

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



K-978

3162/2-78

Г.Кырчев, Л.А.Малов

31/VI-78

P4 - 11473

УЧЕТ ФРАГМЕНТАЦИИ

ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ

ПО ДВУХФОНОННЫМ СОСТОЯНИЯМ В  $^{154}\text{Sm}$

**1978**

P4 - 11473

Г.Кырчев, Л.А.Малов

УЧЕТ ФРАГМЕНТАЦИИ  
ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ  
ПО ДВУХФОНОННЫМ СОСТОЯНИЯМ В  $^{154}\text{Sm}$

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*

Кырчев Г., Малов Л.А.

P4 - 11473

Учет фрагментации гигантских мультипольных резонансов по двухфононным состояниям в  $^{154}\text{Sm}$

В рамках квазичастично-фононной модели изучено влияние ангармонических эффектов на интегральные характеристики гигантских дипольного, изоскалярного квадрупольного и низколежащей ветви октупольного резонансов в  $^{154}\text{Sm}$ . Силовые функции приведенных вероятностей переходов, вычисленные с учетом фрагментации однофононных состояний по двухфононным, сравниваются с соответствующими величинами, полученными в гармоническом приближении. Расчеты показывают, что хотя взаимодействие квазичастиц с фононами в четно-четных деформированных ядрах приводит к смешиванию однофононных и двухфононных состояний, общее поведение силовых функций при этом слабо изменяется в сравнении с результатами расчетов, выполненных в гармоническом приближении.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kyrchev G., Malov L.A.

P4 - 11473

The Fragmentation of Giant Multipole Resonances Over the Two-Phonon States in  $^{154}\text{Sm}$

The influence of anharmonic effects on the integral characteristics of giant dipole, isoscalar quadrupole and low-lying branches of octupole resonances in  $^{154}\text{Sm}$  is studied within the quasiparticle-phonon model. The strength functions of reduced transition probabilities calculated taking into account the fragmentation of one-phonon states over the two-phonon ones are compared with the corresponding values obtained in the harmonic approximation. The calculations show that though the quasiparticle-phonon interaction in doubly even deformed nuclei results in mixing of one- and two-phonon states, the general behaviour of strength functions is slightly changed as compared to the results of calculation performed within the harmonic approximation.

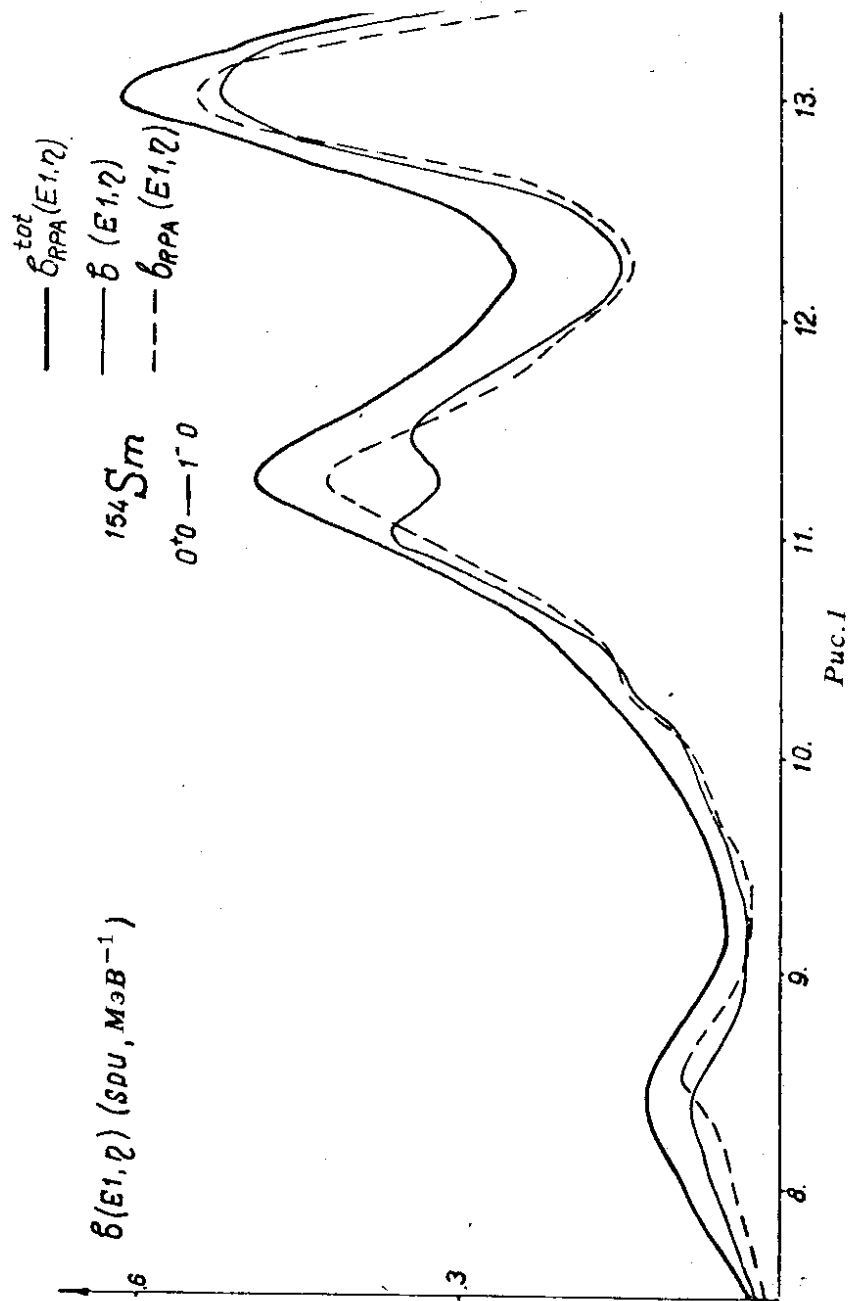
The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

