

919973

К-978

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4 - 11750

КЫРЧЕВ
Георги Илиев

ЭФФЕКТЫ АНГАРМОНИЧНОСТИ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор

В.Г.Соловьев,

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Л.А.Малов,

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Р.В.Дюлоз,

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

К.В.Шитикова.

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

Защита диссертации состоится " " _____ 1978 года на заседании Специализированного ученого совета КО47.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (Московская обл., г. Дубна).

Автореферат разослан " " _____ 1978 года.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

В.И.Журавлев.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

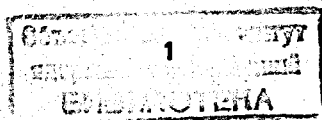
Актуальность проблемы

Обнаружение в вибрационных спектрах ядер отклонений от простых закономерностей, следующих из модели гармонических колебаний, положило начало разработке методов теоретического анализа ангармонических эффектов. Выход за рамки гармонического приближения связан прежде всего с исследованием взаимодействия между различными возбуждениями ядра. В настоящее время много усилий затрачивается на то, чтобы анализ эффектов ангармоничности проводить на основе микроскопических моделей. Последовательное описание эти эффекты получили в рамках квазичастично-фононной модели, развитой на основе сверхтекучей модели ядра^{1/}. Последняя возникла как результат синтеза математических методов, разработанных в теории систем многих тел Н.Н.Боголюбовым^{2,3/} и Дж.Бардином, Л.Купером и Дж.Шриффером^{4/}, и новых физических идей, относящихся к эффективному взаимодействию нуклонов в ядрах. Основы сверхтекучей модели были заложены в работах В.Г.Соловьева^{5/} и С.Т.Белыева^{6/}.

Производя над операторами рождения и уничтожения нуклонов преобразование Боголюбова и вводя затем операторы фононов в приближении хаотических фаз, гамильтониану сверхтекучей модели можно придать форму, в которой кроме члена, описывающего гармонические колебания, присутствуют разного типа ангармонические слагаемые. Среди них особо выделяют член, описывающий взаимодействие квазичастиц с фононами, и его обычно и учитывают при изучении ангармонических эффектов.

Экспериментальные данные по ангармоничности вибрационных состояний и по "двухфононным" состояниям четно-четных деформированных ядер весьма скудны. Однако информация об этих состояниях, хотя и медленно, продолжает накапливаться.

Первые теоретические исследования ангармонических эффектов



в деформированных ядрах были предприняты давно^{/7/}. В пионерских работах^{/8/} были получены общие закономерности изменения энергии и структуры первых вибрационных состояний при учете ангармоничности.

За прошедшее время квазичастично-фононная модель интенсивно развивалась, расширялась область ее применения. Параллельно с этим возрастали возможности вычислительной техники. Это позволило использовать квазичастично-фононную модель для единого описания низких, промежуточных и высоких возбужденных состояний сложных ядер, что является важным шагом в развитии теории ядра. Был получен ряд новых и интересных результатов, касающихся низколежащих состояний. В частности, были естественным образом объяснены некоторые экспериментальные данные, остававшиеся непонятными в рамках гармонического (однофононного) приближения. В связи с успехами сверхтекучей модели ядра при описании низколежащих состояний сложных ядер актуальной стала проблема применить эту модель для описания высоковозбужденных состояний. В ряде работ^{/9,10/} был разработан математический аппарат для полумикроскопического описания состояний промежуточной и высокой энергии возбуждения с учетом различных сложных конфигураций.

После обнаружения новых гигантских резонансов построение микроскопических моделей, способных описать не только энергии резонансов, но и их ширины, стало одной из центральных проблем теории ГМР в ядрах^{/II/}. В рамках квазичастично-фононной модели можно исследовать сложный и весьма актуальный вопрос о ширинах ГМР.

Квазичастично-фононная модель — практически единственный к настоящему времени источник информации о влиянии эффектов ангармоничности на структуру четно-четных деформированных ядер в широком диапазоне энергии возбуждения.

