  нейтрон при возбуждении может перейти с уровня с  $\Omega_n = 7/2^-$  на близлежащий уровень с  $\Omega_n = 9/2^+$ . В результате получится уровень с  $I = \Omega_p(7/2+) \pm \Omega_n(9/2+) = 8+$  или  $1+$ . Спин  $I = 1+$  соответствует наблюдающемуся на опыте изомерному состоянию.

### § 6. Одночастичные уровни в четно-четных деформированных ядрах

При энергиях возбуждения  $> 1000$  Кэв может произойти разрыв пары, и один из нуклона перейдет на более высокий уровень. Прямым доказательством наличия таких уровней является существование изомерных состояний в  ${}^{178}_{71}\text{Hf}$  и  ${}^{180}_{71}\text{Hf}$ , а также наличие в  ${}^{190}_{76}\text{Os}$  изомерного состояния с энергией 1700 Кэв. На одночастичный характер этих уровней однозначно указывает нечетная четность и большое значение спина /8- и 10-/, ибо появление таких уровней может произойти только в результате изменения вида внутренней конфигурации /изменения состояния отдельных нуклонов/. Одночастичные уровни, по-видимому, наблюдаются и в ряде других ядер этой области:  ${}^{160}_{71}\text{Dy}$  /966 Кэв  $2+$ /,  ${}^{168}_{72}\text{Er}$  /2050 Кэв/,  ${}^{168}_{74}\text{W}$  /1080 Кэв/ и др. Однако возможно, что некоторые из них в дальнейшем удастся интерпретировать по иному.

Т а б л и ц а ХУШ

Значения  $\Omega_p$  и  $\Omega_n$  в деформированных ядрах Nd-Os .

Z	$\Omega_p$	Источник информации <sup>xx)</sup>	N	$\Omega_n$	Источник информации <sup>xx)</sup>
63	5/2+ <sup>x)</sup>	Eu <sup>153-155</sup>	89	3/2 <sup>+</sup>	Gd <sup>153</sup>
65	3/2+	Tb <sup>155-161</sup>	91	3/2-	Sm <sup>153</sup> , Gd <sup>155</sup>
67	7/2-	Ho <sup>163-167</sup>	93	3/2-	Sm <sup>155</sup> , Gd <sup>157</sup>
69	1/2+	Tm <sup>165-171</sup>	95	5/2-	Gd <sup>159</sup>
71	7/2+	Lu <sup>171-177</sup>	97	5/2-	Gd <sup>161</sup> , Dy <sup>163</sup> , Er <sup>165</sup>
73	7/2+	Ta <sup>177-185</sup>	99	7/2+	Dy <sup>165</sup> , Er <sup>167</sup> , Yb <sup>169</sup>
75	5/2+	Re <sup>183-187</sup>	101	1/2-	Er <sup>169</sup> , Yb <sup>171</sup>
77	3/2+	Ir <sup>187-189</sup>	103	5/2-	Er <sup>171</sup> , Yb <sup>173</sup> , Hf <sup>175</sup>
			105	7/2-	Yb <sup>175</sup> , Hf <sup>177</sup> , W <sup>179</sup>
			107	9/2+	Yb <sup>177</sup> , Hf <sup>179</sup> , W <sup>181</sup> , Os <sup>183</sup>
			109	1/2-	Hf <sup>181</sup> , W <sup>183</sup> , Os <sup>185</sup>
			111	3/2-	W <sup>185</sup> , Os <sup>187</sup> ?
			113	3/2-	W <sup>187</sup> , Os <sup>189</sup>
			115	9/2-	Os <sup>191</sup>

x) Указанное значение относится только к Eu<sup>153</sup>.

xx) Приводятся стабильные и радиоактивные ядра.

Т а б л и ц а № XIX

Ядра с нечетным  $N$  и  $Z$

Я д р о	Основное состояние:			Возбужденное состояние:		
	Период полу- распада	Предполаг. спин и четность	Наблю- даемый спин	Период полу- распада	Энергия в кэВ	Наблю- даемый спин
$Eu^{154}$	16 лет	4- ; 1-	3			
$Eu^{156}$	14 дн.	4- ; 1-	>1			
$Tb^{154}$	17,2 час.	3- ; 0-	> 0	7,5 час		
$Tb^{156}$	5,2 дня	3- ; 0-	(3-)	5 час.	89 кэВ	(6+)
$Tb^{158}$	> 5 л. < 10 м.	4- ; 1-	(4-; 1-)	11 сек.	111 кэВ	(1-; 4-)
$Tb^{160}$	72 дн.	4- ; 1-	4-			
$Ho^{160}$	22 мин	5+ ; 2+	5+	5 час	60 кэВ	2-
$Ho^{162}$	65 дн.	6+ ; 1+	> 1 (6)			
$Ho^{164}$	Т БОЛЬШ.	6+ ; 1+	> 5 (6)	36,7 МИН.	46 ? кэВ	1+
$Ho^{166}$	27,3 ч.	7- ; 0-	0-			
$Ho^{168?}$	> 30 л.	4+ ; 3+	(4)			
$Tm^{166}$	7,7 час	3- ; 2-	(3-)		80 кэВ	(2-)
$Tm^{168}$	85 дн.	4+ ; 3+	(4)			
$Tm^{170}$	129 дн.	1- ; 0-	1-			

Lu <sup>176</sup>	2.10 <sup>10</sup> лет	7- ; 0-	≥ 7	3,7 часа	180 кЭВ	1-
Lu <sup>178</sup>	18,7 мин.	8+ ; 1+	> 1			
Ta <sup>178</sup>	150 мин.	7- ; 0-	≥ 7-	9,5 мин.		1+
Ta <sup>180</sup>	> 10 <sup>12</sup> лет	8+ ; 1+	≥ 8	8,1 час.		1+
Ta <sup>182</sup>	111 дн.	4- ; 3-	4- ; 3-	16,5 м.	180 кЭВ 260 кЭВ	6+ (3,4)
Ta <sup>184</sup>	8,7 час.	5- ; 2-	(5)			
Ta <sup>186</sup>	10,5 мин.	5- ; 2-	(5)			
Re <sup>180</sup>	145 сек.	6- ; 1-	> 1 ?	20 ч.		
Re <sup>182</sup>	12,7 час.	7+ ; 2+		64,0 ч.		
Re <sup>184</sup>	50 дн.	3- ; 2-		2,2 д.		
Re <sup>186</sup>	88,9 час.	4- ; 1-	1-	~1 ч.		
Re <sup>188</sup>	16,7 час.	4- ; 1-	1-	22 м.	105 кЭВ	4-
Re <sup>190</sup>	2,8 мин.	7- ; 2-	(2)			
Ir <sup>188</sup>	41 час.	3- ; 0-	3-			
Ir <sup>190</sup>	11 дн.	3- ; 0-	3-	3 н.		10 <sup>7</sup>

При анализе одночастичных уровней в четно-четных ядрах, по-видимому, можно использовать схему Нильсона. Нужно только отдавать себе отчет о том, что мы не можем заранее сказать, в результате разрыва какой пары из заполненной оболочки образуется данный уровень. Поэтому практически можно точно указать только максимальное возможное значение спина первого одночастичного уровня.  $I = \Omega_{p_{max}} + \sum \Omega_{n_{max}}$ .

Однако, оказывается, что даже такая ограниченная возможность оценки спина является очень полезной. Так в литературе принято, что спины изомерных состояний  $Hf^{178}$  и  $Hf^{180}$  равны 9-. Используя же схему Нильсона легко видеть, что для одночастичного уровня в пределах заполняемой оболочки  $I_{max}$  равно 8-. Для  $Hf^{180m}$  такое предсказание в настоящее время проверить не удастся, однако для  $Hf^{178m}$  это можно легко сделать.  $Hf^{178m}$  образуется при  $\epsilon$ -распаде  $Ta^{178}$ . Основное состояние  $Ta^{178}_{105}$  7-. Если бы изомерное состояние  $Hf^{178m}$  было 9-, то  $\epsilon$ -переход был бы двукратно запрещен и не мог бы наблюдаться. Так как время жизни  $Ta^{178}$  2,1 ч.,

$\epsilon$ -переход должен иметь порядок запрещения не выше первого, т.е.  $\Delta I=0$  или 1. Следовательно, спин  $Hf^{178}$ , с точки зрения  $\epsilon$ -распада, должен быть 7- или 8-; значение 7- исключается, так как отсутствует переход с изомерного уровня на уровень 6+. Таким образом для изомерного состояния остается только значение  $I = 8-$ , согласующиеся с выводом, следующим из схемы Нильсона.

### § 7. Правила интенсивностей для $\beta$ и $\gamma$ -переходов на ротационные уровни деформированных ядер. К-запрет.

Основной особенностью сильно деформированных ядер является то, что в них четко выражены два существенно различных типа ядерного движения - вращательное движение ядра как целого, проявляющееся в появлении ротационных полос, и внутреннее движение нуклонов в ядре, приводящее к появлению различного типа неротационных уровней.

Такое разделение движений указывает на то, что волновая функция системы может быть представлена в виде произведения

$$\Psi = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \Psi_{TK} D_{MK}^I(\theta_i) \quad (a)$$

где функция  $\Psi_{TK}$  описывает внутреннюю структуру ядра, характеризуемую квантовым числом K и другими квантовыми числами  $T$ , а  $D_{MK}^I(\theta_i)$  вращательная волновая функция, зависящая от эйлеровых углов ядерной координатной системы.

Будем теперь характеризовать  $\beta$  и  $\gamma$ -переходы их мультипольностью L и четностью  $\pi$ , представляющими угловой момент и четность, уносимые при переходах.

Для разрешенных  $\beta$ -переходов  $L = 0; 1$ ; четность не меняется, для одно-

кратно запрещенных  $\beta$ -переходов  $L = 0; 1; 2$ ; четность меняется. При двукратно запрещенных переходах  $L = 2; 3$ ; четность не меняется, и т.д.

Правила отбора по  $L$  и  $\pi$  для перехода из состояния с квантовыми числами  $/ K_i, I_i, \pi_i /$  в состояние  $/ K_f, I_f, \pi_f /$  следующие

$$|I_i - I_f| \cong \Delta I \leq I_i + I_f$$

$$\pi = \pi_i \pi_f$$

$$|K_i - K_f| \cong \Delta K \leq L$$

Правила отбора по  $I$  и  $\pi$  являются строгими, выполнение же правил отбора по  $K$  зависит от того, насколько пригодна волновая функция  $\textcircled{a}$ . Небольшие отклонения от нее приведут к тому, что правила отбора по  $K$  станут менее строгими и будут вызывать не полное запрещение, а только замедление рассматриваемых переходов. Такие переходы называются  $K$ -запрещенными, причем степень этого запрещения можно характеризовать числом.

$$\nu = \Delta K - L$$

В некоторых ядрах, относящихся к рассматриваемой нами области,  $K$ -запрет может служить причиной огромного замедления  $\beta$  и  $\gamma$ -переходов. Так в  $Hf^{180}$   $\mathcal{E}\mathcal{L}$  переход с энергией 57 Кэв замедлен в  $\sim 10^{15}$  раз, в  $Hf^{178}$  в  $\sim 10^{14}$  раз,  $E3$ -переход в  $Hf^{180}$  в  $10^9$  раз,  $\beta$ -распад  $Lu^{178}$  в  $\sim 10^{12}$  раз и т.д. В таблице XX представлены известные в настоящее время данные о влиянии  $K$ -запрета на вероятность  $\beta$  и  $\gamma$ -переходов в рассматриваемой области ядер. Из последнего столбца таблицы видно, что, за исключением граничного ядра  $Os^{190}$ , изменение  $\nu$  на 1 приводит к изменению вероятности перехода, в среднем, в 100 раз. Только на самых краях области, где можно заранее предполагать, что представление волновой функции системы в виде  $\textcircled{a}$  незаконно, роль  $K$ -запрета постепенно уменьшается, и у  $Os^{190}$  практически сводится к нулю.

