

B-754

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8345

ВОРОНОВ
Виктор Васильевич

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
В РАМКАХ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Специальность - 01.04.16. - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель - доктор физико-математических наук,
профессор

В.Г.СОЛОВЬЕВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
кандидат физико-математических наук

Ю.Т.ГРИНЬ
Г.Н.АФАНАСЬЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физико-энергетический институт, Обнинск.

Автореферат разослан " " _____ 1974 года

Защита диссертации состоится " " _____ 1974 года
в Лаборатории теоретической физики Объединенного института
ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

4 - 8345

ВОРОНОВ

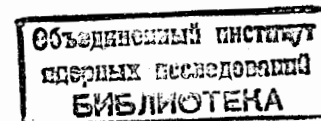
Виктор Васильевич

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ
В РАМКАХ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Специальность - 01.04.16. - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Существенный прогресс в описании возбужденных состояний атомных ядер был достигнут после того, как вслед за созданием оболочечной и обобщенной моделей была понята важность парных корреляций сверхпроводящего типа для правильной трактовки структуры ядерных состояний. Это стало возможным после создания математических методов, разработанных Н.Н.Боголюбовым^{/1/} и Дж.Бардином, Л.Купером, Дж.Шриффером^{/2/} в теории систем многих частиц. Впервые на возможность существования сверхтекучей ядерной материи указал Н.Н.Боголюбов^{/3/}. Вопрос о существовании сверхтекучих состояний в атомных ядрах обсуждали также О.Бор, Б.Моттельсон и Д.Лайнс^{/4/}. Теория парных корреляций сверхпроводящего типа в атомных ядрах была построена В.Г.Соловьевым^{/5/} и С.Т.Беляевым^{/6/}. Дальнейшее развитие этой теории привело к созданию полумикроскопического подхода в теории ядра, связанного с выбором эффективного ядерного взаимодействия. Широко используемыми вариантами полумикроскопического подхода являются сверхтекучая модель^{/7/} и теория конечных ферми-систем^{/8/}.

В рамках полумикроскопического подхода удалось объяснить большое число экспериментальных фактов^{1N.}, таких, например, как щель в энергетическом спектре четно-четных атомных ядер, моменты инерции деформированных ядер и выяснить природу вибрационных состояний в четно-четных ядрах^{/7/}. В рамках полумикроскопического подхода описывают обычно низколежащие состояния атомных ядер, а высоковозбужденные рассматривают

на основе статистической модели ядра^{/9,10/}. Статистическая модель достигла больших успехов при описании плотности уровней ядер, средних ширин, средних сечений различных процессов и их флуктуаций, однако прогресс экспериментальной техники позволил выяснить существование нестатистических эффектов во многих атомных ядрах. В последнее время появились работы^{/11/}, в которых полумикроскопический подход развивается для описания состояний промежуточных и больших энергий возбуждения. Такой подход позволяет трактовать с единой точки зрения низколежащие и высоколежащие ядерные состояния и проводить численные расчеты в рамках довольно простых моделей^{/12/}.

Настоящая диссертация посвящена исследованию свойств высоковозбужденных состояний в рамках полумикроскопического подхода. В главе II рассмотрены гамма-и альфа-распад высоколежащих состояний, проведено вычисление магнитных моментов нейтронных резонансов. В главе III сформулирован полумикроскопический метод вычисления плотности ядерных уровней, проведены расчеты плотности в 40 деформированных ядрах, изучена зависимость ее от энергии возбуждения, спина и четности, выяснено влияние коллективных движений на плотность уровней.

