

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СД 41  
М-197

4 - 5117

Л.А. Малов

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР  
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ АТОМНОГО ЯДРА

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

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 С.И. Дроздов,

кандидат физико-математических наук,

старший научный сотрудник Н.И. Пятов

Ведущее научно-исследовательское учреждение: научно-  
исследовательский институт ядерной физики МГУ

Автореферат разослан " " 1970 г.

Защита диссертации состоится " " 1970 г. на  
заседании Ученого совета ЛТФ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 5117

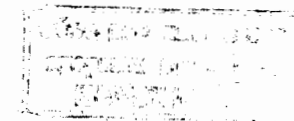
Л.А. Малов

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР  
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ АТОМНОГО ЯДРА**

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

4519 бр.



Сверхтекучая модель ядра, в которой учитываются парные корреляции и мультиполь-мультипольное взаимодействие, в настоящее время находит применение при исследовании многих проблем, связанных со структурой ядра. Она является дальнейшим развитием модели независимых частиц и обобщенной модели ядра Бора и Моттельсона<sup>/1/</sup>.

Математической основой сверхтекучей модели ядра<sup>/2,3/</sup> являются методы, развитые в теории сверхпроводимости<sup>/4,5/</sup> и в квантовой статистике<sup>/6/</sup>.

С помощью микроскопического подхода сверхтекучей модели удается объяснить такие свойства средних и тяжелых ядер, как щель в энергетическом спектре чётно-чётных ядер, моменты инерции деформированных ядер, величины парных энергий, равновесные деформации ядер и многие другие.

Одно из самых больших достижений сверхтекучей модели - микроскопическое описание коллективных неротационных состояний чётно-чётных и нечётных ядер (см., например,<sup>/7,8/</sup>).

В сверхтекучей модели взаимодействие между нуклонами в ядре разделяется на три части:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll}$$

т.е. выделяется среднее поле нуклонов  $H_{av}$ , остаточное взаимодействие между которыми дается двумя другими членами гамильтониана  $H_{pair}$  и  $H_{coll}$ . Здесь  $H_{pair}$  - взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа,

Н он содержит мультиполь-мультипольное взаимодействие. В работе В.Г. Соловьева <sup>/2/</sup> показано, что из самого общего вида гамильтониана взаимодействия можно строго выделить среднее поле ядра и взаимодействие, приводящее к парным корреляциям.

До последнего времени при исследовании свойств деформированных ядер в рамках микроскопического подхода в качестве среднего поля использовались собственные энергии и волновые функции потенциала Нильссона <sup>/9,10/</sup>. В ряде случаев точность расчётов была ограничена неточным описанием одночастичных энергий и волновых функций среднего поля. В связи с этим в реферируемой диссертации были исследованы некоторые свойства деформированных и сферических ядер с использованием в качестве среднего поля не только потенциала Нильссона, но и более реалистического потенциала конечной глубины - потенциала Вудса-Саксона <sup>/11/</sup>.

В диссертации в рамках сверхтекучей модели ядра были исследованы сверхтекучие характеристики ядер с  $A > 100$  (гл. 2), равновесные деформации основных и возбужденных состояний ядер в области актиноидов (гл. 3), свойства коллективных неротационных состояний этих ядер (гл. 4 и 5) и некоторые другие вопросы структуры ядра.

В первой главе обосновывается выбор модельного гамильтониана и приводятся основные методы решения ядерной задачи многих тел при наличии парного и мультиполь-мультипольного взаимодействий.

Основные результаты диссертации изложены в 2-5 главах.

Глава 2 посвящена изучению парных корреляций сверхпроводящего типа в ядрах с  $A > 100$  <sup>/13,14/</sup>. Обычно при исследованиях такого типа сферические и деформированные ядра рассматривались отдельно, в расчётах учитывалось различное количество уровней. Поэтому было трудно сопоставить результаты, полученные для различных областей исследуемых ядер, в частности, значения констант парного взаимодействия  $G_N$  и  $G_Z$ .