Цель работы

Целью работы является исследование в рамках квазичастично-фононной модели влияния ангармоничности на низколежащие состояния и на силовые функции ГМР в четно-четных деформированных ядрах.

Научная новизна и практическая ценность

В диссертации продемонстрированы большие возможности практи-

ческого применения квазичастично-фононной модели для описания неротационных состояний четно-четных деформированных ядер в широком интервале энергии возбуждения. Впервые проведено систематическое изучение влияния взаимодействия квазичастиц с фононами на энергию, структуру и вероятности электрических мультипольных переходов неротационных состояний низкой энергии возбуждения в четно-четных деформированных ядрах областей $150 < A < 190$ и $228 \leq A \leq 240$. На примере нескольких ядер рассмотрено совместное влияние ангармоничности и изовекторных взаимодействий на структуру низколежащих состояний, что также является новым моментом. Впервые подтверждена микроскопическими расчетами следующая из опыта двухфононная природа второго 0^+ -состояния в ядре ^{240}Pu .

Новым вкладом является формулировка модели для описания высоковозбужденных состояний четно-четных деформированных ядер. В диссертации изложено оригинальное применение метода силовых функций к описанию фрагментации однофононных состояний по сложным состояниям в вышеуказанных ядрах. Впервые в деформированных ядрах (на примере ^{154}Sm) проведено количественное изучение фрагментации ГМР по двухфононным состояниям.

Следующие результаты выдвигаются для защиты

1. Доказательство того факта, что первые вибрационные состояния с $K^\pi \neq 0^+$ в четно-четных ядрах ($150 < A < 190$ и $228 \leq A \leq 240$) являются практически однофононными, ангармонические эффекты начинают проявляться в структуре вторых (и более высоких) возбужденных состояний.

2. Исследование влияния изовекторных компонент мультиполь-мультипольных взаимодействий на вероятности $E\lambda$ -переходов.

3. Установление возможности описать в рамках квазичастично-фононной модели некоторые особенности 0^+ -состояний в деформированных ядрах. В частности, получается естественное теоретическое истолкование двухфононной природы второго 0^+ -состояния (надежно следующей из экспериментальных данных) в ^{240}Pu .

4. Нахождение в рамках полумикроскопического подхода приближенных уравнений для энергий и коэффициентов волновых функций высоковозбужденных состояний четно-четных деформированных ядер.

5. Вывод в рамках квазичастично-фононной модели выражений для силовых функций приведенных вероятностей мультипольных переходов.

6. Установление того факта, что простое гармоническое приближение (RPA) дает в целом верное даже в количественном отношении описание гросс-структуры гигантских квадрупольных резонансов в четно-четных деформированных ядрах.

7. Исследование в рамках квазичастично-фононной модели фрагментации ГМР по двухфононным состояниям в ^{154}Sm .

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, на 25, 26, 28 Совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на Международном симпозиуме по ядерной структуре в Венгрии (1975 г.), на Международной конференции по избранным вопросам структуры атомных ядер (Дубна, 1976 г.) и на X летней школе по ядерной физике в Польше (1977 г.).

Публикации

По результатам диссертации опубликовано девять статей.

Объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения; она содержит 99 страниц машинописного текста, 9 рисунков, 17 таблиц и библиографический список из 80 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дан краткий очерк возникновения, сущности, развития и современного состояния полумикроскопического подхода в теории ядра, причем главное внимание уделено сверхтекучей модели и построенной в ее рамках квазичастично-фононной модели.

Первая глава носит преимущественно вводный характер. В ней изложены основные положения квазичастично-фононной модели применительно к четно-четным деформированным ядрам. Полученные здесь формальные соотношения используются в этой же главе при количественном изучении влияния ангармоничности на низколежащие вибрационные состояния, а также необходимы и для дальнейшего.

