

539.1
B·85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

— • —
МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теоретической и ядерной физике

2 сессия ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
ПРИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭНЕРГИЯХ

(конспекты лекций)

Д. П. ГРЕЧУХИН

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ
ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР**

(данные эксперимента и феноменологические модели)

МОСКВА — 1971

539.1
B.85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

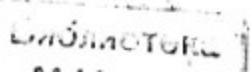
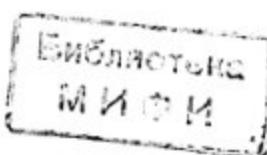
Всесоюзная школа по теоретической и ядерной физике
2 сессия ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ НЕРЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЯХ
(Конспекты лекций)

Д.П.ГРЕЧУХИН

КОЛЛЕКТИВНЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР
(ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ
МОДЕЛИ)

562518

МОСКВА - 1971 г.



ЛЕКЦИЯ I

ВВЕДЕНИЕ

Коллективные квадрупольного типа возбуждения атомных ядер изучаются уже второе десятилетие. В этой области накоплена значительная по объему информация, которая анализируется в рамках различных моделей коллективного движения ядра. Количество таких моделей довольно велико, и в каждой модели усматривается "качественное" согласие с имеющимися экспериментальными данными. Этот прагматический критерий настолько психологически эффективен, что непрерывно порождаются все новые и новые варианты моделей с возрастающим числом структурных параметров, становящихся по существу подгоночными, которые обеспечивают все лучшее "Качественное согласие" с данными опыта. В такой ситуации естественно желание критически пересмотреть текущие модельные представления о коллективном движении ядра и оценить степень их согласия с экспериментальными данными. Заметим здесь, что мы не ставим задачу подробно изложить все результаты расчетов во всех имеющихся вариантах коллективных моделей ядра и дать детальное сопоставление с данными эксперимента. Цель обзора - рассмотреть первопринципы весьма многочисленного по развитым вариантам класса феноменологических моделей коллективных возбуждений (далее ФМКВ) ядер и проследить линии развития различных вариантов ФМКВ. Прежде всего проведем классификацию существующих моделей:

Все модели коллективного возбуждения ядер в соответствии с принятыми в них основными принципами разделим на три класса.

I. Феноменологические модели коллективного возбуждения четных ядер (ФМКВ)

В этих моделях ядро рассматривается как капля непрерывной среды, движение ядра описывается пятью коллективными переменными, - обычно в этих моделях используются параметры квадрупольной деформации поверхности ядра $\alpha_{2\mu}$:

$$R(\theta \phi) = R_0 \left\{ 1 + \alpha_0 + \sum_{\mu=-2}^{+2} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta \phi) \right\} \quad (I)$$

либо другие эквивалентные им переменные. Таким образом в ФМКВ вся совокупность (ЗА-3) нуклонных переменных заменяется пятью коллективными переменными

$$\hat{H}(\vec{r}_j) \rightarrow \hat{H}_{\text{ком}}(\alpha_{2\mu})$$

что позволяет создать наглядное описание коллективного движения ядер, в силу этого ФМКВ весьма популярны.

II. Варианты объединенной модели возбуждений ядер, в которой выделяется четный остов, причем движение остова описывается коллективными переменными типа $\alpha_{2\mu}$, а также один, два или более "внешних" нуклонов, взаимодействующих с остовом и между собой. Модели этого типа делятся на два варианта:

а) предполагается наличие у остова большой статической деформации, соответственно ядро обладает ротационным типом спектра возбуждений (модель Нильсона и др.);

б) предполагается у остова вибрационный спектр возбуждений - квадрупольные колебания поверхности около равновесной сферической формы.

Ш. Каждый вариант ФМКВ или объединенной модели start-тует от конкретной постулируемой формы гамильтониана, содержащего несколько структурных параметров: инерциальные коэффициенты, параметры статической деформации ядра, константы связи нуклонов с коллективными степенями свободы и т.д. Эти структурные параметры используются в качестве подгоночных при интерпретации наблюдаемого спектра возбуждений каждого конкретного ядра в терминах такой модели. Естественно, что эти модели принципиально не могут описывать зависимость структурных параметров от чисел нуклонов в ядрах N и Z . Область применения этих моделей ограничивается описанием структуры возбуждений в каждом конкретном ядре. Однако в процессе исследования возбуждений ядер накоплена значительная информация о поведении физических характеристик ядер с изменением числа нуклонов N и Z , например, положение первых 2^+ , 4^+ , 0^+ уровней, факторы усиления E-2-переходов и т.д., или же при интерпретации спектров ядер в терминах ФМКВ и объединенной модели таким путем установлены зависимости структурных параметров модельных гамильтонианов от чисел N и Z . Истолкование эмпирически установленных закономерностей

проводятся в терминах микроскопических моделей ядра. Модель этого рода ведут начало от известной схемы "парное плюс квадруполь-квадрупольное взаимодействие", согласно которой из всей совокупности $N+Z$ нуклонов выделяется достаточно многочисленная группа "внешних" нуклонов, заполняющих одну-две верхних оболочек. Между нуклонами включаются как короткорадиусные парные силы, так и эффективное длиннорадиусное взаимодействие (типа мультиполь-мультипольных сил), представление о котором сложилось путем модификации вводимого в объединенной модели взаимодействия нуклонов через деформируемую поверхность ядра. Проблема т.о. сводится к поиску решения постулированного микроскопического гамильтонiana, что обычно делается приближенно, путем введения дополнительных упрощений и предложений. Микроскопические модели довольно успешно описывают поведение интегральных характеристик ядра - например, моментов инерции для ядер с ротационным спектром возбуждений - в зависимости от N и Z . Однако в рамках микроскопических моделей мы не имеем еще столь детального описания спектров возбуждений ядер, которое дают варианты ФМКВ и объединенной модели. Литература по микроскопическим моделям весьма обширна и рассмотрение сложившейся ситуации в этой области теории ядра требует значительного времени. В этих лекциях эти модели не будут рассматриваться, мы сосредоточим внимание на ФМКВ и вариантах объединенной модели. В соответствии с поставленной задачей при фиксации экспериментальных данных здесь следует остановиться на характеристиках спектров возбуждений отдельных ядер и изменения этих величин с

ростом энергии возбуждения ядер, тогда как изменения характеристик спектра ядер с изменением чисел нуклонов N и Z будет рассматриваться лишь в качестве эмпирического определения границ действия различных вариантов ФМКВ и объединенной модели, поскольку физическое истолкование зависимостей параметров ядер от числа нуклонов лежит вне рамок этих моделей.

§I. Конспективный обзор экспериментальных данных о структуре ядерных состояний

Прежде чем рассматривать структуру ФМКВ и объединенной модели, посмотрим, какие экспериментальные данные о структуре ядерных возбуждений имеются в настоящее время, какова степень их точности, как велик объем числовой информации и каковы перспективы получения новой информации. Естественно при этом ограничиться теми формами информации, которые в процессе выделения из непосредственно наблюдаемых экспериментальных данных не связаны с какими-либо модельными предположениями о процессе и характере возбуждения ядер. Такого рода критерию удовлетворяют электромагнитные процессы - радиационные и конверсионные переходы, упругое и неупругое рассеяние электронов, μ -атомы, кулоновское возбуждение ядер, определение уровней возбужденных состояний в ядерных реакциях, поскольку здесь используются лишь законы кинематики процесса. Другие данные, полученные в ядерных процессах, уже не столь однозначны, например, определение спектроскопических факторов ядерных состояний

по данным прямых реакций типа $(d\rho)$, (dn) , $(n\rho)$, (ρn) ($He^3\rho$) (He^3n) и т.д. непосредственно требует модельного описания процесса реакции, и получаемая информация о ядерных состояниях оказывается неоднозначной, обусловленной принятой моделью процесса. Разумеется, мы не ставим здесь задачу систематически привести весь накопленный числовый материал о структуре ядерных состояний, наша цель — кратко обрисовать сложившуюся на данный момент ситуацию в этой области: что мы уже хорошо знаем; какие данные быстро накапливаются, что находится в достижимых границах для современного эксперимента.

A. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

AI. Энергетические спектры четных ядер

У большинства четных ядер известны основные характеристики первых десяти (иногда больше) состояний в скрестности основного: значение энергии E_K , углового момента I_K и четности Π_K . В соответствии с видимой структурой энергетической схемы уровней четных ядер спектры классифицируют как "вибрационные" или как "ротационные" в зависимости от того, насколько видимый спектр состояний близок к спектру одной из идеальных систем: — гармонического квадрупольного вибратора и жесткого аксиального ротора. Примеры таких спектров ядер даны на рис. I и 2. эти примеры подобраны как наиболее близкие, в большинстве же случаев отклонения реальных спектров состояний ядер от идеальных более резко выражены, чем в приведенных примерах.

Систематики спектров состояний четных ядер дана в [I + 7]. Рис. № (За-Зе) иллюстрируют поведение уровней 4^+ , 2^+ и 6^+ в ядрах с "вибрационным" типом возбуждений; как видно из приведенных примеров спектры ядер отличаются существенно от спектра гармонического вибратора и спектра жесткого аксиального ротатора (см.рис.2 и рия.3). Эти отличия особенно велики в области $A \sim 150$ и в окрестности магических ядер. Тем не менее для четных ядер, далеких от магических, мы можем отметить наличие единой грубой картины в структуре спектра возбуждений:

I. В области $58 \leq A \leq 150$ спектр уровней приблизительно эквидистантный, причем существует группа близких по энергии состояний с последовательностью спинов 0^+ , 2^+ , 4^+ вблизи энергии возбуждения $E = 2E_{2^+}$, эта группа обычно интерпретируется как состояния двухфонного триплета. Такого рода группы состояний обнаружены, например, у ядер Ni^{60} Zn^{64} Zn^{66} Ru^{100} Ru^{102} Ru^{104} Pd^{106} Pd^{108} Pd^{110} Cd^{110} и ряда других. В большинстве же случаев пока наблюдаются два состояния этой группы, обычно 2^+ и 4^+ , и с целью обнаружения недостающего 0^+ состояния проводятся специально исследования спектра возбуждений. Следует, однако, заметить, что такие группы близких состояний $|0^+\rangle$, $|2^+\rangle$, $|4^+\rangle$ имеют место и в спектрах легких ядер, например, O^{18} O^{20} Ar^{36} . (Эти спектры приведены на рис.4). Поэтому не следует принимать наличие такой структуры спектра уровней как однозначное свидетельство о фононном характере возбуждений.

2. В области $152 < A < 190$ и $A > 220$ в спектре нижних уровней ядер прослеживается последовательность состояний $|I^+\rangle$: $0+, 2+, 4+, 6+, 8+, 10+, 12+, \dots$ для которой (по крайней мере в первых четырех состояниях) выполняется приближенно правило ротатора

$$E_I = \alpha \cdot I(I+1)$$

где α - константа: $\alpha = \frac{\hbar^2}{2J_0}$.

Эти основные закономерности в грубой структуре энергетического спектра ядер являются экспериментальной основой для построения многих вариантов ФМКВ, стартующих либо от гармонического вибратора, либо от ротатора, и соответственно для многих вариантов объединенной модели.

A2. Факторы усиления E2-переходов $0+ \rightarrow 2+$ на первый $|2+\rangle$ - уровень четных ядер

Интенсивность радиационных E2-переходов T_γ ($E2: I_1 \rightarrow I_2$) и вероятности электрического возбуждения этих переходов кулоновским полем электронов, μ -мезонов и тяжелых ионов определяются приведенной вероятностью $B(E2)$:

$$T_\gamma(E2, I_1 \rightarrow I_2) = \frac{4\pi}{75} \frac{e}{\hbar} \left(\frac{e}{c}\right)^5 B(E2; I_1 \rightarrow I_2) (2)$$

$$B(E2; I_1 \rightarrow I_2) = \frac{e}{(2I_1 + 1)} \sum_{\mu \mu_1 \mu_2} \left| \langle I_2 \mu_2 / \hat{Q}_{2\mu} / I_1 \mu_1 \rangle \right|^2 (3)$$

где

$$\hat{Q}_{2\mu} = \hat{M}(E2, \mu) = \sum_{j=1}^A e_j r_j^{-2} Y_{2\mu}(\vec{r}_j) (4)$$

Величины $B(E2)$ обычно относят к некоторой масштабной оценке, именуемой "одночастичной" (*индекс* \rightarrow *s.p.*)

$$B(E2; 2^+ - 0^+)_{s.p.} = \frac{e^2}{4\pi} \left| \frac{3}{5} R^2 \right|^2 \quad (5)$$

где

$$R = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.} \quad (6)$$

$$B(E2; 0^+ - 2^+)_{s.p.} = 5 B(E2; 2^+ - 0^+)_{s.p.} \quad (7)$$

Тогда отношение $B(E2)_{exp}$ -экспериментальной величины - к $B(E2)_{s.p.}$ есть мера коллективности E2-перехода ядра; или фактор усиления:

$$F(2^+) = \frac{B(E2; 0^+ - 2^+)_{exp}}{B(E2; 0^+ - 2^+)_{s.p.}} \quad (8)$$

Величины $B(E2; 0^+ - 2^+)_{exp}$ настоящее время известны практически во всем интервале атомного веса A. Эти данные сведены в виде графика (см. рис. 5). Литература по $B(E2; 0^+ - 2^+)_{exp}$ общеизвестна и здесь не приводится. Как видно из рис. 5, даже в случае магических ядер E2-переходы существенно усилены по сравнению с одночастичной оценкой.

A3. Времена жизни 4^+ и 2^+ состояний четных ядер с ротационным спектром возбуждений (см. [8])

В интервале $158 < A < 182$ отношение энергий первого $|2^+\rangle$ и $|4^+\rangle$ уровней $E(4^+)/E(2^+)$ весьма близко

к ротационному пределу 3,33. Ядра в этой области имеют времена жизни первого $|2+\rangle$ -уровня $\sim 10^{-9}$ сек, т.о. время жизни $|4+\rangle$ уровня ротационной полосы следует ожидать порядка $\sim 10^{-10}$ сек, т.е. в достижимой для измерения области. Соответствующие экспериментальные данные приведены на рис.6 (взяты из работы [8]) в виде отношения приведенных вероятностей $B(E2; 4 \rightarrow 2)/B(E2; 2 \rightarrow 0)$

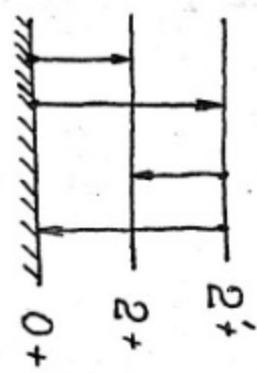
A4. Кулоновское возбуждение вторых $2+$ уровней четных ядер

В спектрах четных ядер кроме первого $|2+\rangle$ состояния имеются и другие состояния со спином $2+$; обычно они в порядке возрастания энергии возбуждения обозначаются как $|2'+\rangle$, $|2''+\rangle$ и т.д. В случае ядер с ротационным типом спектра $|2'+\rangle$ состояние обычно является основным для γ -ротационной полосы и обозначается как $|2_{\gamma}^{+}\rangle$. Эти состояния возбуждаются в E2-переходе из основного состояния ядра при кулоновском возбуждении полем тяжелого иона. Для иллюстрации ниже приведены таблицы I, II и III, в которых даны вероятности $B(E2; 0 \rightarrow 2')$ для вторых $2+$ уровней четных ядер. Как видно из таблицы, точность определения $B(E2; 0 \rightarrow 2')$ существенно хуже, чем для $B(E2; 0 \rightarrow 2)$, где она достигает 10-15%.

Приведенные здесь (отнюдь не полные) данные демонстрируют состояние эксперимента в этой области.

Таблица I

$B(E2; 2' \rightarrow 0)$ для ядер с "вibrationным" типом спектра возбуждений (см. [9])



$$R = \frac{I(E2; 2' \rightarrow 2)}{I(E2; 2' \rightarrow 0)}$$

Ядро	$E_{2'}$	$E_{2'}$	R	$B(E2; 0 \rightarrow 0)$	$B(E2; 2' \rightarrow 0)$	$B(E2; 2' \rightarrow 2)$	$\frac{B(E2; 2' \rightarrow 2)}{B(E2; 2' \rightarrow 0)}$
	KeV	KeV		$10^{-49} e^2 cm^4$	$10^{-50} e^2 cm^4$	$10^{-49} e^2 cm^4$	
Ru^{102}	475	1105	$1,5 \pm 0,3$	7,93	$0,36 \pm 0,10$	$0,91 \pm 0,27$	$0,62 \pm 0,19$
Pd^{106}	513	1120	$2,1 \pm 0,3$	6,46	$0,29 \pm 0,10$	$1,30 \pm 0,50$	$1,00 \pm 0,37$
Ru^{100}	540	1357	$2,4 \pm 0,7$	5,72	$0,30 \pm 0,09$	$0,92 \pm 0,27$	$0,80 \pm 0,24$
Cd^{110}	656	1466	$1,5 \pm 0,3$	5,04	$0,45 \pm 0,14$	$1,30 \pm 0,41$	$1,30 \pm 0,42$
Cd^{112}	610	1295	$3,5 \pm 0,8$	5,42	$0,21 \pm 0,08$	$1,6 \pm 0,6$	$1,50 \pm 0,57$
Cd^{114}	555	1200	$3,6 \pm 0,8$	5,84	$0,18 \pm 0,06$	$1,4 \pm 0,5$	$1,21 \pm 0,42$
Cd^{116}	555	1363	$1,1 \pm 0,2$	5,84	$0,16 \pm 0,04$	$\leq 0,24 \pm 0,06$	$\leq 0,20 \pm 0,05$
Tc^{122}	564	1256	$5,0 \pm 0,3$	6,45	$0,39 \pm 0,17$	$3,5 \pm 1,6$	$2,7 \pm 1,2$

Таблица II

$\mathcal{B}(\varepsilon 2; 0 \rightarrow 2g)$ для ядер с ротационным типом спектра (см. §10/)

-13-

Ядро	E_{2+}	E_{2g}	$B(\varepsilon 2; 0 \rightarrow 2)$	$F(2g)$		$\frac{\mathcal{B}(E2; 2g \rightarrow 0)}{\mathcal{B}(E2; 2g \rightarrow 2)}$
				$10^{-48} e^2 cm^4$	$10^{-48} e^2 cm^4$	
Nd^{150}	131	1,07	$2,65 \pm 0,10$	148	$0,068 \pm 0,012$	$2,9 \pm 0,53$
Sm^{152}	122	1,09	$3,86 \pm 0,15$	210	$0,068 \pm 0,012$	$2,8 \pm 0,48$
Sm^{154}	82	1,44	$4,50 \pm 0,17$	240	$0,066 \pm 0,015$	$2,7 \pm 0,65$
Gd^{154}	123	1,00	$3,43 \pm 0,30$	183	$0,13 \pm 0,05$	$5,3 \pm 0,47$
Gd^{156}	140	1,15	$4,47 \pm 0,21$	232	$0,06 \pm 0,02$	$2,3 \pm 0,59$
Gd^{160}	76	1,02	$5,70 \pm 0,21$	289	$0,093 \pm 0,015$	$3,6 \pm 0,36$
Dy^{160}	87	0,97	$4,46 \pm 0,30$	226	$0,069 \pm 0,020$	$2,7 \pm 0,52$
Dy^{162}	81	0,89	$5,05 \pm 0,25$	250	$0,094 \pm 0,018$	$3,6 \pm 0,43$
Dy^{164}	73	0,77	$5,64 \pm 0,25$	272	$0,13 \pm 0,02$	$4,9 \pm 0,50$
$E2^{164}$	91	0,86	$5,04 \pm 0,35$	245	$0,18 \pm 0,05$	$6,7 \pm 0,64$
$E2^{166}$	80	0,79	$5,87 \pm 0,27$	275	$0,21 \pm 0,04$	$7,7 \pm 0,52$
$E2^{168}$	80	0,82	$5,80 \pm 0,19$	271	$0,17 \pm 0,03$	$6,2 \pm 0,45$
$E2^{170}$	79	0,93	$5,51 \pm 0,14$	254	$0,10 \pm 0,02$	$3,6 \pm 0,58$
Yf^{176}	82	1,27	$5,57 \pm 0,16$	254	$0,060 \pm 0,015$	$2,0 \pm 0,68$

Таблица III

$\beta(E2; 0 \rightarrow 2')$ в ядрах переходной группы W^{184} + Pt^{196}
(см. [11])

Ядро	E_{2+}	$E_{2'+}$	$\beta(E2; 0 \rightarrow 2')$	$F(2+)$		$\beta(E2; 0 \rightarrow 2')$	$F(2'+)$	$\beta(E2; 2' \rightarrow 2)$
				$10^{-48} e^2 cm^4$	$10^{-49} e^2 cm^4$			
W^{184}	III	89I	$4,45 \pm 0,45$	143	$1,7 \pm 0,5$		5,5	$1,0 \pm 0,2$
W^{186}	122,5	730	$3,56 \pm 0,37$	II3	$1,7 \pm 0,3$		5,5	$1,0 \pm 0,2$
O_s^{184}	155	633	$2,84 \pm 0,31$	89	$2,0 \pm 0,6$		6,3	$0,67 \pm 0,10$
O_s^{190}	187	557	$2,53 \pm 0,25$	79	$1,8 \pm 0,4$		5,5	$0,80 \pm 0,15$
O_s^{192}	206	489	$2,04 \pm 0,21$	62	$2,1 \pm 0,4$		6,4	$0,67 \pm 0,17$
Pt^{194}	330	622	$1,94 \pm 0,20$	58	$(8,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$		0,25	$3,30 \pm 0,5$
Pt^{196}	358	688	$1,27 \pm 0,13$	37	$\langle 1,3 \cdot 10^{-2} \rangle$	$\langle 4 \cdot 10^{-2} \rangle$	2500	

A5. Конкурентные отношения радиационных
переходов в спектрах четных ядер

Данные такого рода обычны для спектроскопических экспериментов. Сводка данных о конкурентных отношениях E2-переходов в четных ядрах

$$\frac{B(E2; I \rightarrow I_1)}{B(E2; I \rightarrow I_2)} \text{ или } R\left(\frac{I \rightarrow I_1}{I \rightarrow I_2}\right) = \frac{I(E2; I \rightarrow I_1)}{I(E2; I \rightarrow I_2)} \quad (9)$$

дана в работе [12]. Обычно данные этого рода используются в демонстрации "качественного согласия" какой-либо модели с наблюдаемым спектром возбуждений ядра.

A6. Параметры смеси в (MI+E2)-переходах
четных ядер

Значительное число возможных радиационных переходов между состояниями четных ядер оказываются смешанными (MI+E2)-переходами. Для иллюстрации на рис.7 и рис.8 показаны возможные смешанные (MI+E2)-переходы в схеме идеального вибратора и ротатора с β и γ -вибрационными возбуждениями. На этих рисунках особо выделены переходы типа $2' \rightarrow 2$ (или $2_g \rightarrow 2$). Мерой смеси MI и E2 компонент является величина $\delta^2 \left(\frac{E2}{N_1} \right)$

$$\delta^2 \left(\frac{E2}{N_1}; I_1 \rightarrow I_2 \right) = \frac{W_\gamma (E2; I_1 \rightarrow I_2)}{W_\gamma (N_1; I_1 \rightarrow I_2)} \quad (10)$$

определяемая как отношение вероятностей E2 и MI компонент.

Обычным методом определения величины $\delta \left(\frac{E_2}{M_1} \right)$ является наблюдение угловой корреляции в каскадной цепочке, один из элементов которой есть смешанный изучаемый переход $I_1 \rightarrow I_2$. Данных о смесях $\delta \left(\frac{E_2/M_1}{M_1} \right)$ в переходах четных ядер довольно много, однако точность определения величины смеси в настоящее время в большинстве случаев крайне низка, что обусловлено отчасти спецификой зависимости коэффициентов угловой корреляции каскада квантов (один из которых есть - смешанный (M_1+E_2)) - от величины δ . Например, в случае каскада $2' \rightarrow 2 \rightarrow 0$ имеем

$$W_{\delta_1 \delta_2} (\theta_{12}) = 1 + A_2(\delta) P_2(\cos \theta_{12}) + A_4(\delta) P_4(\cos \theta_{12}) \quad (II)$$

где $A_2(\delta) = \frac{0.250 + 0.732\delta - 0.077\delta^2}{1 + \delta^2}$ (I2)

$$A_4(\delta) = \frac{0.326\delta^2}{1 + \delta^2} \quad (I3)$$

При малых значениях δ ($< 0,1$) и больших δ (> 10) малые ошибки в измерении коэффициентов A_2 и A_4 приводят к очень большим ошибкам в определении величины δ . Данные о смесях M_1/E_2 представляют, как далее увидим, особый интерес с точки зрения проверки принципов ФМКВ, к ним мы вернемся в третьей лекции.

A7. ЕО-переходы четных ядер

Между состояниями ядра $|i \Gamma \Pi \rangle$ и $|f \Gamma \Pi \rangle$, имеющими одинаковые моменты и четности, возможен конверсионный ЕО-переход: Электрическое поле ЕО-пере-

хода создается радиально-симметричными колебаниями плотности заряда ядра с частотой, соответствующей энергии перехода $\omega_{if} = (E_i - E_f)/\hbar$. Вне области объема ядра поле Е0-перехода исчезает, и вследствие этого Е0-переход ядра происходит лишь путем передачи энергии перехода электрону, находящемуся в объеме, ограниченном этой сферой. Вероятность Е0-перехода, т.о. определяется вероятностью пребывания электрона в объеме ядра и характеризуемая ядерным магнитным элементом Е0-перехода, который принято относить к радиусу ядра $R = r_0 A^{1/3}$:

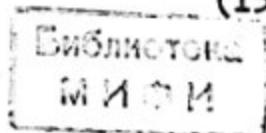
$$\rho(E0; iI \rightarrow fI) = \left\langle fI / \sum_{p=1}^{\infty} \left(\frac{r_p}{R} \right)^2 / iI \right\rangle ; \quad (14)$$

$$W(E0; iI \rightarrow fI) = \Omega(\lambda, \omega_{if}) \rho^2(E0; iI \rightarrow fI) \quad (14')$$

где электронный фактор $\Omega(\lambda, \omega)$ табулирован в работе [13]. Возможные Е0-переходы в ядрах с "вибрационным" и ротационным типом спектра указаны на рис.9. Здесь особо выделены Е0-переходы типа $0' \rightarrow 0$ и $2' \rightarrow 2$, для которых имеются экспериментальные данные.

В случае $0' \rightarrow 0$ перехода Е0-процесс конкурирует с Е2-переходом на нижележащее 2^+ состояние ядра (см. рис.10). Соответственно, из соотношений интенсивностей электронных линий Е0 и Е2 конверсии определяется величина:

$$X(0' \rightarrow 0) = \frac{B(E0; 0' \rightarrow 0)}{B(E2; 0' \rightarrow 2)} \quad (15)$$



$$r.e \quad B(E0; 0' \rightarrow 0) = e^4 R^4 \rho^2(E0; 0' \rightarrow 0)$$

Сводка отношений $X(0' \rightarrow 0)$ для ряда деформированных ядер дана в [14]. Эти величины весьма чувствительны к конкретной структуре коллективных моделей. Здесь мы их не приводим.

Иная ситуация в случае $2' \rightarrow 2$ -переходов ядра (см.рис.10). Здесь конверсионный переход электрона обусловлен смешанным ($E0+M1+E2$) переходом ядра. Выделение вкладов $E0$, $M1$ и $E2$ -процессов требует наблюдения угловых корреляций в каскадном излучении ядра одной из ступеней которого является радиационный конверсионный $2' \rightarrow 2$ переход. В этом случае возможно определить отношение вероятностей конверсии K -электрона (или LJ) в $E0$ и $E2$ компонентах смешанного $2' \rightarrow 2$ перехода ядра.

Измерения подобного рода проведены для $2' \rightarrow 2$ переходов ядер Pt^{192} Pt^{194} Pt^{196} W^{184} Os^{188} и Os^{190} (см. работы [15-20]). Точность измерений величины $\rho(E0; 2' \rightarrow 2)$ оставляет желать много лучшего, что обусловлено малостью величины $\rho(E0; 2' \rightarrow 2)$, которая для этих переходов всюду порядка $\sim 10^{-2}$.

A.8. Гиromагнитные факторы возбужденных состояний четных ядер

Четно-четные ядра в возбужденных состояниях с угловым моментом I , не равным нулю, обладают магнитным дипольным моментом μ_I , который принято характеризовать

гиromагнитным фактором \mathcal{G}_R :

$$\mu_I \equiv \langle I M=I / \hat{\mu}_z / I M=I \rangle = \frac{e \hbar}{2 M_0 c} \mathcal{G}_R \cdot I \quad (16)$$

где I - в единицах \hbar ; M_0 - масса нуклона.

Измерение сдвига функции угловой корреляции излучения ядра в каскадном переходе ядра $I_1 \rightarrow I \rightarrow I_2$ при включении магнитного поля \vec{H} перпендикулярно плоскости наблюдения каскадных квантов, позволяет определить величину ларморовой частоты прецессии углового момента ядра:

$$\omega_L = \frac{M_0 H_{\text{эфф}}}{\hbar I}; \text{ или же произведение } \omega_L \cdot \tau \text{ (при } \omega_L \tau \ll 1),$$

где τ - время жизни ядра в промежуточном состоянии каскадной цепочки; $H_{\text{эфф}}$ - эффективное магнитное поле, действующее на возбужденное ядро в состоянии $|I\rangle$.

В настоящее время имеются весьма полные данные о

$\mathcal{G}_R(2+)$ факторах первых $|2+\rangle$ - состояний четных ядер, полученные методом сдвига картины угловой корреляции. Систематику этих данных см., например, в [21] и [22]. Здесь заметим лишь, что для четных ядер в интервале $60 < A < 200$ $\mathcal{G}_R(2+)$ фактор первого $2+$ уровня варьирует в интервале $0,2 < \mathcal{G}_R < 0,6$, т.е. близок по порядку величину к Z/A . Однако систематика данных о $\mathcal{G}_R(2+)$ по изотопам ядер представляет интерес для микроскопических моделей и мало значит для феноменологических моделей, которые берут эту величину как параметр. Для ФМКВ более существенно иметь данные о $\mathcal{G}_R(?)$ -факторах для нескольких возбужденных состояний в спектре каждого ядра. Таких дан-

ных мало, они систематизированы ниже в таблице IУ, как видно из таблицы, эти данные весьма неточны, что связано с малым временем жизни ядер в высоковозбужденных состояниях и неопределенностью величин $H_{\text{ЭФФ}}$.

Таблица IУ

Гиромагнитные факторы возбужденных состояний
четных ядер

Ядро	E_{2+} KeV	$g_R(2+)$	[] /I>	$E(I)$ KeV	$g_R(I)$	[]
Po^{106}	512	$0,401 \pm 0,034$	23	2+	1128	$0,29 \pm 0,04$
Dy^{160}	87	$0,37 \pm 0,04$	24	2+	966	$0,18 \pm 0,06$
Er^{166}	81	$0,31 \pm 0,02$	26	4+	265	$0,266 \pm 0,024$
Er^{168}	80	$0,344 \pm 0,028$	27	4+	264	$0,22 \pm 0,04$
Er^{170}	79	$0,329 \pm 0,025$	26	4+	261	$0,38 \pm 0,04$
Hf^{180}	93	$0,313 \pm 0,035$	28	4+	309	$0,5 \pm 0,1$
W^{182}	I00	$0,266 \pm 0,009$	30	4+	329	$0,19 \pm 0,06$
W^{184}	III	$0,295 \pm 0,010$	30	4+	364	$0,30 \pm 0,09$
W^{186}	I22	$0,351 \pm 0,030$	27	4+	406	$0,19 \pm 0,13$
		$0,312 \pm 0,011$	30			
Os^{188}	155	$0,280 \pm 0,021$	28	2+	633	$0,39 \pm 0,12$
Pt^{194}	329	$0,32 \pm 0,04$	33	2+	622	$0,15 \pm 0,05$

При отборе данных о $g_R(2+)$ в таблицу IУ предпочтение отдавалось последним по времени получения результатам: что касается $g_R(I)$ -факторов, то здесь нет выбора - включены практически все известные в настоящее время результаты.

A9. Квадрупольные моменты возбужденных состояний ядер.(Первые 2+ уровни).

Наблюдаемый статический электрический квадрупольный момент в состоянии $|IN=I\rangle$ определяется как

$$Q_2 = \langle IN=I | 2 \sum_{\rho=1}^A \sqrt{\frac{4\pi}{5}} e_\rho r_\rho^2 Y_{20}(\vec{r}_\rho) | IN=I \rangle \quad (18)$$

В случае одночастичной теории, т.е. для состояния нуклона в сферической потенциальной $|nlj\rangle$, имеем

$$(Q_2)_{s.p.} = e_{\text{эф}} \cdot (-) \langle nlj/r^2/nlj \rangle \frac{(2j-1)}{(2j+2)}$$

Для грубой оценки можно принять в качестве меры:

$$\langle nlj/r^2/nlj \rangle \approx \frac{3}{5} z_0^2 A^{2/3}, \quad z_0 = 1.2 \text{ fm}$$

Масштабной оценкой квадрупольного момента для четных ядер может служить Q_2 - момент ротора, определяемый из наблюдаемой вероятности $0 \rightarrow 2+$ перехода

$$Q_{rot} = \pm \frac{8}{35} \sqrt{5\pi} \sqrt{B(E2; 0 \rightarrow 2)},$$

и отсюда внутренний квадрупольный момент ротора

$$Q_0^2 = \frac{16\pi}{5} B(E2; 0 \rightarrow 2)$$

Величина Q_2 весьма чувствительна к структуре моделей, поэтому сопоставление наблюдаемых Q_2 -моментов с вычисленными является критической проверкой принятой модели. Для определения Q_2 -моментов имеется два метода:

а) Наблюдение ослабления угловой корреляции излучений ядра в каскадном переходе $I_e \rightarrow I \rightarrow I_2$ под воздействие-

электрического поля среды источника. Этот метод применим для ядерных $|I>$ -состояний (промежуточных в каскаде), времена жизни которых $\tau > 10^{-11}$ сек. Однако точность определения квадрупольных моментов $Q_2(I)$ таким путем невелика, и данных экспериментальных в настоящее время мало (см., например, [30], [35], [36]).

б) Существенно более перспективен метод определения квадрупольных моментов возбужденных состояний ядер путем наблюдения реориентационного эффекта в кулоновском возбуждении ядра. Этот метод в последнее время весьма интенсивно развивается. Ниже в таблице У дана сводка экспериментально определенных этим методом квадрупольных моментов первых $|2+>$ состояний четных ядер. Как видно из таблицы У, ядра $Cd^{II4}, II6, Te^{I26}, I28, Ba^{I30}$, имеющие спектр состояний "вибрационного" типа, обладают, однако большими квадрупольными моментами в первом $|2+>$ состоянии, сопоставимыми по величине с квадрупольными моментами ядер с ротационным типом спектра, [37].

Таблица X

Квадрупольные статические моменты четных ядер в $/2^+$ -состояниях, полученных путем наблюдения эффекта реориентации

-23-

Ядро	E_{2+}	$\mathcal{B}(E2; 0 \rightarrow 2)$	$/Q_{202}/$	Q_2	Крайние значения, обусловленные знаком интерференции	J_J
	$N_e V$	$e^2 \delta_{\alpha\beta} r^2$	$\nu_3 \nu (E2, 0 \rightarrow 2)$	$(e^2)^2$	$(e^2)^2$	γ
$T_{1/2}^{46}$	0,8894	$0,107 \pm 0,010$	1,04	$-0,19 \pm 0,10$	37	
$T_{1/2}^{44}$	0,983	$0,069 \pm 0,006$	0,83	$-0,22 \pm 0,08$	37	
$T_{1/2}^{50}$	1,550	$0,033 \pm 0,003$	0,58	$-0,02 \pm 0,09$	37	
$N_{1/2}^{54}$	1,454	0,0718	0,242	$-0,186 \pm 0,084$	$-0,058 \pm 0,084$	38
$N_{1/2}^{60}$	1,3325	0,0915	0,274	$-0,053 \pm 0,079$	$+0,049 \pm 0,079$	38
$N_{1/2}^{62}$	1,172	0,0835	0,269	$-0,13 \pm 0,13$	$-0,03 \pm 0,13$	38
$N_{1/2}^{60}$	1,3325	$0,0917 \pm 0,0018$	0,274	$-0,053 \pm 0,079$	$+0,049 \pm 0,079$	39
$P_{d/104}^{104}$	0,556	$0,51 \pm 0,05$	0,645	$-0,28 \pm 0,12$	$+0,01 \pm 0,10$	40
$P_{d/106}^{106}$	0,512	$0,61 \pm 0,06$	0,71	$-0,52 \pm 0,11$	$-0,25 \pm 0,12$	40
$P_{d/108}^{108}$	0,434	$0,70 \pm 0,07$	0,75	$-0,58 \pm 0,13$	$-0,37 \pm 0,12$	40
$P_{d/100}^{100}$	0,374	$0,82 \pm 0,08$	0,82	$-0,72 \pm 0,12$	$-0,45 \pm 0,12$	40
$C_{d/110}^{110}$	0,658	$0,44 \pm 0,04$	0,60	$-0,55 \pm 0,08$	$-0,31 \pm 0,07$	40

	1	2	3	4	5	6	7
$C_{\alpha' 10^6}$	0,633	$0,417 \pm 0,029$	0,58	-	$0,84 \pm 0,28$		4I
$C_{\alpha'' 10^6}$	0,656	$0,436 \pm 0,022$	0,60	-	$0,24 \pm 0,09$		4I
$C_{\alpha'' 2}$	0,618	$0,478 \pm 0,033$	0,63	-	$0,15 \pm 0,07$		4I
$C_{\alpha'' 4}$	0,558	0,560 (оценка)	0,67	-	0,38		4I
$C_{\alpha'' 6}$	0,518	$0,653 \pm 0,035$	0,73	-	$0,88 \pm 0,25$		4I
$C_{\alpha' 10^6}$	0,633	$0,408 \pm 0,024$	0,58	-	$0,83 \pm 0,16$		42
$C_{\alpha' 14^6}$	0,558	$0,506 \pm 0,027$	0,65	-	$0,40 \pm 0,12$	-	42
$S_{\eta' 10^6}$	1,294	$0,223 \pm 0,013$	0,43	-	$0,07 \pm 0,11$	+ $0,10 \pm 0,11$	43
$S_{\eta' 12^6}$	1,131	$0,188 \pm 0,013$	0,39	-	$0,25 \pm 0,14$	- $0,22 \pm 0,13$	43
$T_{e' 12^6}$	0,6665	$0,487 \pm 0,005$	0,63	-	$0,40 \pm 0,076$	- $0,24 \pm 0,076$	44
$T_{e' 12^8}$	0,7432	$0,391 \pm 0,005$	0,565	-	$0,265 \pm 0,068$	- $0,106 \pm 0,068$	44
$C_{\alpha' 14^6}$	0,558	0,48	0,66	-	$0,49 \pm 0,29$		45
$B_{\alpha' 13^0}$	0,357	I,36	I,05	-	$1,10 \pm 0,37$		
$S_{m' 14^6}$	0,551	0,79	0,83	-	$0,73 \pm 0,46$		
$S_{m' 15^0}$	0,334	I,44	I,06	-	$1,22 \pm 0,25$		
$N_{\alpha' 14^4}$	0,6965	0,51	0,65	-	$0,07 \pm 0,15$		46
$N_{\alpha' 14^6}$	0,4538	0,76	0,79	-	$0,78 \pm 0,09$		46

	1	2	3	4	5	6	7
N_d^{144}	0,301	1,36		1,056	-	1,46±0,13	46
N_d^{150}	0,132	2,65		1,475	-	2,00±0,51	46
Δm^{144}	0,551	0,706±0,024		0,76	-	0,24±0,28	47
D_t^{194}	0,328	1,640±0,04		1,16	+ 0,87±0,18	+ 0,64±0,16	48
D_t^{196}	0,356	1,49±0,05		1,1	+ 0,58±0,18	+ 0,51±0,18	48
D_t^{198}	0,408	1,01±0,05		0,91	+ 1,22±0,5		

A.I0. Распределение заряда по объему
в основном состоянии ядра

Данные по упругому рассеянию электронов и данные о спектрах состояний N^- -атомов совместимы с распределением заряда по объему ядра $\rho_c(\vec{r})$, описываемому функцией

$$\rho_c(\vec{r}) = N \cdot \left\{ 1 + \exp \left(\frac{r-c}{a} \right) \right\}^{-1}; N = \frac{3}{4\pi} Z (c^3 + \pi^2 a^2 c)^{\frac{1}{3}} \quad (I9)$$

причем для $A > 20$ средние значения параметров a и c равны

$$\begin{aligned} c &= 1,07 A^{1/3} fm \quad (\pm 1\%) \\ a &= 0,55 fm \quad (\pm 10\%) \end{aligned} \quad (20)$$

Этим значениям параметров a и c соответствует радиус $R_{экв.}$ эквивалентного равномерного распределения заряда по объему шара

$$R_{экв.} = \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle} = 1.20 A^{1/3} fm \quad (21)$$

где $\langle r^2 \rangle = \frac{1}{Z} \int \rho_c(r) r^2 (a r) dr$

Согласно [49] данные по ($e e$) рассеянию также хорошо описываются распределением (I9) с несколько отличным от (20) значениями параметров, именно

$$c = (1,106 + 1,05 \cdot 10^{-4} A) \cdot A^{1/3} fm; a = 0,502 fm$$

Следует, однако, заметить, что в ФМКВ, как правило, используется представление о равномерном распределении заряда

по объему , равновеликому объему сферы с эквивалентным радиусом $R = I,2A^{1/3} fm$ поскольку в этом приближении все вычисления мультипольных моментов проводятся элементарно, в отличие от распределения типа (I9).

Б. Другие экспериментальные данные.

Выше мы конспективно рассмотрели основные экспериментальные данные, которые активно используются в развитии ФМКВ и сопоставлении с модельными величинами. Следует здесь весьма кратко отметить другие данные, которые еще не столь эффективно вовлечены в процесс построения моделей.

Б1. Изотопический сдвиг оптических и рентгеновских линий излучения атомов.

Данные по изотопическому сдвигу оптических (ОС) и рентгеновских (ХС) линий позволяют найти приближенно величину изменения среднего квадрата радиуса распределения заряда по ядру в основном состоянии, т.е. изменение $\delta_A \langle z^2 \rangle$ при изменении δA , где $\langle z^2 \rangle = \int \rho_c(z) z^2 dz$; Более надежные данные по отношениям изменений $\delta_A \langle z^2 \rangle$ в последовательности изотопов одного элемента. Эти данные дублируются исследованием форм-факторов упругого рассеяния электронов, где определяется сама величина $\langle z^2 \rangle$ для каждого ядра. Они представляют интерес, как и другие наблюдаемые зависимости физических

величин от N и Z , для микроскопических моделей ядра. Превосходный обзор по сдвигу оптических линий дан в [50] и по сдвигу рентгеновских линий в [51].

Б2. Изомерный сдвиг линий атомных переходов

п.1. При возбуждении ядра из основного состояния (*gs. st.*) в возбужденное $|I\rangle$ происходит изменение среднего $\langle z^2 \rangle$ распределения заряда

$$\delta_E \langle z^2 \rangle = \langle z^2 \rangle_I - \langle z^2 \rangle_{gs. st.}$$

что влечет сдвиг линий электронных переходов (оптических и рентгеновских) в атомной оболочке атома с ядром в возбужденном состоянии относительно линий атома с ядром в основном состоянии; этот сдвиг называется изомерным сдвигом. Данные по $\delta_E \langle z^2 \rangle$ весьма важны для феноменологических моделей. Поскольку оптические переходы атомов имеют времена $\tau \sim 10^{-9}$ сек, то наблюдение оптических сдвигов ограничены состояниями ядер с временем жизни, большими 10^{-9} сек. В случае рентгеновского перехода $L \rightarrow K$ вероятность перехода быстро растет с ростом заряда ядра: $T_g(L \rightarrow K) \sim 10^9 Z^4 \text{ сек}^{-1}$, поэтому при $Z > 30$ нет практического ограничения на возможность наблюдения рентгеновского перехода атома с возбужденным ядром, так как времена жизни возбужденных состояний ядер в широком интервале энергий не меньше 10^{-14} сек. Однако данных по изомерному сдвигу рентгеновских линий электронных оболочек атомов в настоящее время практически нет.

п.2. Величина изменения $\langle \tau^2 \rangle$ с возбуждением ядра (т.е. $\delta_E \langle \tau^2 \rangle$) может быть получена также из наблюдения химического сдвига мёссбауэровских спектров для переходов ядер с $\hbar\omega < 100 \text{ keV}$, а также путем анализа наблюдаемого спектра ^{парциальных} переходов μ^- -мезоатомов.

Исследование спектров μ^- -мезоатомов является весьма перспективным направлением, поскольку в радиационных спектрах μ^- -атомов содержится весьма большой объем информации о мультипольных моментах ядра, как статических для группы ядерных состояний, так и ^{матричных} элементах переходов ядра; в частности и величины $\delta_E \langle \tau^2 \rangle$. Однако в настоящее время извлечение этой информации связано с модельным описанием спектра возбуждений ядра или в процессе анализа делается ряд весьма грубых упрощений, поэтому данные о ядерных характеристиках, извлекаемые из спектров радиационных переходов μ^- -атомов следует рассматривать как предварительные. Обзор данных о $\delta_E \langle \tau^2 \rangle$, полученных из спектров μ^- -атомов приведен в [52]. Эта область ядерной физики заслуживает самого пристального внимания, и я надеюсь, что она получит освещение на одной из последующих сессий школы.

Б3. Из других методов получения ядерной информации следует упомянуть определение форм-факторов неупругого рассеяния электронов с возбуждением EL и ML переходов ядра (данных весьма мало) и вероятности двухквантовых процессов в переходах ядер (данных практически нет). В этих направлениях экспериментаторы развили весьма большие усилия.

ЛИТЕРАТУРА К ЛЕКЦИИ I

- I. E. Y. de Aisenberg, J. F. Suarez, Nucl. Phys. A97, (1967) 529
2. N. Sakai, Nucl. Phys. A104, (1967) 301
3. H. Morinaga, Nucl. Phys. 75, (1966) 385
4. I. Bergström, C. J. Herzberger, A. Kegel, A. Luukko, Nucl. Phys. A123, (1969) 99
5. M. Sakai, T. Yamazaki, H. Ejiri, Nucl. Phys. 74, (1965) 81
6. P. Holmberg, P. O. Lipas, Nucl. Phys. A117, (1968) 582
7. P. G. Sood, Phys. Rev. 161, (1967) 1063
8. H. W. Kugel, E. G. Funk, J. W. Michaelich, Phys. Rev. 165, (1968) 1352
9. P. H. Stelson, F. McGowan, Phys. Rev. 121, (1961) 209
Phys. Rev. 110, (1958) 489
10. Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Herzkind, M. C. Olesen, Nucl. Phys. 73, (1965) 273.
- II. F. K. McGowan, P. H. Stelson, Phys. Rev. 122, (1961) 1274
12. E. Y. de Aisenberg, M. L. Perez, J. F. Suarez, Nucl. Phys. A123, (1969) 81
13. E. L. Church, J. Weneker, Phys. Rev. 103, (1956) 1035
14. Г.С.Джелепов, С.А.Шестопалова. Симпозиум по структуре ядра. Дубна, 1968, стр.39.
15. S. Alwin, D. K. Bull, Nucl. Phys. A100, (1967) 17
16. B. G. Pettersson, L. Holmberg, T. R. Gezholm, Nucl. Phys. 65, (1965) 466.

17. L. Mazinkov, I. Aničin, I. Bikit, R. Stepič,
Nucl. Phys. A131, (1969) 601.
18. D. K. Butt, B. C. Dutta, *Nucl. Phys.* 39, (1962) 517
19. M. Župančič, R. Vukanovič, L. Samuelsson,
Arkiv för Fysik 39, (1969) 313
20. L. Samuelsson, R. Vukanovič, ...,
Nucl. Phys. A135, (1969) 657
21. G. M. Heestand, R.R. Borchers, ...,
Nucl. Phys. A133, (1969) 310
22. А.Хрынкевич, С.Огаза. Сборник "Структура сложных ядер", под ред. Н.Н.Боголюбова. Москва, 1956,
Атомиздат, стр. 272.
23. P. Weigt, et all, *Nucl. Phys.* A122, (1968) 577
24. S. Oferz, et all, *Nucl. Phys.* 69, (1965) 173
25. R. Simon, I. Arens, et all, *Phys. Lett.* 28B, (1969) 590
26. Ф.Боэм, Г.Б.Хагеманн. Изв. АН СССР XXXI № I (1967)
стр.55.
27. J. D. Kurfess, R.P. Scharenberg, *Phys. Rev.* 161, (1967) 1185
28. G. Goldzing, et all, *Nucl. Phys.* A91, (1967) 85
29. E. Bodenstedt, et all, *Z. für Physik* 165 (1961) 57
30. B. Persson, et all, *Phys. Rev.* 170 (1968) 1066
31. G. Goldzing, et all, *Nucl. Phys.* A91, (1967) 633
32. L. Keszthelyi, et all, *Nucl. Phys.* A91, (1967) 692
33. Y. K. Agarwal, et all, *Nucl. Phys.* 79, (1966) 437
34. R. Kalish, L. Grodzins, *Phys. Rev.* 161, (1967) 1196
35. M. Forkez, H.F. Wagner, *Nucl. Phys.* A138, (1969) 13
M. Forkez, H.F. Wagner, G. Schmidt,
Nucl. Phys. A138, (1969) 27.

36. R.V. Pound, G.K. Wertheim, Phys. Rev. 102 (1956) 396
37. O. Häuser, D. Pelte, T.K. Alexander, H.C. Evans,
 Nucl. Phys. A150, (1970) 417.
38. P.N.S. Lesser, et al., Nucl. Phys. A151, (1970) 25.
39. D. Cline, H.S. Gertzman, et al.,
 Nucl. Phys. A133, (1969) 445.
40. R.P. Hazpey, A. Christy, et al.,
 Nucl. Phys. A162, (1971) 161.
41. S.G. Steadman, A.M. Kleinfield, et al.,
 Nucl. Phys. A155 (1970), 1
42. A.M. Kleinfield, J.D. Rogezs, et al.,
 Nucl. Phys. A158, (1970) 81
43. A.M. Kleinfield, Renato Covello-Moro, et al.,
 Nucl. Phys. A154, (1970), 459
44. R.G. Stokstad, I. Hall, Nucl. Phys. A99 (1967) 507.
45. J.J. Simpson, D. Eccleshall, et al.,
 Nucl. Phys. A94, (1967) 177.
46. H.S. Gertzman, D. Cline, H.E. Gove, P.M.S.
 Lesser, Nucl. Phys. A151, (1970) 282.
47. H.S. Gertzman, D. Cline, et al.,
 Nucl. Phys. A151, (1970) 273.
48. J.E. Glenn, R.J. Pryor, J.X. Saladin,
 Phys. Rev. 188, (1969) 1905
49. G.J. Pyle, G.W. Greenless,
 Phys. Rev. 181, (1969) 1444
50. А.Ф. Головин, А.Р. Стриганов, УФН 93 (1967) III
 А.Ф. Головин. УФН 5 (1967) 755.

51. О.И.Сумбаев. Nuclear Structure Dubna
Symposium (1968) p. 527.

52. C. S. Wu, Nuclear Structure Dubna
Symposium (1968) p. 367.

ЛЕКЦИЯ П

В В Е Д Е Н И Е

В первой лекции конспективно были рассмотрены известные в настоящее время экспериментальные данные о возбуждениях четных ядер. Эти данные интерпретируются в рамках различных коллективных моделей, из которых мы выделим весьма обширный класс ФМКВ. Далее рассмотрим скелетную структуру этого класса моделей, при этом мы не ставим целью дать все расчетные результаты каждого варианта ФМКВ. В процессе анализа будем рассматривать эти модели в последовательности возрастающей сложности конструкции, начиная с самых простых аксиального жесткого ротатора и гармонического квадрупольного вибратора, причем внимание будем уделять качественно новым признакам, возникающим по мере усложнения конструкции модели. По этим же признакам далее будет проводится сопоставление результатов расчетов с данными эксперимента.

§ I. Основные представления последовательных ФМКВ для четных ядер

Все последовательные ФМКВ исходят из одного основного постулата, а именно: допускается, что спектр возбужденных состояний четных ядер в некотором достаточно большом интервале энергии возбуждения может быть описан в терминах коллективных квадрупольных степеней свободы $\hat{Q}_{2\mu}$ ($M = \pm 2, \pm 1, 0$) и сопряженных с ними коллективных импульсов $\hat{P}_{2\mu}$.

Т.о. полагается, что возможен переход от гамильтониана A -нуклонов $\hat{H}(\vec{r}_j; \vec{p}_j)$ к коллективному гамильтониану $H_{\text{ком}}(\hat{q}_{2M}; \hat{P}_{2M})$. Для коллективных переменных принимается обычное правило коммутации:

$$\hat{P}_{2M} \hat{q}_{2M'} - \hat{q}_{2M'} \hat{P}_{2M} = -i\hbar \delta_{MM'}, \quad (22)$$

$$\hat{P}_{2M}^* = (-)^M \hat{P}_{2-M}; \quad \hat{q}_{2M}^* = (-)^M \hat{q}_{2-M}$$

В большинстве вариантов ФМКВ в качестве коллективных переменных принимаются параметры деформации α_{2M} , описывающие поверхность ядра в лаб. системе координат

$$R(\theta\phi) = R_0 \left\{ 1 + \alpha_0 + \sum_M \alpha_{2M} Y_{2M}(\theta\phi) \right\}, \quad (23)$$

где α_0 - определяется условием сохранения объема ядра

$$\phi d\Omega \int_0^{R(\theta\phi)} r^2 dr = \frac{4\pi}{3} R_0^3; \quad R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (24)$$

Кроме α_{2M} используется также и другой набор коллективных переменных, именно θ_j - углы ориентации осей симметрии эллипсоида, заданного в лаб. системе параметрами α_{2M} , относительно осей лабораторной системы координат, а также параметры деформации ядра β и γ , определенные в собственной системе координат (см. [46, 47]) согласно определению:

$$\alpha_{2M} = \sum_m D_{mm}^{2*}(\theta_j) \alpha_{2m}; \quad (j=1,2,3)$$

$$\alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma; \quad \alpha_{20} = \beta \cos \gamma;$$

$$\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0 ;$$

$$\alpha_{2m} = \sum_{\mu} \mathcal{D}_{\mu m}^2(\theta_j) \alpha_{2\mu}$$

Сопряженные переменным $\alpha_{2\mu}$ импульсы коллективного движения будем обозначать как $\pi_{2\mu}$.

Каждый конкретный вариант ФМКВ начинается с предложения конкретной формы коллективного камильтониана $\hat{H}_{ком}(\alpha_{2\mu}, \pi_{2\mu})$. Для различных вариантов ФМКВ отправной точкой является выражение для энергии поверхностных колебаний капли жидкости:

$$E(\alpha_{2\mu}; \dot{\alpha}_{2\mu}) = \frac{1}{2} \sum_{\mu\mu'} B_{\mu\mu'}(\alpha_{2\nu}) \dot{\alpha}_{2\mu} \dot{\alpha}_{2\mu'} + V(\alpha_{2\mu}), \quad (25)$$

в котором кинетическая энергия определяется инерциальным тензором $B_{\mu\mu'} = B_{\mu'\mu}$. Этот тензор разложим на неприводимые:

$$B_{\mu\mu'} = \sum_{Qq} C_{2\mu 2\mu'}^{Qq} G_{qq} ; \quad Q = 0, 2, 4.$$

$$G_{Qq} = \sum_{\mu\mu'} C_{2\mu 2\mu'}^{Qq} B_{\mu\mu'}$$

Переходя к собственной мгновенной системе координат деформированного ядра, в которой поверхность ядер описывается параметрами деформации α_{20} и $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$, получим шесть независимых функций, полностью определяющих инерциальный тензор:

$$G_{00}; G_{20}; G_{22} = G_{2-2}; G_{40}; G_{42} = G_{4-2}; G_{44} = G_{4-4} .$$

Структура коллективной кинетической энергии была исследована С.Т.Беляевым и Б.А.Румянцевым в модели парные + квадрупольные силы. Показано, что в общем случае существенны все эти функции. Однако в большинстве ФМКВ используется наиболее простое выражение для кинетической энергии, а именно:

$$E(\alpha_{2M} \dot{\alpha}_{2M}) = \frac{B_2}{2} \sum_M \dot{\alpha}_{2M} \dot{\alpha}_{2M}^* + V(\alpha_{2M}) \quad (26)$$

т.е. в разложении тензора $B_{MM'}$ учитывается лишь скалярная часть. Это упрощенное выражение кинетической энергии (26) в литературе часто называется гидродинамическим приближением. Это название не является строгим.

Соответствующим формуле (26) является гамильтониан коллективного движения

$$\hat{H}_{\text{колл}}(\alpha_{2M} \pi_{2M}) = \frac{1}{2B_2} \sum_M \hat{\pi}_{2M} \hat{\pi}_{2M}^* + V(\alpha_{2M}), \quad (27)$$

где коэффициент B_2 называется инерциальным параметром. Разумеется, в рамках ФМКВ эта величина является свободным параметром модели, численное значение B_2 подбирается путем подгонки к экспериментальным данным. Как уже отмечалось, форма $H_{\text{колл}}$ (27) является частной. Вполне допустимо включение в $H_{\text{колл}}$ других конструкций, инвариантных относительно преобразований координатной системы (повороты и инверсия) и отражения времени, например, таких

как

$$\sum_M C_{2M2-M}^{00} \alpha_{2M} \sum_{M_1 M_2} C_{2M_1 2M_2}^{2M} \hat{\pi}_{2M_1} \hat{\pi}_{2M_2}; \quad (28)$$

$$\sum_M \left| \sum_{M_1 M_2} C_{2M_1 2M_2}^{2M} \hat{\pi}_{2M_1} \hat{\pi}_{2M_2} \right|^2,$$

и т.д.