В работе <sup>/13/</sup> впервые проведено исследование парных корреляций в широкой области ядер  $100 < A < 256$ . В качестве уровней среднего поля были взяты уровни потенциала Нильссона <sup>/10/</sup> с несколько измененными параметрами и дополнительными сдвигами отдельных подболочек. Более полные исследования сверхтекучих характеристик ядер проведены в работе <sup>/14/</sup>, где использованы схемы уровней, полученные с потенциалом Вудса-Саксона <sup>/11,12/</sup>. Вся область была разбита на несколько зон, в каждую из которых входили ядра, мало различающиеся по массовому числу, и деформации основного состояния которых приблизительно равны между собой.

Константы парного взаимодействия  $G_N$  и  $G_Z$  в этих работах найдены для нейтронной и протонной систем независимо из сравнения экспериментальных и теоретических значений парных энергий. Показано, что  $G_{N,Z} \cdot A$  постоянна для каждой области ядер. Однако эта величина на 15-25% больше для областей деформированных ядер, чем для сферических. Этот эффект качественно объясняется, если предположить, что парное взаимодействие зависит от величины поверхности ядра, а, следовательно, от его деформации.

Поскольку спаривание оказывает большое влияние на многие свойства ядер, то полученные при данном исследовании сверхтекучие характеристики ядер - корреляционные функции и химические потенциалы - могут быть широко использованы при изучении спектров ядер, их свойств относительно  $\alpha$ -,  $\beta$ -распадов,  $\gamma$ -переходов и т.д.

Глава 3 посвящена изучению равновесных деформаций основных и возбужденных состояний ядер в области актиноидов. Основное внимание при этом уделяется расчёту равновесных деформаций возбужденных состояний ядер <sup>/15/</sup>. Обсуждается возможность существования изомеров формы в тяжелых сильнодеформированных ядрах <sup>/15,16/</sup>.

Поскольку величины равновесных деформаций возбужденных состояний в значительной мере определяются поведением полной энергии  $\xi_0(\beta, \gamma)$  основных состояний чётно-чётных ядер в зависимости от параметров деформации  $\beta$  и  $\gamma$ , то необходимо было провести расчёты полной энергии для деформированных ядер <sup>16/</sup>. Этот расчёт проводился методами, изложенными в работе <sup>20/</sup>. На рис. 1 для примера приводится контурная диаграмма, на которой дана полная энергия  $\xi_0(\beta, \gamma)$  для <sup>238</sup>U. Из рисунка видно, что функция  $\xi_0(\beta, \gamma)$  имеет минимум при  $\beta_0 = 0,24$  и  $\gamma_0 = 0$ , глубина этого минимума - 5,7 Мэв.

Теоретические значения равновесных деформаций основных состояний актинидов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Полученные в расчётах значения глубины потенциальной ямы для деформированных ядер имеют более разумную величину по сравнению с результатами других авторов. Для всех сильнодеформированных ядер вид зависимости полной энергии основного состояния от деформации близок к параболе, что свидетельствует о малой асгармоничности колебаний.

Показано, что для сильнодеформированных ядер деформация основного и возбужденных состояний, как правило, различается очень незначительно, при этом ядра в возбужденных состояниях сохраняют аксиально симметричную форму. Однако в отдельных случаях, особенно для нечётно-нечётных ядер, возможно отклонение деформации возбужденного состояния от равновесной деформации этого же ядра в основном состоянии. В связи с этим рассмотрен вопрос о возможном объяснении существования короткоживущих спонтанно делящихся изомеров в области трансурановых элементов <sup>15/</sup>.

Исследованию коллективных неротационных состояний чётно-чётных деформированных ядер в рамках микроскопического подхода посвящено довольно большое количество теоретических работ (см. например, <sup>18/</sup>).