Помимо данных, представленных в таблице XX, роль  $K$ -запрета сказывается и на значительном обогащении доли  $E2$  в смешанных  $E2 + M1$  переходах между высокими уровнями с  $K = 2+$  и уровнями нижней ротационной полосы с  $K = 0+$ . Например, между уровнями  $I = 2; 3 / K = 2+ /$  и  $I = 2 / K = 0+ /$  должны иметь место смешанные переходы типа  $M1 + E2$ , причем, согласно одночастичной оценке, доля  $M1$  должна быть большей. Однако оказалось, что в ядрах  $Sm^{152}$ ,  $Dy^{160}$ ,  $W^{182}$  эти  $\gamma$ -переходы почти целиком относятся к типу  $E2$ . Это легко понять, ибо на  $M1$  переходы в этом случае наложен  $K$ -запрет  $/ \nu = \Delta K - L = 2 - 1 = 1 /$ , в то время, как на  $E2$  переходы такого запрета нет  $/ \nu = 0 /$ . До сих пор при рассматривании вероятностей переходов в деформированных ядрах мы могли сделать ряд очень важных, но целиком качественных выводов. Оказывается возможным сделать и ряд количественных выводов.

Т а б л и ц а ХХ

Роль К запрета в  $\beta$  и  $\gamma$ -переходах.

$\beta$  - п е р е х о д ы :

Я д р о	$I_i \rightarrow I_f$	$\Delta K$	$\nu = \Delta K - L$	$\lg \tau_f$	$\Delta \lg \tau_f$	$\frac{\Delta \lg \tau_f}{\nu}$
Eu <sup>154</sup>	3- $\rightarrow$ 2+	3	2	12,4	4-5	2-2,5
	3- $\rightarrow$ 4+	3	2	12,1	4-5	2-2,5
	3- $\rightarrow$ 3- ?	3 ?	(3)	11	5-6	2
Tb <sup>160</sup>	4- $\rightarrow$ 2+	4	2	$\sim$ 12	$\sim$ 4	4
	4- $\rightarrow$ 3+	2	1	$\sim$ 9	$\sim$ 2	2
Ho <sup>160</sup>	2- $\rightarrow$ 2+	2	1	$\sim$ 9,5	$\sim$ 2-3	2-3
Lu <sup>176</sup>	7- $\rightarrow$ 6+	7	6	18,7	12	2

$\gamma$  - п е р е х о д ы :

Я д р о	$I_i \rightarrow I_f$	$\Delta K$	$\nu = \Delta K - L$	$T_{1/2}$	$\lg F$	$\frac{\lg F}{\nu}$
Hf <sup>178</sup>	8- $\rightarrow$ 8+	8	7	3 с.	14	$\sim$ 2
Hf <sup>180</sup>	8- $\rightarrow$ 8+	8	7	5,5 ч.	15	$\sim$ 2.2
Hf <sup>180</sup>	8- $\rightarrow$ 6+	8	5	5,5 ч.	9	$\sim$ 1,8(2)
Os <sup>190</sup>	10- $\rightarrow$ 8+	10	8	10 м.	6	$\sim$ 0,6

Как известно, вероятность  $\gamma$ -переходов определяется выражением:

$$\lambda(L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left( \frac{\Delta E}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(L)$$

где  $B/L = M^2$ , квадрат матричного элемента перехода, зависит только от структуры ядра и в дальнейшем будет называться приведенной вероятностью перехода.

Сечение кулоновского возбуждения пропорционально  $B/L$ . В случае  $\beta$ -распада  $B/L \sim \frac{1}{v_f}$

Приведенная вероятность перехода:

$$B(L) = (M)^2 = \left| \int \Psi_f^* M(L) \Psi_i d\tau \right|^2$$

в случае допустимости выражения (a) может быть представлена в виде произведения двух сомножителей. Один из них, содержащий интегралы от вращательных волновых функций ядра, может быть легко вычислен. Он выражается через коэффициенты векторной модели /коэффициенты Клебша-Жордана/ для сложения угловых моментов  $I_i$  и  $L$  с образованием результирующего момента  $I_f$  и является функцией только от угловых моментов  $I$ ,  $K$  и  $L$ .

Второй множитель содержит интегралы от внутренних волновых функций начального и конечного состояния и зависит поэтому только от  $\tau$ ,  $K$  и  $L$  /не зависит от  $I$ /.

Для переходов между двумя состояниями одной ротационной полосы внутренние волновые функции начальных и конечных состояний совпадают, и внутренняя часть матричного элемента сводится к среднему значению  $\langle M \rangle$ . В этом случае абсолютные вероятности переходов могут быть непосредственно выражены через внутренние угловые моменты.

Например, для переходов  $I+2 \rightarrow I$

$$B(E2) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2 \frac{(I+1-K)(I+1+K)(I+2-K)(I+2+K)}{(I+1)(2I+3)(I+2)(2I+5)}$$

Для переходов  $I+1 \rightarrow I$

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{e\hbar}{2mc} \right)^2 (g_R - g_K)^2 \frac{\Omega^2 (I+1-\Omega)(I+1+\Omega)}{(I+1)(2I+3)(I+2)(2I+3)}$$

$$B(E2) = \frac{15}{16\pi} e^2 Q_0^2 \frac{\Omega(I+1-\Omega)(I+1+\Omega)}{I(I+1)(2I+3)(I+2)} \quad \text{где } \Omega = K.$$

Для переходов, связанных с изменением внутреннего состояния ядра, абсолютные значения матричных элементов зависят от деталей внутренней структуры ядра. Однако, если сравнивать приведенные вероятности для изучения данной мультипольности при переходах из некоторого состояния  $i$  на различные состояния  $f$ ,  $f'$  и т.д. ротационной полосы, то множитель, содержащий внутренние волновые функции, окажется



одним и тем же и в отношении вероятностей не войдет /он сократится/.

Таким образом, отношение приведенных вероятностей переходов одинаковой мультипольности с любого уровня на различные уровни одной ротационной полосы будет зависеть только от угловых моментов  $I$ ,  $K$ ,  $L$  и может быть записано в виде:

$$\frac{B(L, I_i \rightarrow I_f)}{B(L, I_i \rightarrow I_{f_1})} = \frac{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i L K_i K_{f_1} - K_i | I_i L I_{f_1} K_{f_1} \rangle^2}$$

где  $\langle \rangle$  - коэффициент Клебша-Жордана<sup>x/</sup>.

Полученные выводы удобнее всего проверять для тех переходов, для которых достоверно известны угловые моменты начального и конечного состояния и мультипольности  $\beta$  - или  $\gamma$  - излучения. В ядрах с нечетным  $A$  это имеет место для переходов между уровнями одной ротационной полосы.

В табл. XXI приведены результаты сопоставления экспериментальных и теоретических данных. Как видно из этих данных, наблюдается хорошее соответствие между опытом и теорией.

Рассмотрим переходы в ядрах с четным  $A$ . Если начальное состояние имеет  $I = 1\pm$ ;  $K = 1\pm$ , конечные состояния  $K = 0+$ ;  $I = 0+$  и  $2+$ , а  $L = 1$ , то, согласно теории,

$$\frac{B(1\pm \rightarrow 0+)}{B(1\pm \rightarrow 2+)} = 2$$

Для  $\beta$  -переходов это приводит к тому, что

$$\lg(\tau_f)_{2+} - \lg(\tau_f)_{0+} = \Delta \lg \tau_f = +0,3.$$

В таблице XXII приведены данные о  $\beta$  -переходах, удовлетворяющих этим условиям. Видно, что  $\Delta \lg \tau_f$ , действительно, колеблется около требуемой теорией величины 0,3. Наблюдаемые отклонения от этой величины в значительной степени обусловлены экспериментальными ошибками в определении относительных интенсивностей  $\beta$  -переходов.

Только в случае  $Ta^{180}$  наблюдается резкое расхождение с теорией. Представляет большой интерес проверить, не вызвано ли такое большое отклонение грубой экспериментальной ошибкой при измерениях  $\beta$  -спектра  $Ta^{180}$ .

При обсуждении октупольных вибрационных уровней типа 1-, приведенное выше правило интенсивности уже использовалось для определения значения  $K$  и, следовательно, для установления природы уровня.

<sup>x/</sup> См. Кондон и Шортли "Теория атомных спектров", Блатт и Вайскопф "Теоретическая ядерная физика".

Т а б л и ц а XXI

Относительные интенсивности переходов типа E2 с основного состояния ротационной полосы на 1 и 2-й ротационные уровни (при кулоновском возбуждении)  
 в скобках приведены теоретические значения

Я д р о	$I_0$	$B ( E2 : I_0 \rightarrow I_0 + 2 )$
		$B ( E2 : I_0 \rightarrow I_0 + 1 )$
Eu <sup>153</sup>	5/2	0,28 ( 0,35 )
Gd <sup>157</sup>	3/2	0,38 ( 0,56 )
Tb <sup>159</sup>	3/2	0,56 ( 0,56 )
Ho <sup>165</sup>	7/2	0,24 ( 0,26 )
Lu <sup>175</sup>	7/2	0,23 ( 0,26 )
Hf <sup>177</sup>	7/2	0,26 ( 0,26 )
Hf <sup>179</sup>	9/2	0,22 ( 0,20 )
Ta <sup>181</sup>	7/2	0,29 ( 0,26 )
Re <sup>185</sup>	5/2	0,27 ( 0,35 )
Re <sup>187</sup>	5/2	0,39 ( 0,35 )

Т а б л и ц а XXII

$\beta$  -переходы одинаковой мультипольности на уровни нижней ротационной полосы

Я д р о	Тип перехода	$\lg \tau f$	$\Delta = (\lg \tau f)_{2+} - (\lg \tau f)_{0+}$
Ho <sup>164</sup>	1+ $\rightarrow$ 0+	5,6	+ 0,2
	1+ $\rightarrow$ 2+	5,8	
Tm <sup>170</sup>	1- $\rightarrow$ 0+	8,9	+ 0,4
	1- $\rightarrow$ 2+	9,3	
Ta <sup>180</sup>	1+ $\rightarrow$ 0+	6,8	- 0,3
	1+ $\rightarrow$ 2+	6,5	
Re <sup>186</sup>	1- $\rightarrow$ 0+	7,7	+ 0,3
	1- $\rightarrow$ 2+	8,0	
Re <sup>188</sup>	1- $\rightarrow$ 0+	8,1	+ 0,5
	1- $\rightarrow$ 2+	8,6	
			$\Delta$ ( среднее ) = 0,3 ( Ta <sup>180</sup> исключен )

Это правило может быть проверено и при сопоставлении интенсивностей переходов с  $\gamma$ -вибрационных уровней и других уровней с  $I = K = 2+$  на уровни  $I=0+$ ;  $2+$ ;  $K = 0+$ .

