

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С341а
М-197

24/211-73
Р4 - 7421

Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, В.В.Воронов

4610/2-73

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ПЛОТНОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р4 - 7421

Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, В.В.Воронов

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ПЛОТНОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1. Введение

С ростом энергии возбуждения атомного ядра растет плотность состояний деформированных ядер и усложняется их структура. Эта плотность вблизи энергии связи нейтрона B_n весьма велика в средних и тяжелых ядрах, лежащих в зоне бета-стабильности или вблизи нее. Большой успех в описании плотности высоковозбужденных состояний объясняется применением статистических методов на базе модели независимых квазичастиц. В этих работах, однако, не учитываются коллективные вибрационные состояния и грубо описываются из-за больших флуктуаций плотности состояний промежуточных энергий возбуждения и состояний с большими спинами. Поэтому представляет интерес вычислить плотность состояний с учетом ядерных вибраций путем прямого подсчета числа уровней в определенном энергетическом интервале.

В работе ^{/1/} предложена модель для описания структуры состояний промежуточной энергии возбуждения и высоковозбужденных состояний в нечетных A -деформированных ядрах, основанная на учете взаимодействия квазичастиц с фононами. В работе ^{/2/} эта модель обобщена на случай, когда в деформированных ядрах наряду с мультиполь-мультипольными спинами учитываются спин-мультиполь-спин-мультипольные силы. В работе ^{/3/} предложена модель для описания структуры возбужденных состояний в нечетных A -сферических ядрах. При изучении модели выяснилось, что имеется достаточно простой и надежный метод вычисления плотности ядерных состояний при различных энергиях возбуждения.

В настоящей работе изложен метод вычисления плотности состояний промежуточных энергий возбуждения и высоковозбужденных состояний, изучено влияние ядерных вибраций на плотность состояний, рассчитано среднее расстояние D между уровнями с определенными значениями K^π вблизи энергии связи нейтрона B_n для большого числа деформированных ядер, изучена зависимость плотности состояний от энергии возбуждения и от величины квантового числа K .

2. Метод вычисления

Обычно в деформированных ядрах нижайшие состояния с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ описываются с помощью ларно-вибрационных и квадрупольных фононов, состояния с $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- с помощью октупольных фононов, а другие неротационные состояния трактуются как двухквaziчастичные /см., например, /4/. Известно /4/, что если корень секулярного уравнения для однофононного состояния приближается к плюсу, то волновая функция однофононного состояния стремится при этом к волновой функции соответствующего двухквaziчастичного состояния. Волновая функция однофононного состояния является суммой различных двухквaziчастичных компонент. Волновую функцию двухквaziчастичного состояния можно рассматривать как частный случай волновой функции однофононного состояния. Поэтому все неротационные состояния в четно-четных ядрах можно описать с помощью операторов фононов. Для этого нужно дополнительно ввести операторы фононов мультипольности $\lambda\mu$ с $\lambda \geq 4$. Описание неротационных состояний с любыми значениями K^π с помощью операторов фононов, как это сделано в /1-3/, позволяет сформулировать простой метод вычисления плотности возбужденных состояний.

В каждом четно-четном ядре нетрудно вычислить число состояний следующего типа с данным значением K^π :

$$\begin{aligned}
& \omega_{g_1} \\
& \omega_{g_1} + \omega_{g_2} \\
& \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} \quad /1/ \\
& \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} + \omega_{g_4} \\
& \dots,
\end{aligned}$$

энергии которых лежат в интервале от E до $E + \Delta E$ и для которых выполняется условие

$$K_j \pm K_2 \pm \dots = K, \quad (-1)^{\pi_1 + \pi_2 + \dots} = (-1)^\pi. \quad /2/$$

В каждом деформированном ядре с нечетным числом нейтронов или протонов можно вычислить число состояний с данным значением K^π следующего типа:

$$\begin{aligned}
& \epsilon(\nu) + \omega_{g_1} - E_0(\nu_0) \\
& \epsilon(\nu) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} - E_0(\nu_0) \\
& \epsilon(\nu) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} - E_0(\nu_0) \quad /3/ \\
& \epsilon(\nu) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} + \omega_{g_4} - E_0(\nu_0) \\
& \dots,
\end{aligned}$$

энергии которых лежат в интервале от E до $E + \Delta E$ и для которых выполняется условие

$$K_\nu \pm K_1 \pm K_2 \pm \dots = K, \quad (-1)^{\pi_\nu + \pi_1 + \pi_2 + \dots} = (-1)^\pi. \quad /4/$$

В формулах /1/ и /3/ использованы следующие обозначения: ω_g - энергия фонона (где g равно $\lambda\mu$), $\lambda\mu$ - мультипольность и ее проекция, j - есть номер корня соответствующего секулярного уравнения /; $\epsilon(\nu) = \sqrt{C^2 + \{F(\nu) - \lambda\}^2}$, C - корреляционная функция, λ - химический потенциал, $E(\nu)$ - одночастичная энергия; совокупность квантовых чисел (ν_0) обозначает одночастич-

ные состояния, $\sigma = \pm 1$, $\xi_0(\nu_0)$ - энергия основного состояния нечетного A деформированного ядра.