Представленные в главе 4 исследования для ядер в области актинидов <sup>17,18/</sup> отличаются от ранее опубликованных более

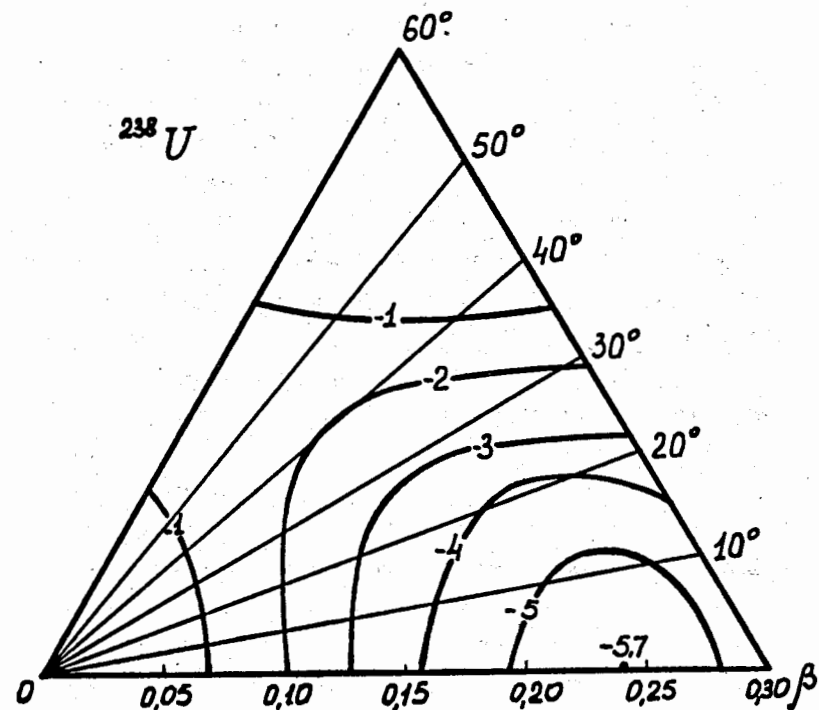


Рис. 1. Полная энергия  $\xi_0(\beta, \gamma)$  для <sup>238</sup>U. Сплошными кривыми обозначено поведение  $\xi_0(\beta, \gamma) = \text{const}$  при значениях -5, -4, -3, -2 и -1.



точным выбором среднего поля. Как известно, одночастичный базис играет решающую роль при определении свойств неротационных возбужденных состояний в деформированных ядрах. В работе /18/ впервые были выполнены расчёты этих свойств для области актинидов с использованием волновых функций и собственных энергий потенциала Вудса-Саксона /12/.

В работах /17,18/ было показано, что с помощью двух свободных параметров - констант мультипольного взаимодействия  $\kappa^{(2)}$  и  $\kappa^{(3)}$ , можно объяснить имеющиеся экспериментальные данные по энергиям  $\gamma$ -вибрационных и октупольных состояний в чётно-чётных ядрах области актинидов. Для описания  $\beta$ -вибрационных состояний константу квадрупольного взаимодействия  $\kappa^{(2)}$  приходится заметно изменять для ядер в начале рассматриваемой области. Только таким путем удалось объяснить имеющиеся экспериментальные результаты по энергиям этих состояний, не вводя каких-либо дополнительных сил и не меняя схемы одночастичных уровней для этих ядер.

Одной из важнейших характеристик коллективных состояний являются приведенные вероятности электромагнитных переходов. При исследовании этих величин обычно вводится дополнительный параметр - эффективный заряд, позволяющий учесть влияние далеких протонных состояний. Для ядер рассматриваемой области экспериментальных данных по вероятностям переходов из октупольных или квадрупольных состояний практически нет, поэтому в расчётах со схемой Нильссона значение  $e_{eff}$  было взято равным величине, используемой обычно для ядер редкоземельной области ( $e_{eff} = 0,2$ ). В расчётах со схемой Вудса-Саксона учитывалось гораздо больше матричных элементов и уровней среднего поля, поэтому величина этого параметра принималась равной нулю.