Или же непосредственно задавать функции $G_{00}, G_{20}, G_{22}, G_{40}, G_{42}, G_{44}$ инерциального тензора. Такого рода более общие формы $\hat{H}_{\text{колл}}$ рассмотрены Кумаров и Баранжером в [55]. Потенциальная энергия коллективного движения $V(\alpha_{2M})$ и компоненты G_{qq} тензора $B_{MM'}$ есть функции двух инвариантов, которые можно построить из переменных α_{2M} :

$$I_1 \equiv \beta^2 = \sum_M |\alpha_{2M}|^2 \quad (29)$$

$$I_2 \equiv \beta^3 \cos 3\delta = -\sqrt{\frac{7}{2}} \sum_{M_1 M_2 M_3} (-)^{M_1} C_{2M_1 2M_2 2M_3}^{2M} \alpha_{2M_1} \alpha_{2M_2} \alpha_{2M_3}.$$

Обычно в большинстве вариантов ФМКВ в качестве исходной берут форму гамильтониана (27), причем полагается, что $V(\alpha_{2M})$ разложима в степенной ряд по инвариантам I_1 и I_2 . Стандартный переход от переменных α_{2M} к переменным ($\beta \delta \theta_j$) переводит гамильтониан (27) в форму, именуемую гамильтонианом Бора (см. [53], [55]):

$$\hat{H}_{\text{колл}}(\alpha_{2M}) = \hat{H}_{\text{колл}}(\beta \delta \theta_j) =$$

$$= \hat{T}_{\text{rot}} + \hat{T}_{\text{внбр}} + V(\beta\gamma), \quad (30)$$

где

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\hat{M}_\alpha^2}{2J_\alpha}; \quad V(\alpha_{2M}) \equiv V(\beta\gamma); \quad (30)$$

$$\hat{T}_{\text{внбр}} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \left\{ \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right\} \quad (30)$$

Здесь \hat{M}_α - проекции оператора углового момента колективного движения на мгновенные оси симметрии ядра, перенумерованные в некотором заранее выбранном порядке: $\alpha = 1, 2, 3$. Соответственно, J_α - главные значения тензора инерции ядра

$$J_\alpha = 4B_2 \beta^2 \sin^2\left(\gamma - \alpha \frac{2\pi}{3}\right) \quad (31)$$

Каких-либо жестких ограничений на форму зависимости $V(\beta\gamma) = V(\alpha_{2M}) = V(I_1 I_2)$ мы не имеем, однако простые модельные оценки $V(\alpha_{2M})$ в рамках схемы модели оболочек с парным и квадрупольным взаимодействием свидетельствуют в пользу ограничения $V(I_1 I_2)$ класса функций теми, которые разложимы в степенной ряд по инвариантам I_1 и I_2 при малых значениях деформации ядра β . Отказ от этого ограничения, так же как и включение более сложных форм кинетической энергии неизбежно расширяет многообразие в-

риантов ФМКВ. Отсюда следует естественный вывод - необходимо обратить особое внимание на общие для всех ФМКВ закономерности с тем, чтобы путем сопоставления с экспериментом проверить выполнение основного постулата ФМКВ, именно возможность перехода $\hat{H}(\hat{p}_i \hat{\tau}_i) \rightarrow \hat{H}(\alpha_{2M} \hat{\pi}_{2M})$.

§ 2. Общие для всех ФМКВ особенности структуры спектра возбуждений

В лабораторной системе координат параметры α_{2M} однозначно задают форму ядра. Соответственно мы получаем спектр коллективных возбуждений ядра в представлении переменных α_{2M} , решая уравнение Шредингера:

$$\hat{H}_{\text{колл}}(\hat{\alpha}_{2M} \hat{\pi}_{2M}) \Psi_{nIM} = E_{nI} \Psi_{nIM}(\alpha_{2M}) \quad (32)$$

где $\Psi_{nIM} = |nIM\rangle$ - состояние (номер n) с угловым моментом I и проекцией на лабораторную ось Oz : $I_z = M$. Здесь волновая функция $\Psi_{nIM}(\alpha_{2M})$ есть однозначная функция переменных α_{2M} . При переходе к переменным (β, θ_j) мы сталкиваемся с неоднозначностью выбора собственной системы координат, сцепленной с осями симметрии ядра. Параметры α_{2M} позволяют установить поперечные размеры эллипсоида вдоль осей симметрии:

$$a > b > c$$

При переходе к собственной системе координат мы имеем шесть

вариантов выбора нумерации осей в порядке размеров $A > B > C$, и при каждом выборе нумерации имеется четыре ориентации этих осей с сохранением правовинтового характера координатной системы. (см. рис. I. этой лекции)

Всего имеется 24 способа введения эквивалентных координатных систем, сцепленных с осями симметрии ядра. Поскольку волновые функции коллективных состояний ядра однозначно определяются переменными α_{2M} , эти функции должны быть инвариантны относительно всех операций преобразования какой-либо из 24-х возможных собственных координатных систем в любую другую из этого набора.

Выбирая одну из собственных координатных систем и фиксируя тем самым выбор углов Θ_j и γ - переменной, мы функцию $|nIM\rangle$ - состояния представим в форме:

$$\Psi_{nIM}(\alpha_{2M}) = \Psi_{nIM}(\beta \gamma \theta_j) = \\ = \sum_{K=-I}^{+I} C_{nIK}(\beta \gamma) \cdot \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D_M^I(\theta_j). \quad (33)$$

Из требования инвариантности $\Psi_{nIM}(\alpha_{2M})$ для коэффициентов C_{nIK} вытекает ряд ограничений (подробнее см. [55])

$$C_{nI-K}(\beta, \gamma) = (-)^I C_{nIK}(\beta, \gamma) \quad (34)$$

$$C_{nI-K}(\beta, \gamma) = (-i)^K C_{nIK}(\beta, -\gamma)$$

т.е. К-четные: $C_{nIK}(\beta \gamma) = (-)^K C_{nIK}(\beta \gamma)$.

Эти соотношения (34) приводят к общим для всех форм последовательных ФМКВ следствиям:

Если спектр состояний четного ядра описывается только коллективными переменными типа $\alpha_{2\mu}$, то:

1. В коллективных состояниях четных ядер возможны лишь четные значения K — проекции углового момента на ось Oz' собственной системы координат.
2. Для всех коллективных состояний четных ядер с угловым моментом $I = 3+$ возможны лишь значения $K = \pm 2$, причем независимо от вида коллективного гамильтонiana
3. В спектрах возбуждений последовательных ФМКВ принципиально отсутствуют состояния с угловым моментом $I = 1+$.

Все эти соотношения легко могут быть получены путем построения тензоров ранга I непосредственно из параметров деформации ядра $\alpha_{2\mu}$. Эти соотношения далее используем в формулировке путей экспериментальной проверки выполнения основного постулата всех экспериментальных ФМКВ.

§3. Спектры состояний в конкретных вариантах ФМКВ. Сопоставление с данными опыта

Рассмотрим основные результаты ряда существующих в литературе конкретных вариантов ФМКВ. Существенно начинать с простейших моделей, содержащих минимальное число структурных параметров. При сопоставлении результатов модельных расчетов с данными эксперимента ограничимся здесь энергетическим спектром состояний и E_L -переходами ($E2$, $E0$ глав-

ным образом) ядра. Обзор моделей начинаем с простейших по конструкции $\hat{H}_{\text{колл}}$.

пI. Модель жесткого аксиального ротатора.

Полагаем, что ядро является жестким аксиально-симметричным телом, поверхность которого в собственной системе координат определяется значениями параметров $\beta = \beta_0$ и $\delta = 0$.

$$R(\theta) = R_0 \cdot \{1 + \alpha_0 + \beta_0 Y_{20}(\theta)\}; \quad (35)$$

$$\alpha_0 \approx -\frac{1}{4\pi} \beta_0^2.$$

Соответственно коллективными переменными являются углы ориентации оси симметрии тела в пространстве θ_1 и θ_2 , гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H}_{\text{колл}}(\theta_1, \theta_2) = \frac{\hat{M}^2}{2J} \quad (36)$$

отсюда получаем спектр ротатора:

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1); I=0,2,4,6,8,10,\dots \quad (37)$$

который характеризуется одной масштабной величиной $\frac{\hbar^2}{2J}$. Спектр жесткого ротатора дан на рис. 2.

Радиационные E2-переходы ротатора определяются также одной величиной – квадрупольным моментом Q_0 , который для равномерно заряженного по объему ядра определен деформацией β_0 :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Z R_0^2 \beta_0 (1 + 0,36 \beta_0 + \dots) ; \quad (38)$$

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \left| C_{I_i 020}^{I_f 0} \right|^2 , \quad (39)$$

или

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{9}{80\pi^2} e^2 Z^2 R_0^4 \beta_0^2 \cdot \beta(E2; I_i \rightarrow I_f) ,$$

где

$$\beta(E2; I_i \rightarrow I_f) \approx 5 \left| C_{I_i 020}^{I_f 0} \right|^2 ; \quad (40)$$

причем

$$\left| C_{I 020}^{I-2 0} \right|^2 = \frac{3}{2} \frac{I(I-1)}{(2I+1)(2I-1)} ; \quad I \geq 2 . \quad (41)$$

$$\left| C_{I 020}^{I+2 0} \right|^2 = \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+1)} ; \quad I \geq 0$$

Сопоставим эти результаты модели жесткого аксиального роторатора с данными опыта для ядер в интервале $I \leq 2 \leq I \leq 90$ и $A > 220$.

В случае роторатора согласно (37) имеем

$$E(I) - E(I-2) = \frac{\hbar^2}{2J} (4I-2) , \quad (42)$$

следовательно, величина

$$A(I) \equiv \frac{E(I) - E(I-2)}{(4I-2)} = \frac{\hbar^2}{2J} \quad (43)$$

должна быть постоянной в спектре возбуждений ядра, т.е. не зависеть от углового момента I . Для ряда ядер экспериментально наблюдаемые закономерности $A(I)$ приведены на рис. 3а и 3в. Эти рис. взяты из работ [56] и [57]. Как видно из рис. 3а и 3в, величины $A(I)$ отнюдь не являются постоянными, спектр уровней ядер с ростом I постепенно приближается к эквидистантному. Для описания такого поведения уровней $E(I)$ ротационной полосы основного состояния предложено несколько двухпараметрических полуэмпирических формул:

1. Формула Холмберга-Липаса [58] :

$$E(I) = \alpha \left[\sqrt{1 + \beta I(I+1)} - 1 \right] \quad (44)$$

где $\alpha > 0$ и $\beta > 0$, α и β — подгоночные параметры.

2. Формула Суда [59] :

$$E(I) = A \left[\frac{1 + (N-I) \cdot \left(\frac{B}{A} \right) I(I+1)}{1 + N \cdot \left(\frac{B}{A} \right) I(I+1)} \right] I(I+1), \quad (45)$$

где

$$\frac{B}{A} = \frac{10 - 3R}{200 - 18R}, \quad R = \left(\frac{E(4+)}{E(2+)} \right)_{\text{exp}} ; \quad (46)$$

$$\Lambda = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}_0} = \text{const}, \quad N = 2,85 - 0,05 \cdot I \quad (47)$$

Таким образом, можно ввести эффективную зависимость момента инерции от углового момента ядра:

$$\mathfrak{J}(I) = \mathfrak{J}_0 \cdot \frac{1 + N \cdot \left(\frac{B}{A}\right) I(I+1)}{1 + (N-1)\left(\frac{B}{A}\right) I(I+1)} \quad (48)$$

3. Формула Марискотти и др. [60]

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}(I)} I(I+1) \cdot \left\{ 1 + \frac{I(I+1)}{4c \mathfrak{J}(I)^3} \right\}, \quad (49)$$

где $\mathfrak{J}(I)$ удовлетворяет уравнению:

$$\mathfrak{J}^3 - \mathfrak{J}_0 \mathfrak{J}^2 - \frac{I(I+1)}{c} = 0 \quad (50)$$

c - подгоночный параметр; $\mathfrak{J}_0 > 0$ и $c > 0$.

Уравнение (50) имеет лишь один вещественный корень при $\mathfrak{J}_0 > 0$ и $c > 0$.

Полузэмирические формулы ротационных состояний $E(I)$ строятся на основе простейших классических представлений о вращательном движении частицы по орбите, которая определяется условием равновесия центробежной силы и восстанавливающей силы, развиваемой средой. Для восстанавливающей силы среды в упомянутых вариантах формул $E(I)$ принимаются несколько различные предположения, чем и обусловлены различия в этих формулах, (см. подробнее [61]), где

приведены и другие варианты двухпараметрических формул для ротационных состояний основной полосы). В ранее упомянутой работе [60] приведена довольно подробная библиография работ, касающихся данной проблемы.

Существует довольно много попыток получить зависимость для $E(I)$ ротационного спектра в рамках микроскопических моделей или же в рамках объединенной модели, когда кроме коллективных переменных выделяется некоторое количество "внешних" нуклонов, см., например, [62]. При этом мы, разумеется, выходим за рамки основного принципа ФМКВ. Следует, однако, заметить, что модель жесткого аксиального ротатора является лишь простейшим вариантом ФМКВ. При переходе к более сложным конструкциям $H_{\text{колл}}(\alpha_{2M})$ наблюдаемые зависимости уровней ротационной полосы $E(I)$ получают истолкование и в рамках ФМКВ, например, в модели Давыдова-Чабана, которая будет рассмотрена ниже.

В модели жесткого аксиального ротатора для нижних уровней 2^+ и 4^+ имеем соотношения

$$E(4^+)/E(2^+) = \frac{10}{3} \cong 3,33\dots \quad (51)$$

$$B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0) = \frac{10}{7} \cong 1,43, \quad (52)$$

которые довольно хорошо подтверждаются на эксперименте (см. рис. в лекции I).

Из приведенных данных следует, что модель ротатора качественно согласуется с имеющимися экспериментальными данными, однако очевидно, также, что необходимо рассмотр-

реть более сложную конструкцию $\hat{H}_{\text{колл}}$, если мы хотим получить лучшее согласие со всеми данными опыта. Этим следующим этапом развития является модель жесткого неаксиального ротора.

2. Модель жесткого неаксиального ротора (модель Давыдова - Филиппова)

Поверхность ядра определяется двумя параметрами деформации $\beta = \beta_0$ и $\gamma = \gamma_0$:

$$R(\theta\phi) = R_0 \cdot \left\{ 1 + \alpha_0 + \beta_0 \cos \gamma_0 \cdot Y_{20}(\theta\phi) + \right. \\ \left. + \frac{\beta_0 \sin \gamma_0}{\sqrt{2}} (Y_{22}(\theta\phi) + Y_{2-2}(\theta\phi)) \right\} \quad (53)$$

При малых деформациях $\beta_0 \leq 0,3-0,4$ эта поверхность близка к трехосному эллипсоиду с полуосами:

$$R_1 = R_0 [1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_0 \cos(\gamma_0 - 120^\circ)] ;$$

$$R_2 = R_0 [1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_0 \cos(\gamma_0 + 120^\circ)] ; \quad (54)$$

$$R_3 = R_0 [1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_0 \cos \gamma_0]$$

Трехосный эллипсоид может вращаться около всех трех осей симметрии, поэтому гамильтониан системы содержит дополнительную степень свободы Θ_j ($j = 1, 2, 3$), в отличие от аксиального ротора, где входят два угла:

$$\hat{H}_{\text{колл}}(\theta_j) = \sum_{z=1}^3 \frac{\hat{M}_z^2}{2J_z} ; \quad (54)$$

$$J_{\alpha} = 4B_2 \beta^2 \sin^2(\gamma_0 - \frac{2\pi}{3}\alpha); \quad \alpha = 1, 2, 3.$$

Вероятность E2-переходов определяется оператором квадрупольного момента

$$\hat{Q}_{2J} = Q_0 \left\{ D_{M_0}^2(\theta_j) \cos \gamma_0 + \frac{1}{\sqrt{2}} (D_{M_2}^2(\theta_j) + D_{M_2}^2(\theta_{-j})) \sin \gamma_0 \right\} \quad (55)$$

Q_0 - внутренний квадрупольный момент:

$$Q_0 \approx \frac{3}{\sqrt{5\pi}} \sum R_0^2 \beta_0; \quad (56)$$

$$B(E2; I_i \rightarrow I_f) = \frac{e^2 Q_0^2}{16\pi} \beta(E2; I_i \rightarrow I_f), \quad (57)$$

где $\beta(E2, I_i \rightarrow I_f)$ зависят от γ_0 - деформации ядра.

Модель неаксиального ротора, развитая А.С.Давыдовым и Г.В.Филипповым, в деталях описана в монографии А.С.Давыдова [63]. В случае жесткого аксиального ротора структура спектра возбуждений строго фиксирована

$$\epsilon_I = E(I)/E(2+) = \frac{I(I+1)}{6} \quad (58)$$

в внутренних (подгоночных) параметров спектр не имеет. Другая ситуация для γ_0 -деформированного ядра. Включение еще одной ротационной степени свободы существенно обогащает спектр системы, причем уровни зависят от параметра де-

формации γ_0 (см. рис.4).

Таким образом спектр состояний неаксиального ротатора имеет свободный параметр γ_0 , который в процессе подгонки к экспериментальному спектру позволяет получить лучшее качественное согласие с данными опыта.

Некоторые результаты ДФ-модели приведены на рис.5 (спектр состояний), рис. № 5, 6, 7, 8, 9 - приведенные вероятности E2-переходов между нижними $4_1^-, 2_2^-, 2_1^-$ и 0-уровнями, а также на рис.10 и II, где даны зависимости статических квадрупольных моментов от γ_0 для первых $|2_1^+\rangle$ и $|4_1^+\rangle$ состояний ДФ-модели:

$$\langle 12M | \hat{Q}_{2M} | 12M' \rangle = Q_0 \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \sqrt{\frac{2}{7}} f_{12}(\gamma) C_{2M' 2M}^{2M}; \quad (59)$$

$$\langle 14M | \hat{Q}_{2M} | 14M' \rangle = Q_0 \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \sqrt{\frac{20}{77}} f_{14}(\gamma) C_{4M' 2M}^{4M}. \quad (60)$$

$$\langle 22M | \hat{Q}_{2M} | 22M' \rangle = - \langle 12M | \hat{Q}_{2M} | 12M' \rangle \quad (61)$$

где

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{4\pi}} Z R_0^2 \beta_0 \quad (62)$$

Представляет интерес также средний квадрат распределения заряда по объему γ_0 -деформированного ядра в ДФ-модели:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} Z R_0^2 + \frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \beta_0^2 + \quad (63)$$

$$+ \frac{9}{40\pi} \Xi R_0^2 \beta_0^3 \cos \gamma_0 [1 - 4 \sin^2 \gamma_0].$$

Функция $f_0(\gamma) = \cos \gamma (1 - 4 \sin^2 \gamma)$ приведена на рис. I2. Эти данные модели ниже используем в сопоставлении с другими моделями. Сопоставление результатов модели неаксиального жесткого ротора с экспериментом проводилось неоднократно, см., например, монографию А.С.Давыдова [63], а также недавнюю работу [64], где это сравнение проведено более последовательно: если ранее параметр γ_0 -деформации определялся из отношения энергии второго $|2_2^+ >$ и первого $|2_1^+ >$ уровней, для которого в модели ДФ имеем:

$$R_\gamma(2) \equiv \frac{E(2_2^+)}{E(2_1^+)} = \frac{3 + \sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma}}{3 - \sqrt{9 - 8 \sin^2 3\gamma}} \quad (64)$$

т.е.

$$\left\{ \begin{array}{l} \infty \geq R_\gamma(2) \geq 2 \\ \text{при } \gamma_0 = 0^\circ \quad \text{при } \gamma_0 = 30^\circ \end{array} \right. \quad (65)$$

Т.о. в [64] параметр γ_0 определяется также из отношения $R_\gamma(4) = E(4_1^+)/E(2_1^+)$, которое ограничено величинами:

$$\frac{10}{3} \geq R_\gamma(4) \geq \frac{8}{3} \quad (66)$$

при $\gamma_0 = 0^\circ$ при $\gamma_0 = 30^\circ$

и ядра, не удовлетворяющие этому соотношению отбрасываются как не описываемые моделью неаксиального жесткого ротора.

В таком сравнении ДФ-модели с опытом получен ряд эмпирических закономерностей для параметра δ_0 от чисел нуклонов Z и N , однако объяснение этих закономерностей есть задача микроскопических моделей.

Здесь мы не ставим задачей полное сравнение результатов ДФ-модели со всеми имеющимися данными эксперимента, отметим, однако, основные факты, которые не укладываются в схему δ_0 -деформированного жесткого ротора:

1. Как видно из рис.4, при $\delta_0 = 30^\circ$ спектр возбуждений становится близким по структуре к эквидистантному. Такого рода спектры реально наблюдаются в области $56 < A < 150$; эти спектры ранее именовались "вибрационными". Однако у многих реальных ядер в области энергии возбуждения $E \approx 2 \cdot E(2_1^+)$ имеется состояние $|0'\rangle$, уровни $|0+\rangle$ проявляются также и в спектрах сильно-деформированных ядер. В модели жесткого неаксиального ротора $|0+\rangle$ состояниям аналогов нет.

2. Между состояниями $|2_2^+\rangle$ и $|2_1^+\rangle$ правила отбора допускают E0-переход. Оператор E0-перехода есть $\hat{E}0 = \sum_P r_P^2$. Однако в модели жесткого неаксиального ротора, в силу ортогональности функций $|2_1^+\rangle$ и $|2_2^+\rangle$ состояний и инвариантности E0-оператора относительно поворотов, E0-переход $2' \rightarrow 2+$ строго запрещен, тогда как экспериментально эти E0-переходы в ряде ядер наблюдаются [65-71], например, у Cd^{144} , $Pt^{192 \div 196}$, W^{184} , $Os^{188, 190}$.

Приведенные факты свидетельствуют о существенной недостаточности модели жесткого неаксиального ротора.

3. Гармонический вибратор.

В качестве коллективных переменных принимаем параметры α_{2M} и постулируем коллективный камильтониан в форме

$$\hat{H}_{\text{вибр}}(\alpha_{2M}, \pi_{2M}) = \frac{C_2}{2} \sum_M \alpha_{2M} \alpha_{2M}^* + \frac{1}{2B_2} \sum_M \pi_{2M} \pi_{2M}^* \quad (67)$$

Два структурных параметра - жесткость C_2 и инерциальный коэффициент B_2 - определяют частоту ω и амплитуду нулевых колебаний осциллятора $(\hbar\omega/2C_2)^{1/2}$:

$$\omega = \sqrt{\frac{C_2}{B_2}} ; \quad \tilde{\beta}^2 = 5 \left(\frac{\hbar\omega}{2C_2} \right) \quad (68)$$

Вводим далее операторы рождения и уничтожение квадрупольных фононов с проекцией момента m на лабораторную ось Oz :

$$\hat{\beta}_m^+ = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{2C_2}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \alpha_{2m} + i \left(\frac{2}{\hbar\omega B_2} \right)^{1/2} \pi_{2m}^* \right] ; \quad (69)$$

$$\hat{\beta}_m^+ = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{2C_2}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \alpha_{2m}^* - i \left(\frac{2}{\hbar\omega B_2} \right)^{1/2} \pi_{2m} \right]. \quad (70)$$

Состояния гармонического вибратора характеризуются (не однозначно!) числом фононов ν и угловым моментом IM : $|\nu; IM\rangle$, или X_{IM}^ν . Спектр состояний вибратора приведен на рис. I3. Для вероятностей E2-переходов между состояниями вибратора имеем

$$B(E2; \nu I \rightarrow \nu' I') = \frac{9}{80\pi^2} Z e^2 R_0^4 \tilde{\beta}^2 C(E2; \nu I \rightarrow \nu' I') \quad (71)$$

величины $C(E2; \nu I \rightarrow \nu' I')$ даны ниже в таблице VI, см. рис. I4.

Для квадрупольных статических моментов первых $|I2\rangle$ [24] и $|22\rangle$ состояний вибратора получаем:

$$\begin{aligned} & \langle X_{2M}^1 | \hat{Q}_{2M} | X_{2M'}^1 \rangle = -\frac{12}{10\pi} \sqrt{\frac{2}{7}} Z R_0^2 \tilde{\beta}^2 C_{2M'2M}^{2M} \\ & \langle X_{2M}^2 | \hat{Q}_{2M} | X_{2M'}^2 \rangle = +\frac{3}{7} \frac{12}{10\pi} \sqrt{\frac{2}{7}} Z R_0^2 \tilde{\beta}^2 C_{2M'2M}^{2M} \\ & \langle X_{4M}^2 | \hat{Q}_{2M} | X_{4M'}^2 \rangle = -\sqrt{\frac{55}{49}} \frac{12}{10\pi} \sqrt{\frac{2}{7}} Z R_0^2 \tilde{\beta}^2 C_{4M'2M}^{4M} \end{aligned} \quad (72)$$

Характерной особенностью гармонического вибратора является пропорциональность величины статического квадрупольного момента состояний квадрату деформации $\tilde{\beta}^2$. В отличие от жесткого ротора, E0-переходы в случае вибратора не запрещены:

$$\langle \chi_{00}^2 | \sum_p^{\infty} (z_p/R_0)^2 | \chi_{00}^0 \rangle = P(E0; 0' \rightarrow 0) = \frac{3}{4\pi} Z \sqrt{\frac{2}{5}} \tilde{\beta}^2; \quad (73)$$

$$\langle \chi_{2M}^2 | \sum_p^{\infty} (z_p/R_0)^2 | \chi_{2M}^1 \rangle = P(E0; 2' \rightarrow 2) = -\frac{3}{4\pi} Z \sqrt{\frac{1}{5\pi}} \tilde{\beta}^3.$$

Величины $P(E0; 0' \rightarrow 0)$, $P(E0; 2' \rightarrow 2)$ по порядку соответствуют наблюдаемым на опыте, в частности $P(E0; 2' \rightarrow 2)$ при $\tilde{\beta} \approx 0,2$ оказываются порядка 10^{-2} .

В случае гармонического вибратора средний квадрат радиуса распределения заряда равен в основном состоянии:

$$\langle z^2 \rangle = \langle 0 | \sum_p^{\infty} z_p^2 | 0 \rangle = \frac{3}{5} Z R_0^2 + \frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \tilde{\beta}^2 \quad (74)$$

и для состояний с ν - фононами

$$\langle \nu IM | z^2 | \nu IM \rangle = \frac{3}{5} Z R_0^2 + \frac{3}{4\pi} Z R_0^2 \tilde{\beta}^2 (2\nu + 1) \quad (75)$$

4. Сравнение модели жесткого неаксиального ротора и гармонического вибратора.

Продемонстрируем на этих двух крайних моделях коллективного движения ядра удивительную близость численных величин для многих характеристик. На рис. I5 приведен спектр ДФ-модели в области $\gamma_0 \geq 20^\circ$ и спектр вибратора. Соответствующие состояния моделей соединены пунктиром. Посмотрим теперь величины приведенных вероятностей ДФ-модели

$\beta(E2; II \rightarrow I'i')$ и величины $C(E2; \nu I \rightarrow \nu' I')$ вибратора для переходов, взаимосоответствующих по спектру состояний, результаты даны в таблице УІ.

Таблица УІ

Сопоставление приведенных вероятностей E2-переходов в модели гармонического вибратора и ДФ-модели при γ_0 -деформациях вблизи 30° :

$$\text{здесь } \alpha^2 = \left[\frac{\pi}{2} \frac{30^\circ - \gamma}{30^\circ} \right]^2 \ll 1$$

ДФ-модель $\beta(E2; II \rightarrow I'i')$	Гармонический вибратор $C(E2; \nu I \rightarrow \nu' I')$
$\beta(E2, 2I \rightarrow 0) = 1 - \alpha^2$;	$C(E2, I2 \rightarrow 00) = 1$
$\beta(E2, 22 \rightarrow 2I) = \frac{10}{7} \left(\frac{1 - \alpha^2}{1 + 8\alpha^2} \right)$;	$C(E2, 22 \rightarrow I2) = 2$
$\beta(E2, 22 \rightarrow 0) = \alpha^2$;	$C(E2, 22 \rightarrow 00) = \frac{4}{7\pi} \tilde{\beta}^2$
$\beta(E2, 4I \rightarrow 2I) = 1,39(1 - \frac{\alpha^2}{4})$;	$C(E2, 24 \rightarrow I2) = 2$
$\beta(E2, 4I \rightarrow 22) = 0,57 \alpha^2$;	нет перехода в гармоническом приближении
$\beta(E2, 3I \rightarrow 2I) = \frac{25}{28} \alpha^2$;	$C(E2, 33 \rightarrow I2) = \frac{60}{49\pi} \tilde{\beta}^2$
$\beta(E2, 3I \rightarrow 4I) = 1 - 2,6 \alpha^2$;	$C(E2, 33 \rightarrow 24) = 6/7$
$\beta(E2, 3I \rightarrow 22) = \frac{25}{28} (1 - \alpha^2)$;	$C(E2, 33 \rightarrow 22) = 15/7$
нет аналога переходу гармонического вибратора	$C(E2, 20 \rightarrow I2) = 2$

Так, принимая для оценки величину $\gamma_0 = 27^\circ$ и $\tilde{\beta} = 0,20$, получим для соответствующих переходов численные значения:

$$\begin{aligned} \beta(E2, 22 \rightarrow 0) &= 0,011 & C(E2, 22 \rightarrow 00) &= 0,0073 \\ \beta(E2, 3I \rightarrow 2I) &= 0,0098 & C(E2, 33 \rightarrow I2) &= 0,0156 \end{aligned}$$

Как видно из таблицы VI, заторможенные в ДФ-модели переходы соответствуют заторможенным переходам гармонического вибратора, и разрешенные в ДФ-модели разрешенным в гармоническом вибраторе, причем величины приведенных вероятностей отличаются на факторы ~ 2 . Если же переходить к мягкому ротатору и ангармоническому вибратору, то эти расхождения еще более сглаживаются. Проведенное сопоставление этих двух крайних по конструкции моделей поясняет, почему различные варианты ФМКВ качественно согласуются с основной массой имеющихся экспериментальных данных для четных ядер, примеры этому будут даны ниже. Ясно также, что новые варианты ФМКВ, которые возникнут в будущем, также будут "качественно согласовываться" с данными опыта, а поэтому необходимо особо внимательно подходить к формулировке критического (для каждого варианта) эксперимента и фиксировать необходимую точность экспериментальных величин, с которыми сравниваются модельные результаты, т.е. необходимо каждый раз задавать вопрос: что есть согласие с опытом и что есть существенное расхождение модели с опытом?

5. Ангармонический вибратор

Спектр состояний гармонического вибратора богаче, чем спектр жесткого ротатора. Однако специфической особенностью спектра вибратора является сильное вырождение ядерных состояний по энергии. Реально в спектрах ядер такое вырождение не наблюдается, поэтому мы должны рассмотреть более сложные конструкции $H_{\text{колл}}(\omega_m \pi_{ij})$, одной из таких конструкций является модель ангармонического вибратора. В пред-

ставлении α_{2M} - переменных гамильтониан ангармонического вибратора получим, добавляя к $\hat{H}_{\text{вибр}}$ члены, пропорциональные третьей, четвертой и более высоким степеням $\alpha_{2M} \hat{\Pi}_{2M}$ операторов; символически можно записать $\hat{H}_{\text{ангарм}}$ в форме

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{ангарм}} = & \hat{H}_{\text{вибр}} + A_3 \hat{O}([\alpha_{2M}]^3) + \dots \\ & + A_4 \hat{O}([\alpha_{2M}]^4) + A_5 \hat{O}([\alpha_{2M}][\hat{\Pi}_{2M}]^2) + \dots\end{aligned}\quad (76)$$

Аналитического решения для уравнения Шредингера для $\hat{H}_{\text{ангарм}}$ в произвольной форме нет, поэтому приходится применять численные методы решения уравнения Шредингера

$$\hat{H}_{\text{ангарм}} \Psi_{IM}(\alpha_{2M}) = E \Psi_{IM}(\alpha_{2M}) \quad (77)$$

Разлагая $\Psi_{IM}(\alpha_{2M})$ по системе $|v; IM\rangle$ функций гармонического осциллятора

$$\Psi_{IM} = \sum_v a_v |v; IM\rangle \quad (78)$$

переходы к матричному уравнению для амплитуд a_v :

$$\left\{ \langle v|IM|\hat{H}_{\text{ангарм}}|v'IM\rangle - E \delta_{vv'} \right\} \cdot \{a_{v'}\} = 0, \quad (79)$$

для решения которого необходимо диагонализовать квадратную бесконечную матрицу $\langle v|IM|\hat{H}_{\text{ангарм}}|v'IM\rangle$. Когда не при-

менима теория возмущений, прибегают к итерационной процедуре, т.е. к диагонализации обрезанной на некотором числе состояний N матрице энергии. Эта процедура довольно каверзна и может дать весьма причудливые результаты, для того, чтобы быть уверенным в правильности решения, исследовать итерационный процесс обрезания матрицы путем увеличения ранга N диагонализуемой матрицы и выяснить, при каком числе включенных состояний каждое получаемое таким путем собственное значение матрицы выходит на асимптоту. Обычно ограничиваются учетом состояний трех или четырех фононов. Примером такого решения может быть работа [72], где спектр состояний Cd^{14} интерпретируется в модели ангармонического осциллятора. Сравнение полученного спектра с экспериментальным дано на рис. I6. Однако в работе [72] не был прослежен выход собственных значений матрицы на асимптоты, поэтому наблюдаемое "согласие" вычисленных значений уровней Cd^{14} с наблюдаемыми в данном случае следует рассматривать как демонстрацию наших возрастающих возможностей в процедуре подгонки модельного спектра к наблюдаемой на опыте картине.

При сравнении спектров различных моделей с реальными спектрами ядер будет использовать график типа рис. I6, где по осям отложены значения энергии (теоретическое и экспериментальное) для каждого состояния, тогда изображающая $|I+>$ - состояние точка при согласии теории с экспериментом должна лежать на биссектрису - "линию согласия".

6. Гамма-нестабильное ядро

Если в гамильтониане Бора (30) в качестве потенциальной энергии выбрать класс функций, зависящих только от деформации β : $V(\gamma\beta) \equiv V(\beta)$, то мы получим модель гамма-нестабильного ядра, детально рассмотренную в [73], [74], [75]. Эта модель именуется также моделью Жана-Вилетса.

В этом случае переменные $\gamma\theta_j$ ($j = 1, 2, 3$) отделяются от радиальной переменной β :

$$\Psi(\beta\gamma\theta_j) = f(\beta)\Phi(\gamma\theta_j)$$

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2B_2} \left[-\frac{\partial^2}{\partial\beta^2} + \frac{(\lambda+1)(\lambda+2)}{\beta^2} \right] + V(\beta) \right\} [\beta^2 f(\beta)] = E \cdot [\beta^2 f(\beta)] \quad (80)$$

$$\left\{ -\frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial\gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial\gamma} + \frac{1}{4} \sum_{K=1}^3 \frac{\hat{M}_K^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2\pi}{3}K)} \right\} \Phi(\gamma\theta_j) = \Lambda \Phi(\gamma\theta_j) = \lambda(\lambda+3) \Phi(\gamma\theta_j) \quad (81)$$

Здесь параметр разделения λ пробегает ряд значений

$$\lambda = 0, 1, 2, 3, 4 \dots$$

Состояние с фиксированным значением λ имеет место лишь при определенных значениях параметра λ , причем заданным значениям λ соответствующие значения $\Lambda = \lambda(\lambda+3)$ допускают решения с различными угловыми моментами I :

λ	допустимые значения I
0	0
1	2
2	2 ; 4
3	0 ; 3 ; 4 ; 6
4	2 ; 4 ; 5 ; 6
5	2 ; 4 ; 6
6	0 ; 3 ; 4 ; 6 ; 6'

Поскольку величина уровня энергии определяется лишь параметром λ , то уровни энергии вырождены относительно допускаемых угловых моментов. Как видно из (80), член $(\lambda+1)(\lambda+2)/\beta^2$ играет роль центробежной энергии, поэтому с ростом λ численные значения $E(\lambda)$ быстро возрастают. В качестве примера на рис. I7 и I8 даны спектры γ -нестабильного ядра с потенциалами $V(\beta)$:

$$(1) \quad V(\beta) = \frac{1}{2} C_2 (\beta - \beta_0)^2 \quad - \text{смещенный осциллятор};$$

$$(2) \quad V(\beta) = \begin{cases} 0, & \beta \leq \beta \\ \infty, & \beta > \beta \end{cases} \quad - \text{прямоугольная яма}.$$

Характерной особенностью модели гамма-нестабильного ядра является вырождение второго возбужденного уровня ядра относительно углового момента ($I = 2$ и $I = 4$). В реальных спектрах ядер эти состояния расщеплены по энергии.

Т.о. мы должны перейти к более сложным формам потенциала $H_{\text{колл.}}$, чтобы устранить это расхождение.

Примером такой модели является модель Давыдова-Чабана [63].

7. Модель Давыдова-Чабана.

Примем в качестве потенциальной энергии в гамильтониане Бора - функцию $V(\beta\gamma)$:

$$V(\beta\gamma) = \frac{1}{2}C(\beta-\beta_0)^2 + \frac{1}{2}C_\gamma \frac{\beta_0^4}{\beta^2}(\gamma-\gamma_0)^2, \quad (82)$$

где C , C_γ , β_0 , γ_0 - наряду с B_2 - структурные параметры модели, которые надлежит определить при сравнении с данными опыта.

Структура энергетического спектра $\epsilon_{nI} = E(nI)/E(2^+)$ определяется тремя параметрами: деформацией γ_0 и двумя параметрами неадиабатичности

$$\mu = \left(\frac{\hbar^2}{B_2 C \beta_0^4} \right)^{1/4}, \quad G = \left(\frac{\hbar^2}{B_2 C_\gamma \beta_0^4} \right)^{-1/2} \quad (83)$$

в обозначениях работы [76]. Другое обозначение, также применяемое в работах по этой модели: $G \equiv \sqrt{D}$. В [76], [78] проведено сопоставление результатов расчета в модели Давыдова-Чабана с имеющимися данными эксперимента для четных ядер в интервале $56 \leq A \leq 238$. Ряд этих результатов приведен на рис. I9-26, причем выбраны в качестве примера, ядра, спектры которых наилучшим образом изображаются в модели Давыдова-Чабана. Посмотрим, однако, спектр Os^{186} , соседнего с "наилучшим" Os^{188} .

Он приведен на рис. 23. Обращает внимание наличие большого числа экспериментально найденных уровней в Os^{186} , которые не имеют аналогов в модели Давыдова-Чабана. Эти уровни изображены точками на оси $R_I = (E(I)/E(2+))_{exp}$; они расположены в области $R_I \approx 10-15$, которая в Os^{188} хорошо описывается моделью. Такая картина не может не вызвать несколько скептического отношения к модели. Ситуация в изотопах $Os^{186} + Os^{188}$ не является к тому же единственной, уникальной. Существенно заметить, что модельные параметры ядер Os^{186} и Os^{188} весьма близки.

8. Гамильтониан Бора с потенциалом Кумара. [79].

Потенциал смещенного ($\beta\gamma$) - осциллятора, используемый в модели Давыдова-Чабана, следует рассматривать как удобную локальную аппроксимацию коллективного потенциала, который должен зависеть от инвариантов

$$I_1 = \beta^2, \quad I_2 = \beta^3 \cos 3\gamma$$

Такого рода потенциал использован Кумаром для расчета спектра состояний Sm^{154} :

$$V(\beta\gamma) = \frac{1}{2} C \beta^2 - f \beta^3 \cos 3\gamma + \quad (84)$$

$$+ \left[G_0 + G_1 \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^3 \cos 3\gamma + G_2 \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^6 \cos^2 3\gamma \right] \exp \left(- \frac{\beta^2}{\alpha^2} \right).$$

В случае Sm^{154} наилучшее согласие с экспериментальным спектром получено при значениях параметров

$$B_2 = 127 \text{ мэв}^{-1}; C = 77 \text{ Мэв}; f = 9,7 \text{ мэв}; q=0,3;$$

$$G_0 = 6,7 \text{ Мэв}; G_1 = -5,5 \text{ Мэв}; G_2 = -1,3 \text{ Мэв},$$

результаты для спектра состояний даны здесь на рис.27, а на рис.28 для сравнения даны результаты модели Давыдова-Чабана для ядра Sm^{154} .

9. Другие варианты ФМКВ .

Кроме выше рассмотренных вариантов ФМКВ имеются другие, которые детально сопоставлять с данными опыта не будем:

а) Модель Тамура-Комай [80 ÷ 81]

В качестве потенциала $V(\beta\gamma)$ берется функция:

$$V(\beta\gamma) = \frac{1}{2}C_2(\beta-\beta_0)^2 - \frac{1}{2}K \cdot (\beta-\beta_0) \cdot \cos 3\gamma; \quad (85)$$

этот потенциал также позволяет описать состояния ядер с "вибрационным" типом спектра, однако для $|2+\rangle$ состояния в этой модели квадрупольный статический ^{момент} оказывается существенно меньше наблюдаемого.

б) Модель Работнова-Серегина [82]

Используется потенциал вида:

$$V(\beta\gamma) = A + B\beta + C\beta^2 + D\beta \cos 3\gamma. \quad (86)$$

в) Модель Грайнера-Фесслера [83]

В этой модели принят другой набор переменных для описания коллективного движения. Детальное изложение этой модели не представляется здесь необходимым, тем более, что результаты этой модели качественно близки к результатам модели Давыдова-Чабана, а детали, различающие эти модели, нам не существенны.

§ 4. Электрические мультипольные моменты ядра в ФМКВ. Радиационные переходы

Если ограниченное количество ядерных уровней оказывается возможным отобрать спектром многопараметрической модели (модель Давыдова-Чабана, вариант Кумара, ангармонический осциллятор) с достаточной точностью, то вероятности E2- EO-переходов и статические Q_2 -моменты ядра отображаются со значительно худшей точностью. Обычно во всех ФМКВ для электрических мультипольных моментов ядра используют выражения, получаемые в предположении равномерного распределения заряда по объему ядра при учете сохранения объема ядра; в терминах α_{2M} -переменных они имеют вид:

$$\hat{E}^0 = e \frac{3}{4\pi} Z R_o^2 \left\{ \frac{4\pi}{5} + \sum_m \alpha_{2m} \alpha_{2m}^* + \frac{5}{3} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} C_{2020}^{20} \sum_{m_1 m_2 m_3} (-)^m C_{2m_1 2m_2 2m_3}^{2m} \alpha_{2m_1} \alpha_{2m_2} \alpha_{2m_3}^* \right\} \quad (87)$$

$$\hat{E}_M^2 = e \frac{3}{4\pi} Z R_o^2 \left\{ (-)^M \alpha_{2M} + 2 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} C_{2020}^{20} \sum_{m_1 m_2} (-)^M C_{2m_1 2m_2}^{2M} \alpha_{2m_1} \alpha_{2m_2}^* \dots \right\} \quad (88)$$

Соответственно для вероятностей E2 переходов Sm^{154} в варианте Кумара [79] получено: (см. таблицу УП).

Таблица УП

Sm^{154} расчет [79]	Sm^{154} эксперимент
$B(E2; 0 \rightarrow 2_B^+) = 0,065$	$B(E2; 0 \rightarrow 2_B^+) = 0,030$
$B(E2; 0 \rightarrow 2^+) = 4,7$	$B(E2; 0 \rightarrow 2) = 4,6$
$B(E2; 0 \rightarrow 2_\gamma^+) = 0,163$	$B(E2; 0 \rightarrow 2_\gamma) = 0,066$
$\frac{B(E2; 2_B \rightarrow 0)}{B(E2; 2_B \rightarrow 2)} = 0,242$	$\frac{B(E2; 2_B \rightarrow 0)}{B(E2; 2_B \rightarrow 2)} = 0,47$
$\frac{B(E2; 2_\gamma \rightarrow 0)}{B(E2; 2_\gamma \rightarrow 2)} = 0,695$	$\frac{B(E2; 2_\gamma \rightarrow 0)}{B(E2; 2_\gamma \rightarrow 2)} = 0,65 \pm 0,20$

Здесь $B(E2)$ в единицах $e^2 \cdot \text{Дарн}^2$

Следует отметить, что величина $B(E2; 0 \rightarrow 2)$, как правило, используется для определения численного значения параметра деформации β . Как видно из таблицы УП, качественное согласие с результатами эксперимента в данной модели имеется, но точность для ряда величин существенно хуже, чем точность воспроизведения энергетического спектра. Подобная картина (с большими расхождениями) имеет место и в модели Давыдова-Чабана в области ядер с "вибрационным" спектром. Подборка экспериментальных данных по E2-переходам четных ядер и сопоставление с этой моделью сделаны в работе [76] для интервала $56 < A < 196$.

По данным работы [76] для иллюстрации составлен график № 29, где нанесены конкурентные отношения E2-переходов в четных ядрах $56 < A < 234$, причем отобраны только те отношения, в которых и экспериментальная величина $I(E2; I_1 \rightarrow I') / I(E2; I_1 \rightarrow I'')$

и соответствующая ей теоретическая величина (в модели Давыдова-Чабана с набором параметров, обозначенных в таблицах работы [76] индексом 5) - обе попадают в интервал от 10^{-1} до 10^1 . Тем самым отбрасываются слишком сильно расходящиеся теоретические и экспериментальная величины, и кроме того отбрасывается конкуренция сильных переходов и слабых переходов; в последних существенную роль могут играть высшие члены разложения оператора E2 по параметрам деформации.

Как видно из рис. 29, степень "качественного согласия" теории и эксперимента в E2-переходах совсем иная, чем при описании энергетического спектра ядер.

ЛИТЕРАТУРА К ЛЕКЦИИ II

- 53 О.Бор "Обобщенная модель ядра" в сборнике Проблемы современной физики (1955) № 9 ИИЛ.
- 54 С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев. Препринт Института ядерной физики СОАН (1955)
"Структура коллективной кинетической энергии в простой микроскопической модели ядра".
- 55 K.Kumar, M.Bazanger, Nucl.Phys. A92 (1967) 608.
- 56 D.Ward, R.M.Diamond, F.S.Stephens,
Nucl.Phys. A117 (1968) 309.
- 57 J.E.Clarkson, R.M.Diamond, F.S.Stephens, I.Perlmutter,
Nucl.Phys. A93 (1967) 272.
- 58 P.Holmberg, P.O.Lipas, Nucl.Phys. A117 (1968) 552.
- 59 P.C.Sood, Phys. Rev. 161 (1967) 1063.
- 60 M.A.J.Mariscotti, G.Scharff-Goldhaber, B.Buck,
Phys. Rev. 178 (1969) 1864.
- 61 E.Wold, Nucl.Phys. A130 (1969) 650.
Nucl.Phys. A154 (1970) 141.
- 62 P.M.Abraham, E.Rost, Nucl.Phys. A162 (1971) 173.
- 63 А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер.
Атомиздат, 1967.
- 64 Y.P.Varshni, S.Bose, Nucl.Phys. A144 (1970) 645.
- 65 A.Bäcklin, N.E.Holmberg, G.Bäckström,
Nucl.Phys. 80 (1966) 154.

- 66 S. Alwin, D.K. Butt, Nucl. Phys. A100 (1967) 177.
- 67 B.-G. Pettersson, L. Holmberg, T.R. Gerholm,
Nucl. Phys. 65 (1965) 466.
- 68 L. Marinkov, I. Aničin, I. Bikit, R. Stepić,
Nucl. Phys. A131 (1969) 601.
- 69 D.K. Butt, B.C. Dutta, Nucl. Phys. 39 (1962) 517.
- 70 M. Župančič, R. Vukanović, L. Samuelsson,
Arkiv för Physik 39 (1969) 313.
- 71 T. Yamazaki, Nucl. Phys. 61 (1965) 497.
- 72 H. Ogata, Y. Akiyama, Phys. Lett. 29B (1969) 558.
- 73 L. Wilets, M. Jean, Phys. Rev. 102 (1956) 788.
- 74 G. Rakavy, Nucl. Phys. 4 (1957) 289.
- 75 D.R. Bés, Nucl. Phys. 10 (1959) 373.
- 76 E.Y. de Aisenberg, M.L. Pevez, J.F. Suarez,
Nucl. Phys. A123 (1969) 81.
- 77 S.M. Abecasis, H.E. Bosch, Nucl. Phys. A129 (1969) 434.
- 78 E.Y. de Aisenberg, J.F. Suarez, Nucl. Phys. A97 (1969) 529.
- 79 K. Kumar, Nucl. Phys. A92 (1967) 653.
- 80 T. Tamura, L.G. Komai, Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 394.
- 81 T. Tamura, T. Udagawa, Nucl. Phys. 16 (1960) 460.
- 82 N.S. Rabotnov, A.A. Seregin, Phys. Lett. 29B (1969) 162.
Препринт ФЭУ-202 (1970)
- 83 A. Faessler, W. Greiner, Z. für Physik 168 (1962) 425.
Z. für Physik 170 (1962) 105.

ЛЕКЦИЯ III

ВВЕДЕНИЕ

Грубые основные черты коллективных возбуждений ядер правильно отображаются уже простейшими коллективными моделями – гармоническим вибратором и жестким аксиальным ротатором. Однако эти модели, как мы видели, существенно недостаточны для описания более тонких деталей спектра возбуждений ядер. Естественный путь развития – рассматривать все более и более сложные конструкции коллективных гамильтонианов, которые содержат все возрастающее количество внутренних (по существу, подгоночных) параметров, и за счет этих параметров добиваться все лучшего "качественного согласия" и с имеющимися экспериментальными данными. При этом для описания возбуждений ядер в данный момент для каждого конкретного ядра требуется по крайней мере пять параметров, имеющих свои численные значения в каждом конкретном ядре. Полное число параметров для N ядер естественно равно $5 \times N$. В этом процессе "уточнения" моделей возникает вопрос – где же остановиться, где та степень "согласия" с опытом, после которой уже не имеет смысла "уточнять" модель? Может быть эту границу мы уже перешли, развивая многопараметрические ФМКВ? Для решения этого вопроса естественно следует вернуться в первопринципам ФМКВ и выяснить, насколько точно они реализуются в ядерных спектрах возбуждений.

Как уже подчеркивалось выше, во всех последовательных ФМКВ полагается, что спектр возбуждений в некотором интервале энергии может быть описан только пятью колективными переменными α_{2M} и сопряженными с ними импульсами π_{2M} , следовательно, предполагается возможность перехода от гамильтонина А-нуклонов к гамильтониану колективному:

$$\hat{H}_A(\vec{r}_i, \vec{p}_i) \rightarrow \hat{H}_{\text{колл}}(\alpha_{2M}, \pi_{2M}) \quad (89)$$

Конкретная конструкция $\hat{H}_{\text{колл}}(\alpha_{2M})$ определяется интуицией автора модели. Количество мыслимых конструкций $\hat{H}_{\text{колл}}$ необозримо велико, — мы еще не исчерпали и малой доли этих возможностей. Действительно во всех ранее описанных моделях используется простейшее выражение для кинетической энергии колективных возбуждений с одним инерциальным параметром B_2 , который принимается независящим от деформации ядра (β и γ), тогда как в общем случае входят шесть функций от этих параметров. Кроме того, для потенциальной энергии $V(\alpha_{2M})$ рассмотрены лишь некоторое количество возможных форм. Тем более прежде всего следует искать те общие признаки всех ФМКВ, которые путем сопоставления с данными эксперимента позволят установить точность реализации принимаемого в ФМКВ основного постулата (89). Расхождение результатов какой-либо конкретной модели класса ФМКВ с данными опыта всегда оставляет надежду "исправить" этот вариант модели путем усложнения формы гамильтониана, и этот процесс может быть неограниченным во времени, примером может служить развитие модели от неаксиального жестко-

го ротора к модели Давыдова-Чабана (см. монографию 63). В соответствии с этой постановкой вопроса далее рассмотрим некоторые общие для всех ФМКВ признаки и их соответствие данным эксперимента, прежде всего несколько общих замечаний:

1. Отметим область $A < 150$ и $A \sim 150$, где добавление пары нейтронов или протонов приводит к существенному изменению величин $E(4^+)/E(2^+)$ и $E(6^+)/E(2^+)$ первую лекцию и рис.30, взятый из работы [84].

В этой же области происходит быстрое изменение фактора усиления $E2$ -перехода $|0+\rangle \rightarrow |2+\rangle$ с заполнением оболочек. Это свидетельствует о том, что в коллективном движении эффективно участвует относительно небольшое число нуклонов (для этой области ядер), в отличие от ротационных возбуждений сильно деформированных ядер с $N \geq 90$ и $N \leq 110$ и $A > 228$. В особенности резко этот эффект заполнения оболочек проявляется в ходе первого 2^+ уровня энергии с изменением N — числа нейтронов, см. рис.3Ia и 3Ib, а также №32, взятый из работы [84]. Такая чувствительность параметров спектра ядер с "вибрационными" возбуждениями приводит к мысли, что для этих ядер следует ожидать весьма существенных отклонений структуры возбуждений от модельной, описываемой коллективным гамильтонианом.

2. "Лишние" уровни в спектрах ядер

Каждая конкретная ФМКВ использует несколько наблюдаемых уровней для фиксации численных значений параметров принятого в этой ФМКВ коллективного гамильтониана. Решение

уравнения Шредингера для $H_{\text{комп}}^{(\omega_2, \mu)}$ с численными параметрами, определенными по взятым из спектра ядер уровням, приводят к модельному спектру уровней данного ядра. Если число модельных состояний в некотором интервале энергии больше того числа, которое экспериментально установлено на данный момент времени, то всегда можно сослаться на несовершенство и ограниченность методики эксперимента и стимулировать поиск недостающих уровней. Так представления модели гармонического вибратора, предсказывающей тесный триплет $|10+\rangle - |12+\rangle - |14+\rangle$ — состояний в области энергии возбуждения $E \sim 2E_{2+}$ стимулировали поиск недостающего $|10+\rangle$ состояния во многих ядрах, см., например, случай Cd^{10} в [85]. Когда экспериментаторы находят такой недостающий уровень, мы это воспринимаем как торжество теории. Ситуация несколько иная, когда экспериментаторы немного "перестараются" и находят уровней в данном месте больше, чем предсказывает принятая нами конкретная модель. Тогда возможны два пути решения проблемы: либо заняться классификацией уровней на "наши" и "не наши", либо признать, что данная конкретная ФМКВ несостоятельна и искать новую форму ФМКВ, позволяющую "втиснуть" наблюдаемые уровни в модельный спектр. Иногда это удается сделать, например, в случае ядра Cd^{14} (см. рис. № 33) в области ожидаемого триплета обнаружены два "лишних" уровня (они на рис. произвольно отмечены звездочкой), однако в модели Давыдова-Чабана эти уровни имеют аналоги. Следовательно, путем усложнения гамильтонiana $H_{\text{комп}}$ здесь проблема соответствия модели и эксперимента решена.

Но для многопараметрической модели Давыдова-Чабана (наиболее детально разработанной ФМКВ) проблема "лишних" уровней также не является редкостью. Так на рис. № 34 по сводке работы [78] приведен график положения $E(I)/E(2^+)$ ($I \neq 1$) первого "лишнего" уровня с точки зрения модели Давыдова-Чабана. Существенно подчеркнуть, что эти "лишние" уровни находятся среди других наблюдаемых уровней ядра, которым данная модель приводит аналоги. Если речь идет об одном - двух уровнях, то можно было бы надеяться путем модернизации гамильтонiana видоизменить модельный спектр и вписать эти "лишние" уровни в новую модель. Однако ядра Hf^{178} (см. спектр на рис. 35, взят из работы [86]) и Os^{186} (см. рис. 36) по данным сводки [78] дают примеры наличия многочисленной группы "лишних" уровней: в случае Hf^{178} это $|0^+\rangle$ -состояния, а в случае "лишние" уровни обладают различными характеристиками. Весьма мало вероятно, чтобы такую массу "лишних" уровней было возможно втиснуть в коллективную модель с новым $\hat{H}_{\text{колл}}(\alpha_{2M})$, более естественной представляется необходимость включения новых степеней свободы, т.е. отказ от описания возбуждений ядер только α_{2M} -переменными.

3. Положение первых $|1^+\rangle$ состояний четных ядер

В модельных спектрах всех ФМКВ, использующих только коллективные α_{2M} -переменные принципиально отсутствуют состояния $|1^+\rangle$. Поэтому наблюдение в реальных спектрах уровней $|1^+\rangle$ дает границу энергий возбуждения ядра, где эффективно проявляются заведомо не коллективные степени

свободы. Данные об уровнях $|1^+\rangle$ ядер систематизированы на рис. № 37 в виде графика $E(1^+) / E(2^+)$ отношения энергии первого $|1^+\rangle$ состояния и энергии первого $|2^+\rangle$ состояния. Ход первых $|1^+\rangle$ уровней весьма напоминает ход первых "лишних" уровней. Весьма впечатляюще выглядит спектр $|1^+\rangle$ состояний ядер Pt^{196} и Hg^{200} (фрагмент спектра Pt^{196} приведен на рис. № 38). В ядре Pt^{196} на интервале энергии возбуждения от 2818 кэВ до 1800 кэВ обнаружено 12 таких $|1^+\rangle$ уровней, а в Hg^{200} в интервале E от 3500 до 1570 найдено 16 уровней $|1^+\rangle$. Естественно ожидат, и в других ядрах проявление неколлективных степеней свободы в этом интервале энергии возбуждения.