В первой главе диссертации дано изложение полумикроскопического подхода для описания высоковозбужденных состояний и построены волновые функции этих состояний (§ I). В волновых функциях высоковозбужденных состояний имеет место иерархия их компонент с различным числом квазичастиц. Например, для случая A-нечетного сферического ядра волновую функцию можно записать в виде:

$$\Psi_{\lambda}(\Gamma^{\pi} \mu) = b_{\Gamma}^{\lambda} \alpha_{\Gamma, \mu}^{+} \Psi_0 + \sum_{\substack{j_1, j_2, j_3 \\ m_1, m_2, m_3}} b_{\Gamma}^{\lambda} (j_1 m_1 j_2 m_2 j_3 m_3) \alpha_{j_1 m_1}^{+} \alpha_{j_2 m_2}^{+} \alpha_{j_3 m_3}^{+} \Psi_0 + \dots \quad (I)$$

Здесь α_{jm}^{+} — оператор рождения квазичастицы в состоянии с моментом j и его проекцией m , I, μ, π — момент, его проекция и четность высоковозбужденного состояния, Ψ_0 — квазичастичный вакуум. Помимо членов такого сорта в (I) есть члены, в которых операторы $(\alpha_{jm}^{+} \alpha_{j-m}^{+})_{I=0}$ заменены на операторы парно-вибрационных фононов, что позволяет исключить "духовые" состояния. Такие волновые функции допускают модельную реализацию. Их можно переписать в виде суммы членов типа квазичастица, квазичастица плюс фонон и т.д. и, используя гамильтониан

$$H = H_{avr} + H_{pair} + H_{coll},$$

где H_{avr} — среднее поле, H_{pair} — взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, H_{coll} — мультиполь-мультипольные и спин-мультиполь-спин-мультипольные взаимодействия, при помощи вариационного принципа можно получить систему уравнений для определения энергий и величин компонент волновых функций (§ 2). Такие модели позволяют проводить конкретные численные расчеты и исследовать свойства высоковозбужденных состояний.

Во второй главе рассмотрены гамма-и альфа-распад высоковозбужденных состояний^{/15/} в рамках полумикроскопического подхода.

В § I вычислены матричные элементы электромагнитных переходов со сложных состояний на простые. Например, для

$E \lambda$ - переходов с высоковозбужденных состояний, описываемых волновой функцией (I), на одноквазичастичное состояние $\alpha_{j, m_j}^+ \psi_0$ нечетного сферического ядра матричный элемент имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} M(E \lambda, I_{\lambda}^{\pi} \rightarrow j, m_j) &= \frac{(-)^{j+\lambda-\mu}}{(2\lambda+1)^{1/2}} (j, m_j, I-\mu, \lambda, \mu) b_{I, j}^{\lambda \mu} \delta_{I, j} \psi_{j, m_j}^{(-)} \times \\ &\times \langle j_1 | \Gamma(E \lambda) | j_2 \rangle - (2\lambda+1)^{-1/2} \sum_{\substack{j_1, j_2 \\ m_1, m_2}} (-)^{j_1+j_2-\mu} (j_1, m_1, j_2, m_2, \lambda, \mu) b_{I, \mu}^{\lambda \mu} (j_1, m_1, j_2, m_2, j, m_j) \times \\ &\times \psi_{j_1, m_1}^{(+)} \langle j_2 | \Gamma(E \lambda) | j_1 \rangle + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\langle j_1 | \Gamma(E \lambda) | j_2 \rangle$ - одночастичные матричные элементы $E \lambda$ - переходов, $\psi_{j_1, m_1}^{(-)}$, $\psi_{j_2, m_2}^{(+)}$ - комбинации коэффициентов канонического преобразования Боголюбова. Рассчитав одночастичные матричные элементы с волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса и используя экспериментальные значения радиационных ширин, мы оценили величины одноквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний b^{λ} . Для волновых функций нейтронных резонансов нами получено, что $|b^{\lambda}|^2$ лежат в пределах 10^{-3} - 10^{-6} . Это хорошо согласуется с оценками $|b^{\lambda}|^2$ по нейтронным ширинам $\Gamma_{n, \lambda}^0$, которые легко сделать, используя формулу /II/.

$$\Gamma_{n, \lambda}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 |b^{\lambda}(j) u_j|^2, \quad (3)$$

где коэффициент канонического преобразования Боголюбова u_j указывает на то, что состояние j должно быть частичным. Анализ $E 1$ - переходов в ядрах ^{57}Fe , ^{93}Mo , ^{99}Mo , ^{91}Zr

показывает, что отклонения от модели валентного нейтрона /I4/ имеют место из-за переходов через трехквазичастичные конфигурации, для которых величины $|b^{\lambda}|^2$ того же порядка, что и для одноквазичастичных компонент.

