

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



C-603

11/41-78  
P4 - 11732

В.Г.Соловьев

5367/2-78

ОПИСАНИЕ

НЕЙТРОННЫХ И ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ  
МОДЕЛИ ЯДРА

**1978**

P4 - 11732

В.Г.Соловьев

ОПИСАНИЕ  
НЕЙТРОННЫХ И ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ  
В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ  
МОДЕЛИ ЯДРА

*Направлено на XI летнюю школу по ядерной физике  
/Миколайки, ПНР, 1978/*



Соловьев В.Г.

P4 - 11732

Описание нейтронных и гигантских резонансов в рамках квазичастично-фононной модели ядра

Изложены основные положения квазичастично-фононной модели сложных ядер.

Получены системы основных уравнений и их приближенные решения. Приближение выбрано так, чтобы получить наиболее точное описание не всей волновой функции, а только ее малоквазичастичных компонент. Изложен метод силовых функций, играющий решающую роль в практической реализации квазичастично-фононной модели для описания ряда свойств сложных ядер. Определена область применения квазичастично-фононной модели ядра: малоквазичастичные компоненты волновых функций при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения, усредненные в некоторых энергетических интервалах. В рамках этой модели изучена фрагментация одночастичных состояний в деформированных ядрах, исследована зависимость нейтронных силовых функций для реакций однонуклонных передач типа  $(dp)$  и  $(dt)$  от энергии возбуждения. Рассчитаны  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -волновые нейтронные силовые функции при энергии связи нейтрона и получено хорошее согласие с опытом. Получено хорошее описание радиационных силовых функций в сферических ядрах, изучено влияние хвоста гигантского дипольного резонанса на  $E1$ -силовые функции. Рассчитаны энергии и  $E1$ -силовые функции для гигантских мультипольных резонансов в сферических и деформированных ядрах, и получено правильное описание их ширины.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Soloviev V.G.

P4 - 11732

Description of Neutron and Giant Resonances within The Quasiparticle-Phonon Nuclear Model

The general assumptions of the quasiparticle-phonon model of complex nuclei are given. The system of basic equations and their approximate solutions are obtained. The approximation is chosen so as to obtain the most correct description of few-quasiparticle components rather than of the whole wave function. The method of strength functions is presented, which plays a decisive role in practical realization of the quasiparticle-phonon model for the description of some properties of complex nuclei. The range of applicability of the quasiparticle-phonon nuclear model is determined as few-quasiparticle components of the wave functions at low, intermediate and high excitation energies averaged in a certain energy interval. The fragmentation of single-particle states in deformed nuclei and the dependence of the neutron strength functions for the one-nucleon transfer reactions of type  $(dp)$  and  $(dt)$  on the excitation energy are studied within this model. The  $s$ -,  $p$ - and  $d$ -wave neutron strength functions are calculated at the neutron binding energy and a good agreement with experiment is obtained. The radiative strength functions are well described in spherical nuclei. The influence of the tail of the giant dipole resonance on the  $E1$ -strength functions is studied. The energies and  $E1$ -strength functions for the giant multipole resonances are calculated in spherical and deformed nuclei, and a good description of their widths is obtained.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## 1. КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Основные положения полумикроскопического описания ядерной структуры следующие /1/ :

1. Метод Хартри-Фока-Боголюбова используется для получения замкнутой системы уравнений для функций плотности и корреляционных функций.

2. Выбирается представление, где матрица плотности диагональна, а корреляционная функция имеет канонический вид. В этом представлении все взаимодействия между нуклонами в ядре сводятся к среднему полю и взаимодействиям, приводящим к спариванию.

3. Выделяется среднее поле и постулируется, что выбор среднего поля соответствует вышеупомянутому представлению для ряда четно-четных ядер, лежащих в зоне бета-стабильности.

4. Вводятся взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа. Возбужденные состояния определяются как одно-, двух-, трех- и т.п. квазичастичные состояния.

5. Вибрационные состояния связаны с недиагональными элементами матрицы плотности, для их описания вводятся мультиполь-мультипольные и спин-мультипольные-спин-мультипольные силы.

6. Ротационные, квазичастичные и фононные возбужденные состояния связаны между собой кориолисовым взаимодействием и взаимодействием квазичастиц с фононами.

В рамках полумикроскопической теории атомного ядра построена квазичастично-фононная модель, на ос-

нове которой получено единое описание малоквазичастичных компонент волновых функций сложных ядер при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения. Квазичастично-фононная модель ядра сформулирована в результате развития описания низколежащих состояний ядер как квазичастичных и однофононных путем обобщения фононов и взаимодействия квазичастиц с фононами.

Квазичастично-фононная модель основывается на следующих положениях<sup>/2-4/</sup>:

1/ двухквазичастичные и вибрационные состояния рассматриваются как однофононные;

2/ связь одночастичного и коллективного движений описывается в форме взаимодействия квазичастиц с фононами;

3/ основное приближение выбрано так, чтобы получить наиболее точное описание не всей волновой функции, а только ее малоквазичастичных компонент.

Волновые функции высоковозбужденных состояний сложных ядер состоят из нескольких миллионов компонент. Найти каждую такую волновую функцию задача очень сложная. Это продемонстрировано, например, в<sup>/5/</sup> для случая легких ядер, где при вычислении энергий и волновых функций проведена диагонализация матриц очень высокого порядка. Исследования в рамках подхода, основанного на операторной форме волновой функции<sup>/6/</sup>, продемонстрировали, что такие характеристики высоковозбужденных состояний, как полные сечения фотовозбуждения, спектроскопические факторы реакций однонуклонных передач, нейтронные силовые функции, парциальные радиационные силовые функции для прямых переходов на низколежащие состояния и ряд других, определяются малоквазичастичными компонентами их волновых функций. Задача существенно упрощается, если необходимо получить хорошее описание только малоквазичастичных частей волновых функций состояний в некотором энергетическом интервале. В этом случае нужно воспользоваться формализмом разного типа силовых функций. В рамках квазичастично-фононной модели рассчитывается фрагментация /распреде-

ние силы/ одноквазичастичных, однофононных и ( квази-частица плюс фонон ) -состояний по многим ядерным уровням.

Гамильтониан модели состоит из следующих частей: среднего поля ядра в форме потенциала Саксона-Вудса; взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа; мультиполь-мультипольных и спин-мультипольных-спин-мультипольных сил. Изучение низколежащих состояний позволило фиксировать параметры потенциала Саксона-Вудса.

Возможность выделения среднего поля ядра - это не математический прием, а отражение фундаментальных свойств атомного ядра. Выделение среднего поля ядра обусловлено, во-первых, действием принципа Паули и, во-вторых, отношением импульса поверхности Ферми к импульсу отталкивающей сердцевины нуклон-нуклонного потенциала. Наличие среднего поля ядра или ядерных оболочек ответственно за разнообразие свойств атомных ядер. Поэтому атомные ядра нельзя рассматривать как осколки ядерной материи разной величины, а нужно изучать структуру каждого ядра. Здесь проявляется фундаментальное отличие, например, от кристалла, где нет смысла изучать строение кристаллов одного типа, но разных размеров.

Роль среднего поля атомного ядра весьма важна и чрезвычайно многогранна. Среднее поле ответственно за отличие структуры возбужденных состояний одного ядра от другого. Среднее поле проявляется в ряде универсальных свойств ядер, таких как гигантские мультипольные резонансы.

Следует отметить, что в случае гипотетического сверхплотного состояния атомного ядра, возможно, не будут выполняться условия, необходимые для выделения среднего поля. Тогда вместо громадного разнообразия ядерных свойств в сверхплотном состоянии могут оказаться безликые ядра, как куски ядерного вещества разного размера.

Вращательное движение и его связь с квазичастичными и фононными возбуждениями играют важную роль в атомных ядрах. В квазичастично-фононной модели

ядра, как правило, пренебрегается связью с вращением, а само вращение описывается грубо. Это обусловлено тем, что не рассматриваются высоковозбужденные состояния с большими спинами. В состояниях с небольшими спинами при промежуточной и высокой энергии возбуждения связь с вращением не приводит к большому перераспределению из одного энергетического интервала в другой силы малоквазичастичных компонент волновых функций. В необходимых случаях можно ввести связь вращательного и вибрационного движений. При изучении низколежащих состояний связь с вращением следует учитывать в каждом конкретном ядре.

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра приведен в /4/. Он содержит мультиполь-мультипольные и спин-мультиполь-спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные силы в частично-дырочном и частично-частичном каналах. Чтобы проиллюстрировать преобразование гамильтониана, ограничимся одними мультиполь-мультипольными изоскалярными силами в канале частица-дырка:

$$\begin{aligned}
 H_S = & \sum_q \epsilon(q) B(q, q) - \frac{\kappa_0^{(\lambda)}}{4} \sum_{ii'} \sum_{qq'} f^{\lambda\mu}(qq') U_{qq'}^{(+)} g_{qq'}^{\lambda\mu i}; \\
 & \sum_{q_2 q_2'} f^{\lambda\mu}(q_2 q_2') U_{q_2 q_2'}^{(+)} g_{q_2 q_2'}^{\lambda\mu i} [Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i} + Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i} + Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i} + \\
 & + Q_{\lambda\mu i} Q_{\lambda\mu i}'] - \\
 & - \frac{\kappa_0^{(\lambda)}}{2\sqrt{2}} \sum_i \sum_{qq'} f^{\lambda\mu}(qq') U_{qq'}^{(+)} g_{qq'}^{\lambda\mu i} \sum_{q_2 q_2'} f^{\lambda\mu}(q_2 q_2') V_{q_2 q_2'}^{(-)} \times \\
 & \times [(Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda\mu i}) B(q_2 q_2') + B(q_2 q_2') (Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda\mu i})]. \quad /1/
 \end{aligned}$$

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{ \Psi_{qq'}^{\lambda\mu i} A^+(q, q') - \phi_{qq'}^{\lambda\mu i} A(q, q') \}, \quad /2/$$

где

$$\begin{aligned}
 A^+(q, q') \text{ равно } & \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \sigma a_{q, -\sigma}^+ a_{q'}^+ \quad \text{или} \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} a_{q'}^+ a_{q\sigma}^+, \\
 B(q, q') \text{ равно } & \sum_{\sigma} a_{q\sigma}^+ a_{q'\sigma} \quad \text{или} \quad \sum_{\sigma} \sigma a_{q-\sigma}^+ a_{q'\sigma}.
 \end{aligned} \quad /3/$$

Квазичастичная энергия  $\epsilon(q) = \sqrt{C^2 + (E(q) - \lambda)^2}$ , где  $C$  - корреляционная функция,  $\lambda$  - химический потенциал,  $E(q)$  - одночастичная энергия, совокупность квантовых чисел  $(q\sigma)$  характеризует одночастичные состояния в протонной и нейтронной системах,  $\sigma = \pm 1$ . Используются следующие обозначения

$$U_{qq'}^{(\pm)} = U_q V_{q'} \pm U_q' V_q, \quad V_{qq'}^{(\pm)} = U_q U_{q'} \pm V_q V_{q'},$$

$$V_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(q) - \lambda}{\epsilon(q)} \right\}, \quad U_q^2 = 1 - V_q^2.$$

Матричный элемент от оператора мультипольного момента  $\lambda$  с проекцией  $\mu$  обозначен через  $f^{\lambda\mu}(qq')$ ,  $g_{qq'}^{\lambda\mu i} = \Psi_{qq'}^{\lambda\mu i} + \phi_{qq'}^{\lambda\mu i}$ .

В однофононном приближении, или в RPA, основное состояние  $\Psi_0$  является фононным вакуумом, а возбужденные состояния определяются как однофононные

$$Q_{\lambda\mu i}^+ \Psi_0. \quad /4/$$

Следуя /1/, секулярное уравнение получим в виде

$$1 = 2 \kappa_0^{(\lambda)} \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(qq') U_{qq'}^{(+)})^2 \epsilon(qq')}{\epsilon^2(qq') - \omega_{\lambda\mu i}^2} = \kappa_0^{(\lambda)} X^{\lambda\mu i}, \quad /5/$$

где  $\epsilon(qq') = \epsilon(q) + \epsilon(q')$ . Воспользуемся тем, что /см. стр. 478 в/1//

$$\kappa_0^{(\lambda)} \sum_{qq'} U_{qq'}^{(+)} f^{\lambda\mu}(qq') g_{qq'}^{\lambda\mu i} =$$

Здесь оператор рождения фонона

$$= \frac{2 \kappa_0^{(\lambda)}}{\sqrt{2} Y_{\lambda\mu}^i} \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(qq') U_{qq'}^{(+)})^2 \epsilon(qq')}{\epsilon^2(qq') - \omega_{\lambda\mu i}^2} = \frac{1}{\sqrt{2} Y_{\lambda\mu}^i},$$

где

$$Y_{\lambda\mu}^i = \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(qq') U_{qq'}^{(+)})^2 \epsilon(qq') \omega_{\lambda\mu i}}{[\epsilon^2(qq') - \omega_{\lambda\mu i}^2]^2}. \quad /6/$$

Поэтому с учетом секулярного уравнения /5/ гамильтониан /1/ можно привести к следующему виду:

$$H_s = \sum_q \epsilon(q) B(qq') - \frac{1}{2} \sum_i \frac{1}{Y_{\lambda\mu}^i} \sum_{qq'} \frac{(f^{\lambda\mu}(qq') U_{qq'}^{(+)})^2 \epsilon(qq')}{\epsilon^2(qq') - \omega_{\lambda\mu i}^2} Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i}^- - \frac{1}{4} \sum_i \frac{1}{\sqrt{Y_{\lambda\mu}^i}} \sum_{qq'} f^{\lambda\mu}(qq') V_{qq'}^{(-)} [(Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda\mu i}^-) B(qq') + B(qq') (Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda\mu i}^-)] \quad /7/$$

или к виду

$$H_s = \sum_i \omega_{\lambda\mu i} Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i}^- - \frac{1}{4} \sum_i \frac{1}{\sqrt{Y_{\lambda\mu}^i}} \sum_{qq'} f^{\lambda\mu}(qq') V_{qq'}^{(-)} [(Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda\mu i}^-) B(qq') + B(qq') (Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda\mu i}^-)] \quad /7'/$$

Отсюда видно, что если решено секулярное уравнение /5/, то однозначно определено квазичастично-фононное взаимодействие.