В § I кратко изложена идеология, на основе которой был по-

строен модельный гамильтониан сверхтекучей модели ядра. Как известно, он содержит среднее поле, парные и мультиполь-мультипольные H_0 остаточные взаимодействия. В § 2 приведены основные формулы гармонического приближения (RPA) в случае, когда H_0 содержит как изоскалярные ($T=0$), так и изовекторные ($T=1$) компоненты. В § 3 приведен гамильтониан квазичастично-фононной модели, на базе которого изучались эффекты ангармоничности. С учетом секулярного уравнения RPA основную часть модельного гамильтониана можно представить в следующей форме:

$$H_M = \sum_q \omega_q Q_q^\dagger Q_q + H_{vq} \quad (I)$$

Здесь $q \equiv \lambda \mu i$; Q_q^\dagger - оператор рождения фонона мультипольности $q = \lambda \mu$ с номером i и энергией ω_q .

Член H_{vq} , имеющий структуру $\alpha^2 (Q_q^\dagger + Q_q)$ (α^\dagger - оператор рождения квазичастиц), описывает взаимодействие квазичастиц с фононами. Если фононы фиксированы, H_{vq} не содержит свободных параметров. В § 4 из вариационного принципа получено секулярное уравнение для энергий возбужденных состояний и выражения для коэффициентов волновой функции. Вид последней предполагался следующим:

$$\Psi_n(K^\pi) = \left[\sum_{i=1}^{m_0} C_{q_0 i}^n Q_{q_0 i}^\dagger + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{q_1, q_2} D_{q_0, n}^{q_1, q_2} Q_{q_1}^\dagger Q_{q_2}^\dagger \right] \Psi_0 \quad (2)$$

где n - номер возбужденного состояния, m_0 - число учитываемых однофононных состояний, $Q_q \Psi_0 = 0$. Секулярное уравнение для энергии η_n состояния (2) получено в следующем виде:

$$\det \| (\omega_{q_0 i} - \eta_n) \delta_{ii'} - K_{ii'}^{q_0}(\eta_n) \| = 0 \quad (3)$$

причем $K_{ii'}^{q_0}(\eta_n) = \sum_{q_1, q_2} \frac{U_{q_0 i}^{q_1, q_2} U_{q_0 i'}^{q_1, q_2}}{\omega_{q_0 i} + \omega_{q_2} - \eta_n}$. В свою очередь, $U_{q_0 i}^{q_1, q_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle Q_{q_0 i} H_{vq} Q_{q_1}^\dagger Q_{q_2}^\dagger \rangle$.

Матричные элементы $U_{q_0 i}^{q_1, q_2}$ суть количественная мера ангармоничности. Вследствие того, что они отличны от нуля, однофононные состояния $(\lambda \mu i)$ фрагментируются по $(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)$. Было показано, что $C_{q_0 i}^n$ и $D_{q_0, n}^{q_1, q_2}$ выражаются в аналитическом виде. В § 5 отмечается, что используемая в диссертации модель способна описать широкий круг вопросов.

На примере ряда ядер из области $150 < A < 190$ показано, что

если рассчитать η_1 и $\psi_1(K^\pi)$ (см. формулы (2)-(3)) со значениями констант $\alpha_0^{(\lambda)}$ ж) ($\alpha_1^{(\lambda)}$ полагались равными нулю), то для состояний с $K^\pi \neq 0^+$ ангармоничность приводит к опусканию η_1 на 100-300 кэВ и к примесям 1-20% к соответствующим однофононным компонентам. Для каждого ядра оказалось возможным найти набор констант $\alpha_0^{(\lambda)}$ ангарм., позволяющий правильно описать η_1 для всех рассматриваемых K^π . Расчеты показали, что первые вибрационные состояния с $K^\pi \neq 0^+$ в ядрах $150 < A < 190$ практически однофононные: суммарный вклад примесей в нормировку $\psi_1(K^\pi)$ не превышает 15%. Взаимодействие $H_{\nu q}$ оказывает влияние на структуру вторых возбужденных состояний. Например, для ^{160}Dy второе 2^+ -состояние содержит вклад: 59% компоненты (201,221), 26% - компоненты (222) и 13% - компоненты (223).

Во всех расчетах, выполненных в диссертации, в качестве среднего поля используется потенциал Саксона-Вудса с параметрами из работ [14]. Константы спаривательного взаимодействия G_N и G_Z выбраны по экспериментальным значениям парных энергий. Константы $\alpha_0^{(\lambda)}$ определяются по энергиям нижайших вибрационных состояний, $\alpha_1^{(\lambda)}$ - по положению изовекторных ГМР.