В /1-3/ показано, что выражения типа /1/ или /3/ без члена $\xi_0(\nu_0)$ входят в уравнения для определения полюсов сложных секулярных уравнений, они получили название фундаментальных полюсов. В /1-3/ показано, что число возбужденных неротационных состояний /или число корней секулярного уравнения/ равно числу фундаментальных полюсов. Корни секулярного уравнения расположены вблизи соответствующих фундаментальных полюсов. Поэтому при вычислении плотности состояний можно ограничиться расчетом энергий фундаментальных полюсов.

Среднее расстояние D между уровнями с данным значением K^π при энергии возбуждения ξ в интервале от ξ до $\xi + \Delta \xi$ равно $\Delta \xi$, деленной на полное число членов типа /1/ или /3/.

Обсудим детали расчетов. В расчетах используются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса, вычисленные в /5-6/. Константы G_N , G_2 взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и константы квадруполь-квадрупольного $\kappa^{(2)}$ и октуполь-октупольного $\kappa^{(3)}$ взаимодействий взяты такие же, как в /5, 6/. Чтобы наше конфигурационное пространство было достаточно большим, мы принимаем во внимание фононы с $\lambda = 2, 3, \dots, 7$. В этом случае мы достигаем того, что величины K^π для двух частиц пробегают все значения от 0^+ до 6^+ и от 0^- до 7^- . Величины констант мультиполь-мультипольного взаимодействия с $\lambda > 3$ не оказывают заметного влияния на плотность состояний, т.к. волновые функции таких однофононных состояний близки к двухквартичным.

Расчеты проводятся при тех же значениях параметров равновесных деформаций β_2 и β_4 , при которых вычислены неротационные уровни ядер в /5, 6/. Энергия однофононных состояний находится из решений соответствующих секулярных уравнений. Для каждого значения K^π вычисляются все корни секулярного уравнения до энергии возбуждения /6,0 - 8,5/ Мэв. В расчетах не имеется ни одного свободного параметра.

Для каждого четно-четного ядра находятся величины: ω_g и вычисляются выражения типа /1/ для заданных значений K^π и энергии возбуждения ϵ . Во всех случаях учитываются однофононные, двухфононные, трехфононные и четырехфононные члены. Для отдельных ядер - пятифононные и шестифононные члены, чтобы исчерпать все состояния типа /1/ до заданной энергии возбуждения.

Для каждого ядра $A+1$ с нечетным числом нейтронов или протонов используются величины ω_g , рассчитанные для ядра A , находятся значения $\epsilon(\nu)$ и $\epsilon(\nu)$ и вычисляются выражения типа /3/ для заданных значений K^π и энергии возбуждения ϵ . Во всех случаях учитываются члены квазичастица плюс один, два, три и четыре фонона. Для отдельных ядер принимаются во внимание члены квазичастица плюс пять фононов.

Вышеизложенный метод получил название полумикроскопического метода вычисления плотности ядерных состояний. Первые полумикроскопические расчеты проведены в /1/ для ^{239}U . В работе /7/ рассчитано среднее расстояние между состояниями $1/2^+$ в сферических и деформированных ядрах в области $139 \leq A \leq 205$ при энергии связи нейтрона B_n и при энергии 6,5 Мэв, исследована зависимость D от массового числа A . Полумикроскопические расчеты по сравнению с вычислениями с применением статистических методов на базе модели независимых квазичастиц /см., например, /8/, имеют два преимущества: первое - учет коллективных вибрационных состояний, второе - прямое вычисление плотности без использования методов статистической физики.

Продемонстрируем, как проводится вычисление среднего расстояния D для состояний с $K^\pi = \Gamma$ в ^{158}Gd и с $K^\pi = 1/2^+$ в ^{159}Gd . Для этого в таблице 1 дано число членов типа /1/ и /3/ в пересчете на интервал 100 кэв при различных энергиях возбуждения, полное число членов и рассчитанные значения D . Например, при энергии возбуждения 4 Мэв в ^{158}Gd имеется 1,5 полюса однофононных, 13,5 полюсов двухфононных, 1 полюс трехфононный. Четырехфононные полюса лежат выше этой энергии возбуждения. Всего имеется 16 членов, поэтому

$$D = \frac{100}{16} \text{ кэВ} = 6,25 \text{ кэВ.}$$

При энергии возбуждения 5 Мэв появляются четырехфононные члены, но наибольшее число членов - трехфононные. При энергии возбуждения 7 Мэв существенно увеличивается вклад четырехфононных членов.