В изучении гигантских мультипольных резонансов /ГМР/ за последние годы достигнут значительный прогресс. В рамках полумикроскопических подходов удалось описать положение ГМР, сечения возбуждения их в различных ядерных реакциях <sup>/1-4/</sup>. Что касается ширины ГМР, то здесь положение оказалось значительно сложнее. В ряде работ уже делались попытки учесть влияние сплошного спектра и более сложных конфигураций на ширины ГМР <sup>/5/</sup>.

В работах <sup>/6/</sup> показано, что для сферических ядер фрагментация силы ГМР по двухфононным состояниям является определяющим фактором в формировании их ширины. Рассчитанные в гармоническом приближении ширины ГМР деформированных ядер <sup>/3/</sup> находятся в неплохом соответствии с экспериментальными данными. Однако и в этом случае остается естественный вопрос о влиянии учета более сложных конфигураций на положение ГМР, их ширину и структуру.

Для деформированных ядер эта проблема оказалась более сложной, и до последнего времени были получены лишь очень предварительные результаты в ее решении <sup>/7/</sup>. В настоящей работе влияние сложных конфигураций на свойства ГМР исследовано подробнее на примере ядра  $^{154}\text{Sm}$ . Расчеты проведены с использованием метода силовых функций /МСФ/. Преимущества этого метода были продемонстрированы ранее при исследовании состояний ядер с промежуточной и высокой энергией возбуждения, в том числе ГМР <sup>/3/</sup>. Метод позволяет вычислить непосредственно различные усредненные по энергии физические величины, наблюдаемые на эксперименте, минуя промежуточный этап детального расчета каждого уровня.



Модельный гамильтониан включает потенциал, описывающий среднее поле для нейтронной и протонной систем, парные и мультиполь-мультипольные силы <sup>/8-10/</sup>. Волновая функция берется в виде

$$\Psi_j(K^\pi) = \left\{ \sum_i C_{qi}^j Q_{qi}^+ Q_{qi}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1, g_2} D_{qj}^{g_1 g_2} Q_{qj}^+ Q_{g_1 g_2}^+ \right\} \Psi_0 \quad /1/$$

Здесь  $Q_{qi}^+$  - оператор рождения фонов,  $i$  - номер корня секулярного уравнения для фононов мультипольности  $q = \lambda \mu$ ,  $\Psi_0$  - фоновый вакуум,  $j$  - номер возбужденного состояния с проекцией спина на ось симметрии ядра  $K$  и четностью  $\pi$ . Коэффициенты  $C_{qi}^j$  и  $D_{qj}^{g_1 g_2}$  определяют вклад однофононных и двухфононных компонент в волновую функцию /1/.