§ 2 посвящен вычислению магнитных моментов высоковозбужденных состояний. Положение с магнитными моментами высоковозбужденных состояний принципиально отличается от положения с радиационными ширинами. Выражения магнитных моментов содержат все компоненты соответствующих волновых функций. Поэтому магнитные моменты нейтронных резонансов по порядку величины должны иметь одночастичные значения. Экспериментальные данные по измерению магнитных моментов нейтронных резонансов в ^{62}Ge и изотопах Pu /17/ подтверждают наш вывод о величинах магнитных моментов высоковозбужденных состояний.

В § 3 мы рассмотрели α -распад высоколежащих состояний и показали, что если многоквазичастичные компоненты волновых функций играют существенную роль в структуре нейтронных резонансов, то приведенные ширины α -распадов на двухфононные состояния должны быть порядка и больше ширин α -распадов на однофононные, а эти, в свою очередь, могут быть больше ширин α -распадов на основные состояния. Нами также показано, что при α -распаде на одноквазичастичные состояния α -переходы с одноквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний усилены, и это благоприятствует наблюдению корреляций между радиационными и альфа-ширинами.

Третья глава диссертации посвящена расчету плотности возбужденных состояний деформированных ядер /18-22/.

В § I сформулирован полумикроскопический метод вычисления плотности уровней в деформированных ядрах. В нечетных А ядрах при энергии возбуждения \mathcal{E} мы вычисляем число состояний типа

$\mathcal{E}(\nu), \mathcal{E}(\nu) + \omega_{g_1} - \mathcal{E}_0, \mathcal{E}(\nu) + \omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \dots - \mathcal{E}_0,$
 энергии которых лежат в интервале $(\mathcal{E}, \mathcal{E} + \Delta \mathcal{E})$ и которые имеют заданные значения проекции момента на ось симметрии и четности K^π . В четно-четных ядрах рассчитываются состояния типа

$$\omega_{g_1} + \omega_{g_2} + \omega_{g_3} + \dots,$$

а в нечетно-нечетных ядрах - типа

$$\mathcal{E}(\nu) + \mathcal{E}(\nu') + \omega_{g_1} + \dots - \mathcal{E}_0.$$

Здесь $\mathcal{E}(\nu)$ - одноквантовые энергии, \mathcal{E}_0 - энергия основного состояния, ω_g - энергии фононов, которые находятся из решения соответствующих уравнений^{/7/}, $g = \lambda \mu$, где $\lambda \mu$ - мультипольность и ее проекция, j - номер корня секулярного уравнения. Параметры потенциала Саксона-Вудса, константы

G_N, G_Z взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и константы квадруполь-квадрупольного $\chi^{(2)}$ и октуполь-октупольного $\chi^{(3)}$ взаимодействий брались такими же, как при описании низколежащей части спектра^{/23/}. Чтобы наше конфигурационное пространство было большим, принимались во внимание фононы с $\lambda = 2, 3, \dots, 7$. $\chi^{(\lambda)}$ с $\lambda > 3$ были практически двухквантовыми.

Для того, чтобы учесть вклад ротационных уровней, мы использовали обычную формулу для ротационного движения:

$$E_{rot} = \frac{1}{2I} [I(I+1) - K^2]. \quad (4)$$

Плотность уровней с фиксированными значениями спина и четности I^π при энергии возбуждения \mathcal{E} , для нечетных А и четно-четных ядер вычислялась по формуле:

$$\rho(\mathcal{E}, I^\pi) = \sum_{K=K_0}^I (1 - \delta_{K,0} \delta_{\pi,(-1)^K}) \rho(\mathcal{E} - E_{rot}, K^\pi), \quad (5)$$

где $K_0 = 0$ или $1/2$, а в случае нечетно-нечетных ядер - по формуле:

$$\rho(\mathcal{E}, I^\pi) = \sum_{K=0}^I \rho(\mathcal{E} - E_{rot}, K^\pi). \quad (6)$$

В качестве момента инерции использовалось твердотельное значение $J_{rig} = \frac{2}{5} m A R^2$. Такой метод позволяет прямо связать характеристики среднего поля и остаточных взаимодействий с плотностью возбужденных состояний и учесть вклад в плотность от коллективных мод возбуждения.

