

Р. 86

17

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

И Я Ф 58 -71

Б.А.Румянцев, В.Б.Телицын

КОЛЛЕКТИВНЫЕ 0^+ и 2^+ СОСТОЯНИЯ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Новосибирск

1971

Б.А.Румянцев, В.Б.Телицын

КОЛЛЕКТИВНЫЕ 0^+ И 2^+ СОСТОЯНИЯ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

АННОТАЦИЯ

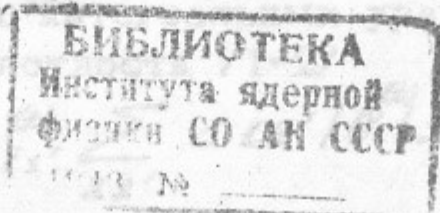
В работе приводятся результаты численного расчёта свойств коллективных состояний с $J^\pi = 0^+$ и 2^+ . Учёт калибровочно-инвариантного взаимодействия в канале частица-частица приводит к появлению новых коллективных ветвей с энергией ниже порога двухквартичных возбуждений и в целом значительно улучшает согласие теории с экспериментом.

2. Основные формулы

Коллективные колебания ядра в приближении ленточных фаз описываются системой двух уравнений для координат z_{ii} и одночастичной матрицы V_{ii}

$$\omega^2 z_{ii} + E_{ii} z_{ii} + 2 \sum_{jj} V_{ij} z_{jj} = 0 \quad (2.1)$$

Здесь z_{ii} — T-четная и T-нечетная часть z ,
 V_{ij} — матричные элементы взаимодействия V соответствующей T-четности, $\sum_{ii} = \sum_{ii} + \sum_{ii} + \sum_{ii}$



1. В в е д е н и е

Основные характеристики коллективных колебаний деформированных ядер удовлетворительно описываются микроскопической моделью — спаривание + "квадрупольное взаимодействие. Численные расчёты первых 2^+ -состояний (γ — колебания) хорошо согласуются с опытом, однако для 0^+ -состояний количественное согласие, как правило, отсутствует /5-6/. Кроме того, во многих ядрах обнаружены "лишние" коллективные состояния симметрии 0^+ и 2^+ , свойства которых — энергии и вероятности переходов — не укладываются в рамки этой простой модели.

Дополнительные коллективные моды можно получить, добавляя новые члены в остаточное взаимодействие. Беляевым /1-2/ было показано, что требование калибровочной инвариантности взаимодействия позволяет практически однозначно восстановить его в канале частица-частица. Когерентные флуктуации спаривания, генерируемые калибровочно-инвариантным спаривательным взаимодействием, сильно интерферируют с β и γ -колебаниями /3/.

В настоящей работе мы приводим результаты численного расчёта свойств коллективных состояний деформированных ядер с

$$J = \pi, 0^+ \text{ и } 2^+.$$

2. Основные формулы

Коллективные колебания ядра в приближении хаотических фаз, описываются системой двух интегральных уравнений для поправки к одночастичной матрице плотности /1-2/

$$\begin{aligned} \omega z_{11}^{(\pm)} + E_{11} z_{11}^{(\pm)} + 2\eta_{11}^{(\pm)} \sum_{22'} \langle 12' | G | 21' \rangle \eta_{22'}^{(\pm)} z_{22}^{(\pm)} \\ + 2\zeta_{11}^{(\pm)} \sum_{22'} \langle 1\tilde{1}' | G | \tilde{2}'2 \rangle \zeta_{22'}^{(\pm)} z_{22}^{(\pm)} = \pm i \eta_{11}^{(\pm)} V_{11}^{(\pm)} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь: $z_{11}^{(\pm)}$ — T -чётная и T -нечётная часть Z ,
 $V_{11}^{(\pm)}$ — матричные элементы внешнего поля соответствующей
 T -чётности, $\zeta_{11}^{(\pm)} = u_1 v_1 \mp v_1 u_1$; $\eta_{11}^{(\pm)} = u_1 v_1 \pm v_1 u_1$;

$E_1 = \sqrt{\epsilon_1^2 + \Delta^2}$ - энергия квазичастицы, в которой энергия одночастичных уровней ϵ_1 отсчитана от границы Ферми, Δ - параметр спаривания, а U_1 и V_1 - коэффициенты преобразования Боголюбова. $G^{(\pm)}$ - T -чётное и T -нечётное взаимодействие в канале частица-дырка, G - спаривательное взаимодействие.