Используя вариационный принцип, можно получить систему для коэффициентов  $C$  и  $D$  и секулярное уравнение для энергии возбужденных состояний /1/<sup>/9/</sup>.

Ранг матрицы этой системы определяется числами фононов данной мультипольности  $q$  в однофононной части /1/. При исследовании деформированных ядер с промежуточной и высокой энергией возбуждения полное число таких состояний может достигать нескольких сотен. Поэтому в данном случае оказывается полезен МФ <sup>/3/</sup>.

Важной характеристикой возбужденных состояний с промежуточной и высокими энергиями возбуждения, и в частности ГМР, является поведение силовой функции приведенной вероятности  $E \lambda$ -переходов в зависимости от энергии возбуждения  $\eta$ .

Выражение для нее имеет вид

$$b(E \lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{i, i'} \frac{(-1)^{i+i'} M_{ii'}(z) L_i(q) L_{i'}(q)}{F(z)} \Big|_{z = \eta + i \frac{\Delta}{2}} \quad /2/$$

Здесь величина  $L_i(q)$  выражается через характеристики фононов <sup>/10/</sup>,  $\Delta$  - параметр усреднения,

$$F(z) = \det \| (\omega_i - z) \delta_{ii'} - K_{ii'}^q(z) \|, \quad /3/$$

$$K_{ii'}^q(z) = \sum_{g_1 g_2} \frac{U_{qi}^{g_1 g_2} U_{qi'}^{g_1 g_2}}{\omega_{g_1} + \omega_{g_2} - z} \quad /4/$$

$$U_g^{g_1 g_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle Q_g N_{\nu q} Q_g^+ Q_g^+ \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\nu \nu'} [\Gamma^{g(\nu \nu')} \Psi_{\nu \nu'}^{g_1} \Phi_{\nu \nu'}^{g_2} + \Gamma^{g_1(\nu \nu')} (\Psi_{\nu \nu'}^{g_1} \Psi_{\nu \nu'}^{g_2} + \Phi_{\nu \nu'}^{g_1} \Phi_{\nu \nu'}^{g_2}) + (g_1 \leftrightarrow g_2)] -$$

/5/

матричный элемент взаимодействия  $N_{\nu q}$  квазичастиц с фононами, ответственный за фрагментацию ГМР по двухфононным состояниям,  $M_{ii'}(z)$  - минор определителя /3/,  $\omega_g$  - энергия фонона,  $\nu$  - квантовые числа уровней среднего поля, величина  $\Gamma^{g(\nu \nu')}$  определена в<sup>/9,10/</sup> величины  $\Psi$  и  $\Phi$  - амплитуды двухквазичастичных состояний, входящие в волновую функцию фонона<sup>/8/</sup>. Обозначение  $(g_1 \leftrightarrow g_2)$  подразумевает слагаемые, отличающиеся от предыдущих перестановкой индексов  $g_1$  и  $g_2$ . Отметим, что при получении /2/ не учитывались члены  $\sim a^+ a$  в операторе  $E\lambda$ -перехода.

Таким образом, определяя по формуле /2/ величину  $b(E\lambda, \eta)$  в области ГМР и сравнивая ее со значением, полученным в однофононном приближении, можно оценить эффект фрагментации ГМР по двухфононным состояниям.