В § 2 приведены результаты расчетов плотности уровней и выполнено сравнение их с экспериментальными данными при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона B_n . Расчеты проведены для 40 деформированных ядер и получено хорошее согласие с экспериментом. Для 80% ядер отношение D^T/D^{3K} лежит в пределах $0,75 < D^T/D^{3K} < 1,25$. Результаты расчетов среднего расстояния D для $I^\pi = 1/2^+$ показаны в таблице 1, а для $I \geq 1$ - в таблице 2. Экспериментальные данные взяты из работ^{/14,24/}. Расчеты плотности состояния $1/2^+$ при одной и той же энергии возбуждения 6,5 Мэв в разных ядрах позволили исследовать зависимость плотности от массового числа А. Наши расчеты правильно передают эту зависимость.

§ 3 посвящен выяснению роли коллективных движений при

Таблица 1.

Среднее расстояние D между уровнями $I/2^+$ вблизи энергии связи B_n .

Составное ядро	B_n , МэВ	$D^{эксп.}$, эВ	$D^{теор.}$, эВ
153 Sm	5,886	51,8±1,5	63
157 Gd	6,347	47 ± 4	42,5
159 Gd	5,942	85 ± 9	67
163 Dy	6,253	42 ± 6	56
165 Dy	5,715	80 ± 26	133
167 Er	6,438	38,4±0,32	57
169 Er	5,997	95,3±1,7	117
173 Yb	6,480	70,3±2,6	42
175 Yb	5,830	162 ± 18	110
177 Yb	5,530	185 ± 19	161
179 Hf	6,070	55 ± 8	58
185 W	5,748	93 ± 19	78
239 U	4,784	20,8	26,6
243 Cm	5,666	-	4,2
245 Cm	5,696	12,6±3,3	7,3

Таблица 2.

Среднее расстояние D между уровнями с данными значениями I^π вблизи энергии связи нейтрона B_n .

Составное ядро	I^π	B_n , МэВ	$D^{эксп.}$, эВ	$D^{теор.}$, эВ	
				по форм. (5)	при $I=K$ (6)
154 Eu	2 ⁺ , 3 ⁺	6,440	1,3±0,4	1,3	4,3
162 Dy	2 ⁺ , 3 ⁺	8,204	2,55±0,38	3,9	11,1
168 Er	3 ⁺ , 4 ⁺	7,440	4,0±0,4	26,6	7,2
176 Lu	3 ⁺ , 4 ⁺	6,290	3,61±0,62	2,4	8,5
177 Lu	13/2 ⁻ , 15/2 ⁻	6,890	2,37±0,27	2,1	14,5
178 Hf	3 ⁻ , 4 ⁻	7,620	3,2 ± 0,2	3,1	11,1
182 Ta	3 ⁺ , 4 ⁺	6,060	4,33±0,51	3,5	8,9
236 U	3 ⁻ , 4 ⁻	6,467	0,67±0,13	0,6	1,4
238 Np	2 ⁺ , 3 ⁺	5,480	0,72±0,079	0,9	2,7

описании плотности ядерных уровней. Если в наших расчетах все константы мультиполь-мультипольных взаимодействий $\chi^{(\lambda)}$ положить равными нулю, то наша модель перейдет в модель независимых квазичастиц. Сравнение результатов расчетов для плотности уровней при $\chi^{(\lambda)} = \chi_0^{(\lambda)}$ и $\chi^{(\lambda)} = 0$ показывает, что учет коллективных вибраций приводит к увеличению плотности уровней в 2-3 раза в четно-четных деформированных ядрах, а в нечетных А-ядрах - на (40-60)% при энергии связи нейтрона. Наши результаты согласуются со статистическими оценками величины вклада вибрационных уровней, сделанных в [24].