Энергия коллективных колебаний ω_n находится из условия разрешимости однородной системы (2.1), а вероятности переходов из возбуждённого состояния $|\omega_n\rangle$ в основное определяются вычетом величин $Z^{(\pm)}(\omega)$ в точке $\omega = \omega_n$, согласно формуле

$$| \langle 0 | V | \omega_n \rangle |^2 = \frac{\omega^2 - \omega_n^2}{\omega_n} \sum_{\nu\nu'} \left[Z_{\nu\nu'}^{(+)} \Phi_{\nu\nu'}^{(+)} - Z_{\nu\nu'}^{(-)} \Phi_{\nu\nu'}^{(-)} \right] \Big|_{\omega^2 = \omega_n^2} \quad (2.2)$$

где введено обозначение для правой части уравнений (2.1)

$$\Phi_{\nu\nu'}^{(\pm)} = \pm i \eta_{\nu\nu'}^{(\pm)} V_{\nu\nu'}^{(\pm)}$$

Выражение (2.2) для вероятности перехода может быть представлено в другом виде, если предположить, что данное возбужденное состояние имеет коллективную природу и порождается из основного состояния некоторым бозе - оператором

$$|\omega_n\rangle = \alpha_n^+ |0\rangle$$

Тогда для амплитуды перехода от оператора V имеем

$$\langle 0 | V | \omega_n \rangle = -2i \sum_{\nu\nu'} \left\{ A_{\nu\nu'}^{(+)} \Phi_{\nu\nu'}^{(+)} - A_{\nu\nu'}^{(-)} \Phi_{\nu\nu'}^{(-)} \right\}^* \quad (2.3)$$

Здесь величины $A_{\nu\nu'}^{(\pm)}$ имеют смысл коэффициентов разложения оператора фонона α_n^+ через квазичастичные операторы α и α^+ .

х) Вывод уравнений (2.1) и других формул см. в /1-2/.

$$\alpha^+ = \sum_{\nu\nu'} \left\{ A_{\nu\nu'}^{*(+)} (\alpha_{\nu'}^+ \alpha_{\nu}^+ - \alpha_{\nu} \alpha_{\nu'}) + A_{\nu\nu'}^{*(-)} (\alpha_{\nu'}^+ \alpha_{\nu}^+ + \alpha_{\nu} \alpha_{\nu'}) \right\} \quad (2.4)$$

Структура коллективного состояния (т.е. коэффициенты $A_{\nu\nu'}^{(\pm)}$) определяются из сравнения выражений (2.2) и (2.3).

3. Модель эффективного взаимодействия

В канале частица-дырка мы оставим обычное квадрупольное взаимодействие

$$\langle 12' | G^{(+)} | 21' \rangle = -\frac{\mathcal{G}}{2} \sum_{\mu} q_{\mu}(11') q_{\mu}^{*}(2'2) \quad (3.1)$$

$$G^{(-)} = 0$$

В спаривательном канале, согласно /1-2/ взаимодействие представим в виде:

$$\langle 1\tilde{1}' | G | \tilde{2}'2 \rangle = -\frac{\mathcal{G}}{2} \sum_{\sigma} f_{\sigma}(11') f_{\sigma}^{*}(2'2) \quad (3.1a)$$

где функции пространственных координат $f_{\sigma}(\vec{r})$ ортонормированы в объеме ядра:

$$\frac{1}{\Omega} \int_{(\Omega)} d\vec{r} f_{\sigma}(\vec{r}) f_{\sigma'}^{*}(\vec{r}) = \delta_{\sigma\sigma'}$$

Для $f_{\sigma} = 1$ (3.1a) переходит в обычное спаривательное взаимодействие, но для калибровочно-инвариантного взаимодействия необходимо сохранить весь ряд.

При исследовании квадрупольных возбуждения ядра в разложении (3.1a), кроме обычного спаривания, мы должны оставить члены, максимально интерферирующие с квадрупольным моментом.

Из результатов работы /3/ следует, что для описания возбуждений симметрии 0^+ и 2^+ , в деформированных ядрах, достаточно ограничиться следующими главными членами

$$f_0 = 1; f_1 = (r^2 - \bar{r}^2) / \sqrt{r^4 - (\bar{r}^2)^2};$$

$$f_1' = q_0 / \sqrt{q_0^2} \quad (3.2)$$

для 0^+ -состояний, и

$$f_1'' = q_2 / \sqrt{q_2^2} \quad (3.2a)$$

для 2^+ -состояний. (Черта означает усраждение по объёму ядра).

Сепарабельное взаимодействие (3.1) - (3.2) позволяет свести интегральные уравнения (2.1) к системе линейных алгебраических уравнений, явный вид которых найден в /3/. Коллективные 0^+ -состояния описывает система 11-и уравнений, что соответствует учёту связи β -колебаний с T -чётными (парные колебания) и T -нечётными монопольными и квадрупольными флуктуациями спаривания. При исследовании 2^+ -возбуждений пренебрега-лось интерференцией γ -колебаний с квадрупольными парными колебаниями, поэтому для 2^+ -возбуждений получалась система трёх уравнений.

