

С 343

П-58

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

3 - 4421

А.Б.Попов

НЕЙТРОНОСПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ИЗОТОПОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЯДЕР

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Ю.Я. Стависский

кандидат физико-математических наук

С.И. Сухоручкин

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова.

Автореферат разослан

1969 г.

Защита диссертации состоится

1969 г.

на заседании Объединенного Ученого совета лабораторий нейтронной физики и ядерных реакций.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Ю. Чубурков

3 - 4421

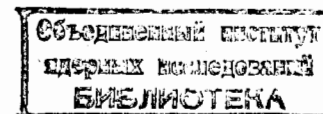
А.В. Попов

НЕЙТРОНСПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ИЗОТОПОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЯДЕР

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

6103 ср.



В диссертации излагаются результаты исследования нейтронных резонансов редкоземельных ядер, выполненные на нейтронном спектрометре ЛНФ ОИЯИ. Использование метода времени пролета позволяет получать такие параметры резонансов, как энергию -  $E_0$ , нейтронную ширину  $\Gamma_n$ , полную ширину  $\Gamma$  или радиационную ширину  $\Gamma_\gamma$ . Изучение редкоземельных ядер проводится в ЛНФ с момента запуска импульсного быстрого реактора (ИБР) <sup>1/1/</sup>. Интерес к этой области ядер был обусловлен тем, что в литературе имелся существенный пробел в данных о параметрах резонансов редкоземельных ядер, а также ожиданием, что специфическая особенность этих ядер - наличие больших деформаций - может каким-либо образом повлиять на свойства нейтронных резонансов.

#### Описание нейтронного спектрометра

Общая схема экспериментальной установки для нейтронно-спектрометрических исследований представлена на рис. 1. Установка расположена на 1000-метровой пролетной базе ИБРа. Длительность нейтронного импульса ИБРа составляет 40-60 мксек. При работе реактора с микротроном в качестве инжектора <sup>1/2/</sup> длительность нейтронного импульса сокращалась до 4-5 мксек. Использование пролетного расстояния от 250 до 1000 м позволяет иметь разрешение от 80 до 5 нсек/м. Основная часть измерений выполнена в микротронном режиме. Нейтронный пу-

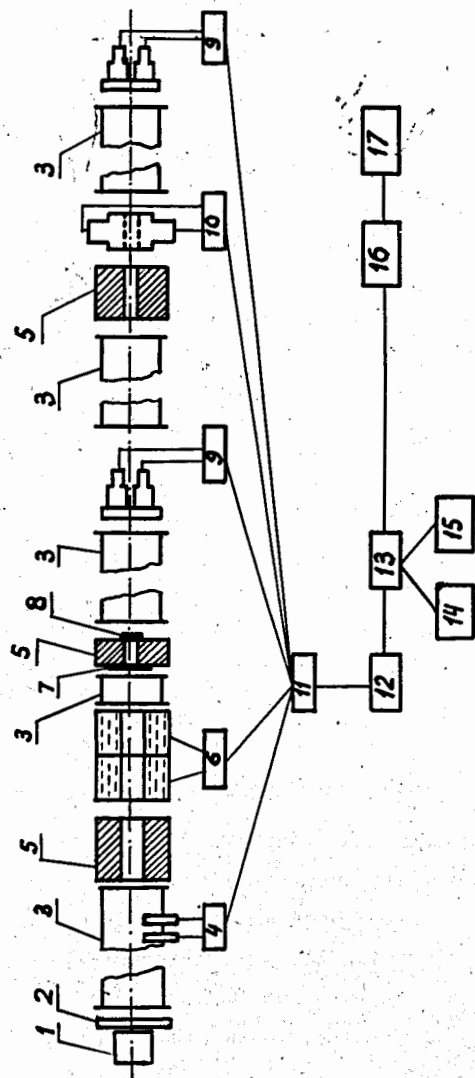


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 - реактор, 2 - водяной замедлитель, 3 - вакуумированный нейтронвод, 4 - мониторные счетчики, 5 - коллиматор, 6 - жидкостный (n, γ) - детектор, 7 - борный фильтр, 8 - исследуемый (на пропускание) образец, 9 - нейтронный детектор, 10 - (n, γ) - детектор из кристаллов NaI, 11 - входная стойка измерительного центра, 12 - временной анализатор, 13 - коммутатор, 14 - цифровая печать, 15 - графико-построитель, 16 - ЭВМ "Минск-2", 17 - ЭВМ "М-20".

чек оборудован двумя детекторами нейтронов, жидкостным сцинтилляционным (n, γ) -детектором объемом 500 л, (n, γ) -детектором из 4 кристаллов NaI, мониторными счетчиками (СНМ-5), необходимым набором коллиматоров. Имеющуюся аппаратуру можно в соответствии с задачей использовать для измерений пропускания, радиационного захвата или самоиндикации.

Для измерений пропускания использовались жидкостные сцинтилляционные детекторы нейтронов с метилборатом /3,4/ площадью  $800 \text{ см}^2$  каждый. Такой детектор обладает высокой эффективностью к нейтронам (30% для нейтронов с энергией 1 кэв), относительно низкой эффективностью к γ-квантам (4% для квантов с  $E_\gamma = 1 \text{ Мэв}$ ), малым временем регистрации нейтронов ( $< 2 \text{ мксек}$ ).

Жидкостный (n, γ) -детектор /3/ состоит из двух баков, использование схемы совпадений существенно снижает фон детектора, эффективность регистрации актов захвата нейтронов /5/ составляет 30+40%.

Детектор из кристаллов NaI (размер кристаллов 100x100 мм) имеет так же, как и жидкостный (n, γ) -детектор, два режима: суммирования и совпадений. Это позволяет проверять флуктуации эффективности от резонанса к резонансу. Такой детектор пригоден для исследования малых образцов.

Импульсы от детекторов и мониторных счетчиков поступали в измерительный центр ЛНФ, оснащенный временными анализаторами и имеющий связь с электронной вычислительной машиной (ЭВМ).