Учет ротационного движения приводит к увеличению плотности уровней при $\epsilon = B_n$ в (1,5-7) раз для состояний со спином $I = 2 - I/2$ и улучшает согласие с экспериментальными данными. Результаты расчетов плотности без учета ротационного движения для некоторых ядер приведены в последней колонке таблицы 2. Результаты расчетов с включением ротационных уровней слабо зависят от величины моментов инерции для малых значений спина. Например, для ядра ^{166}Ho отношение плотности при $J = \frac{1}{2} J_{rig}$ к плотности при $J = J_{rig}$ при $\epsilon = B_n$ для состояний $I^\pi = 2^-, 3^-, 4^-$ равно, соответственно, 0,86, 0,90, 0,88.

В § 4 изучена зависимость плотности состояний от энергии возбуждения ϵ и рассмотрены флуктуации плотности. На рис. 1 показана зависимость среднего расстояния D от энергии ϵ для состояний $I/2^+$ в ^{159}Gd и ^{167}Er . Из рисунка видно, что при малых энергиях возбуждения имеются флуктуации плотности, а с ростом энергии наши результаты приближа-

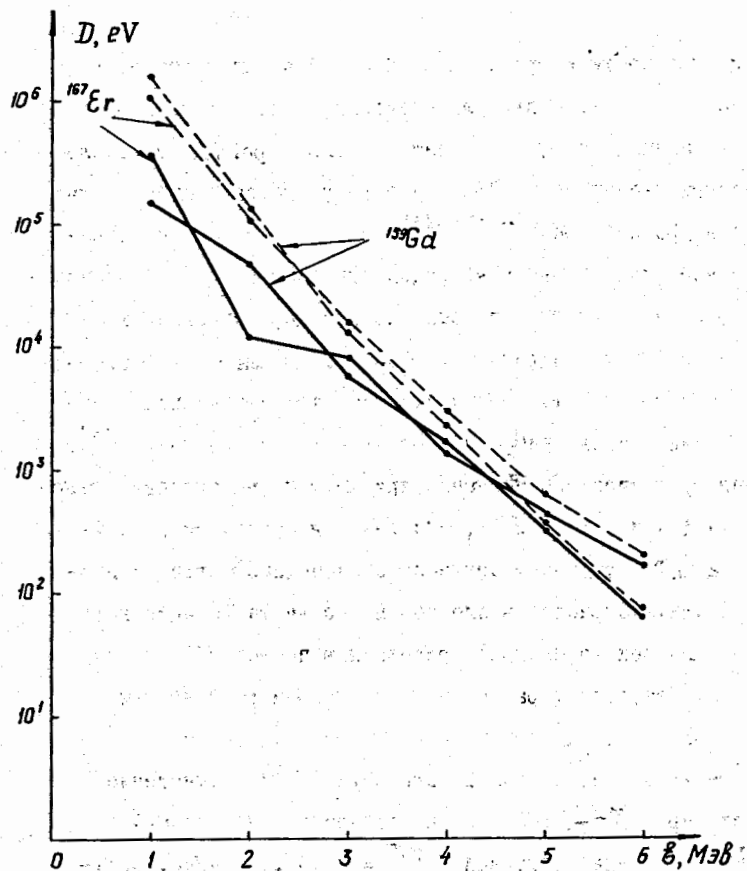


Рис. 1. Зависимость D от E для состояний $1/2^+$ в ^{153}Gd и ^{167}Er . Сплошные кривые получены в настоящей работе, штриховые кривые — расчеты по модели ферми-газа с параметрами, извлеченными из эксперимента при $E = E_n$.