В таблице 1 продемонстрировано, как с увеличением энергии возбуждения растет число членов типа /1/ и /3/, как подключаются полюса с большим числом фононов. С ростом энергии возбуждения максимум числа членов переходит на члены с большим числом фононов.

Обсудим вопрос о том, насколько существенен учет коллективных вибраций при вычислении плотности возбужденных состояний. Если все константы мультиполь-мультипольного взаимодействия $\kappa^{(\lambda)}$ положить равными нулю, то однофононные состояния превратятся в двухквазичастичные, и наша модель переходит в модель независимых квазичастиц. Нетрудно провести расчеты D при $\kappa^{(\lambda)}=0$. В таблице 2 приведены результаты расчетов D при значениях $\kappa^{(\lambda)}=\kappa_0^{(\lambda)}$, таких как в /5,6/, в наших расчетах и при $\kappa^{(\lambda)}=0$. В этой таблице четко продемонстрировано влияние вибрационных состояний на среднее расстояние D при энергии связи нейтрона. Из таблицы 2 видно, что учет коллективных вибрационных состояний приводит к увеличению плотности уровней в четно-четных ядрах в /2-3/ раза, в нечетных A ядрах - на /40-60/%. При более низких энергиях возбуждения учет вибрационных состояний также приводит к увеличению плотности, но в случае нечетных A ядер влияние вибрационных состояний на плотность уровней оказывается сильнее. Например, в ^{157}Gd для состояний $1/2^+$ при $\xi = 2$ Мэв при $\kappa^{(\lambda)}=\kappa_0^{(\lambda)}$ $D = 100$ кэВ, а в случае $\kappa^{(\lambda)}=0$ $D = 250$ кэВ, при $\xi = 4$ Мэв D равно, соответственно 1,33 и 4,1 кэВ.

В состоянии квазичастица плюс фонон присутствие квазичастицы должно приводить к небольшому изменению фонона. Фононы в двухфононном состоянии должны измениться по сравнению с однофононным состоянием. В многофононных состояниях роль такого типа эффекта блокировки должна несколько увеличиваться. Однако эти

Таблица I.

Число состояний типа (I) и (3) в пересчете на интервал 100 кэв при различных энергиях возбуждения

Элемент	Тип возбужденного состояния	Число состояний при энергии возбуждения				
		3 Мэв	4 Мэв	5 Мэв	6 Мэв	7 Мэв
^{158}Gd	ω_2	1,4	1,5	2	2	2
	$\omega_{2,1} + \omega_{2,2}$	1,8	13,5	33	136	160
	$\omega_{2,1} + \omega_{2,2} + \omega_{2,3}$	1,2	1	46,5	172	810
	$\omega_{2,1} + \omega_{2,2} + \omega_{2,3} + \omega_{2,4}$	0	0	3,5	74	560
	$\omega_{2,1} + \omega_{2,2} + \omega_{2,3} + \omega_{2,4} + \omega_{2,5}$	0	0	1,5	3	240
	Полное число состояний	4,4	16	86,5	387	1772
D - эв	$2,3 \cdot 10^4$	$6,25 \cdot 10^3$	$1,16 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^2$	$56,3$	
^{159}Gd	$\varepsilon(\nu) + \omega_{2,1} - \varepsilon_0(\nu_2)$	11,2	2	41	20	20
	$\varepsilon(\nu) + \omega_{2,1} + \omega_{2,2} - \varepsilon_0(\nu_2)$	4,8	30	192	170	2700
	$\varepsilon(\nu) + \omega_{2,1} + \omega_{2,2} + \omega_{2,3} - \varepsilon_0(\nu_2)$	1	8	74	560	4260
	$\varepsilon(\nu) + \omega_{2,1} + \omega_{2,2} + \omega_{2,3} + \omega_{2,4} - \varepsilon_0(\nu_2)$	0	0	19	24	1480
	Полное число состояний	17	59	326	1900	8460
	D - эв	$5,25 \cdot 10^3$	$1,74 \cdot 10^3$	$3,05 \cdot 10^2$	$53,8$	$11,8$

Таблица 2.

Изменение среднего расстояния D при $\xi = \nu_n$ в случае неучета коллективных вибрационных состояний

Составное ядро	E_n , МэВ	K^π	D , фФ	
			$\alpha^{(n)} = \alpha_0^{(n)}$	$\alpha^{(n)} = 0$
^{158}Gd	7,929	Γ^-	17,5	64,1
		2^-	17,3	57,5
^{164}Dy	7,657	2^-	40,3	86,2
		3^-	38	108,7
^{165}Dy	5,715	$1/2^+$	133	213
^{239}U	4,8	$1/2^+$	26,6	37,3

эффекты в наших расчетах не учитываются, поскольку они мало повлияют на изменение плотности состояний.