#### Измерения и обработка данных

Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами описывается формулой Брайта-Вигнера

$$\sigma_t(x) = \frac{\sigma_0}{1+x^2} + \frac{2a}{\lambda} \frac{\sigma_0 x}{1+x^2} + 4\pi a^2, \quad (1)$$

где

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda^2 \frac{g \Gamma_n}{\Gamma},$$

$a$  - амплитуда потенциального рассеяния,  $g$  - статистический фактор,  $g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ , здесь  $J$  - спин резонанса,  $I$  - спин ядра-мишени,  $x = \frac{E-E_0}{\Gamma/2}$ .

Резонансное сечение радиационного захвата

$$\sigma_Y(x) = \frac{\sigma_0}{1+x^2} \frac{\Gamma_Y}{\Gamma}. \quad (2)$$

Учет теплового движения ядер приводит к изменению сечения, и формула (1) преобразуется к виду

$$\sigma_t(x) = \sigma_0 \psi(\beta, x) + \sigma_0 \frac{2a}{\lambda} \phi(\beta, x) + 4\pi a^2, \quad (3)$$

где

$$\psi(\beta, x) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\{-[\frac{(x-y)}{\beta}]^2\}}{1+y^2} dy$$

$$\phi(\beta, x) = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\{-[\frac{(x-y)}{\beta}]^2\}}{1+y^2} y dy$$

$$\beta = \frac{2\Delta}{\Gamma}$$

$$\Delta = 2 \sqrt{\frac{E_0}{A} k T_{eff}}$$

Измерение временных спектров с исследуемым образцом и спектра открытого пучка нейтронов позволяет найти пропускание, равное отношению этих спектров (с учетом соответствующих фонов). Пропускание следующим образом связано с полным сечением и толщиной образца  $n$  (в ат/см<sup>2</sup>):

$$\Gamma = \exp(-n \sigma_t) = \frac{N_1 - N_{\phi 1}}{N_0 - N_{\phi 0}}, \quad (4)$$

где  $N_1$  - спектр с образцом,  $N_0$  - спектр открытого пучка,  $N_{\phi 1}$  - фон с образцом,  $N_{\phi 0}$  - фон открытого пучка. Фоны определялись методом резонансных фильтров (использовались  $Ag$ ,  $Co$ ,  $Mn$ ,  $Na$ ). Если фильтр тонкий ( $n\sigma_{пот} < 1$ ), а  $n\sigma_0 \gg 1$ , то отсчеты в резонансных провалах дают значение фона. Часто фон достаточно было аппроксимировать константой, не зависящей от времени. При малом времени пролета фон удавалось описывать в виде  $N_{\phi} = A - Bt$ . При вычислении пропускания по формуле (4) учитывались поправки на монитор. В измерениях с микротроном пропускание вычислялось без учета мониторов делением спектра с образцом на спектр открытого пучка. При этом проводилась нормировка спектров по участкам, далеким от резонансов. В результате вычислялась только резонансная часть пропускания. Для правильного учета фона в этом случае в пучке постоянно находился какой-либо резонансный фильтр.

В измерениях использовались 2048- и 4096-канальные временные анализаторы. Ширины каналов можно было выбрать от 1 до 64 мксек. Данные с анализатора выводились на цифрепечатать и передавались на ЭВМ. Для уменьшения фона от рециркуляционных нейтронов во всех измерениях пучок нейтронов перекрывался борным фильтром.

Для вычисления пропускания на ЭВМ была разработана необходимая система программ вплоть до вычисления площадей резонансов. В отсутствие заметной интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием, площадь резонанса на кривой пропускания равна

$$A = \frac{\Gamma}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - \exp(-n\sigma_0 \psi(\beta, x))] dx \quad (5)$$

и не зависит от функции разрешения спектрометра.

Из спектров выхода  $\gamma$ -лучей, возникающих при резонансном захвате нейтронов, полученных в измерениях с  $(n, \gamma)$ -детектором, можно найти суммарное число отсчетов в резонансном пике  $\Sigma N_k$ , которое связано с параметрами резонанса, потоком нейтронов  $\Pi$  и эффективностью детектора  $\epsilon_\gamma$  следующим образом:

$$\Sigma N_k = \Pi \epsilon_\gamma A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (6)$$

Проводя калибровку кривых радиационного захвата методами, описанными в работе <sup>/5/</sup>, можно получить величину

$$C = A \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \quad (7)$$

для каждого наблюдаемого резонанса.

Из найденных значений площадей резонансов на кривых пропускания (5) и радиационного захвата (7) определялись параметры  $g \Gamma_n$ ,  $\Gamma$  или  $\Gamma_\gamma$ , иногда  $g$ . Для этого использовалась программа метода площадей для ЭВМ <sup>/6/</sup>, иногда вычисления делались вручную с помощью графиков Юза <sup>/7/</sup>. Была также разработана программа получения параметров резонансов методом формы <sup>/8/</sup>. Было установлено, что она может использоваться в условиях не очень хорошего разрешения, если обработку кривых пропускания проводить одновременно для нескольких толщин образцов.

#### Обзор полученных результатов

Были исследованы нейтронные резонансы 20 редкоземельных ядер  $^{165}\text{Ho}$  <sup>/9/</sup>;  $^{164, 166, 167, 168, 170}\text{Er}$  <sup>/10/</sup>;  $^{142, 143, 144, 145, 146, 148, 150}\text{Nd}$  <sup>/11/</sup>;  $^{152, 154, 155, 156, 157, 158, 160}\text{Gd}$  <sup>/12/</sup>. Использовались разделенные изотопы Госфонда СССР.

Обогащение основным изотопом было около 90%. Изотопическая идентификация наблюдаемых резонансов проводилась сравнением резонансной структуры кривых пропускания и радиационного захвата, полученных для образцов с разным изотопическим составом. В большинстве случаев наличие резонансов на кривых для одного образца и отсутствие их на других позволяло делать заключение об изотопической принадлежности. В ряде случаев, когда энергии резонансных пиков на кривых разных изотопов были близки, заключение о принадлежности резонансов делалось из сравнения площадей резонансов с учетом толщин образцов по изотопам.