4. Представленная выше картина может быть истолкована двояко. Эти толкования назовем условно ситуация А и ситуация Б.

Ситуация А

В спектре возбуждений ядер резко определяются колективные возбуждения и неколлективные возбуждения. Для иллюстрации на рис. № 39 эта ситуация представлена для ядра Os^{186} , причем колективные возбуждения описываем в модели Давыдова-Чабана. Тем самым мы допускаем точное выделение колективных переменных из всей совокупности нуклонных степеней свободы. В этой ситуации перед экспериментатором встает задача фиксации наблюдавшихся уровней по принадлежности к колективной ветви и неколлективной ветви.

Ситуация В (представлена на рис.40 для Os^{186})

Коллективные переменные выделяются не строго. Поэтому степень коллективности возбуждения с ростом энергии возбуждения ядра затухает и начиная с некоторой границы описание каких-либо уровней только коллективными переменными теряет смысл. Естественно, возникает вопрос, где находится эта граница в энергии возбуждения и насколько допустимо описание некоторого числа низких уровней только коллективными переменными. Насколько оправдано в данном случае применение многопараметрических коллективных гамильтонианов?

Для решения поставленных вопросов в ситуации А и ситуации В мы должны иметь метод экспериментальной проверки чистоты выделения коллективных степеней свободы, т.е. метод проверки реализации основного постулата ФМКВ:

$$\hat{H}_A(\vec{\pi}_j \vec{p}_j) \rightarrow \hat{H}_{\text{ком}}(\alpha_{2M} \pi_{2M})$$

С этой целью рассмотрим возможные пути, основанные на общих для всех ФМКВ признаках.

§ I. Квадрупольные моменты коллективных $|3+\rangle$ состояний четных ядер

Во всех последовательных ФМКВ, использующих только α_{2M} или $\beta_j \gamma$ переменные, волновая функция любого $|3+\rangle$ состояния модели имеет вид (см. [55])

$$\Psi_{n3M}(\beta \gamma \theta_j) = A_{n32}(\beta \gamma) \sqrt{\frac{7}{16\pi}} (\Phi_{M2}^3(\theta_j) - \Phi_{M-2}^3(\theta_j)) \quad (90)$$

В переменных ($\beta \delta \Theta_j$) оператор квадрупольного момента ядра дается формулой

$$\hat{Q}_{2M} = Q_0(\beta\delta) \left\{ D_{M0}^2(\Theta_j) \cos \delta + \frac{\sin \delta}{\sqrt{2}} (D_{M2}^2(\Theta_j) + D_{M-2}^2(\Theta_j)) \right\} \quad (91)$$

Таким образом, для $|3+\rangle$ состояний матричный элемент \hat{Q}_{2M} оператора пропорционален коэффициенту Клебша-Гордана:

$$C_{3220}^{32} = 0 \quad (92)$$

Следовательно:

I. Во всех ФМКВ E2-переходы между состояниями $|3+\rangle$ строго запрещены

$$B(E2; \pi^+ 3+ \rightarrow \pi^+ 3+) = 0 \quad (93)$$

2. Во всех ФМКВ статические квадрупольные моменты $|3+\rangle$ состояний строго равны нулю

$$\langle \pi^+ 3+ | \hat{Q}_{2M} | \pi^+ 3+ \rangle = 0 \quad (94)$$

В спектрах уровней реальных ядер обнаружено мало $|3+\rangle$ состояний, и если опираться на простейшие модели "вибратора" и Давкова-Чабана, то первое $|3+\rangle$ состояние лежит в интервале :

$$E(3_1^+) \approx (3 \div 4) E(2_1^+) \quad \text{для "вибрационных" ядер}$$

$$E(3_1^+) \approx 20 E(2_1^+) \quad \text{для "ротационных" ядер}$$

Таким образом возможности наблюдения $|3^+>$ $|3^+>$ переходов типа E2 у реальных ядер довольно ограничены. Однако имеется возможность наблюдать эффект квадрупольного статического момента первого $|3^+>$ состояния ядер, именно:

I) путем наблюдения ослабления угловой корреляции квантов в каскадном переходе ядра

$$|1> \rightarrow |3_1^+> \rightarrow |1'>$$

где $|3^+>$ -состояние является промежуточным и за время жизни $\tau_{(3^+)}$ подвергается воздействию электрических полей среды источника. Такого рода эффект использован в недавней работе [88] для определения квадрупольного момента $|3^+>$ состояния ядра Yb^{172} (II74 kev) причем установлена величина отношения квадрупольных моментов $|3^+>$ и первого $|2^+>$ (78 kev) состояний:

$$\frac{Q_2(3^+)}{Q_2(2^+)} = 1,55 \pm 0,23 \quad (95)$$

и для внутренних квадрупольных моментов ядра Q_o этих состояниях

$$\frac{Q_o(3^+)}{Q_o(2^+)} = 1,06 \pm 0,15 \quad (96)$$

Соответственно состояние $|3^+>$ II74 kev ядра Yb^{172} интерпретируется в адиабатическом приближении как начальное состояние ротационной полосы, развивающейся на двухквачастичном возбуждении деформированного ядра. Следовательно, здесь мы переходим уже к объединенной модели с одночастичными степенями свободы. Такие варианты объединенной модели будут рассмотрены в лекции IV. (Другие данные о структуре Yb^{172} см. [88a]).

2. Другим путем определения $Q_2(3^+)$ моментов может быть наблюдение эффекта реориентации в многократном кулоновском возбуждении ядер полем тяжелых ионов. Однако в настоящее время таких данных для $|3^+\rangle$ уровней еще нет. Особый интерес здесь представляет наблюдение $Q_2(3^+)$ моментов для ядер с "вибрационным" типом спектра возбуждений.

§ 2. Магнитный дипольный оператор в ФМКВ

II. До сих пор мы рассматривали электрически мультипольные переходы ядер. В случае, когда для радиационных переходов ядра выполняется условие длинноволновости

$$\frac{\omega}{c} R_0 \ll 1 ; \quad R_0 = \tau_0 A^{1/3} \quad (97)$$

где ω - частота перехода ядра: $\omega = \frac{E_i - E_f}{\hbar}$, все процессы - излучение EL -кванта, возбуждение EL -перехода электронами или ионами с точностью до членов $\sim (\frac{\omega}{c} R_0)$ определяются EL -мультипольным оператором:

$$\hat{\mathcal{M}}(E\lambda, \mu) = \int \hat{\rho}_P(\vec{r}) Y_{\lambda\mu}(\vec{r}) \tau^\lambda (d\vec{r}) \quad (98)$$

где $\hat{\rho}_P(\vec{r})$ - оператор плотности заряда ядра.

В ФМКВ переход к колективным переменным $\alpha_{2\mu}$ в операторе $\hat{\mathcal{M}}(E\lambda, \mu)$ производится в рамках моделирования плотности заряда $\hat{\rho}_P(\vec{r})$ как функции параметров $\alpha_{2\mu}$, именно полагается, что эффективно входит полная плотность

заряда, равномерно распределенного по объему ядра, причем форма поверхности ядра определяется параметрами α_{2M} . Таким путем для E^0 и E^2 , операторов получены формулы (87) и (88).

п2. В случае магнитного мультипольного $M\lambda$ -излучения подобной трансформации к переменным α_{2M} нет. Оператор взаимодействия ядра с магнитным полем, представленным потенциалом-вектором $\vec{A}(M\lambda; \vec{r})$, имеет вид:

$$\hat{H}'(M\lambda) = -\frac{1}{c} \int \hat{j}_P(\vec{r}) \vec{A}(M\lambda, \vec{r}) d\vec{r} \quad (99)$$

$$\operatorname{div} \vec{A}(M\lambda) = 0,$$

и в частном случае МI переходов $\hat{H}' \rightarrow \overline{m}$ выражается через магнитный дипольный момент ядра \overline{m} :

$$\overline{m} = \frac{1}{2c} \int [\vec{r} \times \hat{j}_P(\vec{r})] d\vec{r} \quad (100)$$

Здесь мы сталкиваемся с необходимостью моделировать плотность тока заряда ядра $\vec{j}_P(\vec{r})$ как функцию координат и коллективных параметров α_{2M} , т.е. мы вынуждены привнести в ФМКВ нечто чуждое логике этой модели. Более естественным представляется путь прямого построения оператора \overline{m} через коллективные переменные α_{2M}, π_{2M} , учитывая при этом лишь общие трансформационные свойства магнитного дипольного момента: \overline{m} - нечетный отно-

сительно инверсии времени аксиальный вектор. Рассмотрим это формальное построение оператора \vec{m} . Из операторов $\vec{\alpha}_{2m} \vec{\pi}_{2m}$ возможно построить серию таких аксиальных векторов (далее векторы даем в сферических проекциях):

$$V = 0, \pm 1$$

$$\hat{I}_v \equiv \hat{I}_v^{(0)} = i\sqrt{6} (-)^V \sum_{m_1 m_2} C_{1-v 2m_1}^{2m_2} \pi_{2m_1} \alpha_{2m_2}; \quad (101)$$

$$\hat{I}_v^{(1)} = -i \left(\frac{9}{4}\sqrt{\frac{15}{7\pi}}\right) (-)^V \sum_{m_1 m_3} C_{1-v 2m}^{2m_3} \pi_{2m} \sum_{m_1 m_2} C_{2m_1 2m_2}^{2m_3} \alpha_{2m_1} \alpha_{2m_2} \quad (102)$$

и т.д. Конструкция вектора $\hat{I}_v^{(n)}$ очевидна:

$$\hat{I}_v^{(n)} \sim (\hat{\pi})^1 \cdot (\hat{\alpha})^{n+1}$$

Здесь отметим, что из трех импульсов $\vec{\pi}_{2m}$ построить вектор нельзя по той же причине, по которой отсутствуют

$|1^+\rangle$ — возбуждения в спектрах ФМКВ. Численные факторы $\sqrt{6}$ и $\left(\frac{9}{4}\sqrt{\frac{15}{7\pi}}\right)$ выбраны по соображениям "удобства", не более.

Соответственно для оператора магнитного дипольного момента постулируем форму в виде ряда:

$$\vec{m}_v = \frac{e}{2M_0 c} \left\{ g_0 \hat{I}_v^{(0)} + g_1 \hat{I}_v^{(1)} + \dots + g_n \hat{I}_v^{(n)} + \dots \right\} \quad (103)$$

где g_0, g_1, \dots, g_n — гиromагнитные факторы, которые сле-

дует рассматривать как свободные параметры модели; численные значения этих факторов следует определять путем сопоставления с данными опыта. Входящий в формулу \vec{m}_v оператор $\hat{I}_v^{(0)}$ есть оператор v -ой проекции углового момента ядра, а $\hat{I}_v^{(1)}$ и другие могут быть выражены через $\hat{I}_v^{(0)}$, (см. [89]):

$$\hat{I}_v^{(1)} = \frac{45}{28} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{nm} C_{2m}^{1n} \hat{I}_n^{(0)} \alpha_{2m} \quad (104)$$

В разложении \vec{m}_v по переменным α_{2M} допускаем, что этот ряд сходится, т.е. численные факторы $\vartheta_0, \vartheta_1, \vartheta_n$ не растут с ростом n .

Последующий анализ экспериментальных данных основан на формулах (103) и (104), поэтому следует привести простые модельные схемы, которые иллюстрируют появление такого разложения для оператора магнитного дипольного момента.

п3. Модель капли идеальной несжимаемой заряженной двухкомпонентной жидкости (детально см. в [90])

Энергию капли постулируем в форме, учитывающей энергию симметрии нейтронной и протонной компонент и кулоновскую энергию протонов:

$$E = \beta \int \frac{(P_p - P_n)^2}{P_0} dV + \frac{1}{2} e^2 \int P_p \Phi dV, \quad (105)$$

$$\text{где } P_0 = P_p + P_n = \text{const}; \quad P_0 = \frac{3A}{4\pi R_0^3}; \quad R_0 = r_0 A^{1/3}; \quad (106)$$

β - константа энергии симметрии в формуле Вейцзеккера.

Здесь

$$\Phi(\vec{r}) = \int \frac{\rho_p(\vec{r}') (\alpha \vec{r}')}{| \vec{r} - \vec{r}' |} \quad (I07)$$

Кулоновское взаимодействие протонов нарушает равномерность распределения протонов и нейтронов по объему деформированного ядра:

$$\rho_p = \rho_p^0 (1 + \chi(\vec{r})) ; \quad \rho_p^0 = \frac{3\pi}{4\pi R_0^3} ; \quad (I08)$$

причем поверхность капли слегка обогащена протонами (см. рис.4I). Величина $\chi(\vec{r})$ определяется параметрами конкуренции кулоновского взаимодействия и сил нейтронно-протонного средства :

$$2\pi\chi \equiv \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{5}{16} A^{2/3} \simeq 10^{-2} \cdot A^{2/3} \quad (I09)$$

Если параметры деформации капли α_{2M} меняются во времени, то в объеме капли устанавливается потенциальное течение среды с полем скорости:

$$\vec{V}(\vec{r}) = \nabla \cdot \sum_M \dot{\alpha}_M \frac{1}{2} r^2 Y_{2M}(\vec{r}) \quad (II0)$$

где

$$\dot{\alpha}_M = \omega_{2M} f(\alpha_{2M}), \quad (III)$$

причем в силу большой величины протонно-нейтронного сродства скорости протонной и нейтронной компонент практически одинаковы. Простое вычисление углового момента капли:

$$\vec{L} = M_0 \int [\vec{\tau} \times \vec{v}(\vec{r})] \rho_0 dV \quad (II2)$$

и магнитного момента капли

$$\overrightarrow{M} = \frac{e}{2M_0 c} \int [\vec{\tau} \times \vec{v}(\vec{r})] \rho_p(\vec{r}) dV \quad (II3)$$

приводит к формуле (I03) с гиromагнитными коэффициентами

$$g_0 = \frac{2}{A} \left(1 + \frac{8}{105} 2\pi \zeta \right) \quad (II4)$$

$$g_1 = \frac{32}{945} \cdot \frac{2}{A} 2\pi \zeta \approx \frac{1}{30} 10^{-2} A^{2/3} \frac{2}{A} \quad (II5)$$

п4. Грайнером в [91] рассмотрена несколько иная схема разложения \overrightarrow{M} в ряд по α_{2M} -параметрам. Полагается, что протонная (P) и нейтронная (n) компоненты ядра обладают различными параметрами деформации соответствующих граничных поверхностей, именно:

$$\beta_0(n) > \beta_0(P)$$

на том основании, что константы парного взаимодействия у этих компонент различны:

$$G_P = \frac{25}{A} \text{ mev} ; \quad G_n = \frac{18}{A} \text{ mev} ; \quad (II6)$$

Тогда средняя деформация распределения массы оказывается больше деформации распределения заряда:

$$\beta_0 = \frac{N}{A} \beta_0(\kappa) + \frac{Z}{A} \beta_0(p) > \beta_0(p) \quad (\text{II7})$$

В силу различия распределения заряда и массы в объеме деформационного ядра при вращении такого ядра возникает магнитный момент

$$\hat{\vec{m}}_v = g^{(0)} \hat{I}_v^{(0)} + g^{(1)} \sum_{M\sigma} C_{2M}^{1/2} \mu_1 \sigma^2 \hat{I}_{2M}^{(0)} \hat{I}_{\sigma}^{(0)} \quad (\text{II8})$$

где

$$g^{(0)} = \frac{Z}{A} \left(1 - \frac{4}{3} f \right); \quad (\text{II9})$$

$$g^{(1)} = -\frac{Z}{A} (1 - 2f) \cdot \frac{3\sqrt{10}}{2} \cdot \frac{f}{\beta_0}; \quad (\text{I20})$$

$$f = \frac{N}{A} \left(\frac{\beta_0(\kappa)}{\beta_0(p)} - 1 \right); \quad \frac{\beta_0(\kappa)}{\beta_0(p)} = \sqrt{\frac{G_\kappa}{G_p}}, \quad (\text{I21})$$

Коэффициент $g^{(1)}$ (формула (I20)) связан с коэффициентом g_1 в формуле (I03) соотношением:

$$g^{(1)} = g_1 \cdot \frac{45}{28} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \approx 1,3 g_1 \quad (\text{I22})$$

Знак $\mathcal{J}^{(1)}$ фактора в модели Грайнера (I20) противоположен знаку \mathcal{J}_1 фактора в модели капли (II5), что понятно, поскольку в модели Грайнера предполагается обогащение поверхности ядра нейtronами, тогда как в модели капли поверхность обогащена протонами.

Не следует придавать серьезного значения этим модельным оценкам. Для нас важно отметить, что любые механизмы, приводящие к различному распределению протонов и нейтронов дают для магнитного момента формулу (I03).

п5. Кроме вышерассмотренных классических моделей, где проявляется разность $\rho_p(\vec{r})$ и $\rho_n(\vec{r})$ распределений, отметим еще механизм появления разложения \hat{M}_v по α_{2m} , обусловленный наличием спина у нуклонов.

В схеме j -связи магнитный момент отдельного нуклона

$$\hat{M} = \mathcal{J}_e \hat{\ell} + \mathcal{J}_s \hat{s} \quad (I23)$$

может быть представлен в форме

$$\hat{M}_v = \hat{M}_v^{(0)} + \hat{M}_v^{(1)} \quad (I24)$$

где $\hat{M}_v^{(0)} = G_0(j) \hat{j}_v$ - оператор, диагональный в j -представлении, а оператор $\hat{M}_v^{(1)}$ есть:

$$\hat{M}_v^{(1)} = G_1 \sum_{nm} C_{2m1v}^{1n} \hat{a}_{2m} \hat{j}_n \quad (I26)$$

Здесь \hat{A}_{2m} - оператор, построенный из оператора орбитального момента нуклона $\hat{\ell}_\nu$, имеет вид

$$\hat{A}_{2m} = -\sqrt{6} \frac{\sum_{m_1 m_2} C_{1m_1 1m_2}^{2-m} \hat{\ell}_{m_1} \hat{\ell}_{m_2}}{\left[4 \sum_m \hat{\ell}_m \hat{\ell}_m^* - 3 \right]} \quad (I27)$$

Т.о. \hat{A}_{2m} - можно назвать "оператором деформации орбиты" нуклона.

В частности, в состояниях $|j\ell\rangle$ - нуклона среднее значение оператора \hat{A}_{2m} совпадает со средним значением $\sqrt{\frac{4\pi}{5}} Y_{2m}(\vec{\vartheta})$, то же самое имеет место и для матричных элементов этих операторов между состояниями спин-орбитального дублета.

Коэффициенты $G_0(j)$ и G_1 равны:

$$G_0(j) = g_s + (g_e - g_s) \cdot f(j\ell) \quad (I28)$$

$$G_1 = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{5}{2}} (g_e - g_s) \quad (I29)$$

где g_s и g_e - гиromагнитные (спиновый и орбитальный) факторы нуклона;

$$f(j\ell) = \frac{2[j(j+1) + \ell(\ell+1) - \frac{3}{4}]}{2j(2j+2)} - \frac{2}{3} \frac{(2j+3)(2j-1)}{2j(2j+2)} \quad (I30)$$

$f(j\ell)$ довольно быстро с ростом ℓ стремится к пределу,

равному $1/3$, таким образом

$$g_0(j \rightarrow \infty) = g_s + \frac{1}{3} (g_e - g_s) \quad (I31)$$

график функции $f(je)$ приведен на рис.42.

Формула магнитного момента нуклона \hat{M}_v (I24) по структуре подобна формуле, предлагаемой для \hat{m}_v -момента ядра (I03), и поскольку коллективное движение есть движение нуклонов, то

$$\hat{m}_v = \sum_q^A [\hat{M}_v^{(0)}(q)] + \sum_q^A [\hat{M}_v^{(1)}(q)] \quad (I32)$$

то есть для магнитного момента ядра из (112) мы можем получить формулу (I03), однако конечные значения параметров g_0 и g_1 существенно зависят от микроскопической картины коллективного движения ядра.

п6. Итак, далее будем использовать для магнитного момента ядра в ФМКВ формулу

$$\hat{m}_v = \frac{e}{2M_0c} (g_0 \hat{I}_v^{(0)} + g_1 \hat{I}_v^{(1)}) \quad (I33)$$

(отбрасываем члены более высоких порядков по α_{2M})
Здесь $\hat{I}_v^{(0)}$ - оператор углового момента ядра:

$$\hat{I}_v^{(0)} = \frac{45}{28} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{n,m} C_{2m}^{1n} \hat{I}_n^{(0)} \alpha_{2m} ; \quad (I34)$$

$$\hat{I}_M^{(6)} \Psi_{IM} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{I(I+1)} C_{IM1\mu}^{IM+M} \Psi_{IM+M}; \quad (135)$$

g_0 и g_1 - гиromагнитные факторы коллективного движения, их надлежит найти путем сравнения с данными опыта, в спектре коллективных состояний ядра эти факторы должны быть постоянными.

§ 3. Магнитные моменты возбужденных состояний ядер в ФМКВ

Используя оператор \hat{M}_z в форме (134), найдем матрицу магнитного момента в состоянии $|nI\rangle$ ФМКВ:

$$\langle nIM' | \hat{M}_z | nIM \rangle = \frac{e\hbar}{2M_0c} g_R \sqrt{I(I+1)} C_{IM1\nu}^{IM'} \quad (136)$$

где

$$g_R = g_0 - g_1 \frac{9}{7} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \langle nI || \alpha_2 || nI \rangle \sqrt{1 - \frac{3}{4I(I+1)}}. \quad (137)$$

Здесь введен, согласно определению, приведенный матричный элемент α_{2M} - оператора:

$$\langle nIM' | \alpha_{2M} | nIM \rangle = C_{IM'2\mu}^{IM} \langle nI || \alpha_2 || nI \rangle \quad (138)$$

Приведенный элемент $\langle nI || \omega_2 || nI \rangle$ зависит от структуры .
коллективной модели, например, в случае гармонического
осциллятора он равен нулю, а в случае ротора $\sim \beta_0$.
Однако модель гармонического осциллятора далека от действительности; реальные ядра лучше описываются существенно ангармоническим осциллятором или моделями типа Давыдова-Чабана. Для таких более реалистических моделей величину $\langle nI || \omega_2 || nI \rangle$ можно с точностью до высших по деформации членов связать с наблюдаемым квадрупольным моментом $Q_2(nI)$, состояния, имеем:

$$\hat{Q}_{2\mu} = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} \geq R_0^2 \omega_{2\mu}^*, \quad (139)$$

тогда видимый квадрупольный момент ядра в
нии есть

$$Q_2(nI) = \langle \Psi_{II}^* | \hat{Q}_{20} | \Psi_{II} \rangle = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} \geq R_0^2 \langle nI || \omega_2 || nI \rangle C_{II20}^{II}, \quad (140)$$

Здесь

$$C_{II20}^{II} = \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}} \quad (141)$$

И, следовательно,

$$\langle nI || \omega_2 || nI \rangle = \frac{\sqrt{5\pi}}{3} \frac{Q_2(nI)}{2R_0^2} \sqrt{\frac{(I+1)(2I+3)}{I(2I-1)}} \quad (142)$$

Таким образом в $|nI\rangle$ состоянии гиromагнитный фактор ядра равен:

$$g_R(nI) = g_0 - g_1 \frac{Q_2(nI)}{2R_0^2} \frac{15}{14} \sqrt{\frac{1+1}{I}} \frac{2I+3}{2I-1} \left(1 - \frac{3}{4I(I+1)}\right) \quad (143)$$

Отсюда вытекает ряд следствий:

Поскольку $Q_2(3^+)$ состояний в ФМКВ равен нулю, то $g_R(3^+) = g_0$. В модели ротатора видимый квадрупольный момент в ротационной полосе весьма слабо зависит от значения момента I , поэтому в ротационных состояниях g_R -должен быть одинаков внутри каждой ротационной полосы.

Однако из сравнения с данными эксперимента в настоящее время каких-либо конкретных суждений извлечь невозможно, поскольку точность определения g_R -факторов вторых возбужденных состояний ядер пока весьма низка (см. таблицу IУ лекции I). Необходимо измерять g_R -факторы $|14_1^+\rangle$ и $|12_2^+\rangle$ состояний хотя бы с той же точностью, какая достигнута в измерениях g_R -факторов первых $|2^+\rangle$ состояний.

§ 4. Магнитные дипольные переходы между возбужденными состояниями в спектре ФМКВ

В спектре излучения четных ядер имеется много смешанных (M1+E2) переходов ядра $I_1 \xrightarrow{(M1)} I_2$. См., например, рис. 7 и рис. 8. Изучение угловой корреляции излучений в

каскадном переходе ядра, одним из этапов которого является переход $I_1 \rightarrow I_2$, позволяет установить величину смеси компонент M_1 и E_2 , а также и знак этой величины.

$$\delta\left(\frac{E_2}{M_1}; I_1 \rightarrow I_2\right) = (\pm) \sqrt{\frac{W_\gamma(E_2; I_1 \rightarrow I_2)}{W_\gamma(M_1; I_1 \rightarrow I_2)}} \quad (I44)$$

$I_1 \rightarrow I_2$

Вероятность E_2 -излучения в переходе ядра определяется матричным элементом α_{2M} -оператора $\langle I_2 || \alpha_2 || I_1 \rangle$. А в случае MI -компоненты в $I_1 \rightarrow I_2$ переходе имеем: ($g \hat{I}_M^{(0)}$ — переходов не дает):

$$W_\gamma(M_1; I_1 \rightarrow I_2) \sim \left| \left\langle \Psi_{I_2 M_2}^* \left| \frac{e}{2M_0 c} g_1 \hat{I}_M^{(1)} \right| \Psi_{I_1 M_1} \right\rangle \right|^2 \quad (I45)$$

Но здесь

$$\left\langle \Psi_{I_2 M_2}^* \left| \frac{e}{2M_0 c} g_1 \hat{I}_M^{(1)} \right| \Psi_{I_1 M_1} \right\rangle = \frac{e \hbar}{2M_0 c} g_1 \frac{45}{28} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times$$

$$\times \sqrt{I_1(I_1+1)} \left(\frac{g_1 + 1}{g_1 - 1} \right) U(12I_1 I_1; 1I_2) \langle I_2 || I_2 || I_1 \rangle C_{I_1 M_1 1M_2}^{I_2 M_2} \quad (I46)$$

$$\langle I_2 || I_2 || I_1 \rangle = \frac{441}{500} \frac{1}{f(I_1, I_2)} \left[\frac{2}{g_1} \frac{(E_1 - E_2)}{\left(\frac{\hbar^2}{M_0 R_0^2} \right)} \right]^2, \quad (I47)$$

Т.о. из отношения вероятностей E_2 и MI -компонент в переходе $I_1 \rightarrow I_2$ ядра чувствительная к модели величина $\langle I_2 || I_2 || I_1 \rangle$ — элемента выпадает и мы получаем:

где:

$$f(I_1 I_2) = (I_1 + I_2 + 3)(I_1 - I_2 + 2)(I_2 - I_1 + 2)(I_1 + I_2 - 1) \quad (I48)$$

$(E_1 - E_2)$ - энергия перехода ядра $I_1 \rightarrow I_2$; M_0 - масса нуклона; $R_0 = \tau_0 A^{1/3}$.

Замечательно то, что в формулу $\delta^2(E_2/M_1)$ входит лишь параметр δ_1 , который в интервале энергии возбуждения, где предполагается, что спектр ядра описывается ФМКВ, должен быть постоянным. Каких-либо элементов конкретной структуры ФМКВ в формулу $\delta^2(E_2/M_1)$ не входит, если не рассматривать сильно запрещенные переходы в предельном случае строго-гармонического вибратора, где необходимо для $E2$ и $M1$ операторов учитывать высшие члены разложения по π_{2M} и α_{2M} операторам. Эта предельная модель не реализуется, как мы ранее видели.

Итак, анализ величины $\delta^2(E_2/M_1)$ в $I_1 \rightarrow I_2$ переходах четных ядер позволяет экспериментально проверять, насколько чисто отделяются коллективные степени свободы из совокупности нуклонных переменных и насколько справедливо описание спектров реальных ядер в терминах ФМКВ. Составление результатов ФМКВ с опытом приведено ниже на рис. № 43-50.

Для сравнения с данными эксперимента удобно перейти к отношению $B(M1)$ и $B(E2)$. Для этого используем релятивистские единицы, где $\hbar = 1$, $c = 1$ и в качестве единицы энергии возьмем $M_e c^2 = 511 \text{ kev}$, тогда $M_0 = 1838 M_\odot$, $R_0 = \tau_0 A^{1/3}$, причем $\tau_0 = 1.2 \text{ fm}$ соответствует величине

$0,4I \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar}{m_e c}$. Введем обозначение $\omega = (E_1 - E_2) / m_e c^2$. Единица энергии $m_e c^2$ удобна, поскольку энергии "вibrationных" возбуждений имеют масштаб $\sim 0,5 \text{ mev}$.

В этих единицах получаем удобные для работы формулы

$$\left[\frac{B(M1; I_1 \rightarrow I_2)}{B(E2; I_1 \rightarrow I_2)} \right]_{\text{ФМКВ}} = 104 \cdot f(I_1, I_2) \cdot A^{-\frac{10}{3}} \cdot \left(\frac{g_1 A}{Z} \right)^2 \quad (149)$$

$$\left[\frac{B(M1; I_1 \rightarrow I_2)}{B(E2; I_1 \rightarrow I_2)} \right]_{\text{S.P.}} = 2,86 \cdot 10^4 \cdot A^{-\frac{4}{3}} \quad (150)$$

Соответственно из данных эксперимента по величине $\delta^2 \left(\frac{E^2}{M_1} \right)$ в тех же единицах находим в этих же единицах:

$$\left[\frac{B(M1; I_1 \rightarrow I_2)}{B(E2; I_1 \rightarrow I_2)} \right]_{\text{exp}} = 3 \cdot 10^{-2} \left(\frac{E_1 - E_2}{511 \text{ kev}} \right)^2 \frac{1}{\delta_{\text{exp}}^2 \left(\frac{E^2}{M_1}; I_1 \rightarrow I_2 \right)} \quad (151)$$

1. На рисунках № 44, 45 и 46 отложены натуральные логарифмы отношения $B(M1)/B(E2)$ согласно формулам (149)-(151) для известных $2' \rightarrow 2$ и других $I' \rightarrow I$ переходов четных ядер. На этих рисунках звездочками помечены переходы из $|1+\rangle$ состояний, как видно величины $B(M1)/B(E2)$ для $1^+ \rightarrow 2^+$ переходов тяготеют к одночастичному пределу.

2. Если коллективное движение охватывает много нуклонов, то формирование магнитного момента в соседних ядрах должно быть обусловлено единым механизмом, поэтому

следует ожидать, что фаза величины $\delta(\frac{E^2}{M_1})$ будет одинаковой в достаточно широких областях атомного веса для каскадов вида, например, $2' \rightarrow 2 \rightarrow 0$.

Ход фазы $\delta(\frac{E^2}{M_1})$ (т.е. знак этой величины) для каждого перехода $2' \rightarrow 2 \rightarrow 0$ приведен на рис. № 43. Как видно из рис. фаза $\delta(\frac{E^2}{M_1}; 2' \rightarrow 2)$ хаотически меняется от ядра к ядру, что свидетельствует об одночастичном характере MI-переходов в четных ядрах.

3. Как видно из рис. № 44, 45 и 46 наблюдаемые величины $\delta^2(\frac{E^2}{M_1})$ никогда не переходят через граничную линию ФМКВ-моделей, полученную в предположении, что гиромагнитный фактор $g_1 = \frac{e}{A}$. Выше уже отмечалось, что это значение g_1 представляется маловероятным, если опираться на простые модельные оценки. Более вероятны значения $g_1 < \frac{e}{A}$.

4. Чтобы иметь представление о роли одночастичных примесей в MI-переходах четных ядер, на рис. 47 приведено распределение $\ln \frac{B(M_1)}{B(E2)}$ (в ред. единицах $\hbar = 1$, $C = 1$, $M_e = 1$) для нечетных ядер, где заведомо имеется по крайней мере одна неколлективная степень свободы. Линия, отмеченная индексом $\beta = 0,3$, соответствует расчету, в котором предполагается, что E2-переход является коллективным, определяемым деформацией $\beta = 0,3$, а для вероятности MI-перехода использована максимальная величина, т.е. одночастичный масштаб Вайскопфа. Как видно из сопоставления рис. № 44 и рис. № 47 в нечетных ядрах точки лежат в среднем ближе к одночастичному пределу примерно на $\Delta \ln \frac{B(M_1)}{B(E2)} \sim 4$, если рассматривать область $A > 50$,

тогда как в области $A < 50$ распределение точек в четных и нечетных ядрах имеет одинаковый характер.

Приведенные данные свидетельствуют о больших одиноччастичных примесях в возбуждениях четных ядер в особенности для ядер с "вибрационным" типом спектра. Отсюда следует, что развитие многопараметрических моделей типа ФМКВ с более сложными $\hat{H}_{\text{ком}}(\omega_{z\mu}, \bar{\tau}_{z\mu})$ гамильтонианами является ложным направлением физики ядра, поскольку не имеет места достаточно чистого выделения этих коллективных переменных из всей совокупности нуклонных переменных и необходимо в гамильтониан модели включать новые степени свободы.

5. Посмотрим теперь (в порядке иллюстрации) некоторые конкретные ядра, именно спектр Fe^{58} и группу изотолов $Cd^{106-116}$.

а. Fe^{58} . В работе [92] проведены измерения величин смесей $\delta(\frac{E^2}{M_1})$ для нескольких переходов типа $2' \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 2$ в спектре состояний Fe^{58} . Эти данные представлены на рис. № 48. Как уже отмечалось, состояния типа $|1+\rangle$ не содержатся в модельном спектре любой ФМКВ. Поэтому сопоставление величин $\delta(\frac{E^2}{M_1}; 2' \rightarrow 2)$ и $\delta(\frac{E^2}{M_1}; 1 \rightarrow 2)$ весьма показательно. Как видно из рис. № 48 $\ln \frac{B(M_1)}{B(E2)}$ в $1 \rightarrow 2$ и $2' \rightarrow 2$ переходах Fe^{58} тяготеют к одночастичному пределу, получаемому из оценки Вайсколфа, т.е. состояния Fe^{58} не могут интерпретироваться в терминах ФМКВ моделей, хотя безусловно можно подобрать такой вариант ФМКВ (например, Давыдова-Чабана), который

"качественно" согласуется с данными по группе нижних состояний Fe^{58} . Отметим, что фактор усиления $0 \rightarrow 2$ перехода на первый 2^+ уровень Fe^{58} равен 16-18, т.е. первый 2^+ -уровень коллективизирован. Подобного рода данные для Y_{ν}^{172} приведены на рис. 48а.

Б. Группа изотопов $Cd^{106 \div 116}$

$$106 \div 116$$

Спектр нижних состояний изотопов Cd приведен на рис. 50. Данные о радиационных E2 переходах и других параметрах спектра состояний этих изотопов сведены в таблицу III. Эти данные свидетельствуют о стабильности параметров спектра ядер Cd относительно изменения числа нейтронов от $N = 58$ до $N = 68$. Коллективные свойства $|2+>, |2'+>$ и $|4+>$ состояний изотопов выражены довольно хорошо: фактор усиления E2-переходов примерно равен ~ 30 . Соотношения интенсивностей конкурентных и каскадных переходов в изотопах отличается от соотношений модели гармонического вибратора, лучше эта группа состояний изотопов Cd описывается в модели Давыдова-Чабана. Величины статических квадрупольных моментов первых $|2+>$ состояний сопоставимы с квадрупольным моментом ротора, который может быть получен из $B(E2; 0 \rightarrow 2)$:

$$|Q_{rot}| = \frac{8}{35} \sqrt{5\pi} \sqrt{B(E2; 0 \rightarrow 2)} \quad (152)$$

т.о. $|Q_{rot}|$ варьирует в пределах от 0,6 е.барн у Cd^{106} до 0,7 е.барн у Cd^{116} .

Посмотрим, однако, данные об MI/E2 смесях в $2' \rightarrow 2$ переходах изотопов $Cd^{106 \div 116}$. Эти величины получены

и [94] и представлены на рис. 49 как распределение $\ln \frac{B(M1)}{B(E2)}$.

Для того, чтобы эти отношения можно было интерпретировать в модели ФМКВ, необходимо допустить для J_1 -фактора значение $\gtrsim 10 \frac{2}{A}$, что представляется совершенно нереальным. Представляет интерес проследить за изменением $\ln \frac{B(M1)}{B(E2)}$ с ростом энергии возбуждения ядра Cd , как это сделано для Fe^{58} . Однако этих данных пока еще нет.

Таблица III
Сводка данных о состояниях изотопов $Cd_{48}^{106} \pm Cd_{48}^{116}$

Величина	$Cd\ 106$	$Cd\ 108$	$Cd\ 110$	$Cd\ 112$	$Cd\ 114$	$Cd\ 116$	[]
$E(2_1^+)$ keV	633	656	618	558	518	93	
$E(2'')/E(2^+)$	2,72	2,54	2,24	2,13	2,16	2,36	
$E(4^+)/E(2^+)$	2,36	2,38	2,35	2,30	2,30	2,36	
$\beta(E2; 0 \rightarrow 2) e^2 10^{-49}$	$4,26 \pm 0,17$	$4,42 \pm 0,18$	$4,67 \pm 0,19$	$5,24 \pm 0,21$	$5,76 \pm 0,23$	$5,81 \pm 0,23$	94
$\beta(E2; 0 \rightarrow 2) e^2 10^{-49}$ син	$\{4,17 \pm 0,29$	$4,17 \pm 0,29$	$4,36 \pm 0,22$	$4,78 \pm 0,33$	$5,60$	$5,53 \pm 0,35$	93
$F(2)$ -фактор усиления	$29 \pm 1,1$	$30 \pm 1,2$	$33 \pm 1,3$	$35 \pm 1,4$	$35 \pm 1,4$		94
$E2$ -перехода	$0 \rightarrow 2$						
$\tilde{\beta}$ -параметр деффор-	0,186	0,195	0,187	0,193	0,197	0,197	97
мации	$B(E2; 2' \rightarrow 2)/B(E2; 2^+)$	6,9	10	24	{70	19,4	94
$\beta(E2; 2' \rightarrow 2)/B(E2; 2 \rightarrow 0)$	$0,57 \pm 0,10$	$0,63 \pm 0,20$	$1,08 \pm 0,29$	$\{1,41 \pm 0,21$	$0,70 \pm 0,20$	$0,63 \pm 0,17$	94
				$0,66 \pm 0,13$			
$B(E2; 4 \rightarrow 2)/B(E2; 2 \rightarrow 0)$	$1,61 \pm 0,19$	$1,40 \pm 0,17$	$1,53 \pm 0,19$	$1,89 \pm 0,23$	$1,83 \pm 0,23$	$1,68 \pm 0,36$	94
$g_R(2^+)$				-	$0,35 \pm 0,15$	$0,30 \pm 0,06$	96
$Q_2(2_1^+) e$ барн	$-0,84 \pm 0,28$	$-0,84 \pm 0,28$	$-0,24 \pm 0,04$	$-0,15 \pm 0,07$	$-0,38$	$-0,88 \pm 0,25$	93
$ Q_{not} _{us} B(E2; 0 \rightarrow 2)$	0,58	0,58	0,60	0,63	0,67	0,73	
e. барн.							

ЛИТЕРАТУРА К ЛЕКЦИИ III

- 84 J.E.Clarkson, R.M.Diamond, F.S.Stephens, I.Perlmutter
Nucl. Phys. A 93 (1967) 272
- 85 J.R.Van Hise, M.C.Kelley, Phys. Rev 1c (1970) 1861
- 86 H.Hübel, W.Kesternich, P.Weigt, E.Bodenstedt,
Nucl. Phys. A 107 (1968) 106
- 87 R.Alves, C.Samour, J.Julien, J.Morgenstern,
International Symposium on Nuclear Structure
Contribution, p 52 Dubna (1968)
- 88 M.Forrer, H.F.Wagner, Nucl. Phys. A 138 (1969) 13.
- 88a G.Kaye, Nucl. Phys. A 108 (1968) 625.
- 89 Д.П.Гречухин. ЖЭТФ 40 (1961) 173; Nucl.Phys. 40 (1963),
422 ЯФ 4 (1966) 691.
- 90 Д.П.Гречухин. Препринт ИАЭ-1635 (1968) ЯФ 10 (1969) 194.
- 91 W.Greiner, Nucl. Phys. 80 (1966) 417.
- 92 C.F.Monahan, N.Lawley, C.W.Lewis, I.G.Main,
M.F.Thomas, P.T.Twin, Nucl. Phys. A 120 (1968) 460.
- 93 S.G.Steadman, A.M.Kleinfield, G.G.Seaman,
J.de Boer, D.Ward, Nucl. Phys. A 155 (1970) 1
- 94 W.T.Milner, F.K.McGowan, P.H.Stelson,
R.L.Robinson, R.O.Sayer, Nucl. Phys. A 129 (1969) 687.
- 95 P.H.Stelson, F.K.McGowan, Phys. Rev 110 (1958) 148.
- 96 G.M.Heestand, R.R.Borchers, B.Herskind,
L.Grodzins, R.Kalish, D.E.Murnice,
Nucl. Phys. A 133 (1969) 310.

ЛЕКЦИЯ I У

ВВЕДЕНИЕ

Ранее в лекциях I-III было продемонстрировано направление развития теоретического описания наблюдаемых колективных свойств возбуждений четных ядер в рамках ФМКВ. Уже простейшие модели - именно модель жесткого ротатора и гармонического вибратора - передают наиболее грубые наблюдаемые закономерности. При этом, разумеется, имеют место существенные расхождения этих модельных спектров от реальных спектров ядер. Одним из путей устранения этих расхождений является последовательное усложнение формы колективного гамильтониана $H_{\text{колл}}(\alpha_{2M}, \Pi_{2M})$, включающего все новые и новые параметры, но сохраняющего основной принцип ФМКВ - описание спектров только колективными степенями свободы α_{2M} . Именно этот путь был нами ранее рассмотрен.

Данные эксперимента убедительно свидетельствуют о несостоятельности этого направления развития ядерных моделей, поскольку непоследовательное усложнение $H_{\text{колл}}(\alpha_{2M})$ без включения других степеней свободы оказывается явно недостаточным шагом для описания всей совокупности уже имеющихся экспериментальных данных. Следует также подчеркнуть, что оставаясь в рамках ФМКВ, мы не можем рассматривать наблюдаемые закономерности изменения ядерных параметров с изменением числа нуклонов (Z и N); это возможно сделать лишь в рамках микроскопических моделей ядра.

Попытки построены микроскопических моделей коллективных возбуждений ядер предпринимались давно и продолжаются по сей день. Однако нет оснований для утверждения, что задача уже успешно решена, хотя многие вопросы в постановке несомненно стали более ясными. Как и ранее, здесь не ставится задачей подробное описание сложившейся к данному моменту времени ситуации в этой области ядерной физики, для этого требуется специальный курс лекций. Наша задача - дать краткое введение к основным положениям, которые приняты в современных микроскопических моделях коллективного возбуждения ядер, необходимо проследить путь развития и формулировки этих положений, что позволяет лучше понять, насколько эти положения основательны и приемлемы. Это необходимо в особенности потому, что многие элементы микроскопических моделей стали традиционными, привычными, они уже не обсуждаются; в большинстве теоретических работ внимание уделяется технике решения и конкретным полученным результатам решаемой задачи, для которой сформулирован гамильтониан модели, при этом, как правило, сам гамильтониан не обсуждается. Представления микроскопических моделей имеют своим истоком модель оболочек, поэтому естественно начать именно с этой модели.

§ I. Немного о теории оболочек

П. Упоминание о теоретических трудностях точного решения задачи многих сильно взаимодействующих частиц, чем является атомное ядро, стало уже традиционным. В настоящее

время для таких ядерных характеристик как полная энергия связи и распределение нуклонов в объеме ядра проведено много расчетов в рамках метода Хартри-Фока (или Томасса-Ферми), а также прямым вариационным методом (или его современной модификацией — методом минимального многомерного полинома). Однако эта задача остается в неудовлетворительном состоянии, прежде всего потому, что до сих пор достоверно неизвестен вид сил между нуклонами, хотя и имеется десятка два различных нуклон-нуклонных потенциалов, параметры которых подогнаны по данным N - N рассеяния в широком интервале энергии относительного движения; неясно также и то, можно ли в расчетах параметров атомного ядра использовать эти нуклон-нуклонные потенциалы. Кроме того, применяемые методы расчета являются заведомо грубыми (приближенными), причем мера допускаемой ошибки расчета также неизвестна. Так применение метода Хартри-Фока в расчете с N - N — потенциалами, полученными из анализа N - N рассеяния, дает для энергии связи ядра величину от 20% до 80% реально наблюдаемой. Если же использовать эффективное взаимодействие нуклонов, параметры которого подбираются по энергии связи выбранных реперных ядер и асимптотике формулы Вейцзеккера, то в этом случае в силу самой процедуры подгонки параметров эффективного взаимодействия получаемые энергии связи, разумеется, ближе к реальным величинам, однако эти расчетные величины для энергии связи от ядра к ядру флюктуируют относительно реальных в интервале порядка ~10%, что составляет 30–100 Мэв в абсолютной величине. Таким образом, эти мето-

ды решения задачи, исходящие из фундаментальных перво-принципов, не могут дать такие тонкие характеристики ядер как спектры возбуждений ядер в интервале до 10 Мэв, для которых имеется огромный объем экспериментальной информации. Естественный путь упорядочения этой информации есть построение модели, таковой и является модель оболочек.

п2. Прежде всего кратко зафиксируем основные экспериментально установленные закономерности в изменении ядерных величин с изменением числа нуклонов Z и N , которые положены в основу модели оболочек:

а) Систематика энергии отрыва последнего нуклона B_n (или B_p) свидетельствует о существовании особых чисел N и Z , где B_n (B_p) максимальны, эти числа именуются магическими: $N_M = 20, 28, 40, 50, 82, 126$. Эти же числа проявляются и в отклонениях полной энергии связи от плавной кривой, даваемой полуэмпирической формулой Вайцзеккера. Здесь мы опускаем область легких ядер до Ca_{20}^{40} , где имеют место иные закономерности.

б) Установлена систематика в чередовании величин угловых моментов j и четности Λ основных состояний ядер, в частности система в появления изомеров.

в) Систематика данных по магнитным моментам основных состояний нечетных ядер показывает, что они ограничены линиями Шмидта, которые есть средние значения оператора магнитного момента нечетного нуклона

$$\hat{\vec{\mu}} = \frac{e\hbar}{2M_0c} (\hat{g}_s \hat{\vec{\sigma}} + \hat{g}_e \hat{\vec{\ell}}) \quad (154)$$

в одночастичном состоянии $\Psi_{nejm}(\vec{r})$:

$$\Psi_{nejm}(\vec{r}) = R_{nej}(r) \sum_{m\sigma} C_{emsv}^{jm} Y_{em}(\vec{r}) \varphi_{sv}, \quad (155)$$

где j - совпадает со значением углового момента ядра в основном состоянии, а величина орбитального момента ℓ - подбирается по четности основного состояния ядра.

г) Систематика данных по дифференциальными сечениям реакций срыва ($d\rho$) ($d\eta$) и подхвата ($p\delta$) ($n\delta$) при энергиях частиц 5-15 Мэв свидетельствует о существовании в ядрах выделенных состояний, на которых процесс срыва (или подхвата) идет с вероятностью существенно превышающей вероятность для других состояний ядер, причем угловое распределение продуктов реакции ($d\rho$) ($d\eta$), проанализированное в простейших схемах прямого процесса, например, в модели Батлера или в первом борновском приближении с искаженными волнами (DWBA), позволяет утверждать, что срыв нуклона идет на состояние с фиксированным орбитальным моментом ℓ . Эти состояния именуются "одночастичными". Проведена систематизация этих данных: положение состояний в спектре ядер E , спин j и орбитальный момент ℓ . Наибольший интерес здесь представляют такие состояния в ядрах с магическим числом нуклонов N_M плюс минус один нуклон, например, Ca^{41} , Sc^{41} , Zr^{91} , Re^{207} , Re^{209} , B^{209} , Te^{207} , для которых в спектрах возбуждений установлены положения нескольких выделяемых в ($d\rho$) ($d\eta$) процессах, "одночастичных" уровней.

на этом мы можем закончить перечисление основных фактов, лежащих в основе модели оболочек, хотя имеются и некоторые другие данные, например, поведение спектров ($\chi\chi$) реакции, однако они не столь рельефно выделяют оболочные эффекты.

п.3. Первоначальная интерпретация этих данных проводится в одночастичной модели, т.е. полагается выделенные выше "одночастичные" состояния, лежащие в ближайшей окрестности основного состояния ядра, могут описываться как состояния одного нуклона, находящегося в среднем поле четного остова $V(\vec{r})$; соответственно для спектра и зем уравнение Шредингера:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M_0} \Delta + V(\vec{r}) \right\} \Psi(\vec{r}) = \varepsilon \Psi(\vec{r}) \quad (156)$$

решение которого дает одночастичные состояния.

Форма и параметры этого среднего ядерного поля $V(\vec{r})$ подбираются так,

а) чтобы воспроизводилась систематика (хотя бы грубо!) значений спинов и четностей основных состояний нечетных ядер;

б) чтобы воспроизводился спектр выделенных "одночастичных" состояний и энергии отрыва нечетного нуклона ядрах типа магический остов плюс-минус один нуклон.

Имеется весьма много различных работ, где проводится такой подбор среднего ядерного поля $V(\vec{r})$ для описания "одночастичных состояний". В настоящее время общепринята форма $V(\vec{r})$ в виде потенциала Вудса-Саксона [97-106]

$$V(\vec{r}) = V_1(\vec{r}) + V_2(\vec{r}), \quad (I57)$$

где

$$V_1(\vec{r}) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}; \quad (I58)$$

$$V_2(\vec{r}) = - \frac{\alpha}{r} \frac{dV_1}{dr} (\vec{e} \cdot \hat{\vec{e}}); \quad (I59)$$

подгоночными являются параметры V_0 (V_0^u , V_0^p), R , a , α .

В несколько иной форме потенциал $V(\vec{r})$ записывается как

$$V(\vec{r}) = V_2 \rho(\vec{r}) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{M_\pi c} \right)^2 (\vec{e} \cdot \vec{s}) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \rho(\vec{r}) \quad (I60)$$

где M_π - масса π -мезона, подгоночные параметры V_2 , V_{so} , a , R ,

$$\rho(r) = \left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right)^{-1} \quad (I61)$$

Параметры потенциала подбирались многими авторами (см. (97-I06)), вообще говоря, эти параметры варьируют от набора к набору в зависимости от того, каким данным при подгонке придается больший вес, большая значимость. По-видимому, наиболее приемлемыми являются набор параметров В.А.Чепурнова [100] :

$$\begin{aligned} V_0^N &= \frac{N}{A} V_{nn} + \frac{Z}{A} V_{np}; & R = Z_0 A^{1/3} = 1,24 A^{1/3} \text{ fm} \\ V_0^P &= \frac{N}{A} V_{np} + \frac{Z}{A} V_{nn}; \end{aligned} \quad (I62)$$

где $V_{np}/V_{nn} = 4,4$;

Если $N=2$, то $V_0 = V_{cp} = 53,3 \text{ mev}$

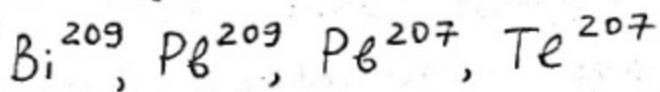
$$a = 0,63 \text{ fm}; \quad \alpha = 0,263 \left(1 + 2 \frac{N-Z}{A}\right) \text{ fm}^2$$

случае протонов к среднему ядерному полю добавляется кулоновский потенциал, который, как правило, аппроксимируется потенциалом равномерно заряженного по объему шара радиуса R . Параметры в различных наборах варьируют по величине в интервале $\pm 15\%$, имеются, впрочем, и наборы со большими отклонениями. Итак, в рамках одночастичной модели мы осуществляем подгонку модельного спектра к группе состояний, которые мы выделяли по некоторым признакам из экспериментального спектра. Схематически это иллюстрируется рис. 51. Различные наборы [97-106] позволяют с различной точностью подгонять модельный спектр к спектру выделенных состояний. Кратко ситуацию можно зафиксировать следующим образом: если берется много ядер типа $mag.$ \pm одна частица, то единым набором параметров одночастичной модели возможно "в среднем" по всей совокупности аппроксимировать этот набор состояний, однако в конкретных

ядрах при этом наблюдаются весьма существенные расхождения модельного спектра и спектра выделенной группы реальных состояний. Если же стремиться максимально близко аппроксимировать спектры выделенных состояний в отдельных ядрах, то полученные таким путем параметры одночастичной модели флуктуируют от ядра к ядру.

п.4. Мы не будем детально рассматривать далее различные варианты одночастичной схемы. Здесь важнее отметить другие факты:

а) реальные спектры состояний ядер в интервале энергии возбуждения до B_n (или B_p) неизмеримо плотнее, чем модельный одночастичный спектр. Это имеет место даже в случае ядер типа двойной маг плюс-минус один нуклон, например, для ядер



б) Вероятности радиационных переходов в нечетных ядрах между состояниями, которые интерпретируются как одночастичные и по энергии которых проводится подгонка параметров среднего поля, не описываются одночастичной моделью.

в) Магнитные моменты и квадрупольные моменты выделенных "одночастичных" состояний нечетных ядер (даже типа маг \pm одна частица) не соответствуют результатам одночастичной модели.

Этот список можно, разумеется, продолжить, однако уже эти факты свидетельствуют о недостаточности одночастичной модели, что приводит к следующему этапу - развития

модели оболочек, именно схеме модели оболочек с "остаточным взаимодействием". Теоретического обоснования этой модели, нет, ее следует принимать как некий абзатц, как постулативную схему. Проследим за структурой этой схемы:

1. Принимается определенная форма среднего ядерного поля $V(\vec{r})$, решение одночастичного уравнения Шредингера дает нам одночастичный спектр состояний $|n\ell jm\rangle$ и E_{nej} . При этом уровни E_{nej} группируются в оболочки, причем границы оболочек определяются набором параметров поля $V(\vec{r})$, разумеется, эти параметры подбираются так, чтобы замыкание оболочек соответствовало наблюдаемым магическим числам. Количество чисел невелико, как мы видели, и параметров поля $V(\vec{r})$ оказывается достаточно, чтобы добиться этого соответствия.

2. Для каждого конкретного ядра проводим $N \times Z$ заполнение одночастичных состояний, при этом, достигая внешних оболочек, проявляем некоторую осторожность, именно выделяем заполненные глубокие состояния как оставов ($N_0 Z_0$) для оставшихся нуклонов $n = N - N_0$ и $p = Z - Z_0$. рассматриваем совокупность всех конфигураций, построенных на одночастичных состояниях, лежащих в окрестности границы Ферми (см. схематическое пояснение на рис. № 52). Эти конфигурации для каждого значения углового момента L и четности π обособленной группы n, p — "внешних" нуклонов дают ограниченное количество состояний $|IM\pi\rangle$, где α — индекс конфигурации. Затем включаем "остаточное" взаимодействие между выделенной группой внешних нуклонов и

численно диагонализуем матрицу энергии, построенную на ограниченной таким путем группе $|IM\bar{P}\rangle$ состояний, и результаты расчета сравниваем с данными эксперимента. Такова схема расчета, который к настоящему времени реализован в весьма большом числе вариантов. Посмотрим, однако, какие вопросы могут здесь возникнуть.

а) Прежде всего - что такое "остаточное взаимодействие?" Стого теоретического основания для определения этого взаимодействия нет. Обычно его берут в форме короткорадиусного нуклон-нуклонного центрального взаимодействия

$$\mathcal{U}_{\text{ост}}(\vec{r}_1 \vec{r}_2) = \mathcal{U}_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) + (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \mathcal{U}_2(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) + (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \mathcal{U}_3(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) + (\vec{\delta}_1 \vec{\delta}_2) (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \mathcal{U}_4(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \quad (163)$$

с радиусом действия $\sim 1 \pm 2 \text{ fm}$, причем функциональная форма сил самая различная - от дельта-функции до потенциала Юкава, но чаще в форме гауссианы, что обусловлено чисто вычислительными удобствами. Реже добавляют к $\mathcal{U}_{\text{ост}}$ тензорные силы. Числовые параметры $\mathcal{U}_{\text{ост}}$ подбираются так, чтобы, по-видимому, согласовать результаты расчета с данными опыта для рассчитываемого спектра ядра.

б) Сколько нуклонов следует считать "внешними"? Обычно этот вопрос решается pragматически, т.е. решение определяется мощностью имеющейся вычислительной машины.

в) Какие состояния одночастичной модели следует включать в построение конфигураций для внешних кулонов? Этот вопрос решается так же, как и ранее, чисто pragматически.

Сколько-нибудь последовательного исследования сходимости результатов расчета при расширении количества "внешних" нуклонов и пространства конфигураций, учитываемых в диагонализируемой матрице энергии, в научной литературе не имеется. Эта схема модели оболочек с остаточным взаимодействием весьма живучая, чему есть свои причины, именно:

1) чего-либо лучшего мы пока не имеем;

2) во многих случаях удается добиться хорошего соответствия результатов расчета с данными опыта, что не очень удивительно, поскольку явных и скрытых подгоночных параметров в этой схеме весьма много, тем не менее согласие с опытом всегда ободряет;

3) хорошо развита техника построения конфигурационных состояний, выглядит эта техника весьма внушительно;

4) поскольку уже проведено много таких расчетов, то почему бы не провести еще один? По существу мы имеем освященную временем традицию, которой часто следуем без особых размышлений.