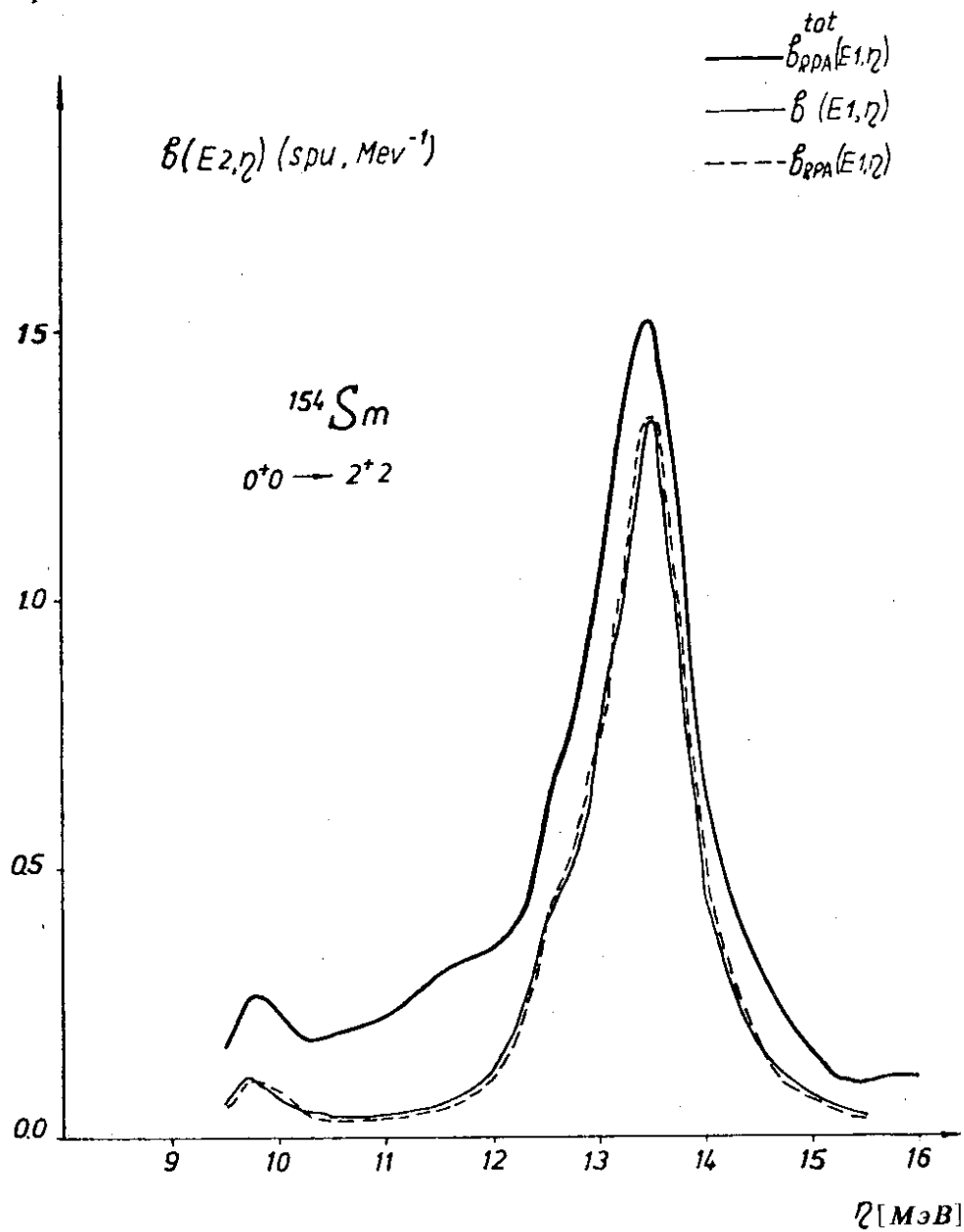
Остановимся на некоторых деталях расчетов. Мы использовали потенциал Вудса-Саксона с параметрами из<sup>/11/</sup>. Одночастичный базис взят достаточно широким: учтено порядка 100 нейтронных и столько же протонных уравнений среднего поля. Константы парного взаимодействия взяты из<sup>/11/</sup>, константы мультиполь-мультипольного взаимодействия были незначительно перенормированы по сравнению с<sup>/3/</sup> с тем, чтобы сохранить правильное описание нижайших вибрационных состояний. Эффективный заряд полагается равным нулю.