Получены параметры для  $\approx 600$  резонансов, от 10 до 70 на каждый изотоп. Информация о параметрах нейтронных резонансов позволяет определить среднее расстояние между резонансами  $D$ , силовую функцию  $S_0 (S_0 = \frac{\Gamma_n^0}{D})$ , среднюю радиационную ширину. Так как энергетический интервал, на котором расположены наблюдаемые резонансы, много меньше энергии возбуждения ядра, то вполне естественно предполагать, что плотность уровней составного ядра в исследуемом интервале постоянна. Следовательно, зависимость числа этих резонансов от энергии нейтронов  $\rho(E)$  должна быть линейная. Исследуя на графике зависимость  $\rho(E)$ , можно выделить линейный участок, где пропуск уровней незначителен. Наклон  $\rho(E)$  на этом участке определяет среднее расстояние  $D$ . Данные о средних расстояниях между нейтронными резонансами при сравнении их со статистической моделью позволяют определить основной параметр этой модели  $a$ , связанный с плотностью одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми.

Исследование распределений расстояний между уровнями для четно-четных изотопов  $\text{Er}$ ,  $\text{Nd}$ ,  $\text{Gd}$  обнаруживает хорошее согласие с теоретическим распределением Вигнера. Определение  $D$  по графику  $\rho(E)$  не исключает возможной ошибки из-за пропуска слабых уровней. Дополнительным

указанием на возможную величину пропуска уровней является проверка распределения приведенных нейтронных ширин ( $\Gamma_n^0 = \Gamma_n / \sqrt{E_0}$ ). Сейчас общепринято, что это распределение подчиняется закону Портера-Томаса. Экспериментальные распределения приведенных нейтронных ширин для каждого изотопа удовлетворительно согласуются с теоретическим, если допускать пропуск нескольких слабых уровней.

Силовые функции  $S_0$  определялись также по резонансам, расположенным на линейных участках графиков  $\ln(E)$ . Для четных изотопов  $S_0$  определялись методом максимального правдоподобия /13/. Поскольку принято приводить значения  $S_0 = \frac{\sum \Gamma_n^0}{\Delta E}$  /14/, то для всех изотопов получены и такие оценки  $S_0$ . Заметим, что если число резонансов больше 10, то значения  $S_0$ , полученные двумя способами, не отличаются (разнятся только оценки погрешностей).

Для большинства исследованных изотопов получены радиационные ширины для нескольких резонансов. Это позволяет найти средние значения  $\Gamma_\gamma$  для каждого изотопа. Ошибка определения  $\Gamma_\gamma$  в большинстве случаев - 15%, и обусловлена точностью калибровки эффективности ( $\eta, \gamma$ ) - детектора и потока нейтронов.

Кроме перечисленных выше изотопов, нами проведены также измерения радиационного захвата нейтронов на изотопах  $^{144}, ^{148}, ^{150}, ^{152}, ^{154} \text{Sm}$ , позволившие провести изотопическую идентификацию наблюдаемых резонансов и определить среднее расстояние между уровнями для всех изотопов  $\text{Sm}$ . Данные об усредненных параметрах всех исследованных ядер приведены в таблице 1.

Таблица 1

Ядро-мишень	I	$E_{\text{и макс.}}^{\text{эв}}$	Число резонансов для опр. $S_0, D$	$\nu_{\text{и}}$ Мэв	$\Delta t, \Delta h$ Мэв	$D_{\text{набл.}}^{\text{эв}}$	$S_0 \times 10^4$ макс. правдопод.	$S_0 = \frac{\sum \Gamma_n^0}{\Delta E} \times 10^4$	$\Gamma_\gamma$ Мэв	$\alpha$ Мэв <sup>-1</sup>
$^{60}\text{Nd}$	I42	0	6	6,10	1,18	1000±250	1,0±1,2	0,6±0,3		18,5
$\text{Nd}$	I43	7/2	23	7,83	1,94	38±6		4,3±1,4	76±11	17,7
$\text{Nd}$	I44	0	14	5,97	1,18	520±70	4,5±3,1	4,8±2,0	78±12	19,4
$\text{Nd}$	I45	7/2	50	7,58	1,18	19±3		3,0±0,7	58±8	20,3
$\text{Nd}$	I46	0	13	5,14	1,18	310±43	4,6±3,2	4,5±1,9	55±8	24,4
$\text{Nd}$	I48	0	23	4,94	1,18	200±21	3,5±1,7	3,6±1,1	96±14	26,9
$\text{Nd}$	I50	0	16	4,81	1,18	230±28	1,8±1,1	2,0±0,8	84±12	27,4
$^{62}\text{Sm}$	I44	0	8	6,90	1,22	200±40				18,5
$\text{Sm}$	I47	7/2	16	8,14	2,14	6,8±1,6				20,6
$\text{Sm}$	I48	0	16	5,86	1,22	90±15				24,4
$\text{Sm}$	I49	7/2	30	7,98	2,21	2,7±0,5				23,6
$\text{Sm}$	I50	0	29	5,51	1,22	54±5				27,5
$\text{Sm}$	I52	0	20	5,71	1,22	45±5				26,6
$\text{Sm}$	I54	0	20	5,27	1,22	90±10				27,6



