

К-636

Л В Э

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 9541

КОМОВ
Александр Леонидович

ИЗУЧЕНИЕ НЕРОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ
АТОМНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ АКТИНИДОВ
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра
и космический лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:
доктор физико-математических наук
профессор

В.Г.СОЛОВЬЕВ

кандидат физико-математических
наук

Л.А.МАЛОВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук

Ю.Т.ГРИНЬ

кандидат физико-математических наук

Р.В.ДЖОЛОС

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Институт
ядерных исследований АН СССР, Москва.

Автореферат разослан " " _____ 1976 года.

Защита диссертации состоится " " _____ 1976 года
в Лаборатории теоретической физики Объединенного института
ядерных исследований, г.Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

В настоящее время на основе полумикроскопического подхода
в рамках сверхтекучей модели ядра широко проводится изучение
свойств конкретных ядер.

В основе сверхтекучей модели ядра лежат математические
методы, разработанные в теории систем многих частиц Н.Н.Боголю-
бовым^{/1/} и Дж.Бардином, Л.Купером, Дж.Шриффером^{/2/}, а также но-
вые физические идеи, касающиеся эффективного взаимодействия
нуклонов ядра. В^{/3/} Н.Н.Боголюбов указал на существенную роль
сверхтекучих эффектов в ядерной материи; О.Бор, Б.Моттelson,
Д.Пайнс^{/4/} обсуждали целесообразность применения методов теории
сверхпроводимости в изучении свойств конечных ядер. В.Г.Соловье-
вым^{/5/} и С.Т.Беляевым^{/6/} создана теория парных корреляций сверх-
проводящего типа в атомных ядрах. Теория парных корреляций объяс-
нила многие свойства ядер, которые не были поняты ранее, и поло-
жила начало широкому изучению ядерной структуры на основе микро-
скопического подхода. Применение метода приближенного вторичного
квантования Н.Н.Боголюбова^{/1/} позволило получить полумикроскопи-
ческое описание вибрационных состояний ядра^{/7/}. В^{/8/} предложен
метод, позволяющий получить неротационные состояния нечетного
ядра с учетом взаимодействия квазичастиц с колебаниями четно-
четного остова. Полумикроскопическое описание неротационных сос-
тояний сферических и деформированных ядер разрабатывалось во
многих работах и наиболее полно представлено в монографии^{/9/}.

В настоящее время на основе развития идей и методов сверх-
текучей модели ядра, данного в^{/10/}, разрабатывается полумикро-
скопический подход к описанию высоковозбужденных состояний атом-
ных ядер^{/11/}.

Полумикроскопический подход привлекателен тем, что помимо

развития основных математических методов решения задачи многих тел и уточнения вида эффективных сил, происходящего по мере накопления новых экспериментальных данных, позволяет получать количественные результаты, объясняющие соответствующие экспериментальные данные и делать предсказания, что, в свою очередь, стимулирует экспериментальные исследования.

Настоящая диссертация посвящена изучению неротационных состояний ядер в области актиноидов в рамках сверхтекучей модели ядра. Модельный гамильтониан включает, наряду со средним полем ядерных сил, остаточное взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и дальнедействующее эффективное взаимодействие в виде мультиполь-мультипольных сил. Среднее поле описывается потенциалом Саксона-Вудса.

Диссертация состоит из Введения, четырех глав и Заключения.

Во Введении изложены основные положения сверхтекучей модели ядра в том объеме и в том виде, как они применялись нами при конкретном изучении состояний рассматриваемых ядер. Приведены уравнения теории парных корреляций и секулярные уравнения и выражения, определяющие энергии и структуру низколежащих неротационных состояний четно-четных и нечетных ядер. Во Введении также определено место работ, лежащих в основе данной диссертации, среди работ, посвященных изучению неротационных состояний атомных ядер в рамках сверхтекучей модели с использованием потенциала Саксона-Вудса. Ранее в таком подходе изучались низколежащие неротационные состояния деформированных ядер редкоземельной области ^{/12/} и четно-четных и ряда нечетных ядер актиноидов в области $234 \leq A \leq 252$ ^{/13/}. Нами подобраны параметры потенциала Саксона-Вудса и получены одночастичные энергии и волновые функции для областей $224 \leq A \leq 234$ и $250 \leq A \leq 260$. Для ядер начала области