ся к результатам статистической модели. На рис. 2 приведена гистограмма числа состояний \mathcal{N} с $K^\pi = 1/2^+$, построенная при энергиях возбуждения от 2,5 до 6 Мэв в ^{157}Gd . С ростом энергии флуктуации сглаживаются. В деформированных ядрах они несутельственны при энергиях возбуждения, больших 3 Мэв.

В § 5 изучена зависимость плотности уровней от их спина, проекции K и четности. Зависимость плотности уровней от K для ^{158}Gd при энергиях 2, 4, 6 Мэв дана на рис. 3. Начиная с энергии 4 Мэв, наши расчетные кривые можно хорошо аппроксимировать кривыми, рассчитанными по статистической модели. Спиновые распределения (рис. 4), полученные в наших расчетах, также хорошо согласуются с предсказаниями статистической модели. Для того чтобы проверить, насколько хорошо выполняется предположение статистической теории о равенстве плотностей состояний положительной и отрицательной четностей, мы рассчитали отношение $D(K^+)/D(K^-)$ при $E = 6$ Мэв в ^{157}Gd и ^{158}Gd . Оно показано на рис. 5, из которого видно, что это предположение довольно хорошо выполняется в деформированных ядрах.

Таким образом, полумикроскопический подход дает довольно простой и прямой способ расчета плотности ядерных уровней с учетом вклада коллективных мод движения и позволяет получать хорошее количественное согласие с экспериментальными данными.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [13, 15, 16, 18-22] и докладывались на конференции по нейтронной физике (Киев, 1973 г.) и совещании по методам исследования коллективных возбуждений ядер (Дубна, 1974 г.).

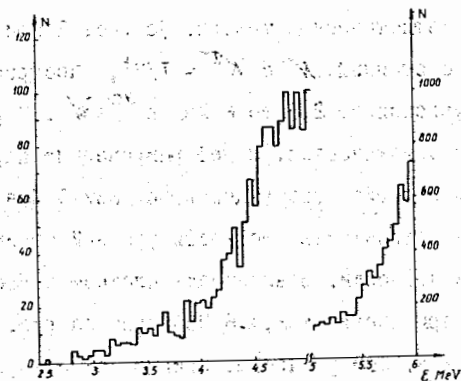


Рис. 2. Гистограмма числа состояний \mathcal{N} с $K^\pi = 1/2^+$, построенная через 50 кэв при энергии возбуждения от 2,5 до 6 Мэв в ^{157}Gd .

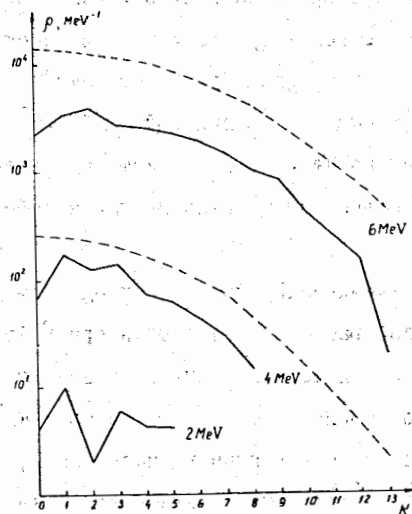


Рис. 3. Зависимость $\rho(K)$ для состояний отрицательной четности ^{157}Gd при 2, 4, 6 Мэв. Сплошные кривые - расчеты данной работы, штриховые - расчеты по модели ферми-газа, с параметрами, извлеченными из эксперимента при $\epsilon = \nu n$.