Число корней  $\omega_{\lambda\mu i}$  секулярного уравнения /5/ равно числу двухквазичастичных состояний с этими же значениями  $K^\pi$  в нейтронной и протонной системах. Энергии двухквазичастичных состояний суть полюса уравнения /5/. Если корень  $\omega_{\lambda\mu i}$  удален от соответствующего полюса, то состояние является коллективным. По мере приближения корня к полюсу состояние становится двухквазичастичным. В большинстве случаев корни  $\omega_{\lambda\mu i}$  довольно близки к полюсам  $\epsilon(qq')$ , а состояния являются слабо коллективными.

В секулярном уравнении /5/ учтено взаимодействие между квазичастицами в канале частица-дырка. Если  $q$ -частичное состояние,  $q'$  - дырочное состояние, то  $(U_{qq}^{(\pm)})^2 \geq 0,5$ , в большинстве случаев  $(U_{qq}^{(\pm)})^2$  близко к единице. Если оба одночастичных состояния  $q$  и  $q'$  являются или частичными, или дырочными, то величины  $(U_{qq}^{(\pm)})^2$  очень малы и такие состояния проявляются как чистые двухквазичастичные состояния. Эти состояния фактически не оказывают влияния на коллективные свойства ядер. Чтобы учесть роль таких состояний, необходимо ввести взаимодействия в канале частица-частица.

Таким образом, корни секулярного уравнения /5/ и соответствующие однофононные волновые функции описывают полную систему состояний с данным значением  $K^\pi$ . Среди них имеются коллективные, слабо коллективные и двухквазичастичные состояния.

Секулярное уравнение для описания однофононных состояний с включением изоскалярной  $\kappa_0^{(\lambda)}$  и изовекторной  $\kappa_1^{(\lambda)}$  констант мультипольных сил имеет вид

$$(\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) (X^t(n) + X^t(p)) - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} X^t(n) X^t(p) = 1, \quad /8/$$

$$t = \lambda\mu i,$$

где

$$X^t(n) = 2 \sum_{s,s'} \frac{f^t(ss') \bar{f}^t(ss') (U_{ss'}^{(+)})^2 \epsilon(ss')}{\epsilon^2(ss') - \omega_t^2},$$

$$\tilde{f}^t(ss') = f^t(ss') - \frac{\Gamma_n^t(s)}{\gamma_n^t} \delta_{s,s'}, \quad \xi(s) = E(s) - \lambda,$$

$$\gamma_n^t = \sum_{ss'} \frac{4C_n^2 - \omega_t^2 + 4\xi(s)\xi(s')}{\epsilon(s)(4\epsilon^2(s) - \omega_t^2)\epsilon(s')(4\epsilon^2(s') - \omega_t^2)},$$

$$\Gamma_n^t(s) = \sum_{s_2 s_2'} \frac{f(s_2 s_2') [4C_n^2 - \omega_t^2 + 4\xi(s_2)\xi(s_2') - 4\xi(s)\xi(s_2) + 4\xi(s)\xi(s_2')]}{\epsilon(s_2)[4\epsilon^2(s_2) - \omega_t^2]\epsilon(s_2')[4\epsilon^2(s_2') - \omega_t^2]}$$

/8'/

В квазичастично-фононной модели ядра метод приближенного вторичного квантования используется для получения секулярных уравнений, решения которых дают энергии однофононных состояний. Для каждой мультипольности вычисляется несколько сот корней секулярных уравнений и соответствующих волновых функций. Для описания однофононных состояний с любыми значениями  $K^\pi$  в деформированных ядрах и любыми  $I^\pi$  в сферических ядрах используются мультиполь-мультипольные и спин-мультиполь-спин-мультипольные взаимодействия с любыми  $\lambda$ , в том числе с большими мультипольностями.

Употребляются следующие правила фононного описания:

1/ для состояний с фиксированным значением  $K^\pi$  в деформированных ядрах и  $I^\pi$  в сферических ядрах решаются секулярные уравнения: а/ с мультипольными силами, б/ со спин-мультипольными силами, если нет мультипольных сил или они более высокой мультипольности;

2/ учитывается взаимодействие в канале частица-дырка;

3/ взаимодействие в канале частица-частица принимается во внимание при вычислении: а/ однофононных  $0^+$  состояний во всех ядрах, б/ однофононных  $2^+$  состояний в отдельных сферических ядрах;

4/ для однофононных состояний с фиксированными  $K^\pi$  или  $I^\pi$  решаются уравнения с силами минимальной мультипольности. При вычислении  $B(E\lambda)$ -величин учи-

тываются все состояния с  $I = \lambda$  и различными значениями  $K$ .

Полнота фононного пространства подтверждается хорошим согласием рассчитанной плотности ядерных состояний с экспериментальными данными при энергии связи нейтрона  $B_n/7/$ .

Константы мультипольных и спин-мультипольных сил выбираются следующим образом:

1/ электрическое дипольное состояние ( $\lambda=1$ )-изовекторная константа  $\kappa_1^{(1)}$  определяется из экспериментального значения максимума  $E1$ -гигантского резонанса; для исключения духового состояния вводятся изоскалярные дипольные силы с константой  $\kappa_0^{(1)}$ , которая приводит к обращению в нуль первого корня соответствующего секулярного уравнения;

2/ изоскалярные константы  $\kappa_0^{(2)}$ ,  $\kappa_0^{(3)}$  определяются из энергий первых квадрупольного и октупольного состояний, а отношения  $\kappa_1^{(\lambda)} / \kappa_0^{(\lambda)}$  - из положения соответствующего изовекторного резонанса;

3/ для  $\lambda \geq 4$  используются оценки /8/

$$\kappa_0^{(\lambda)} = \frac{4\pi}{2\lambda+1} \frac{m\omega_0^2}{A \langle r^{2\lambda-2} \rangle} \quad /9/$$

$$\kappa_1^{(\lambda)} = - \frac{\pi V}{A \langle r^{2\lambda} \rangle}, \quad /10/$$

где  $V = 120 \text{ МэВ}$ ; берутся несколько меньшие значения этих констант, чтобы соответствующие первые состояния не опускались низко и не были сильно коллективизированными;

4/ для  $M1$ -резонансов используется оценка /9/

$$\kappa_{1\sigma}^{(1)} = -4\pi \frac{28}{A} \text{ МэВ},$$

$$|\kappa_{0\sigma}^{(1)}| \leq |\kappa_{1\sigma}^{(1)}|.$$

/11/

Тензорные силы перенормируют константу  $\kappa_{0\sigma}^{(1)}$ , поэтому можно брать  $\kappa_{0\sigma}^{(1)}=0$ .

Как продемонстрировано выше, если фононы фиксированы путем решения секулярных уравнений, то соответствующие части мультипольных и спин-мультипольных сил, описывающие взаимодействия квазичастиц с фононами, однозначно определены. Если решены секулярные уравнения для фононов, то все параметры модели оказываются фиксированными. Взаимодействие квазичастиц с фононами, связывающее одноквазичастичное и (квазичастица плюс фонон)-состояния оказывается тем больше, чем сильнее коллективизирован фонон.

Взаимодействие квазичастиц с фононами имеет следующие преимущества по сравнению с другими типами эффективных взаимодействий:

- 1/ совместное и согласованное описание квазичастичных и фононных состояний их связи;
- 2/ однозначный выбор вида и констант взаимодействия;
- 3/ применимость для описания при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения.

Гамильтониан модели, содержащий изоскалярные и изовекторные мультипольные и спин-мультипольные силы в канале частица-дырка, следуя /4/, запишем в следующем виде:

$$H_M = \sum_q \epsilon(q) B(q, q) - \frac{1}{2} \sum_t \frac{1}{Y_t} \sum_{qq'} \frac{(f(q, q') U_{qq'}) \epsilon(q, q')}{\epsilon^2(qq') - \omega_t^2} y_{n,p}^+ Q_t^+ Q_t - \frac{1}{2} \sum_t \sum_{qq'} \Gamma_t^+ \{ (Q_t^+ + Q_t) B(qq') + B(qq') (Q_t^+ + Q_t) \}. \quad /12/$$

Этот гамильтониан можно также записать как

$$H_M = \sum_t \omega_t Q_t^+ Q_t - \frac{1}{2} \sum_t \sum_{qq'} \Gamma_{qq'}^+ \{ (Q_t^+ + Q_t) B(qq') + B(qq') (Q_t^+ + Q_t) \}. \quad /13/$$

Здесь матричные элементы  $f^t(qq')$  и  $Y_t$  относятся к мультипольным и спин-мультипольным силам;  $U_{qq}^{(+)}$ ,  $V_{qq}^{(-)}$  описывают мультипольные силы;  $U_{qq}^{(-)}$ ,  $V_{qq}^{(+)}$  описывают спин-мультипольные силы;  $t = \lambda \mu i$ ;

$$\Gamma_{qq'}^t = \frac{1}{2} \frac{V_{qq'}}{\sqrt{Y_t}} f^t(qq') y_{n,p}^t; \quad /14/$$

$$y_n^t = 1, \quad y_p^t = \frac{(\kappa_0 - \kappa_1) X^t(n)}{1 - (\kappa_0 + \kappa_1) X^t(p)}; \quad /15/$$

$$Y_t = Y_t(n) + (y_p^t)^2 Y_t(p), \quad Y_t(n) = Y_{\lambda\mu}^i(n); \quad /15'/$$

индексы n и p относятся к нейтронной и протонной системам. Причем, в случае спин-мультипольных сил берется функция, сходная с  $X^t$  /см. /4/ /. Для описания  $0^+$  состояний к гамильтониану следует добавить часть, содержащую взаимодействия в канале частица-частица. Эта часть дана в /4/.

Приведем основные уравнения модели. Волновую функцию нечетного N-деформированного ядра запишем в виде

$$\Psi_n(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{s_0} C_{s_0}^n \{ a_{s_0\sigma}^+ + \sum_{s \neq s_0} \tilde{C}_s^n a_{s\sigma}^+ + \sum_g \tilde{D}_g^n (a^+ Q^+) \}_g + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_G \tilde{F}_G^n (a^+ Q^+ Q^+) \}_G \Psi_0. \quad /16/$$

Условие нормировки имеет вид

$$(C_{s_0}^n)^2 \{ 1 + \sum_{s \neq s_0} (\tilde{C}_s^n)^2 + \sum_g (\tilde{D}_g^n)^2 + \sum_G (F_G^n)^2 \} = 1, \quad /17/$$

здесь через  $(s\sigma)$  обозначены квантовые числа одночастичных уровней в нейтронной системе за исключением некоторого выделенного состояния  $s_0$ ,  $g=qt$ ,  $G=qt_1t_2$ .