В приближении сепарабельного взаимодействия выражение (2.2) для вероятностей переходов принимает вид

$$|(0|V|\omega_n)|^2 = \frac{\omega^2 - \omega_n^2}{\omega_n} \left(\frac{\sum_{ik} A_{ik} l_i l_k^*}{D} \right) \Big|_{\omega^2 = \omega_n^2} \quad (3.3)$$

где D , A_{ik} и l_i - соответственно определитель, миноры и правая часть системы уравнений, получающийся при подстановке в (2.1) взаимодействия (3.1) - (3.2). Выражение (3.3) положительно, строго говоря, только на "массовой поверхности" $\omega = \omega_n$ и для того, чтобы сделать его существенно положительной величиной, мы воспользуемся соотношением между минорами матрицы, определитель которой равен нулю /3/:

$$A_{ik} A_{em} = A_{ie} A_{mk} \quad (3.4)$$

если $\omega = \omega_n$. Умножая числитель и знаменатель выражения (3.3) на A_{nn} имеем

$$\frac{\sum_{ik} A_{ik} \rho_i \rho_k^*}{D} \equiv \frac{\sum_{ik} A_{ik} \rho_i \rho_k^* A_{nn}}{D A_{nn}} = \frac{|\sum_i A_{in} \rho_i|^2}{D A_{nn}} \quad (3.5)$$

4. Детали численных расчётов

Энергии одночастичных уровней ϵ_i , химические потенциалы, параметры спаривания Δ и G , а также матричные элементы квадрупольного момента q_{μ} брались из работы [4]. Матричные элементы от r^2 вычислялись в прямоугольной сферической яме.

Параметр квадрупольного взаимодействия α был выбран одинаковым для любых пар нуклонов:

$$\alpha_{nn} = \alpha_{pp} = \alpha_{np} \equiv \alpha = \frac{k \hbar \omega^0}{A^{1/3}}; \quad \hbar \omega^0 = \frac{41}{A^{1/3}} \text{ Mev}$$

а константа k подбиралась из условия совпадения наблюдаемой и вычисленной энергии нижайших, в данной группе ядер, 0^+ и 2^+ -уровней

$$k = \begin{pmatrix} (9,1 - 0^+ \text{-состояния}) & (\omega = \omega_{exp} (Nd^{150})) \\ (&) \\ (&) \\ (8,2 - 2^+ \text{-состояния}) & (\omega = \omega_{exp} (Dy^{164})) \\ (&) \\ (9,95 - 2^+ \text{-состояния в актинидах}) & (\omega = \omega_{exp} (Th^{230})) \\ (&) \end{pmatrix} \text{ в редких землях}$$

Эффективные заряды нейтронов (e_n) и протонов ($1 + e_n$) полагались равными

$e_n = 1$ - 0^+ - состояния

$e_n = 0,8$ - 2^+ - состояния

Небольшая несогласованность в значениях k и e_n обусловлена отличием схем одночастичных уровней для ядер редкоземельной области и актинидов, а также различной перенормировкой сумм по одночастичным уровням для состояний с разными J^π .

Для контроля устойчивости численного счёта использовалось соотношение (3,5). Независимо от номера используемого в нём минора A_{nn} результаты должны совпадать.

5. Обсуждение результатов

В таблице 1 приведены значения энергий ω (в Мэв) и вероятностей переходов в основную ротационную полосу ($\beta(E2)$ - в одночастичных единицах, $\rho^2(E0)$ - в единицах $e^2 R_0^4$) для 0^+ -возбуждений ядер редкоземельной области. Здесь же выписаны экспериментальные данные из обзора /5/.

Первое состояние, как правило имеет сильный E2 - переход и слабый E0, т.е. по своим характеристикам оно близко к β -колебаниям. Второе состояние с сильным ($\rho^2(E0) \sim 1$) E0 - переходом и с незначительной примесью E2 естественно отнести к монополярным флуктуациям спаривания /1/. Исключение составляют лишь несколько ядер (Er^{166} , Yb^{168} и др.), в которых произошла инверсия этих состояний. Более высокие уровни не обладают ярко выраженными распадными характеристиками и являются сложной суперпозицией β -колебаний и флуктуаций спаривания^{х)}.

х) Значения $\rho^2(E0)$ чувствительны к малым примесям других ветвей и значениям монополярных матричных элементов. Для более точного вычисления $\rho^2(E0)$ матричные элементы от r^2 необходимо вычислять в более реальном потенциале типа Вудса-Саксона.

Для полноты картины на рис.1 сравниваются наши расчёты энергий первых 0^+ - состояний для ядер редкоземельной области с вычислениями в стандартной модели β -колебаний. Следует отметить, что несмотря на заметное понижение энергий, вероятности $E2$ - переходов также уменьшаются, что приводит к лучшему согласию с экспериментом /3/.

Результаты расчётов энергий 2^+ - состояний и величин $B(E2)$ для перехода из основного состояния в возбужденное вместе с экспериментальными данными /6-8/ выписаны в таблицах 2 (для ядер редкоземельной области) и 3 (для актинидов). Здесь же приведены результаты контрольных расчётов в модели "чистых" γ -колебаний. Вычислен также вклад двухквaziчастичных состояний в однофононные волновые функции. Результаты этих расчётов для 4-х изотопов U приведены в таблице 4.

Вычисления показали, что квадрупольное взаимодействие в спаривательном канале, так же, как и в случае 0^+ -возбуждений, заметно уменьшает энергии первых 2^+ -состояний и величины

$B(E2)$ хх). Вклад флуктуаций спаривания в волновую функцию первого 2^+ -уровня меняется от ядра к ядру, и в среднем составляет около 30% (см.табл.4).