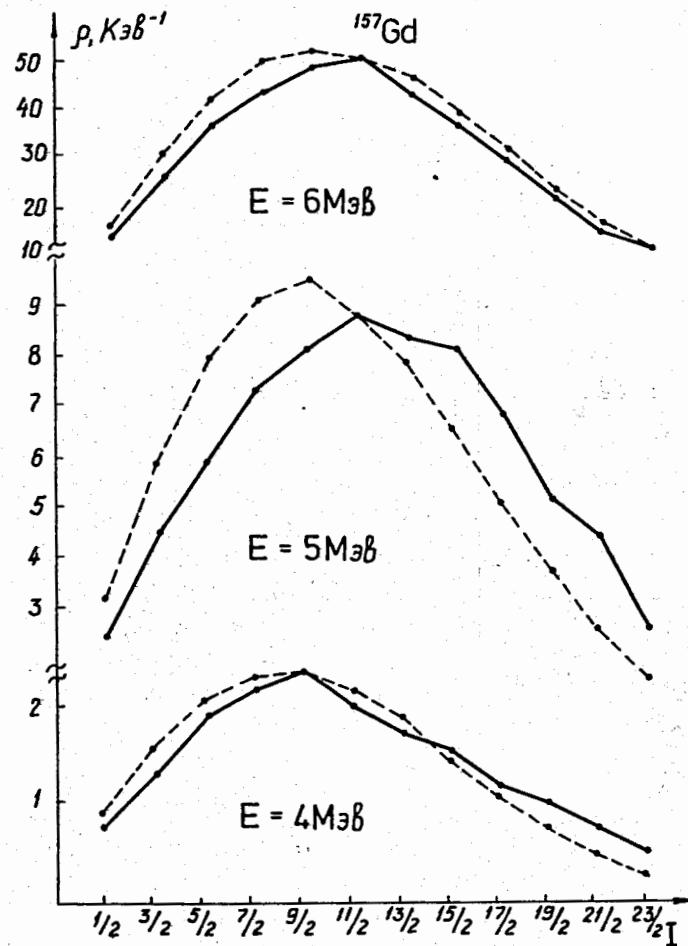


Рис. 4. Зависимость ρ от I для состояний с положительной четностью в ^{157}Gd . Точки, соединенные сплошной линией, - результаты данной работы. Точки, соединенные штриховой линией, получены по статистической модели.

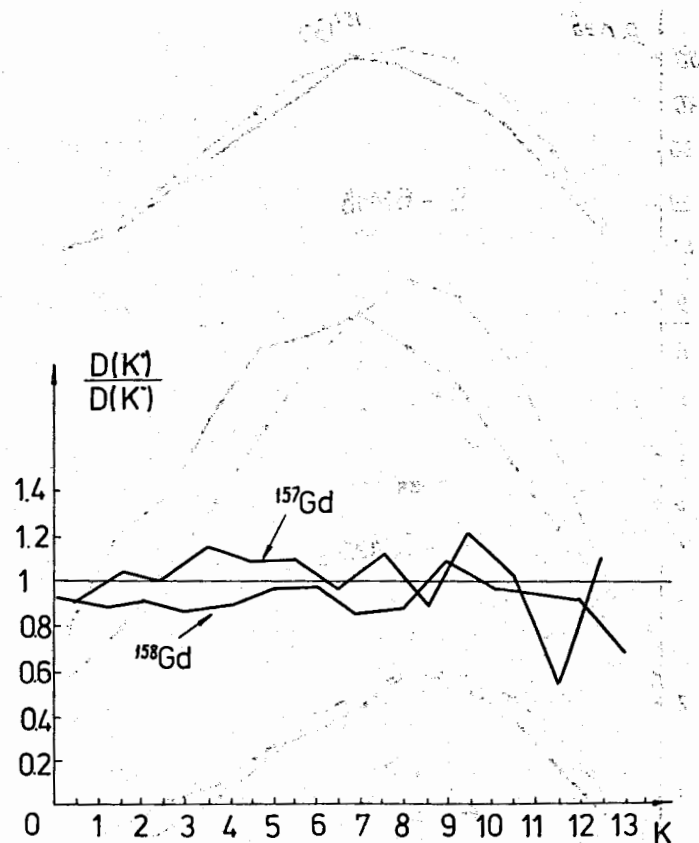


Рис. 5. Зависимость отношения средних расстояний между уровнями с положительной и отрицательной четностями $D(K^+)/D(K^-)$ для ^{157}Gd и ^{158}Gd от K при $E = 6$ Мэв.