Ядро-мишень	I	$E_n$ макс. эв	Число резонансов для $S_0 D$	$V_n$ Мэв	$4\rho^2 h$ Мэв	$D$ набл. эв	$S_0 \times 10^4$ макс. правдопод.	$S_0 = \frac{\Sigma \rho^2}{4E} \times 10^4$	$\sigma$ Мэв	$\alpha$ Мэв <sup>-1</sup>
$^{64}\text{Gd}^{152}$	0	230	14	6,41	0,97	15±2	4,0±2,6 1,5	4,6±1,8	57±15	25,3
$^{64}\text{Gd}^{154}$	0	230	13	6,41	0,97	15,5±2,3	2,1±1,5 0,7	2,4±1,0	63±15	25,2
$^{64}\text{Gd}^{155}$	3/2	180	80	8,51	1,89	1,8±0,3		2,10±0,35	100±10	22,6
$^{64}\text{Gd}^{156}$	0	1200	24	6,36	0,97	47±4	1,6±0,8 0,5	1,8±0,6	82±12	22,8
$^{64}\text{Gd}^{157}$	3/2	300	54	7,92	1,70	5,6±0,7		2,16±0,45	86±10	21,6
$^{64}\text{Gd}^{158}$	0	2000	22	6,15	0,97	85±9	1,4±0,7 0,4	1,5±0,5	89±13	22,2
$^{64}\text{Gd}^{160}$	0	2500	16	5,79	0,97	170±21	2,7±1,7 0,9	2,6±1,0	98±15	22,1
$^{67}\text{Ho}^{165}$	7/2	350	60	6,33	0	5,5±0,4		1,9±0,3	71±6	20,8
$^{68}\text{Er}^{164}$	0	300	11	6,60	0,62	23±4	1,2±0,9 0,4	1,5±0,7		22,4
$^{68}\text{Er}^{166}$	0	1300	24	6,46	0,62	52±7	1,8±0,9 0,4	1,9±0,6	87±13	21,1
$^{68}\text{Er}^{167}$	7/2	200	40	8,76	1,23	4,6±0,7		1,8±0,4	92±3	20,0
$^{68}\text{Er}^{168}$	0	1500	13	5,97	0,62	110±16	1,5±1,0 0,5	1,7±0,8	81±10	21,2
$^{68}\text{Er}^{170}$	0	2800	15	5,70	0,62	170±2,4	1,3±0,8 0,5	1,4±0,6		21,3

Обсуждение результатов

а) Плотность уровней.

В настоящее время имеется обширная информация о плотности высоковозбужденных состояний ядер. Эти данные неоднократно подвергались анализу на основе статистической модели (СМ) ядра <sup>15,16/</sup>, что позволило изучить зависимость параметров этой модели от атомного веса. Результаты анализа свидетельствуют о том, что зависимость параметра СМ а от А ( а пропорционально плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми) соответствует представлению о ядре как о газе слабо взаимодействующих фермионов ( а пропорционально А ). Такое представление о ядре приводит к следующему выражению для плотности уровней:

$$\rho(U, J) = \frac{(2J+1) \exp(2\sqrt{aU}) \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{\sigma^2}\right]}{24\sqrt{2} a^{1/4} U^{5/4} \sigma^3} \quad (8)$$

где

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \langle m^2 \rangle (aU)^{1/2}, \quad (9)$$

$\langle m^2 \rangle$  -средний квадрат полного момента нуклонов вблизи поверхности Ферми. Эффективная энергия возбуждения U для нейтронных резонансов равна

$$U = V_n \begin{cases} \Delta_p + \Delta_n & \text{чет.-чет. составное ядро} \\ \Delta_p & \text{чет.-нечет.} \\ \Delta_n & \text{нечет.-чет.} \\ 0 & \text{нечет.-нечет.} \end{cases}$$

Здесь  $V_n$  -энергия связи нейтрона,  $\Delta_p$ ,  $\Delta_n$  -энергии спаривания протонов и нейтронов. Параметр а связан с плотностью одночастичных состояний g вблизи поверхности Ферми следующим образом:



$$a = \frac{\pi^2}{6} g.$$

Используя уравнения (8), (9) и полагая  $\langle m^2 \rangle = 0,24 A^{2/3}$  /16/, можно вычислить  $a$  и, следовательно,  $g_{\text{эксп.}}$ . При этом считаем, что

$$\rho_{\text{эксп.}} = \frac{1}{D} = \frac{1}{2} \sum_{J=-1/2}^{J=1+1/2} \rho(U, J).$$

набл.

На рис. 2 показана зависимость  $a$  от  $A$ . Точки - данные из работы /16/, крестики - наши данные. Помимо минимумов при  $A \approx 90, 140, 210$ , обращает на себя внимание максимум около  $A = 150$ . Он четко проявляется и в зависимости  $a$  от числа нейтронов (рис. 3) при  $N \approx 90$ . Если существование минимумов в зависимости  $a(A)$  было объяснено эффектом заполнения оболочек сферических ядер, то наличие максимума при  $A \approx 150$  ( $N \approx 90$ ) не укладывается в рамки этого объяснения. Из рис. 3 можно видеть, что относительная глубина провала при  $N = 82$  меньше относительной величины максимума при  $N = 90$ .

При рассмотрении вопроса о возможной интерпретации обсуждаемого максимума обращает на себя внимание корреляция зависимости  $a(A)$  в редкоземельной области с оболочечной поправкой  $dU_{\text{обол.}}(A)$ , вычисленной Стругинским для этих ядер /17/.  $dU_{\text{обол.}}(A)$ , являющаяся функцией плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми, также имеет максимум при  $A = 150$ . Нами были проведены непосредственно оценки  $g_{\text{обол.}}$  /18/ с использованием для конкретных ядер схемы одночастичных состояний в деформированной потенциальной яме, разработанной в ЛТФ ОИЯИ Б. Калинин и др. На рис. 4 приведены полученные результаты, где показано  $g_{\text{обол.}}(N)$  для разных интервалов усреднения вблизи поверхности Ферми. На рис. 5 сравнивается зависимость  $g_{\text{эксп.}}(N)$  с  $g_{\text{обол.}}(N)$ , полученной с интервалом усреднения  $2u =$