Все это, конечно, не очень-то утешительно, и проблема строгого теоретического описания спектров возбуждений ядер остается открытой. Тем не менее ^{иного} ~~одного~~ пути решения этой проблемы у нас нет, а потому перейдем к следующему параграфу лекции.

§ 2. Одночастичная модель для нечетных ядер с сильнодеформированным остовом
(Схема сильной связи)

пI. Спектры нечетных ядер редкоземельной и актинидной областей элементов свидетельствуют о наличии у ядер, больших деформаций ($\beta \sim 0,3 \div 0,4$).

Простейшей исходной моделью для описания спектров этих ядер является одночастичная модель, рассматривающая движение одного нуклона в среднем поле деформированного четного остова. Эта модель весьма подробно рассмотрена в учебной литературе (например, [107], [108]) поэтому ограничимся лишь краткой формулировкой основных постулатов модели. Четный остов описывается как жесткое тело, форма которого задана параметрами деформации $d_{\lambda M}$ (в лабораторной системе координат)

$$R(\vartheta\varphi) = R_0 \left\{ 1 + \alpha_0 + \sum_{\lambda M} \alpha_{\lambda M} Y_{\lambda M}(\vartheta\varphi) \right\} \quad (164)$$

Соответственно спектр возбуждений остова - есть спектр жесткого ротатора, обладающего тензором инерции с главными значениями J_α ($\alpha = 1, 2, 3$). Вводя систему координат, сцепленную с осями метода инерции, получаем обычный гамильтониан ротатора

$$\hat{H}_{rot} = \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\hat{R}_\alpha^2}{2 J_\alpha} \quad (165)$$

где \hat{R}_{α} - проекции оператора момента количества движения ротатора на собственные оси симметрии (оси тензора инерции).

Для нечетной частицы имеет обычный гамильтониан

$$H_P = \frac{\hat{P}^2}{2M_0} + V(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu}) \quad (I66)$$

где $V(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu})$ зависит от параметров деформации остова. В настоящее время в качестве $V(r)$ берется потенциал типа Саксон-Вудса:

$$V(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu}) = V_1(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu}) + V_2(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu}), \quad (I67)$$

где

$$V_1(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu}) = - \frac{V_0(\kappa, \rho)}{1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta\varphi)}{a}\right)}, \quad (I68)$$

$$V_2(\vec{r}; \alpha_{\lambda\mu}) = -\alpha([\hat{P} \times \vec{e}] \cdot \text{grad } V_1), \quad (I69)$$

Хотя еще не столь давно в основной массе работ использовался нереалистический потенциал трехмерного осциллятора (модель Нильсона [109]).

Таким образом, полный гамильтониан ядра в одночастичной модели имеет вид:

$$\hat{H} = \left[\frac{\hat{P}^2}{2M_0} + V(\vec{r}, \omega_{\lambda\mu}) \right] + \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\hat{R}_{\alpha}^2}{2\gamma_{\alpha}} \quad (I70)$$

далее используется схема связи угловых моментов вращения
остова \hat{R} и частицы \hat{j} в полный угловой момент ядра \hat{I} :

$$\hat{I} = \hat{R} + \hat{j} ; \quad \hat{R} = \hat{I} - \hat{j} \quad (I71)$$

Естественно перейти к моменту \vec{I} , который есть интеграл
движения. В случае наиболее изученной модели с аксиальным
жестким ротором получаем ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$; $\gamma_3 = 0$):

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2\gamma} \left[\hat{I}^2 - 2\hat{I}_3^2 \right] + (\hat{H}_P + \frac{\hbar^2}{2\gamma} \hat{j}^2) + R\hat{P}C, \quad (I82)$$

где

$$\hat{H}_P + \frac{\hbar^2}{2\gamma} \hat{j}^2 = \frac{\hat{P}^2}{2M_0} + V(\vec{r}; \beta_{20} \beta_{40}) + \frac{\hbar^2}{2\gamma} \hat{j}^2; \quad (I73)$$

$R\hat{P}C$ - кориолисово взаимодействие ротора и час-
тицы:

$$R\hat{P}C = -\frac{\hbar^2}{2\gamma} (\hat{I}_+ \hat{j}_- + \hat{I}_- \hat{j}_+); \quad (I74)$$

$$\hat{I}_{\pm} = \hat{I}_1 \pm i \hat{I}_2 ; \quad \hat{j}_{\pm} = \hat{j}_1 + i \hat{j}_2 ; \quad (I75)$$

здесь \hat{I}_3 — проекция полного углового момента ядра на ось симметрии, она совпадает с проекцией \hat{j}_3 углового момента частицы на эту ось:

$$\langle \hat{I}_3 \rangle = \langle \hat{j}_3 \rangle , \quad (I76)$$

поскольку мы рассматриваем модель с жестким аксиально-симметричным ротатором, форма которого задается в собственной системе координат параметрами $\beta_{20} = \beta_{40}$. (т.е. $\alpha_{20} = \beta_{20}; \alpha_{40} = \beta_{40}$). Решения гамильтониана (I75) в адиабатическом приближении, (т.е. в пренебрежении кориолисовым взаимодействием) для осцилляторного среднего потенциала даны в [I07-I09], в настоящее время адиабатические одночастичные функции для реалистического потенциала типа Саксон-Вудса построены в серии работ Б.Н.Калинкина, Ф.А.Гереева, С.П.Ивановой [I10]. При анализе экспериментальных данных оказывается необходимым учитывать эффекты кориолисова взаимодействия. Превосходный обзор работ по этой теме дан в работе [III], к которой мы отсылаем читателя, поскольку детальное описание различных эффектов и их истолкование в одночастичной модели не является задачей этих лекций.

п2. Естественным продолжением одночастичной модели с деформированным остовом является аналог модели оболочек с "остаточным" взаимодействием. Различается эта модель от случая сферических ядер лишь используемым базисом одночастичных состояний и необходимость учета эффектов Кориолисова взаимодействия. Все вопросы, поставленные

ранее к модели оболочек с "остаточным взаимодействием", остаются в силе и для этой модели, использующей базис функций деформированного ядра.

§ 3. Схема слабой связи

пI. В рассмотренных выше вариантах модели оболочек и схемы сильной связи форма среднего ядерного поля жестко фиксирована. Таким образом, мы не можем проследить в рамках этих схем за переходом ядра из сферического состояния в деформированное. Для описания этого перехода необходимо рассматривать параметры деформации ядра как динамические переменные. Эта схема проводится в модели слабой связи нечетной частицы с деформацией четного остова.

В модели слабой связи четный остов описывается кол-лективными переменными – параметрами деформации $\alpha_{\lambda M}$ и сопряженными с ними импульсами $\bar{P}_{\lambda M}$, т.е. постулируется форма коллективного гамильтониана $H_{\text{колл}}(\alpha_{\lambda M}, \bar{P}_{\lambda M})$. Параметры деформации $\alpha_{\lambda M}$ фиксируют поверхности равной плотности $\rho(\xi(\vartheta \psi)) = \text{Const}$:

$$\xi(\vartheta \psi) = \sum_{\lambda M} \alpha_{\lambda M} Y_{\lambda M}(\vartheta \psi) \quad (I76)$$

Движение нечетной частицы описывается уравнением Шредингера со средним ядерным потенциалом, мгновенная форма которого задается распределением плотности нуклонов

$$V(\vec{r}) = \int G(\vec{r}, \vec{\tau}) \rho(\vec{\tau}) d\vec{\tau} \quad (I77)$$

где $G(\vec{r}, \vec{\tau})$ - короткорадиусное взаимодействие.

Непосредственно эта схема реализуется путем использования потенциала типа Саксон-Вудса для деформированного остова

$$V(\vec{r}, \alpha_{\lambda M}) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta\varphi)}{a}\right)} \quad (I78)$$

Разлагая $V(\vec{r}, \alpha_{\lambda M})$ в ряд по параметрам деформации остова и ограничиваясь линейными членами по $\alpha_{\lambda M}$ получим:

$$V(\vec{r}, \alpha_{\lambda M}) \approx V_{\text{сфер.}}(r) - r \frac{\partial V_{\text{сфер.}}}{\partial r} \sum_{\lambda M} \alpha_{\lambda M} Y_{\lambda M}(\vec{r}), \quad (I79)$$

где

$$V_{\text{сфер.}}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)}; \quad R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (I80)$$

Далее введем $K(r) = -r \frac{\partial V_{\text{сфер.}}}{\partial r}$ и формулируем гамильтониан системы нуклон плюс остов, описываемый колективными переменными $\alpha_{\lambda M}$:

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{ком}}(\alpha_{\lambda M}) + \hat{H}_P(\vec{r}) + \hat{H}_{63}(\vec{r}, \alpha_{\lambda M}), \quad (I81)$$

где

$$\hat{H}_P(\vec{r}) = \frac{\hat{p}^2}{2M_0} + V_{\text{сфер.}}(\vec{r}); \quad (I82)$$

$$\hat{H}_{63}(\vec{r}, \alpha_{\lambda M}) = K(r) \sum_{\lambda M} \alpha_{\lambda M} Y_{\lambda M}(\vec{r}), \quad (I83)$$

Причем в \hat{H}_P в потенциале $V_{\text{сфер.}}(\vec{r})$ учитывается вклад спин-орбитальных сил, т.е. берется полный вид потенциала

модели оболочек, а в $\hat{H}_{\text{бз}}$, как правило, вместо функции $K(r)$ используется константа $\langle K \rangle$, которую подбирают путем согласования результатов расчета с данными опыта.

§4. Вариант схемы слабой связи для остова с квадрупольным фононным спектром возбуждений. Промежуточная связь.

П. В последнее время модификация схемы слабой связи широко используется при описании возбуждений нечетных ядер, четные остовы которых имеют "вибрационный" тип спектра возбуждений. В недавней работе [II2] приведен довольно полный список расчетов, выполненных в рамках единой схемы. Далее кратко изложим саму схему модели и некоторые аспекты расчета.

Гамильтониан нечетного ядра постулируется в форме

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{ком}}(\omega_{2M}, \pi_{2M}) + \hat{H}_p(\vec{r}) + \hat{H}_{\text{int}}(\vec{r}; \omega_{2M}), \quad (I84)$$

где H_p — гамильтониан частицы в сферической потенциальной яме модели оболочек,

$\hat{H}_{\text{ком}}$ — гамильтониан гармонического квадрупольного вибратора:

$$H_{\text{ком}} = \frac{c}{2} \sum_M |\hat{\omega}_{2M}|^2 + \frac{1}{2B} \sum_M |\hat{\pi}_{2M}|^2$$

или, вводя операторы рождения и уничтожения квадрупольных фононов \hat{b}_M^+ и \hat{b}_M :

$$\alpha_{2M} = \left(\frac{\hbar}{2\omega_B} \right)^{1/2} [\hat{b}_M + (-)^M \hat{b}_{-M}^+]; \quad \omega = \sqrt{\frac{C}{B}}$$

получаем:

$$H_{\text{колл}} = \hbar \omega \sum_M [\hat{b}_M \hat{b}_M^+ + \hat{b}_M^+ \hat{b}_M] \quad (185)$$

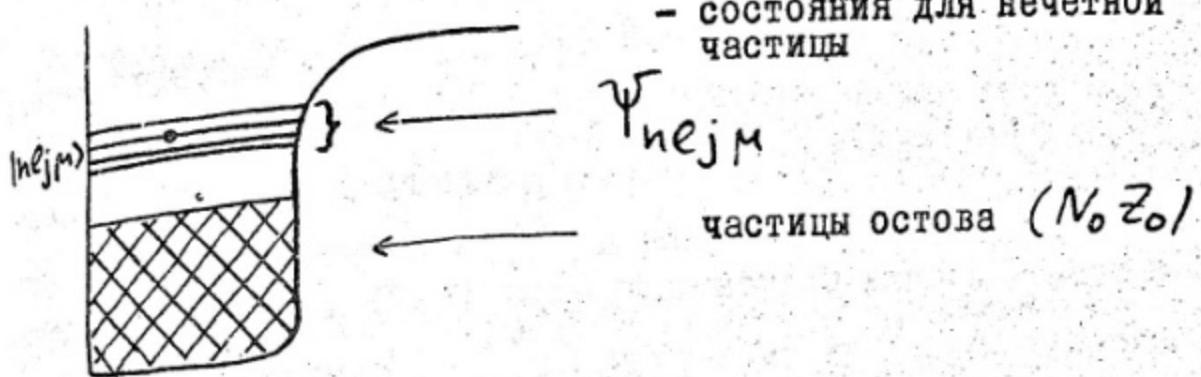
Для оператора взаимодействия частицы с колебаниями остова принимается форма

$$\hat{H}_{\text{int}}(\vec{r}, \alpha_{2M}) = -\xi \cdot \hbar \omega \sqrt{\frac{\pi}{5}} \sum_M (\hat{b}_M + (-)^M \hat{b}_{-M}^+) Y_{2M}(\vec{r}), \quad (186)$$

где ξ - безразмерный параметр связи, величина которого определяется из сравнения результата расчета с опытом, т.е. ξ - подгоночный параметр, а величина $\hbar \omega$, как правило отождествляется с энергией наблюдаемого первого $|2+\rangle$ состояния четного остова, также и параметры В и С находятся из $E(2^+)$ и $B(E2; 0 \rightarrow 2)$ для четного остова. Далее включается единая для всех упомянутых работ процедура приближенного расчета спектра состояний рассматриваемого нечетного ядра (N_0, Z_0) + 1 частица.

Именно:

- а) Модель оболочек фиксирует систему заполненных состояний частицами остова, тождественными с нечетным нуклоном



т.о. для нечетной частицы отбираются несколько пустых уровней модели оболочек вблизи границы ферми, энергии этих состояний рассматриваются как подгоночные параметры. Возбуждения остова ограничиваются несколькими фононами ($N_p < 3$), соответственно состояния остова определяются числом фононов N , угловым моментом R и проекцией на лабораторную ось ν : $|NR\nu\rangle$.

Из состояний частицы Ψ_{nejm} (далее nej - заменяя одним индексом ω) и состояний остова строим базисные функции модели согласно схеме векторного сложения: $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$

т.е.

$$|NR; nej; IM\rangle = \sum_{\mu\nu} C_{R\nu j \mu}^{IM} |NR\nu\rangle \Psi_{nejm}^{(\vec{\omega})} \quad (187)$$

Соответственно собственные функции гамильтониана модели (184) $\Psi_{IM}^{(i)}$ представляем в форме суперпозиции по базисным функциям

$$\Psi_{IM}^{(i)} = \sum_{\omega NR} \alpha_{\omega NR}^{(i)} |NR; \omega; IM\rangle \quad (188)$$

после чего путем численной диагонализации матрицы энергии

$$\left\{ \langle NR; IM | \hat{H} | N'R' \alpha' IM \rangle - E \delta_{NR \neq N'R'} \right\} \{ a_{\alpha' N'R'}^I \} = 0 \quad (189)$$

в представлении базисных функций (187) находятся значения энергии E_{iI} и амплитуды $a_{\alpha' N'R'}^I$, определяющие собственные функции гамильтониана для каждого уровня E_{iI} .

п2. Проверка точности решения на простой модели

Как уже отмечалось выше, в конкретных расчетах спектров нечетных ядер используется ограниченное количество базисных функций $|NR; n \ell j; IM\rangle$, именно: обычно учитываются состояния одной незаполненной оболочки (не более пяти уровней $n \ell j$), а в фононном спектре остова берутся состояния с $N = 0, I, 2, 3$, т.е. с числом фононов не более трех. Таким образом проводится диагонализация обрезанной матрицы энергии. Получаемые после подгонки модельного спектра значения параметра связи ζ оказываются не малыми, они лежат в интервале $1 \leq \zeta \leq 4$. По этой причине эти схемы расчета именуются приближением промежуточной связи в объединенной модели ядра. Не будем пока рассматривать проблему адекватности фононного спектра реальному спектру четного остова, но поставим вопрос о точности применяемой в расчетах процедуры обрезания матрицы энергии при значениях параметра $1 < \zeta < 4$, т.е. рассмотрим проблему сходимости решений при увеличении ранга матрицы путем включения состояний с большим числом фононов. Разумеется такая же проблема имеет место и для процедуры обрезания по числу одночастичных состояний.

Исследование сходимости решений по числу включаемых фононов N для квадрупольных фононов весьма трудоемкая задача, поскольку при заданном числе N вклад вносят состояния с различными R и ранг матрицы резко растет с ростом N . Поэтому процесс сходимости решений рассмотрим в простой модели бесспиновых фононов, матрица энергии которой сохраняет основные черты матрицы для квадрупольных фононов. Эта задача ранее рассматривалась в [II3] здесь воспроизведим результаты.

В качестве модельного гамильтониана возьмем

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2} (\hat{q}^+ \hat{q} + \hat{q} \hat{q}^+) - \alpha (\hat{q}^+ + \hat{q}) \quad (I90)$$

(Все величины энергии в единицах $\hbar\omega$). Т.е. предполагаем, что состояние "нуклона" не изменяется. Это эквивалентно предположению, что j - хорошее квантовое число в модели фононов со спином.

Здесь \hat{q}^+, \hat{q} - операторы рождения и уничтожения "фононов", α - безразмерный параметр связи нуклонной степени свободы с "фононами". Для гамильтониана (I90) известно точное решение: вводим операторы новых фононов $\hat{P}^+ = \hat{q}^+ - \alpha$ и $\hat{P}^- = \hat{q} - \alpha$, тогда $\hat{H}_0 = \frac{1}{2} (\hat{P}^+ \hat{P}^- + \hat{P}^- \hat{P}^+) - \alpha^2$, отсюда для спектра энергии E_n получаем $E_n = (n + \frac{1}{2}) - \alpha^2$. Однако нас интересует не точное значение E_n , а процесс приближения к E_n при обрезании матрицы энергии на числе "фононов" N .

Поэтому разложим Ψ функцию системы в ряд по состояниям остова $\Psi_i = \sum \alpha_{\nu}^{(i)} X_{\nu}$, где $X_{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\nu!}} (\hat{q}^+)^{\nu} X_0$, X_0 - волновая функция "вакуума".

Подставляя разложение $\Psi = \sum \alpha_{\nu} X_{\nu}$ в уравнение Шредингера $H_0 \Psi = \varepsilon \Psi$, получаем матрицу энергии:

$$(\nu - \varepsilon) \alpha_{\nu} - \alpha \sqrt{\nu + 1} \alpha_{\nu+1} - \alpha \sqrt{\nu} \alpha_{\nu-1} = 0 \quad (I91)$$

(здесь постоянная $I/2$ включена в ε , т.о. при $\alpha=0$ (свободный осциллятор) $\varepsilon_{\nu} = \nu$).

Уравнение (I91) рассматриваем, как рекурентное соотношение для коэффициентов α_{ν} . Выбирая α_0 в качестве основного, находим последовательно все α_{ν} через α_0 :

$$\alpha_{\nu} = \frac{f_{\nu}(\varepsilon)}{(-\alpha)^{\nu} \sqrt{\nu!}} \alpha_0, \quad (I92)$$

причем

$$f_{\nu+1}(\varepsilon) = (\varepsilon - \nu) f_{\nu} - \nu \alpha^2 f_{\nu-1}; \quad f_1 = \varepsilon \quad (I93)$$

Обрезанию матрицы (I96) на некотором числе фононов N соответствует равенство $f_{N+1} = 0$ или $\alpha_{N+1}(\varepsilon) = 0$. Отсюда находим ($N+1$) корней $\varepsilon_i(N)$, которые являются собственными значениями гамильтониана в данном приближении. Для каждого корня $\varepsilon_i(N)$ находим набор ам-

плитуд $\alpha_{\nu}^{(i)}(N)$, которые определяют волновую функцию i -состояния. Как видно из (I93) истинным параметром связи является не α , а α^2 , поэтому расчет производился для значений $\alpha^2 = 0,5; 1; 1,5; 2; 3$. Корни $\xi_i(N)$ для каждого α^2 искались графически путем построения соответствующего полинома $f_{N+1}(\xi)$. Результаты расчета уровней энергии для основного и первых трех возбужденных уровней показаны на рис. № 53-58.

Расчеты приведены с точностью логарифмической линейки.

Коэффициенты волновых функций существенно изменяются в интервале изменения N от 1 до 5. Уменьшение $\alpha_{\nu}^{(i)}(N)$ на порядок происходит лишь при $N \sim 5$. Т.о. решение обрезанной матрицы может быть близким к истинному решению лишь при $N \sim 5-6$. Ошибки при расчете матричных элементов операторов с функциями обрезанной при $N \leq 3$ матрицы могут быть велики при $\alpha^2 \geq 2$; в особенности для операторов, пропорциональных (\hat{q}, \hat{q}) , (\hat{q}^+, \hat{q}^+) , $(\hat{q}^{\dagger}, \hat{q}^{\dagger})$ и более высоким степеням операторов \hat{q}^{∞} ; \hat{q}^+ .

Приближение значения $\xi_i(N)$ к истинному значению $\xi_i^{(\infty)}$ может быть по крайней мере в интервале $\Delta N \sim 5$ аппроксимировано экспоненциальной функцией:

$$\xi_i(N) - \xi_i^{(\infty)} \approx \delta_i^{\circ} \exp(-\alpha_i [N - N_i^{\circ}]) \quad (I94)$$

N_i° и δ_i° указаны на рисунке № 57. Для δ_i° имеем соотношение

$$\delta_i^{\circ} \approx \alpha^2 + N_i^{\circ} \operatorname{tg} \varphi(\alpha^2) \quad (I95)$$

Значения $\alpha_i(\alpha^2)$ и $\operatorname{tg} \varphi(\alpha^2)$ приведены в таблице IX.

Ввиду грубости расчета термов энергии значения α_i и $\operatorname{tg} \varphi$ отражают лишь качественно поведение матрицы энергии.

Таблица IX

α^2	α_0	α_1	α_2	α_3	$\bar{\alpha}$	$\operatorname{tg} \varphi$
1,0	0,80	0,75	0,70	0,60	0,70	1,50
1,5	0,75	0,65	0,55	0,50	0,60	1,75
2,0	0,70	0,55	0,45	0,40	0,50	1,90
3,0	0,55	0,40	0,40	-	0,45	2,20

Чтобы иметь представление о поведении уровней $E_{i,I}$, получаемых в модели с квадрупольными фононами в рамках вышеприведенной схемы расчета ($N \leq 3$), на рис.59, взятом из работы [II4] воспроизведено поведение уровней ядра I_{53}^{127} , интерпретируемого в [II4] в модели нечетный протон (состояния $2d\ 5/2; 2d\ 3/2; 1g\ 7/2$) плюс остов ($T_{e^{+}}^{126}, E_{2+} = \hbar\omega = 673$ кэв). Расчет в [II4] выполнен в базисе состояний модели с фононными состояниями остова до $N = 3$. Как видно из рис.59 общая тенденция изменения всех уровней с ростом ξ соответствует получаемой в модели с бесспиновыми фононами (см.рис.№ 53). Прямого соотношения между параметром α и параметром ξ рассматриваемых моделей установить нельзя, поскольку для фононов со спином параметр ξ входит с матричным эле-

ментом, который зависит от угловых моментов состояний. Однако путем прямого сравнения поведения уровней $E_i(\alpha)$ и $E_{iI}(\xi)$ можно найти численное соответствие. Например, уровень $7/2$ (отмечен на рис. № 59) при $\xi = 4$ опускается на $2\hbar\omega$ относительно положения при $\xi = 0$, но смещение уровня грубо пропорционально α^2 , т.о. $\xi = 4$ соответствует значению $\alpha = \sqrt{2} = 1,41$. Нет необходимости проводить другие примеры расчетов в модели нуклон плюс остов ($N \leq 3$) поскольку демонстрируемая рис. 59 общая тенденция в поведении уровней $E_{iI}(\xi)$ является типичной; в спектрах разных ядер имеется различие лишь в несущественных деталях, обусловленные тем, что нечетная частица может занимать различные для разных ядер одиночечные состояния $|n\ell j\rangle$, вследствие чего меняются матричные элементы. Эти детали спектра крайне важны для сравнения с экспериментом. Однако они не играют роли в оценке погрешности метода расчета при $N \leq 3$ путем сопоставления с моделью бесспиновых фононов. На основании такого сравнения можно утверждать, что при $\alpha \geq 1$ обрезание фононного спектра на трех фононах привносит весьма существенную ошибку, в особенности для возбужденных состояний, возникающих при $\xi = 0$ из одно- и двухфононных возбуждений. Необходимо каждый раз исследовать выход значений энергий E_{iI} на асимптоту при $N \rightarrow \infty$, для чего при $\alpha \geq 1$ необходимо учитывать пять-шесть фононных возбуждений. В литературе, однако, стсутствуют такие исследования сходимости результатов по рангу обрезанной матрицы энергии даже для тех случаев, когда параметр ξ

сказался ~ 4. Без проведения исследования сходимости термов \mathcal{E}_{ij} и амплитуд по рангу обрезаемой матрицы получаемые в подобных расчетах результаты являются, мягко говоря, по крайней мере сомнительными, а достигаемое "согласие" с опытом есть факт случайный.

п3. Вариант объединенной модели для четных ядер; схема: остов с фононным спектром плюс два "внешних" нуклона

Гамильтониан системы берется в форме (I84):

$$H = \hat{H}_{\text{КОЛЛ}}(\alpha_{2M} \pi_{2M}) + \hat{H}_p(\vec{\tau}_1) + \hat{H}_p(\vec{\tau}_2) + H_{\text{int}}(\vec{\tau}_1 \alpha_{2M}) + \\ + \hat{H}_{\text{int}}(\vec{\tau}_2 \alpha_{2M}) + U(\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2),$$

включается лишь коротко радиусное взаимодействие между двумя "внешними" нуклонами. Схема этого типа была рассмотрена Розом [II5] и затем применена для детального расчета спектров некоторых четных ядер, например, изотопов Te в [II6], изотопов Hg в [II7], где можно найти ссылки и на другие работы. Более общее сопоставление свойств нижних состояний четных ядер в "вибрационной" области с этой моделью остов плюс два внешних нуклона проведено в [II8]. Процедура расчета спектра в этой модели практически та же, что в модели нуклон плюс остов; как и ранее в расчетах ограничивают базис состояний остова тремя фононами, а количество одночастичных состояний для двух "внешних" нуклонов - состояниями незаполненной оболочки. Естественно, что в рамках этой модели

многие трудности ФМКВ обходятся, например, совершенно естественно возникают и $|1^+\rangle$ состояния. Спектр возбуждения четного ядра в этой модели значительно богаче, чем в ФМКВ, так как добавлены две одночастичные степени свободы, что есть качественный шаг по сравнению с ФМКВ. Чтобы иметь представление о результатах этой модели на рис. № 60 и № 61 воспроизведены полученные в [II6] спектры изотопов Te и поведение уровней в зависимости от параметра α связаны с вибрациями остова, который здесь определяется как

$$\alpha = \frac{\langle K \rangle}{\sqrt{4\pi}} \left(\frac{\hbar\omega}{2c} \right)^{1/2} \quad (19)$$

и взаимодействия между нуклонами берется в форме сил спаривания с константой $G = 0,25$ Мэв, т.е. весьма близко к дельта-функционному. На рис. № 62, 63, 64, 65 воспроизведены результаты работы [II8] для группы четных ядер в схеме вибрирующий остов плюс два "внешних" нуклона, взаимодействующих силами вида

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -3\mathfrak{D} (3 - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \exp\left(-\frac{\chi^2}{\chi_0^2}\right) \quad (197)$$

где $\chi = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, $\vec{\sigma}_1$, $\vec{\sigma}_2$ - спиновые матрицы нуклонов. Параметр \mathfrak{D} , согласно [II8], есть отношение энергии первого $|2^+\rangle$ уровня системы двух взаимодействующих нуклонов в поле жесткого сферического остова к энергии фононного возбуждения остова $\hbar\omega$. Как видно

из приведенных на рис.62-65 данных , эта модель согласуется с данными лпыта по нижним $|2_1^+\rangle$ $|0^+\rangle$ $|2^+\rangle$ $|4^+\rangle$ состояниями четных ядер также хорошо, как и варианты ФМКВ, например, модель Давыдова-Чабана. Разумеется, модель остав плюс два нуклона более гибкая, чем ФМКВ, поскольку есть новое качество - две нуклонных степени свободы и кроме того ряд параметров численных, например, параметры нуклон-нуклонного взаимодействия (I97).

§ 5. Формулировка микроскопических моделей коллективных возбуждений ядер

Варианты объединенной модели типа оставов с коллективными возбуждениями плюс внешние (один или два) нуклона в силу большей гибкости конструкции и большего числа подгоночных параметров позволяют добиваться "качественного согласия" с данными эксперимента. Однако те варианты моделей, где остав не является жестким, в общем плане неудовлетворительны, поскольку они непоследовательны в описании системы нуклонов ядра - остава, тождественных с выделенными "внешними" нуклонами? Другой дефект этих вариантов объединенной модели, присущий также и вариант ФМКВ, состоит в том, что в рамках этих моделей описывается лишь спектр возбуждений каждого отдельного ядра, для которого по данным опыта определяются численные значения параметров модельного гамильтониана. Очевидно, что эти модели - объединенная и ФМКВ - по своей логике не могут дать закономерностей изменения физических параметров ядер с

изменением чисел нуклонов N и Z , эти зависимости находятся вне рамок феноменологических моделей. Таким образом, проблема полного описания коллективных возбуждений атомных ядер, включающего и закономерности с изменением N и Z , требует иного подхода; здесь видим два пути:

- a) Пытаться решить уравнение Шредингера для системы ($N+Z$) нуклонов, взаимодействие между которыми является реалистическим (т.е. определено из данных двухнуклонной задачи), либо это взаимодействие подобрано как эффективное по данным эксперимента для энергий связи ядер;
- б) построить приемлемую микроскопическую модель.

Попытки анализа состояний ядер в схеме первой возможности (а) предпринимаются лишь в последнее время, успехи на этом пути более чем скромные, и мы не будем детально рассматривать эти работы.

Наибольшие усилия были затрачены на развитие микроскопической модели, которая получила название – модель "парное плюс квадруполь-квадрупольное взаимодействие". Основные представления этой модели являются развитием модели оболочек ядра. Далее рассмотрим основные элементы этой микроскопической модели. Поскольку в модели описывается система тождественных нуклонов, естественно использовать аппарат вторичного квантования.

I. В исходном приближении рассматривается система нуклонов, заполняющих одночастичные состояния в потенциальной яме, которая для каждого ядра (N, Z) задается в форме потенциала Саксона-Вудса [97-106] (ранее использо-

валась модель Нильсона с осцилляторной ямой). Решение одночастичного уравнения Шредингера дает нам спектр состояний одной частицы $|n\ell jm\rangle$ и уровни энергии $\epsilon_{n\ell j}$.

Далее для простоты будем использовать сокращения:

$$\epsilon_{n_1 \ell_1 j_1} = \epsilon_1 \quad (198)$$

$$|n_1 \ell_1 j_1 m_1\rangle = |1 m_1\rangle$$

Соответственно вводим фермионные операторы рождения и уничтожения частиц в состояниях $|n\ell jm\rangle$: \hat{a}_m^+ и \hat{a}_m^- , так что гамильтониан незаимодействующих частиц имеет вид

$$\hat{H}_P = \sum_1 \epsilon_1 \sum_m \hat{a}_m^+ (1) \hat{a}_m^- (1) \quad (199)$$

2. Между нуклонами включаем короткорадиусное взаимодействие, как это делается в модели оболочек.

$$-\frac{1}{2} \sum_{1234} \langle 1m_1 2m_2 | V | 3m_3 4m_4 \rangle \hat{a}_{m_1}^+ (1) \hat{a}_{m_2}^+ (2) \hat{a}_{m_3}^+ (3) \hat{a}_{m_4}^+ (4) \quad (200)$$

Однако в порядке упрощения матрица этого короткорадиусного взаимодействия обычно заменяется более простой матрицей сил спаривания:

$$-\frac{1}{2} G \hat{P}^+ \hat{P}^- , \quad (201)$$

где

$$\hat{P} = \sum_1 \sqrt{2j+1} \hat{A}_{oo}^{(11)} \quad (202)$$

$\hat{A}_{00}^{(11)}$ есть частный случай парного оператора

$$\hat{A}_{KM}^{(12)} = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_1 - m_1 + j_2 - m_2} \begin{pmatrix} j_1 & K & j_2 \\ -m_1 & M & m_2 \end{pmatrix} \hat{a}_{-m_2}^{(2)} \hat{a}_{m_1}^{(1)} \quad (203)$$

$\begin{pmatrix} J_1 & J_2 & J_3 \\ M_1 & M_2 & M_3 \end{pmatrix}$ - символ Вигнера.

Константы сил спаривания G для протонов и нейтронов подбираются путем сравнения результатов расчета с опытом; как установлено, они являются плавными функциями чисел N , Z и A .

3. В схеме объединенной модели типа нуклон плюс остовы принята форма взаимодействия нуклона с деформацией остова в виде:

$$\langle K \rangle \sum_m \alpha_{2m} Y_{2m}(\vec{r}) \quad (204)$$

Здесь параметр α_{2m} характеризует квадрупольный момент остова, а Y_{2m} - оператор квадрупольного момента частицы. Это взаимодействие частицы с деформируемым средним ядерным полем остова преломилось в микроскопической модели в форму квадруполь-квадрупольного взаимодействия:

$$-\frac{1}{2} \alpha \sum_{M=-2}^{+2} \hat{Q}_M^+ \hat{Q}_M^- \quad (205)$$

здесь:

$$\hat{Q}_M = \sum_{1,2} q_{12} \hat{B}_{2M}^{(1,2)} \quad (206)$$

причем

$$\hat{B}_{Km}^{(1,2)} = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_1 - m_1} \binom{j_1 \ k \ j_2}{-m_1 \ m \ m_2} \hat{a}_{m_2}^+ (2) \hat{a}_{m_1}^{(1)} \quad (207)$$

Константа квадрупольных сил χ также полагается плавной функцией чисел N, Z и A ; она подбирается по данным опыта. Q_{12} - матричный элемент одночастичного оператора $P_v(\tau) Y_{2M}(\vec{\tau})$, где функция $P_v(\cdot)$ (v -индекс типа частиц: протон или нейtron) ранее принималась для простоты равной χ^2 , однако в последнее время вопросы выбора $P_v(\tau)$ стали уделять больше внимания, см. по этому поводу работу [II9], где рассматривается проблема мальтиполь-мальтипольных сил, и также [I20].

Итак, в рассматриваемой наиболее популярной микроскопической модели гамильтониан системы принимается в форме:

$$\hat{H} = \sum_1 \varepsilon_1 \sum_m \hat{a}_m^+ (1) \hat{a}_m^{(1)} - \frac{1}{2} G \hat{P}^+ \hat{P} - \frac{1}{2} \chi \sum_{M=-2}^{+2} \hat{Q}_M^+ \hat{Q}_M \quad (208)$$

Мы проследили за развитием феноменологических моделей, которые привели к формулировке этого гамильтониана. Чтобы рассмотреть полученные в различных вариантах микроскопической модели результаты, сопоставить их с данными эксперимента, а также проследить за точностью применяемых в процессе решений приближений, необходим новый курс лекций. Интересующиеся этими вопросами могут обратиться к последним работам в этой области [II9-I22], в которых имеет-

ся также довольно полная библиография по затронутой здесь проблеме микроскопического описания коллективных возбуждений атомных ядер.

- 97 П.Э.Немировский. Современная модель атомного ядра.
Атомиздат, 1960.
- 98 П.А.Слив, Б.А.Полчок. ЖЭТФ 36 (1959) 539
- 99 A.A.Ross, H.Mark, R.D.Lowson, Phys. Rev. 102 (1956) 1613.
- 100 В.А.Чепурнов. ЯФ 6 (1967) 955
- 101 K.Takeuchi, P.A.Moldauer, Phys. Lett. 28B (1969) 384.
- 102 C.J.Batty, Phys. Lett. 31B (1970) 496.
- 103 G.J.Pyle, G.W.Greenlees, Phys. Rev. 181 (1969) 1444.
- 104 E.Rost, Phys. Lett. 26B (1968) 184.
- 105 C.J.Batty, G.W.Greenlees, Nucl. Phys. A133 (1969) 67.
- 106 T.Bloemqvist, S.Wahleborn, Arkiv för Fysik
16 (1960) 545.
- 107 Ядерные реакции т.І. ГИЛОАНІТ. М., 1962, Глава X.
А.Керман. Вращательное движение ядер.
- 108 М.Престоп, Физика ядра.
Изд-во "Мир", Москва, 1964.
- 109 Деформация атомных ядер. Изд-во иностранной литературы, Москва, (1958).
- 110 Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинин, Препринты
ОИЯИ Р 4-2976 (1966); Р 4-3325 (1967);
Р 4-3326 (1967); Р 4-3451(1967).
- III Н.И.Пятов, М.И.Черней. Препринт ОИЯИ Р4-4966(1970)
М.И.Черней, В.Д.Овсянников. Препринт ОИЯИ Р3-4168
(1968)
Н.И.Пятов, М.И.Черней. Препринт ОИЯИ Р4-4533 (1969)
- II2 F.C.Bailey, D.C.Choudhury, Nucl. Phys.
A144 (1970) 628

- II13 Д.П.Гречухин. ЖЭТФ 37 (1959) 1026.
- II14 M.L. Rustgi, T.G. Lucas, S.N. Mukherjee
Nucl. Phys. A 117 (1968) 321.
- II15 B.J. Raz, Phys. Rev. 114 (1959) 1116.
- II16 V. Lopac, Nucl. Phys. A 155 (1970) 513.
- II17 A. Covello, G. Santoris, Nucl. Phys.
A 149 (1970) 41.
- II18 N. Macdonald, Nucl. Phys. 48 (1963) 500.
- II19 K. Kumar, B. Sorensen, Nucl. Phys. A 146 (1970) 1.
- II20 B. Sorensen, Nucl. Phys. A 142 (1970) 411.
- II21 С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский, Институт ядерной физики
СО АН СССР. Препринт 298 (1969), Новосибирск.
- II22 N.I. Pyator, Arkiv för Fysik
36 (1967) 667.

РИСУНКИ К ЛЕКЦИИ №1.

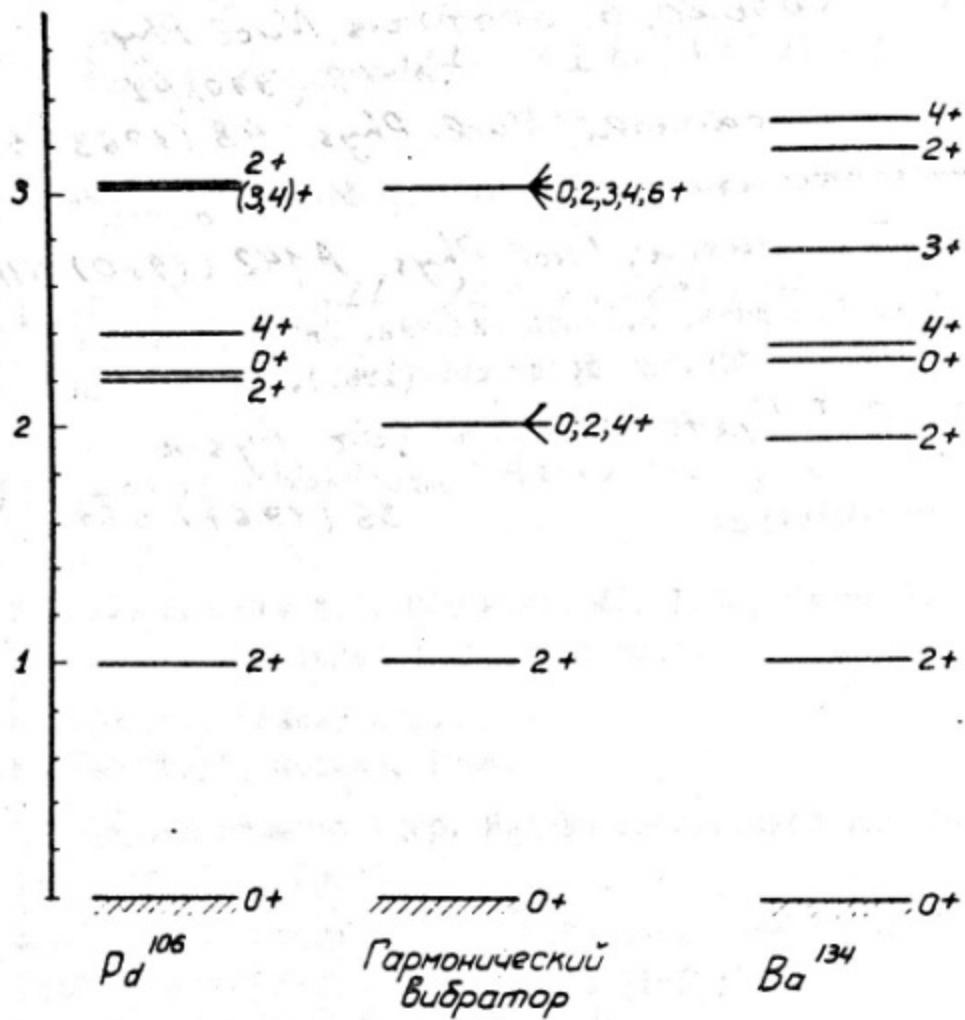


Рис.1. "вибрационные" спектры ядер Pd^{106} и Ba^{134} .

26 ————— 12+

20,44 ————— 12+

18,33 ————— 10+

16,8 ————— 10+

15,01 ————— 10+

12 ————— 8+

11,2 ————— 8+

10,59 ————— 8+

6,72 ————— 6+

7 ————— 6+

6,332 —————

3,28 ————— 4+ 3,33 ————— 4+ 3,163 ————— 4+

?

1 ————— 2+

1 ————— 2+

1 ————— 2+

0 ————— 0+

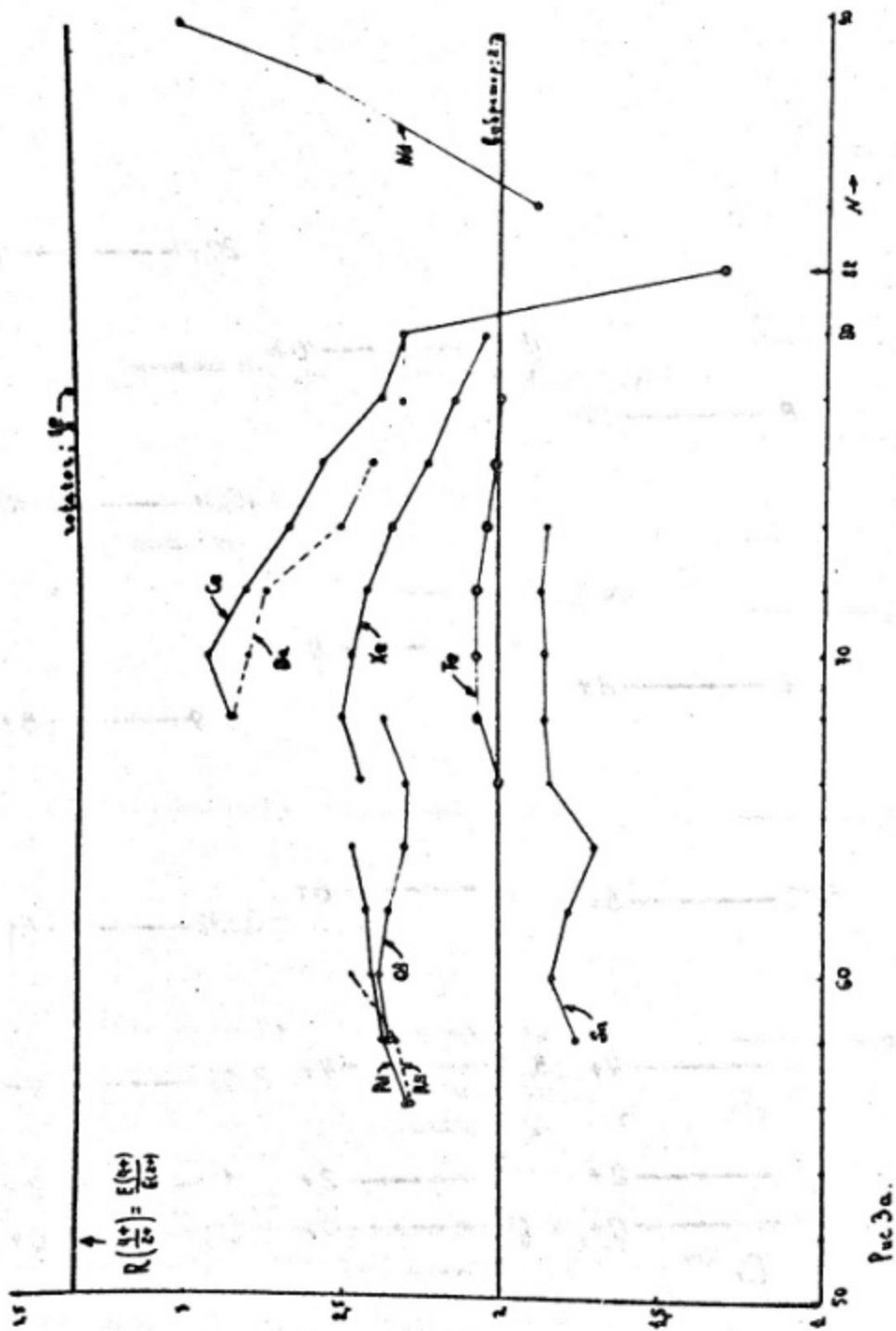
0 ————— 0+

0 ————— 0+

 $\varepsilon_{\gamma}^{164}$

Ramanop

Os 186



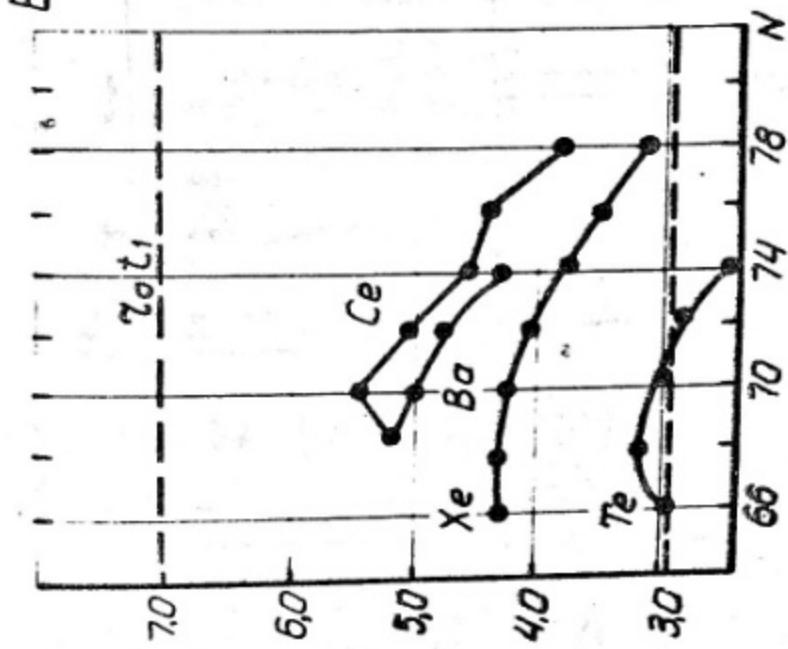
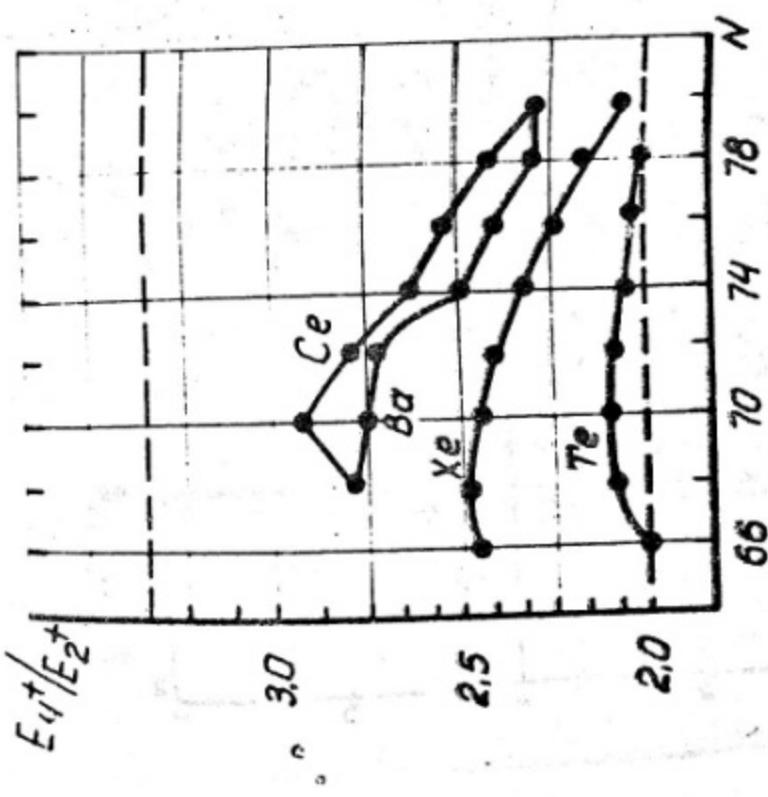
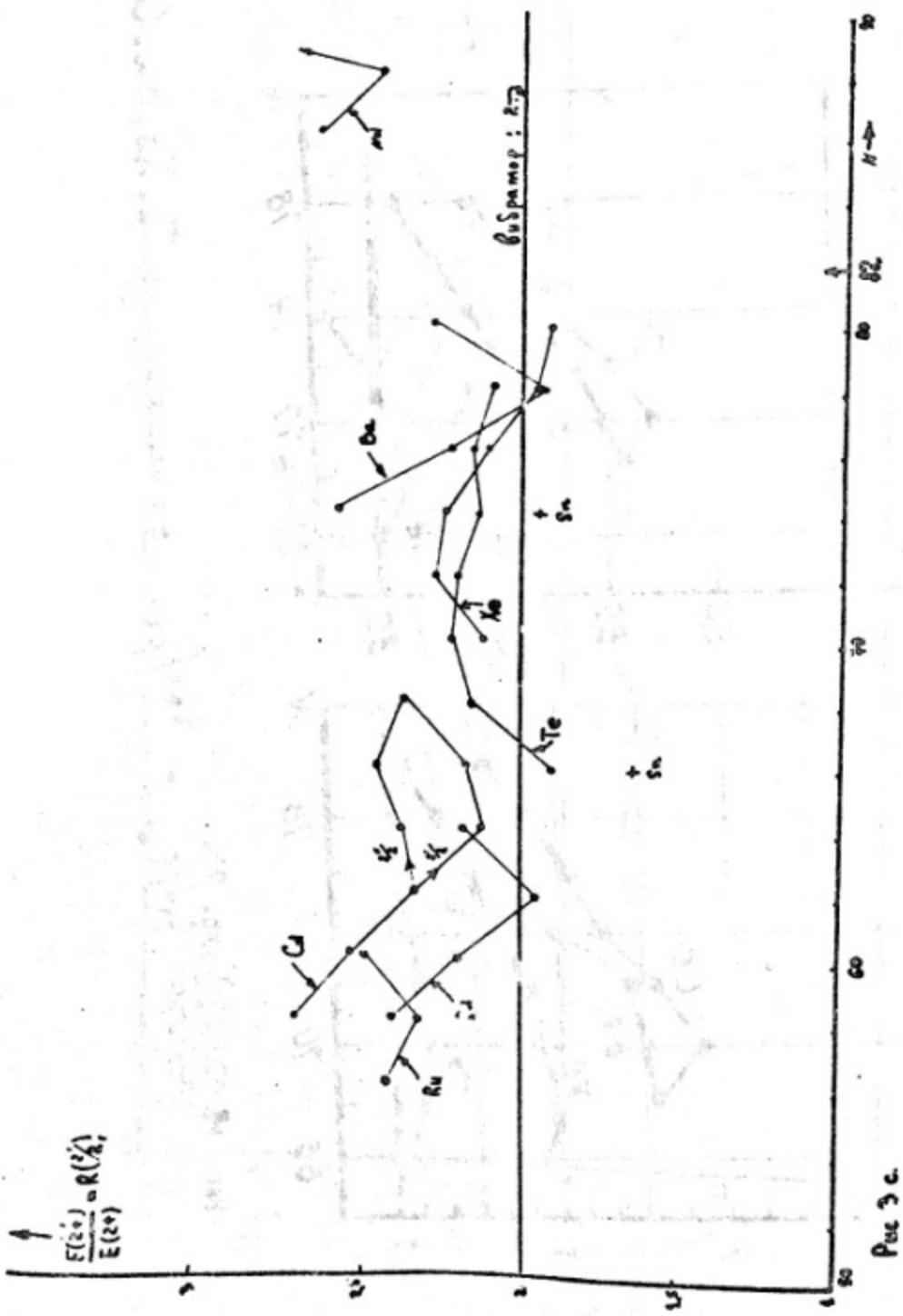
E_{6+}/E_{2+}  E_{4+}/E_{2+} 

Рис. 56 (См. [4] рис. 7).
Оптическое E_{4+}/E_{2+} и E_{6+}/E_{2+}
в спектрах изотопов Te , Xe , Ba , Ce .



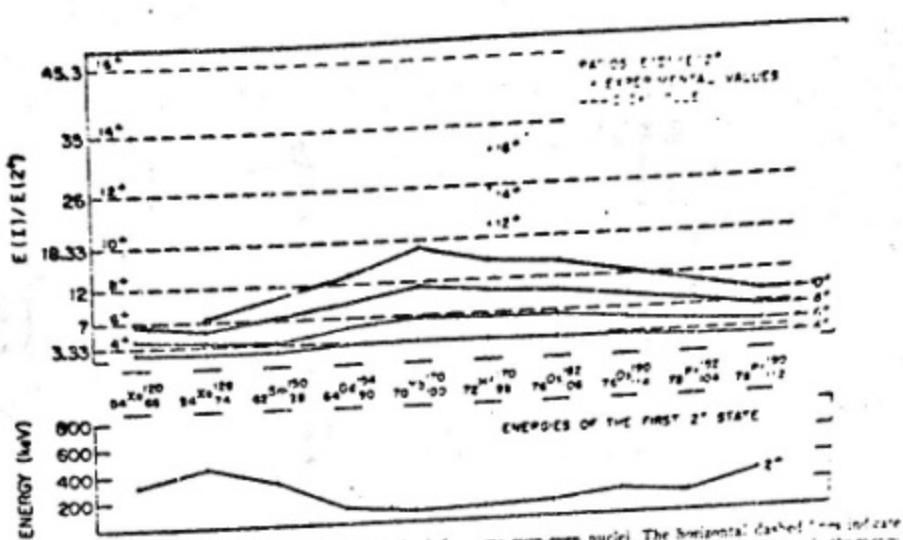


Fig. 3c. Energy ratios E_1/E_2 (above) and energies E_2 (below) for some even-even nuclei. The horizontal dashed lines give the values given by the $I(I+1)$ rule. The deviations from this rule increase as nuclei become less deformed. Simultaneously the energy of the first 2^+ state increases.

Pue 3d. (cm [60] puc 1.)