Второе 2^+ -состояние, хотя и находится ниже порога двухквaziчастичных возбуждений, значительно менее коллективизировано. Значения $B(E2)$ для него в 10-100 раз меньше, чем для первого 2^+ -уровня.

В ы в о д ы

Результаты проведенных расчётов можно сформулировать, сравнивая их с расчётами "чистых" β и γ -колебаний. Учёт градиентно-инвариантного взаимодействия в канале частица-частица приводит к появлению новых коллективных ветвей, сильно интерферирующих с β и γ -колебаниями и заметно улучшает согласие теории с опытом.

хх) Отметим, однако, что вероятности $E2$ - переходов, вычисленные в обеих моделях, могут быть приведены в соответствие перенормировкой эффективных зарядов, одинаковой для всей группы ядер.

Следует однако со всей определенностью сказать, что проблеме "лишних" уровней нельзя считать решенной. Кроме того, количественное согласие теории с экспериментом, даже для наиболее состоятельных, оставляет желать лучшего.

В некоторых ядрах (Sm^{154} , Cd^{156} , Dy^{158} , Yb^{168} и др.) наблюдаются пары близко расположенных 0^+ -уровней (в Dy^{158} $\Delta\omega \sim 10$ кэВ), природа которых остается неизвестной. Аналогичная ситуация имеет место и для 2^+ -состояний в трансурановых элементах (Th^{228} , U^{238}). Возможно, что микроскопическое описание таких возбуждений потребует выхода за рамки приближения хаотических фаз.

В принципе, дальнейшее обогащение спектра коллективных возбуждений ядра может быть получено путем введения новых членов в остаточное взаимодействие. Нам представляется, однако, что разумные возможности в этом направлении практически исчерпаны /10/. Исключения представляют лишь спин-орбитальные колебания /9/, существование которых вытекает из свойств хорошо известного оболочечного потенциала ядра, а не опирается на априорные гипотезы о виде остаточного взаимодействия.

Мы благодарны С.Т.Беляеву за помощь в работе.

Таблица 1

энергии и вероятности переходов для 0^+ -состояний ядер редкоземельной области.

ЯДРО	Т е о р и я			Э к с п е р и м е н т		
	ω	$B(E2)$	$\rho^2(E0)$	ω	$B(E2)$	$\rho^2(E0)$
<i>Nd</i> ¹⁵⁰	0,69	4,84	0,06	0,69	5,0	
	1,76	$5 \cdot 10^{-4}$	0,60			
	1,98	$3 \cdot 10^{-2}$	0,17			
<i>Sm</i> ¹⁵²	0,81	3,56	0,14	0,69	3,4	0,04
	1,69	$3 \cdot 10^{-4}$	0,53			
	1,95	10^{-2}	$3 \cdot 10^{-2}$			
<i>Sm</i> ¹⁵⁴	1,11	2,2	0,19	1,1	1,2	
	1,69	10^{-3}	0,48			
	1,95	$5 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$			
<i>Sm</i> ¹⁵⁶	1,29	1,52	0,29	1,07		
	1,69	10^{-3}	0,29			
	1,86	$6 \cdot 10^{-2}$	0,24			
<i>Gd</i> ¹⁵⁴	0,95	2,72	0,08	0,68	4,8	0,16
	1,69	10^{-4}	0,70			
	1,97	$3 \cdot 10^{-2}$	0,16			
<i>Gd</i> ¹⁵⁶	1,22	1,77	0,12	1,05	2,8	0,16
	1,68	$2 \cdot 10^{-5}$	0,67			
	2,0	$6 \cdot 10^{-3}$	0,14			

Продолжение таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7
<i>Gd</i> ¹⁵⁸	1,38	1,2	0,2	1,45		
	1,68	$5 \cdot 10^{-5}$	0,58			
	1,85	$8 \cdot 10^{-2}$	0,15			
<i>Gd</i> ¹⁶⁰	1,47	0,5	0,27			
	1,66	$3 \cdot 10^{-2}$	0,53			
	1,78	0,14	0,1			
<i>Dy</i> ¹⁵⁶	1,05	2,2	$4 \cdot 10^{-2}$	0,676		
	1,71	10^{-5}	0,85			
	1,96	$6 \cdot 10^{-3}$	10^{-2}			
<i>Dy</i> ¹⁵⁸	1,29	1,43	0,07	0,991	> 0,3	$> 5 \cdot 10^{-3}$
	1,71	$8 \cdot 10^{-5}$	0,84	0,994		
<i>Dy</i> ¹⁶⁰	1,44	0,92	0,14	1,263		
	1,7	$4 \cdot 10^{-5}$	0,78	1,953		
	1,85	$8 \cdot 10^{-2}$	0,14			
<i>Dy</i> ¹⁶²	1,49	0,33	0,18	(1,127)		
	1,69	10^{-2}	0,76			
	1,78	0,1	$8 \cdot 10^{-2}$			
<i>Dy</i> ¹⁶⁴	1,57	$2 \cdot 10^{-2}$	0,19			
	1,69	10^{-2}	0,86			
	1,82	$7 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$			
<i>Er</i> ¹⁶⁴	1,49	0,17	0,88	1,245	> 0,05	
	1,5	0,16	0,17	1,698		
	1,78	0,16	$3 \cdot 10^{-2}$	1,765		