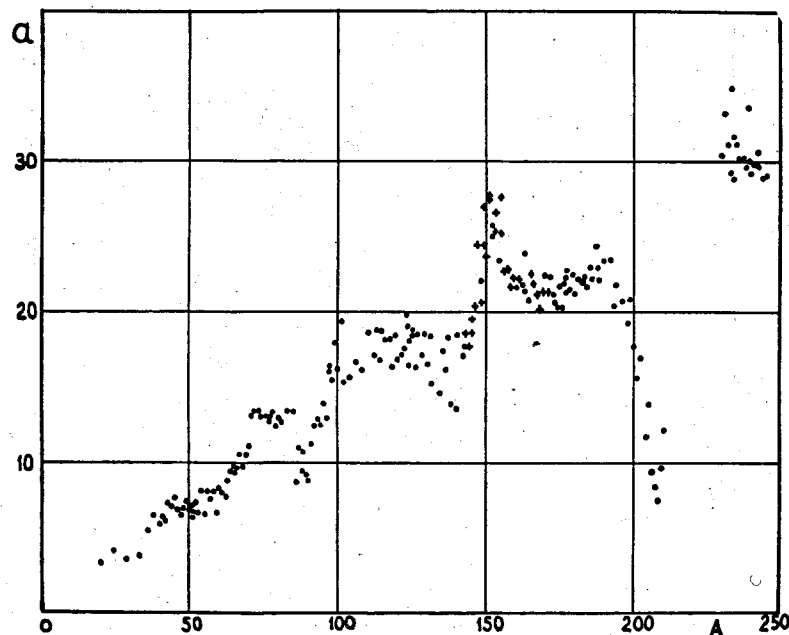


Рис.2. Зависимость параметра  $a$  (в единицах  $\text{Мэв}^{-1}$ ) от атомного веса. Точки из работы /16/, крестики - данные настоящей работы.

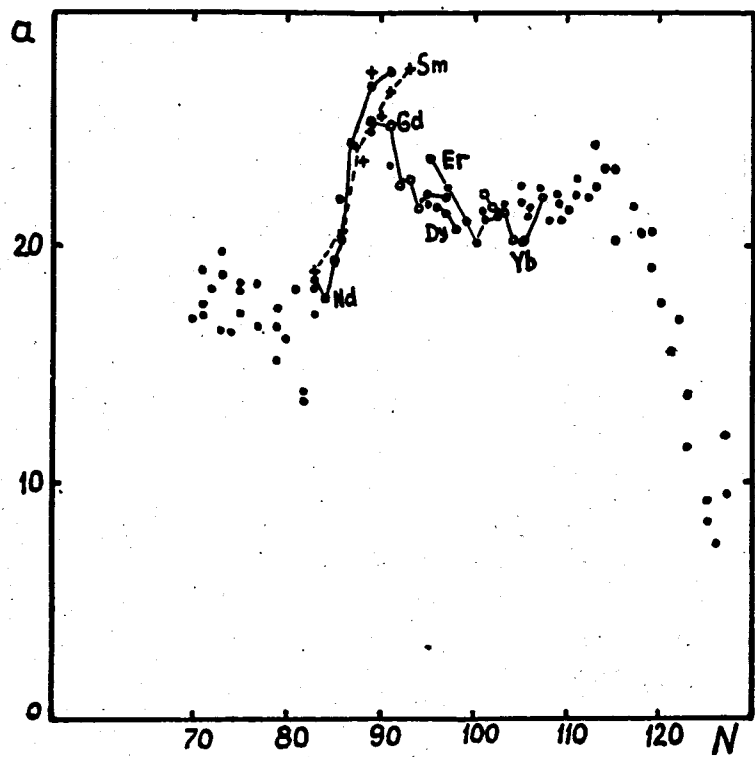


Рис.3. Зависимость параметра  $\alpha$  от числа нейтронов. Линиями показаны цепочки изотопов.

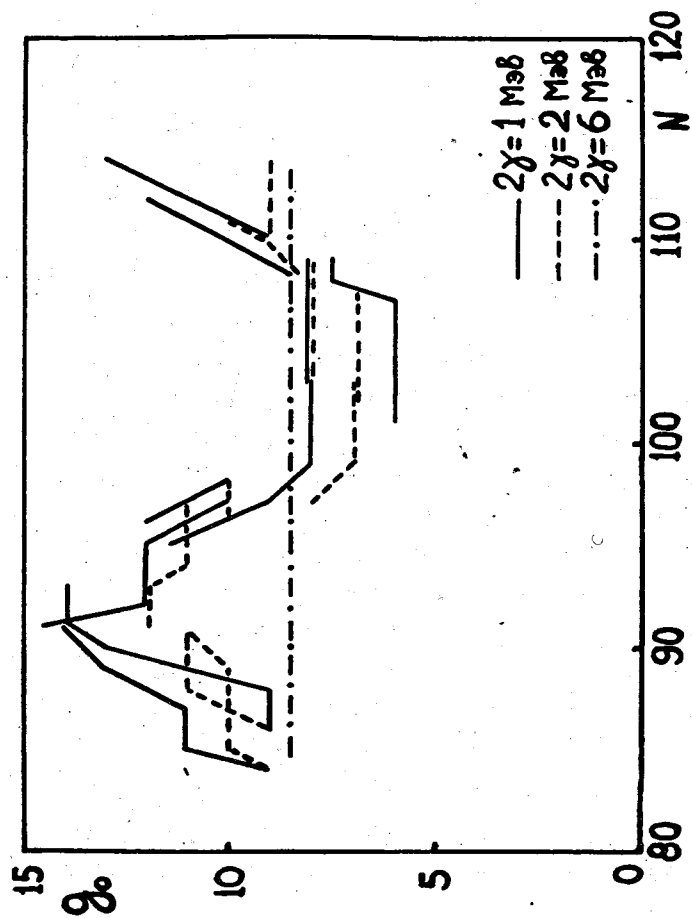


Рис.4. Зависимость оболочечной плотности  $\rho_0$  (в единицах  $\text{Мэв}^{-1}$ ) от числа нейтронов, вычисленная для разных интервалов усреднения  $2\gamma$  вблизи поверхности ферми.