Расчеты фрагментации ГМР по двухфононным состояниям проведены для гигантского дипольного резонанса, изоскалярного квадрупольного и низколежащей ветви октупольного резонансов в <sup>154</sup>Sm. Были учтены

фононы  $\lambda < 4$ , причем в расчетах для каждой мультипольности  $\lambda \mu$  мы ограничивались наиболее коллективными фононами данной мультипольности. Учитываемые при таком обрезании однофононные состояния дают от 70% до 98% вклада в энергетически взвешенную сумму приведенных вероятностей электрических переходов, составленную из всех фононов, рассчитанных в гармоническом приближении. Число отобранных для расчетов фононов было гораздо меньше полного их числа. Например, для дипольного резонанса из 500 фононов в однофононной части волновой функции /3/ учитывалось лишь 31, для квадрупольного - из 750 учитывался 81 фонон, для низколежащей ветви октупольного резонанса - из 230 учитывалось 70 фононов. Это конечно, значительно облегчает расчеты, однако остается открытым вопрос о влиянии отброшенных малоколлективизированных фононов на фрагментацию состояний с промежуточной энергией возбуждения. По-видимому, это влияние не будет определяющим непосредственно в области ГМР, однако оно может оказаться существенным в районе энергии связи нуклона, и его необходимо учитывать при расчете радиационных ширин нейтронных резонансов.

Расчеты эффектов ангармоничности в четно-четных ядрах технически оказываются довольно сложными, поскольку при вычислении матричных элементов  $U_g^{g_1 g_2}$  /7/ необходимо учитывать структуру каждого гармонического фонона. Полное число компонент волновой функции отдельного фонона достигает в некоторых случаях нескольких сотен и даже тысяч, поэтому практически возможно было учесть только наибольшие из них.

При вычислении  $U_g^{g_1 g_2}$  учитывались лишь компоненты  $\Psi$  и  $\Phi$ , дающие вклад в нормировку волновой функции фонона больше некоторой величины  $\epsilon$ . Расчеты показали, что для достаточно малых  $\epsilon \sim 10^{-3}$  результаты слабо зависят от ее величины. При изменении  $\epsilon$  от  $10^{-4}$  до  $10^{-3}$ /число компонент  $\Psi$  и  $\Phi$  уменьшалось при этом в 1,5 - 2 раза и становилось равным 10-15/ наибольшие из матричных элементов  $U_g^{g_1 g_2}$  изменялись на несколько процентов, в то время как малые  $U_g^{g_1 g_2}$  при этом изменялись иногда в несколько раз, а некоторые из них становились равными 0. Однако результирующая величина  $b(E\lambda, \eta)$

