

1003

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



B-253

11/x-76

P4 - 10033

3947/2-76

А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов

ФРАГМЕНТАЦИЯ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ
ПО ДВУХФОНОННЫМ СОСТОЯНИЯМ В ^{90}Zr

1976

P4 - 10033

А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов

ФРАГМЕНТАЦИЯ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ
ПО ДВУХФОНОННЫМ СОСТОЯНИЯМ В ^{90}Zr

Направлено в "Physics Letters"

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч.

P4 - 10033

Фрагментация гигантских резонансов по двухфононным состояниям в ^{90}Zr

В рамках модели, учитывающей взаимодействия квазичастиц с фононами, рассчитаны $B(E\lambda)$ - величины в энергетическом интервале до 30 МэВ, тем самым получено положение и ширины гигантских дипольного изовекторного и квадрупольного изоскалярного и изовекторного резонансов в ^{90}Zr .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Vdovin A.I., Soloviev V.G., Stoyanov Ch.

P4 - 10033

Fragmentation of Giant Resonances over Two-Phonon States in ^{90}Zr

Within the framework of the model based on the quasi-particle-phonon interaction $B(E\lambda)$ values are calculated in the energy interval up to 30 MeV. The position and widths of giant dipole isovector and quadrupole isoscalar and isovector resonances in ^{90}Zr are obtained. It is shown that the fragmentation of one-phonon states results the broadening of giant resonances in comparison with the calculations in the one-phonon approximation.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

За последние годы наблюдается прогресс в экспериментальном изучении гигантских мультипольных резонансов ^{/1/}. Этот прогресс стимулировал большое число работ по вычислению характеристик гигантских мультипольных резонансов. Существенной чертой расчетов /см. /2-6/ / является использование полумикроскопических методов, до настоящего времени применявшихся почти исключительно для описания низколежащих состояний. Все большее внимание уделяется выяснению влияния низких коллективных состояний на характеристики гигантских резонансов /см. ^{/4,7/} /.

В настоящей работе модель, основанная на учете взаимодействия квазичастиц с фононами, приспособлена для вычисления $B(E\lambda)$ - величин в широком энергетическом интервале. Эффективность ее продемонстрирована на примере гигантских дипольного и квадрупольного резонансов в ^{90}Zr .

На первом этапе исследования рассчитаны энергии и $B(E\lambda)$ - величины для однофононных состояний. Секулярные уравнения для описания низколежащих однофононных состояний ^{/8/} обобщены путем введения изоскалярных $\chi^{(\lambda)}$ и изовекторных $\chi_1^{(\lambda)}$ констант, что сделало их пригодными для вычисления изовекторных и изоскалярных резонансов. Проведено значительное расширение конфигурационного пространства. Эта задача, в основном, решена нами ранее ^{/3/}. Было изучено также влияние значений $\chi_0^{(\lambda)}$ и $\chi_1^{(\lambda)}$ на $B(E\lambda)$ - величины. Расчеты проведены для состояний с $1^\pi = 1^-$ и 2^+ в ^{90}Zr . Константа изоскалярного дипольного взаимодействия выбрана так, чтобы энергия первого 1^- -состояния равнялась нулю.

Остальные константы взяты такими, чтобы получить положения резонансов, близких к экспериментальным значениям ^{/9/}. При этом энергия первого 2⁺ состояния оказалась несколько выше экспериментального значения. Эффективные заряды при вычислении В(Е2)-величин взяты равными нулю.

В однофононном приближении гигантский резонанс в сферических ядрах проявляется в виде одного или нескольких сильно коллективизированных состояний, занимающих область в несколько сотен кэВ. На рис. 1а/ и 2а/ приведены В(Е1)-и В(Е2)-величины в ⁹⁰Zr. Очень четко выявлены области нахождения гигантских дипольного изовекторного и квадрупольного изовекторного и изоскалярного резонансов. Такие расчеты, естественно, не могут претендовать на правильное описание ширины гигантских резонансов. Отметим, что положение в сферических ядрах существенно отличается от положения в деформированных ядрах. В деформированных ядрах гигантский резонанс образует большое число однофононных состояний, которые определяют, в основном, его ширину.

Одной из основных причин уширения гигантских резонансов является фрагментация однофононных состояний по многим ядерным уровням. Естественная ширина уровня, связанная с различными каналами его распада, по-видимому, играет вспомогательную роль. Для вычисления фрагментации однофононных состояний воспользуемся моделью, основанной на учете взаимодействия квазичастиц с фононами. Эта модель использована нами раньше для изучения начальной стадии фрагментации однофононных состояний ^{/10/} и для вычисления характеристик низколежащих состояний ^{/11/}.