Вторая глава диссертации посвящена систематическому анализу влияния ангармонических эффектов на индивидуальные свойства низколежащих неротационных состояний. Изучено большое число четно-четных ядер, учтены изовекторные составляющие ($T=1$) эффективного взаимодействия H_q , рассчитаны вероятности переходов в основное состояние, обсуждены некоторые особенности состояний с $K^\pi = 0^+$.

В § I представлены результаты изучения ангармоничности в ядрах $228 \leq A \leq 240$. Расчеты были выполнены в предположении $\alpha_1^{(\lambda)} = 0$ ($\lambda = 2, 3$). Как и в случае ядер редкоземельной области, для каждого из рассмотренных ядер оказалось возможным найти набор констант $\alpha_0^{(\lambda)}$ ангарм., позволяющий описать энергии η_1 всех ($K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$) первых вибрационных состояний. На рисунке I по оси абсцисс представлены нуклиды, а по оси ординат - значения $\alpha_0^{(\lambda)}$ гарм. (пунктир) и $\alpha_0^{(\lambda)}$ ангарм. (сплошная линия). Видно, что при учете ангармонических эффектов заметно сглаживаются изменения констант $\alpha_0^{(\lambda)}$ при переходе от одного ядра к другому. По существу это значит, что одним набором констант $\alpha_0^{(\lambda)}$ ангарм. в квазичастично-фононной модели описывается не одно ядро, а группа ядер.

ж) При $\alpha_0^{(\lambda)} = \alpha_0^{(\lambda)}$ гарм. правильно описываются в РРА экспериментальные энергии первых вибрационных состояний.

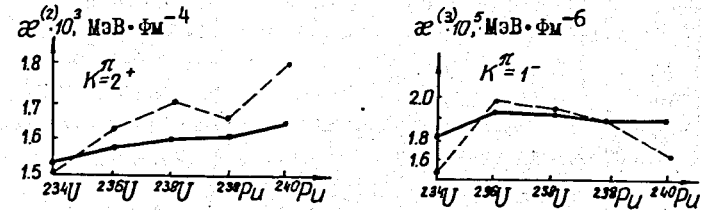


Рис. I. Стабилизация констант мультиполь-мультипольных взаимодействий $\alpha_0^{(\lambda)}$ вследствие учета ангармонических эффектов.

Исследования роли ангармоничности в четно-четных ядрах $228 \leq A \leq 240$ позволяют распространить выводы, сформулированные для ядер редкоземельной области, на область $228 \leq A \leq 240$. Следовательно, первые вибрационные состояния с $K^\pi \neq 0^+$ близки по структуре к однофононным (исключение составляет первое 2^+ -состояние в ^{240}Pu , содержащее ~28% примесей к однофононной компоненте), структура вторых возбужденных состояний обычно сложна: однофононные и двухфононные примеси к доминирующему состоянию достигают ~50%. В § 2 изучено совместное влияние ангармоничности и изовекторных сил на свойства низколежащих неротационных состояний. С этой целью для нескольких ядер расчеты были выполнены с константами $\alpha_1^{(\lambda)} = -1,5 \alpha_0^{(\lambda)}$ ангарм. (при этом соотношении констант получается правильное описание изовекторных ГМР). Результаты сравниваются со случаем $\alpha_1^{(\lambda)} = 0$. Эффективный заряд принимался равным 0,1. Согласно расчетам учет изовекторных взаимодействий приводит к дополнительному понижению энергий η_1 состояний $\psi_1(K^\pi)$ еще на 50-150 кэВ. Соответствующая перенормировка констант увеличивается при этом на 1-2%, т.е. вывод о стабилизации констант при учете $H_{\nu q}$ остается в силе и в случае $\alpha_1^{(\lambda)} \neq 0$. В таблице представлена часть результатов расчетов нижайших вибрационных состояний в ангармоническом приближении, проведенных с учетом изовекторных взаимодействий.