В таблице XXIII приведены данные, относящиеся к рассматриваемой области ядер:

Т а б л и ц а XXIII

Я д р о	В /E2,2+ $\rightarrow$ 0+ /	
	В /E2,2 $\rightarrow$ 2+ /	
	Теор.	Экспер.
$Sm^{152}$	0,7	$\sim 0,6$
$Dy^{160}$	0,7	$\sim 0,6$
$W^{182}$	0,7	$\sim 0,62$
$W^{184}$	0,7	$\sim 0,6$
$W^{186}$	0,7	$\sim 0,6$
$Os^{186}$	0,7	$\sim 0,4$
$Os^{188}$	0,7	$\sim 0,4$
$Os^{190}$	0,7	$\sim 0,1$

Из таблицы следует, что в сильно деформированных ядрах наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента, однако по мере приближения к границе области это согласие постепенно ухудшается. Отношение интенсивностей на границах приближается к значениям, характерным для сферических ядер.

Это нарушение правила интенсивностей, а также практическое исчезновение К-запрета у  $Os^{190}$  свидетельствует о том, что в ядрах с таким малым параметром деформации /  $Os^{190} \beta \cong 0,15$  / нельзя достаточно полно отделить вращательное движение от внутренних нуклонных движений и, следовательно, волновая функция системы не может быть представлена в виде:

$$\psi \sim A \cdot \psi_{TK} D_{MK}^I(\theta_i)$$

При работе над настоящим докладом помимо экспериментальных данных, полученных указанными в начале статьи советскими авторами, широко использовались данные, опубликованные в иностранной литературе. Подробную библиографию можно найти в следующих работах:

1. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winter

Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956)

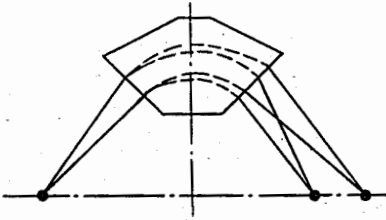
2. Б. Дзепелов, Л. Пекер. "Схемы распада радиоактивных ядер", Изд. АН СССР /1958/.

3. B. Mottelson, S. Nilsson "The Intrinsic States of Odd-A Nuclei Having Ellipsoidal Equilibrium Shape" (1958).

Мы выражаем нашу признательность проф. Б. Моттelsonу за предоставление большого количества данных о нечетных ядрах до их опубликования.

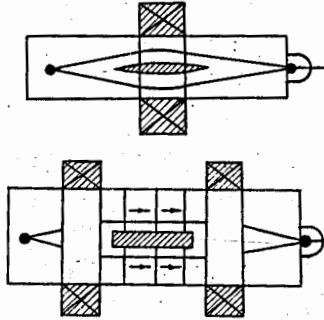
---

масс-спектрометр



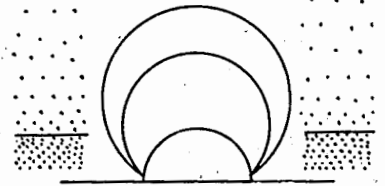
Крижанский  
Покровский

$\beta$ -спектрометры  
линзовые



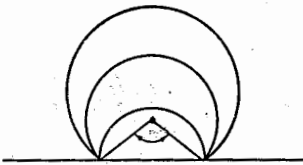
Мишкин  
Рогачев

$\beta$ -спектрометры  
кэтроны



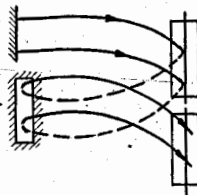
Башилов  
Антоньева  
Громов  
Дмитриев

$\beta$ -спектрометр  
 $\pi\sqrt{2}$



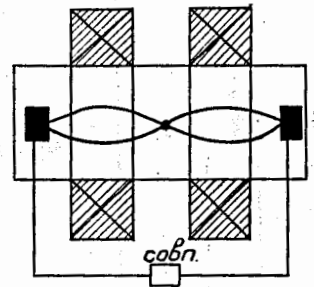
Золотавин  
Григорьев  
Днепропетровский

$\beta$ -спектрометр  
с трехкр. фок.



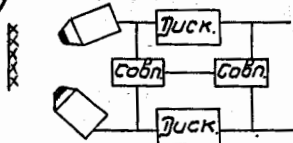
Крафт

e-e совпадения



Сергиенко

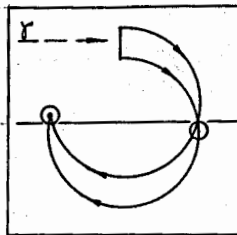
Сцинтилляционная  
 $\gamma$ -спектрометрия



$\gamma$ -спектры, угловые  
и времен. корреляции

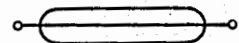
Городинский  
Покровский  
Яковлев  
Силантьев  
Берлович.

$\gamma$ -спектрометр  
ритрон



Хольнов  
Щукин

Пропорциональный  
счетчик для  
 $X$ -лучей



Шиманская

Рис. 1. Приборы, применявшиеся при изучении нейтроно - дефицитных изотопов редких земель.