Проведенные в /17,18/ исследования показывают, что низжайшие состояния с  $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-$  в ядрах актинидов сильно коллективизированы, особенно в начале рассматриваемой области (см. рис. 2,3). Особенно низко лежат октупольные состояния

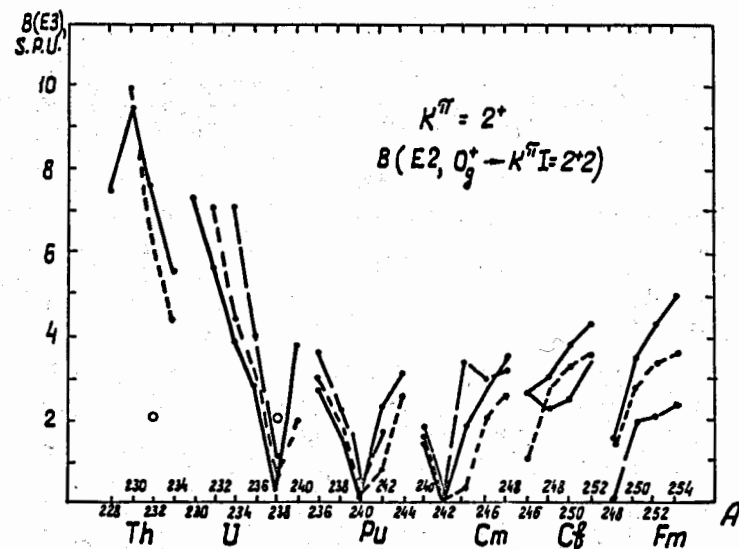
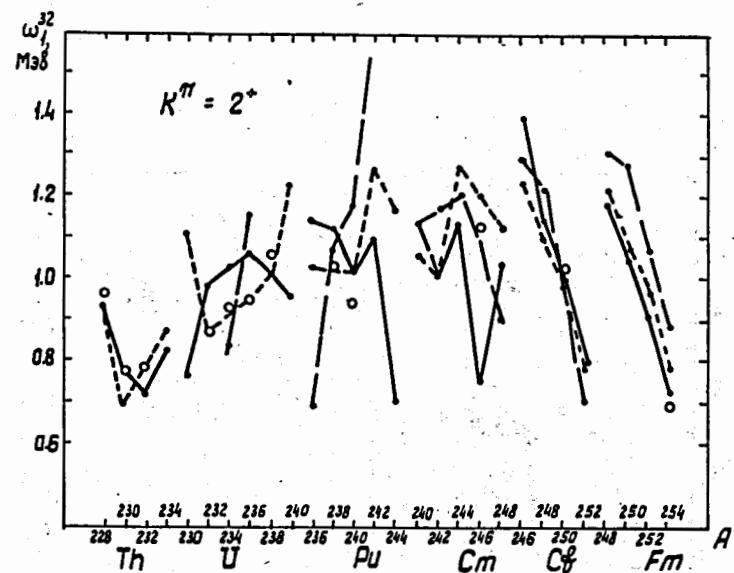


Рис. 2. Энергии  $\gamma$ -вибрационных состояний (верхний рисунок) и приведенные вероятности E2-переходов на эти состояния (нижний рисунок), рассчитанные со схемами уровней из работ /17/ (сплошные линии), /13/ (короткие штриховые линии) и /12/ (длинные пунктирные линии). Энергии даны в Мэв,  $B(E2)$  в одночастичных единицах (s.p.u.). Полыми кружками изображены экспериментальные данные.