Среднее значение  $H_M$  /12/ по состоянию /16/ имеет вид

$$\begin{aligned} (\Psi_n^*(K^\pi) H_M \Psi_n(K^\pi)) = & (C_{s_0}^n)^2 \{ \epsilon(s_0) + \sum_s \epsilon(s) (\tilde{C}_s^n)^2 + \\ & + \sum_g p(g) (\tilde{D}_g^n)^2 + \sum p(G) (\tilde{F}_G^n)^2 - 2 \sum \Gamma_{s_0 g} \tilde{D}_g^n - \\ & - 2 \sum_{s,g} \Gamma_{sg} \tilde{C}_s^n \tilde{D}_g^n - 2 \sum_{g,G} \Gamma_{gG} \tilde{D}_g^n \tilde{F}_G^n \}, \end{aligned} \quad /18/$$

где введены фундаментальные полюса

$$p(g) = \epsilon(q) + \omega_{t_1},$$

$$p(G) = \epsilon(q) + \omega_{t_1} + \omega_{t_2},$$

и использованы обозначения

$$\Gamma_{qg} = \begin{cases} \Gamma_{qq}^t, & \text{для мультипольных сил,} \\ -\Gamma_{qq}^t, & \text{для спин-мультипольных сил;} \end{cases}$$

$$\Gamma_{gc} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} [\Gamma_{qq}^{t_2} \delta_{t,t_1} + \Gamma_{qq}^{t_1} \delta_{t,t_2}] & \text{для мультипольных сил,} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} [\Gamma_{qq}^{t_2} \delta_{t,t_1} + \Gamma_{qq}^{t_1} \delta_{t,t_2}] & \text{для спин-мультипольных сил.} \end{cases}$$

С помощью вариационного принципа

$$\delta \{ \Psi_n^*(K^\pi) H_M \Psi_n(K^\pi) - \eta_n [(\Psi_n^*(K^\pi) \Psi_n(K^\pi)) - 1] \} = 0 \quad /19/$$

получим следующую систему уравнений /10/:

$$\mathcal{F}_{s_0}(\eta_n) = \epsilon(s_0) - \eta_n - \sum_g \Gamma_{s_0 g} \tilde{D}_g^n = 0, \quad /20/$$

$$(\epsilon(s) - \eta_n) \tilde{C}_s^n - \sum_g \Gamma_{sg} \tilde{D}_g^n = 0, \quad /21/$$

$$(p(g) - \eta_n) \tilde{D}_g^n - \sum_s \Gamma_{sg} \tilde{C}_s^n - \sum_G \Gamma_{gG} \tilde{F}_G^n = \Gamma_{s_0 g}, \quad /22/$$

$$(p(G) - \eta_n) \tilde{F}_G^n - \sum_g \Gamma_{gG} \tilde{D}_g^n = 0. \quad /23/$$

В<sup>/10/</sup> показано, что строго выполняется соотношение

$$(C_{s_0}^n)^{-2} = - \frac{\partial \mathcal{F}_{s_0}(\eta)}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\eta_n}. \quad /24/$$

Подставим функции  $\tilde{C}_s^n$  из /21/ и  $\tilde{F}_G^n$  из /23/ в уравнение /22/ и получим

$$(p(g) - \eta_n) \tilde{D}_g^n - \sum_{g'} K_{s_0}(g, g') \tilde{D}_{g'}^n = \Gamma_{s_0 g}, \quad /25/$$

где

$$K_{s_0}(g, g') = \sum_{s \neq s_0} \frac{\Gamma_{sg} \Gamma_{sg'}}{\epsilon(s) - \eta_n} + \sum_G \frac{\Gamma_{gG} \Gamma_{g'G}}{p(G) - \eta_n}. \quad /26/$$

Детерминант системы уравнений /25/ обозначим через  $\theta(s_0; \eta)$ .

Решение уравнения /25/ имеет вид

$$\tilde{D}_g^n = \frac{\theta_g(s_0; \eta)}{\theta(s_0; \eta)}, \quad /27/$$

где  $\theta_g(s_0; \eta)$  получается из  $\theta(s_0; \eta)$  заменой столбца  $g$  на свободные члены /25/. Подставим /27/ в /20/ и после преобразований имеем

$$F_{s_0}(\eta) = \frac{1}{\theta(s_0; \eta)} \begin{vmatrix} \epsilon(s_0) - \eta & \Gamma_{s_0 g_1} & \dots & \Gamma_{s_0 g_N} \\ \Gamma_{s_0 g_1} p(g_1) - \eta - K_{s_0}(g_1 g_1) & \dots & -K_{s_0}(g_1 g_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Gamma_{s_0 g_N} - K_{s_0}(g_N g_1) & \dots & p(g_N) - \eta - K_{s_0}(g_N g_N) \end{vmatrix}, \quad /28/$$

где  $N$  - число состояний  $g$ . Раскроем детерминант, проведем перегруппировку членов и получим /10/

$$\mathcal{F}_{s_0}(\eta) = (\epsilon(s_0) - \eta) \frac{\theta(\eta)}{\theta(s_0; \eta)}, \quad /29/$$

определитель  $\theta(\eta)$  отличается от  $\theta(s_0; \eta)$  тем, что вместо  $K_{s_0}(g, g')$  стоит  $K(g, g')$ , у которого проводится суммирование по всем  $s$ , включая  $s_0$ . Найдем функцию  $\tilde{C}_s^n$ , в уравнение /21/ подставим /27/:

$$\tilde{C}_s^n = \frac{1}{\epsilon(s) - \eta_n} \sum_g \Gamma_{sg} \tilde{D}_g^n = \frac{1}{(\epsilon(s) - \eta_n) \theta(s_0; \eta_n)} \sum_g \Gamma_{sg} Q_g(s_0; \eta_n).$$

Раскроем детерминант, проведем перегруппировку членов и получим

$$\tilde{C}_s^n = \frac{1}{(\epsilon(s) - \eta_n) \theta(s_0; \eta_n)} \begin{vmatrix} 0 & \Gamma_{s_0 g_1} & \dots & \dots & \Gamma_{s_0 g_N} \\ \Gamma_{s_0 g_1} p(g_1) - \eta_n - K_{s_0}(g_1, g_1) & \dots & \dots & \dots & -K_{s_0}(g_1, g_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Gamma_{s_0 g_N} - K_{s_0}(g_N, g_1) & \dots & \dots & p(g_N) - \eta_n - K_{s_0}(g_N, g_N) & \dots \end{vmatrix} = \frac{\Delta(s_0, s; \eta_n)}{\theta(s_0, \eta_n)}. \quad /30/$$

Собственные значения энергии системы находим из уравнения

$$\theta(\eta_n) = 0. \quad /31/$$

Приведем основные уравнения модели для случая четно-четного сферического ядра /11/. Гамильтониан модели запишем в виде

$$H_M = H_{ph} + H_{qph} = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i} - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu i} (-1)^{\lambda-\mu} (Q_{\lambda\mu i}^+ + (-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu i}) \sum_{j_1 j_2} \frac{f^{\lambda}(j_1 j_2) v(\mp)}{\sqrt{\Upsilon_{\lambda i}}} B(j_1, j_2, \lambda-\mu) y_{n,p}^t + h.c., \quad /32/$$

где

$B(j_1 j_2, \lambda\mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle (-1)^{j_2 + m_2} \frac{1}{j_1 m_1 j_2 - m_2}$   
Волновую функцию возбужденного состояния возьмем в виде

$$\Psi_n(JM) = \left\{ \sum_i R_i(Jn) Q_{JM i}^+ + \sum_{\lambda, \mu, i} P_{\lambda_2 \mu_2}^{\lambda_1 i_1}(Jn) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0. \quad /33/$$

Воспользуемся вариационным принципом и найдем следующее секулярное уравнение:

$$\mathcal{F}(\eta_n) = \det | (\omega_{J_i} - \eta_n) \delta_{ii'} - \sum_{\lambda_1 i_1} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J_i) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J_i')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_n} | = 0, \quad /34/$$

где

$$U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J_i) = (\Psi_0^* Q_{JM i} H_{qph} [Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+]_{JM} \Psi_0). \quad /35/$$

Функция  $R_i^2(J_n)$  определяет вклад однофононного состояния  $i$  в нормировку волновой функции /33/, она имеет вид

$$R_i^2(J_n) = - \left( \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\mathcal{F}(\eta)}{M_{ii}} \right)^{-1} \Big|_{\eta = \eta_{J_n}} \quad /36/$$

или

$$R_i^2(J_n) = \frac{M_{ii}^2}{\sum_{i'} (M_{ii'})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1} \frac{(\sum_i M_{ii'})^2 U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (J_i')^2}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2}} - \eta_{J_n}} \quad /37/$$

где  $M_{ii}$  - алгебраическое дополнение определителя уравнения /34/.

В нашем приближении мы трактуем фононы как бозоны, пренебрегая их фермионной структурой, и поэтому мы в некоторой степени нарушаем принцип Паули при построении двухфононных компонент. В<sup>4/</sup> показано, что в рамках квазичастично-фононной модели ядра можно проводить расчеты с "истинными" бозонами. Тогда в каждом приближении строго выполняется принцип Паули. Главное изменение при использовании "истинных" бозонов, по сравнению с данной трактовкой, сводится к смещению энергий двухфононных полосов. Этот эффект можно в значительной мере компенсировать перенормировкой констант  $\kappa_0^{(\lambda)}$ , которые подгоняются по экспериментальным энергиям первых  $\lambda_1^n$  уровней. Кроме того, мы вводим следующие ограничения на волновую функцию /33/. Один из фононов в двухфононной части должен быть коллективным. В результате волновая функция /33/ не содержит компонент с двумя неколлективными фононами, которые как раз нарушают принцип Паули. Поэтому можно утверждать, что неточности расчетов, связанные с нарушением принципа Паули, не превышают других погрешностей наших вычислений.

## 2. НИЗКИЕ И ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Низколежащие неротационные состояния четно-четных деформированных ядер неплохо описываются как двухквазичастичные и однофононные /1,12/. Примеси к двухквазичастичным состояниям с энергиями до 2÷2,5 МэВ невелики /13/. Примеси двухфононных компонент к первым вибрационным состояниям, как правило, не превышают 5÷10% /13/. Учет большого числа двухфононных компонент в волновых функциях первых вибрационных состояний несколько улучшает их описание, вклад однофононной компоненты в условии нормировки превышает 90%.

Ангармоничные эффекты в сферических ядрах играют более важную роль по сравнению с деформированными ядрами. Тем не менее в первых 2<sup>+</sup> и 3<sup>-</sup> состояниях однофононные компоненты являются доминирующими /14/. Учет большого числа двухфононных компонент в волновых функциях 2<sup>+</sup> и 3<sup>-</sup> состояний несколько улучшает их описание. В ряде сферических ядер с незаполненными оболочками при вычислении энергий и волновых функций 2<sup>+</sup> и 3<sup>-</sup> состояний следует учитывать мультиполь-мультипольные силы в канале частица-частица /15/.

Волновые функции низколежащих состояний ядер с нечетным числом нуклонов содержат одноквазичастичные и (квазичастица плюс фонон)-компоненты /1/. Взаимодействия квазичастиц с фононами играют важную роль. Это подтверждается расчетами в /16/ и анализом экспериментальных данных в /17,18/. В деформированных ядрах следует учитывать кориолисовы силы. Одновременный учет взаимодействия квазичастиц с фононами и кориолисовых сил приводит к достаточно хорошему описанию низколежащих состояний /19/. В /20/ показано, что при энергиях 1 МэВ и выше заметную роль играют компоненты волновой функции типа квазичастица плюс два фонона. Взаимодействие квазичастицы с одним определенным фононом можно описать точнее, чем в квазичастично-фононной модели ядра /4/. Однако следует учитывать взаимодействие квазичастиц с большим числом фо-

нонов. Необходимость использования большого фононного пространства возрастает с ростом энергии изучаемых состояний.

Можно сделать вывод, что экспериментальное изучение и теоретическое описание низколежащих состояний сравнительно просто. Это связано с тем, что в их волновых функциях имеется по одной доминирующей компоненте, которая измеряется и описывается.

С ростом энергии возбуждения увеличивается плотность состояний в атомных ядрах и усложняется их структура. Осуществляется переход от простых низколежащих состояний к более сложным состояниям при промежуточных и высоких энергиях возбуждения. Процесс усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения неодинаков для состояний с различными спинами и различен в разных ядрах. При изучении структуры состояний промежуточной и высокой энергии возбуждения в атомных ядрах важную роль играет фрагментация одночастичных состояний, т.е. распределение силы одночастичных состояний по многим ядерным уровням. В моделях независимых частиц и квазичастиц одночастичная сила сконцентрирована на одном уровне. В предельной статистической модели она хаотично распределена по всем ядерным уровням. Между низколежащими состояниями, когда изучаются характеристики каждого отдельного уровня, и состояниями предельной статистической модели, когда исчезла индивидуальность отдельных ядер, в том числе пропал эффект оболочек, лежит большая область промежуточных и высоких энергий возбуждения атомного ядра. Экспериментальное изучение структуры состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения встречает большие трудности. Совершенно ясно, что практически невозможно измерить основные характеристики каждого из многих тысяч уровней. Из-за усложнения структуры состояний необходимо экспериментально измерить большое число характеристик для каждого уровня. Можно утверждать, что теоретически невозможно правильно описать структуру каждого уровня деформированного ядра с энергией возбуждения больше 2-3 МэВ.

Для изучения структуры состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения нужно выяснить основные закономерности фрагментации одноквазичастичных, двухквазичастичных и многоквазичастичных состояний. Реакции одноуклонных передач являются важным инструментом изучения фрагментации одноквазичастичных состояний при промежуточных энергиях возбуждения. В качестве первого шага нужно измерять экспериментально и описывать теоретически силовые функции реакций одноуклонных передач, которые дают сведения о величинах одноквазичастичных компонент, усредненных по ряду возбужденных состояний.

В<sup>/21/</sup> сделана интересная попытка получить сведения о нейтронных силовых функциях в деформированных ядрах. В<sup>/22,23/</sup> получены сведения о фрагментации глубоких дырочных состояний в сферических ядрах. Наибольший интерес представляет экспериментальное измерение силовых функций для реакций одноуклонных передач с фиксированным переданным орбитальным моментом  $l$  или на конечные состояния с фиксированным угловым моментом  $l$ .

При описании характеристик возбужденных состояний сложных ядер нами широко используется метод силовых функций<sup>/4,10,11,24/</sup>. Эффективность этого метода проиллюстрируем при изучении фрагментации одночастичных состояний и при вычислении силовых функций реакций одноуклонных передач в деформированных ядрах.