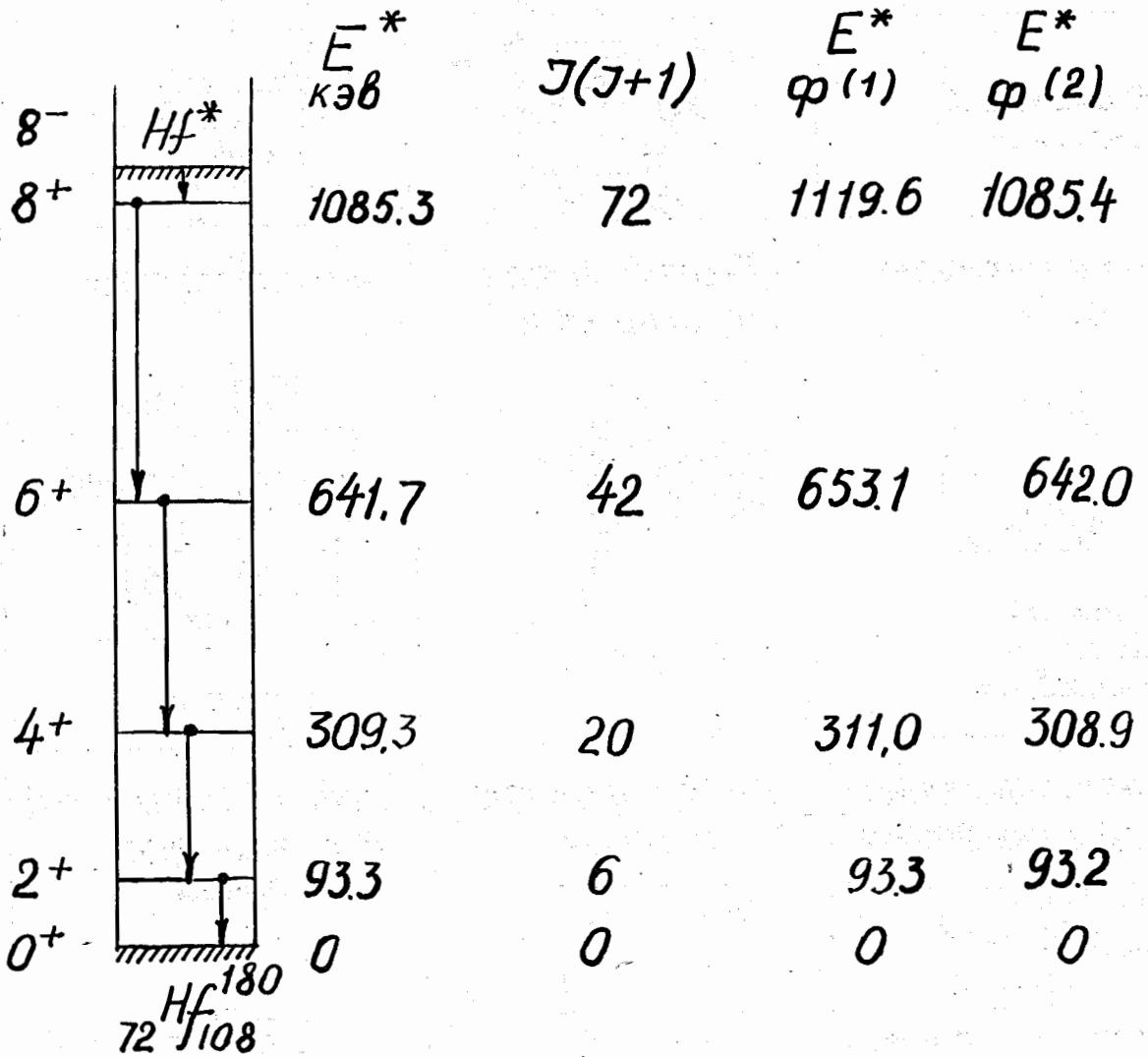


Рис. 2. Схема переходов в  $Hf^{180}$

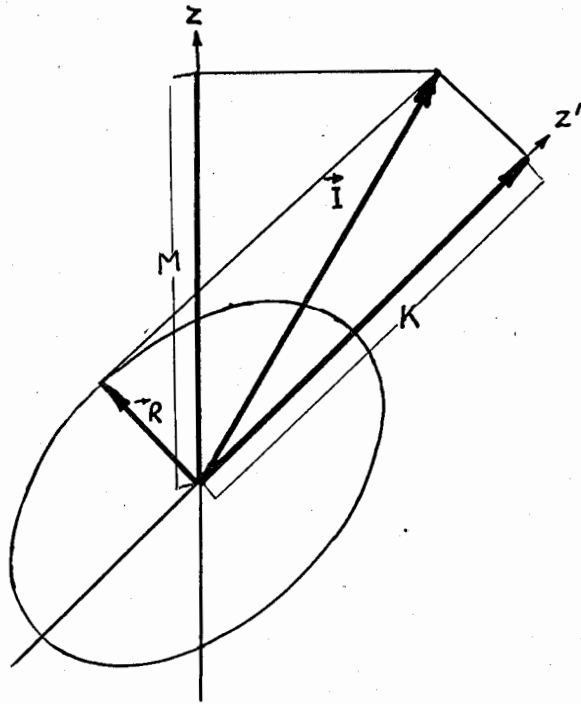


Рис. 3. Сложение моментов  $\vec{K}$  и  $\vec{R}$

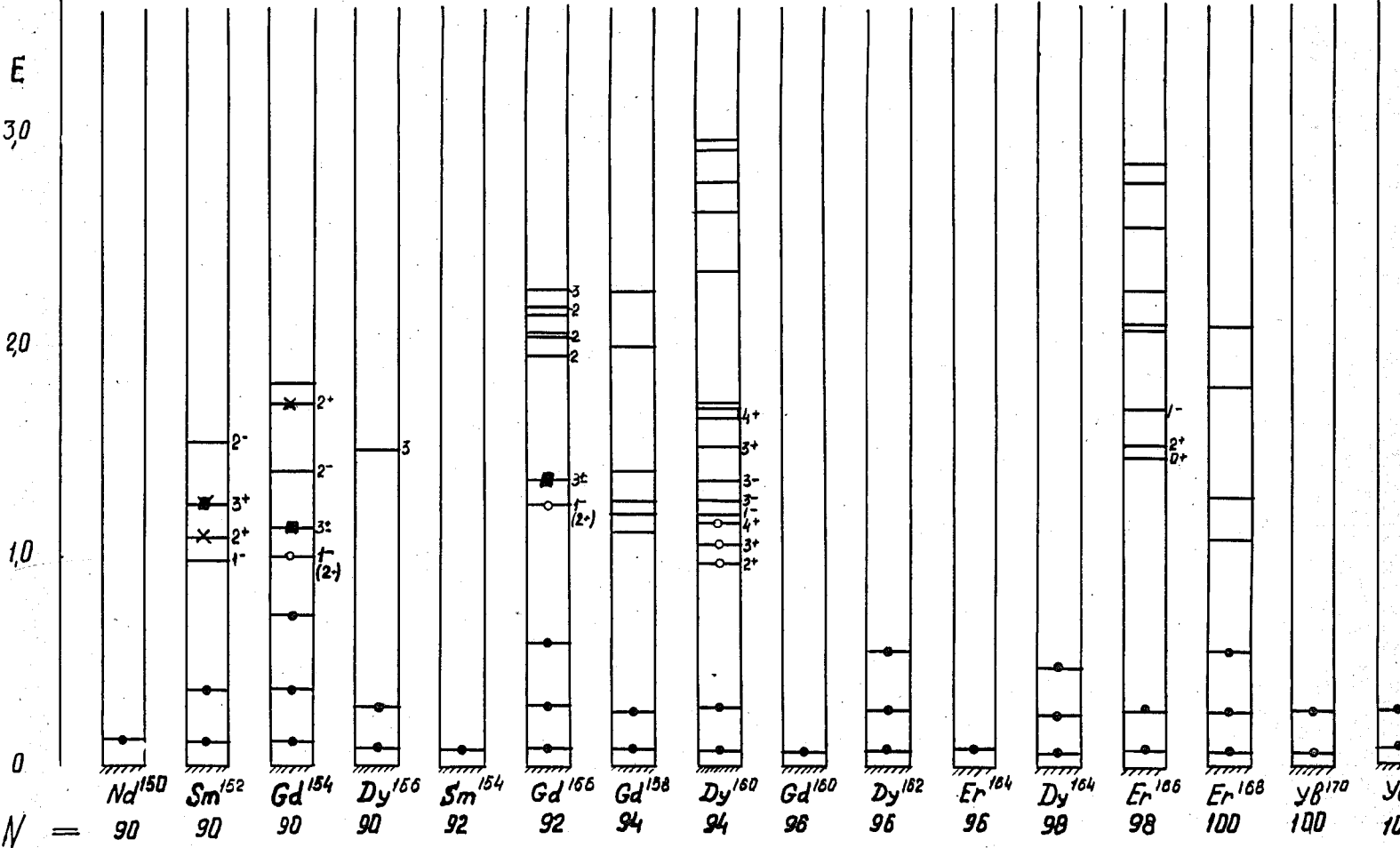


Рис. 4. Уровни возбужденных состояний



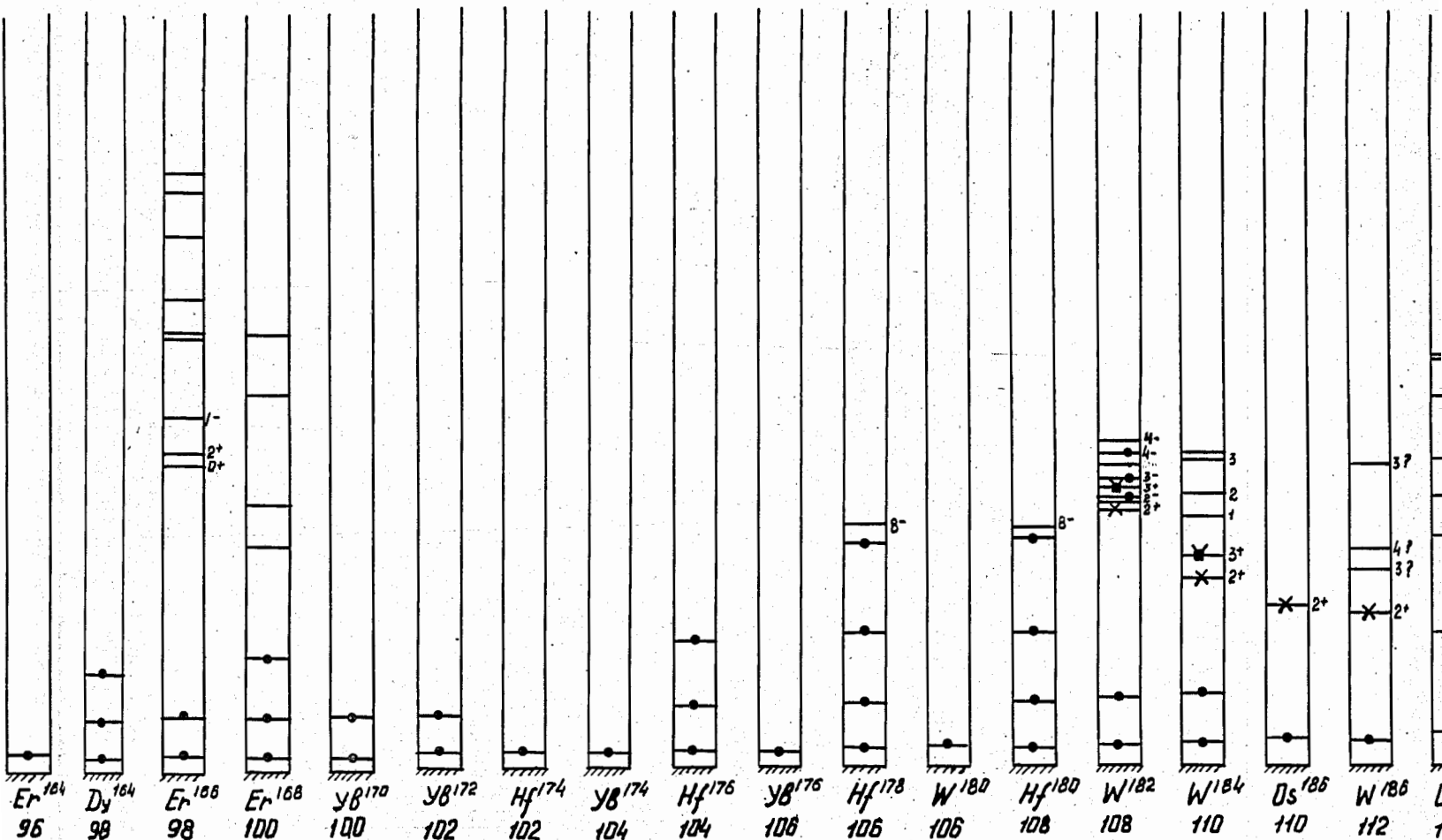
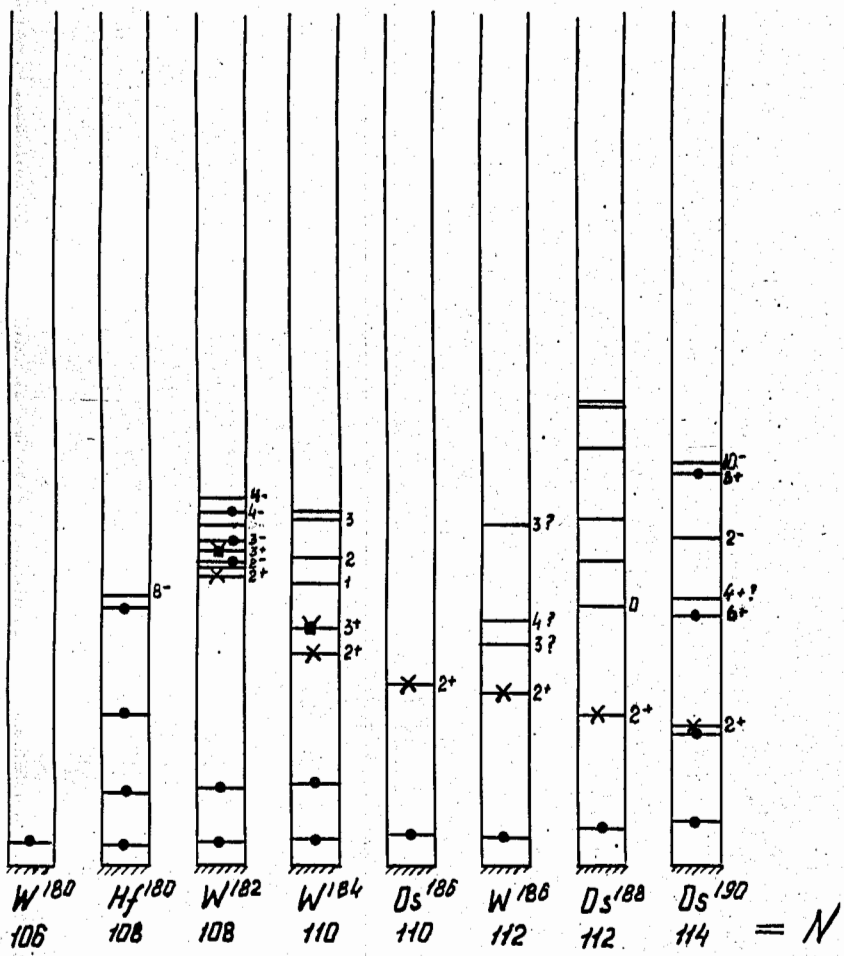