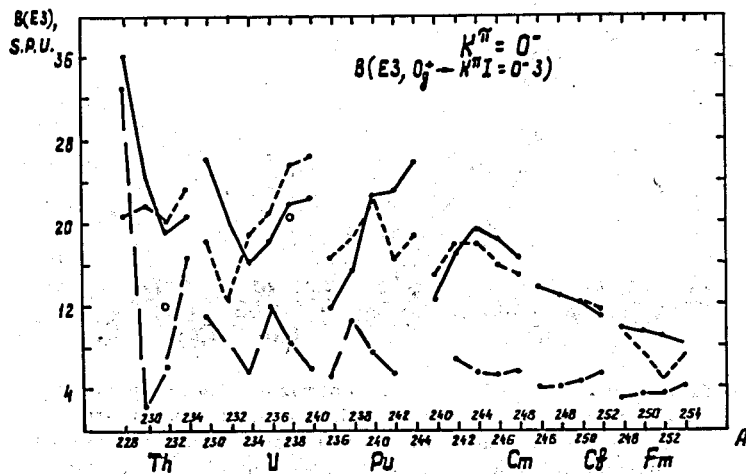
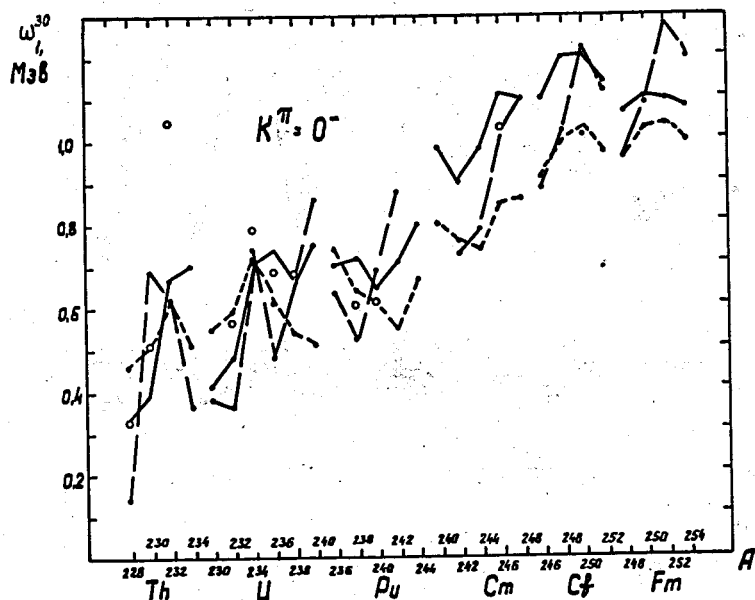


Рис. 3. Энергии октупольных состояний с  $K^\pi = 0^-$  (верхний рисунок) и приведенные вероятности E3-переходов на состояния с  $K^\pi I = 0^-3$  (нижний рисунок). Обозначения те же, что и на рис. 2.

с  $K^\pi = 0^-$  в изотопах тория. Октупольные состояния с  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$  экспериментально изучены пока плохо. Расчёты показывают, что эти состояния, как правило, лежат довольно высоко и коллективизированы слабее по сравнению с октупольными состояниями с  $K^\pi = 0^-$  в этих же ядрах. Однако для октупольных состояний результаты, полученные со схемой Нильссона и Вудса-Саксона, в некоторых случаях различаются между собой. В расчётах со схемой уровней и волновыми функциями потенциала Вудса-Саксона для большинства ядер приведенные вероятности E3-переходов на октупольные состояния с  $K^\pi = 1^-$  и  $2^-$  отличаются от величин  $B(E3)$  на состояния с  $K^\pi = 0^-$  в 2-3 раза, в то время как в расчётах со схемой Нильссона это различие значительно больше. Отсутствие экспериментальных данных не позволяет сделать определенного заключения о том, какая из схем дает более точные результаты.

Состояния с  $K^\pi = 3^-$  во всех расчётах получаются слабо коллективизированными. Волновая функция этих состояний обычно содержит 97-99% какой-либо одной двухквaziчастичной компоненты, а энергия практически совпадает с энергией первого полюса секулярного уравнения.

Особый интерес представляют случаи, когда в одном ядре экспериментально известно несколько состояний с одним и тем же значением  $K^\pi$ . Например, в  $^{248}\text{Cm}$  обнаружено два состояния с  $K^\pi = 1^-$  с энергией 1080 кэв и 1351 кэв. Теория предсказывает для энергий значения 1,01 и 1,4 Мэв, соответственно. Известные из эксперимента величины  $\log ft$  для  $\beta$ -переходов на эти состояния находятся в качественном согласии с получаемой из расчётов структурой волновой функции этих состояний.

В работах <sup>17,18/</sup> были исследованы квадрупольные и октупольные состояния около 30 чётно-чётных изотопов актинидов, для большинства из которых очень мало или вообще нет экспериментальной информации об этих состояниях. Поэтому полученные результаты могут оказаться полезными при дальнейшем экспериментальном исследовании этих ядер.