$\approx 1$  Мэв, который соответствует примерно удвоенной ядерной температуре в этой области ядер. Символами отмечены цепочки изотопов. Видно, что имеет место корреляция в зависимости  $g_{\text{обол.}}$  и  $g_{\text{эксп.}}$  от числа нейтронов, хотя систематически  $g_{\text{обол.}} < g_{\text{эксп.}}$ . Таким образом наличие максимума в  $g_{\text{эксп.}}(N)$  при  $N \approx 90$  можно понять из зависимости  $g_{\text{обол.}}(N)$ . Можно сказать, что подъем  $g_{\text{обол.}}$  в переходной области  $A \approx 150$  объясняется увеличением оболочечной плотности в связи с перемешиванием подоболочек при малых деформациях ( $\beta \approx A^{-2/3}$ ). Спад  $g_{\text{обол.}}$  после  $A > 155$  и дальнейший ее ход определяются переходом к большим деформациям ( $\beta \approx A^{-1/3}$ ), приводящим к разряжениям в схеме уровней для середины нейтронной оболочки. Хотя полученные оценки  $g_{\text{обол.}}$  довольно грубы, они качественно хорошо объясняют наблюдаемое увеличение плотности нейтронных резонансов, и, следовательно, параметра  $a$  у ядер, расположенных в начальной области деформированных ядер при  $A \approx 150$ .

Следует отметить, что в модели высоковозбужденных состояний деформированных ядер Эриксона полная плотность уровней деформированного ядра оказывается выше, чем у соответствующего сферического ядра, благодаря примеси вращательных состояний, плотность же только одночастичных состояний у деформированного ядра ниже, чем у сферического. Возможно, что отмеченный на рис. 5 результат  $g_{\text{обол.}} < g_{\text{эксп.}}$  связан с этим эффектом, поскольку определение  $a(g_{\text{эксп.}})$  проводилось из полной наблюдаемой плотности уровней деформированных ядер.

#### б) Радиационные ширины.

Известные данные о радиационных ширинах представлены на рис. 6 в зависимости от  $A$ . Значения  $\Gamma_\gamma$ , полученные нами, изображены треугольниками. В поведении экспериментальных значений  $\Gamma_\gamma$  трудно усмотреть (за исключением области  $A \approx 210$ ) четкое проявление оболочечных эффектов, которые мож-

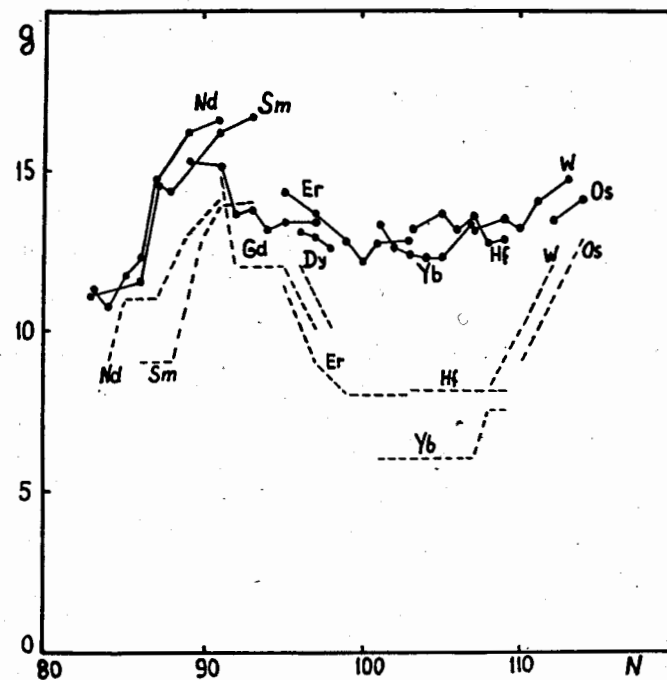


Рис.5. Сравнение  $g_{\text{эксп.}}$  (сплошные линии) с оболочечной плотностью  $g_{\text{обол.}}$  (пунктирные линии), полученной с интервалом усреднения  $2\gamma = 1$  Мэв.

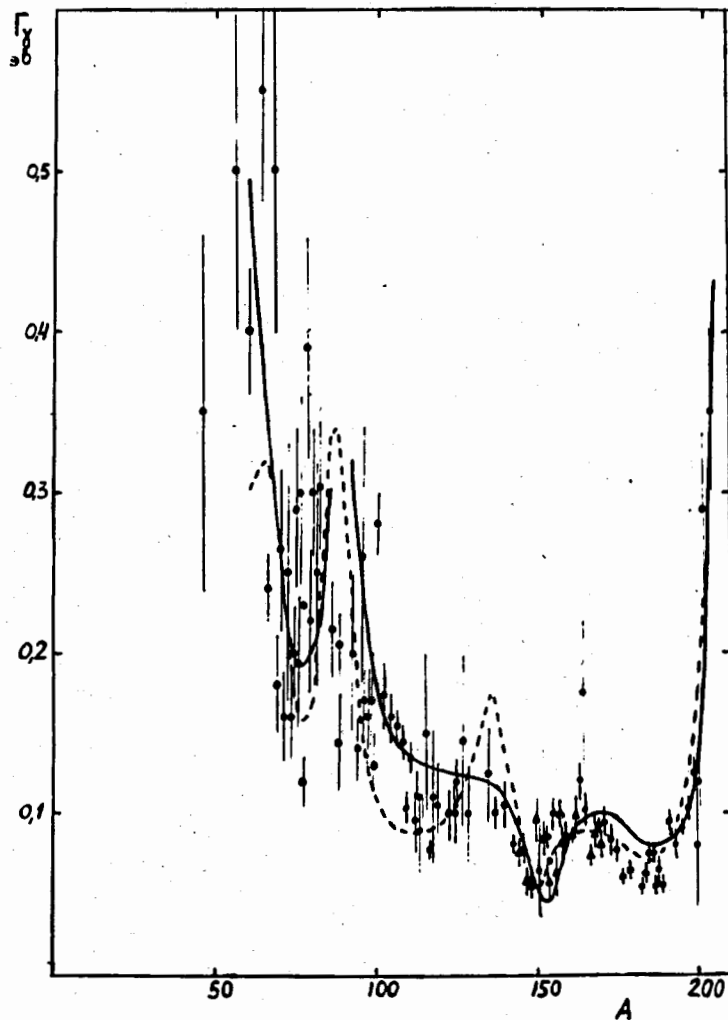


Рис.6. Зависимость радиационной ширины от атомного веса (треугольники - данные ЛНФ). Пунктирная линия - расчеты Малышева, сплошная линия - расчеты по формуле Куклина.