Рис. 4. Уровни возбуждения ядер с четными  $N$  и  $Z$



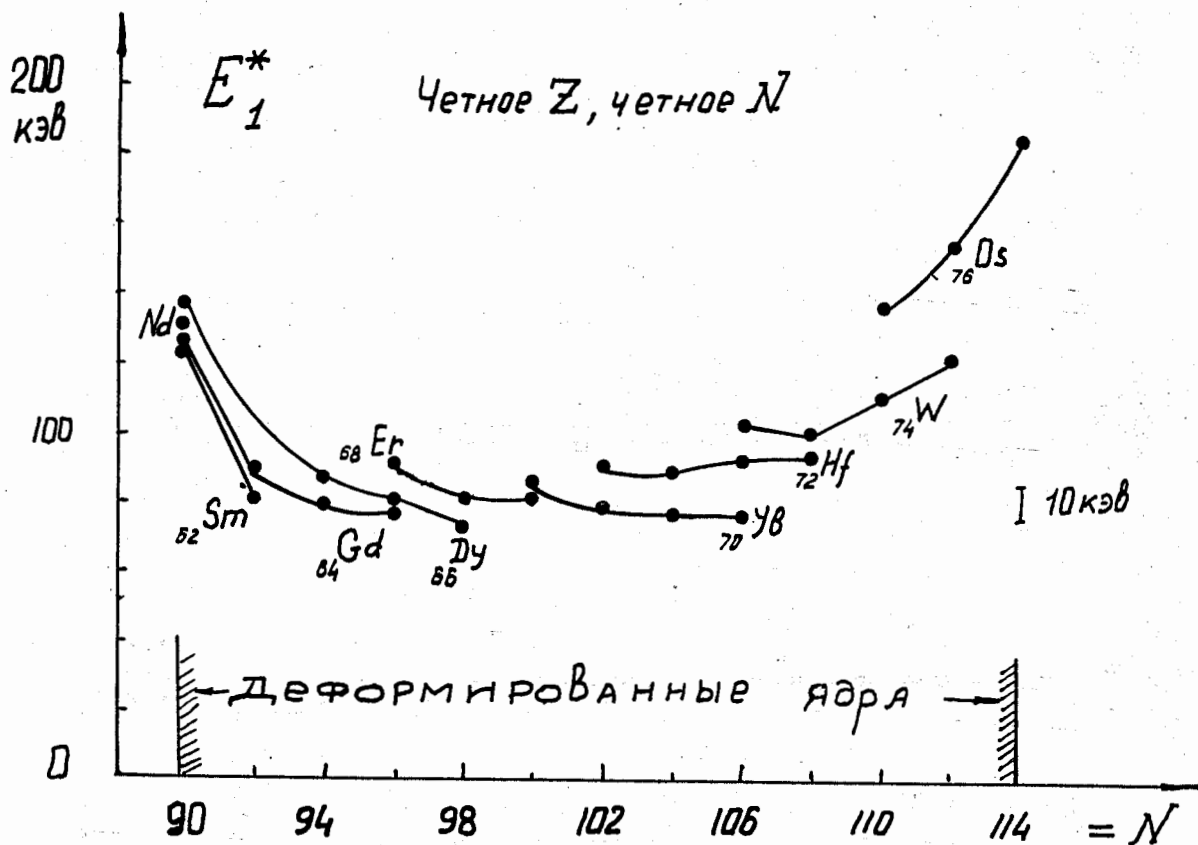


Рис. 5. Энергия возбуждения первых уровней у ядер с четными  $N$  и  $Z$

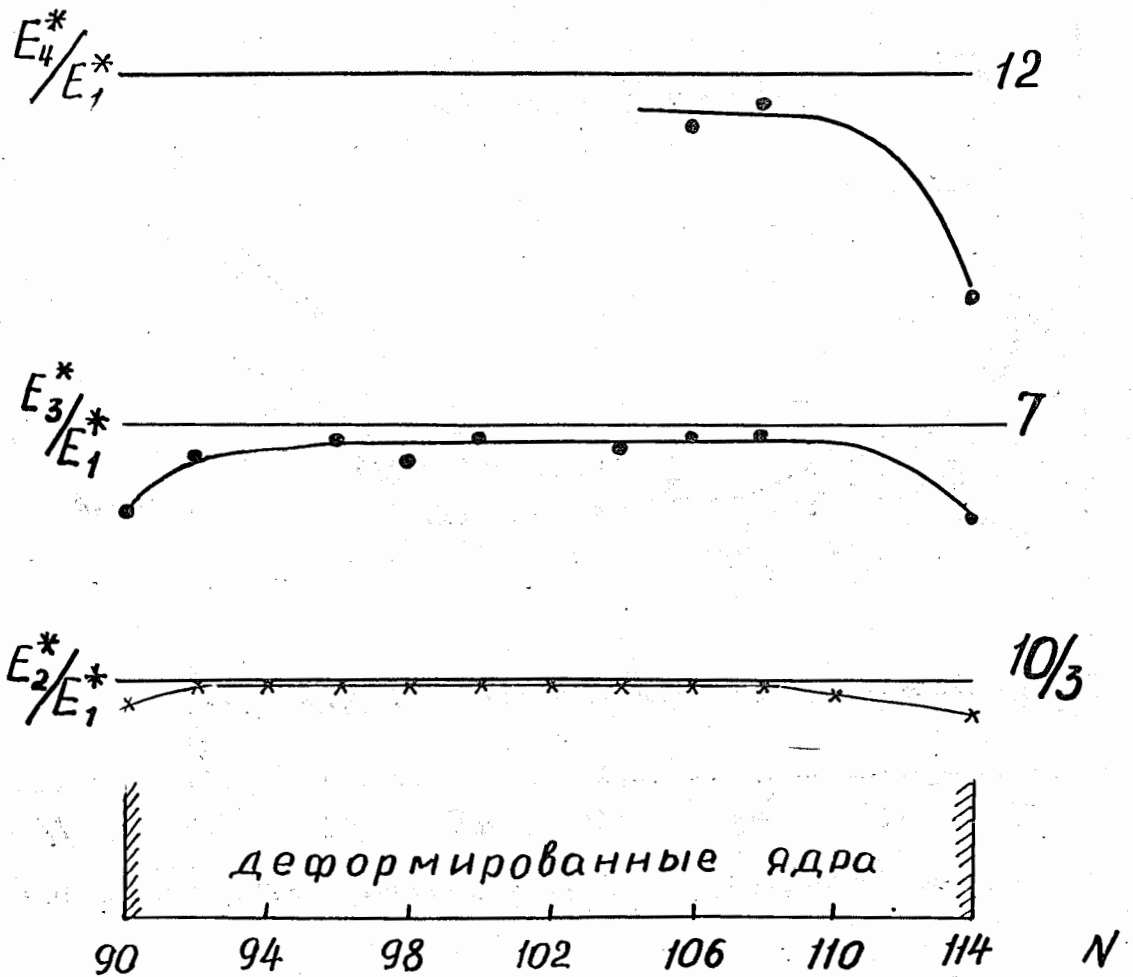


Рис. 6. Соотношение энергий возбуждения  $E_1^*$ ,  $E_2^*$  и  $E_3^*$

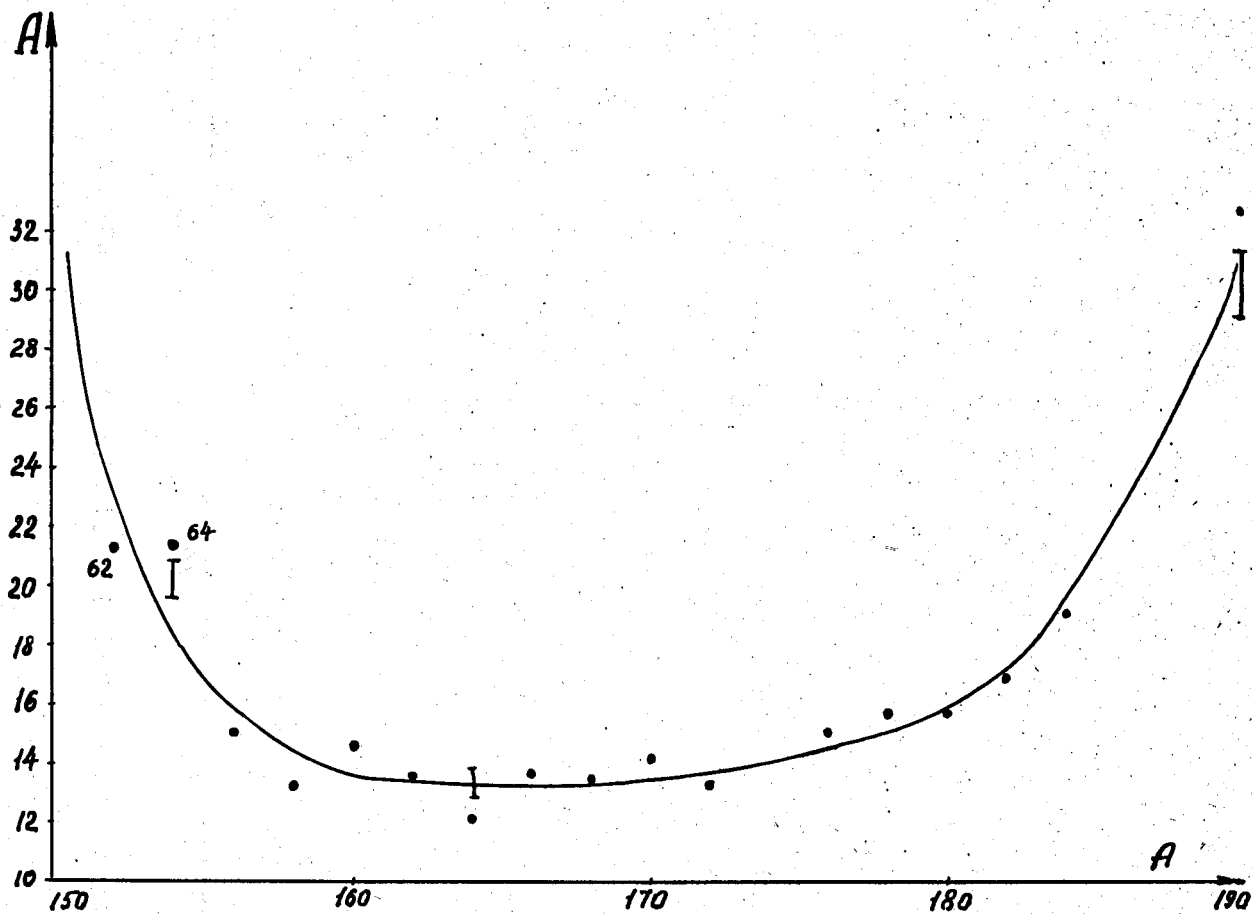


Рис. 7. Изменение величины  $A$  в области редкоземельных деформированных ядер.