Частично эффект блокировки учитывается грубо следующим образом. Если однофононное состояние слабо коллективизировано, то в многофононных компонентах оно может встречаться не более двух раз. Тем самым исключается нарушение принципа Паули. Для сильно коллективизированных фононов такого ограничения не делается, т.к. в них вклад отдельной двухквантовой компоненты невелик.

3. Плотность ядерных состояний вблизи энергии связи нейтрона

Посмотрим, насколько хорошо результаты наших расчетов по плотностям уровней описывают соответствующие экспериментальные данные. Поскольку достаточно надежные экспериментальные данные имеются при энергии связи нейтрона B_n , то проведем сравнение результатов расчетов с опытом при $E = B_n$.

Результаты расчетов среднего расстояния D при энергиях возбуждения, равных B_n , и соответствующие экспериментальные данные приведены в таблице 3. Поскольку в четно-четных ядрах экспериментальные данные приводятся для состояний с двумя значениями спинов, мы суммируем также рассчитанные плотности для двух значений K .

Из таблицы 3 видно, что результаты расчетов хорошо описывают соответствующие экспериментальные данные. В большинстве случаев расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями D не превышает 50%. Только в отдельных случаях оно достигает 2-5 раз. Очень четко проявляется четно-нечетный эффект. Согласие результатов расчетов с экспериментом заметно лучше для нечетных A ядер по сравнению с четно-четными ядрами. Возможно, что частично это связано с тем, что мы не учитываем ротационных состояний. Для нечетных N ядер мы везде рассматриваем состояния с $K'' = 1/2^+$, а для нечетных Z и четно-четных

Экспериментальные и расчетные значения D и α
при энергии, равной B_n .

Таблица 3.

Составное ядро	О п ы т		Р а с ч е т	
	B_n , Мэв	I^π	D , эв	α , Мэв ⁻¹ ссылка D , эв α , Мэв ⁻¹
153 _{Ba}	5,886	1/2 ⁺	51,0±1,5	23,72 /9/ 63 23,33
156 _{Gd}	8,527	1 ⁻ , 2 ⁻	1,99±0,32	20,93 /10/ 3,5 19,84
157 _{Gd}	6,347	1/2 ⁺	47 ± 4	21,16 /11/ 42,5 21,36
158 _{Gd}	7,929	1 ⁻ , 2 ⁻	0,3±0,6	19,88 /10/ 6,7 19,26
159 _{Gd}	5,142	1/2 ⁺	85 ± 5	21,55 /11/ 67 21,64
162 _{Dy}	8,204	2 ⁺ , 3 ⁺	2,55±0,30	20,05 /10/ 11,1 17,35
163 _{Dy}	6,253	1/2 ⁺	42 ± 6	21,65 /10/ 56 21,01
164 _{Dy}	7,657	2 ⁻ , 3 ⁻	9,6 ± 1,6	19,55 /10/ 19,6 18,15
165 _{Dy}	5,715	1/2 ⁺	80 ± 20	22,28 /12/ 133 21,08
167 _{Er}	6,438	1/2 ⁺	38,4±0,32	20,25 /13/ 57 19,45
168 _{Er}	7,770	3 ⁺ , 4 ⁺	4,0 ± 0,4	19,56 /10/ 26,6 15,71
169 _{Er}	5,997	1/2 ⁺	95,3±1,7	19,79 /13/ 117 19,36
172 _{Tb}	8,140	0 ⁻ , 1 ⁻	5,79	19,94 /14/ 6,6 10,69
173 _{Tb}	6,480	1/2 ⁺	70,3±2,6	19,15 /15/ 42 20,19
174 _{Tb}	7,440	2 ⁻ , 3 ⁻	7,81±0,93	19,07 /15/ 13,6 18,03
175 _{Tb}	5,830	1/2 ⁺	162± 18	19,48 /15/ 110 20,33
177 _{Tb}	5,530	1/2 ⁺	185 ± 19	20,27 /15/ 161 20,59
177 _{Lu}	6,690	13/2 ⁻ , 15/2 ⁻	2,37±0,27	20,26 /10/ 24,5 17,036
178 _{Hf}	7,620	3 ⁻ , 4 ⁻	3,2±0,2	19,46 /10/ 11,1 17,21
179 _{Hf}	6,070	1/2 ⁺	55 ± 8	20,91 /10/ 58 20,8
180 _{Hf}	7,330	4 ⁺ , 5 ⁺	5,8±0,5	19,94 /10/ 18 17,77
181 _{Ta}	7,640	15/2 ⁺ , 17/2 ⁺	1,5	20,17 /10/ 4,1 18,42
184 _W	7,418	0 ⁻ , 1 ⁻	15,8±2,0	19,95 /10/ 16 19,53
185 _W	5,748	1/2 ⁺	93 ± 19	21,27 /10/ 78 21,67
236 _U	6,467	3 ⁻ , 4 ⁻	0,67±0,13	30,27 /10/ 1,4 29,1
237 _U	5,304	1/2 ⁺	27 ± 5	29,5 /10/ 9,1 31,8
238 _U	6,06	0 ⁺ , 1 ⁺	-	- - 6,5 27,04
239 _U	4,984	1/2 ⁺	20,8	30,61 /16/ 26,6 29,88
243 _{Cm}	5,666	1/2 ⁺	-	- - 4,2 30,0
244 _{Cm}	6,720	2 ⁺ , 3 ⁺	-	- - 2,2 24,76
247 _{Cm}	5,696	1/2 ⁺	12,6±3,3	27,0 /18/ 7,3 28,4