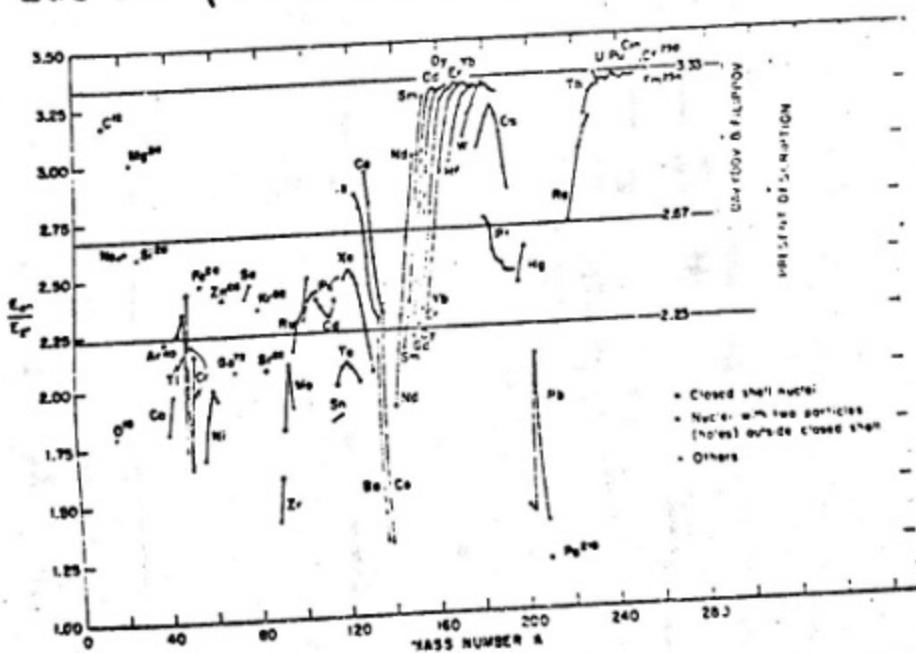
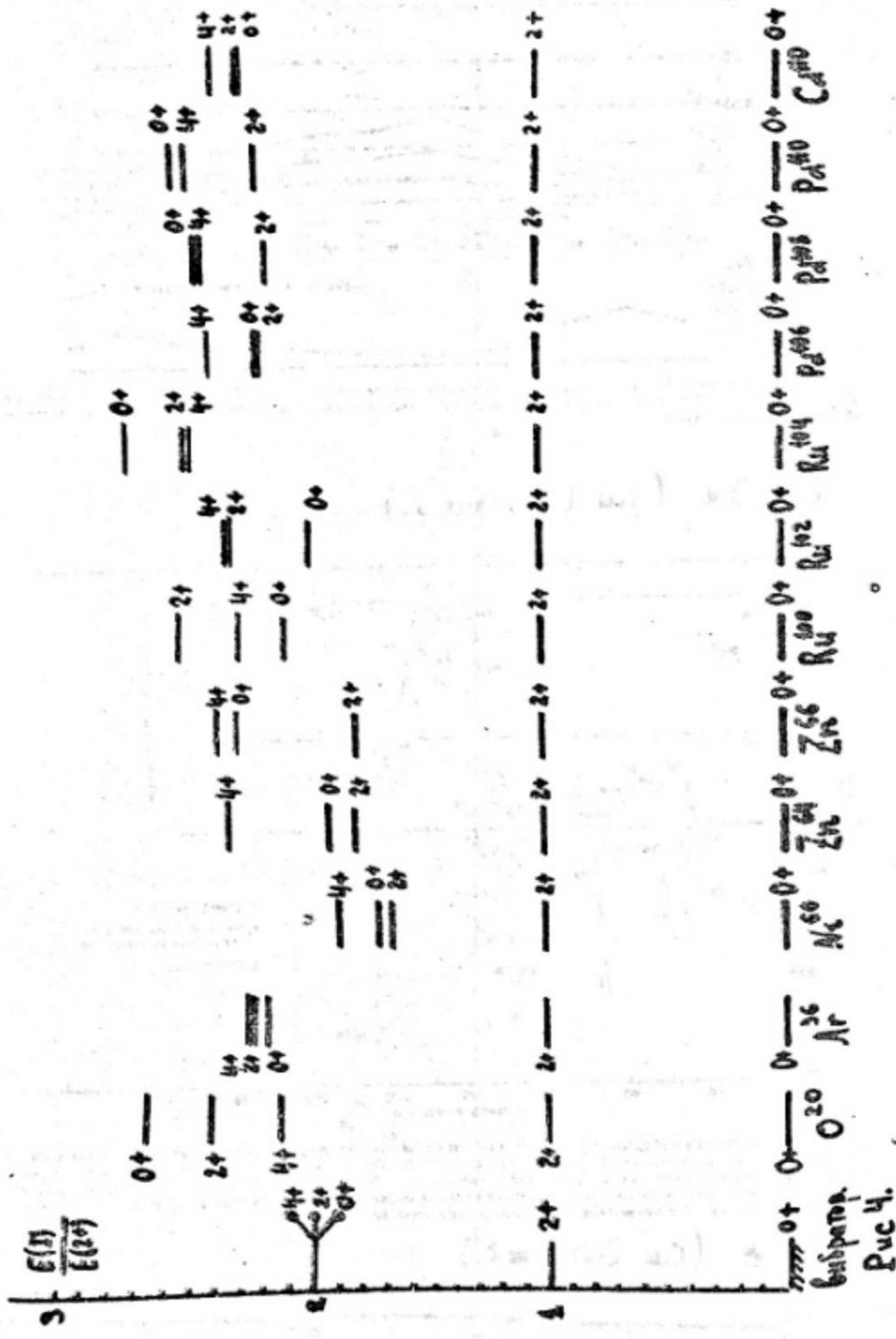


Fig. 3d. Experimental values of E_1/E_2 (ratio of energy of the first 4^+ state to the energy of the first 2^+ state) in even-even nuclei. The horizontal line at the top indicates the value given by the $I(I+1)$ law. The interval $2.67 < E_1/E_2 < 3.33$ corresponds to the predictions of the asymmetric rotor model of Pavlylov and Filippov. Ratios in the interval $2.23 < E_1/E_2 < 3.33$ lie within the limits of the present description, which is successful in fitting the known ground-state bands of nuclei in this interval. Most of the nuclei below $E_1/E_2 = 2.23$ have no more than two particles ('holes') outside a single closed shell.

Pue 3e (cm [60] puc 2.)



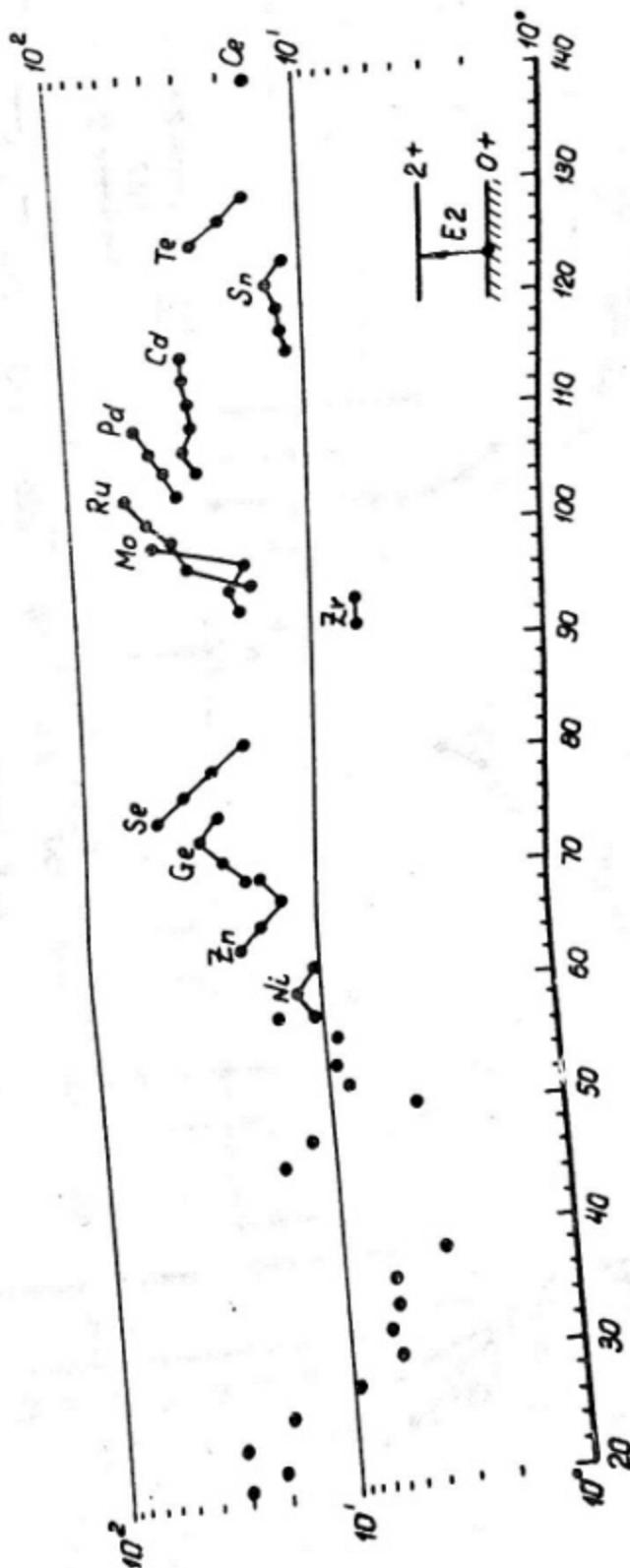


Рис. 5. Коэффициент усиления $E2$ -перехода $|0^+\rangle \rightarrow |2^+\rangle$ в четных ядрах.

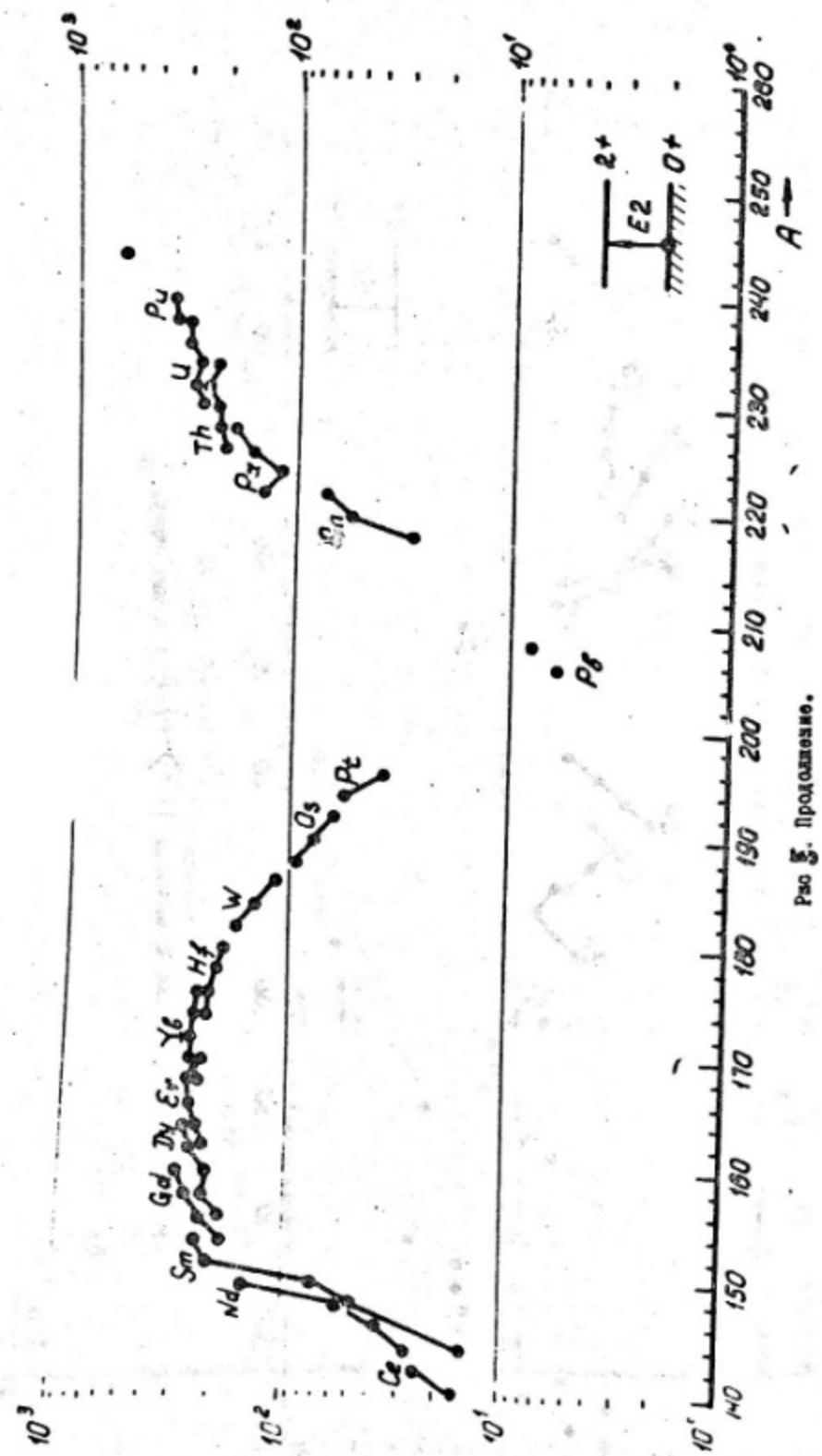


Рис. 5. Продолжение.

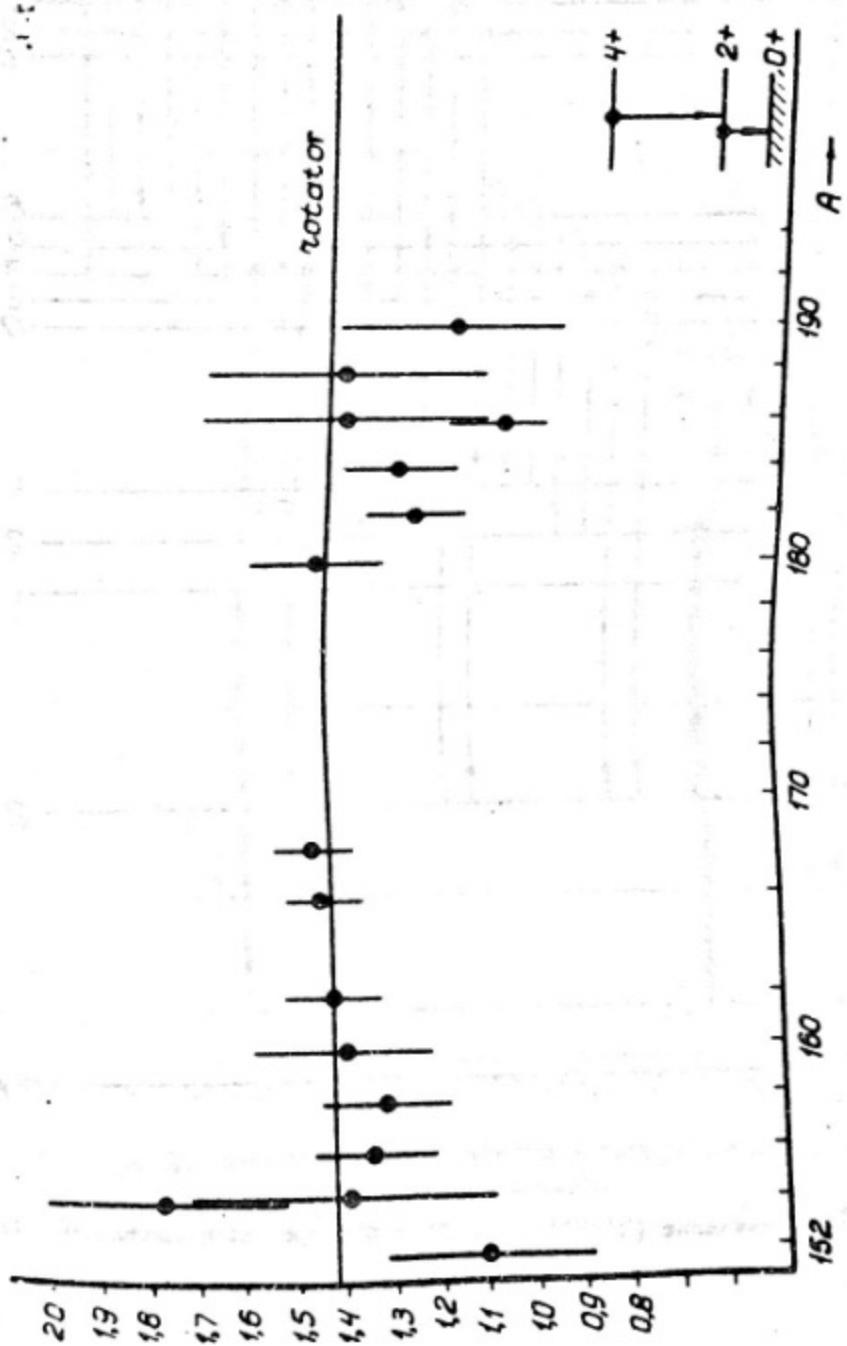


Рис. 6. Отношение $\frac{B(\epsilon 2; 4 \rightarrow 2)}{B(\epsilon 2; 2 \rightarrow 0)}$ для ядер с ротационным спектром.

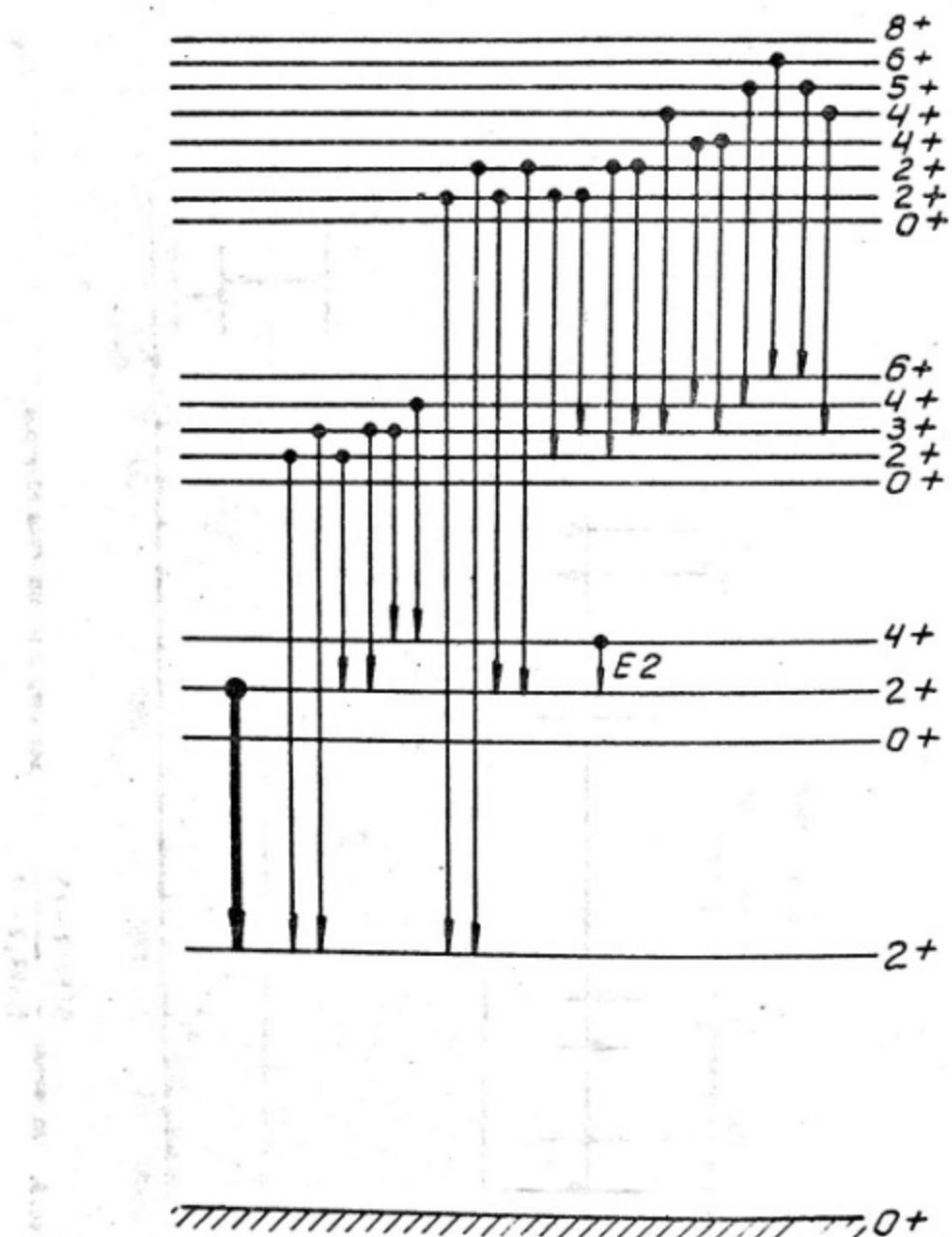


Рис.7. Смешанные (MI+E2)-переходы в спектре "вибрационного" типа.

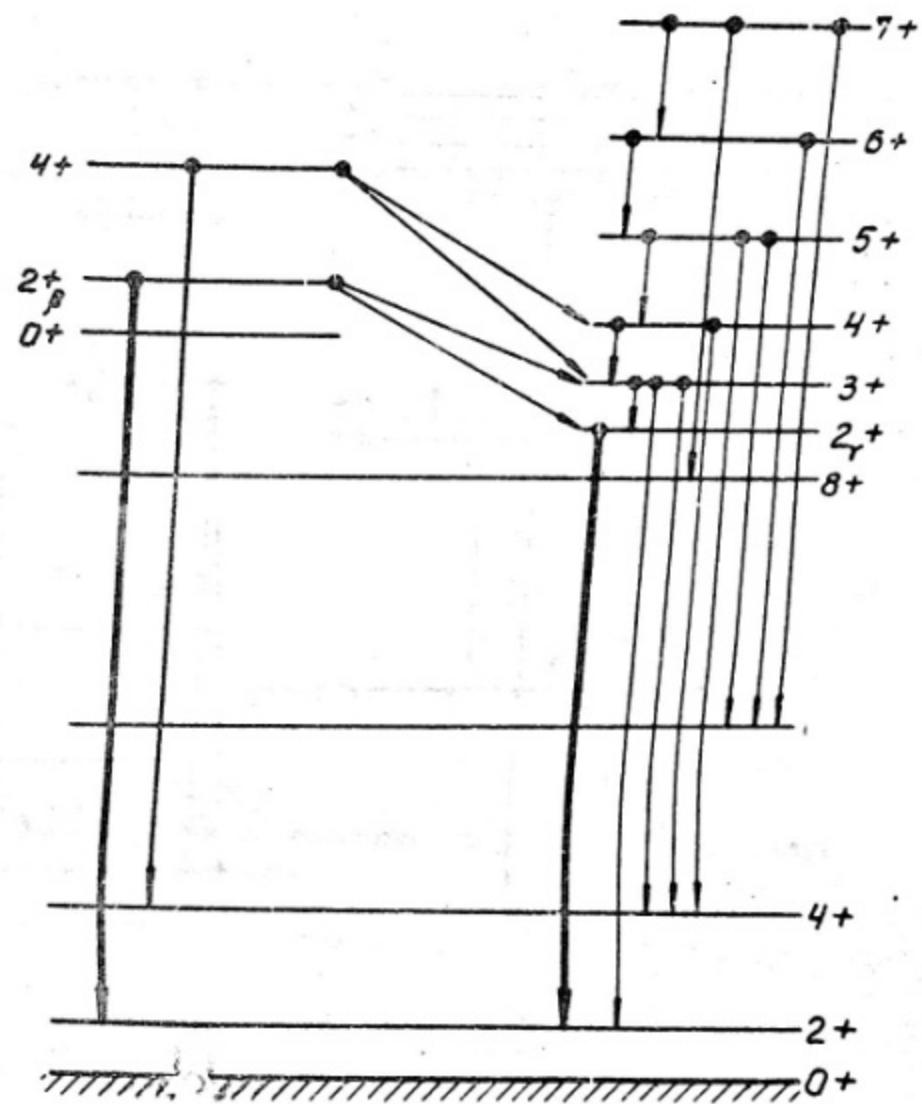


Рис. 8. Симметричные ($M1+E2$) - переходы в спектре ротационного типа с β -и γ -вibrационными возбуждениями.

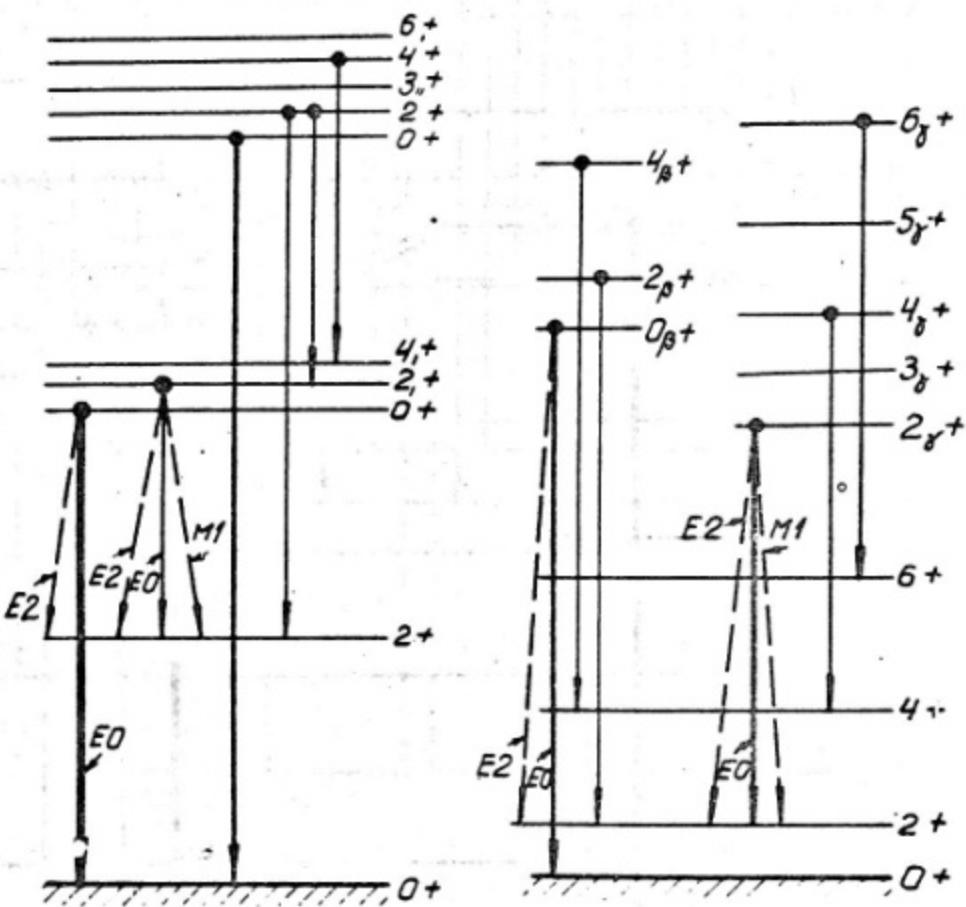


Рис. 9. Возможные E0-переходы в ядрах с "вibrационным" и "ротационным" типом спектра.

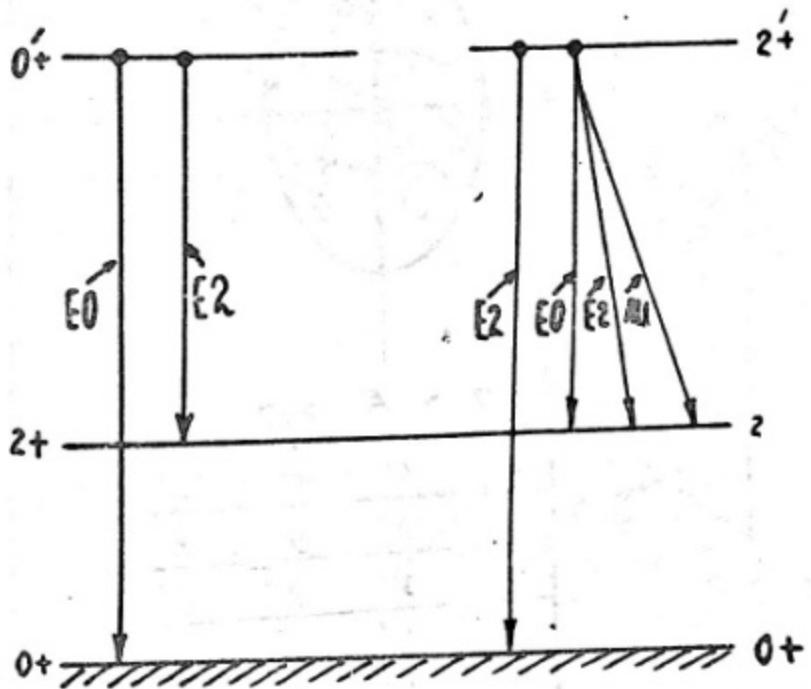
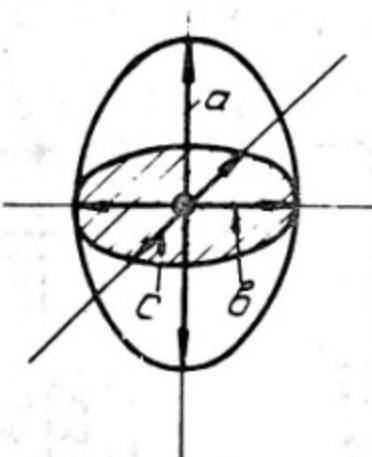


Рис.10. Схема конверсионных $0' \rightarrow 0$ и $2' \rightarrow 2$ переходов четных ядер.

Рис 10.

РИСУНКИ К ЛЕКЦИИ № 2



$$a > b > c$$

<i>N</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
1	x'	y'	z'
2	x'	z'	y'
3	y'	x'	z'
4	y'	z'	x'
5	z'	x'	y'
6	z'	y'	x'

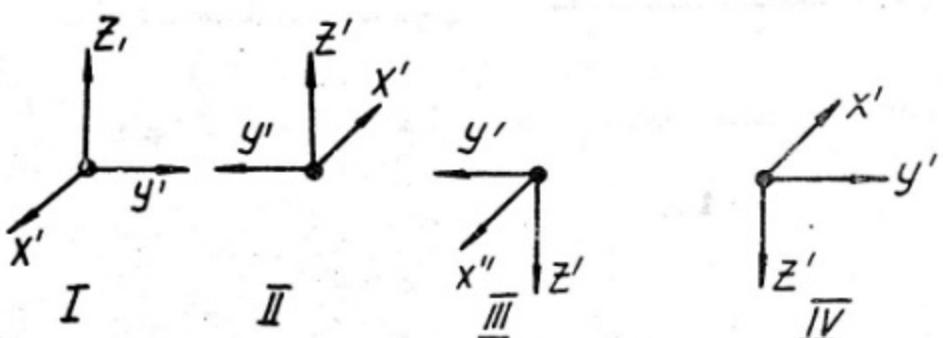


Рис. 1. Схема № 1. 24 способа выбора
своственной координатной системы ядра.

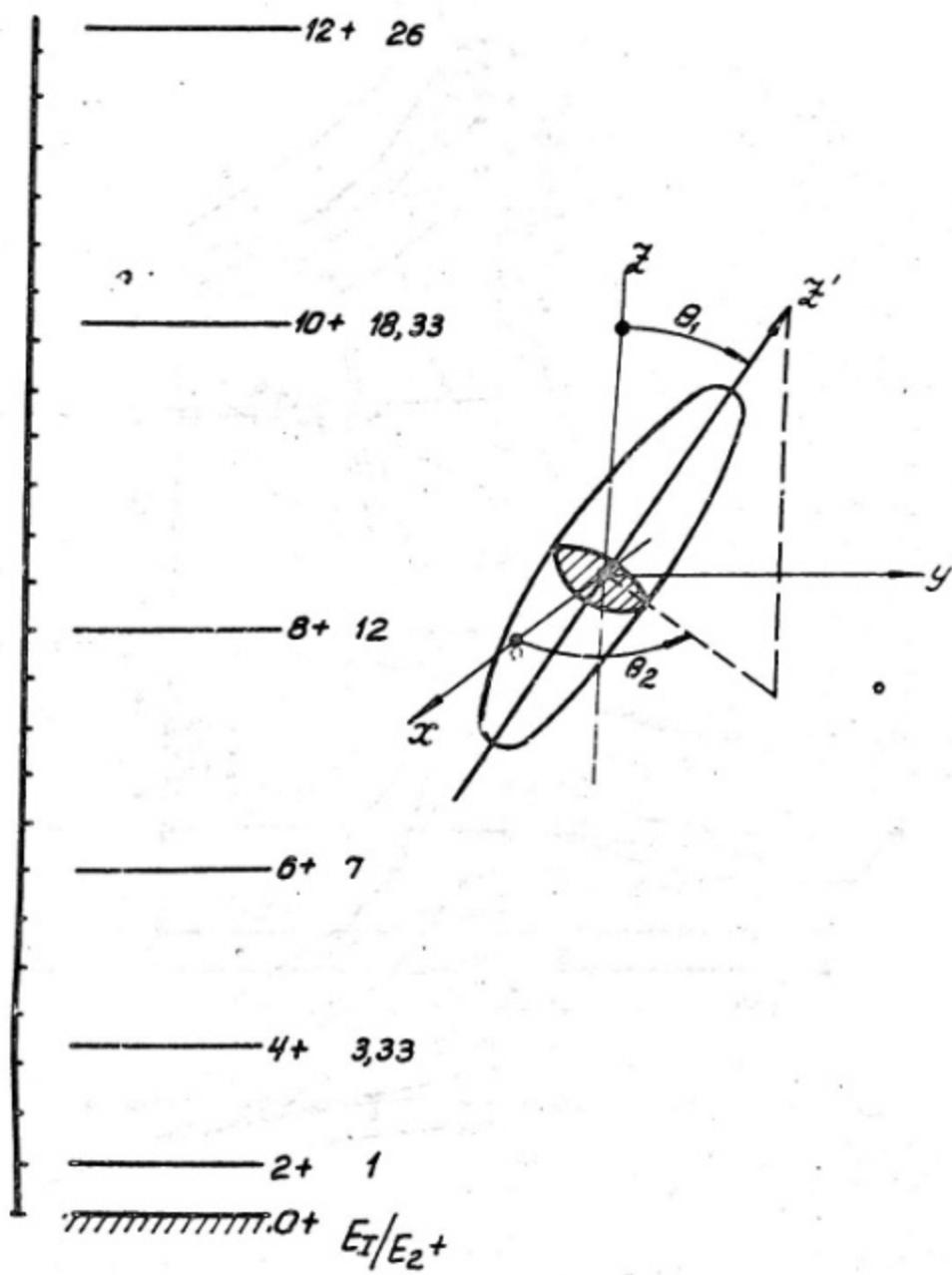
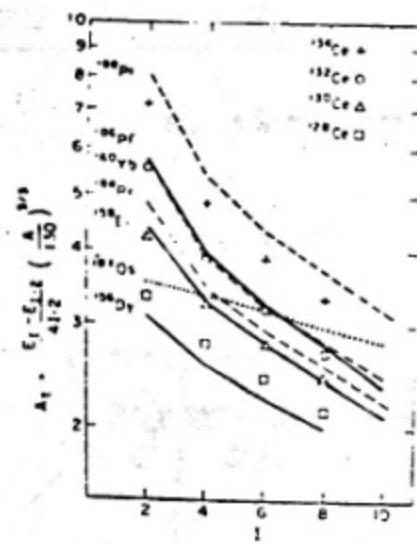
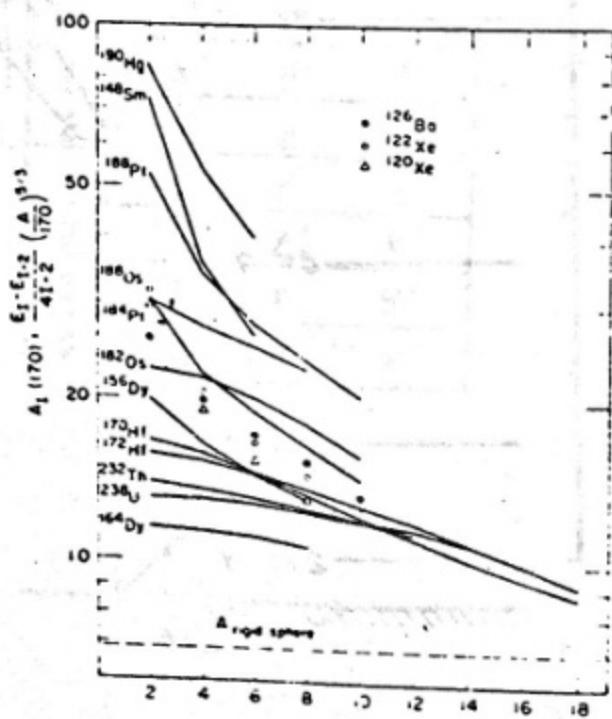


Рис. 2. Спектр жесткого аксиального ротора

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1).$$



Pic 3a.



Pic 3b.

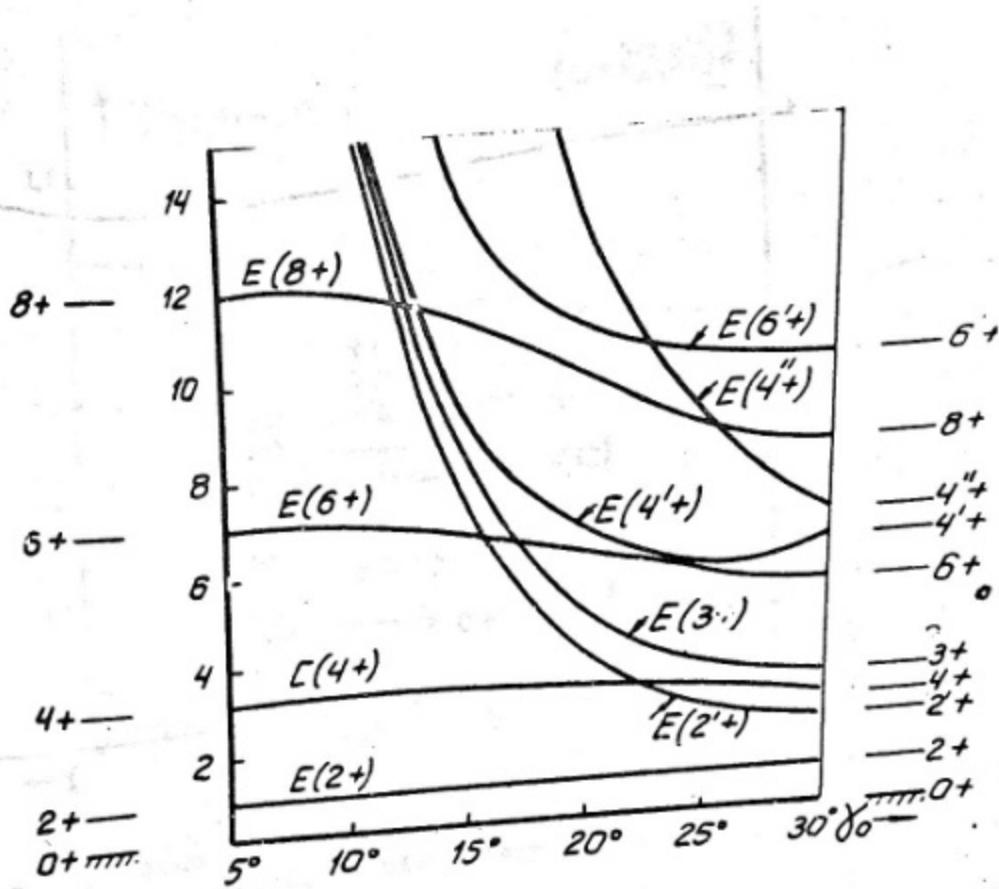


Рис. 4. Энергетический спектр γ -деформированного толстого ротора.

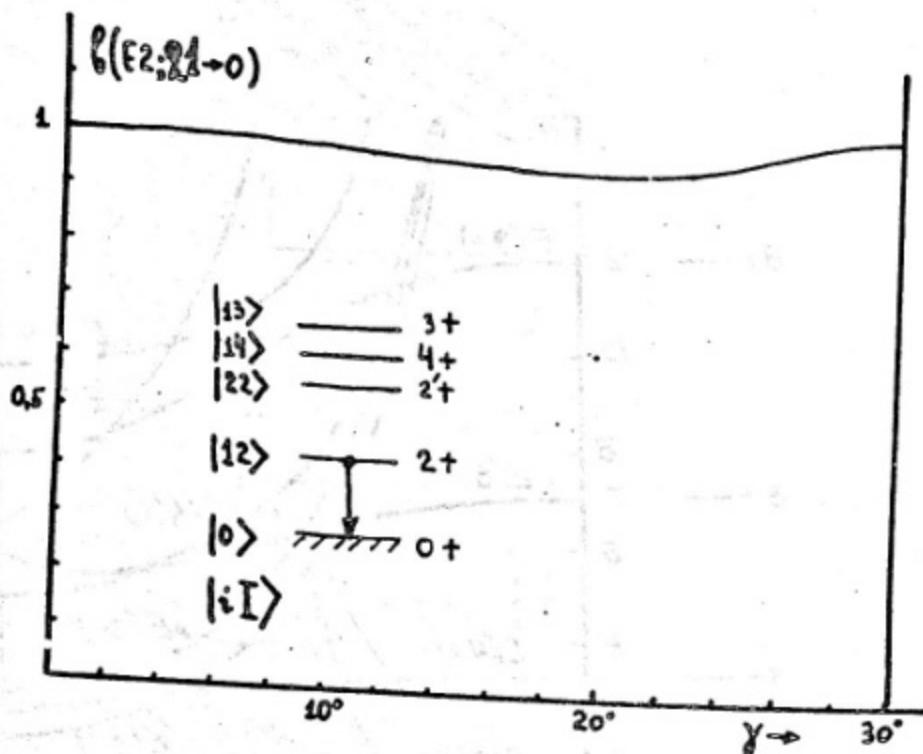


Рис.5. $f(E2; 2^+ \rightarrow 0)$ как функция параметра γ в модели жесткого неанаксиального ротора.

Рис.5.

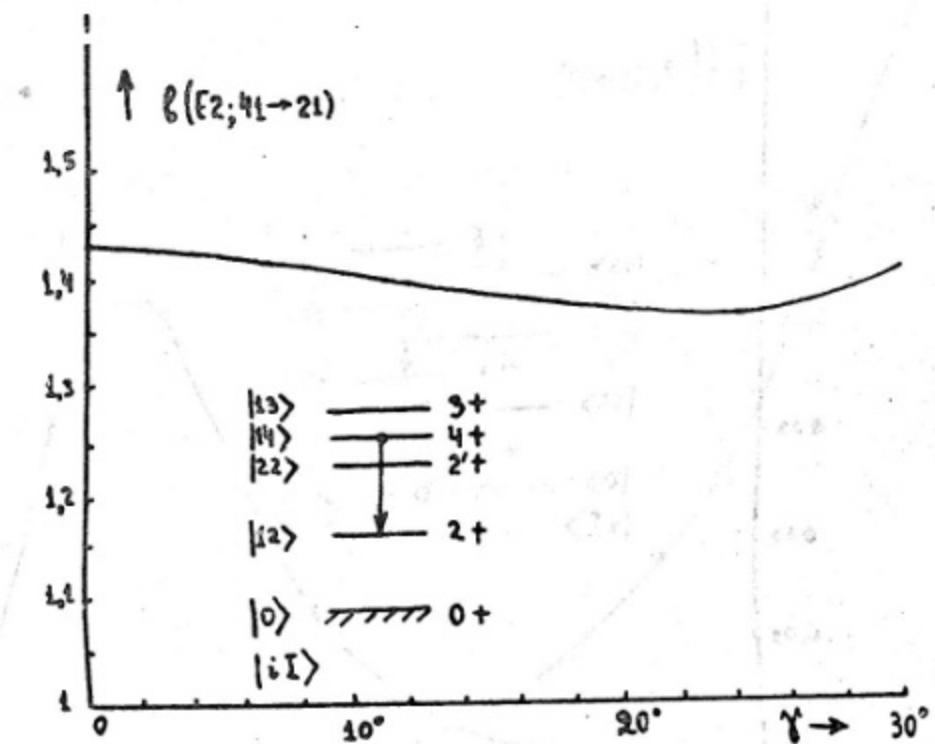


Рис.6. $\beta(E2; 4\frac{1}{2} \rightarrow 2\frac{1}{2})$ как функция параметра δ в модели частичного неаксиального ротора.

Рис.6.

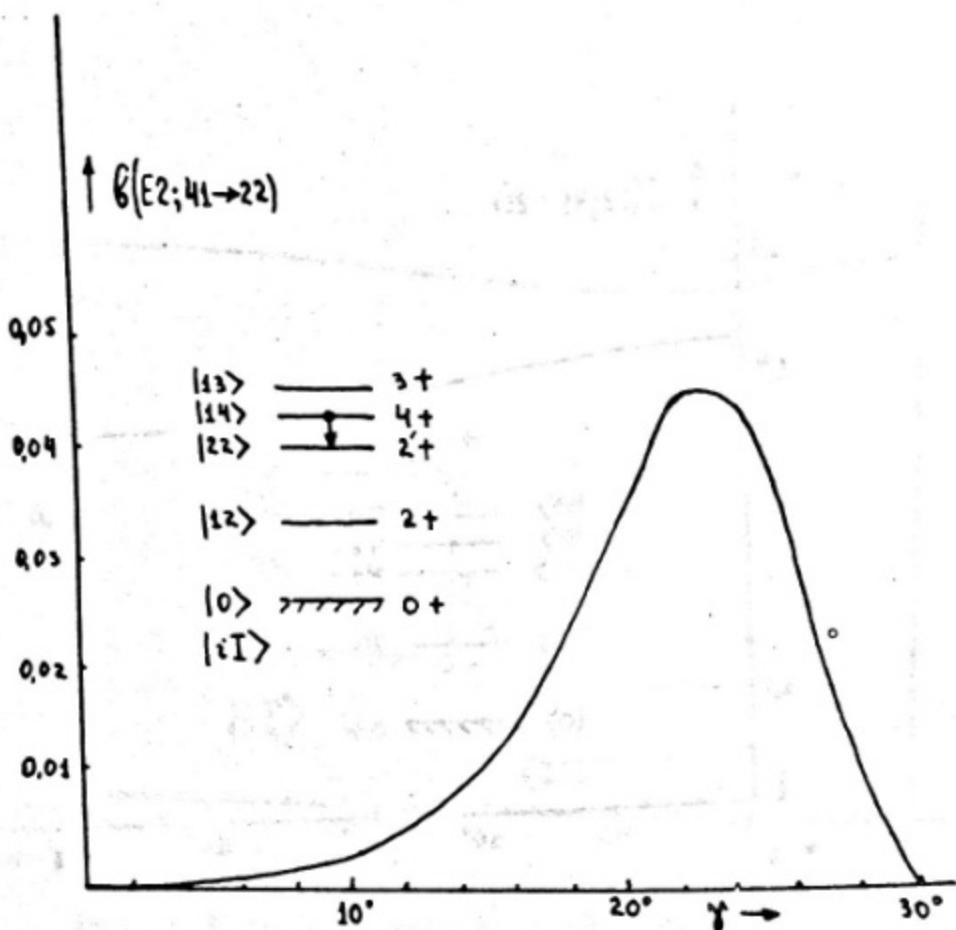


Рис.7. $f(E2; 41 \rightarrow 22)$ как функция параметра γ в модели жесткого неаксиального ротора.

Рис 7.

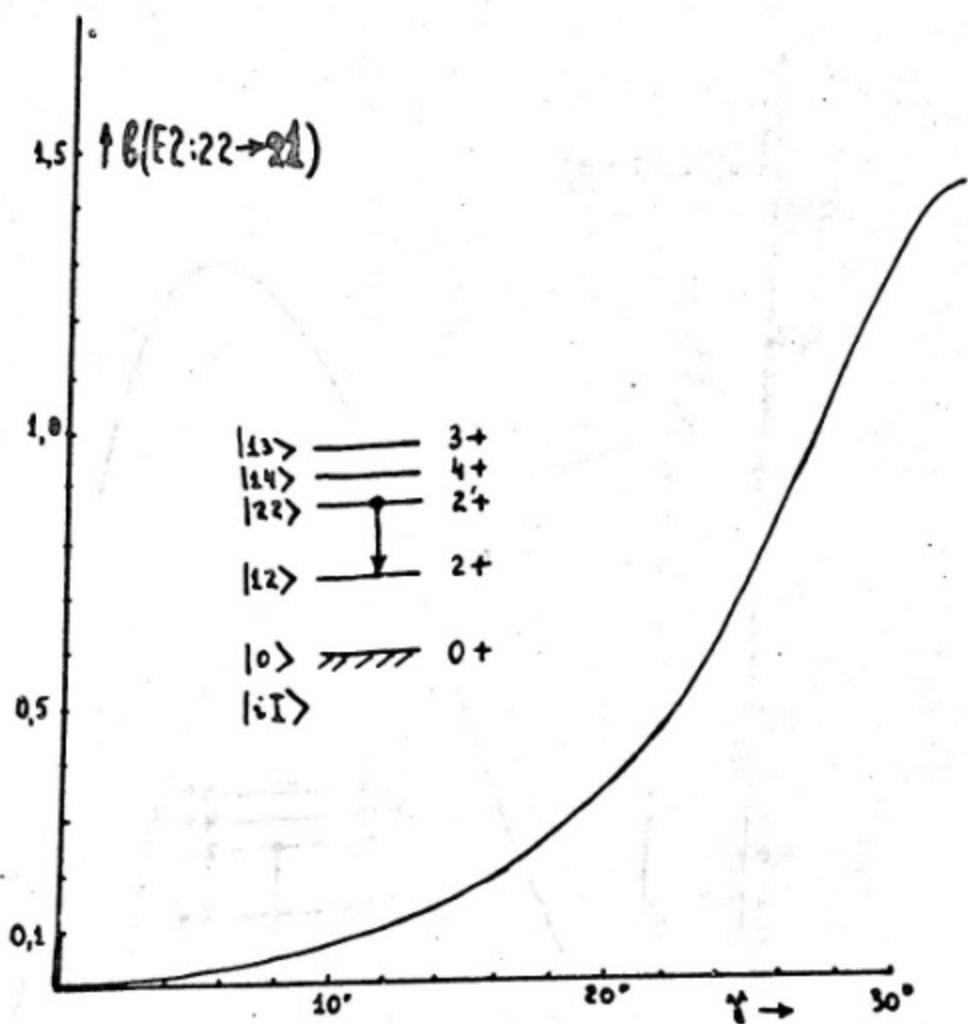


Рис. 8. $\frac{P(E2; 22 \rightarrow 21)}{P(E2; 22 \rightarrow 21)}$ как функция параметра γ в модели жесткого неаксиального ротора.

Рис 8.

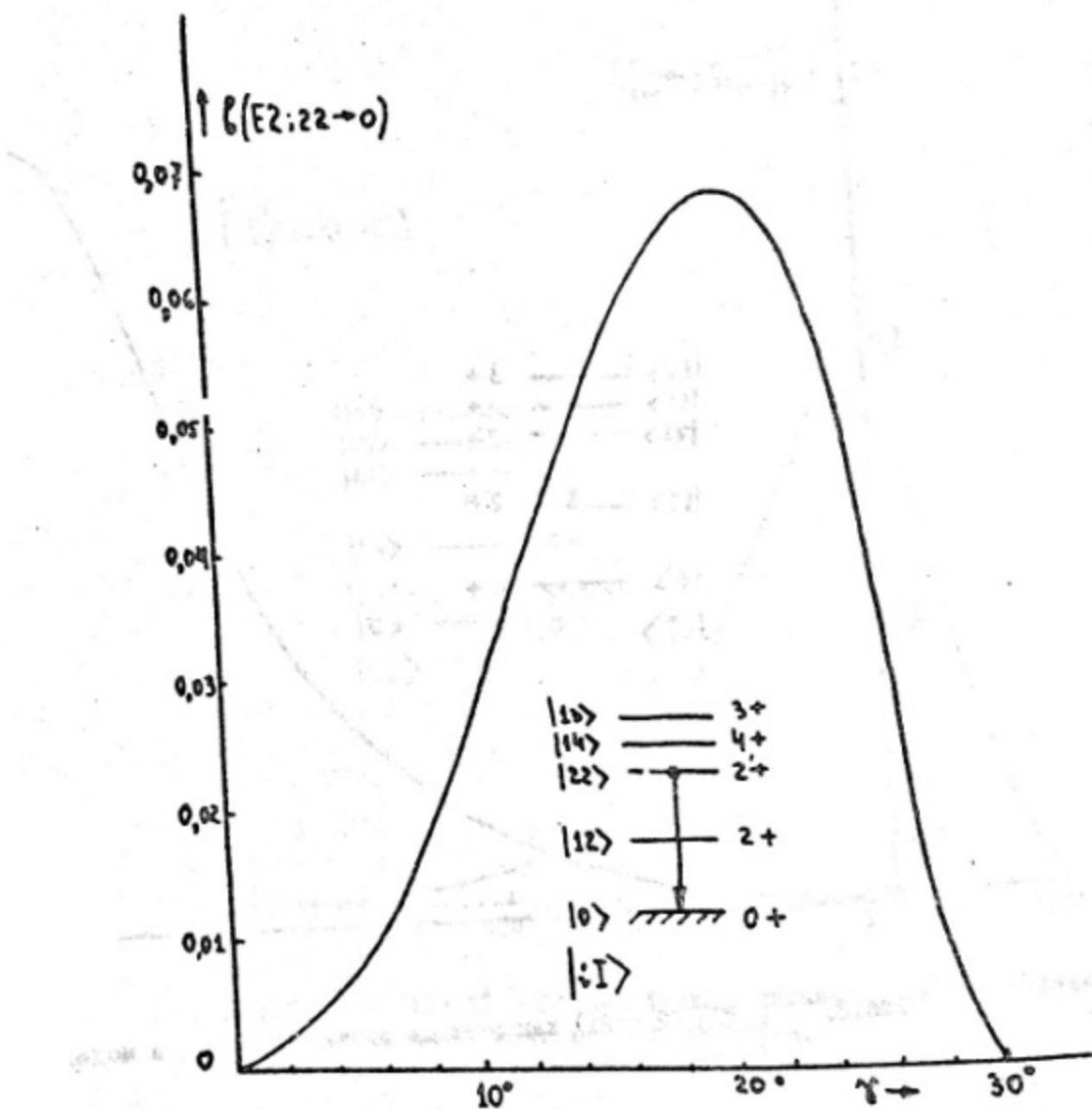


Рис.9. $\beta(E2; 22 \rightarrow 0)$ как функция параметра γ в модели жесткого неаксиального ротора.

Рис 9.

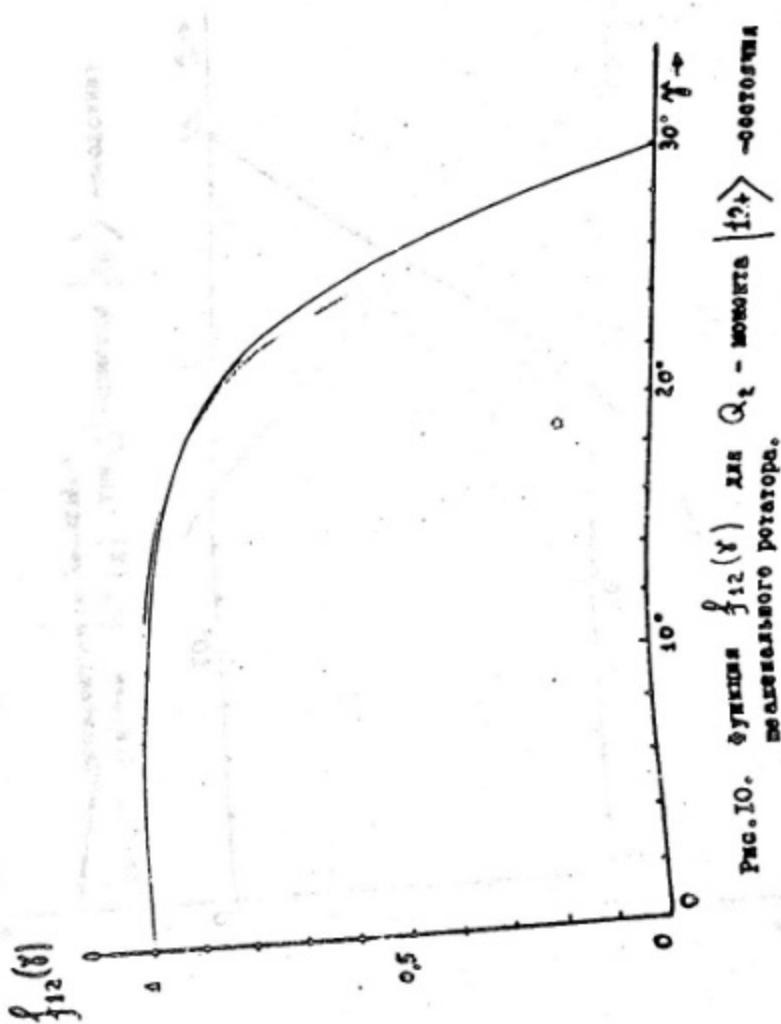


Рис.10.