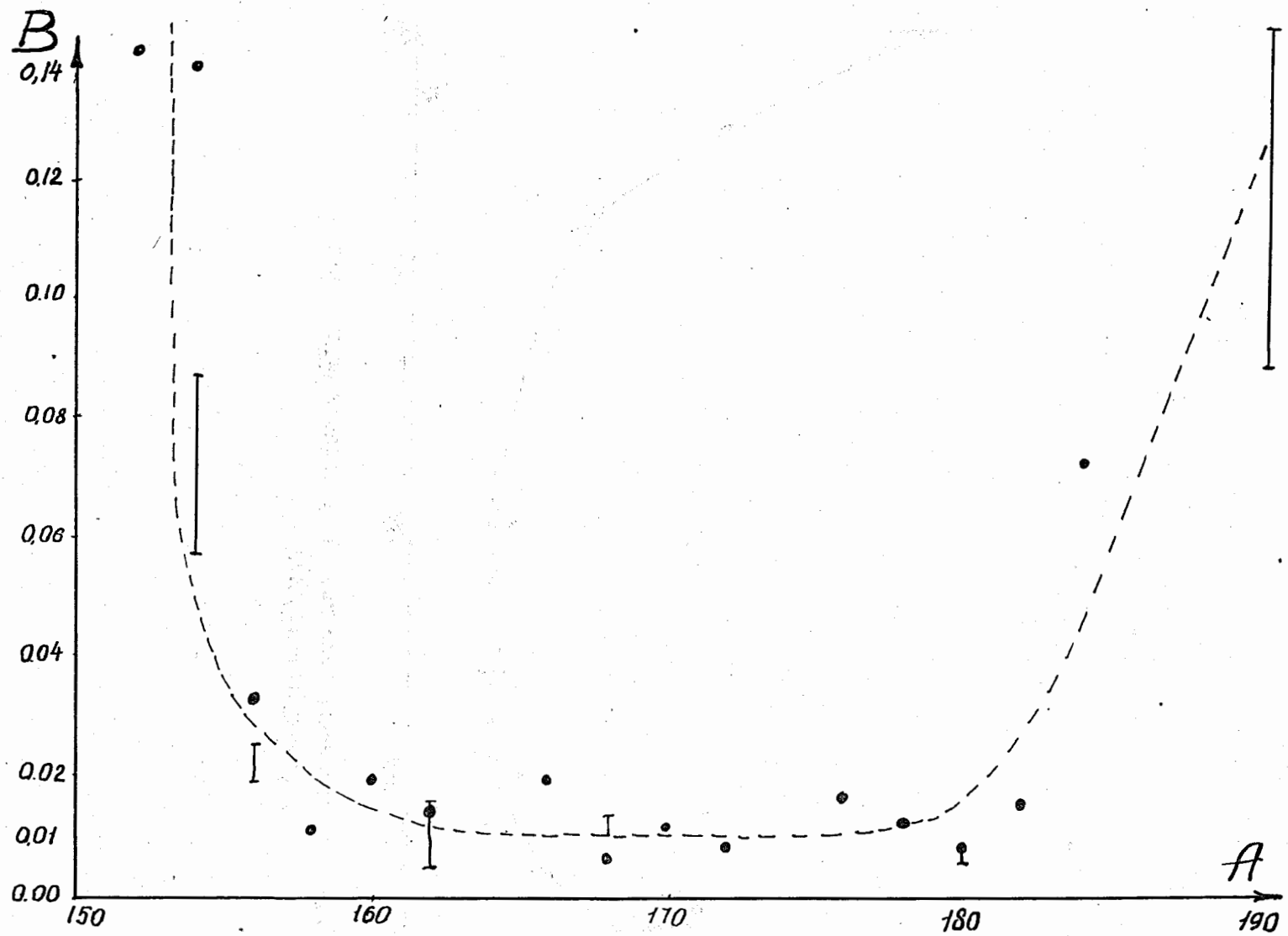


Рис. 8. Изменение величины  $B$  в области деформированных ядер

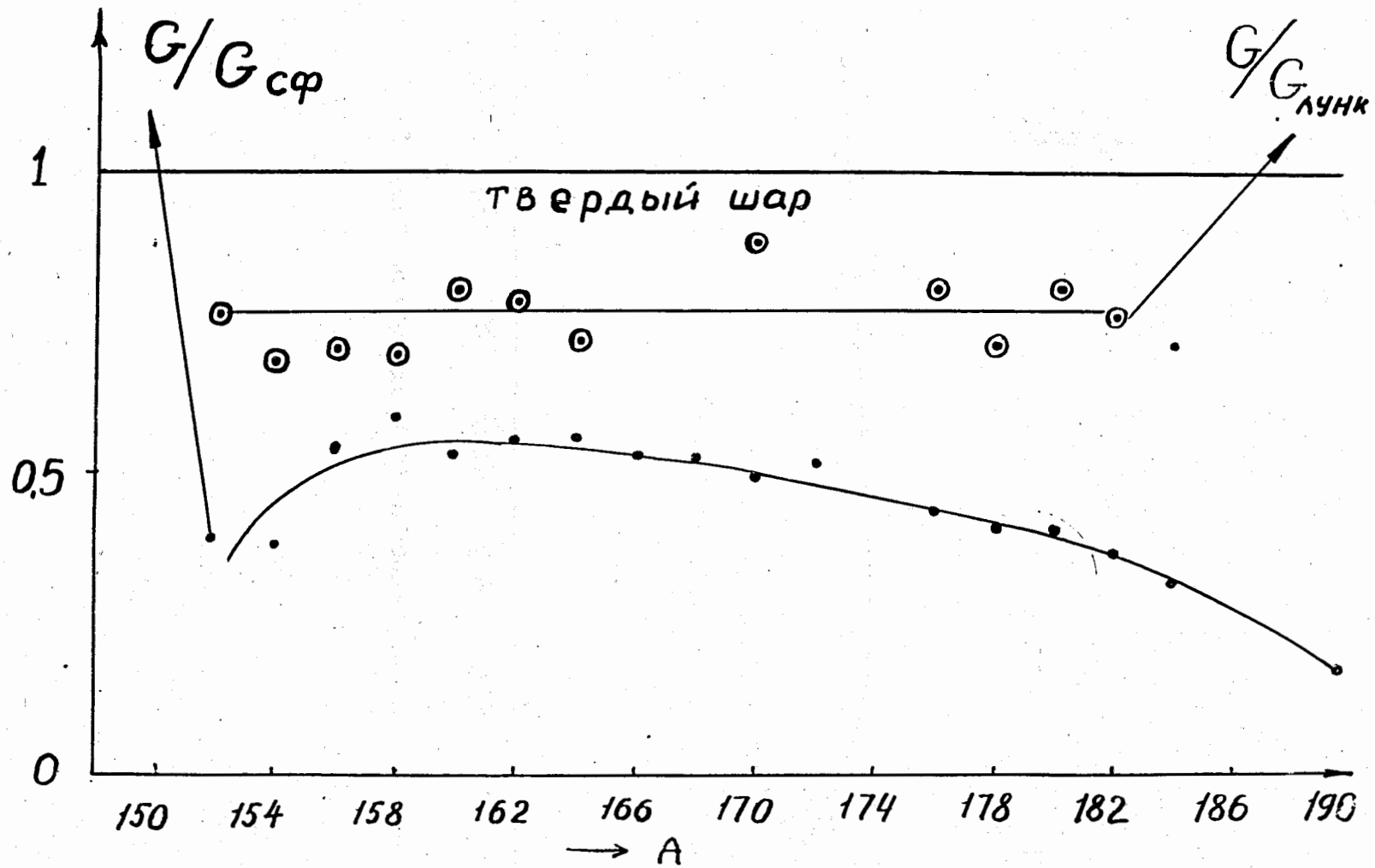


Рис. 9. Эффективные моменты инерции деформированных ядер

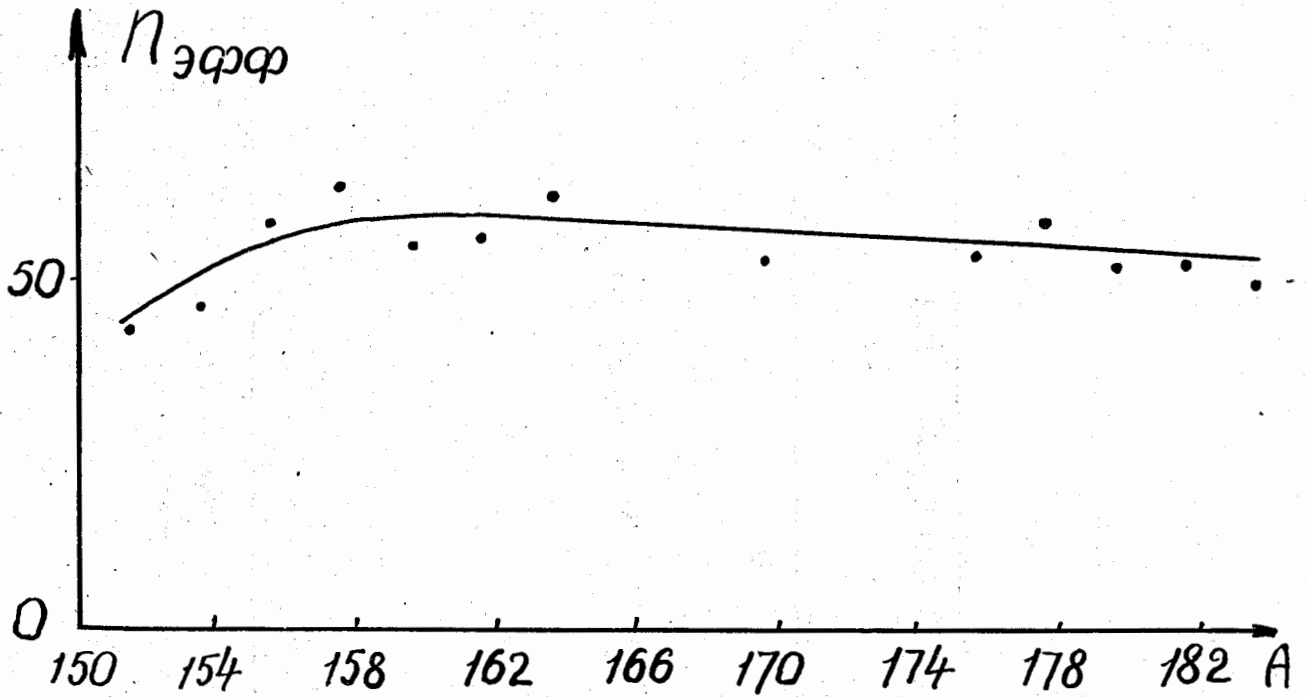


Рис. 10. Эффективное число вращающихся нуклонов



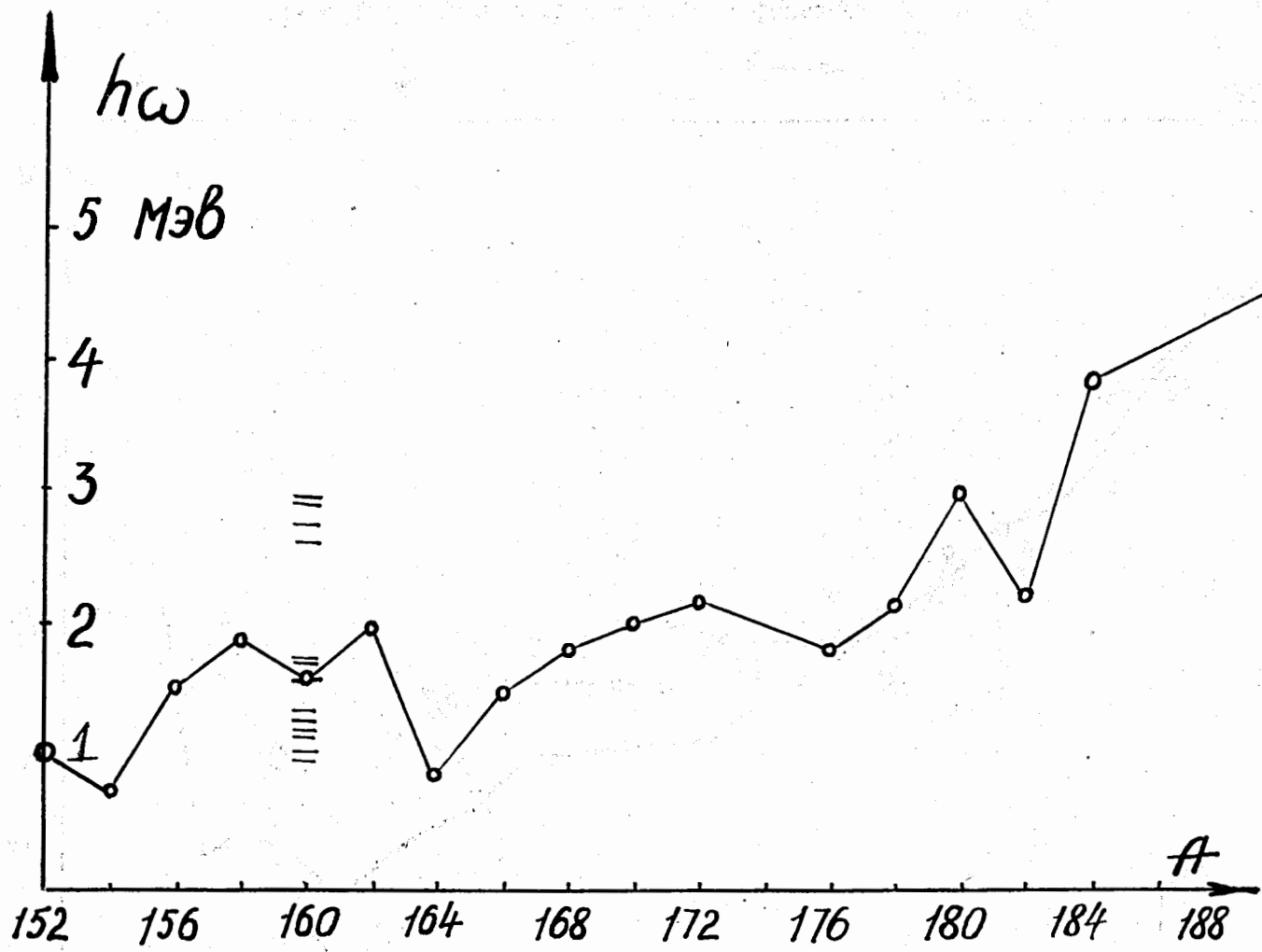


Рис. II. Значения  $h\omega$ , полученные из величин  $B$

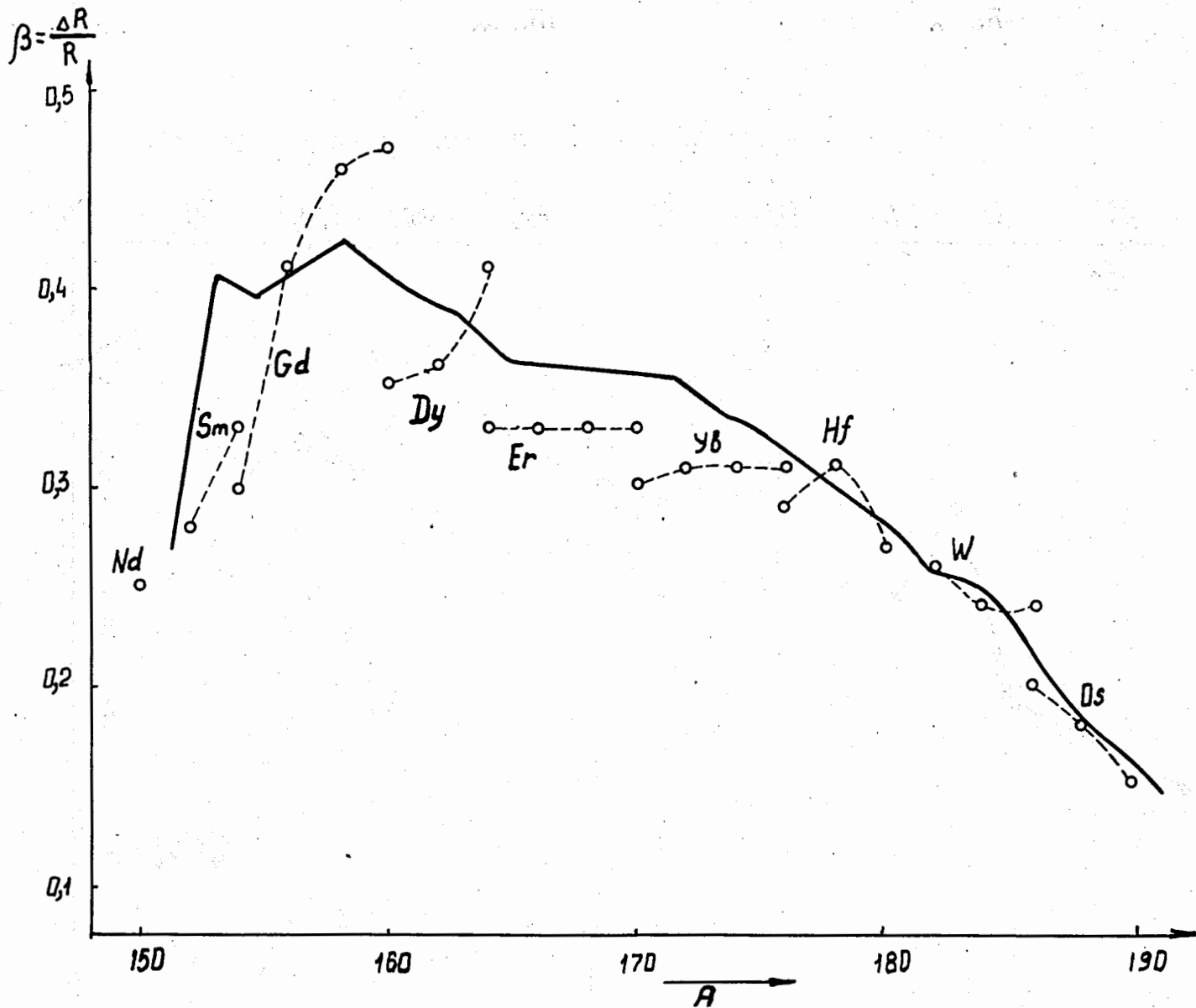
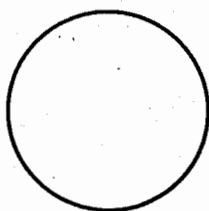