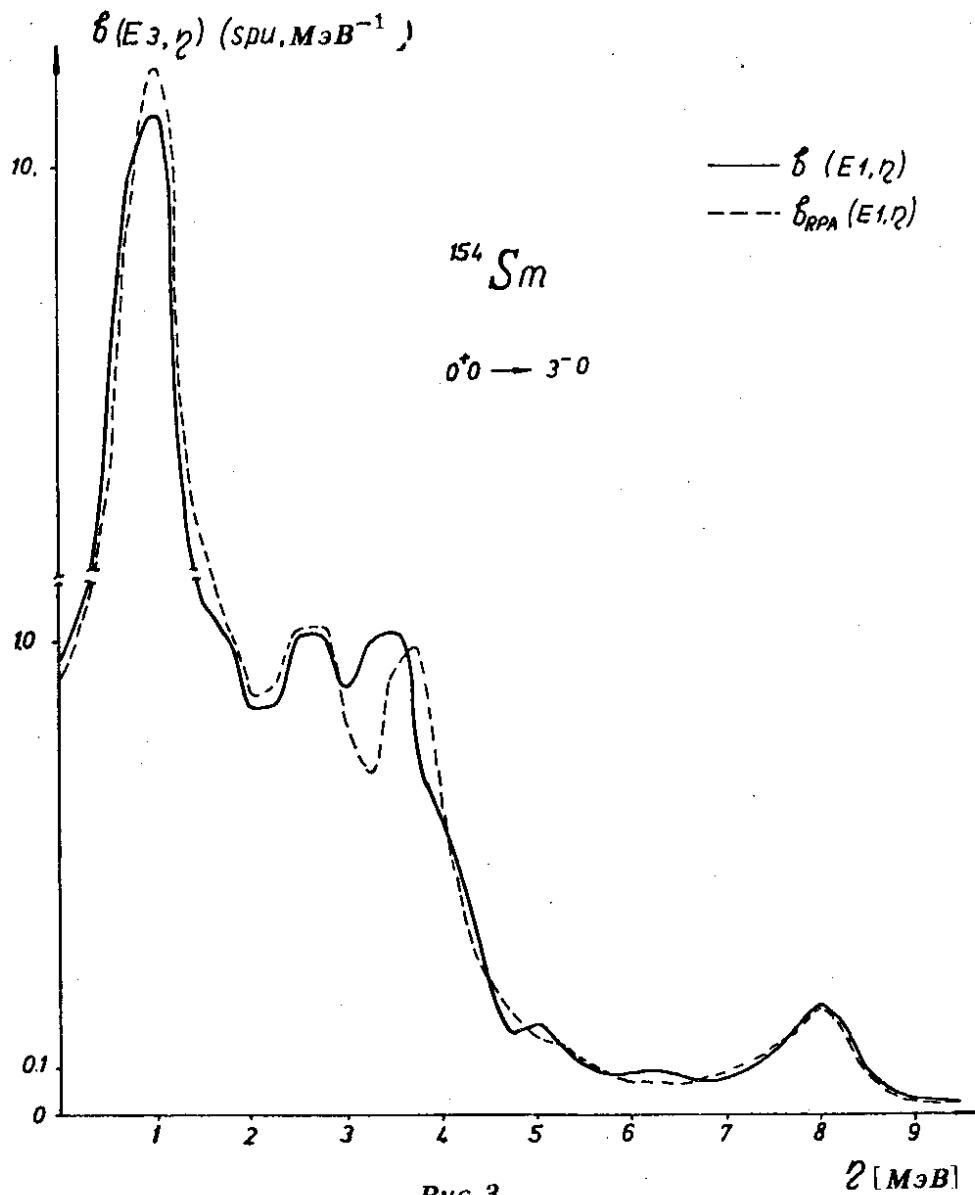


в области резонансов оставалась практически неизменной. При дальнейшем увеличении  $\epsilon$  влияние ангармоничности уменьшалось и величина  $b(E, \eta)$  стремилась к гармоническому пределу. В реальных расчетах  $\epsilon$  бралась равной  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Результаты вычисления  $b(E, \eta)$  с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами представлены на рис.1-3. На этих же рисунках для сравнения приводятся величины  $b_{\text{RPA}}(E, \eta)$ , вычисленные в гармоническом приближении ( $U_g^{S_1 S_2} = 0$ ) с тем же ограниченным однофононным базисом. На рис. 1,2, кроме этого, приводятся силовые функции  $b_{\text{RPA}}^{\text{tot}}(E, \eta)$ , рассчитанные также в гармоническом приближении, но с полным фононным базисом/на рис.3  $b_{\text{RPA}}^{\text{tot}}(E, \eta)$  не изображена, т.к. она практически совпадает с  $b_{\text{RPA}}(E, \eta)$ . Все силовые функции, представленные на этих рисунках, рассчитывались с  $\Lambda = 0,5 \text{ МэВ}$ .

Из сравнения кривых  $b_{\text{RPA}}$  и  $b_{\text{RPA}}^{\text{tot}}$  видно, что при обрезании фононного пространства теряется часть силы ГМР при сохранении, однако, формы резонанса. Наблюдается небольшое различие между  $b(E, \eta)$  и  $b_{\text{RPA}}(E, \eta)$  для дипольного /рис.1/ и низколежащего октупольного изоскалярного /рис.3/ резонансов. Так, для дипольного резонанса при учете ангармоничности происходит расщепление пика, расположенного при энергии  $\sim 11 \text{ МэВ}$ , и небольшое уширение пика, расположенного при энергии  $\sim 13 \text{ МэВ}$ . В целом ширины резонансов при учете ангармоничности для всех трех рассчитанных случаев практически не изменились. Произошло небольшое уменьшение силы ГМР непосредственно в области резонанса /для дипольного резонанса - на 6%, для квадрупольного - на 1%, для октупольного - на 7%/ за счет перераспределения в область других энергий возбуждения.