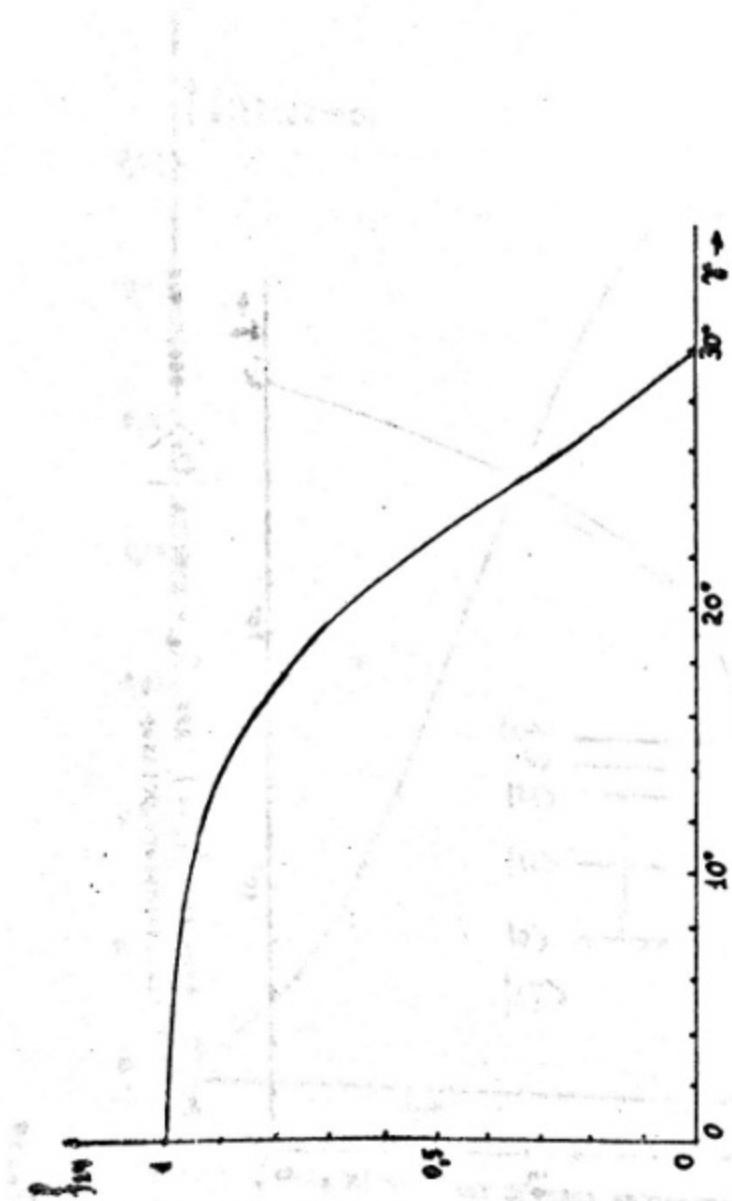
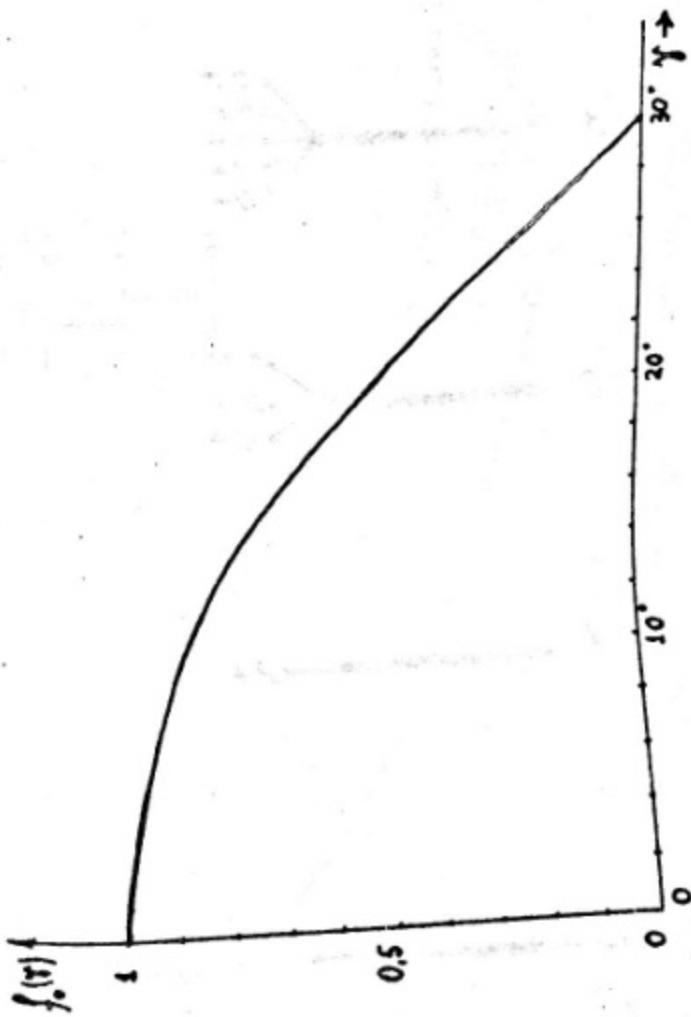


Рис. II. Функция $f_{14}(y)$ для $Q_2 - \langle \mu_4 \rangle = 30^\circ$.

Рис. II.



$$f_0(x) = \cos x [1 - 4 \sin^2 x]$$

PUC 12.

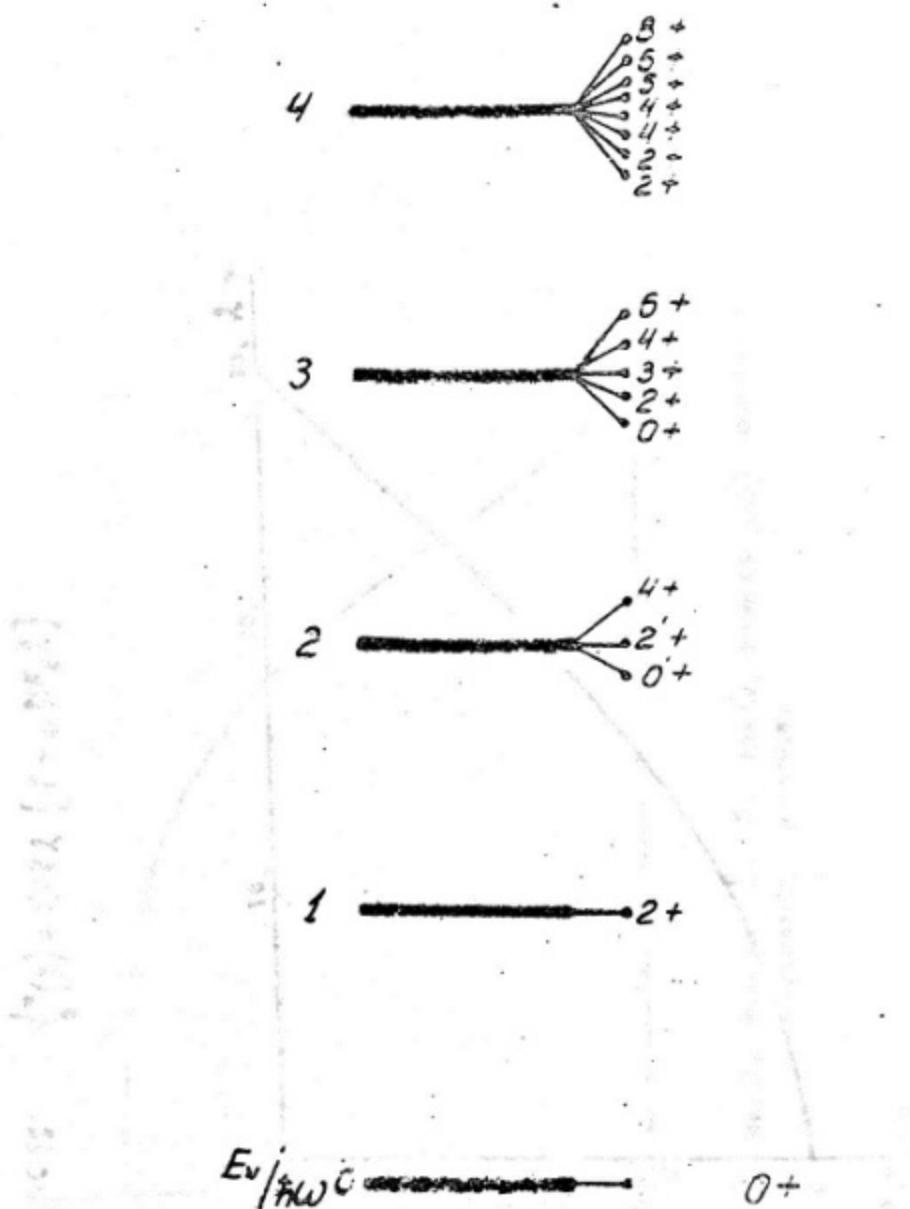
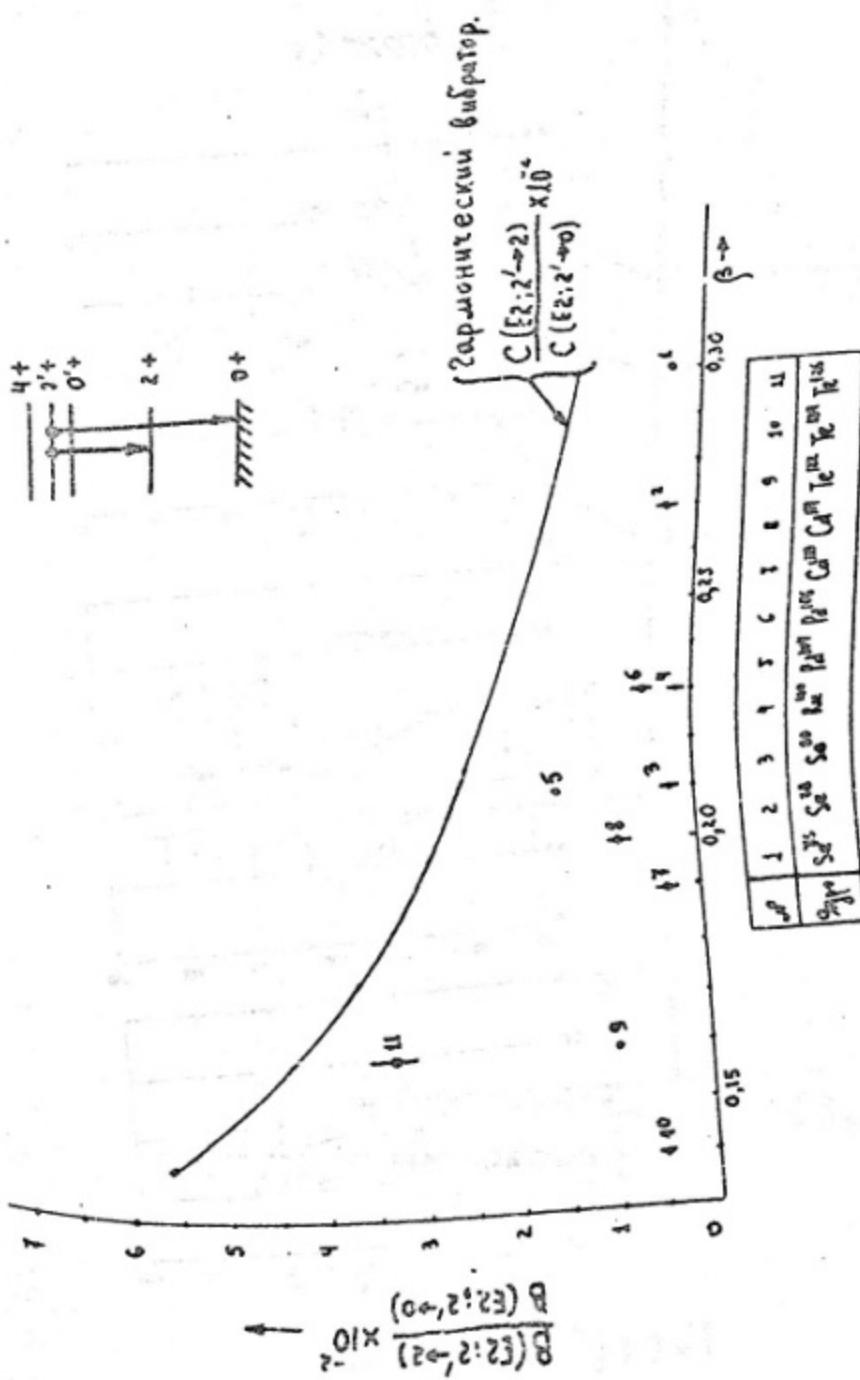
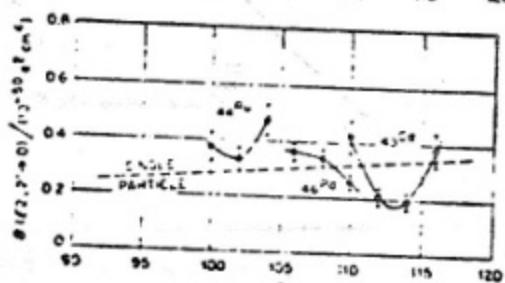
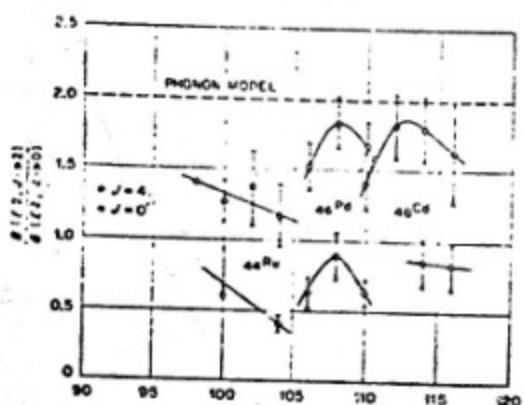
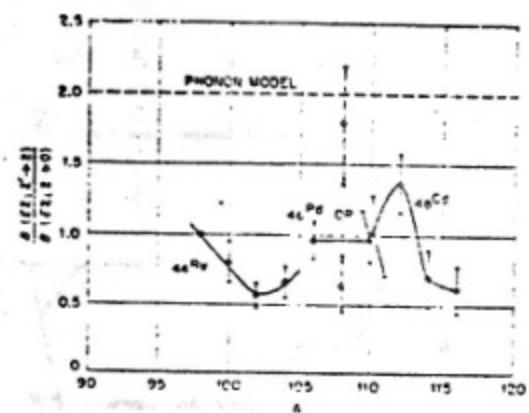
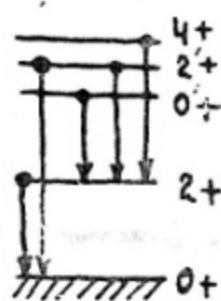


Рис. 18. Спектр состояний гармонического квадрупольного вибратора.





Puc 14'

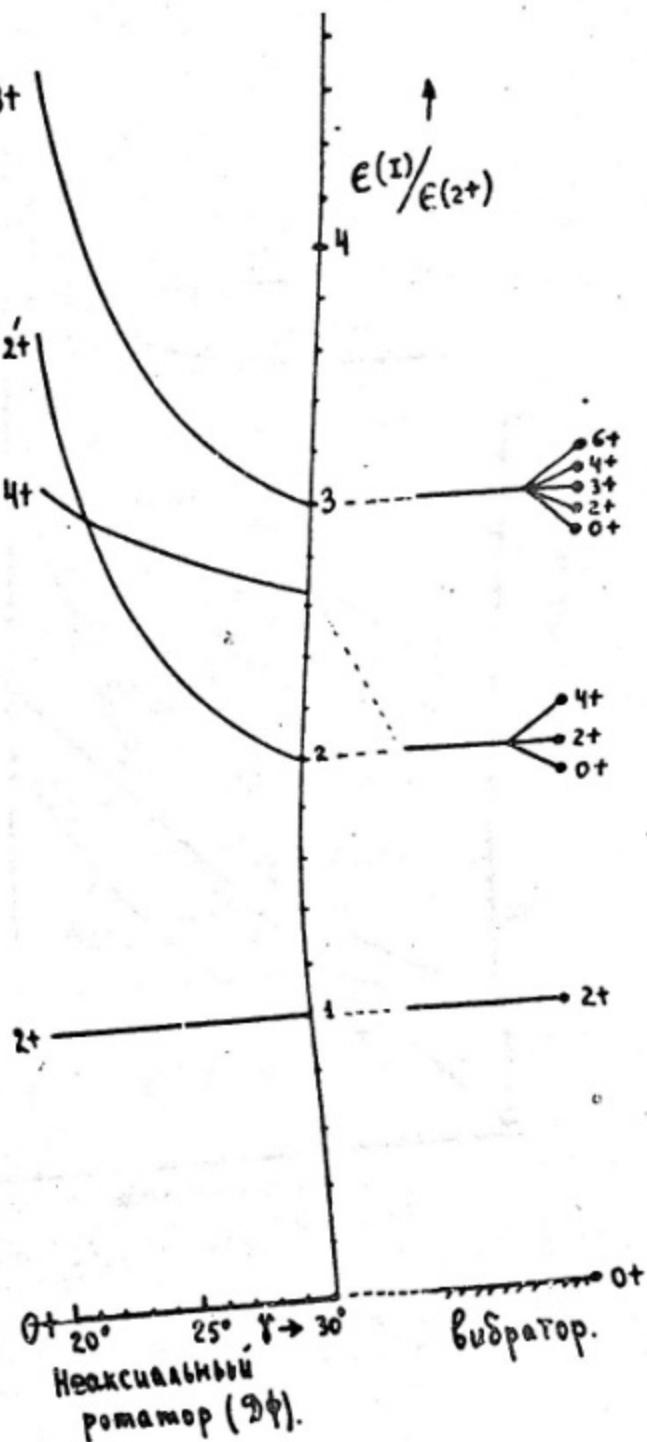


Рис 15.

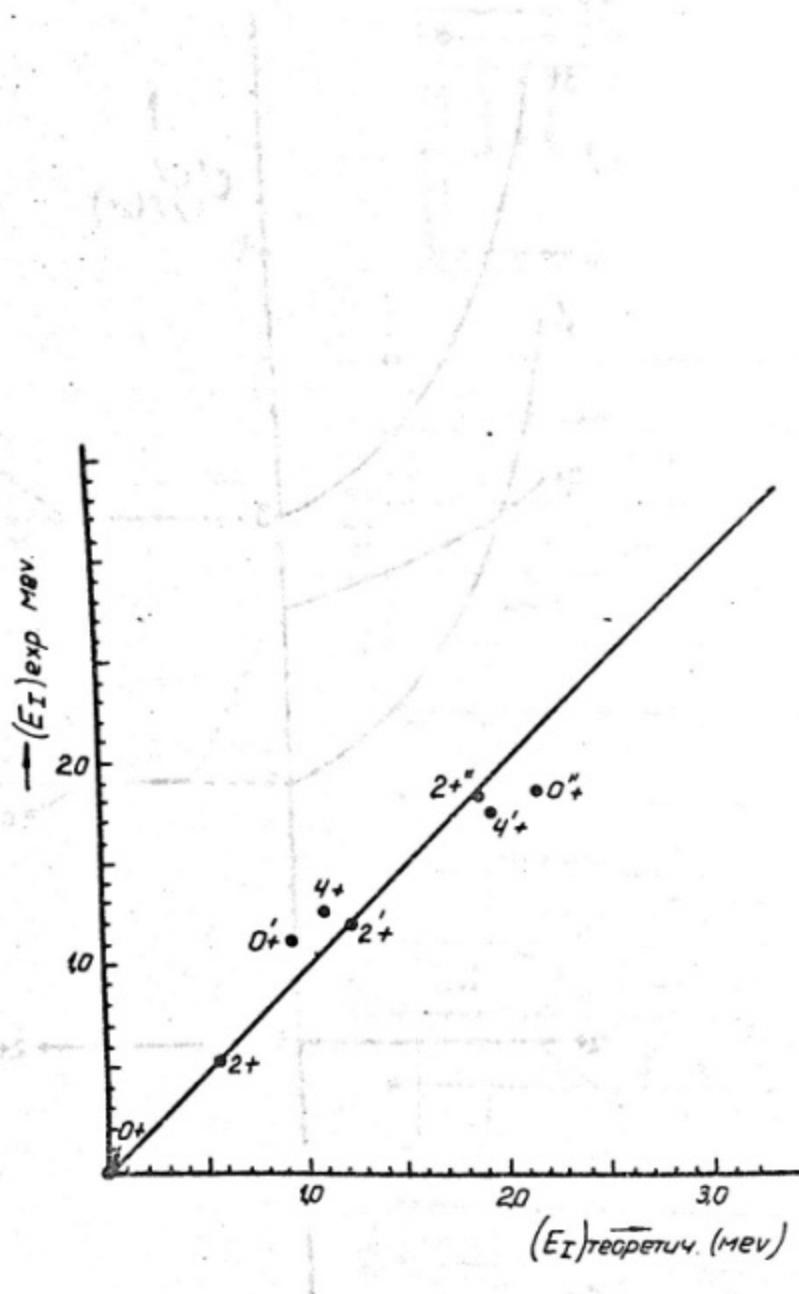


Рис. 16. Сравнение экспериментального спектра уровней Cd^{114} с полученным в модели ангармонического вибратора при учете трехбонных состояний [5].

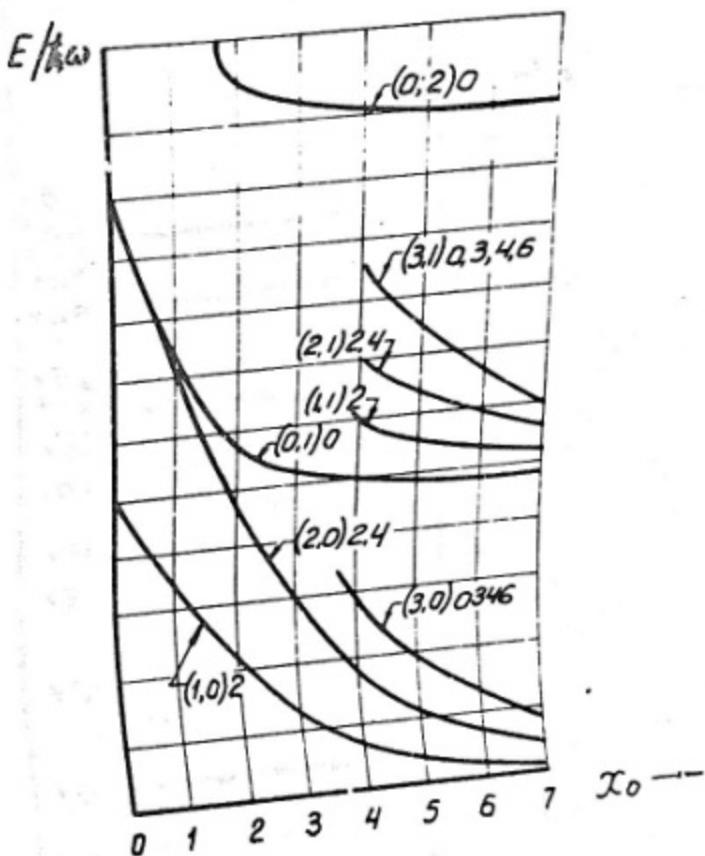


Рис. 17. Спектр состояний смещенного осциллятора:
 $V(\beta) = \frac{1}{2} C_2 (\beta - \beta_0)^2$; $x_0 = \left(\frac{B_2 \omega}{\hbar \beta_0} \right)^{\frac{1}{2}}$; $\omega = \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$
 (λ, n_p) — обозначения состояний; n_p — радиальное квантовое число
(см. § 3).

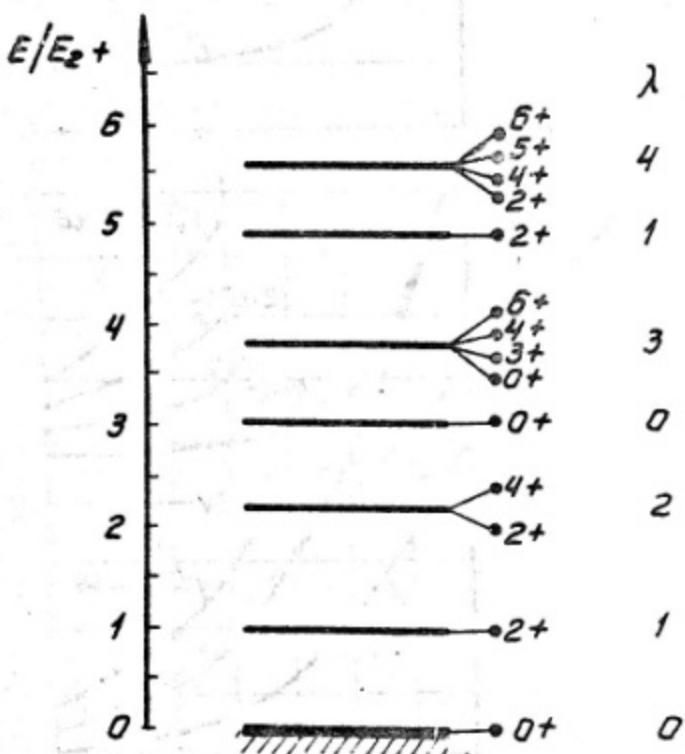


Рис. 18. Гамма-нестабильное ядро. Спектр состояний в ∞ -глубокой β -ядре:

$$V(\beta) = \begin{cases} 0 & \text{при } \beta \leq \beta_0, \\ \infty & \text{при } \beta \geq \beta_0. \end{cases}$$

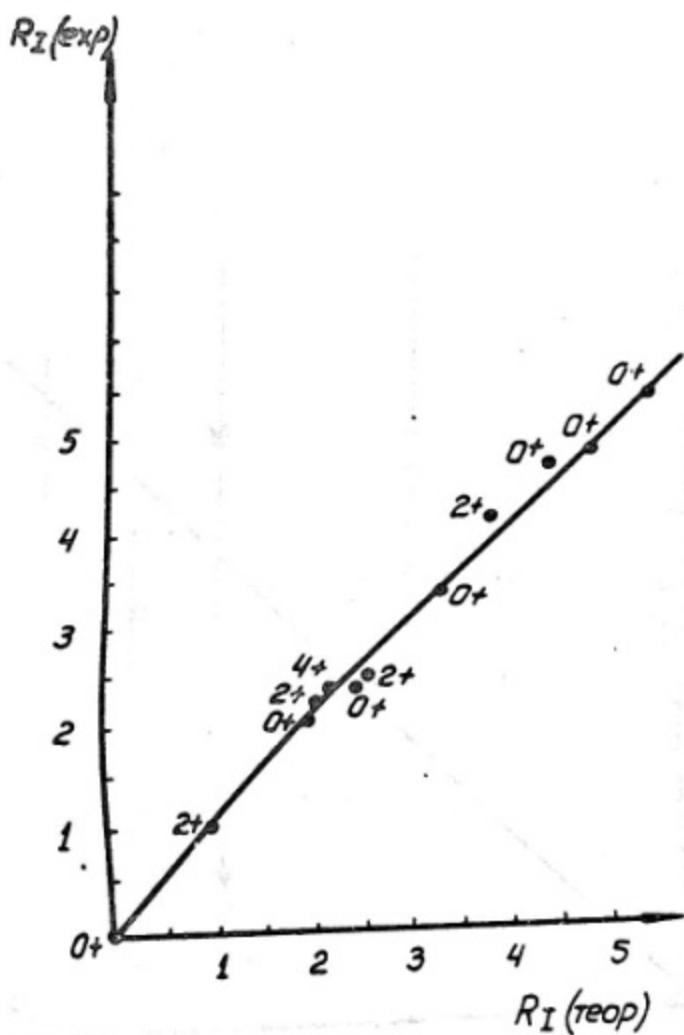


Рис. 19.

Cd^{114} в модели Давыдова-Чабана.
 $\gamma_0 = 24^\circ$; $\mu = 0.9$; $\sqrt{\delta} = 3.4$

$$[\text{?}] \cdot R_I = E_I / E_{2+}$$

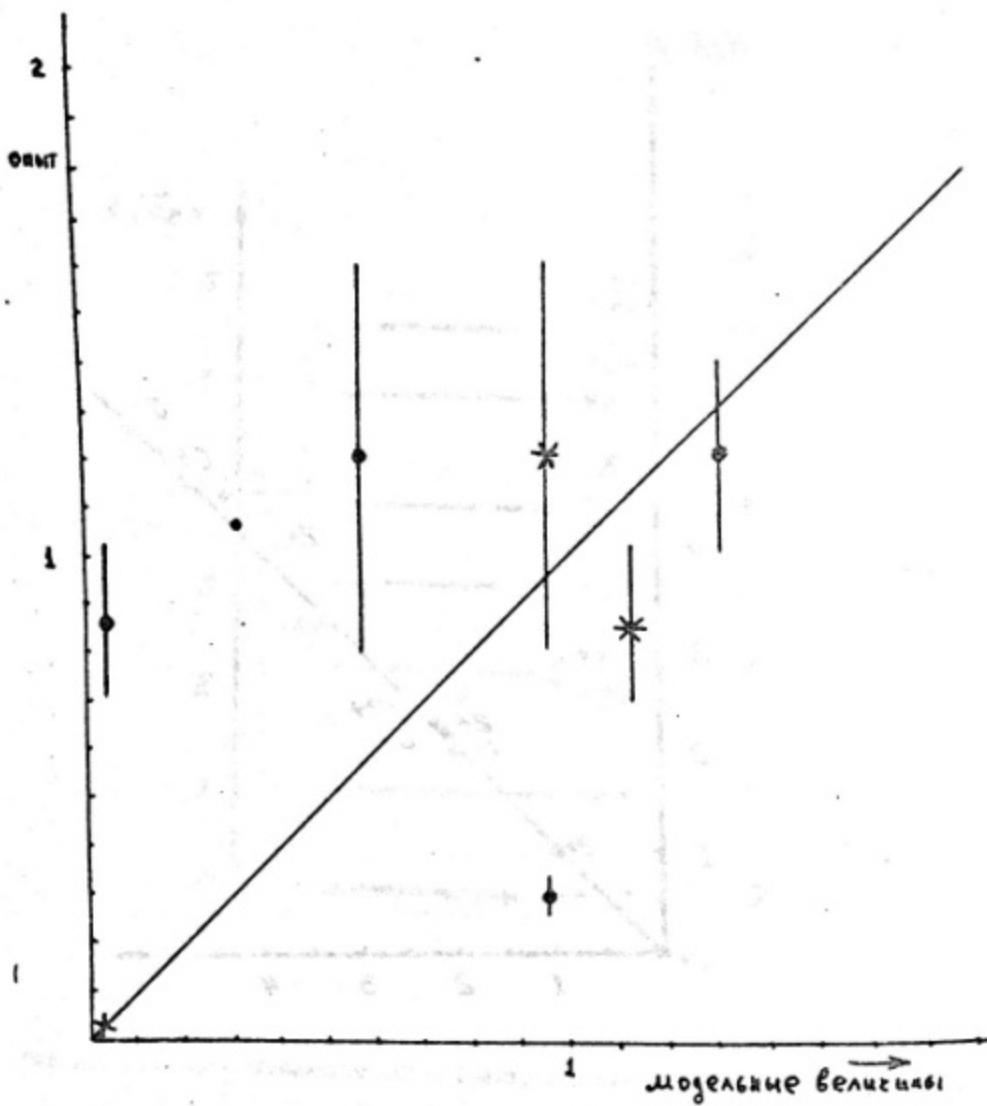


Рис.20. Конкуренчные отменения радиационных переходов в Gd^{114} . Сравнение данных опыта с моделью ангармонического вибратора ($*$) и моделью Давыдова-Чабана (\square).

Рис 20

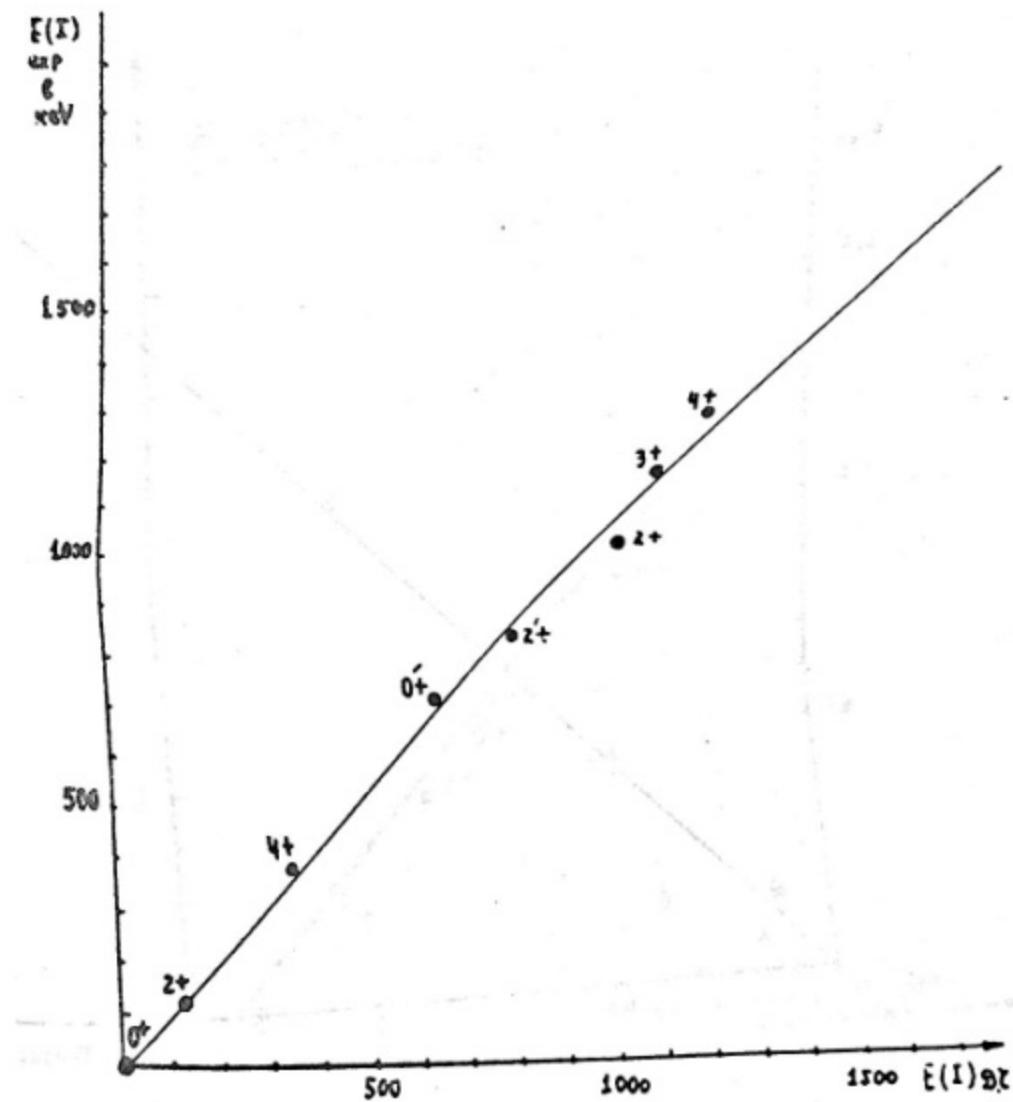


Рис. 21. Год 154 в модели Янинова - Чабана $\gamma = II, 52^\circ$,
 $\mu = 0,402; \beta_0 = 0,303.$

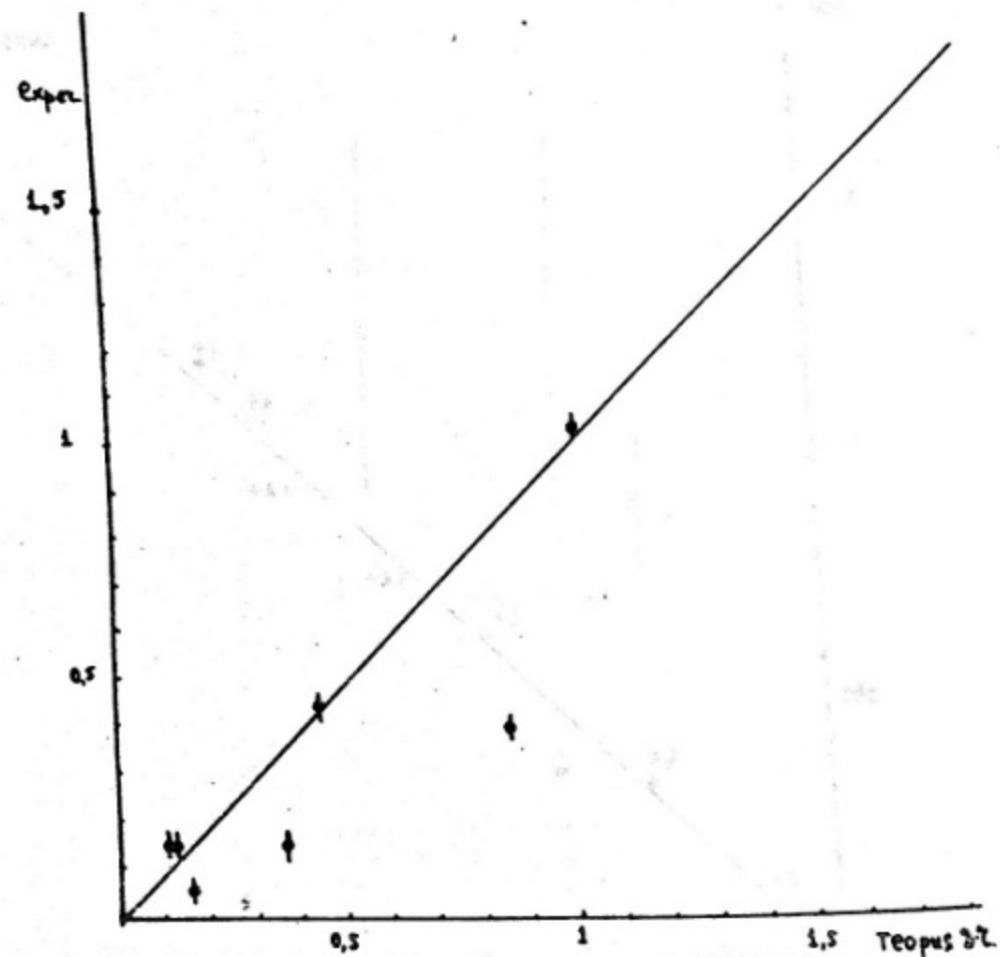


Рис.22. Конкуренчные отношения радиационных переходов в Gd^{154} . Сравнение данных опыта с моделью Давыдова - Чабана.

Рис 22.

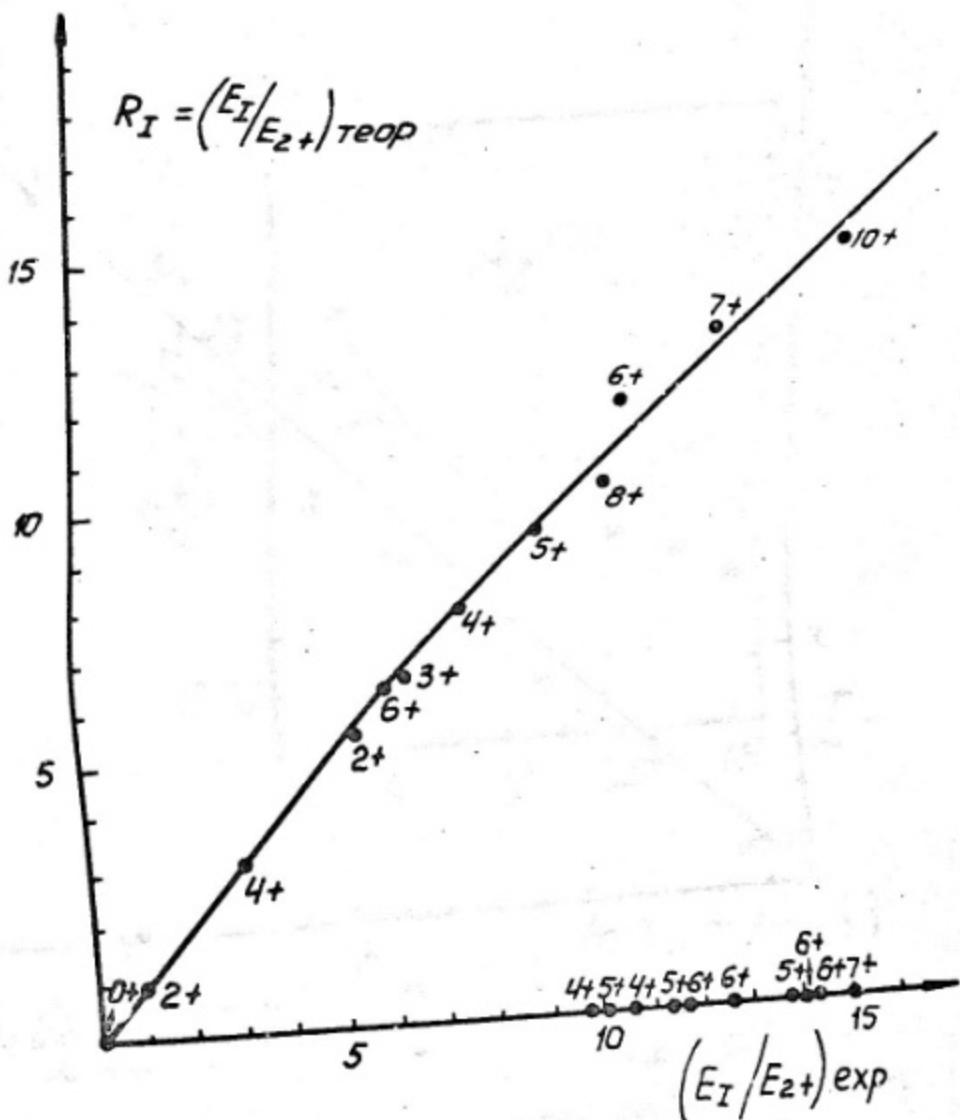


Рис. 23. Os^{186} в модели Давыдова-Чабана.
 $\chi_0 = \Gamma^0$; $\mu = 0,2$; $\sqrt{\alpha} = 15$ (см. [75]).

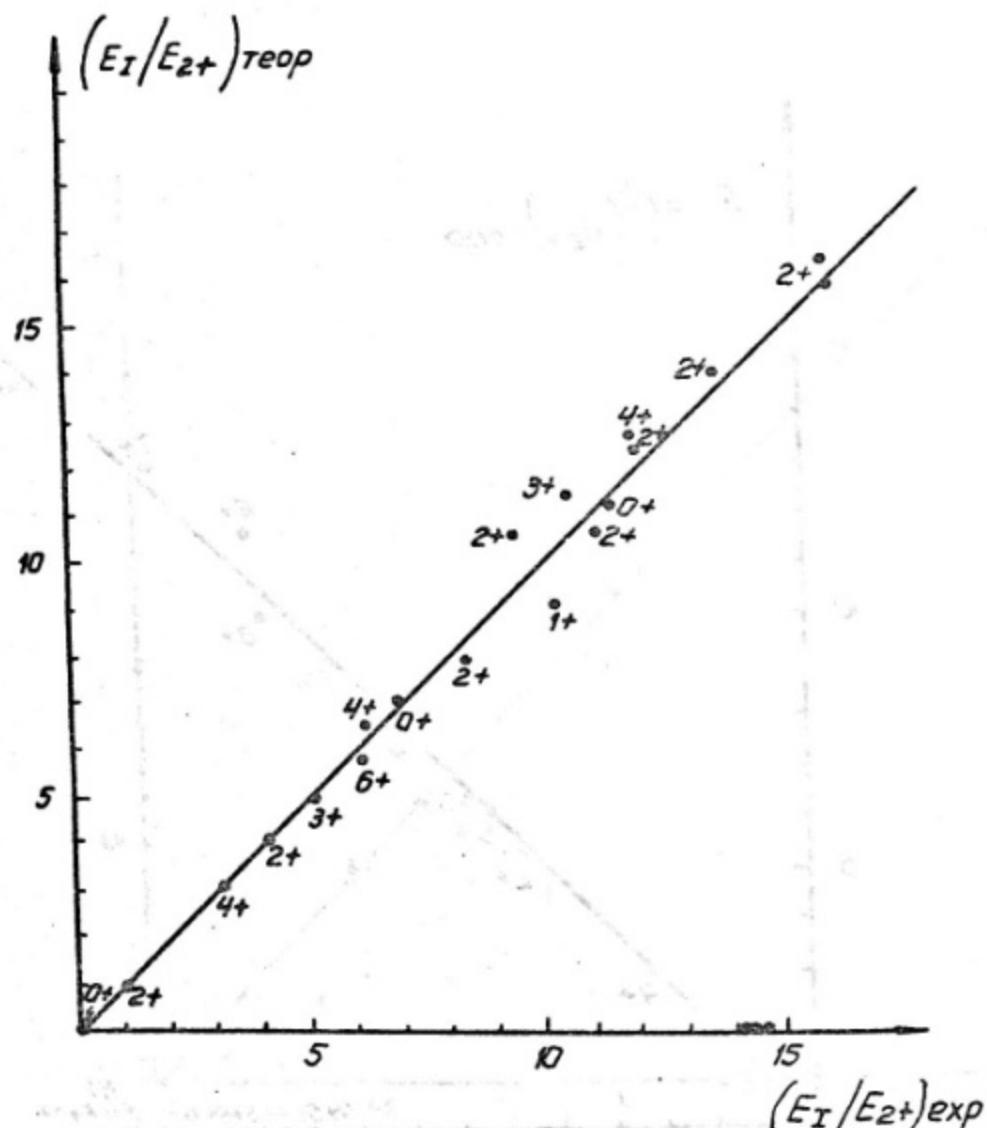
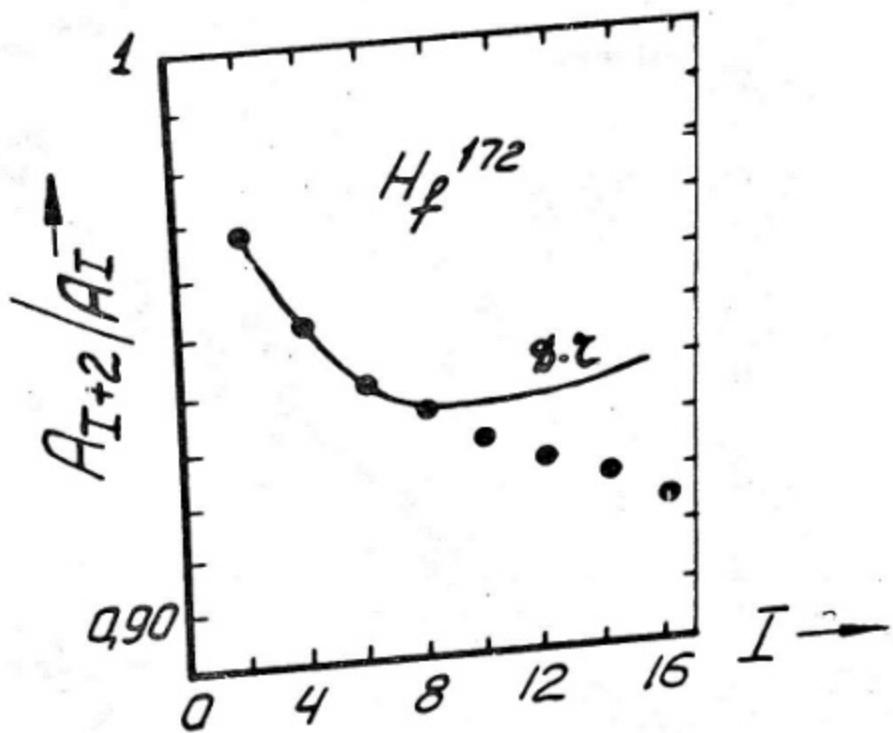


Рис. 24. Os^{188} в модели Давыдова-Чабана.
 $\gamma_0 = 19$; $\mu = 0.27$; $\sqrt{\delta} = 9.5$ (см. [50]).
На оси абсцисс отмечены уровни, не имеющие аналогов в модели.



Puc 25. $A_I = \frac{E(I) - E(I-2)}{4I-2}$

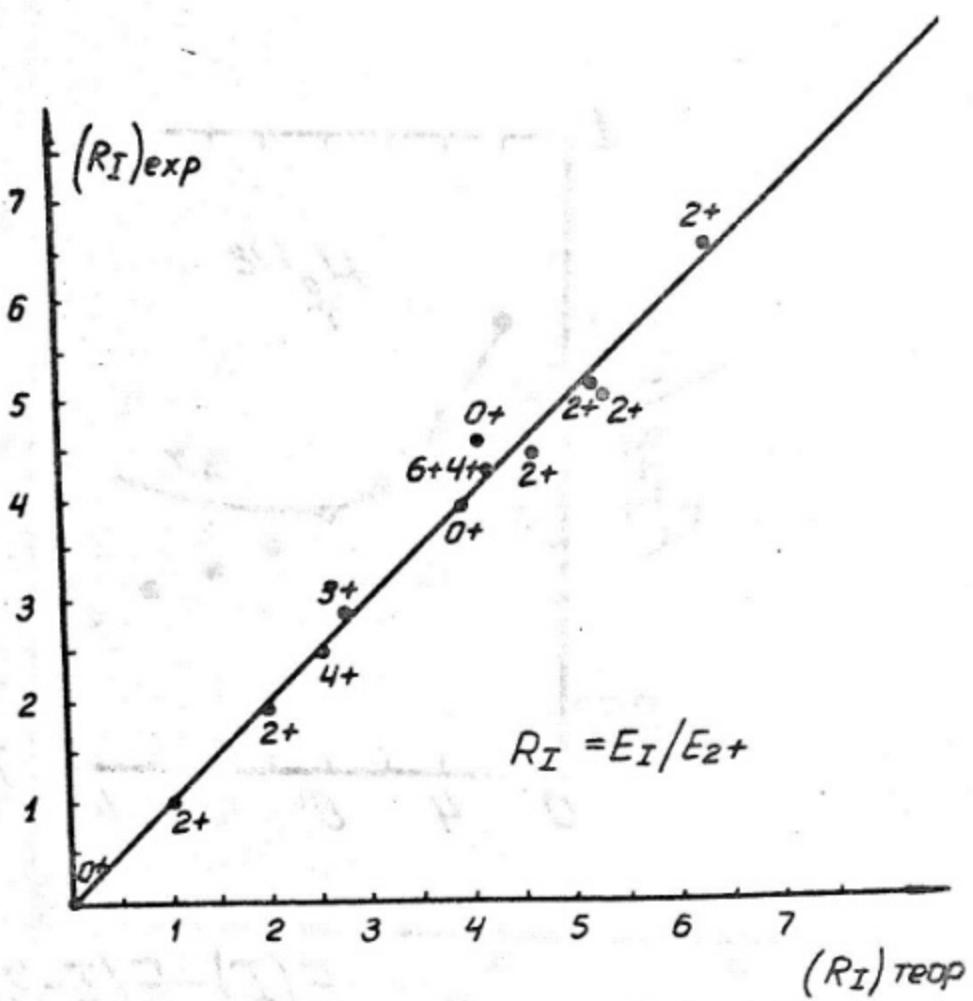


Рис. 26. Pt¹⁹⁴ в модели Лавыдова-Чабана.
 $\gamma_0 = 29^\circ$; $\mu = 0.6$; $\sqrt{D} = 7$ (см. [38]).

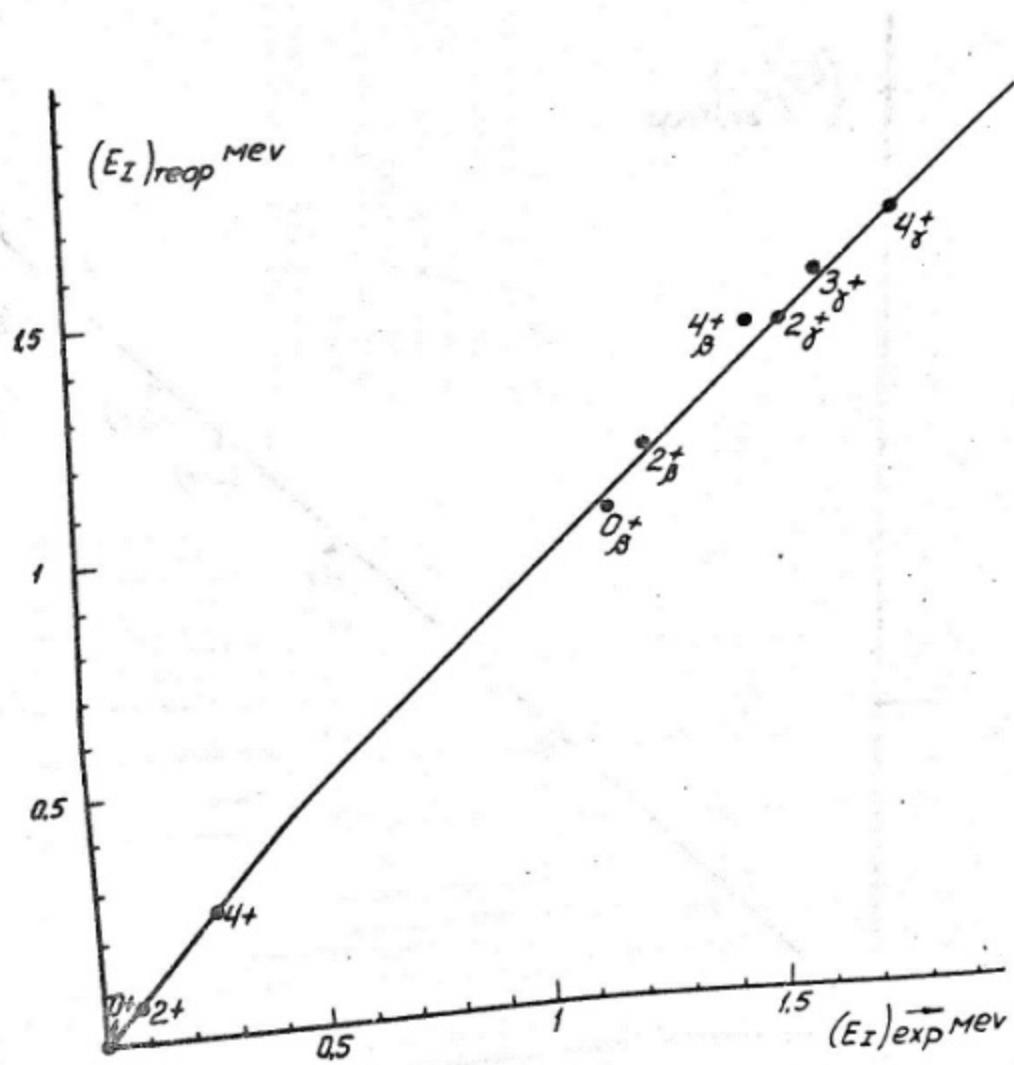


Рис. 27. Sm^{132} в варианте Кумара (см. [49]).

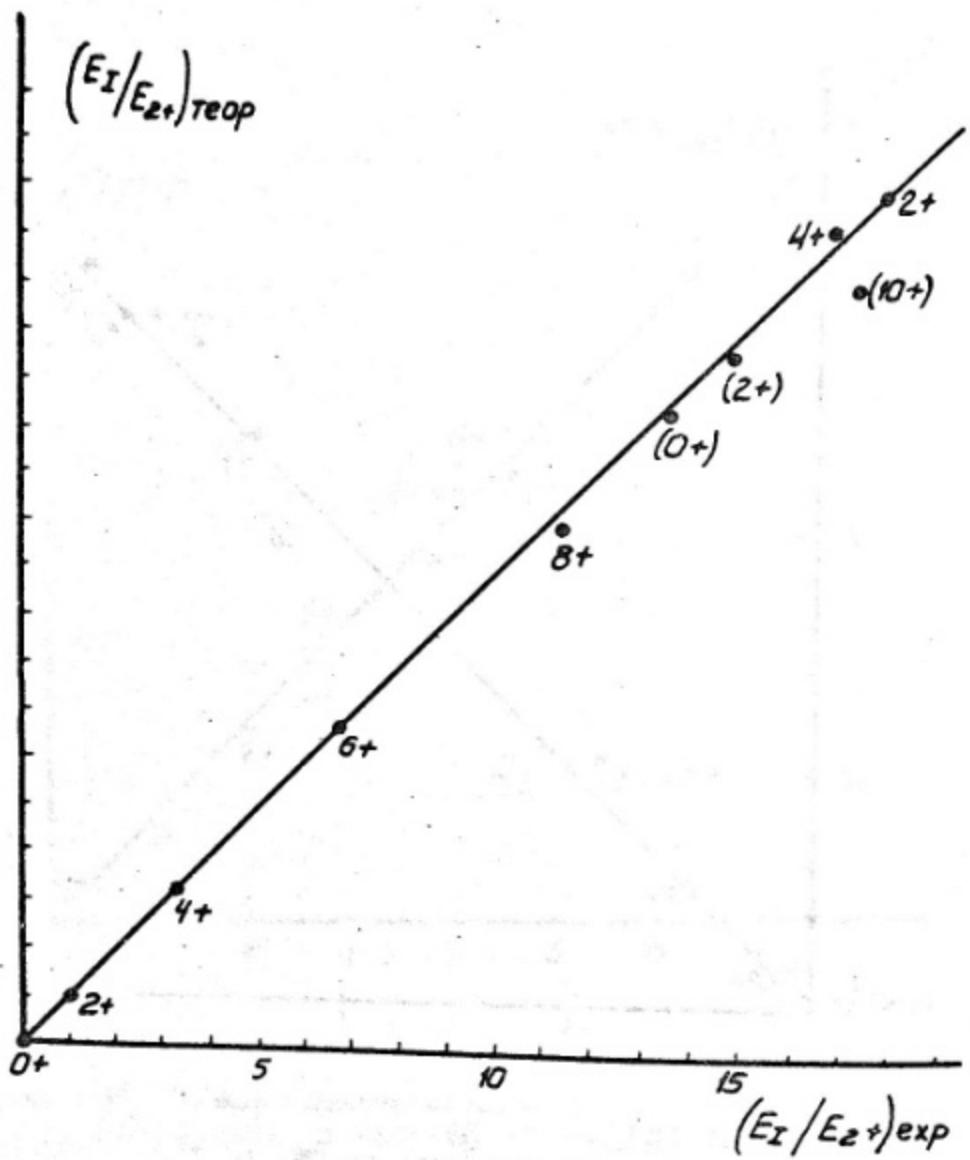
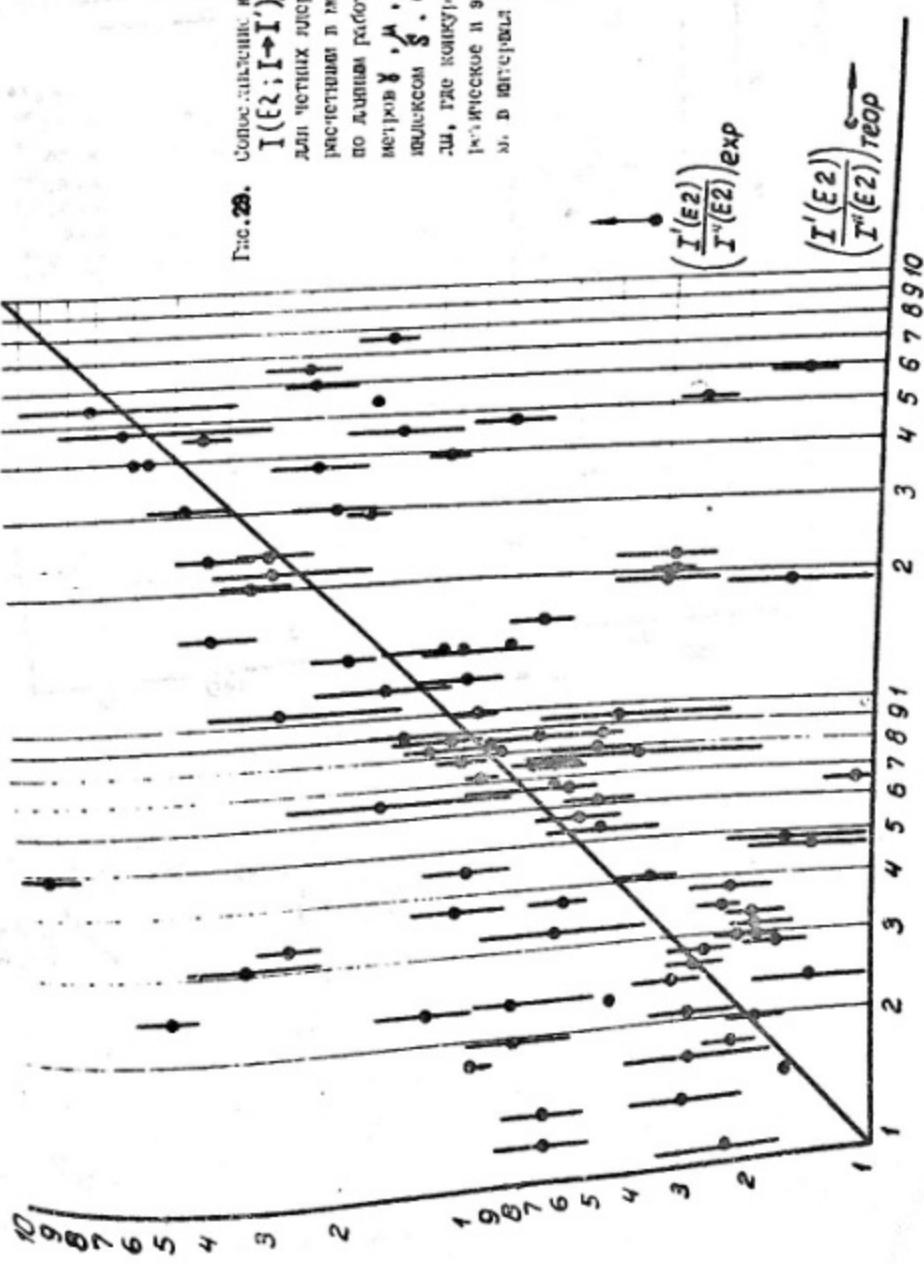


Рис. 28. Sm^{154} в модели Давыдова-Лабана.
 $\delta_0 = 10^\circ$; $\mu = 0.29$; $\sqrt{\delta} = 21$ (см. [30]).