При включении изовекторных сил вероятности переходов $B(E\lambda)$ с первых возбужденных состояний, как правило, возрастают по сравнению с их значениями в чисто изоскалярном случае, что является

Таблица

Ядро K^π	Ω , Мэв	$B(E\lambda)_{sp}$	Равенств	$\alpha_1^{(A)}$ = -1,5 $\alpha_2^{(A)}$	
				$B(E\lambda)_{sp}$	Структура, %
^{166}Er	0^+	1,46	0,1	(201)64 (221,221)30 (203)3 (301,301)1	
	0^+	2,187	0,03	(203)51 (221,221)21 (201)20 (202)7	
	2^+	0,786	4,5	(221)94 (201,221)4 (203,221)1	
	2^+		0,07	(222)99	
^{228}Tl	0^+	0,830	0,3	(301,301)79 (201)19 (202)1	
	0^+		0,8	(201)58 (301,301)20 (311,311)7 (221,221)5	
	2^+	0,977	4,4	(221)87 (301,321)7 (311,311)3	
	2^+	(1620)	0,07	(311,311)91 (301,321)6 (222)2 (221)1	
	0^+	0,328	12,4	(301)95 (201,301)2 (221,321)1	
	0^+		0,2	(201,301)98 (301)2	
	1^+	0,740	13,0	(311)94 (201,311)3 (221,311)2	
^{240}Pu	1^+		0,1	(312)93 (201,311)6	
	0^+	0,860	0,4	(201)85 (301,301)10 (221,221)2	
	0^+	1,416	0,01	(301,301)82 (201)9 (203)5 (262)3	
	2^+	0,938	2,3	(221)72 (301,321)12 (201,221)9 (222)4 (201,222)1 (301,323)1	
		1,559	0,1	(222)92 (221)6 (201,222)1	

*) sp - одночастичные единицы.

следствием увеличения коллективности фононов, если $\alpha_1^{(A)} \neq 0$. Для вторых состояний усиление коллективизации в случае $\alpha_1^{(A)} \neq 0$ наблюдается не всегда: в ^{228}Tl , например, величина $B(E\lambda)$ при $\alpha_1^{(A)} = -1,5 \alpha_2^{(A)}$ для второго состояния с $K^\pi = \Gamma^-$ в 2 раза меньше, чем при $\alpha_1^{(A)} = 0$.

§ 3 посвящен состояниям с $K^\pi = 0^+$. Влияние Nvq наиболее сильно проявляется в свойствах этих состояний. Примеси в первых состояниях не малы, в случае ^{166}Er их суммарный вклад достигает 38% ($\alpha_1^{(A)} = 0$). Среди первых 0^+ -состояний особо выделяется состояние с $K^\pi = 0^+$ в ^{228}Tl . Попытки интерпретировать это состояние в рамках RPA встретили серьезные затруднения. В работе [15] отмечалось, что поскольку в ^{228}Tl очень низко расположено первое состояние с $K^\pi = 0^+$, влияние двухфононной компоненты (301,301) на первый 0^+ должно быть очень существенным. Как видно из таблицы, компонента (301,301) дает вклад, равный 79%, вероятность перехода равна 0,3 одночастичных единиц. Из таблицы также явствует, что во второе состояние с $K^\pi = 0^+$ в ^{240}Pu наибольший вклад, равный 82%, дает компонента (301,301). Это находится в согласии с надежно установленным экспериментальным фактом [16], что второе 0^+ -состояние в ^{240}Pu близко по структуре к двухфононному, построенному из двух фононов с $K^\pi = 0^+$. Квазичастично-фононная модель правильно передает также и энергию этого состояния (см. таблицу).

В третьей главе проведено обобщение предложенного в [10] метода для описания высоковозбужденных состояний четно-четных деформированных ядер.