Волновую функцию нечетного  $N$ -деформированного ядра возьмем в виде<sup>/16/</sup>. Величина  $(C_{s_0}^n)^2$  определяет вклад одночастичного состояния  $s_0$  в нормировку волновой функции<sup>/16/</sup>. Вычисляя энергии состояний  $\eta_n$  и величины  $(C_{s_0}^n)^2$ , мы найдем фрагментацию состояния  $s_0$  по многим ядерным уровням. Поскольку плотность возбужденных состояний велика, то, например, в<sup>/24/</sup> подсчитывались суммы типа  $\sum_n (C_{s_0}^n)^2$  для

состояний, лежащих в интервалах 200 кэВ, и результаты представлялись в виде гистограмм. В таких расчетах находилась энергия каждого состояния, вычис-

лялись компоненты /а их много тысяч/ волновых функций, а использовалось значение только одной из компонент. Из большой полученной информации использовалась только очень малая ее часть. Поэтому возникла необходимость в таком математическом аппарате, с помощью которого можно было бы сразу вычислять распределение нужных величин в выбранном интервале энергий возбуждения. Таким аппаратом явился метод силовых функций, т.е. метод непосредственного вычисления усредненных характеристик без детального расчета каждого состояния.

Вернемся к рассмотрению фрагментации одноквазичастичного состояния. Построим функцию

$$\Phi_{s_0}(\eta) = \sum_n (C_{s_0}^n)^2 \rho(\eta_n - \eta), \quad /38/$$

где

$$\rho(\eta_n - \eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{(\eta - \eta_n)^2 + \Delta^2/4}. \quad /39/$$

Энергетический интервал  $\Delta$  определяет способ представления результатов расчетов. Если взять  $\Delta$  очень малым, то получим огибающие функций  $(C_{s_0}^n)^2$  для каждого состояния  $n$ . Если взять  $\Delta$  достаточно большим, то получим усредненные значения этих величин. Значение  $\Delta$  можно выбрать, например, равным энергетическому разрешению в соответствующем эксперименте. Путем введения величины  $\Delta$  можно эффективно учесть ширины квазисвязанных одночастичных состояний потенциала Саксона-Вудса. Введение параметра  $\Delta$  при вычислении силовых функций можно связать с полуфеноменологическим учетом влияния многофононных компонент волновых функций, которые явно не учитываются. В этом случае стоит задача вычисления значения  $\Delta$ .

Воспользуемся формулой /24/ и представим функцию  $\Phi_{s_0}(\eta)$  в виде

$$\Phi_{s_0}(\eta) = -\sum \left( \frac{\partial \mathcal{F}_{s_0}(\eta)}{\partial \eta} \right)_{\eta=\eta_n}^{-1} \rho(\eta_n - \eta). \quad /38'/$$

Выразим функцию /38'/ через контурный интеграл,

охватывающий полюса, которые суть решения уравнений /31/. В результате получим

$$\Phi_{s_0}(\eta) = \frac{-1}{2\pi i} \frac{\Delta}{2\pi} \int_{l_p} \frac{dz}{\mathcal{F}_{s_0}(z)} \frac{1}{(\eta - z)^2 + (\Delta/2)^2} \quad /40/$$

контур  $l_p$  представлен на рис. 1. Учитывая, что контурный интеграл по окружности бесконечного радиуса

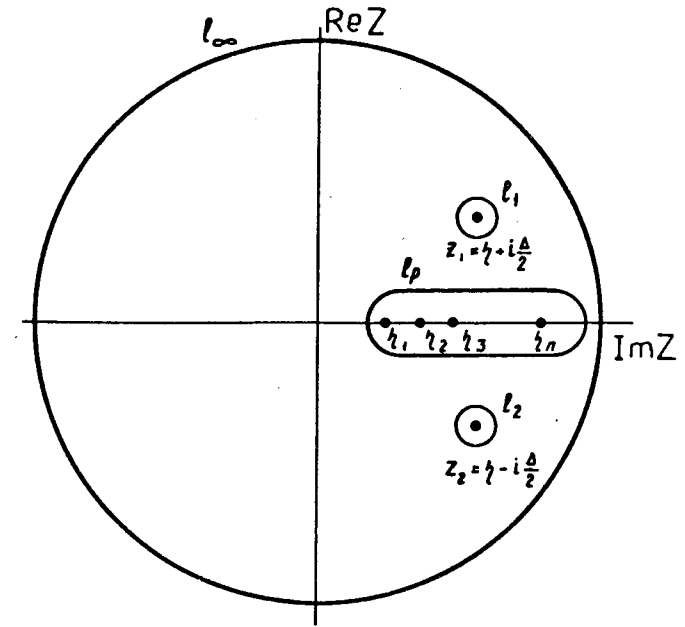


Рис. 1. Контур интегрирования в комплексной плоскости  $z$ .

в комплексной плоскости  $z$  равен нулю, перейдем от интеграла по контуру  $l_p$  к двум контурным интегралам  $l_1$ ,  $l_2$ , охватывающим полюса  $z_1 = \eta + i\Delta/2$ ,  $z_2 = \eta - i\Delta/2$ ,

$$\Phi_{s_0}(\eta) = -\frac{1}{2\pi i} \frac{\Delta}{2\pi} \int_{l_1 + l_2} \frac{dz}{\mathcal{F}_{s_0}(z)} \frac{1}{(\eta - z)^2 + (\Delta/2)^2} \quad /40'/$$

Проведем простые вычисления /10/ и получим

$$\Phi_{s_0}(\eta) = -\frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{\eta-z} \frac{1}{\mathcal{F}_{s_0}(z)} \Big|_{z=\eta \pm i\Delta/2} =$$

$$= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}_{s_0}(\eta + i\Delta/2)} \right\}. \quad /41/$$

Фрагментация одночастичных состояний в нечетных деформированных ядрах изучена в /10,25/. Знание фрагментации одноквазичастичных состояний позволяет вычислять силовые функции нейтронных резонансов и реакций однонуклонных передач, в формулы для которых входят выражения вида

$$\left( \sum_s a_{\ell_I}^{sK} U_s C_s^n \right)^2, \quad /42/$$

$$\left( \sum_s a_{\ell_I}^{sK} V_s C_s^n \right)^2. \quad /42 /$$

Одночастичные волновые функции  $\phi_s^k$  представляются в виде разложения по сферическому базису

$$\phi_s^k = \sum_{N\ell_I} a_{N\ell_I}^{sk} \phi_{N\ell_I}, \quad a_{\ell_I}^{sk} = \sum_N a_{N\ell_I}^{sk}, \quad /43/$$

$U_s, V_s$  - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова.

Введем силовые функции

$$S_{\ell_I}^{pK}(\eta) = \sum_n \rho(\eta_n - \eta) \left| \sum_s a_{\ell_I}^{sK} U_s C_s^n \right|^2, \quad /44/$$

$$S_{\ell_I}^{hK}(\eta) = \sum_n \rho(\eta_n - \eta) \left| \sum_s a_{\ell_I}^{sK} V_s C_s^n \right|^2. \quad /45/$$

Функцию  $S_{\ell_I}^{pK}$  преобразуем следующим образом:

$$S_{\ell_I}^{pK}(\eta) = \sum_n \rho(\eta_n - \eta) \sum_s (a_{\ell_I}^{sK} U_s)^2 (C_s^n)^2 +$$

$$+ \sum_n \rho(\eta_n - \eta) \sum_{\substack{ss' \\ s \neq s'}} a_{\ell_I}^{sK} a_{\ell_I}^{s'K} U_s U_{s'} (C_s^n)^2 \tilde{C}_s^n =$$

$$= - \sum_n \rho(\eta_n - \eta) \sum_s (a_{\ell_I}^{sK} U_s)^2 \left( \frac{\partial \mathcal{F}_s(\eta_n)}{\partial \eta_n} \right)^{-1} -$$

$$- \sum_n \rho(\eta_n - \eta) \sum_{\substack{s,s' \\ s \neq s'}} a_{\ell_I}^{sK} a_{\ell_I}^{s'K} U_s U_{s'} \left( \frac{\partial \mathcal{F}_s(\eta_n)}{\partial \eta_n} \right) \frac{\Delta(s,s';\eta)}{\theta(s,\eta)}.$$

Далее проведем такие же преобразования, как при выводе формулы /41/, и в результате получим

$$S_{\ell_I}^{pK}(\eta) = \frac{1}{\pi} \sum_s (a_{\ell_I}^{sK} U_s)^2 \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}_s(\eta + i\Delta/2)} \right\} +$$

$$+ \frac{2}{\pi} \sum_{s>s'} a_{\ell_I}^{sK} a_{\ell_I}^{s'K} U_s U_{s'} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\Delta(s,s';\eta + i\Delta/2)}{\theta(s;\eta + i\Delta/2)} \right\}. \quad /46/$$

Функция  $S_{\ell_I}^{hk}(\eta)$  получается из /46/ заменой  $U_s, U_{s'}$  на  $V_s, V_{s'}$ .

При вычислении силовых функций не нужно диагонализировать матрицы достаточно высокого порядка, элементы которых есть суммы сложных функций. Нужно вычислять их мнимые части при различных значениях энергий. Это значительно легче, поэтому уменьшается время счета на ЭВМ примерно в  $10^3$  раз. В результате оказывается возможным вычислять различные характеристики многих ядер при промежуточных и высоких энергиях возбуждения.

В настоящее время нами проводятся расчеты фрагментации глубоких дырочных состояний в сферических ядрах, например подболочки  $g_{9/2}$  в изотопах олова и теллура.

### 3. НЕЙТРОННЫЕ И РАДИАЦИОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Приступим к изучению силовых функций для нейтронных резонансов, т.е. для состояний, лежащих несколько выше энергии связи нейтрона  $B_n$ . Особое место нейтронных резонансов связано не с их выделенными физическими свойствами, а с наличием наиболее полных и точных экспериментальных данных.

Нейтронная силовая функция определяется так:

$$S_\ell = \frac{\langle \Gamma_n^\ell \rangle}{\langle D \rangle}, \quad /47/$$

где  $\Gamma_n^\ell$  - нейтронная приведенная ширина,  $D$  - расстояние между уровнями с данными значениями  $I^\pi$ . В наших обозначениях s-, p- и d-волновые функции выражены через функции  $S_{\ell 1}^{pK}(\eta)$  следующим образом /10/:

$$S_0 = (15\kappa\varepsilon B) A^{-1/3} S_{0,1/2}^{p,1/2}, \quad /48/$$

$$S_1 = (5\kappa\varepsilon B) A^{-1/3} \{ S_{1,1/2}^{p,1/2} + S_{1,3/2}^{p,1/2} + S_{1,1/3}^{p,3/2} \}, \quad /49/$$

$$S_2 = (9\kappa\varepsilon B) A^{-1/3} \{ S_{2,3/2}^{p,1/2} + S_{2,5/2}^{p,1/2} + S_{2,3/2}^{p,3/2} + S_{2,5/2}^{p,3/2} + S_{2,5/2}^{p,5/2} \}. \quad /50/$$

Сходный вид имеют формулы для нейтронных силовых функций в случае сферических ядер. В<sup>/26/</sup> рассчитаны s- и p-волновые нейтронные силовые функции для ряда изотопов олова и теллура и получено правильное описание s-волновых функций в районе ее минимума.

В<sup>/10/</sup> рассчитаны s-, p- и d-волновые силовые функции в нечетных деформированных ядрах /четно-четные мишени/. Расчеты выполнены с параметром  $\Delta = 0,4 \text{ МэВ}$ , во многих случаях результаты слабо зависят от величины  $\Delta$ , но если энергия  $\eta = B_n$  находится вблизи локального максимума или минимума, то изменение  $\Delta$  может привести к изменению  $S_\ell$  вплоть до двух раз. Результа-

ты расчетов сильно зависят от коэффициентов  $a_{\ell 1}^{sK}$  в разложении одночастичных волновых функций по сферическому базису. Для квазисвязанных состояний точность расчетов ограничена невысокой точностью вычисления коэффициентов  $a_{\ell 1}^{sK}$ , выполненных в<sup>/27/</sup>. Получено достаточно хорошее описание s- и p-волновых силовых функций для нейтронных резонансов. Приведены также результаты расчетов d-волновых силовых функций, для которых пока имеются только весьма предварительные экспериментальные данные. Согласно результатов наших расчетов с экспериментальными данными не является тривиальным, т.к. расчеты основаны на приближенном вычислении фрагментации одночастичных состояний и не содержат фактически ни одного свободного параметра. Отметим, что в наших расчетах мы не можем претендовать на правильность положения и величину того или иного локального максимума или минимума в зависимости силовой функции от энергии возбуждения.