ядер - состояния с $K \geq 1$. На это указывает также то обстоятельство, что с ростом K расхождение между результатами расчетов и опытом увеличивается.

Расчеты, как правило, хорошо передают изменение D при переходе от элемента к элементу и от одного изотопа к другому. Например, для изотопов гадолиния правильно описано возрастание D от ^{156}Gd к ^{158}Gd и от ^{157}Gd к ^{159}Gd , а также изменение D в ^{156}Gd , ^{158}Gd по сравнению с ^{157}Gd , ^{159}Gd .

В таблице 3 приведены данные для всех деформированных ядер, для которых выполнены расчеты. Вычисления плотности требуют значительного времени на ЭВМ, поэтому они проведены не для всех ядер, по которым имеются экспериментальные данные по плотностям при $\xi = B_n$.

В таблице 3 приведены также значения параметра a , полученные из экспериментальных данных и результатов наших расчетов.

При вычислении использовалось выражение:

$$\rho_{\text{exp}} = \frac{(2I + 1)}{24 \sqrt{2} a^{1/4} U^{3/4} \tau^3} \exp\left[2(aU)^{1/2} - \frac{(I + \frac{1}{2})^2}{2\tau^2}\right] \cdot 1/5/$$

Это выражение справедливо с ошибкой меньше 10% как для случая $I = 0$, так и для случая $I \neq 0$.^{16/} Здесь приняты обозначения: I - спин мишени, $U = \xi - \delta$, где ξ - энергия возбуждения, δ - энергия спаривания, равная δ_N - для N -нечетных ядер; δ_Z - для Z -нечетных ядер; $\delta_N + \delta_Z$ - для четно-четных ядер.

$$\tau^2 = 8.88 \cdot 10^{-2} (aU)^{1/2} A^{2/3}$$

Энергии спаривания взяты из работы /17/.

4. Зависимость плотности состояний от энергии возбуждения

Исследуем зависимость плотности состояний ρ /или среднего расстояния между уровнями D / от энергии возбуждения \mathcal{E} и обсудим, при каких энергиях возбуждения флуктуации ρ /или D / становятся небольшими. Зависимость плотности состояний с $K^\pi = 1/2^+$ для ^{239}U и с $K^\pi = 0^+$ для ^{238}U от энергии возбуждения приведена на рис. 1. Расчеты сделаны при энергиях 2-8 Мэв. На этом же рисунке даны значения ρ , рассчитанные в /18/ в рамках статистической теории ядерных реакций с использованием экспериментальных значений нейтронных и радиационных ширин. Из рис. 1 видно, что, начиная с 3 Мэв, для состояния $1/2^+$ в ^{239}U наши расчеты совпадают с результатами работы /18/. Для ^{238}U такое

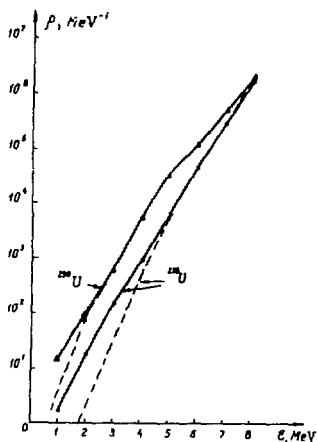


Рис. 1. Зависимость ρ от \mathcal{E} для ^{238}U и ^{239}U . Сплошные кривые получены в настоящей работе, штриховые взяты из работы /19/.

совпадение происходит при энергии возбуждения 5 Мэв. Это подтверждает тот факт, что статистические теории хорошо работают при достаточно больших энергиях возбуждения. Очень четко проявляется разница в поведении ρ для четно-четных и нечетных A ядер, связанная с эффектом парных корреляций сверхпроводящего типа; наблюдается сближение этих кривых с ростом энергии возбуждения. Так, например, при энергии возбуждения 8 Мэв среднее расстояние D для состояний $1/2^+$ в ^{239}U равно 0,5 эв, а в ^{238}U для состояний 0^+ - 0,57 эв. Это связано с ослаблением роли щели с ростом энергии возбуждения. Однако пересечение кривых для нечетного и четно-четного ядер при 8 Мэв нельзя трактовать как точку фазового перехода, т.е. исчезновения спаривания, как это делается в [18], так как в наших расчетах спаривание учитывается одинаково при всех энергиях возбуждения.