В § 1 дана формулировка модели. Для описания сложной структуры высоковозбужденных состояний берется многокомпонентная волновая функция:

$$\Psi_i(K^\pi) = C_{g_0}^i [Q_{g_0}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{G_2} D_{g_0 G_2}^{G_2} (Q^+ Q^+)_{G_2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{G_3} P_{g_0 G_3}^{G_3} (Q^+ Q^+ Q^+)_{G_3} + \frac{1}{\sqrt{4}} \sum_{G_4} R_{g_0 G_4}^{G_4} (Q^+ Q^+ Q^+ Q^+)_{G_4}] \Psi_0, \quad (4)$$

где $G_i \equiv (g_1, g_2, \dots, g_i)$, i - номер возбужденного состояния. Уравнения модели получены в § 2. Вопросу нахождения приближенных решений полученных уравнений посвящен § 3. Использовалось так называемое однополосное приближение [10], суть которого в том, что из фигурирующих в уравнениях некогерентных сумм выбрасываются их непольные части; только полные некогерентные члены учитываются.

Тогда вблизи каждого фундаментального полюса $\omega_{G_n^0}$ удастся найти в явном виде секулярное уравнение (не содержащее лишних решений) и достаточно хорошее приближенное решение уравнений модели.

Четвертая глава диссертации посвящена расчетам характеристик гигантских мультипольных резонансов. При их изучении важной рассчитываемой величиной являются силовые функции:

$$b(Eq_0, \eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_n \frac{B(Eq_0; 0 \rightarrow \eta_n)}{(\eta - \eta_n)^2 + (\frac{\Delta}{2})^2}, \quad (5)$$

где $B(Eq_0; 0 \rightarrow \eta_n)$ - приведенные вероятности возбуждения индивидуальных уровней $\psi_n(k^\pi)$, η - энергия, при которой рассчитывается $b(Eq_0, \eta)$, Δ - свободный параметр. При условии, что $\Delta \ll \Gamma$ (ширина области локализации резонансов), интегральные характеристики ГМР не зависят от Δ .

Полученные в § I формулы используются при изучении фрагментации ГМР по двухфононным состояниям в четно-четных деформированных ядрах. Применялся метод прямого расчета $b(Eq_0, \eta)$, описанный О. Бором и Б. Моттельсоном [17]. Приводится подробный вывод выражения для силовых функций, так как это представляет самостоятельный интерес. Расчеты ГМР в гармоническом приближении явились необходимым шагом на пути к выяснению роли эффектов ангармоничности. Исследованию T=0 и T=1 гигантских квадрупольных резонансов (ГКР) в рамках RPA посвящен § 2. Были рассчитаны силовые функции для E2-переходов практически всех стабильных четно-четных ядер редкоземельной, трансурановой и транскюриевой областей. Найдены положение, ширина, вклад в правило сумм, вклад в полное сечение фотопоглощения ГКР. На рисунке 2 даны энергии изоскалярных и изовекторных ГКР. Видно, что они согласуются с имеющимися экспериментальными данными [18, 19].

В § 3 представлены расчеты фрагментации ГМР по двухфононным состояниям, проведенные для гигантских дипольного, T=0-квадрупольного и низколежащей ветви октупольного резонансов. Изучение роли ангармоничности в описании ГМР в деформированных ядрах сопряжено с целым рядом технических трудностей, что вынуждает фиксировать ряд ограничений. Были учтены фононы с $\lambda < 4$, и для каждой мультипольности $\lambda \mu$ учитывались наиболее коллективные (в смысле величины $B(E\lambda)$) фононы. Учитываемые при таком обрезании однофононные состояния дают от 70% до 98% вклада в энергетически взвешенную сумму приведенных вероятностей электрических переходов,

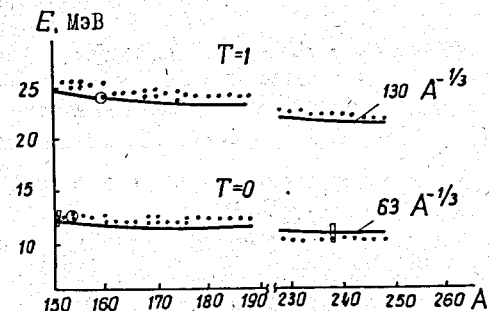


Рис.2. Энергии изоскалярных и изовекторных ГКР: а) рассчитанные значения E обозначены точками; б) кружки и прямоугольники - эксперимент; в) сплошные кривые - предсказания гидродинамической модели.