но было ожидать в районе массовых чисел  $A \approx 90, 140, 210$ . Однако в области редкоземельных ядер в зависимости  $\Gamma_\gamma$  от  $A$  имеется вполне определенная нерегулярность: наблюдаются провалы при  $A = 150$  и  $A = 190$ . Наличие максимума в  $\Gamma_\gamma(A)$  при  $A = 160$  отмечалось ранее Демидовым /19/, который указал две возможные причины его существования:

- 1) широкий максимум в силовой функции при  $A = 160$  создает благоприятные условия для прямого захвата нейтронов;
- 2) увеличение  $\Gamma_\gamma$  может быть связано с уширением гигантского дипольного резонанса в этой области из-за несферической формы ядер.

С другой стороны, можно думать, что наблюдаемая зависимость  $\Gamma_\gamma(A)$  в редкоземельной области имеет более простую природу, обусловленную реальным изменением плотности уровней. Выполненные Малышевым расчеты  $\Gamma_\gamma$  в рамках статистической модели и зависящие от параметра  $a$  (пунктирная кривая на рис. 6) вполне удовлетворительно воспроизводят ход  $\Gamma_\gamma(A)$  в области редкоземельных ядер. Более простая зависимость  $\Gamma_\gamma$  от плотности одночастичных состояний получена Куклиным /20/ в рамках феноменологической модели Мигдала. Он нашел, что

$$\Gamma_\gamma = \text{const } A^{4/3} V_n^{7/2} a^{-5/2}$$

Если вычислять  $\Gamma_\gamma$  по этой формуле с учетом зависимости  $a(A)$ , даваемой рис. 2, и принять в качестве  $V_n$  усредненный ход  $V_n(A)$  по нечетно-нечетным ядрам, то для  $\text{const} = 3,3 \cdot 10^{-4}$  получим результат, изображенный на рис. 6 сплошной кривой. Видно, что даже такая простая оценка  $\Gamma_\gamma$  правильно улавливает тенденции в зависимости экспериментальных данных от массового числа: провал при  $A \approx 150$  и максимум в районе  $A = 160$ . Как видим, учет действительной зависимости  $a(A)$  дает зависимость  $\Gamma_\gamma(A)$ , качественно объясняющую экспериментальные данные в редкоземельной области. Это подтверждает, что  $\Gamma_\gamma$ , как и расстояния между нейтронными

резонансами, чувствительно к плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми.

в) Силовые функции.

Зависимость экспериментальных значений силовой функции от  $A$  в редкоземельной области представлена на рис. 7, треугольники - из работы /14/, точки - наши данные. По-видимому, наиболее близкими расчетами для сравнения с экспериментальными данными являются расчеты Джейна /21/ для комплексного потенциала с диффузной границей и поверхностным поглощением с учетом вибрационного и вращательных движений. Расчетная кривая показана на рисунке. В работе Линна /22/ отмечается, что учет спин-орбитального взаимодействия должен приводить к появлению дополнительных пиков в структуре силовой функции. Так вместо двух пиков при  $A=140$  и  $A=180$  должно появиться три максимума. Экспериментальные данные дают намек на третий пик при  $A=165$ , но сделать окончательный вывод о действительном влиянии спин-орбитального взаимодействия на ход  $S_0$  от  $A$  трудно, так как, с одной стороны, велики ошибки значений  $S_0$ , чтобы сделать надежное заключение о существовании максимума в  $S_0$  при  $A=165$ , с другой стороны, нет определенных теоретических оценок возможной величины и положения дополнительного максимума.

Заключение

1. На нейтронном спектрометре ЛНФ, действующем на базе импульсного реактора ИБР с микротроном в качестве инжектора, с разрешением около 10 нсек/м, проведены исследования нейтронных резонансов 20 изотопов редкоземельных элементов. Для измерений пропускания был создан жидкостный сцинтилляционный детектор с метилборатом, а для измерений радиационного захвата - детектор из кристаллов NaI. Иссле-

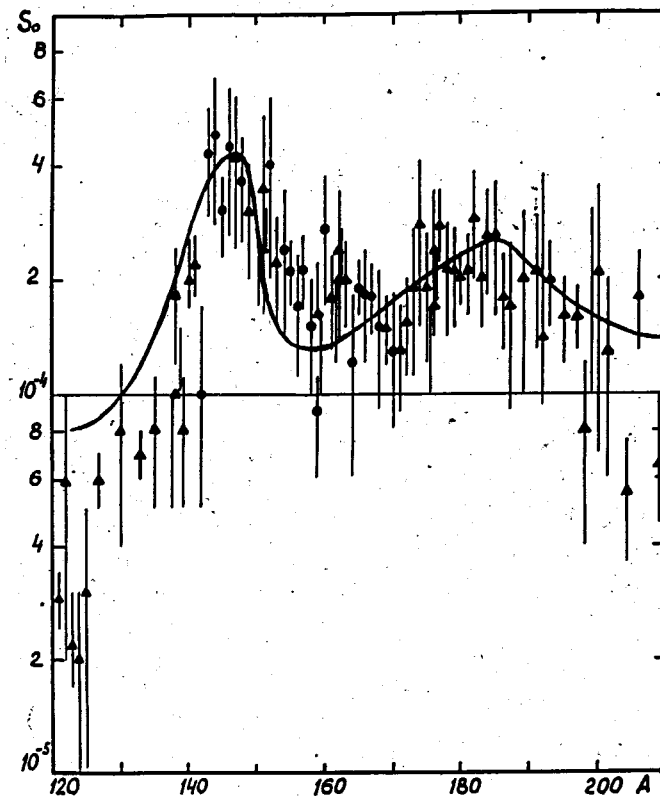


Рис.7. Зависимость силовой функции от атомного веса. Треугольники - из работы /14/, точки - данные ЛНФ. Кривая - расчеты Джейна /21/.