Зависимость от энергии ϵ среднего расстояния D между уровнями $1/2^+$ в ^{157}Gd и 0^- в ^{158}Gd дана на рис. 2.

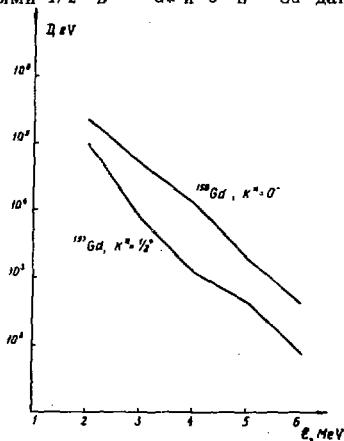


Рис. 2. Зависимость D от ϵ для состояний с $K^\pi = 0^-$ в ^{158}Gd и с $K^\pi = 1/2^+$ в ^{157}Gd .

До энергии возбуждения 6 Мэв еще не проявляется тенденции сближения между приведенными кривыми.

На рис. 3 приведена зависимость D от ξ для состояний $1/2^+$ в ^{165}Dy и ^{167}Er и значения статистической модели, рассчитанные по формуле /5/. Из рисунка видно, что при $\xi > 3$ Мэв результаты наших расчетов с ростом энергии возбуждения приближаются к кривой, вычисленной по формуле /5/. До энергии возбуждения 3 Мэв наши расчеты указывают на сильную флюктуацию величины D .

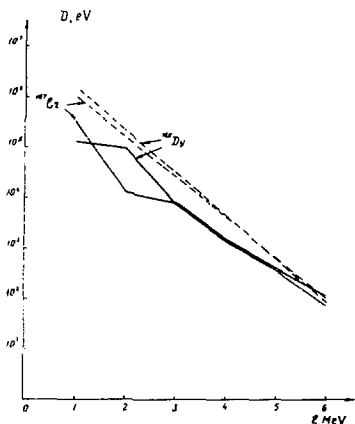


Рис. 3. Зависимость D от ξ для состояний $1/2^+$ в ^{165}Dy и ^{167}Er . Сплошные кривые получены в настоящей работе, штриховые - расчеты по формуле /4/ с параметрами a , извлеченными из экспериментальных данных.

Для того чтобы изучить, как сильно флуктуирует плотность состояний при различных энергиях возбуждения, на рис. 4 приведено полное число $1/2^+$ состояний в интервале 50 кэв для ^{157}Gd . Из этого рисунка видно, как возрастает плотность состояний с ростом энергии

возбуждения. Флюктуации плотности не являются значительными и с ростом энергии сглаживаются.

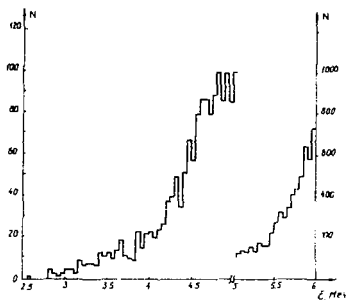


Рис. 4. Гистограмма числа состояний N с $K^\pi = 1/2^-$, построенная через 50 кэВ при энергии возбуждения от 2,5 до 6 МэВ в ^{157}Gd .

На рис. 5 даны гистограммы зависимости от энергии возбуждения полного числа уровней в интервале 50 кэВ в ^{157}Gd с большими значениями K , равными $K^\pi = 17/2^-$ и $21/2^+$. На этом рисунке продемонстрировано, что резкое возрастание плотности для неротационных уровней с большими значениями K наступает при более высоких энергиях возбуждения по сравнению с уровнями с малыми значениями K .

5. Зависимость плотности состояний от квантового числа K

Проекция углового момента на ось симметрии ядра K является хорошим квантовым числом для большого числа низколежащих состояний. С ростом энергии возбуждения в волновых функциях с $K = K_0$ возрастают примеси компонент с $K_0 + 1$, $K_0 + 2$ и т.д. Неизвестно, как происходит вращение ядра в высоковозбужденном состоя-

нии. Поэтому в общем виде, как и в работе /19/, волновую функцию высоковозбужденного состояния представляют в виде суперпозиции по K .

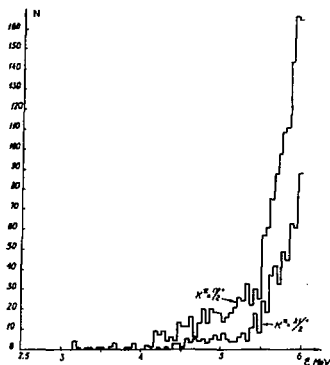


Рис. 5. Гистограммы числа состояний N с $K^\pi = 17/2^+$ /верхняя гистограмма/ и с $K^\pi = 21/2^-$ /нижняя гистограмма/, построенные через 50 кэв при энергии возбуждения от 2,5 до 6 Мэв в ^{157}Gd .