Таблица

Энергия, структура и факторы запрета для  $\alpha$ -распада для коллективных состояний и состояний сложной структуры деформированных ядер

Ядро $K^\pi$	Энергия, кэВ	Фактор запрета HF				Структура состояний
		экс- пер.	рас- чет	экс- пер.	рас- чет	
$^{235}\text{U} \text{ I}/2^-$	652	660	75	300	$63\text{I}\downarrow + Q(30)52\%$ ; $76\text{I}\downarrow 34\%$ ; $76\text{I}\downarrow + Q(20)9\%$	
$^{235}\text{U} \text{ I}/2^+$	771	760	25	60	$640\uparrow 59\%$ ; $640\uparrow + Q(20)24\%$ ; $63\text{I}\downarrow + Q(20)6,5\%$	
$^{237}\text{U} \text{ I}/2^-$	-	630	-	-	$63\text{I}\downarrow + Q(30)55\%$ ; $76\text{I}\downarrow 33\%$ ; $76\text{I}\downarrow + Q(20) 7,5\%$	
$^{239}\text{U} \text{ I}/2^-$	685	530	-	-	$63\text{I}\downarrow + Q(30)66\%$ ; $76\text{I}\downarrow 27\%$ ; $76\text{I}\downarrow + Q(20)3,8\%$	
$^{239}\text{Pu} \text{ I}/2^-$	451	560	-	-	$63\text{I}\downarrow + Q(30)81\%$ ; $76\text{I}\downarrow 17\%$ ;	
$^{237}\text{Np} \text{ 5}/2^-$	-	900	-	-	$642\uparrow + Q(30)92\%$ ; $5\text{I}2\uparrow 5,8\%$ ; $633\uparrow + Q(3\text{I})0,5\%$	
$^{237}\text{Np} \text{ 5}/2^-$	722	1000	I3	I0	$523\downarrow + Q(20)98\%$ ; $523\downarrow \text{I}, \text{I}\%$ ; $642\uparrow + Q(30)0,3\%$	
$^{237}\text{Np} \text{ I}/2^+$	332	250	-	-	$400\uparrow 79\%$ ; $400\uparrow + Q(20)10\%$ ; $402\downarrow + Q(22)4,4\%$	
$^{239}\text{Np} \text{ 5}/2^-$	-	800	-	-	$642\uparrow + Q(30)94\%$ ; $5\text{I}2\uparrow 5,2\%$ ; $523\downarrow + Q(20)0,2\%$	
$^{239}\text{Np} \text{ 5}/2^-$	666	930	24	II	$523\downarrow + Q(20)97\%$ ; $642\uparrow + Q(30)0,5\%$ ; $523\downarrow 0,4\%$	
$^{239}\text{Np} \text{ I}/2^+ (327)$	460	-	-	-	$400\uparrow 77\%$ ; $530\uparrow + Q(30)13,4\%$ ; $400\uparrow + Q(20)8,4\%$	



Хотя расчёты, выполненные со схемой Вудса-Саксона, не очень сильно улучшают результаты, полученные со схемой Нильссона, необходимо подчеркнуть, что в схеме Вудса-Саксона не производилось никаких изменений параметров потенциала для отдельных оболочек схемы или сдвигов каких-либо уровней.

Сверхтекучая модель с парным и мультиполь-мультипольным взаимодействием может быть успешно применена при изучении свойств нечётных ядер.

Глава 5 посвящена исследованию структуры основных и возбужденных состояний нечётных деформированных ядер в области актинидов<sup>/19/</sup>. Поскольку в нечётном ядре имеется одна частица вне чётно-чётного остова, то спектр такой системы в самом грубом приближении будет состоять из одноквазичастичных состояний и состояний квазичастица плюс фонон. Мультиполь-мультипольное взаимодействие приводит к смешиванию таких состояний. В работе В.Г. Соловьева<sup>/21/</sup> предложен метод учёта этого взаимодействия. В работе В.Г. Соловьева и автора<sup>/19/</sup> этот метод впервые применен к исследованию нечётных ядер области актинидов. Учитывается взаимодействие квазичастиц с квадрупольными и октупольными фонами. Поскольку свойства фононов определены при исследовании чётно-чётных ядер, то в теорию не входит ни одного свободного параметра.