Вычисление радиационных силовых функций выполним для случая четно-четных сферических ядер. Волновую функцию возбужденного состояния возьмем в виде /33/. Рассмотрим переходы из основных состояний четно-четных ядер в возбужденные состояния с  $I = \lambda$ . При пренебрежении числами  $\sim a^+ a$  в операторе  $\gamma$ -перехода  $B(\lambda)$  - величины выражаются через  $R_i(J_n)$  следующим образом:

$$B(\lambda; 0_{g.s.}^+ \rightarrow \lambda n) = \left| \sum_i R_i(\lambda n) \sqrt{B(\lambda; 0_{g.s.}^+ \rightarrow \lambda i)_{RPA}} \right|^2, \quad /51/$$

где  $B(\lambda; 0_{g.s.}^+ \rightarrow \lambda i)_{RPA}$  - приведенная вероятность  $\gamma$ -перехода, рассчитанная в RPA-приближении. Силовую функцию для  $\gamma$ -переходов из основного состояния четно-четного ядра на уровни с  $I = \lambda$  в энергетическом интервале  $\eta - \Delta/2, \eta + \Delta/2$  запишем в виде

$$B(\lambda^+; \eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_n \frac{B(\lambda; 0_{g.s.}^+ \rightarrow \lambda n)}{(\eta - \eta_{\lambda n})^2 + \Delta^2/4}, \quad /52/$$

где суммирование  $n$  проводится по уровням, лежащим в интервале от  $\eta - \Delta/2$  до  $\eta + \Delta/2$ . Проведем такого же типа преобразования, как при выводе формулы /41/, и в результате для  $E\lambda$ -переходов получим

$$B(E\lambda^{\uparrow}; \eta) = \frac{e^2}{2\pi} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\mathcal{Q}^2(\eta + i\Delta/2)}{\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)} \right\}, \quad /53/$$

где

$$\mathcal{Q}^2(\eta) = \sum_{ii'} M_{ii'} \mathcal{Q}_i \mathcal{Q}_{i'}, \quad /54/$$

$$\mathcal{Q}_i = \frac{1}{\sqrt{Y_{\lambda_i}}} \left\{ e^{(\lambda)} X^{\lambda_i}(n) + (1 + e^{(\lambda)}) y_p^{\lambda_i} X^{\lambda_i}(p) \right\}, \quad /54'/$$

здесь обозначения сходны с /15/, /15'/ для деформированных ядер,  $e^{(\lambda)}$  - эффективный заряд,

$$B(M\lambda, \eta) = \frac{1}{2\pi} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\mathcal{Q}_M^2(\eta + i\Delta/2)}{\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)} \right\}, \quad /55/$$

где

$$\mathcal{Q}_M^2(\eta) = \sum_{ii'} M_{ii'} L_i L_{i'}, \quad /56/$$

$$L_i = \sum_{j_1 j_2} \sum_{n,p} \frac{(-1)^{j_1+j_2-1}}{\sqrt{2Y_{\lambda_i}}} \frac{f_1^{\lambda}(j_1 j_2) (U_{j_1 j_2}^{(-)})^2 \epsilon(j_1 j_2) g_{n,p}}{\epsilon^2(j_1 j_2) - \omega_{\lambda_i}^2} \times$$

$$\times \left[ (g_s^{(n,p)})_{\text{eff}} \sigma_{j_1 j_2} + (g_l^{(n,p)})_{\text{eff}} \ell_{j_1 j_2} \right]. \quad /56'/$$

Широко используются следующие определения радиационных силовых функций:

$$\langle k(E\lambda) \rangle = \frac{\sum_{n \in \Delta} \Gamma_{\gamma 0}(E\lambda, \eta_{\lambda n})}{E^{2\lambda+1} \Delta A^{2\lambda/3}} (M\Delta V)^{-(2\lambda+1)}, \quad /57/$$

$$\sum_{n \in \Delta} \Gamma_{\gamma 0}(E1, \eta_{\lambda n}) = 0,35 \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \eta^3 b(E1, \eta) d\eta (M\Delta V), \quad /58/$$

$$\sum_{n \in \Delta} \Gamma_{\gamma 0}(E2, \eta_{\lambda n}) = 1,61 \cdot 10^{-7} \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \eta^5 b(E2, \eta) d\eta (M\Delta V), \quad /58'/$$

$$\langle k(M1) \rangle = \frac{\sum_{n \in \Delta} \Gamma_{\gamma 0}(M1, \eta_{1n})}{E^3 \Delta} (M\Delta V)^{-3}, \quad /59/$$

$$\sum_{n \in \Delta} \Gamma_{\gamma 0}(M1, \eta_{1n}) = 3,76 \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \eta^3 b(M1, \eta) d\eta (M\Delta V). \quad /59'/$$

Здесь  $E$  - энергия, при которой вычисляется силовая функция,  $B(M1, \eta)$  берется в единицах  $(\frac{e\hbar}{2mc}) M\Delta V^{-1}$ .

Среднее сечение дипольного фотопоглощения имеет вид

$$\sigma_{\gamma t}(E) = 4,025 \frac{E}{\Delta} \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} b(E1, \eta) d\eta \text{ мб}. \quad /60/$$

Для энергии взвешенного правила сумм (EWSR) в энергетическом интервале  $\Delta$  мы используем следующее выражение:

$$S_{\Delta}(E) = \sum_{n \in \Delta} \eta_n B(E\lambda, \eta_{\lambda n}) = \int_{E-\Delta/2}^{E+\Delta/2} \eta b(E\lambda, \eta) d\eta. \quad /61/$$

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитана фрагментация однофононных состояний, что дает возможность вычислять приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов из основных состояний четно-четных ядер. В<sup>28/</sup> показано, что благодаря фрагментации появляются



$\Gamma$ -состояния с заметными однофононными компонентами при энергии 4 МэВ и выше в сферических ядрах. Они определяют E1-силовые функции. Рассчитанные в [28] и экспериментальные значения E1- и E2-радиационных силовых функций приведены в табл. 1. В расчетах нет

Таблица 1

Радиационные E1- и E2-силовые функции

Ядро	E, МэВ	E $\lambda$	$\langle K(E\lambda) \rangle \times 10^9 \text{ МэВ}^{-(2\lambda+1)}$		
			Эксперимент	Ссылка	Расчет
$^{56}\text{Fe}$	11,2	E1	1,7	29	1,7
$^{90}\text{Zr}$	8,7	E1	3,25		2,2
	10,0	E1	5,1	30	5,1
	11,3	E1	6,24		7,2
	11,9	E1	7,1		9,6
$\text{Sn}$	6,4	E1	5,02		3,2
	7,0	E1	4,2	30	4,6
	8,6	E1	8,35		9,5
$^{136}\text{Ba}$	9,1	E2	$1,02 \times 10^{-4}$	31	$1,2 \times 10^{-4}$
$^{138}\text{Ba}$	8,6	E1	4,0	32	3,9
$^{140}\text{Ce}$	9,08	E1	2,2	32	2,1

свободных параметров, т.к. константы взаимодействия определяются GDR и энергией 2<sup>+</sup> уровней. Расчеты выполнены с  $\Delta = 0,2 \text{ МэВ}$ , значительное увеличение  $\Delta$  изменяет результаты расчетов не более чем в 2 раза. Следует подчеркнуть очень хорошее согласие результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными.

$\nu^{33}$  вычислены M1-силовые функции. Результаты расчетов с  $\kappa_{1\sigma}^{(1)}$ , определенной формулой [11],  $\kappa_{0\sigma}^{(1)} = 0$  /что следует из-за перенормировки тензорными силами/,  $\kappa_{0\sigma}^{(1)} = \frac{1}{2} \kappa_{1\sigma}^{(1)}$ ,  $(g_s^{n,p})_{\text{eff}} = 0,8g_s^{n,p}$  и  $\Delta = 0,6 \text{ МэВ}$ ,

представлены в табл. 2. На рис. 2 приведены силовые функции  $b(M1; E)$  для  $^{124}\text{Te}$ . Выбор констант  $\kappa_{1\sigma}^{(1)}$  и  $\kappa_{0\sigma}^{(1)}$  содержит определенный произвол, который

Таблица 2

M1-радиационные силовые функции

Ядро	$B_{\pi}$ , МэВ	$\langle K(M1) \rangle \times 10^9 \text{ МэВ}^{-3}$			
		расчет		Опыт	
		$\kappa_{0\sigma}^{(1)} = 0$	$\kappa_{0\sigma}^{(1)} = 0,5 \kappa_{1\sigma}^{(1)}$		
$^{58}\text{Ni}$	12,2	0,57	0,54		
$^{60}\text{Ni}$	11,4	0,14	0,19		
$^{90}\text{Zr}$	11,99	1,0	0,4		
$^{118}\text{Sn}$	9,33	4,5	2,6		
$^{120}\text{Sn}$	9,11	8,9	9,5		
$^{124}\text{Te}$	9,41	18,2	14,9		
$^{126}\text{Te}$	9,09	30	22		
$^{136}\text{Ba}$	9,1	47	10	$20 \pm 7$ (80)	31
$^{138}\text{Ba}$	8,54	44	37	$90 \pm 35$	32
$^{140}\text{Ce}$	9,1	22	20	37	32
$^{142}\text{Nd}$	9,8	3,1			
$^{144}\text{Nd}$	7,83	12	34		

влияет на энергетическое положение гигантского дипольного магнитного резонанса. Увеличение вероятностей M1-переходов в ряде ядер обусловлено нахождением M1-гигантского резонанса вблизи  $B_{\pi}$ . Это приво-

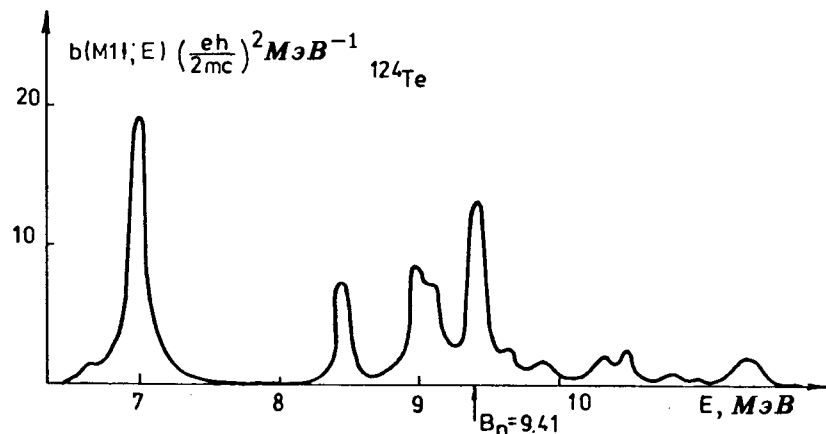


Рис. 2. Силовая функция  $b(M1\uparrow, E)$  для  $^{124}\text{Te}$ .

дит к тому, что в этих ядрах приведенные вероятности  $E1$ - и  $M1$ -переходов оказываются близкими друг к другу.

Согласно расчетам <sup>/33/</sup>, гигантские  $M1$ -резонансы в сферических ядрах достаточно узкие, они находятся, как правило, в энергетическом интервале 1-2 МэВ. Это согласуется с результатами экспериментов по возбуждению  $M1$ -резонансов в реакциях с электронами <sup>/34/</sup>. Поскольку при переходе от одного изотопа к другому значительно меняется энергия связи нейтрона  $B_n$ , то следует ожидать значительного уменьшения  $M1$ -силовых функций в тех изотопах, у которых  $B_n$ -величина лежит вне максимума  $M1$ -резонанса. Было бы интересно изучить зависимость  $b(M1\uparrow; E)$  от энергии возбуждения путем изучения  $(\gamma, n)$ -реакций на нескольких изотопах олова и церия.

В настоящее время проводятся расчеты силовых функций  $E\lambda$ - и  $M\lambda$ -переходов в нечетных  $A$  сферических ядрах. Вероятности  $\gamma$ -переходов в нечетных  $A$ -ядрах на одноквазичастичные низколежащие состояния обусловлены фрагментацией одноквазичастичных и (квазичастица плюс фонон)-состояний. Эти расчеты позволяют выяснить роль валентных переходов, для которых нами получены пока только качественные оценки <sup>/35/</sup>.

В отличие от парциальных радиационных ширин полные радиальные ширины слабо изменяются с ростом энергии возбуждения при переходе от одного энергетического интервала к другому. Это связано с тем, что в полные ширины входят  $\gamma$ -переходы на многие низколежащие уровни. Поэтому фактически каждая /из многих тысяч/ компонента волновой функции нейтронного резонанса дает вклад в полную вероятность  $\gamma$ -перехода. В полные радиационные ширины дают вклад многоквачастичные компоненты волновых функций нейтронных резонансов.

#### 4. ГИГАНТСКИЕ МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Можно ожидать, что среди высоковозбужденных состояний, т.е. состояний, лежащих выше энергии связи одного нуклона в сложных ядрах, проявится большее разнообразие их свойств по сравнению с низколежащими состояниями. Следует подчеркнуть, что изучение структуры высоковозбужденных состояний находится в начальной стадии. Большой прогресс достигнут в изучении состояний с очень высокими спинами. Особенности фрагментации малоквазичастичных компонент проявляются в виде гигантских мультипольных резонансов. Глобальные характеристики гигантского дипольного резонанса исследованы достаточно хорошо во многих ядрах, от легких до самых тяжелых. В последние годы экспериментально изучаются другие мультипольные резонансы <sup>/36-42/</sup>. Различными методами вычисляются характеристики гигантских мультипольных резонансов <sup>/43-52/</sup>. В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны характеристики гигантских мультипольных резонансов в сферических и деформированных ядрах <sup>/3,11,28,33,52-59/</sup>.