В рассматриваемой нами модели K является хорошим квантовым числом. Это обстоятельство, а также то, что мы не учитываем ротационных состояний, приводит к тому, что наша модель должна давать уменьшенную плотность состояний с $l \geq 1$. Рассмотрим зависимость плотности состояний от квантового числа K и четности π . В таблице 4 приведены результаты расчетов для состояний отрицательной четности при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона в ^{177}Lu . Увеличение K приводит к росту среднего расстояния между уровнями с данными K . Поведение плотности $\rho(K)$ при более низких энергиях проиллюстрировано на примере ядер ^{157}Gd , ^{158}Gd . На рис. 6 показано поведение плотности уровней состояний положительной четности в зависимости от

Таблица 4.

Зависимость D от K^{ν} для ^{177}Lu при $\xi = \text{Ba}$

K^{ν}	$1/2^-$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$9/2^-$	$11/2^-$	$13/2^-$	$15/2^-$	$17/2^-$	$19/2^-$	$21/2^-$	$23/2^-$	$25/2^-$
$D, \text{эВ}$	19,9	19,8	20,4	21,2	21,6	25,2	27,9	30,2	35,7	47,8	62,1	72,5	III

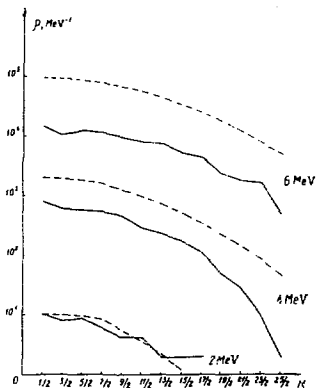


Рис. 6. Зависимость $\rho(K)$ для состояний положительной четности ^{157}Gd при 2,4,6 Мэв. Сплошные кривые - расчеты данной работы, штриховые - расчеты по формуле /5/ с параметром a , извлеченным из эксперимента при $\bar{\epsilon} = B_n$.

K при энергиях возбуждения 2,4 и 6 Мэв для ^{157}Gd . С ростом K происходит постепенное уменьшение плотности, но заметны флюктуации в поведении ρ от K , особенно при энергии 2 Мэв. При такой энергии состояний с $K > 17/2$ нет, с ростом энергии возбуждения они появляются. На рисунке также показаны значения $\rho(K)$, рассчитанные по формуле

$$\rho(K) = \frac{1}{12 \sqrt{2} a^{1/4} U^{3/4} \tau} \exp \left[2(aU)^{1/2} - \frac{K^2}{2\tau^2} \right] \quad /6/$$

с параметром a , извлеченным из экспериментальных данных при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона. Качественно поведение $\rho(K)$ в наших расчетах

и в модели ферми-газа совпадает, но количественного согласия нет, т.к. модель ферми-газа слишком груба. Следует заметить, что можно добиться, до некоторой степени, и количественного согласия, но для этого нужно для каждой энергии возбуждения вводить свой параметр a . Результаты для состояний отрицательной четности в ^{158}Gd приведены на рис. 7. Для ^{158}Gd наблюдаются гораздо более сильные флюктуации в поведении $\rho(K)$. При малых значениях K сначала наблюдается небольшой рост $\rho(K)$ и затем постепенное спадание. Плотность сильнее флюктуирует при малых значениях энергии и K .

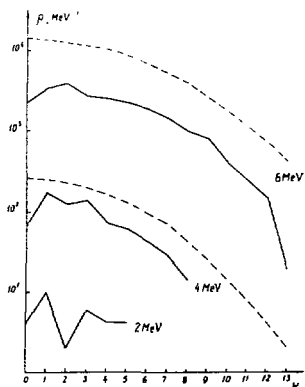


Рис. 7. Зависимость $\rho(K)$ для состояний отрицательной четности ^{158}Gd при 2,4,6 Мэв. Сплошные кривые - расчеты данной работы, штриховые - расчеты по формуле /5/ с параметром a , извлеченным из эксперимента при $\bar{\epsilon} = B_n$.