Сопоставление конкурсных относительных
 $I(E2; I \rightarrow I') / I(E2; I'' \rightarrow I'')$
 для четных ядер с
 испытанными в ядерной адронной физике
 по данным работы [10] с теоретическими [11]
 и [12], [13], [14], [15] и [16].
 Изображены линии, соединяющие
 все конкурсные относительные величины
 в интервале $I'' \rightarrow I'$.



РИСУНКИ К ЛЕКЦИИ № 3

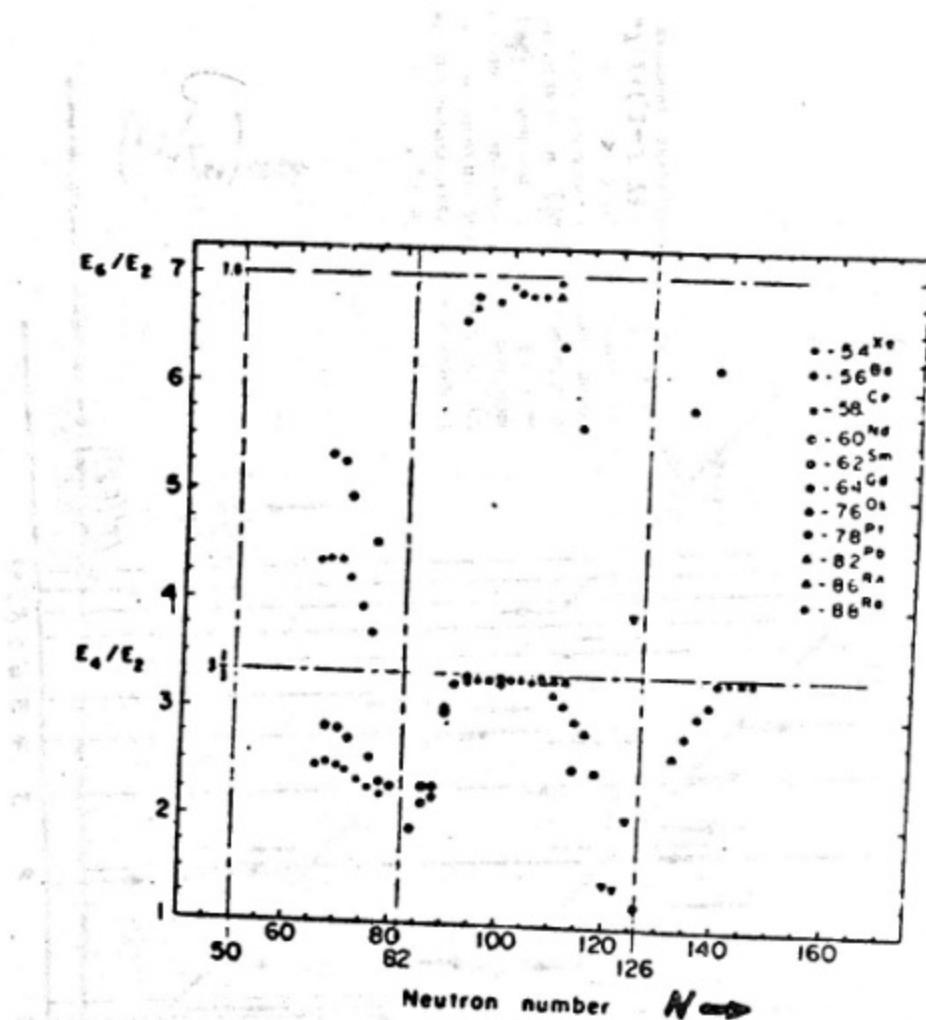


Рис 30. $E(6+)$ / $E(2+)$ и $E(4+)$ / $E(2+)$

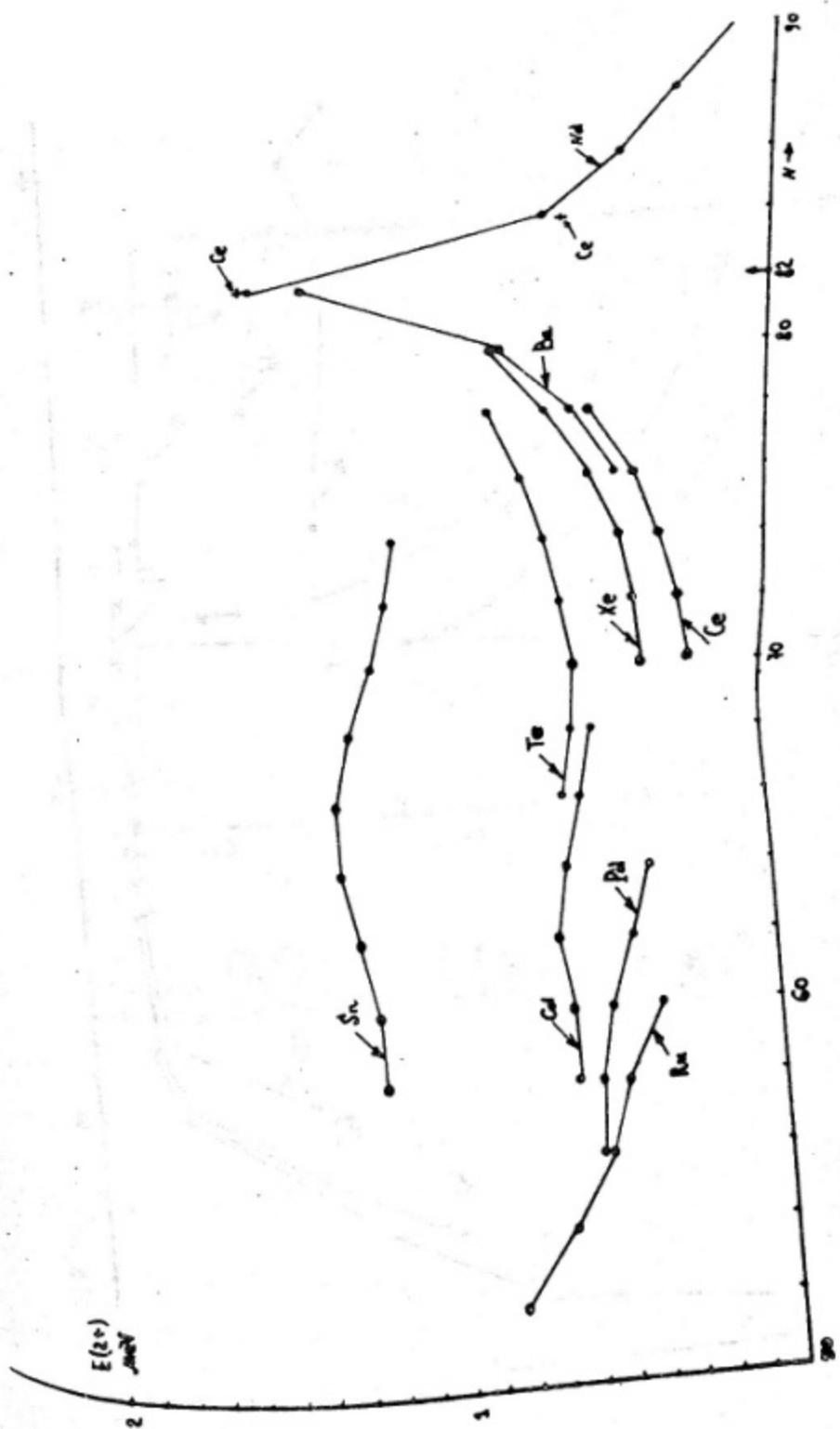
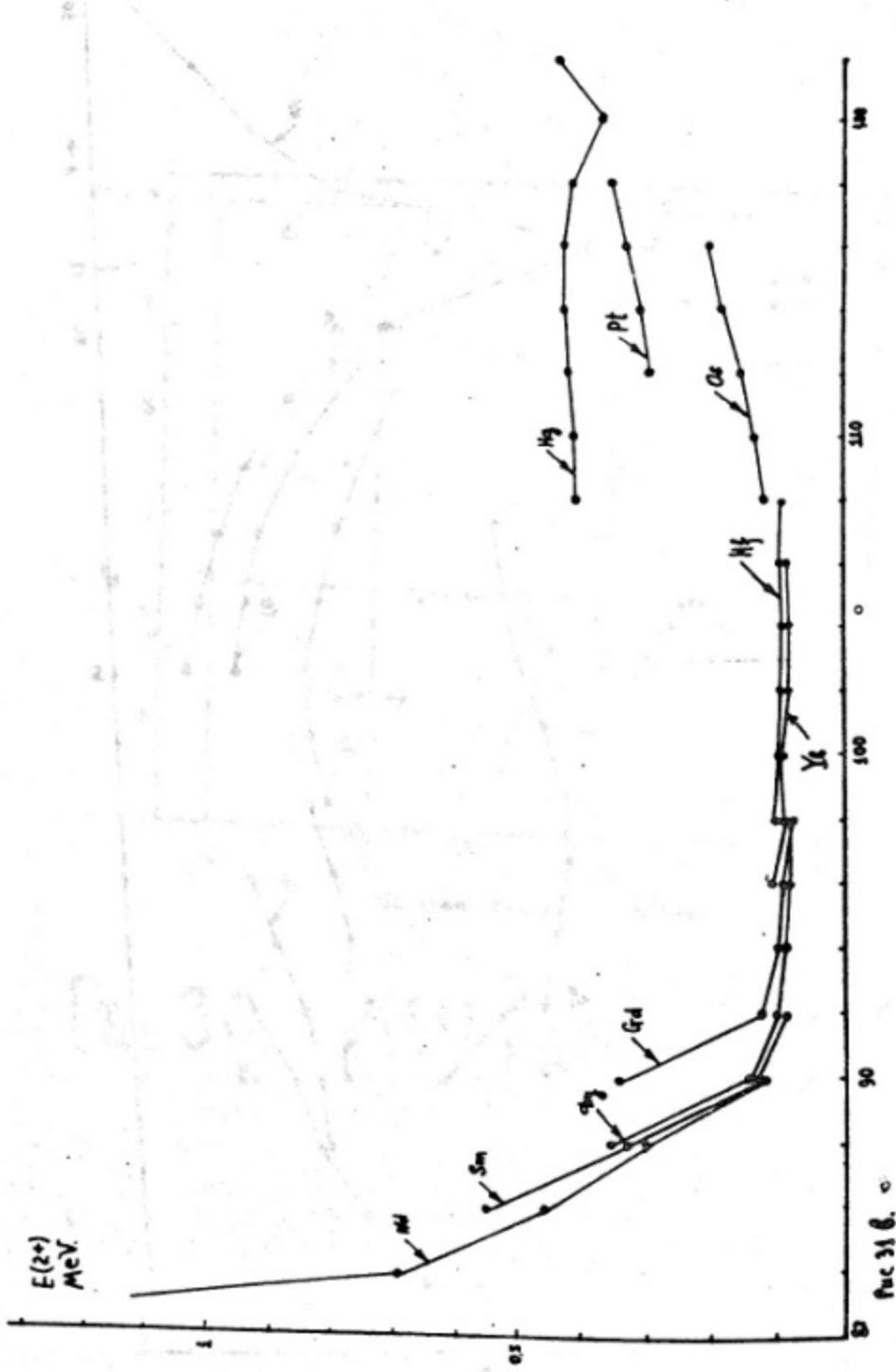


Fig 31a.



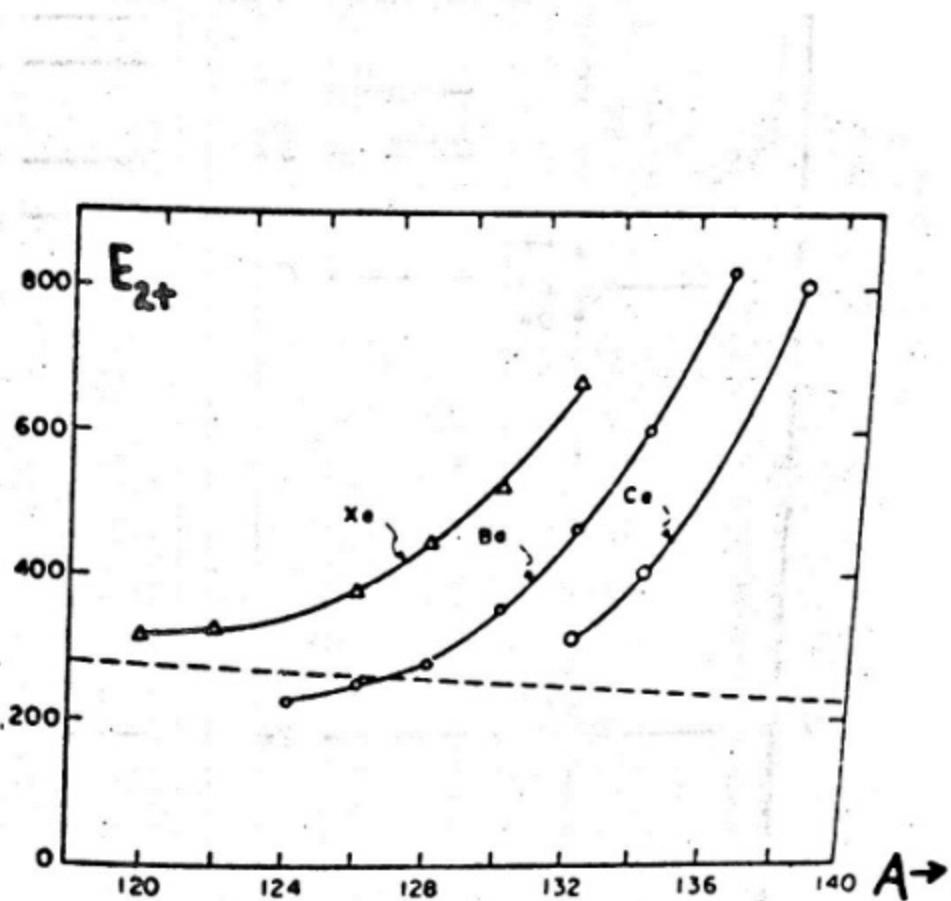


Рис 32 $E(2+)$ в кэВ

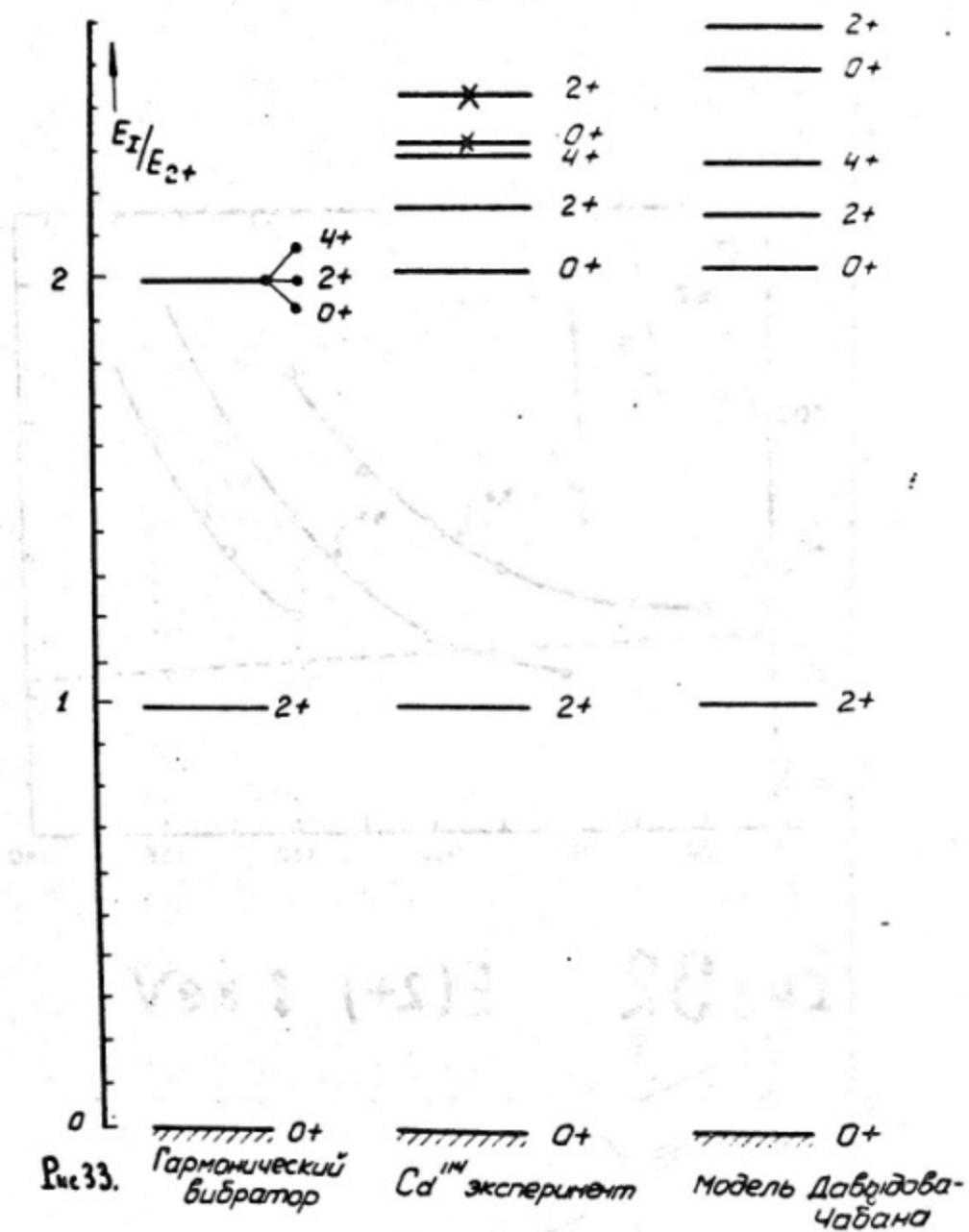


Рис.33.

Гармонический
бибратор

Cd''' эксперимент

Модель Добровольско-
Чабанова

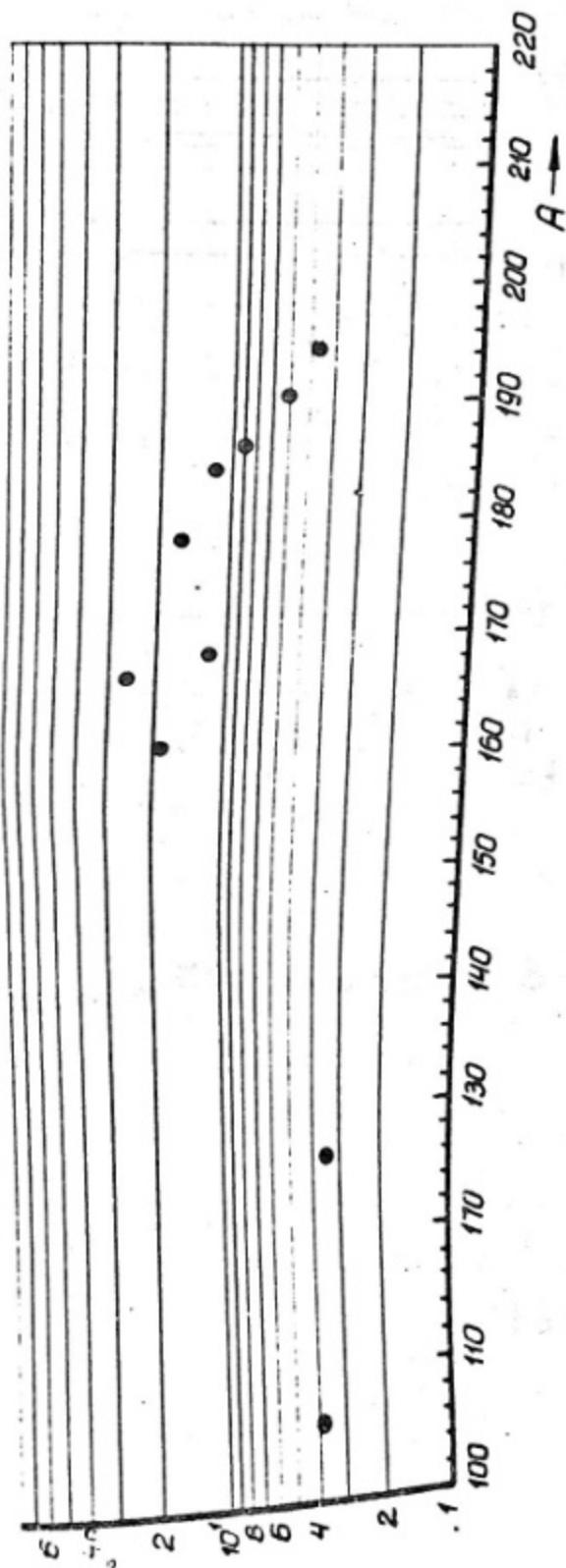


Рис. 39. Положение первых "лишних" уровней (не имеющих аналогов в модели Давыдова-Чабана) $|1\rangle (I \neq 1+)$ в спектрах четных ядер: E_1/E_{2+} .

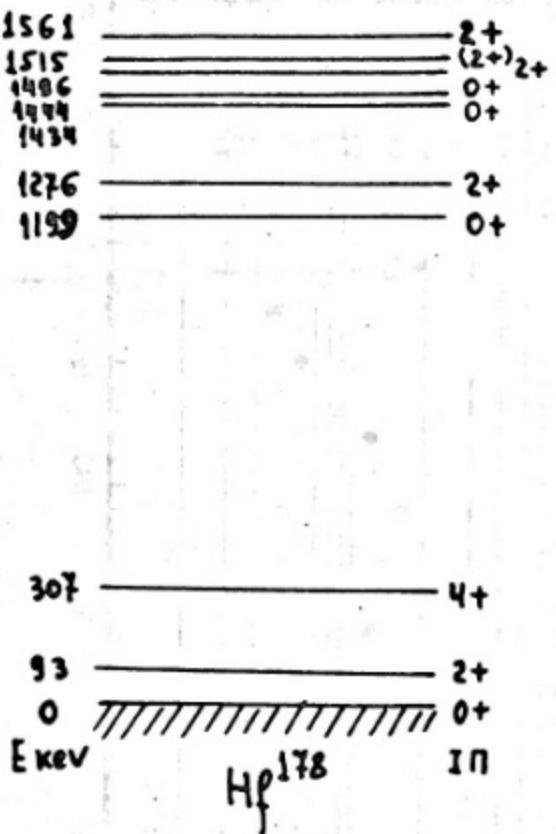


Рис.35. Спектр состояний Hf^{172} по данным работы [86].

Рис 35

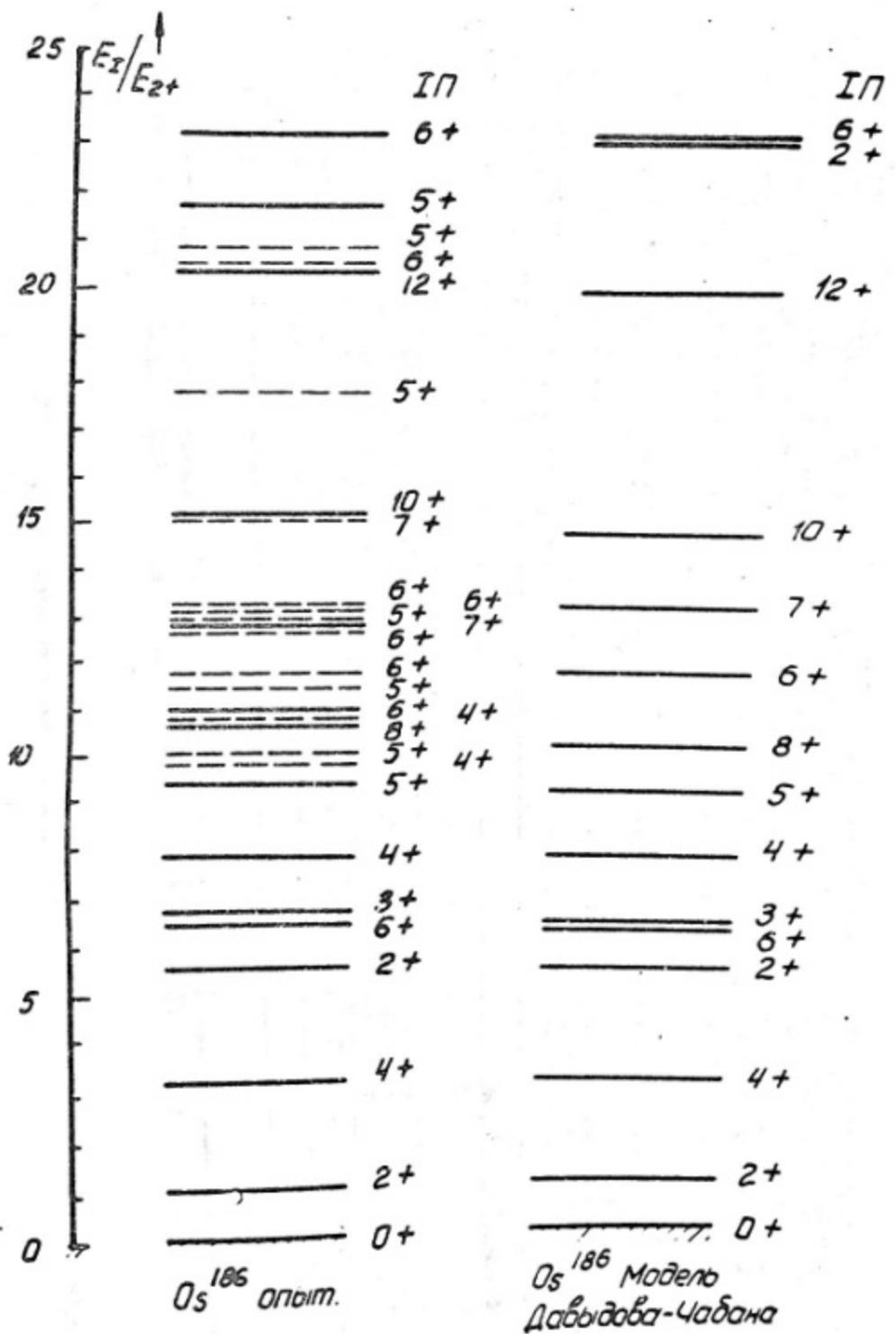
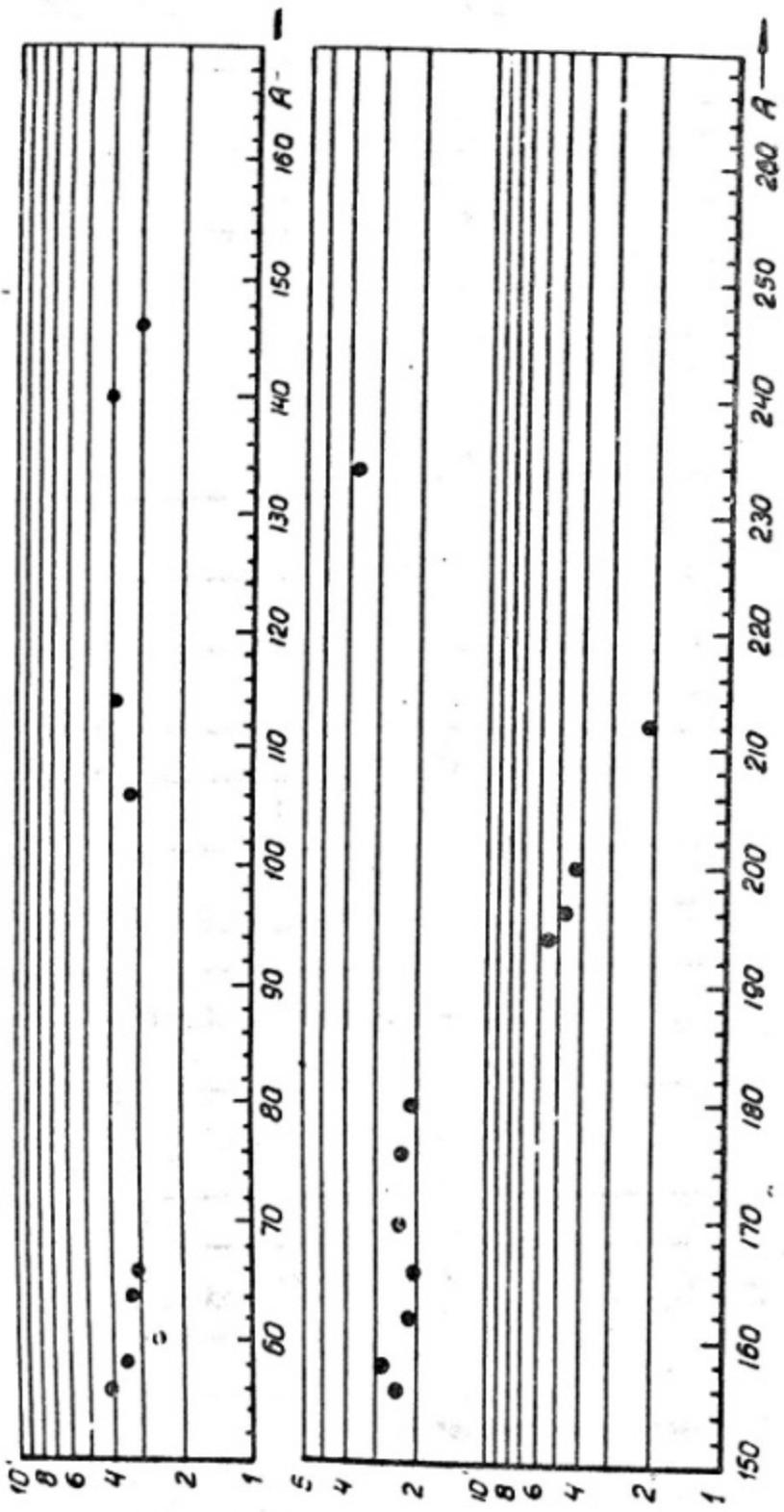


Рис 36.
Пунктами указаны "дополнительные" уровни.



Ис. 87. Положение первых $|1+\rangle$ -состояний в спектрах четных ядер $\frac{\varepsilon_{3+}}{\varepsilon_{2+}} \text{сA}$.

1^+	2227	2195
1^+	2169	2124
1^+	2092	2065
1^+	2044	
1^+	1967	
	1914	1890
1^+	1848	1819
	1800	
	1673	
	1601	
$0^+ 2^+$	1400	
2^+	1358	
0^+	1137	
2^+	686	
2^+	356	
0^+	0	

Fig 38. Pt^{196} cm [87] E kev

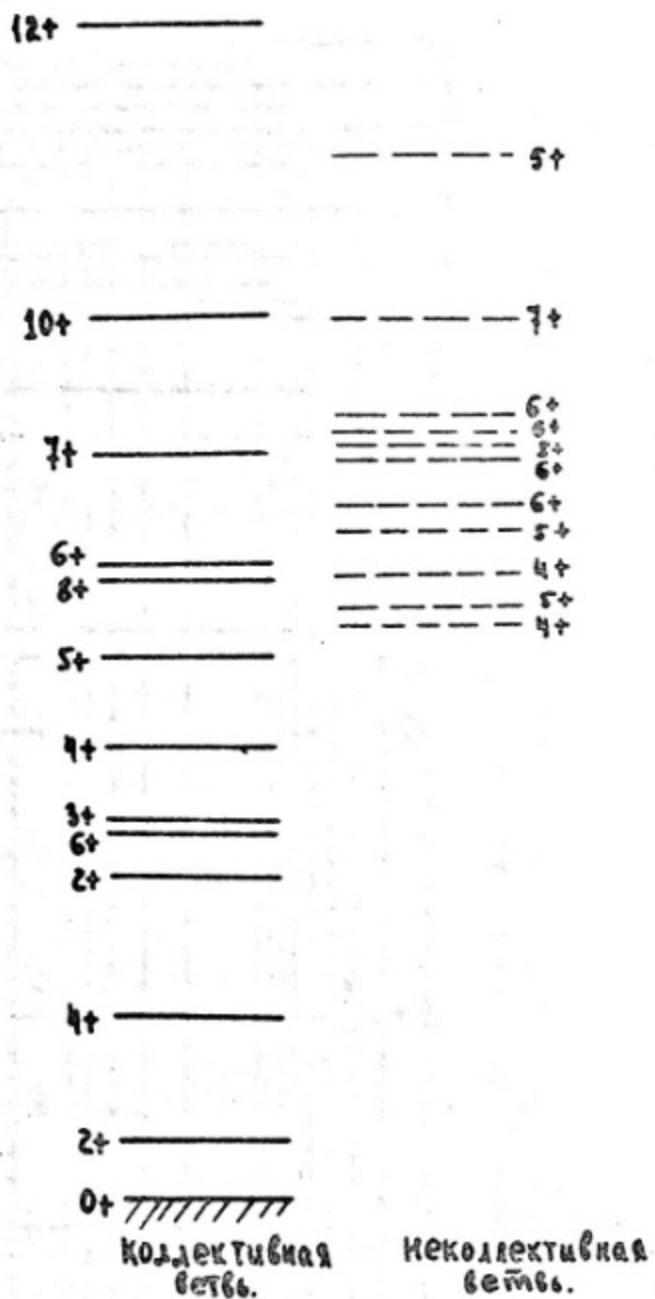


Рис.39. Странция А на примере спектра ^{186}Os .

Рис 39.

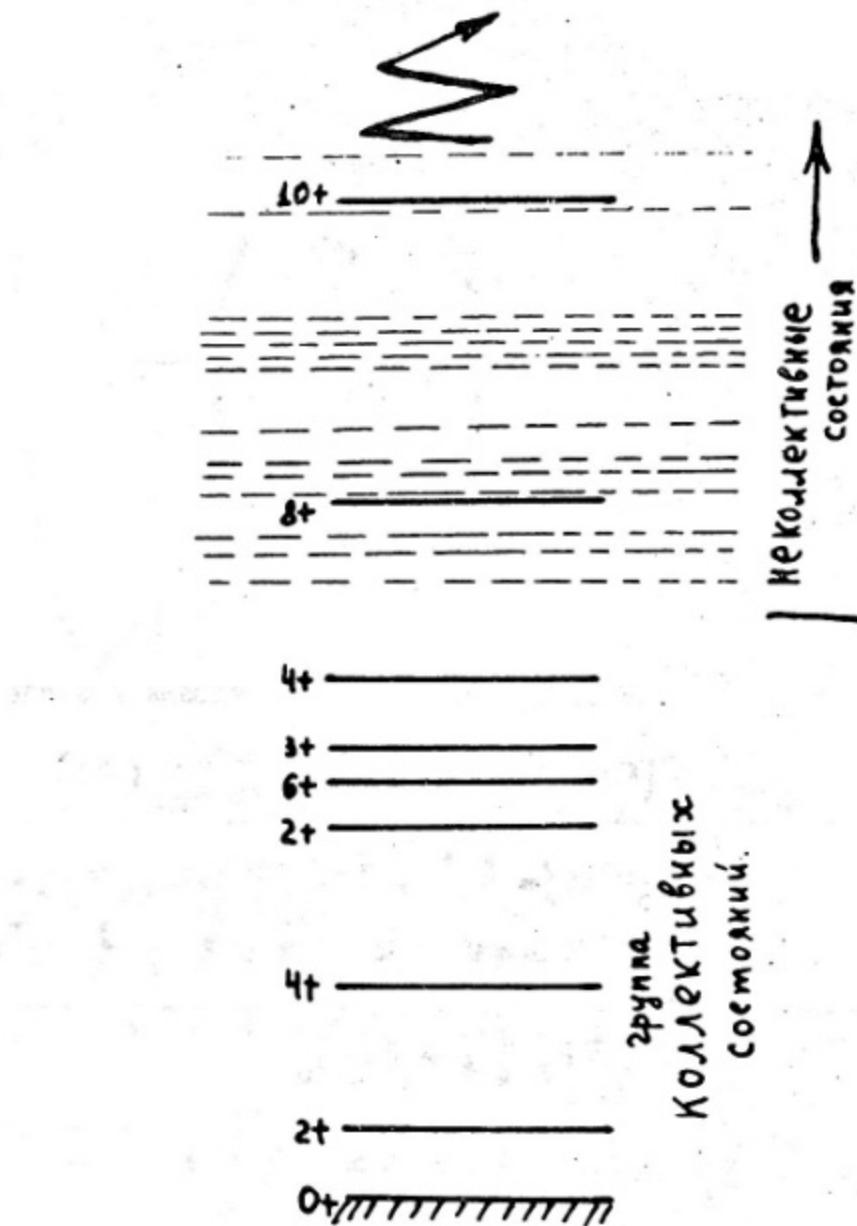


Рис.40. Ситуация Б на примере спектра Os^{186} .

Рис 40.

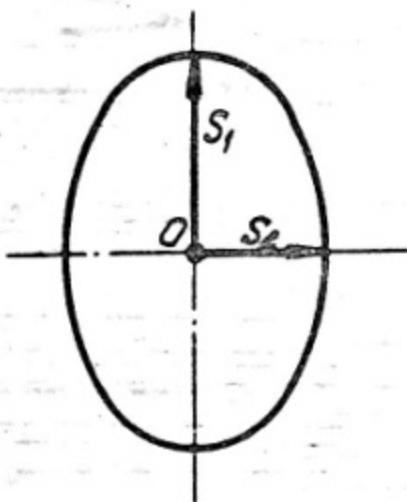


Рис. 41. Распределение заряда в капле.

$$S(\theta) = \frac{R(\theta)}{R_0} = [1 + a_{z0} Y_{z0}(\theta)].$$

$$R_0 = 14 \text{ fm } A^{1/3}; A = 240; a_{z0} = 0,20$$

$$\beta = 22 \text{ meV}; 2\pi\xi = 0,4; \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_0} = 0,66 \text{ meV}$$

$$\rho(\vec{r}) = \rho_0 [1 + \chi(\vec{r})]$$

$$S_1 = 1,126 \quad \chi(S_1) = +0,064$$

$$S_2 = 0,937 \quad \chi(S_2) = +0,046$$

$$\text{В центре } \chi(0) = -0,08$$

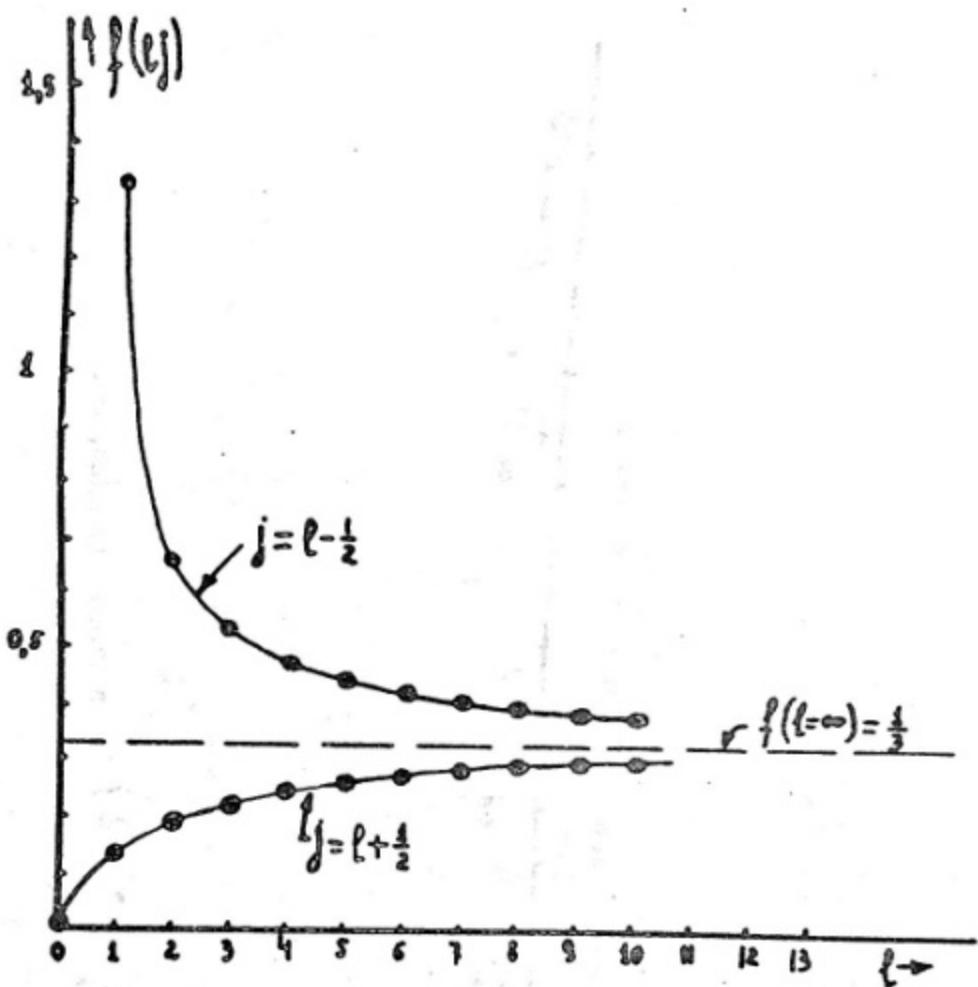


Рис.42. Фактор $f(lj)$ как функция орбитального момента
частичн.

Рис 42.

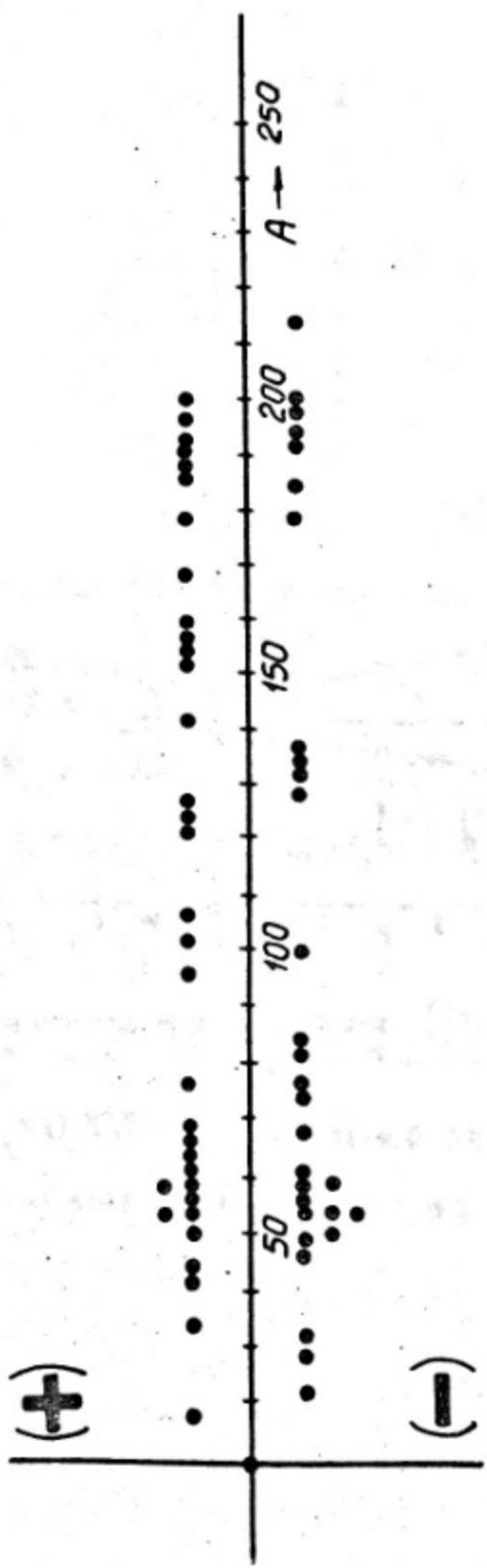
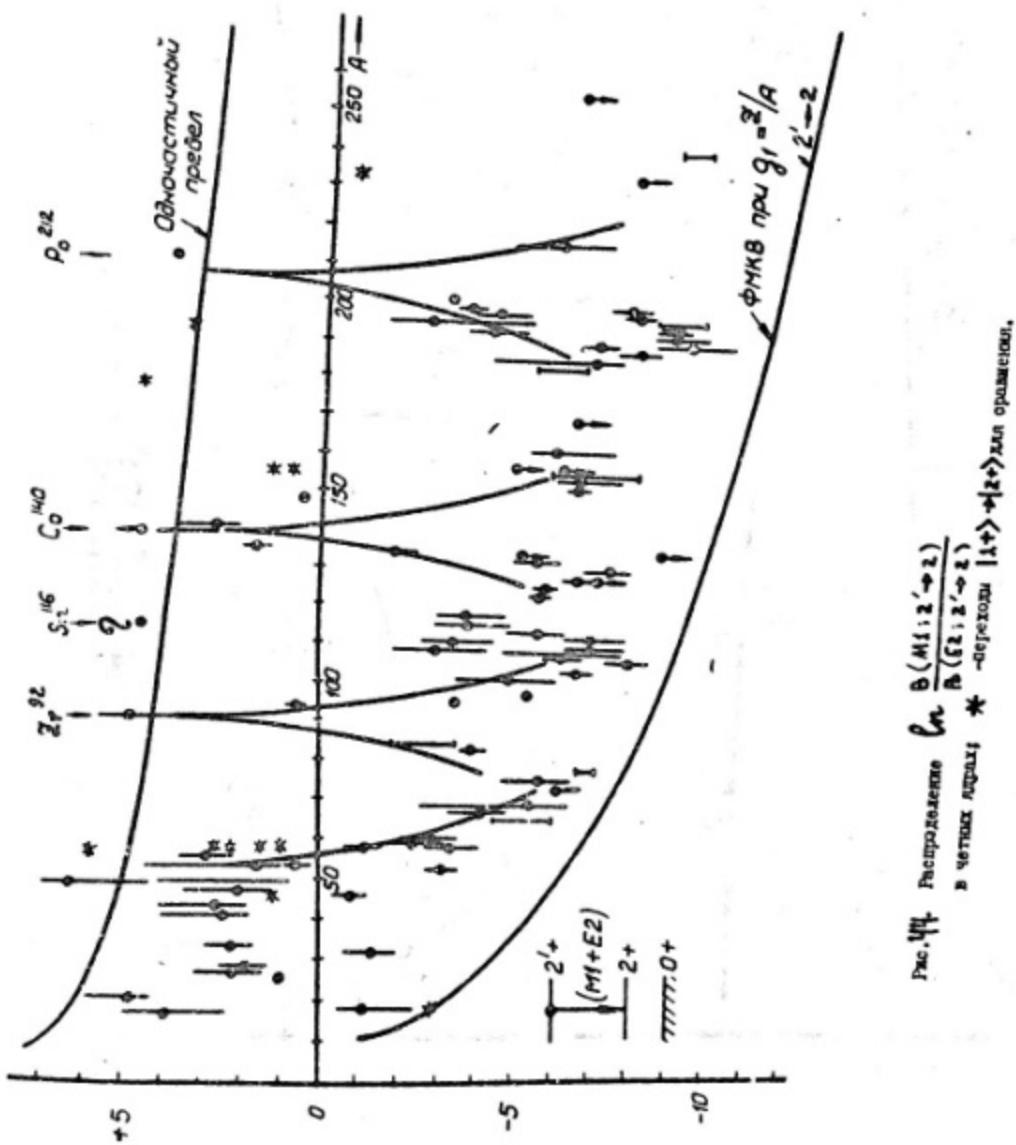
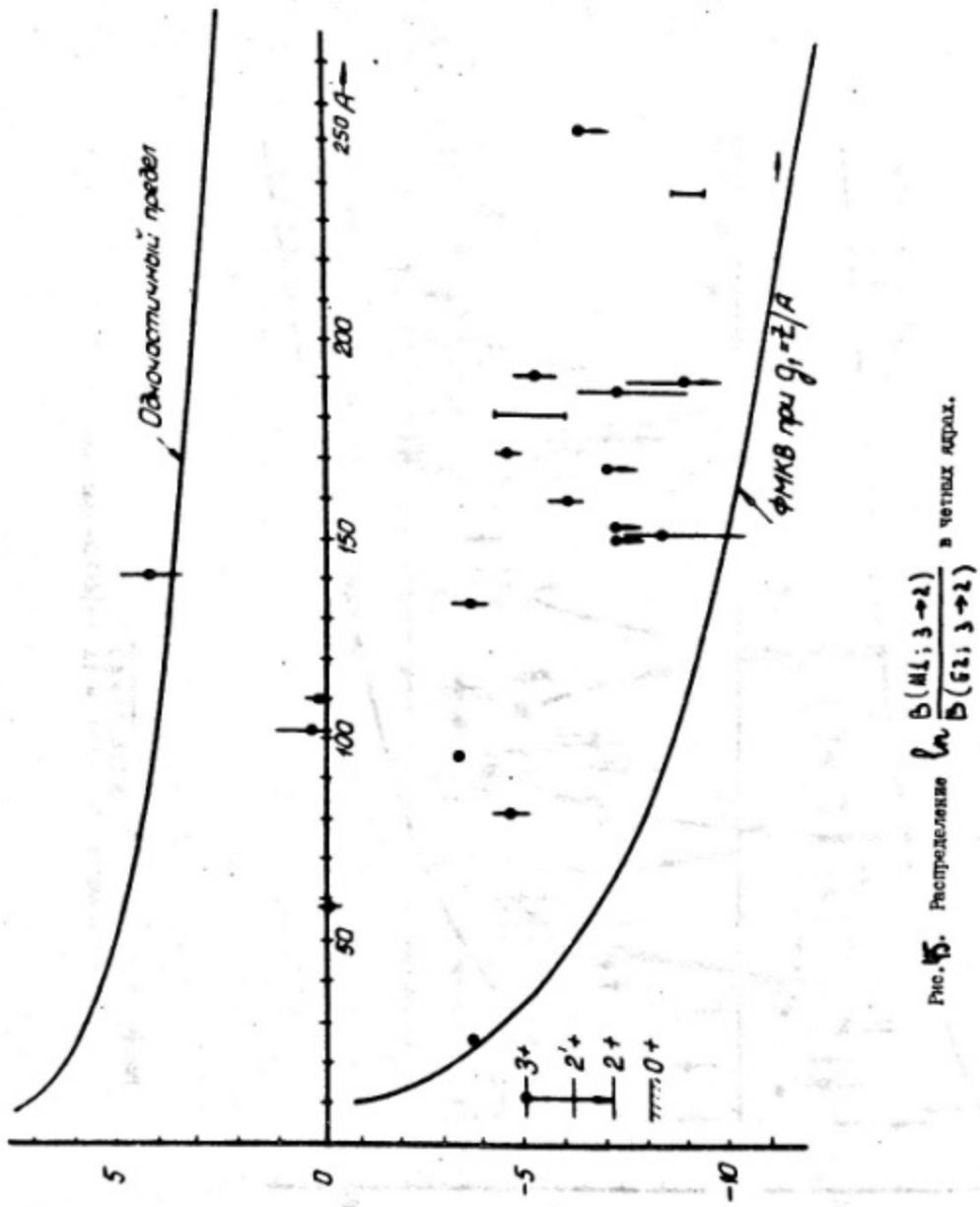


Рис. 13. Четырнадцатое значение знака $S\left(\frac{E_2}{M_1}; 2' \rightarrow 2\right)$
в четных ядрах (см. [1]).





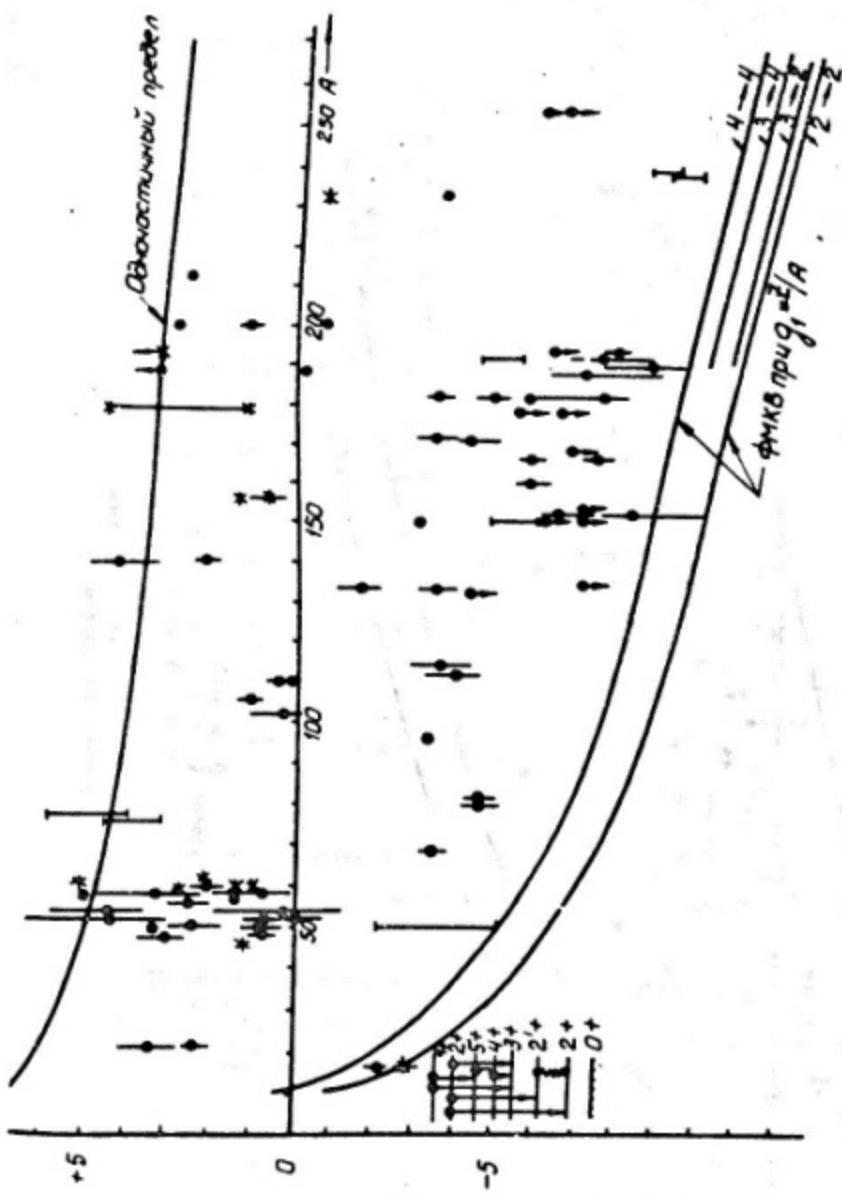


Рис. 16. Помещение $\frac{\rho_n}{\rho_0} B(M1; I \rightarrow I')$
в чистых ядрах для $E2; I \rightarrow I'$
класса $\star = \text{Некр. кл. } |1+\rangle \rightarrow |2+\rangle$

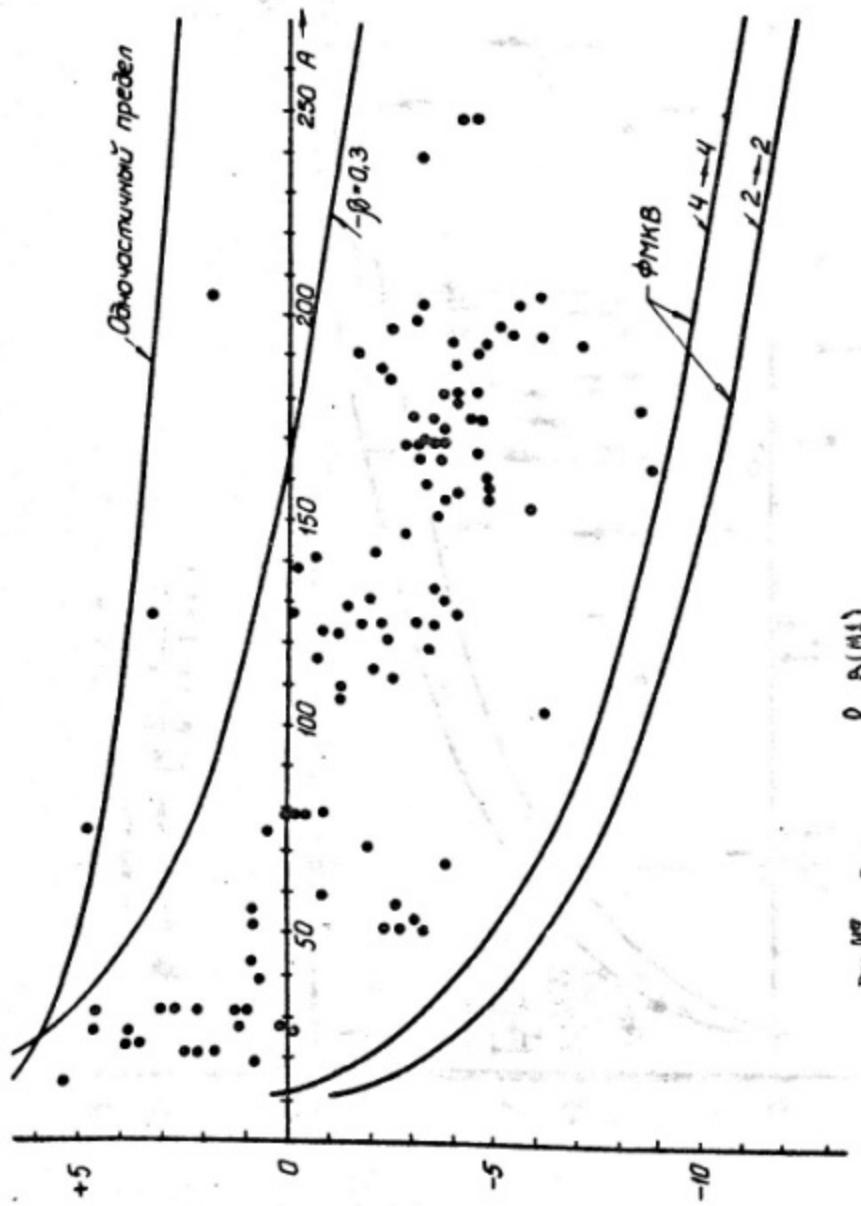


Рис. №7. Распределение $\frac{p_{\text{н}}}{p_{\text{н}} + p_{\text{в}}}$ в МИ
нестатич. издер. Кризиса $\frac{p_{\text{н}}}{p_{\text{н}} + p_{\text{в}}}$ = 0,3 соответствует количеству Е2-перегрузки с действующей лифт $\Phi = 0,3$ и оптимальному МИ-переходу по опорам кабинокон. Крайне ФИБ пределы для пропускной способности.