Расчеты показывают, что учет ангармоничности приводит к существенному перераспределению силы резонанса внутри области его существования. Происходит фрагментация однофононных состояний по многим уровням в широком интервале энергии возбуждения. На рис.4 приводятся примеры фрагментации отдельных однофононных состояний, т.е. распределение по энергетической



шкале однофононных компонент  $\overline{C}_{qi}^2(\eta)$  волновой функции /1/. Они были рассчитаны по формуле

$$\overline{C}_{qi}^2(\eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left( \frac{M_{ii}(z)}{F(z)} \right) \Big|_{z=\eta+i\frac{\Delta}{2}} \quad /6/$$

с  $\Delta = 0,1 \text{ MeV}$ .

Из рис.4 видно, что фрагментация однофононных состояний в некоторых случаях может быть существенной.

Таким образом, расчеты показывают, что хотя взаимодействие квазичастиц с фононами в четно-четных деформированных ядрах приводит к смешиванию однофононных и двухфононных степеней свободы, общее поведение силовой функции при этом слабо изменяется в сравнении с результатами расчетов, выполненных в гармоническом приближении. Это отличается от результатов, полученных для сферических ядер<sup>/6/</sup>, для которых ширина ГМР и его форма по существу определяются фрагментацией однофононных состояний по многим уровням ядра.

Наши исследования, конечно, требуют еще дальнейшего уточнения. Необходимо провести расчеты для других деформированных ядер с учетом большого числа мультипольностей и с расширением фононного пространства. Однако сам факт ограниченного влияния ангармоничности на интегральные характеристики гигантских мультипольных резонансов в деформированных ядрах представляется нам хорошо установленным. Несомненно, влияние ангармоничности будет более существенным на дифференциальные характеристики ядерных состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения, детали структуры ГМР и на радиационные ширины нейтронных резонансов. Исследование этих вопросов требует повышения точности расчетов, которые предполагается сделать в дальнейшем.

В заключение авторы выражают свою благодарность В.Г.Соловьеву, А.И.Вдовину, В.В.Воронову, Р.В.Джолосу, И.Н.Михайлову, В.О.Нестеренко, и Ч.Стоянову за полезные обсуждения.