дования радиационного захвата проводились также на жидкостном детекторе объемом 500 л.

2. Разработаны программы обработки анализаторных числовых массивов на ЭВМ М-20, целью которых было вычисление пропускания и площадей резонансов. Определение параметров резонансов проводилось на ЭВМ М-20 с помощью программ метода площадей и метода формы.

3. Получены параметры около 600 резонансов. Проводя сравнение наших данных с данными, полученными в последнее время для  $^{185}\text{Ho}$  в Харуэле и для  $\text{Er}$  и  $\text{Gd}$  в Брукхейвенской лаборатории, можно отметить их хорошее согласие. Наши данные для  $^{185}\text{Ho}$ ,  $\text{Er}$ ,  $\text{Gd}$  охватывают несколько больший энергетический диапазон. Параметры резонансов для изотопов  $^{170}\text{Er}$ ,  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Gd}$  и четных изотопов  $^{142,144,146,148,150}\text{Nd}$  получены впервые, т.к. данных об этих изотопах в литературе не имеется.

4. Полученные значения средних расстояний между резонансами проанализированы в рамках статистической модели. Уточнена зависимость параметра  $a$  от атомного веса в области перехода от сферических ядер к деформированным. Установлено наличие максимума в зависимости  $a(A)$  при  $A \approx 150$ , существование которого может быть объяснено зависимостью плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми от степени заполнения оболочечных состояний деформированных ядер.

5. Зависимость известных и полученных нами значений от атомного веса в редкоземельной области такова, что подтверждается наличие провала при  $A \approx 150$  и максимума при  $A \approx 160$ . Такое поведение  $\Gamma_\gamma(A)$  качественно объясняется реальной зависимостью параметра плотности уровней  $a$  от атомного веса. Тем самым подтверждается чувствительность характеристик высоковозбужденных состояний (расстояний между резонансами,  $\Gamma_\gamma$ ) к структуре уровней вблизи основного состояния ядер.

6. Поведение экспериментальных значений силовой функции в зависимости от  $A$  согласуется с предсказаниями оптической модели для комплексного потенциала с диффузным краем и с учетом коллективных движений. Вопрос о существовании дополнительного максимума в  $S_0$  при  $A = 165$  и о его возможной связи со спин-орбитальным взаимодействием остается открытым.

Основной материал диссертации опубликован в следующих работах:

1. В.И. Кочкин, А.Б. Попов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-744 (1961).
2. И. Визи, Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин, Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов и др. Nuclear Electronics, I, 27, IAEA, Vienna (1962).
3. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвицкий и др. ЯФ, 5, 471 (1967).
4. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвицкий. ЯФ, 7, 225 (1968).
5. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов, А.И. Таскаев. ЯФ, 8, 639 (1968).
6. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ РЗ-3882 (1968).
7. В.И. Фурман, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ Р4-3925 (1968).

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев и др. АЭ, 10, 437 (1961).
2. В.Д. Ананьев, П.С. Анцупов, С.П. Капица и др. Препринт ОИЯИ Р-2313 (1965).
3. И. Визи, Г.П. Жуков и др. Nuclear Electronics, I, 27, Vienna (1962).
4. В.И. Кочкин, А.Б. Попов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-744 (1961).
5. Л.Б. Пикельнер, Э.И. Шаратов. Препринт ОИЯИ Р-1547 (1964).

6. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, И.И. Шелонцев, Ю.С. Язвический. Препринт ОИЯИ Р-2198 (1965). И.И. Шелонцев, Препринт ОИЯИ Б2-10-4090 (1968).
7. В.И. Ефимов, И.И. Шелонцев. Препринт ОИЯИ Р-641 (1961).
8. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов и др. Препринт ОИЯИ Р-2593 (1966). В.Н. Ефимов, Н.Ю. Ширикова. Препринт ОИЯИ Б2-10-4089 (1968).
9. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвический и др. ЯФ, 65, 471 (1967).
10. Э.Н. Каржавина, А.Б. Попов, Ю.С. Язвический. ЯФ, 7, 225 (1968).
11. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов, А.И. Таскаев. ЯФ, 8, 639 (1968).
12. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ Р3-3882 (1968).
13. H.Muradian, Yu.Adamchuk. Internat. Conf. of Study Nuclear Structure with Neutrons. Report 180. Antwerp (1965).
14. K.Seth. S-wave neutron strength functions. Nucl. Data, sec. A, v.2, (1966).
15. А.В. Малышев. Всесоюзная школа по ядерной спектроскопии. 3-19 июля 1966 г., Обнинск.  
A.Gilbert, A.Cameron. Canad. J. Phys., 43, 1446 (1965).
16. U.Facchini, E.Saetta-Menichella. Energia Nucleare, 15, 54 (1968).
17. V.Strutinsky. Nucl. Phys., A96, 420 (1967).
18. В.И. Фурман, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ Р4-3925 (1968).
19. А.М. Демидов. Всесоюзная летняя школа по ядерной спектроскопии, 3-19 июля 1966 г., Обнинск.
20. Р.Н. Куклин. ЯФ, 7, 541 (1968).
21. A.Jain. Nucl. Phys., 50, 157 (1964).
22. J.Lynn. The Theoretical Interpretation of Neutron Spectroscopic Data London (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 апреля 1969 года.