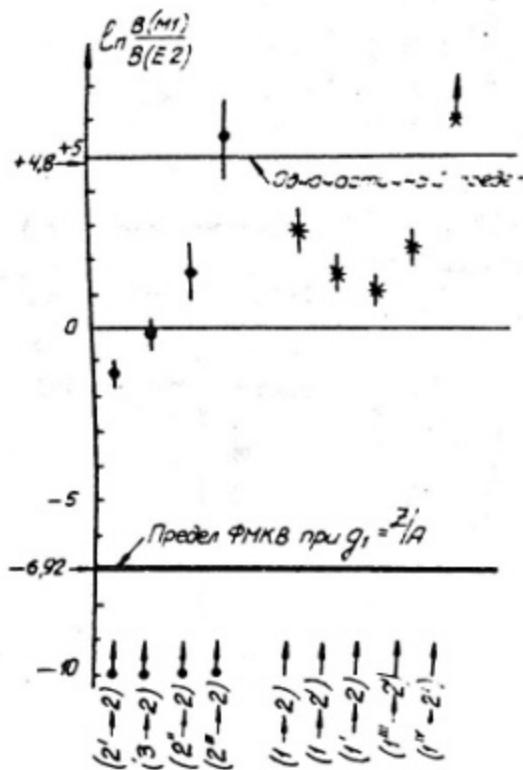
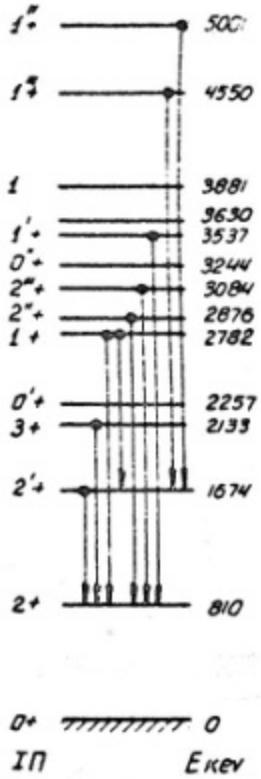
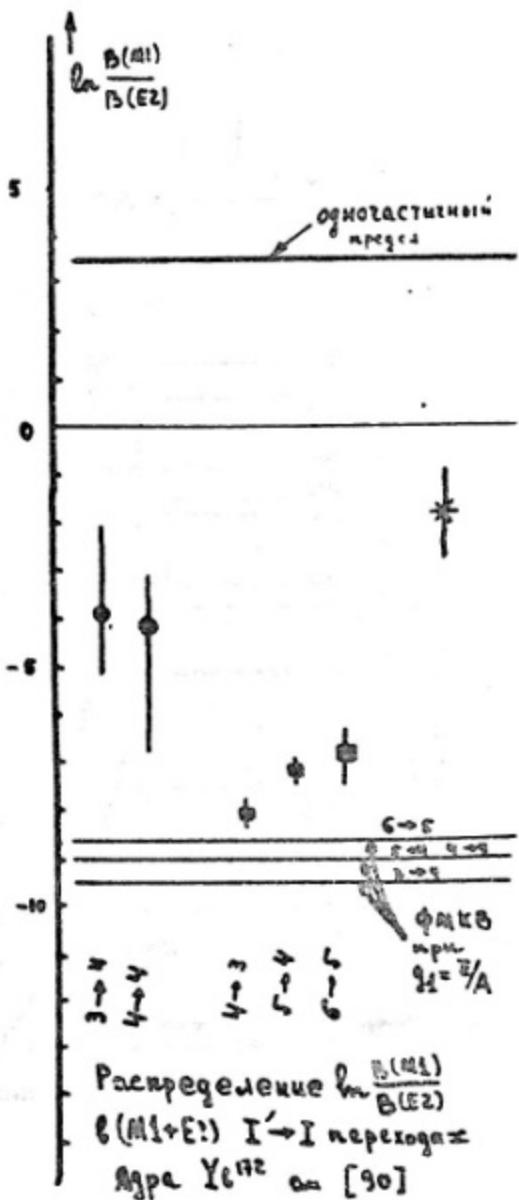
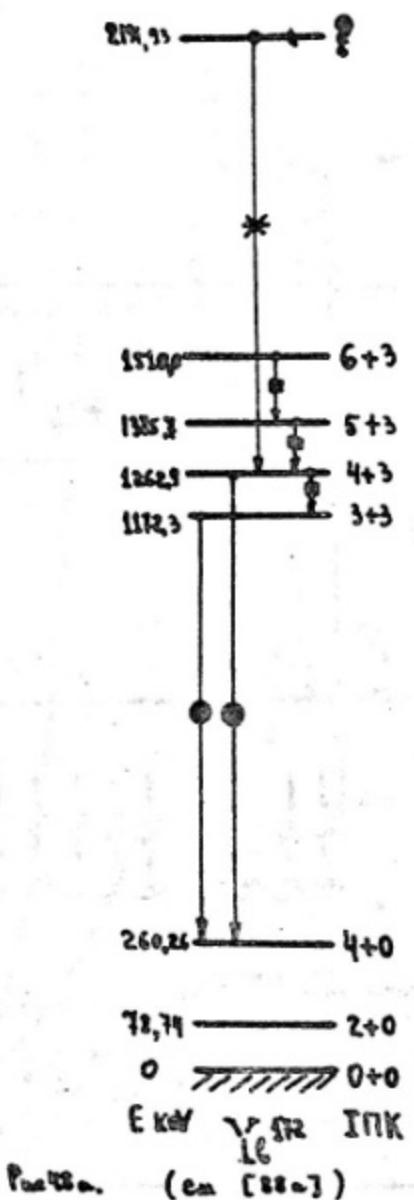


Рис. № 19. Задание о спектре состояний Fe^{56} .
 $B(12; 0 \rightarrow 2) = (0,1544, 0,08) \times 10^{-40} \text{ см}^4$
 $F_{4+} = 16$ — фактор усиления.
 На схеме отмечены линии смыкания $M+E2$ -переходами ядра Fe^{56} (см. [69]).



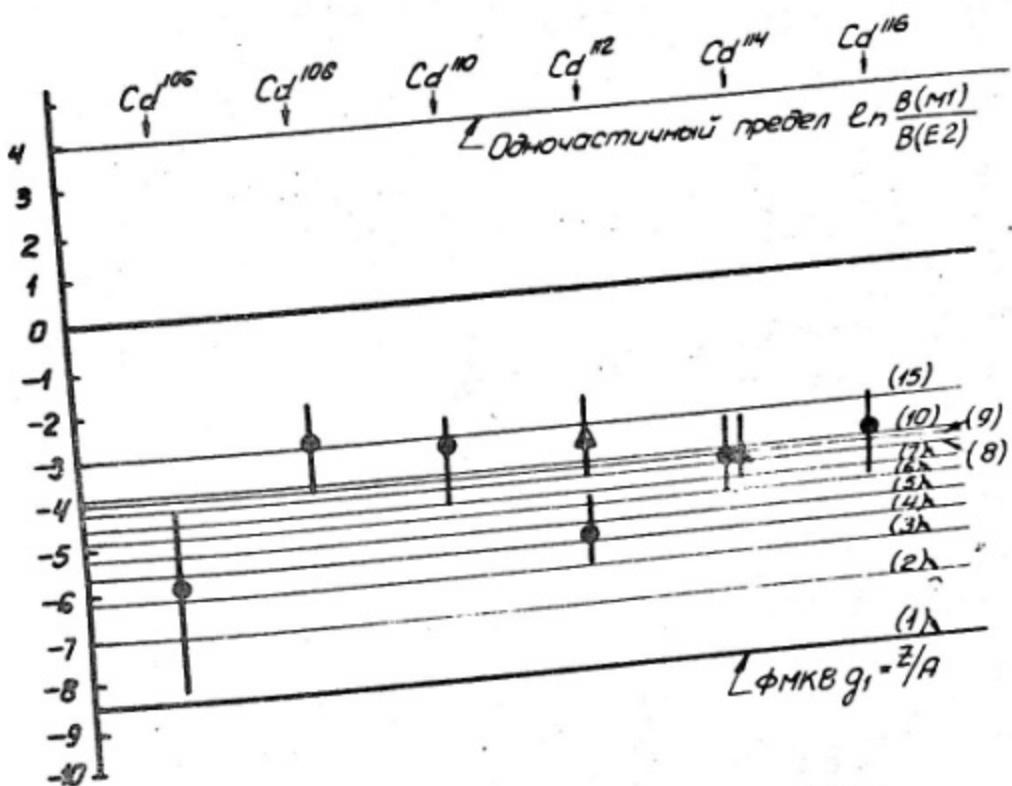
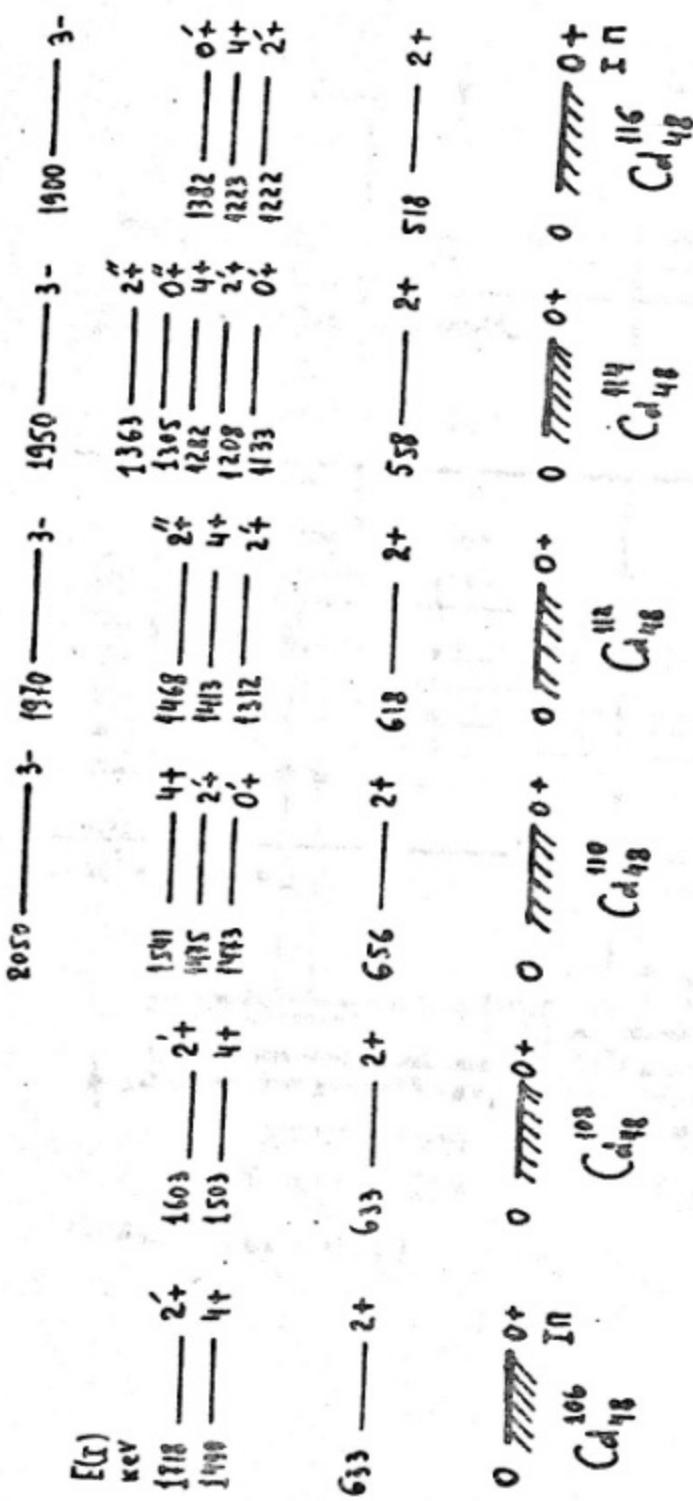


Рис. 48. Распределение $\ln \frac{B(M1)}{B(E2)}$ в изотопах $Cd^{106\pm 116}$ для $2' \rightarrow 2$ и $2'' \rightarrow 2$ переходов. Линии, отмеченные (n) , соответствуют ФМКВ с $g_1 = n \cdot \frac{Z}{A}$. $2' \rightarrow 2$ ↓; $2'' \rightarrow 2$ ↑.
Данные см. рис. 37.

Puc 50.



РИСУНКИ К ЛЕКЦИИ № 4

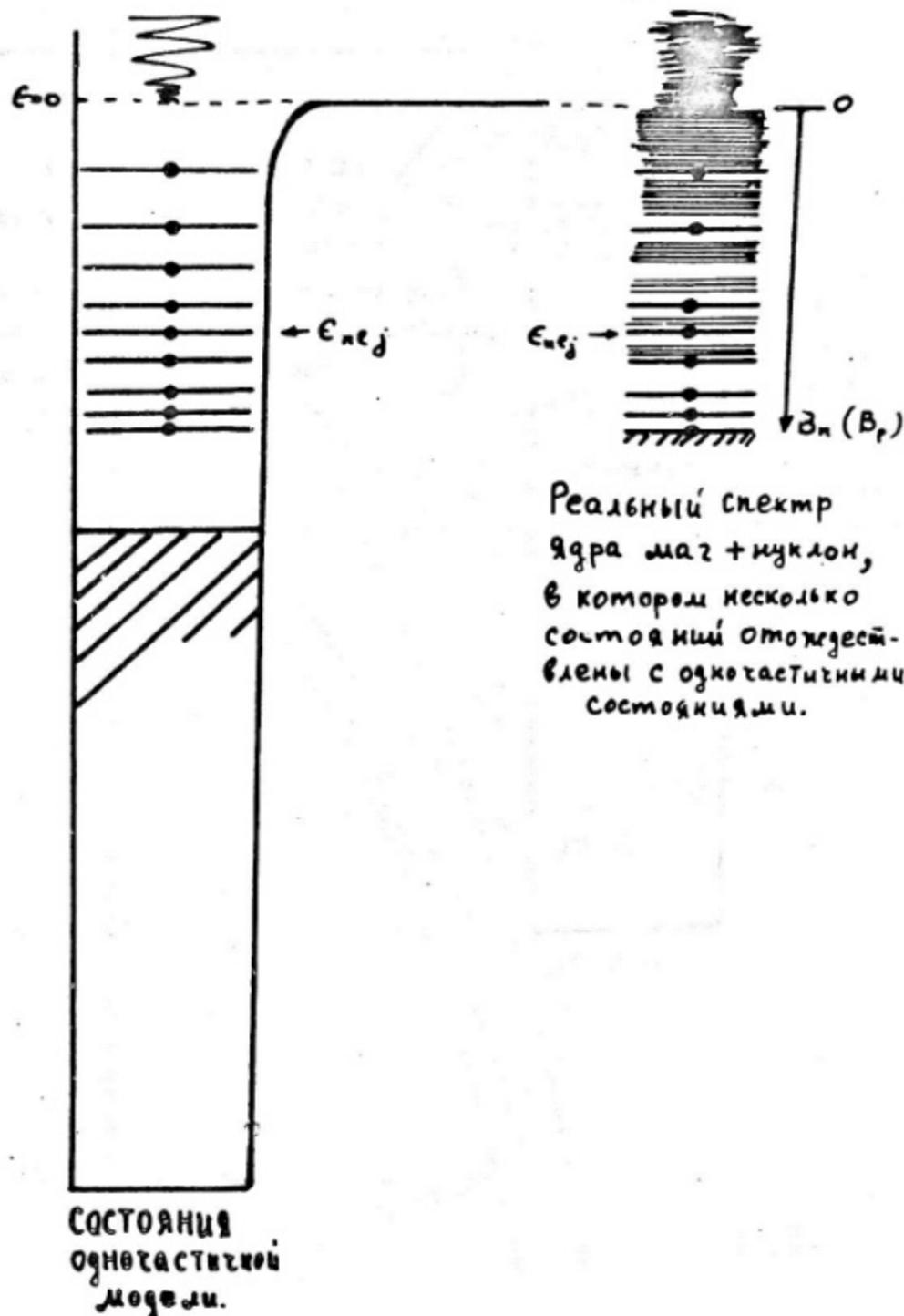


Рис 51.

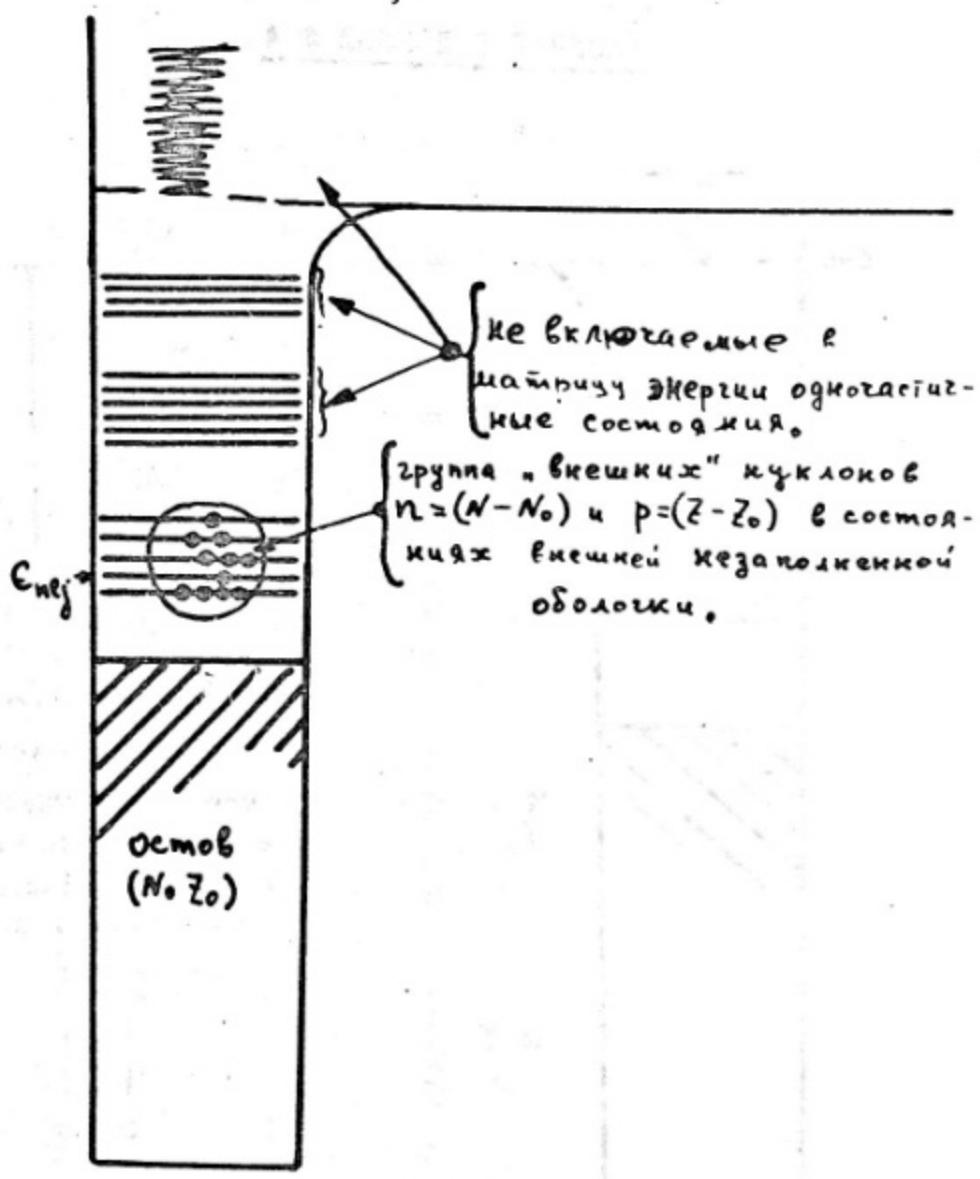
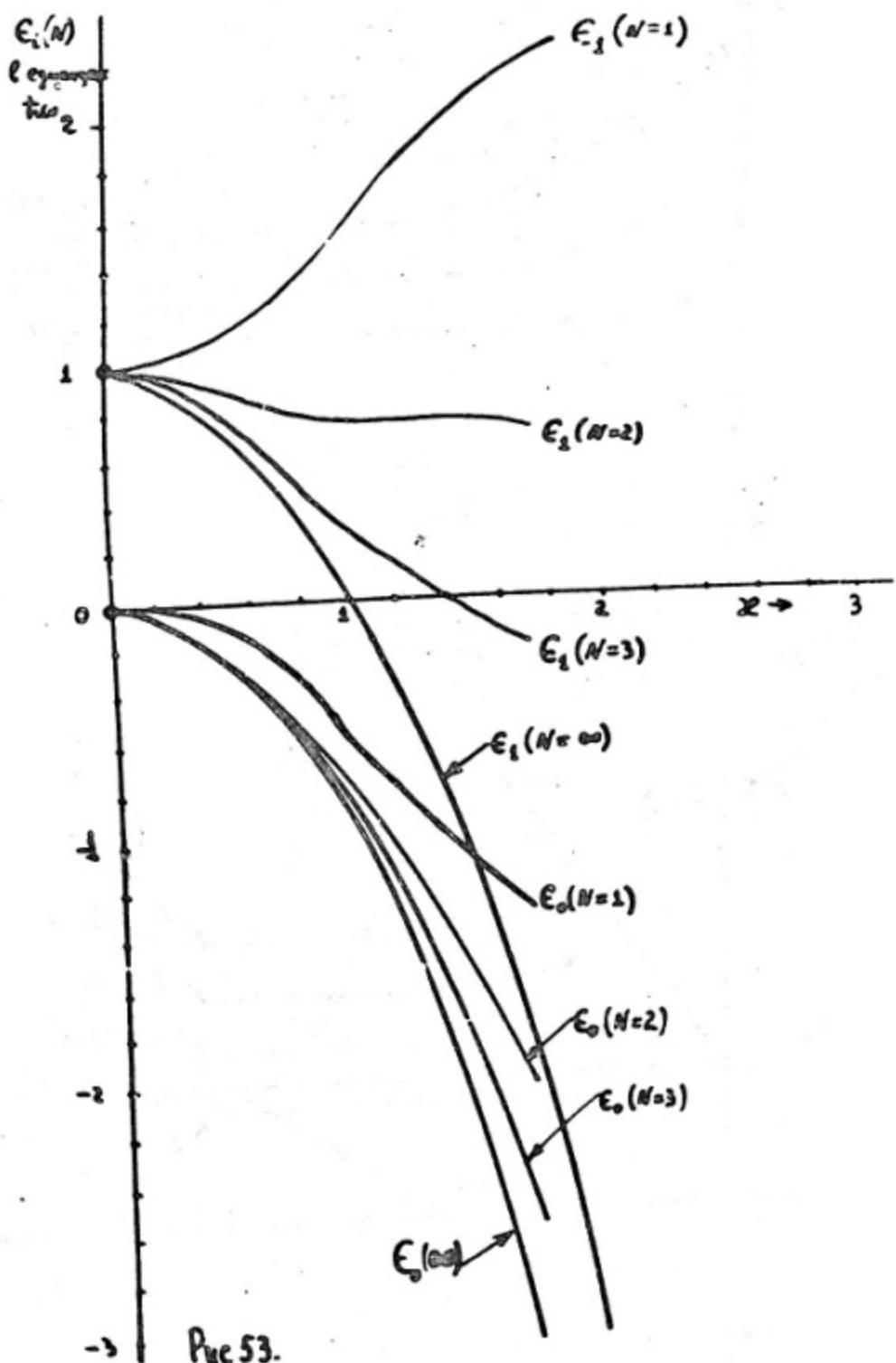
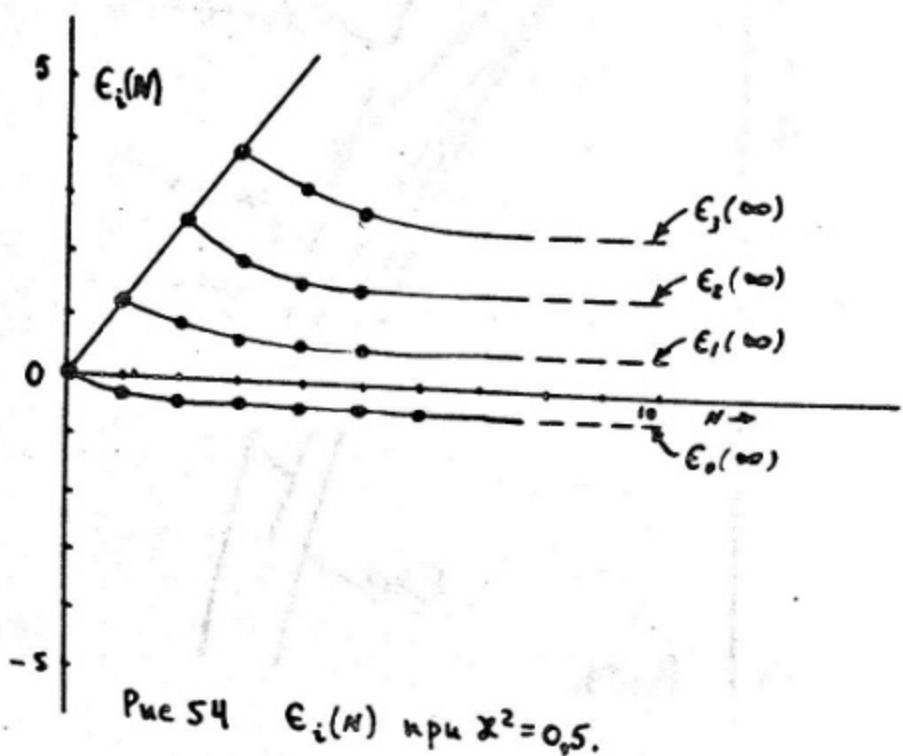
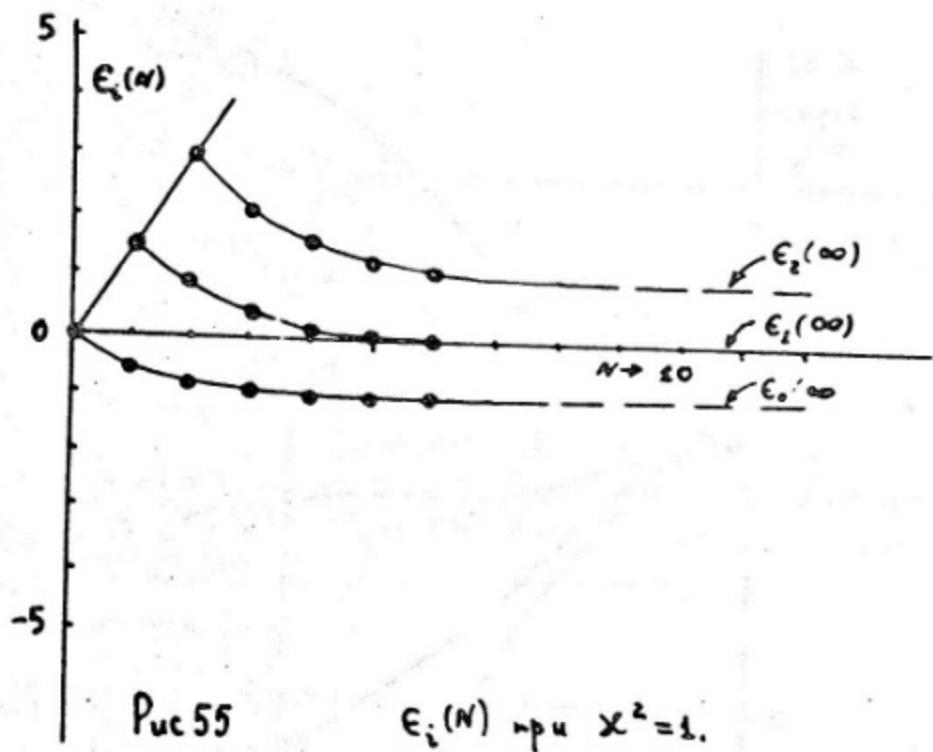
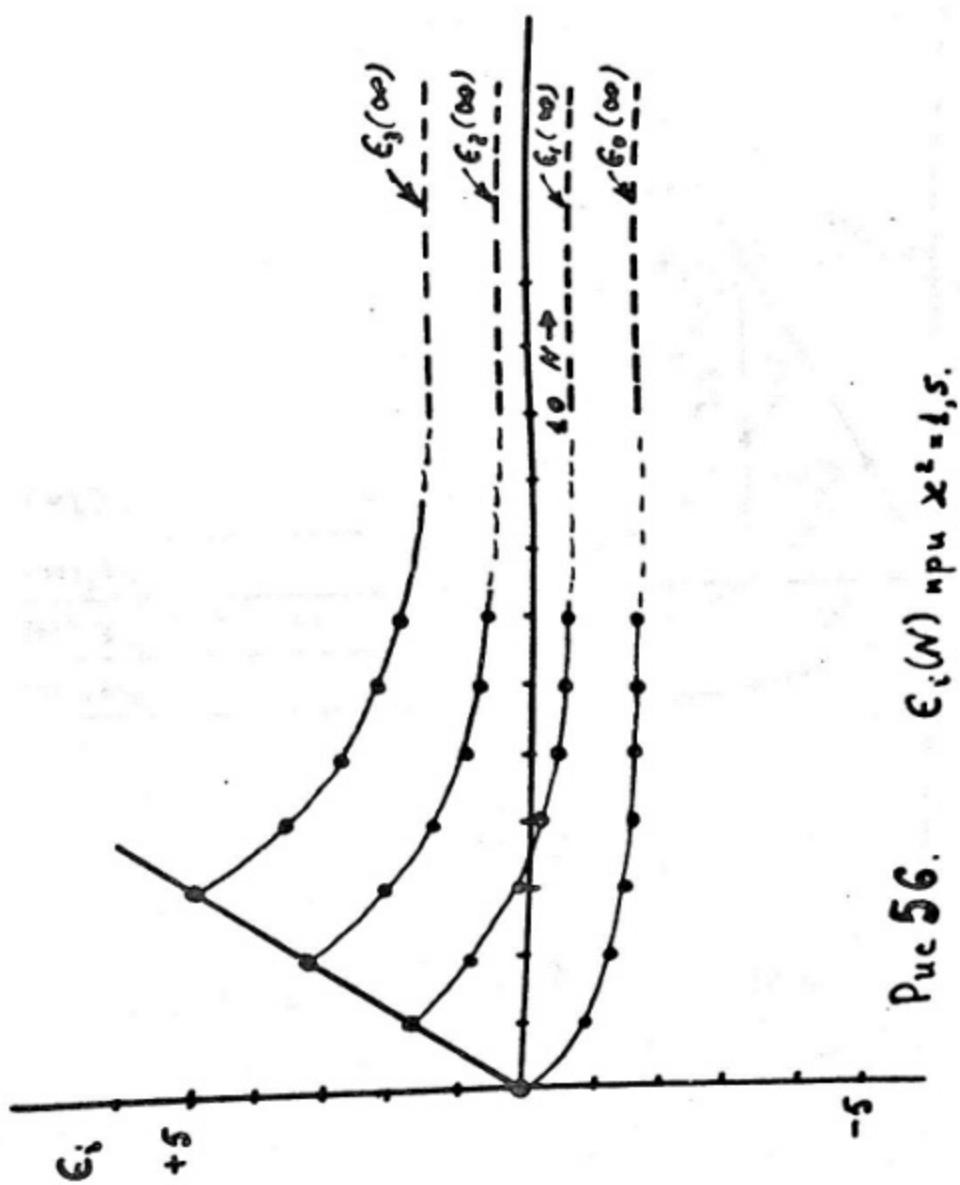
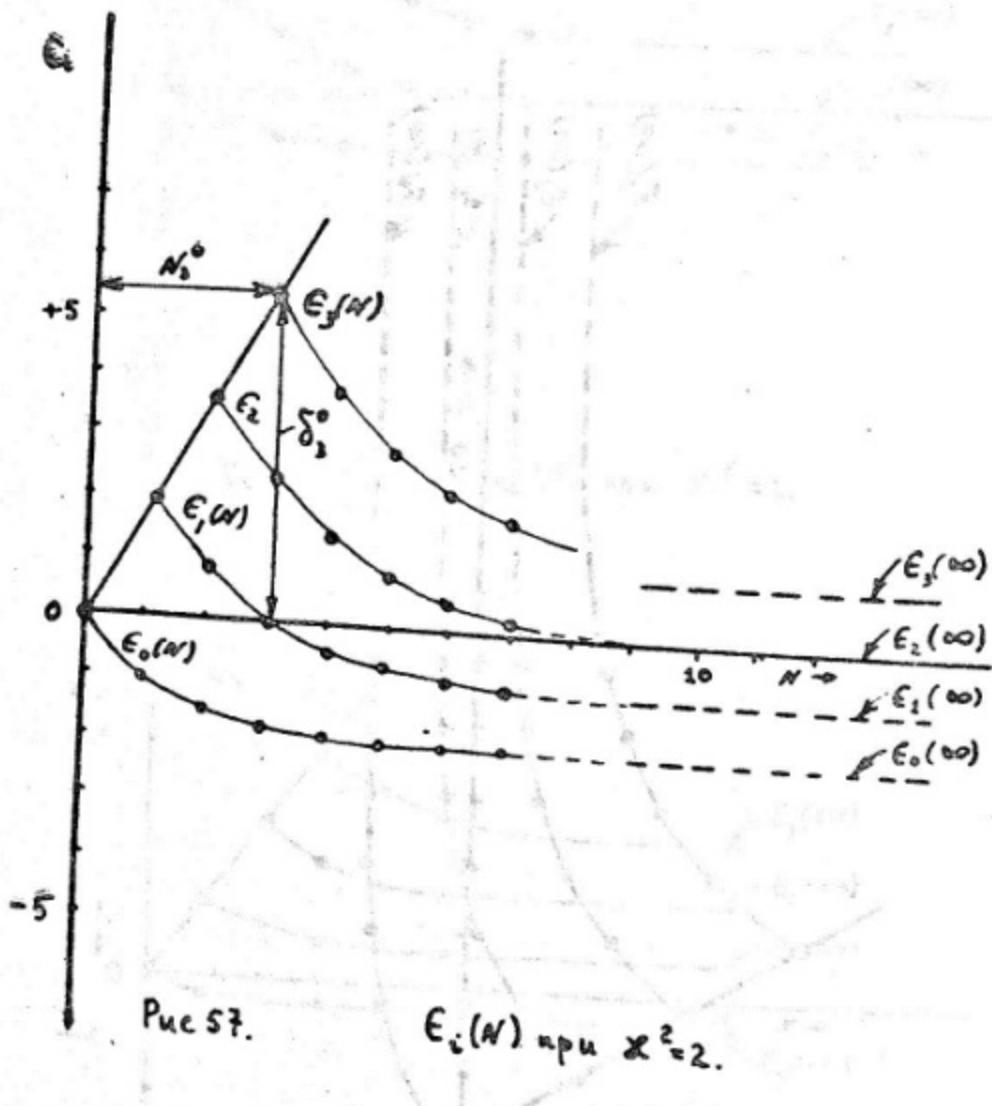


Рис 52.









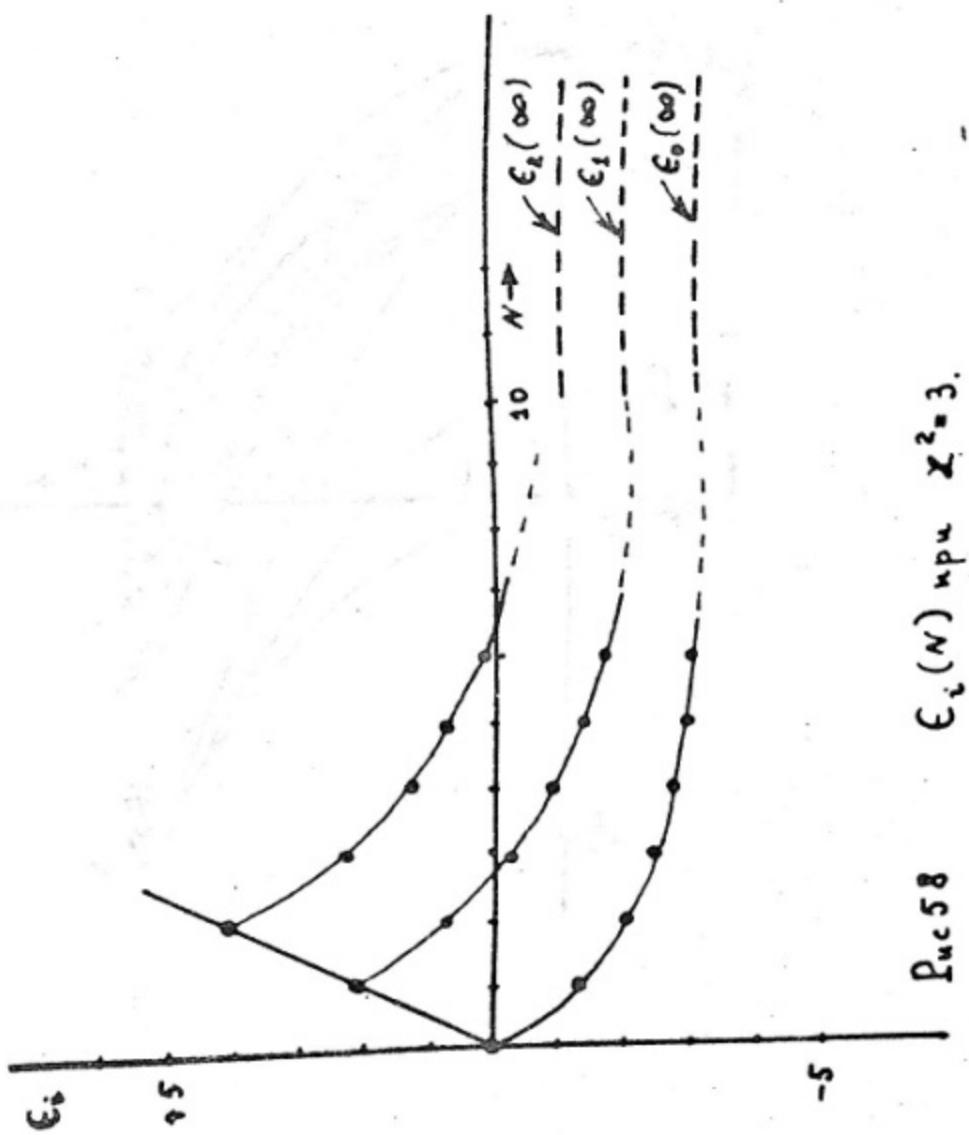
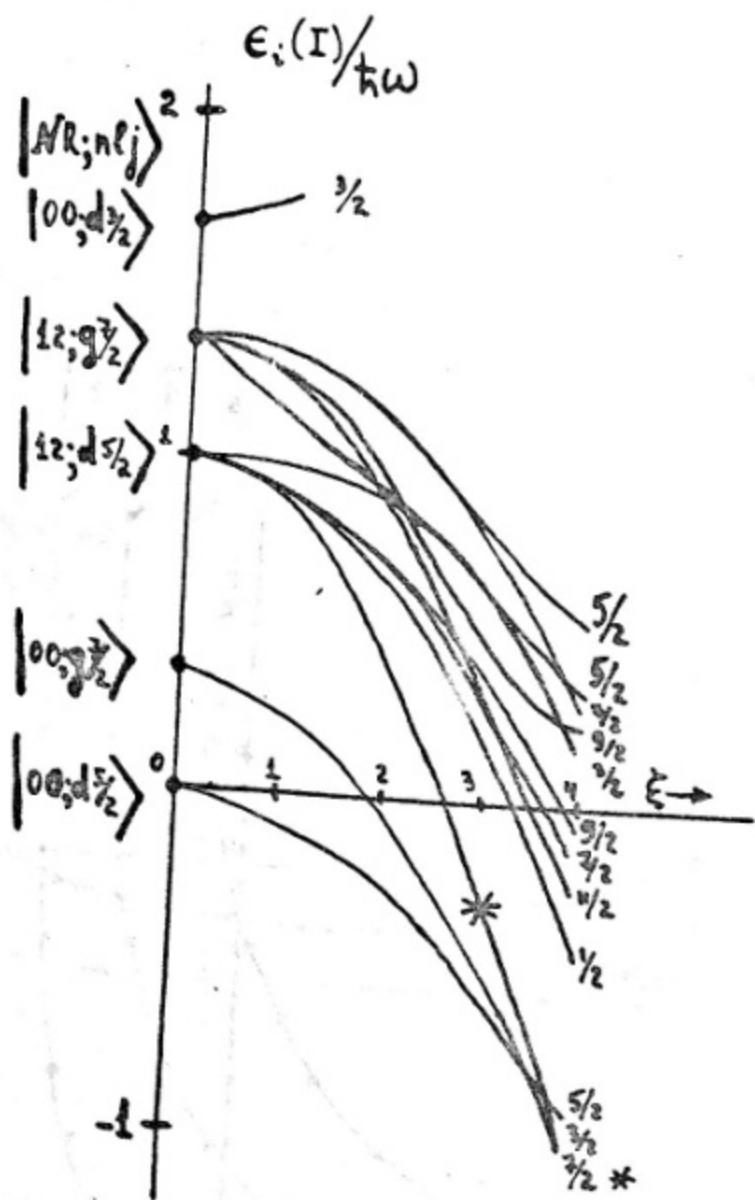


Fig. 58 $E_i(N)$ npu $\chi^2 = 3$.



Pme 5g.

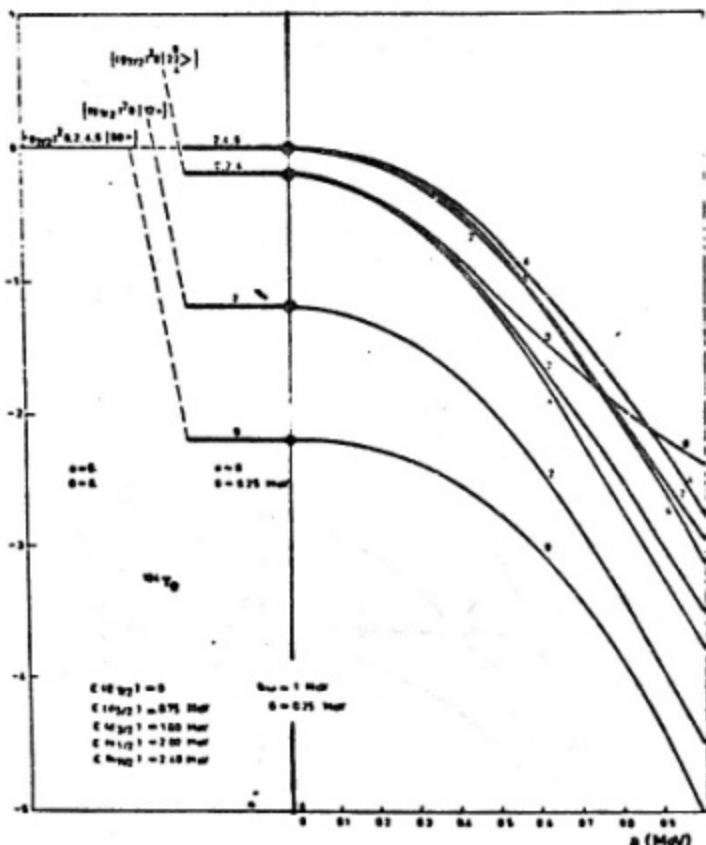


Рис.60. Начальные уровни энергии состояний с положительной четностью в зависимости от константы связи частицы с квадрупольными фононами остова.

$$\alpha = \frac{\langle K \rangle}{\Gamma_{K^*}} \left(\frac{\hbar \omega}{2c} \right)^{1/2}$$

На рас.указанные принятие значения других параметров модели, а также исходные состояния $\{|n_j\rangle\}^2 \cup |NR\rangle I\}$ (согласно работе [II6]).

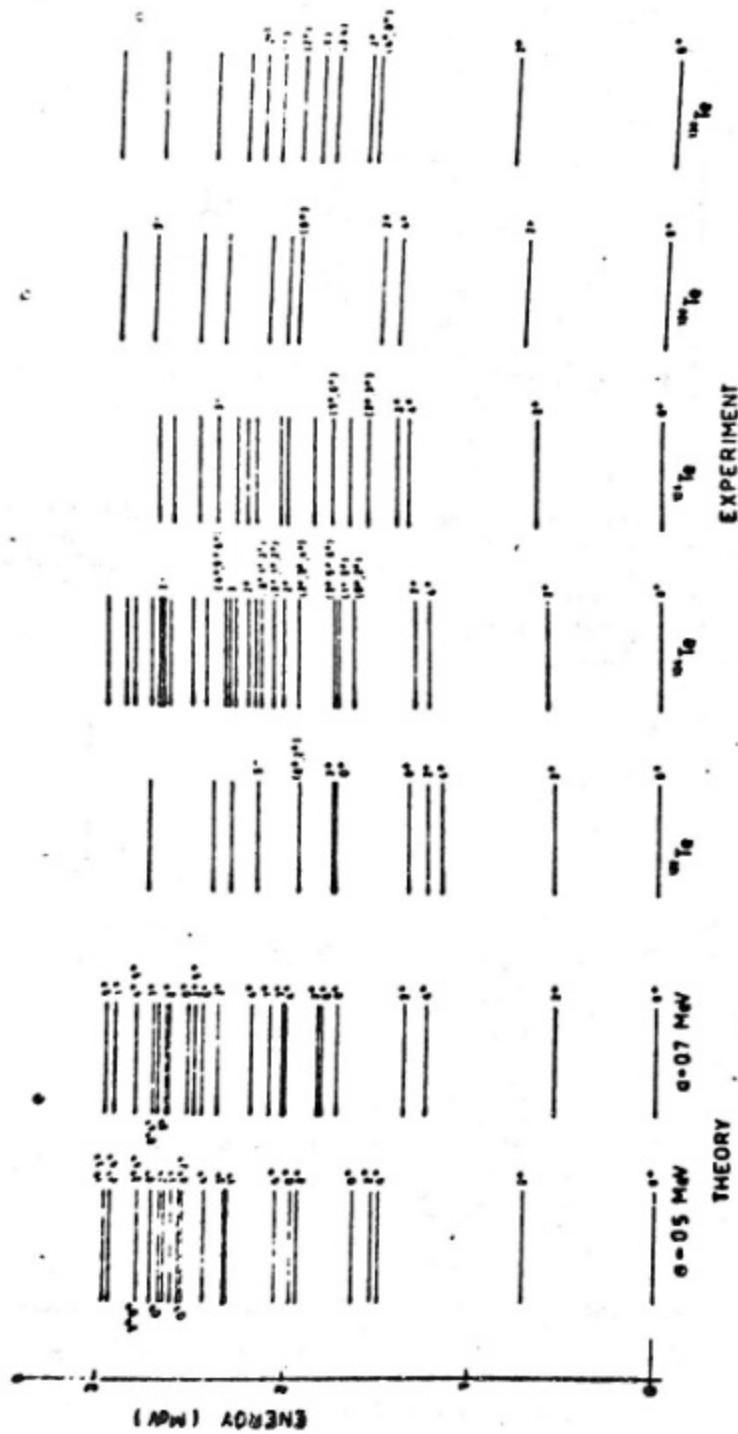


FIG. 61.

The experimental spectra of several tellurium isotopes in comparison with the calculated positive parity levels for $\alpha = 0.5$ MeV and $\sigma = 0.7$ MeV. Single-particle energies used in the calculation are: $r(g_9) = 0$, $r(d_5) = 0.75$ MeV, $r(d_3) = 1.8$ MeV, $r(s_1) = 2.0$ MeV and $r(h_9) = 2.4$ MeV. The pairing constant is $G = 0.25$ MeV and the vibrator energy is taken to be $A\omega \approx 1$ MeV.

(See [416] FIG. 2.)

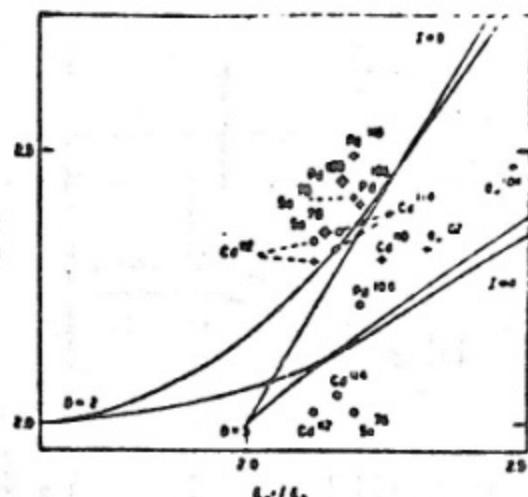


FIG. 62.

Fig. 1. Experimental and theoretical results for the energy ratios E_0/E_1 (crosses) and E_0'/E_1' (circles), plotted against E_0/E_1 . For Cd^{112} and Cd^{114} , E_0'/E_1 is also given. The theoretical results refer to the case of two nucleons in the $(\text{if}_1)^2$ configuration, with the interaction of eq. (1), coupled to at most three phonons, and with the parameter $D = 2$ and 3.

(c.m. [118])

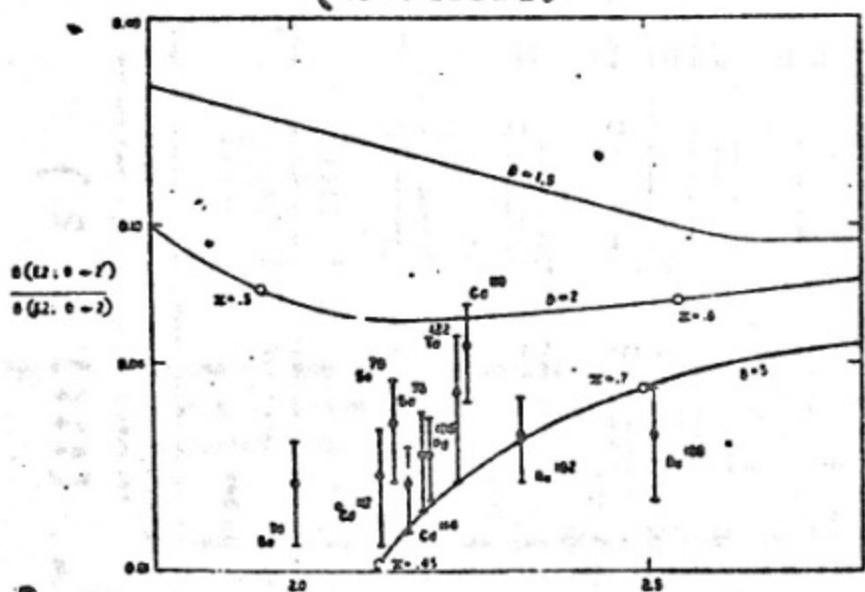


FIG. 63.

Fig. 2. Experimental^{a)} and theoretical^{b)} results for the E2 transition probability ratio $S(\text{E}2; 0 \rightarrow 2) / S(\text{E}2; 0 \rightarrow 0)$.
The theoretical results are obtained as in fig. 1, but with the addition of the case $D = 1.5$.

(c.m. [118]).

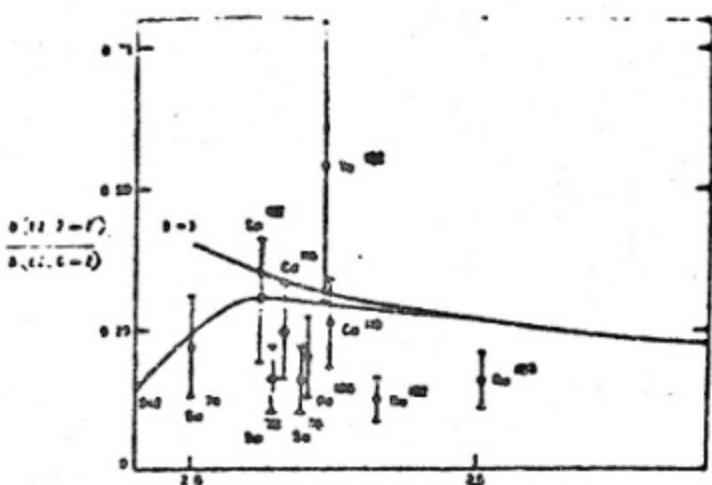


Fig. 64.

Fig. 3. Experimental⁽⁶⁾ and theoretical results for the E2 transition probability ratio $B(E2; 2+ \rightarrow 2')/B(E2; 2+ \rightarrow 2)$.

The theoretical results are obtained as in fig. 1.

[C.M. [118]]

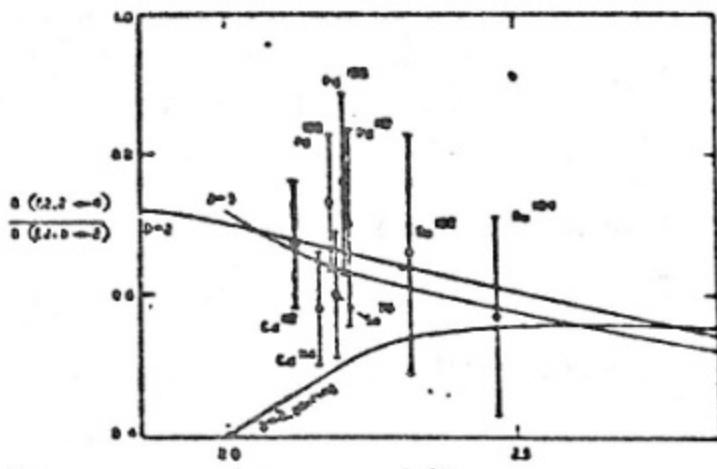


Fig. 65

Fig. 4. Experimental^(6,8) and theoretical results for the E2 transition probability ratio $B(E2; 2+ \rightarrow 4+)/B(E2; 0+ \rightarrow 2)$.

The results for Pd^{100} and Pd^{100} are those obtained from $\gamma\gamma$ coincidences assuming that any state near the 4⁺ state is weakly excited. We have also included an unpublished result of Eades for Se^{76} . The curves marked "D = 2'" and "D = 3'" are obtained as in fig. 1. That marked "D (giving g)" is discussed in note 9.

[C.M. [118]]

СОДЕРЖАНИЕ

стр.

Лекция 1. Основные экспериментальные данные	2-33
Лекция 2. Структура феноменологических моделей коллективных (квадруполь- ного типа) возбуждений четных ядер	34-69
Лекция 3. Об экспериментальной проверке реализации основного постулата ФМКВ	70-100
Лекция 4. Варианты объединенной модели и переход к микроскопическому описанию коллективных возбужде- ний ядер	101-137
Рисунки к лекции 1	138-151
Рисунки к лекции 2	152-181
Рисунки к лекции 3	182-204
Рисунки к лекции 4	205-217