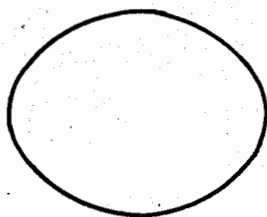


Рис. 12. Зависимость параметра деформации  $\beta$  от  $A$

$$\frac{\Delta R}{R} = 0$$



$$\frac{\Delta R}{R} = 0,2$$



$$\frac{\Delta R}{R} = 0,4$$

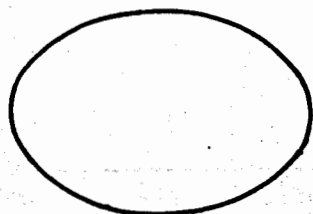


Рис. 13. Круг и эллипсоиды с  $\frac{\Delta R}{R} = 0,2$  и  $0,4$

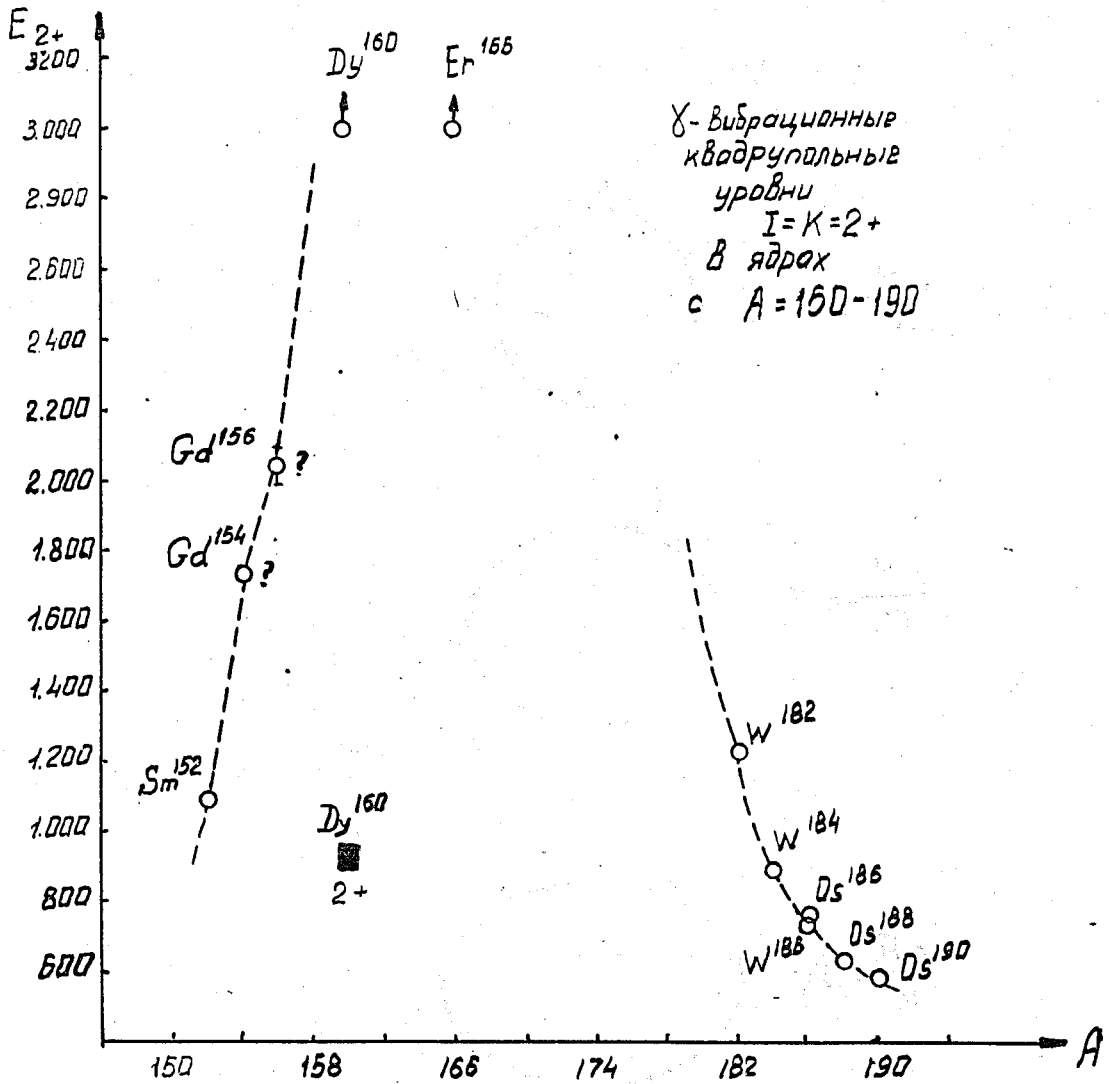


Рис. 14 Квадрупольные  $\delta$ -вибрационные уровни в четно-четных ядрах

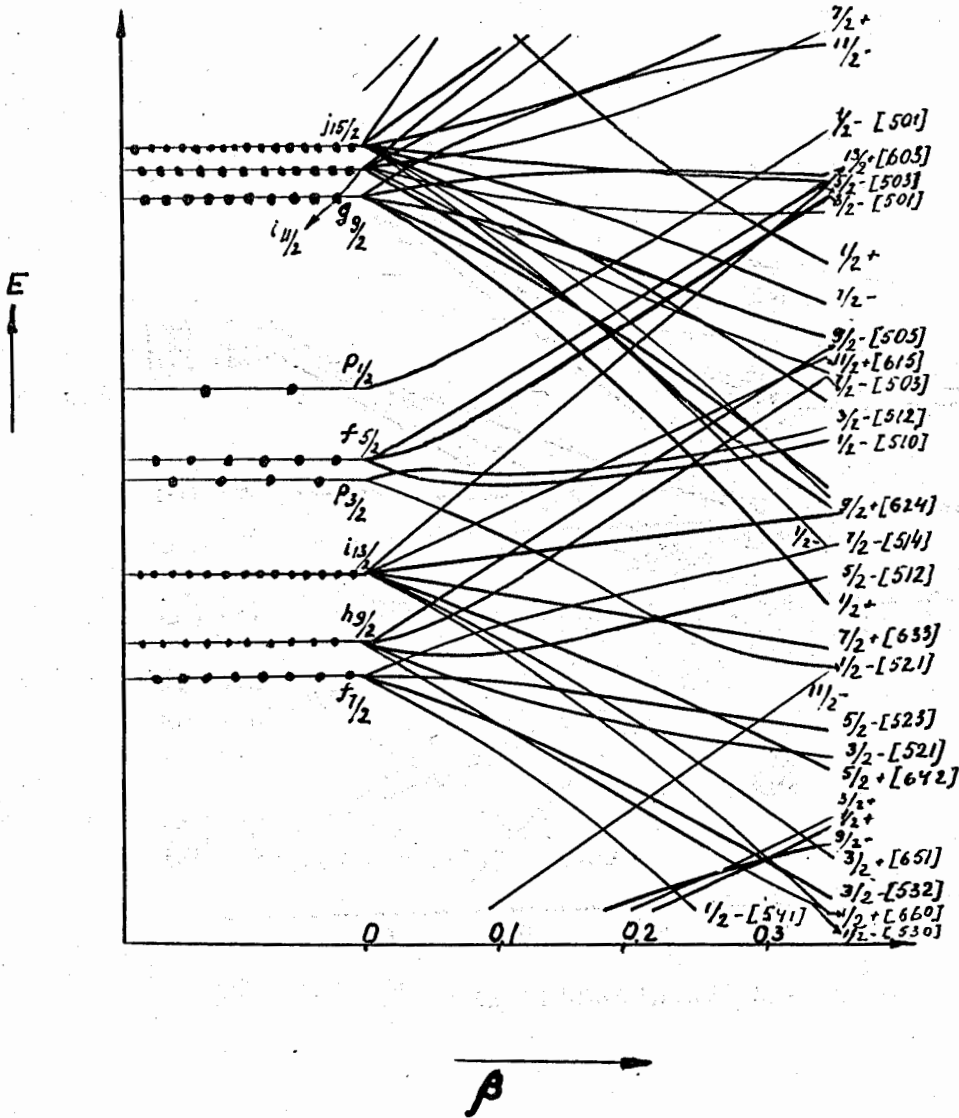


Рис. 15. Схема уровней Нильсона для  $Z = 50-82$ .