Продолжение таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7
<i>Er¹⁶⁶</i>	1,49	10^{-3}	0,96	1,46		
	1,57	$2 \cdot 10^{-2}$	0,14			
	1,81	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$			
<i>Er¹⁶⁸</i>	1,25	10^{-4}	0,21	1,215		
	1,48	10^{-3}	0,95			
	1,58	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$			
<i>Er¹⁷⁰</i>	1,23	$5 \cdot 10^{-2}$	0,19	0,88		
	1,48	$8 \cdot 10^{-4}$	0,96			
	1,56	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$			
<i>Yb¹⁶⁸</i>	1,46	0,11	0,83	1,16	$> 4 \cdot 10^{-3}$	$> 8 \cdot 10^{-3}$
	1,57	10^{-2}	0,25	1,20		$\sim 2 \cdot 10^{-3}$
	1,81	10^{-2}	10^{-4}	1,54		$> 2,5 \cdot 10^{-5}$
<i>Yb¹⁷⁰</i>	1,25	10^{-3}	0,22	1,065		
	1,46	0,1	0,93	1,228		
	1,57	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	1,480		
<i>Yb¹⁷²</i>	1,23	$7 \cdot 10^{-2}$	0,27	1,045		
	1,46	$9 \cdot 10^{-2}$	0,83	1,405		
	1,55	10^{-3}	$6 \cdot 10^{-4}$	1,794		
<i>Yb¹⁷⁴</i>	1,45	0,1	1,06	1,32	$< 0,5$	
	1,47	$8 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$	1,49		
	1,68	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$	1,895		

Продолжение таблицы 1.

1	2	3	4	5	6	7
<i>УВ</i> ¹⁷⁶	1,45	0,11	0,81			
	1,52	$8 \cdot 10^{-3}$	0,26			
	1,64	$7 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-5}$			
<i>Нf</i> ¹⁷⁴	1,22	$3 \cdot 10^{-2}$	0,24	0,827		0,09
	1,55	$6 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$	(1,24)		
<i>Нf</i> ¹⁷⁶	1,47	$5 \cdot 10^{-3}$	0,14	1,15		
	1,67	$5 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	1,29		
<i>Нf</i> ¹⁷⁸	1,51	$4 \cdot 10^{-2}$	0,07	1,2		
	1,63	$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	1,434		
<i>Нf</i> ¹⁸⁰	1,57	0,25	$2 \cdot 10^{-3}$			
	1,65	0,49	0,72			
	1,77	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}			

Таблица 2.

энергии и вероятности переходов для 2^+ -состояний ядер редкоземельной области.

Я Д Р О	ω (Мев)			$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) / B_{sp}(E2)$		
	Эксперимент	γ -колебания + флуктуации-спаривания"	"чистые γ -колебания".	Эксперимент	" γ -колебания + флуктуации-спаривания"	"чистые γ -колебания"
1	2	3	4	5	6	7
Nd^{150}	1,06	1,258	1,634	$2,9 \pm 0,5$	2,057	2,94
		2,165	2,296		0,519	0,28
Sm^{152}	1,086	1,206	1,573	$2,8 \pm 0,5$	2,42	3,58
		2,111	2,282		0,56	0,31
Sm^{154}	1,444	1,213	1,573	$2,7 \pm 0,6$	2,59	3,88
		2,134	2,261		0,50	0,04
Gd^{154}	0,996	1,031	1,297	$5,3 \pm 2,0$	3,39	5,59
	1,531	1,919	2,220		0,27	0,29
Gd^{156}	1,556	1,030	1,285	$2,3 \pm 0,8$	3,55	5,88
		1,945	2,242		0,21	0,06
Gd^{158}	1,187	1,031	1,268	$\leq 3,0$	3,74	6,29
		2,002	2,365		0,12	0,08
Gd^{160}	0,998	0,992	1,163	$3,6 \pm 0,6$	3,93	6,54
		2,018	2,541		0,10	0,03
Dy^{158}	0,945	0,854	0,988	$2,7 \pm 0,8$	4,41	7,84
		1,845	2,203		0,06	0,06

Продолжение таблицы 2.