Литература

1. Н.Н.Богольбов, *ИЭФ*, **34**(1958) 73.
Н.Н.Богольбов, В.В.Толмачев, Д.В.Ширков, "Новый метод в теории сверхпроводимости", М., Изд-во АН СССР, 1958.
Н.Н.Богольбов, *Избранные труды в трех томах, т.2*, изд-во "Наукова Думка", Киев, 1970.
2. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer, *Phys.Rev.* **108**(1957)1175.
3. Н.Н.Богольбов, *ДАН СССР* **119** (1958)52.
4. A.Bohr, V.Mottelson, D.Pines, *Phys.Rev.* **110**, (1958) 936.
5. В.Г.Соловьев, *ИЭФ* **35**(1958) 823; **36**(1959) 1869.
6. С.Т.Велуев, *Мат.Физ.Медд.Дан.Вид.Селск.* **31**, No.11 (1959)
7. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*, М., Наука, 1971.
8. А.Б.Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, М., Наука, 1965.
9. Т.Ericson. *Adv. in Phys.* **9** (1960) 425.
А.В.Малышев, *Плотность уровней и структура атомных ядер*. М., Атомиздат, 1969.
В.С.Ставинский, *ЭЧАЯ* **3**, (1972) 832.
J.R.Huizenga and L.G.Moretto, *Ann.Rev.Nucl.Science*, **22**(1972) 427.
10. M.Sano, S.Yamazaki, *Prog.Theor.Phys.* **29**(1963) 397.
D.W.Lang, *Nucl.Phys.* **42** (1963) 353.
Ю.Т.Гринь, В.М.Струтинский, *ЯФ* **1**(1965) 420.
А.В.Игнатюк, Д.Н.Шубин, *ЯФ* **8**(1968) 1135.
А.В.Игнатюк, *ЯФ* **17** (1973) 502.
L.G.Moretto, *Nucl.Phys.* **A216** (1973) 1.
11. В.Г.Соловьев, *Изв. АН СССР, сер.физ.*, **35** (1971) 616.
В.Г.Соловьев, *ЭЧАЯ* **3** (1972) 770.
12. V.G.Soloviev, L.A.Malov, *Nucl.Phys.* **A196**(1972) 433;
В.Г.Соловьев, *ТМФ* **17** (1973) 90;
А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев. *ТМФ* **19** (1974) 275.
G.Kurchev, V.G.Soloviev, *JINR*, E4-7764, Dubna, 1974.

13. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев, ОИЯИ, Р4-5562, Дубна 1971.
14. J.E.Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1968.
15. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев, ЯФ 16 (1972) 1188.
16. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев, Изв. АН СССР, сер.физ., 37(1973) 922.
17. V.P.Alfimenkov, G.P.Jukov, G.N.Simin et al., Contributions Conference on Nuclear Structure with Neutrons, Budapest, 1972, 8.
- В.П.Алфименков, В.А.Вагов, В.К.Замрий и др., ОИЯИ Р3-8004, Дубна, 1974.
18. L.A.Malov, V.G.Soloviev, V.V.Voronov, Proc. of Conf. of Nucl. Phys. v.1, 246, München, 1973.
19. А.И.Вдовин, В.В.Воронов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов, ЯФ 19 (1974) 516.
20. L.A.Malov, V.G.Soloviev, V.V.Voronov, Nucl.Phys. A224(1974).
21. L.A.Malov, V.G.Soloviev, V.V.Voronov, JINR, E4-7818, Дубна, ³⁹⁶ 1974.
22. В.В.Воронов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, ОИЯИ, Р4-8102, Дубна 1974.
23. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev, Nucl.Phys. A171, (1971) 134.
- Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов, ЭЧАЯ, 357, Т.4, вып. 2 (1973).
24. T.Døssing, A.S.Jensen, Nucl.Phys. A222, (1974) 493.
- I.R.Huizenga et al., Nucl.Phys. A223 (1974) 433.

Рукопись поступила в издательский отдел

25 октября 1974 г.