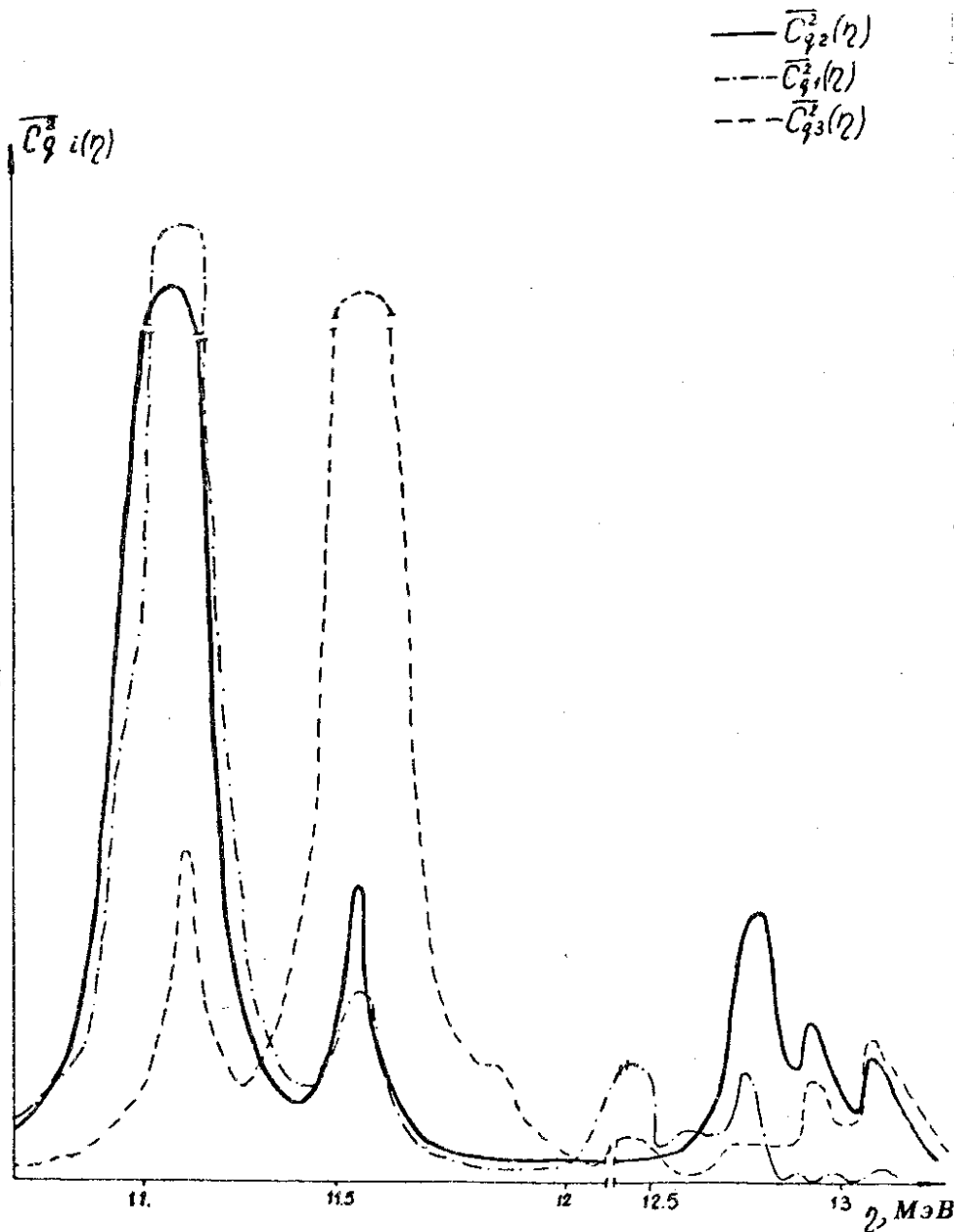


Рис.4

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bes D.R., Broglia R., Nilsson B.S. *Phys.Rep.*, 1975, 16С, p.1;  
Борзов И.Н., Камерджиев С.П. *Изв. АН СССР, 1977, сер. физ., 41,4*;  
Liu K., Brown G.E. *Nucl.Phys.*, 1976, A265, p.395.
2. Ring P., Speth J. *Phys.Lett.*, 1973, 44B, p.477;  
Zavischa D., Speth J. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 36, p.843;  
Кулиев А.А., Пятов Н.И. *ЯФ*, 1974, 20, 297.
3. Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. *Phys. Lett.*, 1976, 64B, p.247;  
Кырчев Г. и др. *ЯФ*, 1977, 25, 951;  
Akulinichev S.V., Malov L.A. *J.Phys.G:Nucl.Phys.*, 1977, 3, p.675.
4. Eramzhyan R.A. e.a. *Nucl.Phys.*, 1977, A290, p.397;  
Akulinichev S.V., Shilov V.M. *Journ. Phys.G:Nucl. Phys.*, 1977, 3, p. L213.
5. Акбари М.Ю. и др. *Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, 36, 2540*;  
Dover G.B. e.a. *Ann. of Phys.*, 1972, 70, p.458;  
Румянцев Б.А., *ЯФ*, 1976, 24, 1098;  
Werner E. *Zeitschr. für Phys.*, 1976, A276, no. 3.
6. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. *Nucl. Phys.*, 1977, A228, p.376; Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. *JINR, E4-11292, Dubna, 1977*.
7. Кырчев Г. и др. *Препринт ОИЯИ, Дубна, 1976*.
8. Соловьев В.Г. *Теория сложных ядер*, "Наука", М., 1971.
9. Кырчев Г., Соловьев В.Г. *ТМФ*, 1975, 22, 244;  
Вдовин А.И., Кырчев Г., Стоянов Ч. *ТМФ*, 1974, 21, 137.
10. Кырчев Г. *Сообщение ОИЯИ, P4-11472, Дубна, 1978*.
11. Гареев Ф.А. и др. *ЭЧАЯ*, 1973, 4, 357.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 апреля 1978 года.