1	2	3	4	5	6	7
<i>Dy</i> ¹⁶⁰	0,996	0,850	0,964	2,7 ₊ 0,8	4,58	8,23
		1,905	2,296		0,02	3.10 ⁻³
<i>Dy</i> ¹⁶²	0,890	0,813	0,872	3,6 ₊ 0,7	4,83	8,79
		1,915	2,310		0,02	4.10 ⁻³
<i>Dy</i> ¹⁶⁴	0,770	0,770	0,770	4,9 ₊ 0,9	4,93	8,89
	1,987	1,834	2,152		0,06	0,15
<i>Er</i> ¹⁶⁴	0,861	0,856	0,982	6,7 ₊ 1,9	4,30	7,51
		1,887	2,299		5.10 ⁻³	9.10 ⁻³
<i>Er</i> ¹⁶⁶	0,788	0,815	0,879	7,7 ₊ 1,5	4,38	7,47
		1,806	2,132		0,03	0,12
<i>Er</i> ¹⁶⁸	0,822	0,939	1,134	6,2 ₊ 1,1	3,71	5,96
		1,809	1,834		0,01	0,01
<i>Er</i> ¹⁷⁰	0,930	1,046	1,353	3,6 ₊ 0,7	3,21	4,87
		1,607	1,619		0,01	0,15
<i>YB</i> ¹⁶⁸	0,986	1,008	1,233		3,16	4,69
		1,849	2,242		0,09	0,30
<i>YB</i> ¹⁷⁰	1,13825	1,119	1,489		2,81	4,11
	(1,756)	1,814	1,830		0,02	0,04
<i>YB</i> ¹⁷²	1,468	1,218	1,587	≤ 1,4	2,51	0,37
	1,610	1,604	1,799		0,03	3,70
<i>YB</i> ¹⁷⁴	1,630	1,134	1,561		2,60	3,93
		1,877	1,986		0,04	0,02

Т а б л и ц а 3

энергии и вероятности переходов для ядер трансурановой области

Я Д Р О	ω (Мев)			$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) / B_{с.р.}(E2)$		
	Экспе- римент	" -ко- лебания +флук- туации спарива- ния	" -коле- бания"	Экспе- римент	" -коле- бания +флуктуа- ции спа- ривания"	"чистые -коле- бания"
1	2	3	4	5	6	7
Th^{228}	0,969	0,664	0,477		6,35	21,6
	1,150	1,824	2,086		0,27	0,07
Th^{230}	0,783	0,783	0,783		5,23	11,5
	1,013	1,771	1,883		0,32	0,05
Th^{232}	0,780	0,849	0,909		4,48	8,31
		1,629	1,698	$3 \pm ?$	0,39	0,40
Th^{234}		0,938	1,076		4,03	6,68
		1,562	1,562		10^{-3}	$5 \cdot 10^{-3}$
U^{232}	0,867	0,921	1,029		4,06	7,41
		1,832	1,859		0,26	10^{-3}
U^{234}	0,927	0,970	1,089		3,44	5,49
	1,126	1,667	1,707		0,41	0,43
U^{236} (0,953)		1,054	1,224		3,10	4,42
		1,558	1,558		10^{-3}	$4 \cdot 10^{-3}$
U^{238}	1,061	1,122	1,364	$2 \pm ?$	3,30	0,04
	1,16	1,365	1,384		10^{-3}	5,30

Продолжение таблицы 3.

1	2	3	4	5	6	7
$P_{и}^{236}$		1,030	1,163		2,93	4,42
		1,683	1,709		0,36	0,45
$P_{и}^{238}$	1,030	1,111	1,282		2,61	3,50
		1,553	1,553		$<10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
$P_{и}^{240}$	0,945	1,188	1,361		2,87	$3 \cdot 10^{-3}$
		1,361	1,455		$<10^{-3}$	4,51
$P_{и}^{242}$		1,029	1,208		3,07	5,10
		1,568	1,568		$<10^{-3}$	0,01
$C_{и}^{242}$		1,198	1,357		2,80	$4 \cdot 10^{-3}$
		1,357	1,446		$<10^{-3}$	4,44
$C_{и}^{244}$		1,041	1,211		2,99	4,95
		1,564	1,564		$<10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$
$C_{и}^{246}$		0,834	0,903		3,471	6,46
		1,918	1,927		0,18	$<10^{-3}$
$C_{и}^{248}$		0,678	0,657		4,06	9,32
		1,892	1,919		0,39	$6 \cdot 10^{-3}$
$C_{ф}^{248}$		0,806	0,848		3,75	7,06
		1,607	1,607		10^{-3}	$<10^{-3}$
$C_{ф}^{250}$	1,0382	0,652	0,595		4,39	10,49
		1,602	1,603		10^{-3}	$<10^{-3}$

Продолжение таблицы 3.

1	2	3	4	5	6	7
<i>C_f</i> 252		0,553	0,382		4,93	16,8
		1,598	1,598		$2 \cdot 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
<i>h_m</i> 250		0,775	0,785		4,03	7,61
		1,494	1,494		$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
<i>h_m</i> 252		0,625	0,528		4,74	11,8
		1,490	1,490		10^{-3}	$< 10^{-3}$
<i>h_m</i> 254		0,527	0,289		5,35	22,2
		1,486	1,487		10^{-3}	$< 10^{-3}$
<i>h_m</i> 256		0,840	0,490		4,48	8,31
		1,528	1,508		0,38	0,40
<i>h_m</i> 258		0,838	0,490		4,03	8,08
		1,502	1,500		10	8,10
<i>h_m</i> 260		0,821	0,490		4,08	7,41
		1,502	1,500		0,26	10
<i>h_m</i> 262		0,810	0,490		4,41	8,40
		1,507	1,507		0,47	0,43
<i>h_m</i> 264		1,054	1,081		3,10	4,42
		1,501	1,500		10	1,10
<i>h_m</i> 266		1,122	1,081		3,80	0,04
		1,505	1,504		10	8,30

Т а б л и ц а 4.