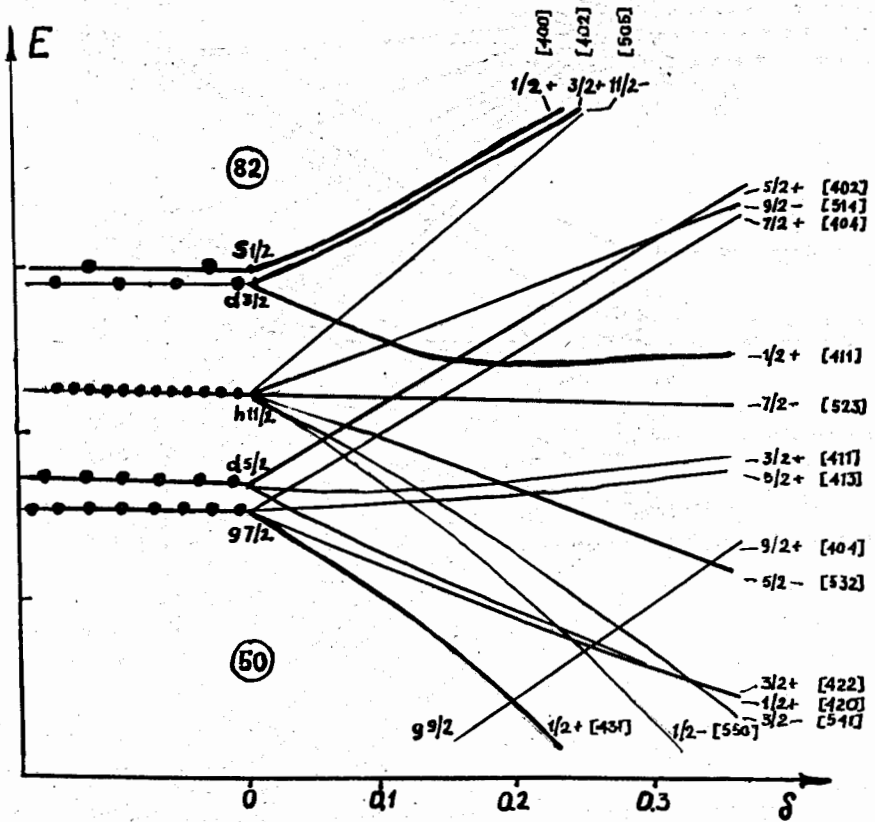
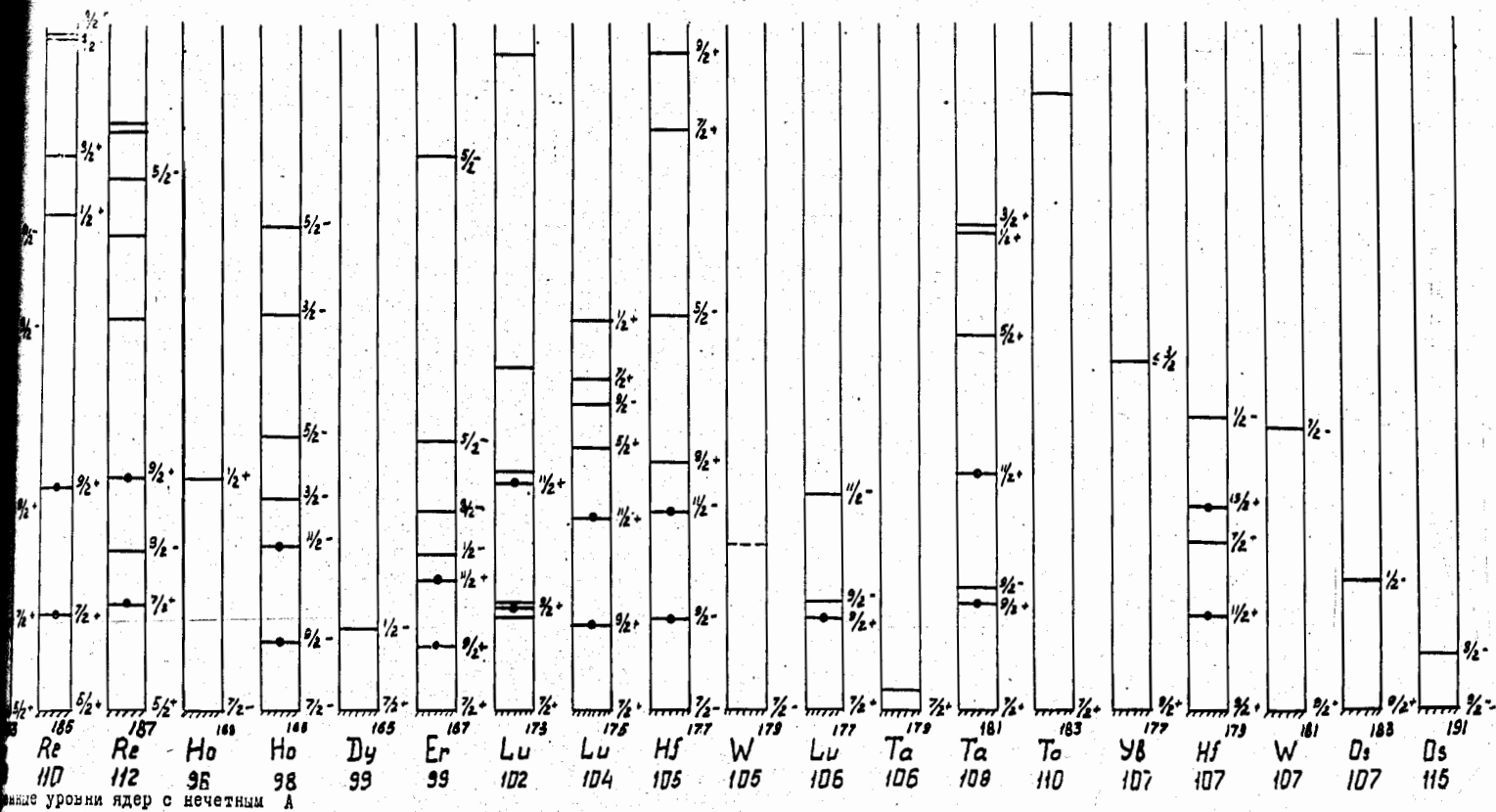


Рис. 16. Схема уровней Нильсона для  $N = 82 - 126$





Энергетические уровни ядер с нечетным A



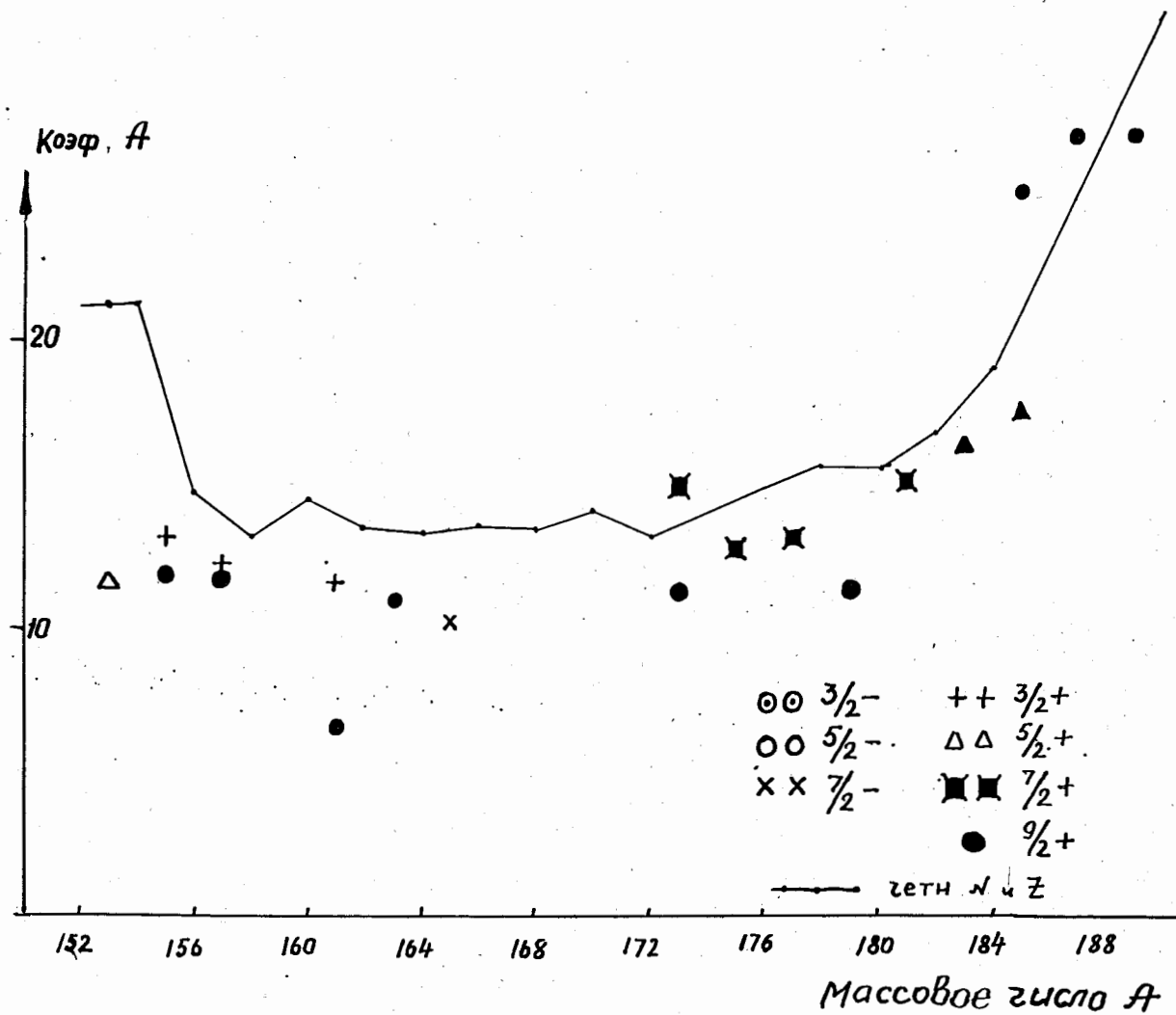


Рис. 18. Коэффициент А в нечетных ядрах.