актиноидов рассчитаны величины равновесных квадрупольной и гексадекапольной деформаций и соответствующие статические моменты ^{/14,15/} (гл. I). В однофононном приближении получено описание коллективных квадрупольных и октупольных состояний ядер начала области актиноидов ^{/15/} и транскриевых элементов ^{/16/}. Двухквантовые состояния до энергии 2,0-2,5 МэВ рассчитаны с учетом эффекта блокировки (гл. II). В приближении, учитывающем взаимодействие квазичастиц с фононами и смешивание одноквантовых уровней, получены теоретические спектры низколежащих неротационных состояний 28 нечетных ядер в широкой области, включающей все актиноиды $(225 \leq A \leq 261)$ ^{/16,17,18/} (гл. III). В рамках метода, позволяющего учесть вибрационные и ротационные движения, рассчитаны плотности возбужденных состояний при энергии связи нейтрона для ядер начала области актиноидов. На примере ²³⁰Th исследована зависимость полной плотности состояний от энергии возбуждения ^{/19/} (гл. IV). Все полученные теоретические результаты сравниваются с соответствующими экспериментальными данными.

В главе I, п. I представлены результаты решения одночастичной задачи для ядер начала области актиноидов $(224 \leq A \leq 234)$ и транскриевых элементов $(250 \leq A \leq 261)$. Уравнения Шредингера (для протонов и нейтронов) с потенциалом Саксона-Вудса решались численно с помощью полуаналитического метода, разработанного ^{/20/}. Форма поверхности деформированных ядер принималась близкой к эллипсоиду вращения с квадрупольной и гексадекапольной деформациями.

При выборе параметров потенциала Саксона-Вудса учитывались экспериментальные данные по основным и низколежащим возбужденным

состояниям нечетных ядер данной области, причем сравнение с экспериментом проводилось после учета взаимодействия квазичастиц с фононами. При этом также изучалась зависимость результатов описания неротационных состояний рассматриваемых четно-нечетных и нечетных ядер от параметров потенциала. Результаты расчетов одночастичных энергий и волновых функций представлены в диссертации в виде диаграмм, показывающих поведение одночастичных уровней в зависимости от величины квадрупольной деформации.

Область $224 \leq A \leq 234$ характерна тем, что в нее входят переходные ядра. Для ядер этой области рассчитаны (методом Струтинского с учетом спаривания $^{2I/}$) величины равновесных квадрупольной и гексадекапольной деформаций и соответствующие статические моменты (п. 2, гл. I). Результаты показывают, что эти ядра можно рассматривать как деформированные, имеющие форму вытянутого эллипсоида. Величина квадрупольной деформации увеличивается при увеличении A от значений $0,12-0,13$ для $A=224$ до $0,21-0,22$ для $A=232, 234$ и увеличивается с ростом числа нейтронов для данного элемента. Зависимость полной энергии от β_{40} "мягка". Рассчитанные величины статических квадрупольных и гексадекапольных моментов хорошо согласуются с полученными из экспериментальных данных.

Одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса используются как одночастичный базис в дальнейших полумикроскопических расчетах состояний четно-четных и нечетных ядер.

В главе II рассматриваются низколежащие неротационные состояния четно-четных ядер в областях $224 \leq A \leq 234$ и $250 \leq A \leq 260$.

Квадрупольные и октупольные состояния с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ описываются фононами соответствующей мультипольности. Секулярные уравнения решались численно, при этом находились энергии и рассчитывалась квазичастичная структура однофононных состояний. Вычислялись также величины приведенных вероятностей $E\lambda$ -переходов в эти состояния из основного. Константы мультиполь-мультипольного взаимодействия $\mathcal{E}^{(\lambda)}$ выбирались так, чтобы наиболее точно передать экспериментальные энергии первых квадрупольных и октупольных состояний всех четно-четных ядер рассматриваемой области.

В п. I представлены результаты для четно-четных ядер области $224 \leq A \leq 234$. В $^{15/}$ получены однофононные квадрупольные и октупольные состояния ядер $^{224, 226}\text{Ra}$, $^{226, 228, 230, 232}\text{Th}$, $^{228, 230, 232, 234}\text{U}$.