Вклад нейтронных двухквaziчастичных амплитуд в 2^+ -состоянии для изотопов $\gamma\beta$.

Ядро	Конфигурация	Первые 2^+ -состояния			Вторые 2^+ -состояния		
		Эксперимент	" γ -колебания + флуктуации спаривания"	"числовые γ -колебания"	Эксперимент	" γ -колебания + флуктуации спаривания"	"числовые γ -колебания"
1	2	3	4	5	6	7	8
$\gamma\beta^{168}$	523 \downarrow -521 \downarrow		-0,352	-0,461		-0,450	0,535
	521 \downarrow -512 \uparrow		0,022	0,021		0,022	0,018
	521 \uparrow -521 \downarrow		-0,284	-0,359		-0,173	-0,363
	651 \uparrow -633 \uparrow		-0,127	-0,156		-0,078	-0,130
$\gamma\beta^{170}$	523 \downarrow -521 \downarrow	0,03-0,14	-0,310	-0,441		-0,115	-0,078
	521 \downarrow -512 \uparrow		0,057	0,107		0,665	-0,699
	521 \uparrow -521 \downarrow	-0,37	-0,241	-0,302		-0,060	-0,041
	512 \uparrow -510 \downarrow		-0,146	-0,128		-0,044	-0,015
$\gamma\beta^{172}$	523 \downarrow -521 \downarrow		-0,197	-0,069		0,001	-0,260
	521 \downarrow -512 \uparrow	0,31 \div 0,38	0,104	0,683	0,59 \div 0,65	-0,695	-0,183
	521 \uparrow -521 \downarrow		-0,162	-0,052		0,001	-0,183
	512 \uparrow -510 \downarrow		-0,236	-0,082		-0,001	-0,296
$\gamma\beta^{174}$	523 \downarrow -521 \downarrow		-0,105	-0,084		-0,114	-0,006
	521 \downarrow -512 \uparrow		0,042	0,069		0,207	-0,704
	512 \uparrow -510 \uparrow	-0,39	-0,346	-0,497		-0,339	-0,051
	514 \downarrow -512 \downarrow		-0,206	-0,213		-0,244	-0,018