составленную из всех фононов, рассчитанных в RPA. При вычислении величин $U_{q_0 i}^{g_1 g_2}$ учитывались лишь компоненты ψ и φ , дающие вклад в нормировку волновой функции фонона больше $\epsilon = 5 \cdot 10^{-3}$. Результат вычисления $b(Eq_0, \eta)$ ($\lambda_0 \mu_0 = 10$) с учетом ангармоничности представлен на рис.3. (Эффективный заряд полагался равным нулю, $\Delta = 0,5$ МэВ). Здесь же для сравнения приведены величины $b_{RPA}(Eq_0, \eta)$, вычисленные в RPA ($U_{q_0 i}^{g_1 g_2} \equiv 0$) с тем же ограниченным однофононным базисом, о котором говорилось выше. Приведены также силовые функции $b_{RPA}^{tot}(Eq_0, \eta)$, рассчитанные в RPA, но с полным базисом. Наблюдается небольшое различие между $b(Eq_0, \eta)$ и $b_{RPA}(Eq_0, \eta)$, но в целом ширина резонанса практически не меняется. Происходит небольшое уменьшение (< 10%) силы резонанса за счет перераспределения в область других энергий возбуждения.

Отмечается, что представленные исследования влияния H_{vq} на структуру ГМР требуют еще дальнейшего уточнения, но факт ограниченного влияния ангармоничности на интегральные характеристики резонансов представляется хорошо установленным. Несомненно, ангармоничность будет более существенно влиять на дифференциальные характеристики ядерных состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения, детали структуры ГМР и на радиационные ширины нейтронных резонансов.

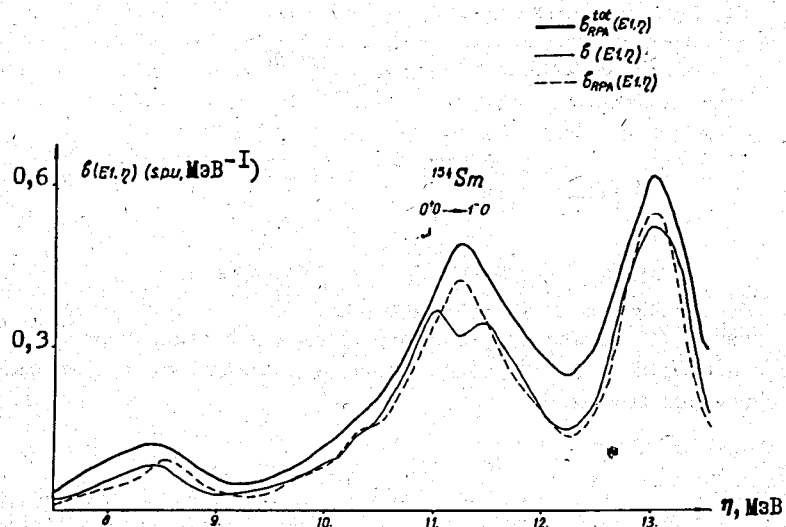


Рис.3. Влияние ангармоничности на силовые функции приведенных вероятностей E1-переходов ($0^+0 \rightarrow 1^-0$) в ^{154}Sm .

В заключение дается перечень основных результатов диссертации.

Основные результаты, полученные в диссертации:

1) Доказано, что учет ангармоничности позволяет одним набором констант $\mathcal{X}_0^{(R)}$ описать группу ядер, принадлежащих к одной зоне по А.

2) Первые вибрационные состояния с $K^\pi \neq 0^+$ в четно-четных деформированных ядрах близки по структуре к однофононным: как правило, суммарный вклад примесей не превышает 15%. Ангармонические эффекты начинают сильнее проявляться в структуре вторых (и более высоких) возбужденных состояний.