Обычно в статистических теориях предполагается, что плотность состояний с положительной и отрицательной четностью одинакова. Для того чтобы проверить это

предположение, было рассчитано отношение средних расстояний между уровнями положительной и отрицательной четности при различных значениях K с энергией возбуждения 6 Мэв в ядрах ^{157}Gd и ^{158}Gd . Результаты приведены на рис. 8. Из рисунка видно, что отношение

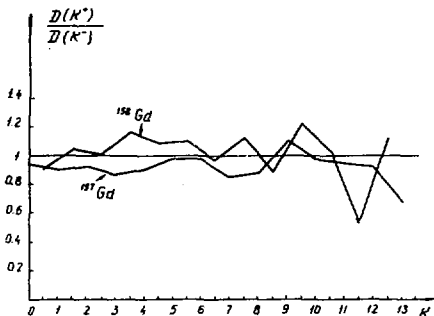


Рис. 8. Зависимость отношения средних расстояний между уровнями с положительной и отрицательной четностями $D(K^+)/D(K^-)$ для ^{157}Gd и ^{158}Gd от K при $\xi = 6$ Мэв.

$\frac{D(K^+)}{D(K^-)}$ может сильно отличаться от единицы, особенно

при больших K . На то, что предположение статистической теории о равенстве плотностей уровней обеих четностей выполняется грубо, указывалось также в работе ¹⁰⁾.

6. Заключение

Проведенное исследование показало, что полумикроскопическое описание плотности возбужденных состояний деформированных ядер является достаточно хорошим. Учет коллективных вибрационных состояний улучшает

описание плотности состояний при энергии связи нейтрона V_n . В расчетах весьма четко продемонстрировано различие в поведении $\rho(\xi)$ для нечетных A и четно-четных ядер. При энергиях возбуждения /6-8/ Мэв флуктуации плотности $\rho(\xi)$ уменьшаются, а рассчитанные нами значения плотностей приближаются к значениям, определяемым статистической моделью с параметрами, заимствованными из эксперимента.

Выбранное нами конфигурационное пространство достаточно велико, оно позволяет рассчитывать плотности состояний до энергии возбуждения /6-8/ Мэв. Для вычисления плотности состояний с энергией более 8 Мэв следует увеличить число учитываемых одночастичных уровней и принять во внимание мультиполь-мультипольное взаимодействие с более высокими значениями λ . Следует подчеркнуть, что расчеты не содержат ни одного свободного параметра. Все параметры фиксированы при изучении низколежащих состояний деформированных ядер.

Нет трудностей для вычисления плотности состояний во всех деформированных ядрах при равновесных деформациях и при всех энергиях возбуждения до 8 Мэв. Предложенный метод обобщен на вычисление плотностей состояний нечетно-нечетных деформированных ядер. Вычисления плотностей состояний при больших значениях параметров деформации β_2 потребует уточнения описания одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона-Вудса. Кроме того, такие вычисления будут содержать некоторый произвол, связанный с экстраполяцией констант спаривания и мультиполь-мультипольного взаимодействия на большие деформации.

В заключение мы выражаем благодарность В.О.Нестеренко за проведение некоторых численных расчетов.

Литература

1. V.G.Soloviev, L.A.Malov. *Nucl.Phys.*, A196, 433 (1972).
2. В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ Е4-6630, Дубна, 1972.*

3. А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ Е4- 7054, Дубна, 1971.
4. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, Москва, 1971.
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 357 т. 4, вып. 2 /1973/.
6. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov and V.G.Soloviev. Nucl.Phys., A171, 134 (1971).
7. А.И.Вдовин, В.В.Воронов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, Ч.Столков. Препринт ОИЯИ Е4- 7294, Дубна, 1973.
8. А.В.Игнатюк, В.С.Ставинский, Ю.Н.Шубик. "Nucl.Data for Reactions", vol. II, p. 885-907, IAEA, Vienna, 1970.
В.С.Ставинский. ЭЧАЯ 3, 832 /1972/.
И.А.Игнатюк. ЯФ 17, 502 /1973/.
J.R.Huizenga and L.G.Moretto. Ann.Rev.Nucl.Science. 427 (1972).
9. F.Rahn, H.S.Camarada, G.Hacken et al. Phys.Rev., 6C, 251 (1972).
10. H.Baba. Nucl.Phys., A159, 625 (1970).
11. А.Б.Попов. Автореферат диссертации. Препринт ОИЯИ 3-4421, Дубна, 1969.
12. В.П.Вертебный, А.И.Кальченко, М.В.Пасечник. ЯФ, 16, 38 /1972/.
13. H.I.Lion, H.S.Camarada, S.Wynchank et al. Phys.Rev., 5C, 974 (1972).
14. H.I.Lion, H.S.Camarada, G.Hacken et al. Phys.Rev., 70, 823 (1973).
15. F.Rahn, U.S.Camarada, G.Hacken et al. Phys.Rev., 6C, 1854 (1972).
16. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, Москва, 1969.
17. A.Gilbert, A.G.Cameron. Canad. J.Phys., 43, 1446 (1965).
18. П.Е.Воротников. Изв. АН СССР /сер.физ./, 36, 175 /1972/.
19. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ 3, 770 /1972/.
20. M.Hillman, J.R.Grover. Phys.Rev., 185, 1303 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 августа 1973 года.