Наибольший интерес представляют первые возбужденные состояния с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$. Эти состояния имеют, как правило, существенно коллективную природу и, соответственно, сложную квазичастичную структуру. В таблице I в качестве примера представлены результаты для первых квадрупольных состояний с $K^\pi = 2^+$. Величины $B(E2, 0_2 \rightarrow 2^+ 2)$ приведены в одночастичных единицах $B_{s.p.}(E2) = 0,3 A^{4/3} e^2 \text{Ф.м}^4$. В колонке "Структура" приведены (в %) для каждого однофононного состояния шесть наибольших двухквазичастичных компонент (nn -нейтронные, pp -протонные). Значения величин $B(E2)$ в несколько единиц соответствуют существенному усилению $E2$ -переходов в эти состояния из основного по сравнению с одночастичными. Вторые однофононные состояния, как показывает расчеты, коллективизированы гораздо слабее, более высокие - практически двухквазичастичные. Это относится также к первым и следующим октупольным состояниям с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ рассматриваемых ядер.

Таблица I.

Энергии и структура первых квадрупольных состояний с $K^\pi = 2^+$

Ядро	$E_{\text{эксп.}}$ (кэВ)	$E_{\text{теор.}}$ (кэВ)	$B(E2)$ эксп.	$B(E2)$ теор.	Ст р у к т у р а (%)
224Ra	840			4,8	nn752†50I† I8 pp402†660† 7 nn503†770† I2 nn743†76I† 6 nn76I†50I† 9 pp532†530† 5
226Ra	920			4,9	nn752†50I† II pp402†660† 8 nn63I†63I† II pp532†530† 6 nn633†63I† I0
226Th	820			4,4	nn752†50I† I9 nn743†76I† 7 nn503†770† I3 pp532†530† 5 nn76I†50I† I0 nn50I†770† 5
228Th 977	930			4,5	nn752†50I† I3 nn743†76I† I0 nn63I†63I† II pp532†530† 6 nn633†63I† II nn503†770† 5
230Th 782	780	2,9±0,3		4,4	nn633†63I† 26 pp532†530† 5 nn63I†63I† 20 nn752†50I† 4 nn743†76I† 8 nn734†752† 3
232Th 786	780	2,9±0,2		3,4	nn633†63I† 39 pp532†530† 4 nn63I†63I† 2I nn734†752† 3 nn743†76I† 5 pp402†660† 2
228U	770			4,3	nn752†50I† 20 nn743†76I† 7 nn503†770† I4 nn50I†770† 5 nn76I†50I† I0 pp532†530† 2
230U	1080			3,0	nn752†50I† I4 nn743†76I† II nn63I†63I† I3 nn503†770† 5 nn633†63I† I2 pp532†530† 3
232U 867	930			3,0	nn633†63I† 30 nn752†50I† 4 nn63I†63I† 23 nn734†752† 3 nn743†76I† 8 pp532†530† 2
234U 927	900	2,9±0,3		2,3	nn633†63I† 44 nn734†752† 3 nn63I†63I† 23 pp532†530† 2 nn743†76I† 5 pp642†400† I

Интересными в области $224 \leq A \leq 234$ являются первые октупольные состояния с $K^\pi = 0^-$, которые имеют аномально низкие (200-500 кэВ)

энергии в изотопах радия и легких изотопах тория и урана. Как видно из результатов, представленных в диссертации, в однофоновом приближении с фиксированной константой $\mathcal{R}^{(3)}$ удается правильно передать известные энергии первых 0^- -состояний ядер $228, 230, 232 \text{ Th}$, $232, 234 \text{ U}$. Однако сильное понижение этих состояний в ядрах с $A=224, 226$ передается лишь качественно. Появление низких 0^- -состояний в изотопах с $N = 136, 138, 140$ объясняется сильным влиянием двух нижайших полюсов $\kappa\pi[633\frac{1}{2}][752\frac{1}{2}]$ и $\kappa\pi[63I\frac{1}{2}][76I\frac{1}{2}]$. Эти полюса расположены низко по энергии и соответствующие им матричные элементы от оператора мультипольного момента с $\lambda\mu = 30$ имеют большие величины.