3) Установлено, что главный эффект учета изовекторных сил заключается в увеличении вероятностей переходов с первых вибрационных состояний (в 1,5-2 раза в отдельных случаях); это связано с увеличением коллективности нижайших однофононных состояний при

учете изовекторных сил. Подтверждена расчетами двухфононная структура второго возбужденного состояния с $K^\pi = 0^+$ в ядре ^{240}Pu , следующая из экспериментальных данных. Модель правильно передает также и энергию этого состояния.

4) В рамках модели получены формулы для описания высоко-возбужденных состояний четно-четных деформированных ядер. Найдены приближенные уравнения для энергий и коэффициентов волновых функций. Получены выражения для силовых функций приведенных вероятностей мультипольных переходов, удобных для исследования фрагментации ГМР по двухфононным состояниям.

5) Показано, что однофононное приближение дает в целом верное описание gross-структуры гигантских квадрупольных резонансов в четно-четных деформированных ядрах.

6) На примере ядра ^{154}Sm показано, что хотя взаимодействие квазичастиц с фононами и приводит к смешиванию однофононных и двухфононных степеней свободы, общее поведение силовых функций в резонансной области слабо изменяется по сравнению с результатами расчетов, выполненных в гармоническом приближении.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стоянов, ТМФ, **32**, 134 (1974);
 Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер. физ., **39**, 2015 (1975).
 С.П.Иванова, А.Л.Комов, Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер. физ., **40**, 750 (1976); Intern. Sympos. on Nucl. Struct., 1975, Hungary, v.2, p.381;
 Г.Кырчев, В.Г.Соловьев. ТМФ, **22**, 244 (1975);
 Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. ОИЯИ Р4-9697, Дубна, 1976;
 G.Kyrchev, L.A.Malov, V.O.Nesterenko, V.G.Soloviev. Nucleonika, **23**, No.1-2, 131 (1978);
 Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. ЯФ, **25**, 951 (1977);
 В.Китипова, Г.Кырчев, Л.А.Малов. ОИЯИ Р4-11583, Дубна, 1978;
 Г.Кырчев. ОИЯИ, Р4-11472, Дубна, 1978;
 Г.Кырчев, Л.А.Малов. ОИЯИ, Р4-11473, Дубна, 1978.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер, М., Наука, 1971.
2. Н.Н.Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 73 (1958).
3. Н.Н.Боголюбов. Лекции по квантовой статистике. Киев, изд. "Радьянска школа", 1947.
4. J.Bardeen, L.N.Cooper, J.R.Schrieffer. Phys.Rev., 108,1175(1957).
5. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959).
6. S.T.Beliaev. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.,31, No.11 (1959).
7. V.G.Soloviev. Nucl.Struct.Dubna Symp. 1968, p.101, IAEA, Vienna (1968).
8. R.V.Jolos, V.G.Soloviev, K.N.Zheleznova. Phys.Lett., 25B, 393 (1967); R.V.Jolos, U.M.Finer, V.G.Soloviev, K.N.Zheleznova, Phys.Lett., 27B, 614 (1968).
9. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, 770 (1972);
А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев. ТМФ, 19, 275 (1974).
10. V.G.Soloviev. L.A.Malov. Nucl.Phys., A196, 433 (1972).
11. М.Ю.Акбари и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 2540(1972);
Б.А.Румянцев. ЯФ, 24, 1098 (1976);
V.G.Soloviev. Proc. of the Sendai Conf. on Electro- and Photoexcitations, 1977, p.111 (1977);
V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin.Nucl.Phys.,A288,376(1977).
12. V.G.Soloviev. JINR, E4-11012, Dubna, 1977.
13. Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. ТМФ, 32, 134 (1977).
14. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 (1973); С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, ЭЧАЯ, 7, 450 (1976).
15. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. ОИЯИ, Р4-8459, Дубна, 1974.
16. M.R.Schmorak et al. Phys.Rev.Lett., 24, 1507 (1970).
17. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т.1, М., Мир, 1971.
18. M.V.Lewis and D.J.Horen. Phys.Rev., C10, 1099 (1974).
19. A.Schwierczinski et al. Phys.Lett., 1971 (1975);
N.Marty et al. Nucl.Phys., A238, 93 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июля 1978 года.