Считается, что форма гигантских мультипольных резонансов хорошо описывается формулой Брейта-Виг-

нера с шириной  $\Gamma$ . Такая форма получается в предположении, что резонанс образуется одним коллективным состоянием. На основании расчетов можно утверждать, что в сложных ядрах гигантский мультипольный резонанс формируется многими коллективными состояниями. Благодаря фрагментации число таких состояний столь велико, что создается впечатление одного резонанса. Гигантские мультипольные резонансы в сложных ядрах имеют сложную форму, и для них нельзя точно определить ширину  $\Gamma$ . Поэтому правильнее вводить не ширины, а энергетические области нахождения гигантских мультипольных резонансов. Понятие ширины  $\Gamma$  имеет условный характер. Тем более, что гигантские резонансы представляют собой огибающие большого числа состояний с малыми собственными ширинами. Обычно используемые ширины  $\Gamma$  гигантских мультипольных резонансов не связаны с временами жизни состояний, лежащих в областях их расположения.

При вычислении гигантских мультипольных резонансов в однофононном приближении в сферических ядрах находят правильное положение резонанса, но не получают правильных величин ширины резонансов. Для описания ширины резонансов необходимо рассчитать фрагментацию однофононных состояний по многим уровням и найти силовые функции  $b(E\lambda, E)$ , характеризующие области нахождения гигантских мультипольных резонансов. Такие расчеты выполнены в /11,28/. Волновая функция возбужденного состояния берется в виде /33/. В ней учитывается до 20 однофононных членов и порядка  $10^4$  двухфононных членов. Силовая функция  $b(E\lambda, E)$  вычисляется по формуле /53/. На основании расчетов можно сделать вывод, что для описания формы гигантских мультипольных резонансов нужно учитывать не только сильно коллективизированные низколежащие фононы, но также большое число слабо коллективизированных фононов, т.е. нужно большое фононное пространство.

Важную роль взаимодействия квазичастиц с фононами продемонстрируем на расчетах гигантского изовекторного дипольного резонанса в  $^{124}\text{Te}$ . Расчеты в однофононном приближении, результаты которых представ-

лены на рис. 3а, показывают, что гигантский  $E1$ -резонанс в  $^{124}\text{Te}$  образован большим числом коллективных состояний, появляющихся в области  $12\div 19$  МэВ. При этом, если однофононные  $1^-$  состояния в  $^{124}\text{Te}$  с энергией до 30 МэВ исчерпывают 98% энергии взвешенного правила сумм (EWSR), то на коллективные состояния в интервале  $12\div 20$  МэВ приходится 84% EWSR,

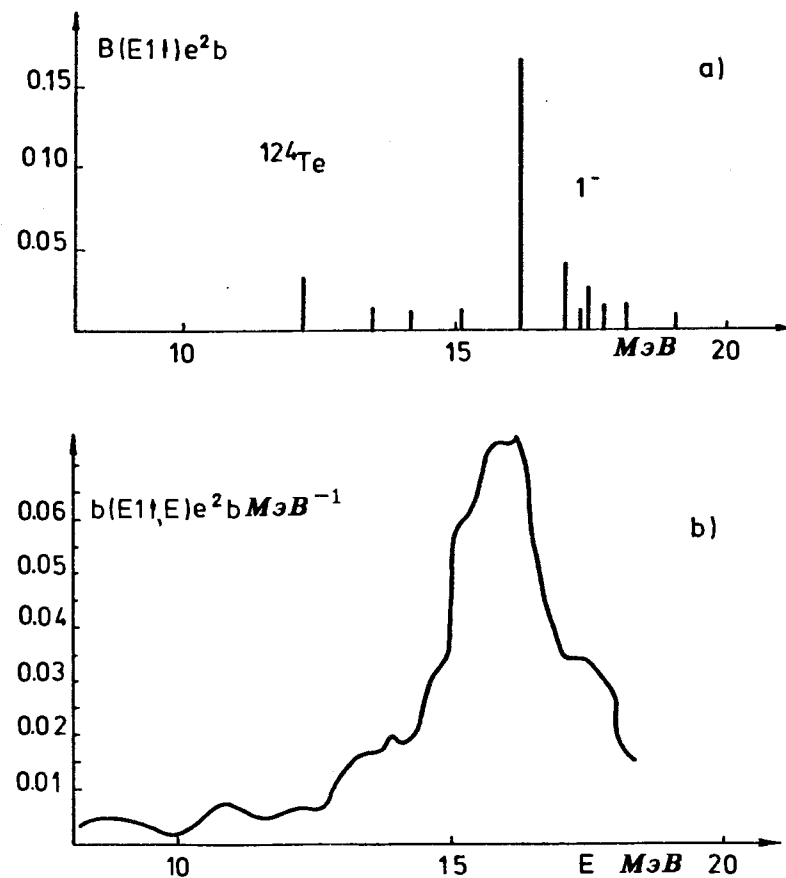
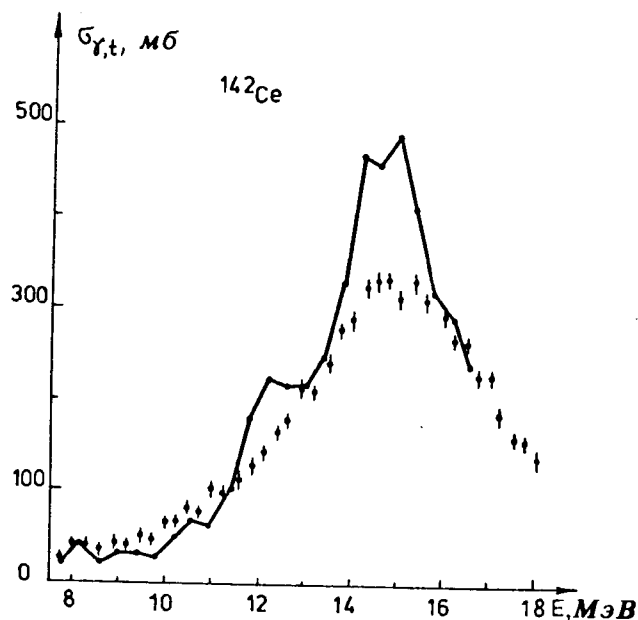


Рис. 3. Дипольный изовекторный резонанс в  $^{124}\text{Te}$ : а/ расчеты в однофононном приближении, б/ расчеты с  $\Delta = 0,4$  МэВ, учитывающие взаимодействия квазичастиц с фононами.

а самое коллективное из них /с энергией возбуждения  $16,2 \text{ МэВ}$ / исчерпывает  $57\%$  EWSR. Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к заметному уширению резонанса. Это можно видеть на *рис. 36*. Из сравнения с экспериментальными данными /60/ следует, что получено правильное описание положения, ширины и формы гигантского дипольного резонанса (GDR). Более высокий центральный пик и более сильное проявление тонкой структуры в расчетах по сравнению с опытом, по-видимому, связано с тем, что в волновой функции /33/ не учтены многофононные компоненты.

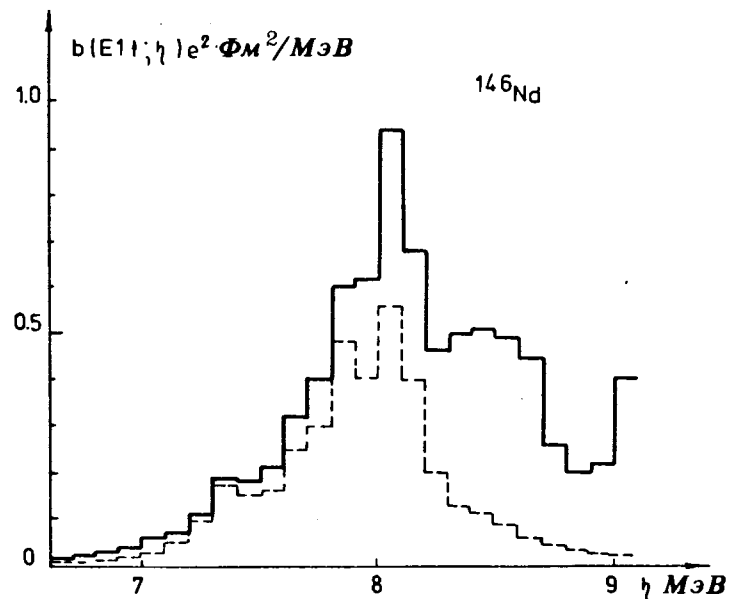
Для непосредственного сравнения с экспериментальными данными в /28/ вычислены по формуле /60/ полные сечения дипольного фотопоглощения. На *рис. 4* приве-



*Рис. 4.* Сечение фотопоглощения  $\sigma_{\gamma,t}$  для  $^{142}\text{Ce}$ . Точки, соединенные сплошными линиями, - расчет с  $\Delta = 0,4 \text{ МэВ}$ ; точки с ошибками - экспериментальные данные из /60/.

дены результаты расчетов, выполненных в /28/, и экспериментальные данные, полученные в /60/. Из рисунка видно, что получено правильное описание ширины гигантского дипольного резонанса в  $^{142}\text{Ce}$ .

В рамках квазичастично-фононной модели ядра можно изучить влияние GDR на радиационные  $E1$  силовые функции. В /28/ изучено влияние GDR на радиационные силовые функции  $b(E1, \eta)$  в энергетическом интервале  $6 \div 10 \text{ МэВ}$  для многих ядер от Zr до Nd. Сначала рассчитывается  $b(E1, \eta)$  с волновой функцией /33/, в однофононной части которой включены только решения, лежащие в интервале  $6 \div 10 \text{ МэВ}$ . Функции  $b(E1, \eta)$  определяются фрагментацией однофононных состояний, энергия которых лежит в рассматриваемом интервале. Результаты расчетов, в которых не учитывался GDR, для  $^{146}\text{Nd}$  представлены на *рис. 5* штриховыми



*Рис. 5.* Гистограмма силовой функции  $b(E1, \eta)$  в  $^{146}\text{Nd}$ . Расчет с учетом GDR - сплошные линии; расчет без учета - штриховые линии.

линиями. Далее рассчитываются  $b(E1, \eta)$ -величины в этих же энергетических интервалах, но с волновой функцией /33/, в однофононной части которой в дополнение к ранее учитываемым RPA- решениям включены однофононные состояния, образующие GDR. Разница в поведении функций  $b(E1^\uparrow, \eta)$ , рассчитанных с включением GDR и без него, определяет влияние GDR на  $E1$ -радиационные силовые функции. В  $^{146}\text{Nd}$  GDR оказывает большое влияние на  $E1$ -силовую функцию, это влияние растёт с увеличением энергии возбуждения.

Изучение влияния GDR на  $E1$ -силовые функции сделано в /28/ путем вычисления суммы  $S_\Delta(E)$  по формуле /61/ с учетом и без учета GDR. Результаты расчетов представлены в табл. 3. Функции  $S_\Delta(0)$  рассчитаны с однофононными состояниями, лежащими в интервале  $\Delta E$ . Функции  $S_\Delta(\text{GDR})$  вычислены с дополнительным учетом фононов, образующих GDR. Из табл.3 видно, что в  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{118}\text{Sn}$  влияние GDR на  $b(E1^\uparrow, \eta)$  мало. В  $^{90}\text{Zr}$  существенное увеличение  $S_\Delta(0)$  в интервале  $8 \pm 10 \text{ МэВ}$  происходит, если учесть однофононные состояния, лежащие выше  $10 \text{ МэВ}$  и ниже GDR. Так же мало влияние GDR в других изотопах олова. Влияние GDR на функции  $b(E1^\uparrow, \eta)$  в области энергии связи нейтрона  $B_n$  в полумагических ядрах невелико. В этих ядрах функции  $b(E1^\uparrow, \eta)$  в значительной степени определяются фрагментацией однофононных состояний, лежащих вблизи  $B_n$ .

Из табл. 3 видно, что по мере удаления от заполненных оболочек увеличивается влияние GDR на  $b(E1^\uparrow, \eta)$ . Так, в  $^{144}\text{Nd}$  и  $^{146}\text{Nd}$  функция  $S_\Delta(\text{GDR})$  более чем в 2 раза больше  $S_\Delta(0)$ . Влияние GDR не сводится к общему подъему функции  $b(E1^\uparrow, \eta)$ . Учет GDR ведет к подъему локальных максимумов. В результате функция  $b(E1^\uparrow, \eta)$  в зависимости от энергии возбуждения сильнее отклоняется от монотонной.

В /28/ вычислены полные сечения фотовозбуждения  $\sigma_{\gamma t}$  и результаты сравнены с соответствующими экспериментальными данными /61/ и с поведением лоренцевой кривой. Поведение полного сечения дипольного фотопоглощения в зависимости от энергии возбуждения силь-

но отличается от хода лоренцевой кривой. Поэтому можно утверждать, что представление сечения фотопоглощения в районе  $B_n$  в виде лоренцевой кривой является очень грубым. В поведении полных сечений фотопоглощения в зависимости от энергии возбуждения достаточно четко наблюдаются подструктуры /локальные максимумы/. Из расчетов следует, что такие подструктуры в сечениях должны существовать. Однако точность расчетов такова, что нельзя претендовать на то, чтобы предсказать достаточно точно энергии, при которых должны находиться подструктуры.