Состояния с $K^\pi = 0^+$ в четно-четных ядрах области $224 \leq A \leq 234$ не удается описать с одним значением константы $\mathcal{R}^{(2)}$. При описании 0^+ -состояний этих ядер, помимо других возможных эффектов, необходимо учитывать эффекты ангармоничности. Влияние двухфононных компонент должно быть особенно существенным в 0^+ -состояниях изотопов радия и легких изотопов тория, т.к. эти ядра имеют очень низкие первые 0^- -состояния и, следовательно, двухфононные состояния 0^+ , образованные двумя октупольными фононами, будут низкими. Это подтверждается в расчетах, выполненных в дальнейшем ^{/22/} с учетом ангармоничности, на основе наших результатов однофононного описания.

Среди четно-четных ядер области $224 \leq A \leq 234$ наиболее хорошо изучены экспериментально изотопы тория $228, 230, 232 \text{ Th}$ и урана $232, 234 \text{ U}$. Для этих ядер проведен анализ имеющихся экспериментальных данных и дается более детальное сравнение наших результатов с экспериментом. Результаты представлены в виде таблиц типа таблицы 2 для 230 Th . Сравнение с экспериментом показывает,

что используемый подход позволяет получить вполне удовлетворительное теоретическое описание спектров низколежащих вибрационных состояний рассматриваемых ядер.

Таблица 2

Однофононные состояния ^{230}Th

K^π	Энергия, МэВ		B(E λ) _{s.p.u.}		Структура, %			
	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет				
0 ⁻	0,508	0,5	29 \pm 3	20,0	nn633 \downarrow 752 \uparrow 54 pp400 \uparrow 530 \uparrow 5 nn631 \downarrow 770 \uparrow 4	pp651 \uparrow 521 \uparrow 4 nn631 \downarrow 761 \uparrow 3 nn624 \downarrow 743 \uparrow 2		
2 ⁺	0,782	0,8	2,9 \pm 0,3	4,4	nn633 \downarrow 631 \uparrow 26 nn631 \downarrow 631 \uparrow 20 nn743 \downarrow 761 \uparrow 8	pp532 \downarrow 530 \uparrow 5 nn752 \downarrow 770 \uparrow 4 nn734 \downarrow 752 \uparrow 3		
1 ⁻	0,954	1,0	23 \pm 3	16,0	nn743 \downarrow 633 \uparrow 29 nn752 \downarrow 631 \uparrow 25 pp651 \downarrow 530 \uparrow 4	nn633 \downarrow 761 \uparrow 3 nn512 \downarrow 631 \uparrow 1 nn752 \downarrow 642 \uparrow 1		
2 ⁻	1,079	1,1		11,7	nn743 \downarrow 631 \uparrow 29 pp642 \downarrow 530 \uparrow 8 nn743 \downarrow 642 \uparrow 6	nn734 \downarrow 633 \uparrow 5 pp651 \downarrow 530 \uparrow 4 nn752 \downarrow 631 \uparrow 3		
3 ⁻		1,9		0,1	nn631 \downarrow 752 \uparrow 98	pp642 \downarrow 530 \uparrow 1		

В п. 2 гл. II рассматриваются четно-четные ядра области $250 \leq A \leq 260$. В ^{17/} получено однофононное описание низколежащих квадрупольных и октупольных состояний ядер $^{248,250,252}\text{Cf}$, $^{250,252,254,256}\text{Fm}$, $^{252,254,256}\text{Io}$, $^{258,260}\text{Ku}$. Часть результатов для наиболее стабильных ядер представлена в диссертации в виде таблиц типа табл. 2. В настоящее время ядра транскюриевых элементов еще только начинают изучаться экспериментально. При выборе параметров модели для этой области мы привлекали имеющиеся экспериментальные данные и учитывали закономерности в поведении параметров, установленные при изучении состояний более легких актинидов.

Двухквaziчастичные состояния, рассчитанные до энергии $\sim 2,0-2,5$ МэВ с учетом эффекта блокировки, дополняют спектры неротационных состояний четно-четных ядер. Константы парных взаимодействий выбирались по наилучшему совпадению рассчитанных парных энергий с полученными из экспериментальных данных по разностям масс ядер и опираясь на результаты работы ^{23/}. Известные из эксперимента энергии и структура двухквaziчастичных состояний с точностью до 100-200 кэВ правильно передаются в наших расчетах.