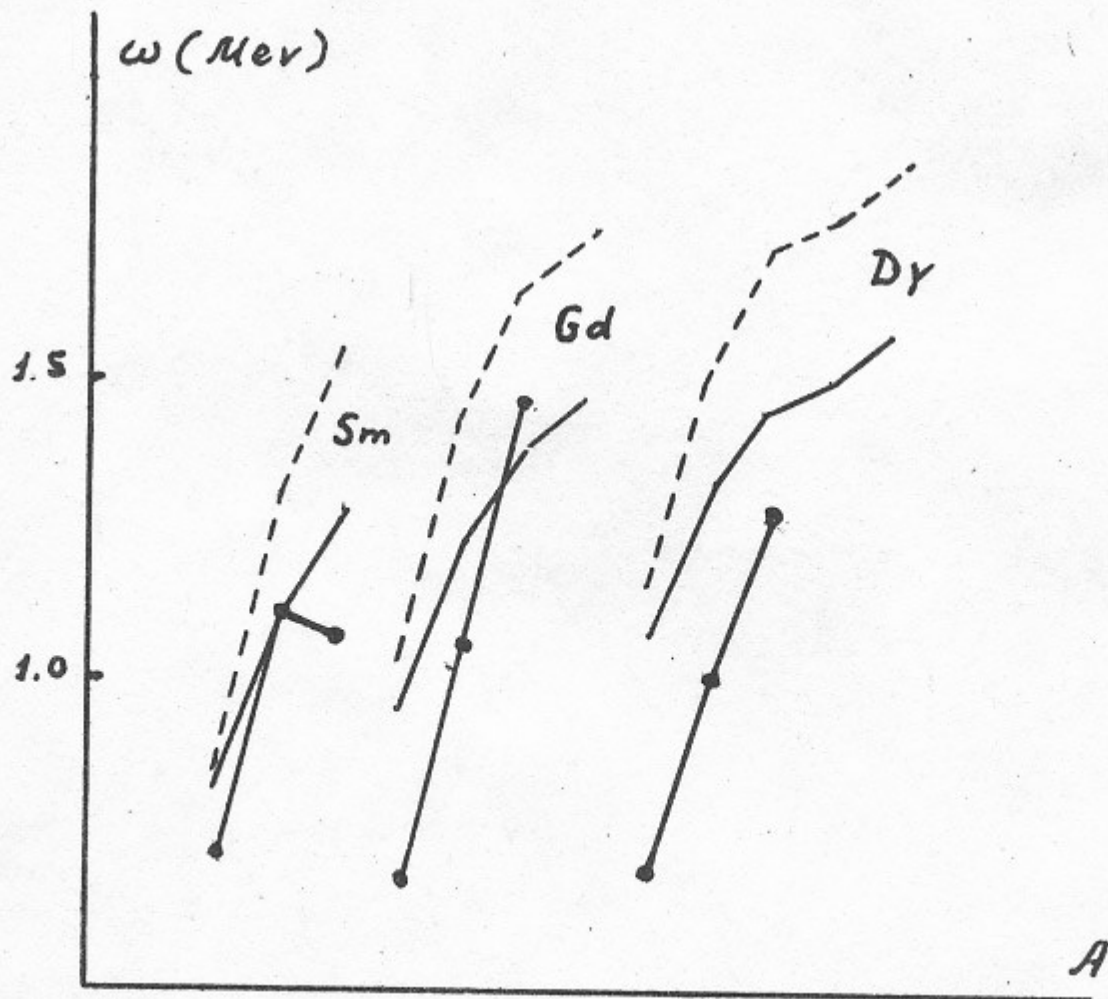


Рис.1. Экспериментальные (чёрные кружки) и теоретические энергии первых возбужденных 0^+ -состояний (пунктирной линией обозначены чистые колебания, сплошной — расчёт с учётом флуктуаций спаривания).

Литература

1/ С.Т.Белая, Я.Ф. 4 036, [1966].

2/ С.Т.Белая, Phys. Lett., 228, 365 (1969)

3/ С.Т.Белая, Б.В.Румянцев, Препринт ИЯФ СО АН СССР 1-70, (1970).

4/ К.М.Жолдыбаев, А.А.Коричнев, В.Г.Соловьев, П.Ф.Сегель, Г.Южвласова, Препринт ОИЯИ, П 2187, (1968)

5/ Н.И.Петров, Доклад на 11-ом симпозиуме Симпозиум по структуре ядра, Новосибирск, 1970, пр.принт ОИЯИ Р4-8122 (1970).

6/ Н.И.Петров, 338, 67, (1967).

7/ М.И.Черная, Н.И.Петров, Препринт ОИЯИ, Б43134, (1968)

8/ А.Л.Ковалев, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, Препринт ОИЯИ Р4-8123, (1970).

9/ N.A. Bouché - Osmolovskaya et al, Nucl. Phys., 162, 305 (1971).

10/ S.T. Belyaev, E.A. Suvorov, Phys. Lett., 308, 414 (1969).

11/ S.T. Belyaev, Conf. of Nucl. Phys., Dubna, IAEA, 10 (1968).

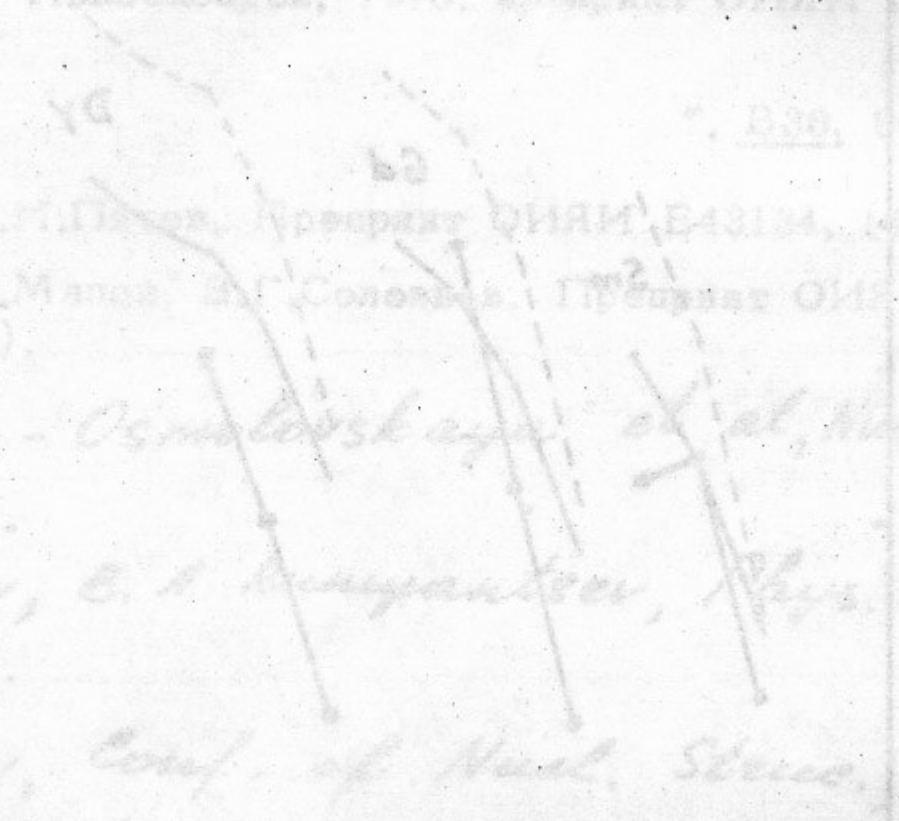


Рис. 1. Расчетные кривые (кривые) экспериментальных данных.

Ответственный за выпуск Б.А.Румянцев
 Подписано к печати 25.8.71. МН 02727
 Усл. 1,1 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
 Заказ № 58 . ПРЕПРИНТ
 Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.