Приведем результаты расчетов гигантских мультипольных резонансов в деформированных ядрах, выполненных в /52-56/ в однофононном приближении. Секулярные уравнения для описания однофононных состояний и силовые функции  $\gamma$ -переходов определены формулами /8/ и /52/. Явный вид формулы дан в /4,82/.

Изучение гигантского дипольного резонанса выполнено в /53/. В однофононном приближении гигантский резонанс в деформированных ядрах образуется большим числом отдельных возбуждений, которые, в основном, определяют его ширину. Из расчетов следует, что вполне четко проявляется расщепление гигантского дипольного резонанса по компонентам с  $K=0$  и  $K=1$ . Согласие с экспериментальными данными, полученными в /63/, достаточно хорошее.

Гигантские квадрупольные резонансы изучены в /3,54/. Силовые функции  $b(E2, \eta)$  для переходов из основных состояний четно-четных ядер на возбужденные состояния с  $1^\pi = 2^+$  и  $K = 0, 1, 2$  рассчитаны с эффективными зарядами  $e_n^{(2)} = e_p^{(2)} = 0$ ,  $\Delta = 0,4 \text{ МэВ}$ . Расчеты показывают, что в ядрах редкоземельной области энергия изоскалярного резонанса - около  $12 \text{ МэВ}$ , изовекторного - около  $30 \text{ МэВ}$ . В области актинидов изоскалярный резонанс расположен в районе  $10 \text{ МэВ}$ , изовекторный - в районе  $28 \text{ МэВ}$ . Результаты расчетов энергий изоскалярных резонансов согласуются с имеющимися экспериментальными данными /64-67/. Положение изовекторного резонанса определяется величиной  $\kappa_1^{(2)}$ . В деформированных ядрах гигантские квадрупольные

Таблица 3

Влияние GDR на функции  $S_{\Delta}$ 

Ядро	Число однофоновых компонент в (33)	Энергет. интервал (МэВ), в котором лежат однофоновые компоненты	Энергет. интервал (МэВ), по которому проводится суммирование в $S_{\Delta}$	$S_{\Delta}$ $e^2 fm^2 MeV$	$\frac{S_{\Delta}(GDR)}{S_{\Delta}(0)}$
$^{90}Zr$	9	8 - 13	8 - 13	9,43	1,19
	10	8-13; 16		11,2	
$^{118}Sn$	4	6 - 10	6 - 10	1,83	1,09
	14	6 - 16		1,99	
$^{124}Te$	6	8 - 11	8 - 11	2,95	1,3
	14	8 - 16		3,82	
$^{136}Ba$	8	8,3 - 10,3	8,3 - 10,3	8,6	1,67
	14	8,3 - 15		14,3	
$^{138}Ba$	6	7 - 9	7 - 9	10,4	1,5
	14	7 - 15		15,5	
$^{140}Ce$	5	8 - 10	8 - 10	5,03	1,33
	14	8 - 15		6,68	
$^{142}Ce$	4	8 - 9,2	4,0 - 9,2	9,34	1,74
	14	8 - 14,9		16,25	
$^{142}Nd$	6	8,4 - 11,3	8,8 - 11,3	15,2	1,52
	14	8,4 - 15,8		23,1	
$^{144}Nd$	3	7 - 9	7 - 9	4,12	2,4
	14	7 - 15,9		9,97	
$^{146}Nd$	4	7,5 - 9	6,5 - 9	3,0	2,2
	14	7,5 - 15		6,6	

польные резонансы состоят из смеси компонент с  $K=0,1$  и  $2$ . Положения максимумов резонансов с  $K=0,1,2$  не совпадают, и это приводит к уширению изоскалярного и изовекторного резонансов в деформированных ядрах по сравнению со сферическими ядрами, что согласуется с экспериментальными данными [64-66]. Силовые функции  $b(E2, \eta)$  для  $^{170}Yb$  представлены на рис. 6. Из этого рисунка видно, что  $K=0$  компонента квадрупольного резонанса расположена несколько ниже и фрагментирована в широкой области, максимумы  $K=1$  и  $K=2$  компонента квадрупольного резонанса практически совпадают.

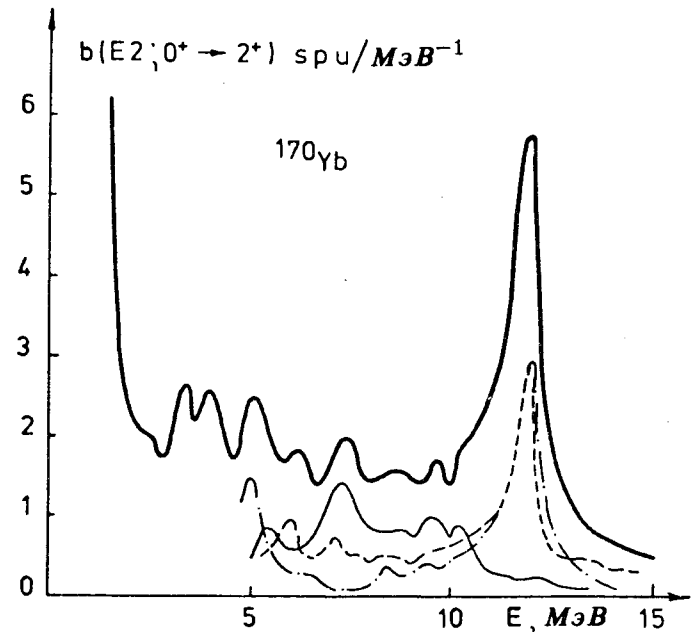


Рис. 6. Квадрупольный изоскалярный резонанс в  $^{170}Yb$ . Расчеты выполнены с  $\Delta = 0,5$  МэВ и  $\kappa_1^{(2)} = 1,5 \kappa_0^{(2)}$ ;

функции  $b(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2^+ K)$  на состоянии с  $K=0$  обозначены тонкой сплошной кривой, на состоянии с  $K=1$  - штриховой кривой, на состоянии с  $K=2$  - штрих-пунктирной кривой; сумма их - толстой сплошной линией.

Для квадрупольных резонансов имеет место не расщепление резонанса по разным  $K$ , а его уширение. Ширина изоскалярного квадрупольного резонанса колеблется в интервале  $1,5 \div 2,5$  МэВ, а изовекторного - в интервале  $3 \div 6$  МэВ. Результаты наших расчетов отличаются от расчетов в /68/, в которых получено расщепление гигантского квадрупольного резонанса.

Гигантский октупольный резонанс исследован в /55/. Можно утверждать, что имеется три пика гигантских октупольных резонансов: низкоэнергетический октупольный резонанс (LEOR), изоскалярный и изовекторный. В октупольный резонанс дают вклады состояния с  $K = 0, 1, 2, 3$ , которые приводят к его уширению. Учитываются возбуждения частица-дырка с  $\Delta N = 1, 3, 5, 7 / N$  главное осцилляторное квантовое число/. Полные вклады в модельное энергии взвешенное правило сумм (EWSR) составляют возбуждения с  $\Delta N = 1$  порядка 40%, с  $\Delta N = 3$  - порядка 60%. Доля возбуждений с  $\Delta N = 5, 7$  очень мала. Конфигурационное пространство взято настолько большим, что исчерпывается 80-90 % безмодельного EWSR. Рассчитанные положение и ширина изовекторного гигантского октупольного резонанса в  $^{238}\text{U}$  находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными в /69/. LEOR экспериментально обнаружен в /70/, где показано, что в ряде сферических и деформированных ядер вклад LEOR в изоскалярное EWSR составляет 10-20%. Расчеты в /11/ для сферических ядер хорошо объясняют экспериментальные данные по LEOR. В деформированных ядрах вклад в изоскалярное EWSR от области  $2,5 \div 7,5$  МэВ составляет 12%.

Большой интерес представляет изучение коллективных состояний высокой мультипольности. В /56/ рассчитаны гигантские  $E\lambda$ -резонансы с  $\lambda = 4, 5, 6$  и 7.

Силовая функция  $b(E4; 0^+ \rightarrow 4^+)$  для  $^{166}\text{Er}$ , рассчитанная со значением  $\kappa_1^{(4)}$ , данным формулой /10/, и с тремя значениями  $\kappa_0^{(4)}$ , представлена на рис. 7. Из этого рисунка видно, что уменьшение  $\kappa_0^{(4)}$  на 17% приводит к уменьшению коллективности состояний с энергией менее 15 МэВ. Дальнейшее уменьшение  $\kappa_0^{(4)}$  еще в 9 раз приводит к небольшому снижению  $b(E4; 0^+ \rightarrow 4^+)$

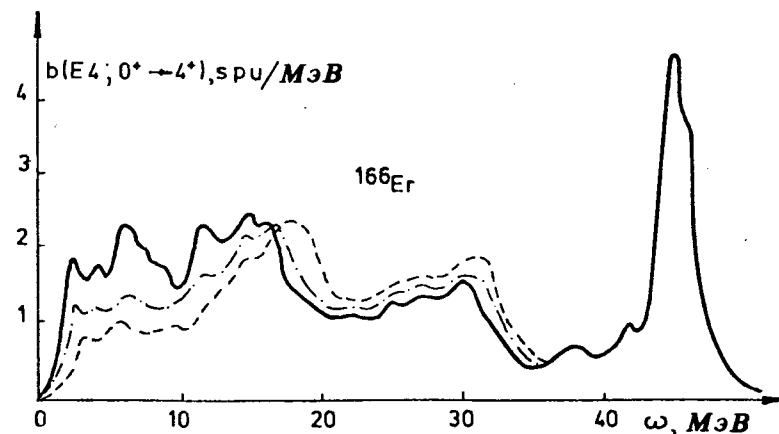


Рис. 7. Силовая функция  $b(E2; 0^+ \rightarrow 4^+)$  в  $^{166}\text{Er}$ , рассчитанная с  $\kappa_1^{(4)} = -2,3 \cdot 10^{-6}$  МэВ·Фм<sup>-8</sup> и следующими значениями  $\kappa_0^{(4)}$ :  $4,2 \cdot 10^{-7}$  МэВ·Фм<sup>-8</sup> /сплошная кривая/,  $3,5 \cdot 10^{-7}$  МэВ·Фм<sup>-8</sup> /штрих-пунктирная кривая/,  $4 \cdot 10^{-8}$  МэВ·Фм<sup>-8</sup> /пунктирная кривая/.

при энергии ниже 18 МэВ. Можно утверждать, что гигантский изоскалярный гексадекапольный резонанс расположен при энергиях  $12 \div 18$  МэВ, он дает вклад в EWSR около 10%. Имеется ветвь изоскалярного резонанса при энергии 30 МэВ. Гигантский изовекторный резонанс расположен при энергии  $40 \div 50$  МэВ, он дает вклад в EWSR около 40%. Силовая функция  $b(E5; 0^+ \rightarrow 5^-)$  для  $^{166}\text{Er}$  представлена на рис. 8. Из рисунка видно, что при  $\kappa_0^{(5)}$ , определяемом /9/ и на 22% меньшем, проявляются коллективные состояния при энергии 7 МэВ. Поэтому существование низкоэнергетического ( $\lambda=5$ )-резонанса представляется правдоподобным. В области энергий  $10 \div 25$  МэВ расположен изоскалярный ( $\lambda=5$ )-резонанс, его вклад в EWSR - порядка 18%. Достаточно четко проявляется изовекторный резонанс.

В отличие от изоскалярных квадрупольного и октупольного резонансов изоскалярные  $E4$ - и  $E5$ -резонансы расположены в более широкой энергетической области ( $10 \div 30$  МэВ). Уширение изоскалярных ( $\lambda=4$ )- и ( $\lambda=5$ )-

резонансов объясняется вкладом большего числа проекций  $K$  и большего числа осцилляторных оболочек. Несомненный интерес представляет экспериментальное изучение состояний высокой мультипольности.

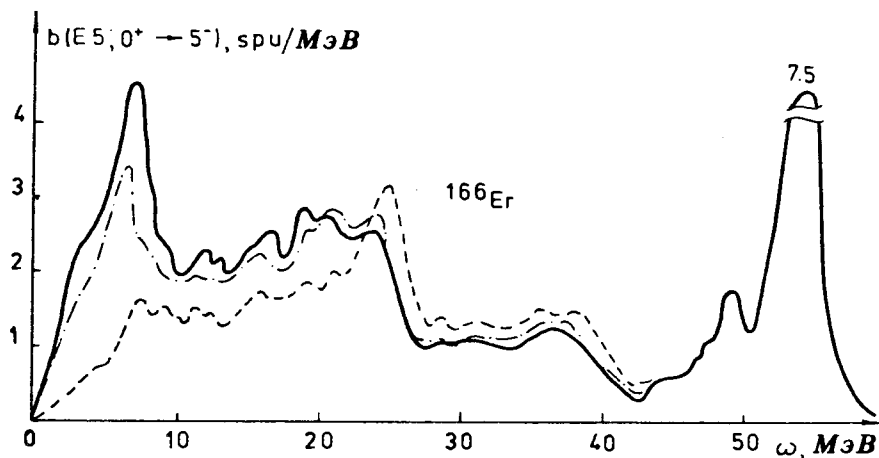


Рис. 8. Силовая функция  $b(E5; 0^+ \rightarrow 5^-)$  в  $^{166}\text{Er}$ , рассчитанная с  $\kappa_{1(5)}^{(5)} = -6,3 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-10}$  и следующими значениями  $\kappa_{0(5)}^{(5)}$ :  $9,6 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-10}$  /сплошная кривая/,  $7,5 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-10}$  /штрих-пунктирная кривая/,  $2 \cdot 10^{-10} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-10}$  /пунктирная кривая/.