В п. 3 представлены результаты анализа поведения констант мультиполь-мультипольного взаимодействия в области актинидов.

Общая зависимость $\alpha^{(\lambda)}$ от A: $\alpha^{(\lambda)} = \rho^{(\lambda)} / A^{2\lambda/3+1}$ приближенно выполняется для октуполь-октупольных констант $\alpha^{(3)}$; величина $\rho^{(3)}$ лежит в пределах 160 \pm 15. Для квадруполь-квадрупольных констант $\alpha^{(2)}$ эта зависимость выполняется хуже. Величина $\rho^{(2)}$ изменяется в пределах 260-320, монотонно растет при переходе от легких актинидов к тяжелым. Этот рост можно связать с ростом квадрупольной деформации.

Глава III посвящена неротационным состояниям нечетных ядер. При их описании учитывалось взаимодействие квазичастиц с квадрупольными и октупольными колебаниями четно-четного остова. При этом использовались фононы соседних четно-четных ядер, результаты расчетов которых представлены в предыдущей главе. В таком подходе предполагается, что наличие одной квазичастицы сильно не изменяет фононы четно-четного остова. Учитывалось также смешивание одноквaziчастичных компонент в состояниях нечетного ядра. В ^{16-18/} получены энергии и структура основных и возбужденных состояний нечетных ядер начала области актинидов

($225 \leq A \leq 233$), ряда трансураниевых элементов ($235 \leq A \leq 247$) и транскюриевых элементов ($251 \leq A \leq 261$), т.е. в рамках единого подхода дано описание низколежащих неротационных состояний нечетных ядер в широкой области, включающей все актиниды. В диссертации результаты рассматриваются по областям в п.п. 1,2,3 главы III. Квантовые числа, энергии (до 1,1-1,2 МэВ) и структура состояний нечетных ядер приводятся в таблицах типа табл.3 для ^{231}Th . В колонке "Структура" приведены (в %) коэффициенты, определяющие вклад одноквазичастичных компонент и двух наибольших компонент квазичастица плюс фонон. Приводятся также экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время.

Основное и первые возбужденные состояния нечетных ядер по своей структуре близки к одноквазичастичным, их энергии и квантовые числа определяются, в основном, уровнями одночастичного базиса потенциала Саксона-Вудса. При возрастании энергии возбуждения увеличивается вклад компонент, содержащих фононы, причем наибольший вклад дают фононы с $\lambda\mu = 20, 22, 30, 31$ иногда 32. При энергии ~ 1 МэВ появляются состояния, в которых преобладает вклад компоненты, содержащей фонон. При дальнейшем увеличении энергии возбуждения, в общем случае, необходимо учитывать компоненты, содержащие два фонона. Примеси других, кроме основной, одноквазичастичных компонент составляют, как правило, несколько процентов. Но в тех случаях, если в одночастичной схеме есть уровни, которые "квазипересекаются" вблизи равновесного значения деформаций, вклад второй одноквазичастичной компоненты может достигать 20-30%.

Полученные энергии и структура неротационных состояний нечетных ядер актинидов могут использоваться в расчетах спектро-

Таблица 3

Энергии и структура основного и возбужденных состояний ^{231}Th

K^π	ϵ эксп. (кэВ)	ϵ теор. (кэВ)	Структура (%)			
$5/2^+$	0	0	633↓ 9I;	622↑ I;	631↓ Q(22) 2;	743↑ Q(31) I;
$5/2^-$	185	220	752↑ 92;		501↑ Q(22) 2;	633↑ Q(30) I;
$3/2^+$	228	230	631↑ 94;	642↓ I;	761↑ Q(30) I;	631↓ Q(22) I;
$1/2^+$	273	240	631↓ 72;	640↑ I;	631↑ Q(20) 20;	633↑ Q(22) 4;
$7/2^-$	386	310	743↑ 90;	624↑ 3;	633↑ Q(31) 2;	622↑ Q(30) 3;
$7/2^+$		560	624↓ 80;		743↑ Q(30) 7;	622↑ Q(22) 4;
$1/2^+$		610	640↑ 50;	631↓ 5;	620↑ I;	651↑ I; 640↑ Q(20) 30;
$1/2^-$	557	670	501↓ 47;	770↑ 8;	752↑ Q(22) I9;	770↑ Q(20) 7;
$3/2^-$		720	761↑ 74;	501↑ I;	631↑ Q(30) I0;	501↑ Q(22) 6;
$1/2^-$		760	770↑ 58;	501↓ 5;	503↑ Q(22) I0;	501↑ Q(20) 8;
$5/2^+$		790	622↑ 47;	633↓ I;	633↑ Q(20) 46;	743↑ Q(31) 2;
$9/2^+$		860	615↓ 73;		633↑ Q(22) I6;	613↑ Q(22) 5;
$3/2^+$	(870)	880	642↑ I8;	622↓ I;	631↑ Q(20) 73;	752↑ Q(31) 2;
$5/2^-$	876	950	503↑ I3;		752↑ Q(20) 76;	770↑ Q(22) 5;
$9/2^-$		1020	734↑ 40;		752↑ Q(22) 3I;	633↑ Q(32) I9;