Для состояний нечётных ядер, которые раньше трактовались как чисто одноквазичастичные, в большинстве случаев оказывается заметной примесь в волновой функции компонент квазичастица плюс фонон. Это сильно влияет на некоторые характеристики ядер, в частности, на параметры развязывания. Взаимодействие квазичастиц с фонами приводит к образованию в нечётных ядрах коллективных состояний и состояний сложной структуры. Рассчитанные энергии коллективных состояний хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. таблицу).

Проведенный анализ показывает, что на свойства нижайших возбужденных состояний нечётных ядер наибольшее влияние оказывает взаимодействие квазичастиц с  $\beta$  - вибрационными и окту-

полными состояниями, хотя в некоторых случаях необходимо учитывать взаимодействие с остальными фонами. В случаях, когда очень важную роль играет взаимодействие с  $\beta$ -вибрационными фонами, необходимо учитывать в гамильтониане члены, исключаящие "духовое" состояние.

Свойства коллективных состояний и состояний сложной структуры, а также примеси в состояниях, близких к одночастичным, проявляются в вероятностях электрических E2- и E3-переходов,  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов, в величинах спектроскопических факторов в прямых ядерных реакциях и т.д. В работе /19/ рассчитаны, в частности, факторы запрета для  $\alpha$ -распада на коллективные состояния в некоторых нечетных ядрах. Из приведенной таблицы видно, что рассчитанные значения факторов запрета подтверждают правильность трактовки коллективных состояний.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах /13-19/ и доложены на XVII, XVIII и XX ежегодных совещаниях по структуре ядра и ядерной спектроскопии, на международном симпозиуме по структуре ядра в Дубне (1968) и на международной конференции по слабым взаимодействиям в Дебрецене (ВНР) в 1968 г., а также обсуждались на международной школе по теоретической физике в Триесте (Италия) в 1969 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. A. Bohr. Mat.Fys.Dan.Selsk., 26, 14 (1952).
- A. Bohr, B. Mottelson. Mat.Fys.Dan.Selsk., 27, 16 (1953).
2. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963.
3. S.T. Beliaev. Selected Topics in Nucl.Theory. IAEA, Vienna, 1963.
4. J. Bardeen, L.Cooper, J. Schrieffer. Phys.Rev., 108, 1175 (1957).

5. Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. М., Изд. АН СССР, 1958.
6. Н.Н. Боголюбов. Лекции по квантовой статистике. Киев, Изд. "Радянська школа", 1947.
7. L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen. Mat.Fys.Dan.Vid.Selsk., 32, N 9 (1960); Rev.Mod.Phys., 35, 853 (1963).
8. V.G. Soloviev. Atomic Energy Rev., 3, 117 (1965); Progr. Nucl.Phys., 10, 241 (1968).
9. S.G. Nilsson. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 29, N 16(1955); B.R. Mottelson, S.G. Nilsson. Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk., 1, N 18 (1959).
10. C. Gustafson, J.-L.Lamm, B. Nilsson, S.G. Nilsson, Ark.Fys., 36, 613 (1967).
11. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Изв. АН СССР, сер. физ., 32 1690 (1968).
12. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Л.А. Малов. Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Изд. "Наука", 1970, стр. 192.
13. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, И.Д. Христов. ЯФ, 6, 1186 (1967).
14. А.И. Вдовин, А.Л. Комов, Л.А. Малов. Сообщение ОИЯИ P4- 5125, Дубна, 1970.
15. Л.А. Малов, С.М. Поликанов, В.Г. Соловьев. ЯФ, 4, 528 (1966); Int. Nucl.Phys.Conf., Held at Gatlinburg, Tennessee, 1966, AP INC, N.-Y., 1967.
16. Д.А. Арсеньев, Л.А. Малов, В.В. Пашкевич, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 864 (1968).
17. L.A. Malov, V.G. Soloviev, P. Vogel. Phys.Lett., 22, 441 (1966).
18. А.Л. Комов, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. Сообщение ОИЯИ P4 -5126, Дубна, 1970.
19. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. ЯФ, 5, 466 (1967).
20. D.R. Bes, Z. Szymanski. Nucl.Phys., 28, 42 (1961); В.М. Струтинский, ЯФ, 3, 614 (1966).
21. V.G. Soloviev. Phys.Lett., 16, 308 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 мая 1970 года.