Расчеты ширины гигантских мультипольных резонансов выполнены в  $^{53-56}$  в деформированных ядрах в рамках РРА-метода. Представляет интерес выяснить влияние фрагментации однофононных состояний на силовые функции  $b(E\lambda, \eta)$  и на соответствующие ширины. Расчеты силовых функций  $b(E\lambda, \eta)$ , определяемых формулой типа /53/, для гигантских дипольного, изоскалярных квадрупольного и октупольного резонансов в  $^{154}\text{Sm}$  выполнены в  $^{71}$ . Волновая функция возбужденного состояния взята в виде /33/, и учтена специфика деформированного ядра. Расчеты выполнены в случае довольно сильно ограниченного фононного пространства. Расчеты показывают, что учет взаимодействия квазичастиц с фонона-

ми приводит к фрагментации однофононных состояний и перераспределению силы резонанса внутри области его существования. Однако учет взаимодействия квазичастиц с фононами в  $^{154}\text{Sm}$  не привел к увеличению ширины вышеупомянутых резонансов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Малоквазичастичные компоненты волновых функций высоковозбужденных состояний составляют очень малую часть в нормировке волновых функций. В  $^{72}$  проанализированы нейтронные и парциальные радиационные силовые функции и показано, что вклад малоквазичастичных компонент в нормировку волновых функций нейтронных резонансов составляет  $10^{-4} - 10^{-6}$  часть. В  $^{72}$  продемонстрировано, что практически вся экспериментальная информация о структуре нейтронных резонансов относится к малоквазичастичным компонентам их волновых функций. Это значит, что даже для таких сравнительно хорошо изученных состояний, как нейтронные резонансы, мы располагаем очень малой частью информации об их структуре.

В  $^{73}$  поставлен вопрос о выяснении величин многоквзичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний, в том числе нейтронных резонансов. Было высказано предположение, что волновые функции состояний промежуточной энергии возбуждения и нейтронных резонансов имеют достаточно большие многоквзичастичные компоненты. Это связано с тем, что взаимодействия между квазичастицами и взаимодействие квазичастиц с фононами при этих энергиях не в состоянии так же сильно фрагментировать многочастичные состояния, как одночастичные.

Пути экспериментального обнаружения больших многоквзичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов обсуждены в  $^{6, 24, 73}$ . В настоящее время наиболее доступным способом определения величин наибольших многоквзичастичных компонент является изучение  $M1, E1$ - и  $E2$ -переходов с нейтронных резо-



нансов на состояния с энергией на  $1,0 \div 1,5$  МэВ меньше. Возможно, вероятности таких переходов можно оценить при изучении последующего  $\alpha$ -распада возбужденного состояния, деления или вылета нейтрона. Наблюдение таких  $\gamma$ -переходов или  $\gamma$ -каскадов, приведенные вероятности которых близки к одночастичным, является свидетельством существования больших многоквартичных компонент в волновых функциях нейтронных резонансов. Сведения о величинах отдельных четырех- и шестиквартичных компонент могут быть получены из изучений  $\gamma$ -переходов с нейтронных резонансов на состояния промежуточной энергии возбуждения.

Весьма многообещающим методом измерения величин наибольших компонент в волновых функциях нейтронных резонансов является изучение реакции ( $n, \gamma, \alpha$ ) с последующей оценкой интенсивностей  $\gamma$ -переходов между нейтронным резонансом и состояниями, лежащими на  $1 \div 2$  МэВ ниже. Такого типа эксперименты проводятся в Дубне  $^{74}\text{Юлихе}$   $^{75}\text{и}$  Гренобле  $^{76}$ .

Несомненно, что наилучшим способом получения экспериментальной информации о величинах и распределении многоквартичных компонент волновых функций возбужденных состояний является изучение спектроскопических факторов передачи многих нуклонов при взаимодействии ядер с ядрами.

Подводя итоги данному курсу лекций, можно утверждать, что в рамках квартично-фононной модели ядра возможно вычисление многих свойств сложных ядер при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения. Часть таких расчетов уже выполнена. Несомненно, что при проведении дальнейших расчетов будут использоваться все более и более сложные варианты модели путем включения новых членов в волновые функции, а также путем учета новых сил.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; Pergamon Press, Oxford, 1976.
2. Соловьев В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, 35, с.666; 1974, 38, с.1580.

3. Soloviev V.G., Malov L.A. Nucl. Phys., 1972, A196, p.433. Соловьев В.Г. Избранные вопросы структуры ядра, т.2. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, с.146.
4. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.326; ОИЯИ, Е4-11012, Дубна, 1977.
5. Zuker A.P. Nucl. Structure and Spectroscopy, ed. by Blok U.P. and Dieperink A.E.L., v.2, Amsterdam, 1974, p.115.
6. Соловьев В.Г. ЯФ, 1971, 13, с.48; 1972, 15, с.733; Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.770.
7. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.952.
8. Bohr A., Mottelson B.R. Nucl. Structure, vol. 2, W.A.Benjamin Inc., New York, Amsterdam, 1975.
9. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p.27.
10. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl. Phys., 1976, A270, p.87.
11. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl. Phys., 1977, A288, p.376.
12. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. "Наука", М., 1974. Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.450.
13. Soloviev V.G. Nuclear Structure Dubna Symp., IAEA, Vienna, 1968, p. 101  
Кырчев Г., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, с.2015; Иванова С.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, с.750.
14. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 38, с.2604.
15. Birbrair B.L., Erokhina K.I., Lemberg I.Kh. Nucl. Phys., 1970, A145, p.129,  
Вдовин А.И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, с.1283; Дамбасурен Д. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, 41, с.1281; Вдовин А.И., Дамбасурен Д., Стоянов Ч. ОИЯИ, Р4-10546, Дубна, 1977.
16. Soloviev V.G. Phys.Lett., 1966, 16, p.308, Soloviev V.G., Vogel P. Nucl. Phys., 1967, A92, p. 449; Gareev F.A. et al., Nucl. Phys., 1971, A171, p.134,  
Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
17. Bunker M.E., Reich C.W. Rev.Mod.Phys., 1971, 43, p.348.
18. Chasman R.R. e.a. Rev.Mod.Phys., 1977, 49, p.833.
19. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-11066, Дубна, 1977.
20. Малов Л.А., Несстеренко В.О., Соловьев В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, 39, с.1605.
21. Back B.B. e. a. Nucl. Phys., 1974, A222, p.377.
22. Sakai M. e. a. Phys.Lett., 1974, 51B, p. 51; Sekiguchi M. e.a. Nucl. Phys., 1977, A278, p.231.
23. Van der Werf S.Y. e.a. Nucl. Phys., 1977, A289, p.141; Berrier-Rosin G. e.a. Nucl. Phys., 1977, A288, p.279; Bindal P.K., Youngblood D.H., Kozib R.L. Phys.Rev., 1977, C15, p.2006.

24. Soloviev V.G. *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Reactor Centrum Nederland, Petten, 1975, p. 99.*  
Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1976, 23, с.53.
25. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1977, 26, с.729.
26. Dambasuren D. e.a. *J.Phys. G: Nucl.Phys.*, 1976, 2, p.25.
27. Ямалеев Р.М. ОИЯИ, Р4-8723, Дубна, 1975; Банг Е. и др. ОИЯИ, Р4-9054, Дубна, 1975.
28. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. *JINR, E4-11292, Dubna, 1978.*
29. Balgman R.J., Bowman C.D., Berman B.L. *Phys.Rev.*, 1971, C3, p.672;  
Абрамов А.И., Китаев В.Я., Юткин М.Г. ЯФ, 1974, 20, с.438.
30. Axel P., Min K.K., Sutton D.C. *Phys.Rev.*, 1970, C2, p.689.
31. Chrien R.E. e.a. *Phys.Rev.*, 1974, C9, p.1622.
32. Holt R.J., Jackson H.E. *Phys.Rev.*, 1975, C12, p.56;  
Laszewski R.M., Holt R.J., Jackson H.E. *Phys.Rev.*, 1976, C13, p.2257.
33. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. ОИЯИ, Р4-11591, Дубна, 1978.
34. Pitthan R., Walcher Th. *Phys.Lett.*, 1971, 36B, p.563.
35. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЯФ, 1976, 23, с.942.
36. Torizuka Y. *Proc. Sendai Conf. on Electro- and Photoexcitations, ed. by Kawazoe, Tomizawa, Sendai, Japan, 1977, p.7.*
37. Raman S., Mizumoto M., Macklin R.L. *Ibid.*, p.21.
38. Youngblood D.H. e.a. *Ibid.*, p.33.
39. Mayer-Böricke C.U. *Ibid.*, p.53.
40. Marty N. *Ibid.*, p.45.  
Richter A. *Ibid.*, p.195.
41. Hanna S.S. *Proc. Int. Conf. on Selected Topics in Nucl. Structure, v.I. JINR, D-9920, Dubna, 1976, p.195.*
42. Bertrand F.E. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 1976, 26, p.457.
43. Faessler A. *Proc. Int. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure, v.II. JINR, D-9920, Dubna, 1976, p.242.*
44. Liu K., Brown G.E. *Nucl.Phys.*, 1976, A265, p.385.
45. Bes D.R., Broglia R.A., Nilsson B.S. *Phys.Rep.*, 1975, 16C, p.1.
46. Lane A.M. *Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo, 1977. Supp. Journal of Phys. Society of Japan, 1978, 44, p.407.*
47. Семенко С.Ф. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1976, 40, с.836; Камерджиев С.П. *Материалы XII зимней школы ЛИЯФ, ч.1, Изд. ЛИЯФ, 1977, с.122.*

48. Speth J., Werner E., Wild W. *Phys. Rep.*, 1977, 33, p.127; Speth J. *Proc. Sendai Conf. on Electro- and Photoexcitations, ed. by Kawazoe, Tomizawa, Sendai, Japan, 1977, p.65.*
49. Auerbach N., Van Giai N., *ibid*, p.77.
50. Adachi S., Yoshida S., *ibid*, p.95.
51. Knupfer W. *Ibid*, p.123.
52. Soloviev V.G. *Ibid*, p.111.
53. Akulinichev S.V., Malov L.A. *J.Phys. G:Nucl.Phys.*, 1977, 3, p.625.
54. Кырчев Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с.951; ОИЯИ, Р4-969, Дубна, 1976.
55. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. *Phys. Lett.*, 1976, 64B, p.247; *J.Phys. G: Nucl. Phys.*, 1977, 3, p.L219.
56. Киселев М.А. и др. ОИЯИ, Е4-11121, Дубна, 1977.
57. Eramzhyan R.A. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A290, p.397.
58. Akulinichev S.V., Shilov V.M. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1977, 3, p.L213;  
ЯФ, 1978, 27, с.670; ОИЯИ, Р4-10742, Дубна, 1977.
59. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, Р4-11108, Дубна, 1977; Афанасьев Г.Н. и др. ОИЯИ, Е4-11164, Дубна, 1978.
60. Lepretre A. e.a. *Nucl.Phys.*, 1976, A258, p.350.
61. *Nuclear Physics Research with Electrons from MUSL-2 and MULL-3, Univ. of Illinois, 1977.*
62. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ТМФ, 1977, 32, с.134.
63. Гуревич Г.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1974, 20, с.741; Горячев Б.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1974, 19, с.65.
64. Schwierczinski A. e.a. *Phys. Lett.*, 1975, 55B, p.171.
65. Kishimoto T. e.a. *Phys. Rev.Lett.*, 1975, 35, p.552.
66. Horen D. e.a. *Phys. Rev.*, 1975, C11, p.1247.  
Lewis M.B., Horen D.J. *Phys. Rev.*, 1974, C10, p.1099.
67. Dreyer F. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, A192, p.433.
68. Zawischa D., Speth J. *Phys.Lett.*, 1975, 56B, p.225;  
*Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.943. Zawischa D., Speth J., Pal D. *Preprint Julich, 1978.*
69. Houk W.A. e.a. *Preprint Naval Postgraduate School, Monterey, CA, USA, 1977.*
70. Moss J.M. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 37, p.816.
71. Кырчев Г., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-11473, Дубна, 1978.
72. Soloviev V.G. *Proc. Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, v. 1. Univ. of Lowell, Lowell, Mass., 1976, p.421.*
73. Soloviev V.G. *Phys.Lett.*, 1972, 42B, p.409; Soloviev V.G.

- Nuclear Structure with Neutrons*, ed. J. Erö and Szucs J., Akademiai Kiado, Budapest, 1974, p.85.
74. Попов Ю.П. Избранные вопросы структуры ядра, т.2. ОИЯИ, Д-9920, Дубна, 1976, с.126; Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-11381, Дубна, 1978.
75. Aldea L. e.a. *Z.Physik*, 1977, A283, p.391.
76. Asghar M., Emsallem A., Sjöstrand N. *Z.Physik*, 1977, A282, p.375.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июля 1978 года.*