скопических факторов реакций передачи, вероятностей α, β, γ - переходов, а также в расчетах, учитывающих ангармонические эффекты, связь с вращением, отклонение значения деформации в возбужденных состояниях от равновесной и др. Эти эффекты могут улучшить описание некоторых низколежащих состояний нечетных ядер актинидов.

В главе IV рассматриваются плотности возбужденных состояний ядер начала области актиноидов. Метод вычисления плотности возбужденных ядерных состояний, учитывающий вклад вибрационного и ротационного движений, предложен в /II/. В этом методе уровни возбуждения строятся из одноквазичастичных и фононных энергий без учета взаимодействия квазичастиц с фононами. На каждом таком уровне строится ротационная полоса. Далее рассчитывается число уровней с данными I'' в некотором интервале энергий при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона, и находится плотность, либо среднее расстояние между уровнями. Результаты таких расчетов для ядер начала области актиноидов, полученные в /19/, хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

Для ^{230}Th рассчитана полная плотность возбужденных состояний в интервале от 2 до 7 МэВ (см. рисунок). Результаты сравниваются с экспериментом и расчетами по статистической модели. Сравнение показывает, что используемый метод позволяет правильно передать энергетическую зависимость плотности возбужденных ядерных состояний в интервале от 2 до 7 МэВ. Учет вибраций приводит к увеличению плотности в среднем в 3 раза. Примерно такое же увеличение плотности дает учет вращения.

В Заключении к диссертации суммируются выводы и основные результаты. Из работы видно, что сверхтекучая модель ядра с использованием потенциала Саксона-Вудса дает вполне удовлетворительное описание спектров деформированных ядер в области актиноидов.

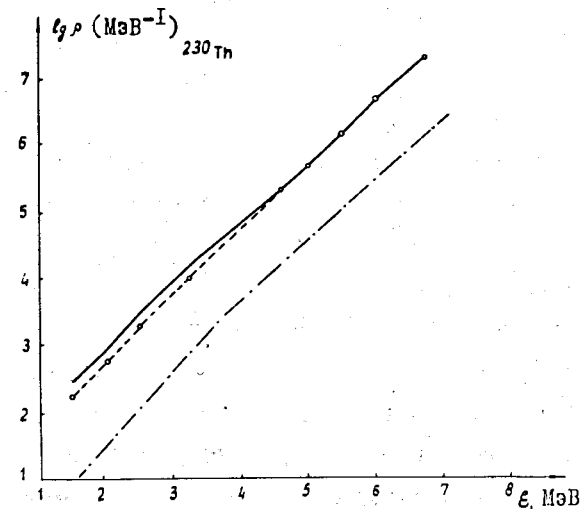


Рис. Полная плотность уровней в ^{230}Th как функция энергии возбуждения; кружки — экспериментальные данные; сплошная кривая — наши расчеты с $J = J_{vib}$; штриховая кривая — наши расчеты с $J = J_{rot}$; штрих-пунктирная кривая — расчет по статистической модели.

Основные результаты диссертации сводятся к следующему.

Подобраны параметры потенциала Саксона-Вудса и рассчитаны одночастичные энергии и волновые функции для областей $224 \leq A \leq 234$, $250 \leq A \leq 260$.

Для ядер начала области актиноидов рассчитаны величины равновесных квадрупольной и гексадекапольной деформаций, а также соответствующие статические моменты.

Получено однофононное описание нижайших квадрупольных и октупольных состояний четно-четных ядер начала области актиноидов и трансактириевых элементов.

С учетом взаимодействия квазичастиц с фононами и смешивания одноквазичастичных компонент рассчитаны теоретические спектры неротационных состояний нечетных ядер в широкой области, включающей все актиниды.

С помощью метода, учитывающего вибрационные и ротационные движения, рассчитаны плотности возбужденных состояний ряда ядер при энергии связи нейтрона. На примере ^{230}Th показано, что используемый метод правильно передает энергетическую зависимость полной плотности в интервале от 2 до 7 МэВ.

Результаты теоретического описания ядерных спектров, представленные в данной диссертации, могут использоваться и используются в настоящее время при дальнейшем экспериментальном и теоретическом изучении свойств ядер в области актинидов.

Основные результаты диссертации получены в работах^{/14-19/}, докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и представлялись на XXI-XXVI совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра и на ряде школ по структуре атомного ядра.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 73 (1958);
Н.Н.Боголюбов. Избранные труды в 3-х томах, тт.2,3,
Изд. "Наукова Думка", Киев, 1970 г.
2. J.Bardeen, L.Cooper, J.Schrieffer. Phys.Rev., 108, 1175 (1957).
3. Н.Н.Боголюбов. Докл. АН СССР, 119, 52 (1958).
4. A.Borh, B.Mottelson, D.Pines. Phys.Rev. 110, 936 (1958).
5. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959).
В.Г.Соловьев. Докл. АН СССР, № 3,4 (1958).
6. S.T.Belyaev. Mat.Fys.Medd.Dann.Vid.Selsk., 31, No 11 (1959).

7. M.Baranger, Phys.Rev., 120, 957 (1960);
V.G.Soloviev, P.Vogel. Phys.Lett., 6, 126 (1963);
V.G.Soloviev. Atomic Energy Rev., 3, 117 (1965).
8. V.G.Soloviev. Phys.Lett., 16, 308 (1965).
9. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", 1971 г.
10. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, № 4 (1972).
11. V.G.Soloviev, L.A.Malov. Nucl.Phys., A196, 433 (1972);
A.I.Vdovin, V.G.Soloviev. Preprint JINR, E4-7764, Dubna, 1974;
B.B.Воронов, В.Г.Соловьев. ЯФ, 16, 1188 (1972).
12. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ,
т. 4, вып. 2, 357 (1973);
Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. Структура четных деформированных ядер. "Наука", Москва, 1974.
13. А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Сообщ.ОИЯИ, P4-5126,
Дубна, 1970; F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev.
Nucl.Phys., A171, 134 (1971).
14. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Н.Ю.Ширикова. Сообщ. ОИЯИ P4-8406,
Дубна, 1974.
15. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Препринт
ОИЯИ, P4-8459, Дубна, 1974; Изв.АН СССР, сер.физ., 39, 1286 (1975).
С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, т.7,
вып. 2 (1976).
16. S.P.Ivanova, A.L.Komov, L.A.Malov, V.G.Soloviev, Preprint
JINR, E4-6663, Dubna, 1972;
Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 911 (1973).
17. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ
P4-8582, 1975; Изв. АН СССР, сер.физ., 39, 1612 (1975).
18. А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ.,
35, 1550 (1971); Сообщ.ОИЯИ, P4-5692, Дубна, 1971.

19. A.L.Komov, L.A.Malov, V.G.Soloviev, V.V.Voronov. Preprint JINR, E4-9236, Dubna, 1975;
20. B.N.Kalinkin, Ya.Grabovski, F.A.Gareev. Acta Phys.Pol., 30, 999 (1966); F.A.Gareev, S.P.Ivanova, B.N.Kalinkin. Acta Phys.Pol., 32, 461 (1967).
21. В.М.Струтинский. ЯФ, 3, 614 (1966); В.М.Струтинский, В.М.Коломиец. Материалы УШ зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц (февраль 1973 г.), стр. 483.
22. S.P.Ivanova, A.L.Komov, G.Kyrchev, V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, Preprint JINR, E4-9070, Dubna, 1975;
Тезисы XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Баку, 1976.
23. А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов. Сообщение ОИЯИ, P4-5125, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1976 года.