Волновую функцию возбужденного состояния четно-четного сферического ядра запишем в виде

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_i R_i(J) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda_2 \\ i_1 i_2}} D_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+] \right\}_{JM} \Psi_0^+ / 1/$$

где $Q_{\lambda \mu i}^+$ - операторы фононов мультипольности λ с номером i . Суммирование по i в каждом энергетическом интервале ограничено семью состояниями. При сумми-

ровании по $\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2$ не учитываются члены с двумя неколлективными фононами. Фонон считаем неколлективным, если одна двухквазичастичная компонента дает вклад в нормировку более 50%. Это ограничение связано с желанием выбросить состояния, нарушающие принцип Паули. Заметим, что двухфононные неколлективные компоненты дают малый вклад в конечный результат. Так же как при вычислении плотности состояний ^{/12/}, мы вводим фононы с $\lambda > 3$ и фононы типа 2⁻, 3⁺ и т.д. Включение мультиполь-мультипольных сил с $\lambda > 3$ и спин-мультипольных-спин-мультипольных сил связано с введением новых констант. Новые константы взяты малыми, чтобы эти состояния были слабо коллективизированными. Секулярные уравнения для определения энергий состояний и коэффициентов R и D приведены, например, в ^{/10/}. В нашем формализме учитывается связь коллективных состояний типа гигантских резонансов с двухфононными состояниями, содержащими низколежащие и гигантские коллективные фононы. Двухфононные состояния можно представить в виде конфигураций 2p-2h. Заметим, что при сравнительно небольших энергиях возбуждения плотность двухфононных состояний несколько больше плотности состояний 2p-2h, рассчитанной в ^{/7/} для 1^π=1⁻ состояний в ⁹⁰Zr.

Результаты вычисления В(Еλ)-величин с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами представлены на рис. 1б и 2б. На рисунках приведены только те состояния, вклад которых в энергии EWSR /взвешенное правило сумм/ превышает 0,2%.

Однофононные состояния с 1^π=1⁻ в области гигантского изовекторного дипольного резонанса лежат в энергетическом интервале 14-18 МэВ. Согласно нашим расчетам, эти состояния фрагментированы по большому числу уровней в несколько увеличенном энергетическом интервале, и гигантский дипольный изовекторный резонанс расположен в интервале 13,5-18,5 МэВ. Результаты согласуются с экспериментально измеренной шириной $\Gamma = 4$ МэВ ^{/9/}. Состояния, лежащие в этом энергетическом интервале, дают вклад в EWSR, равный 90,4% в однофононном приближении и 83,3% - при учете фрагмента-

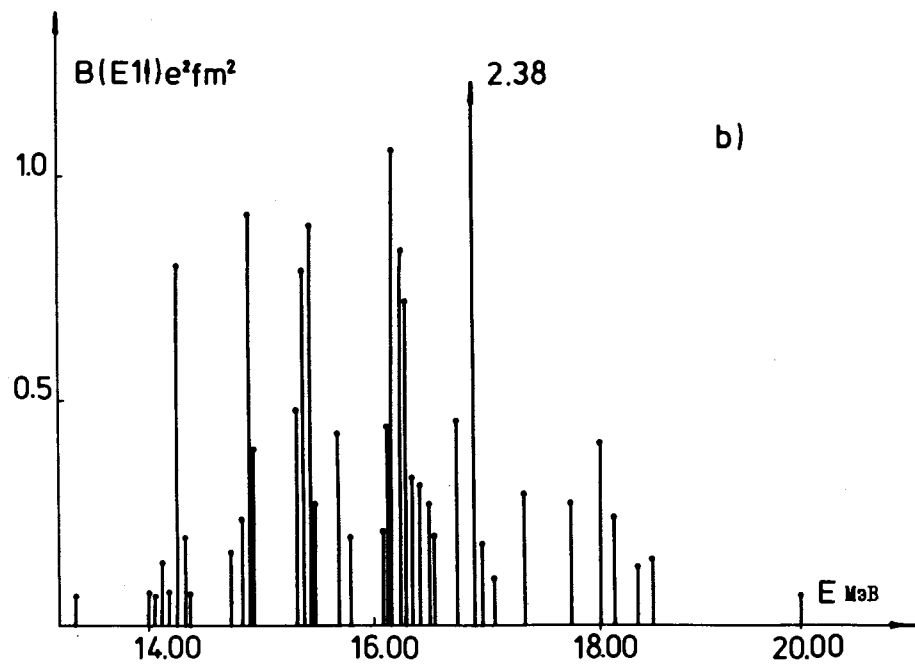
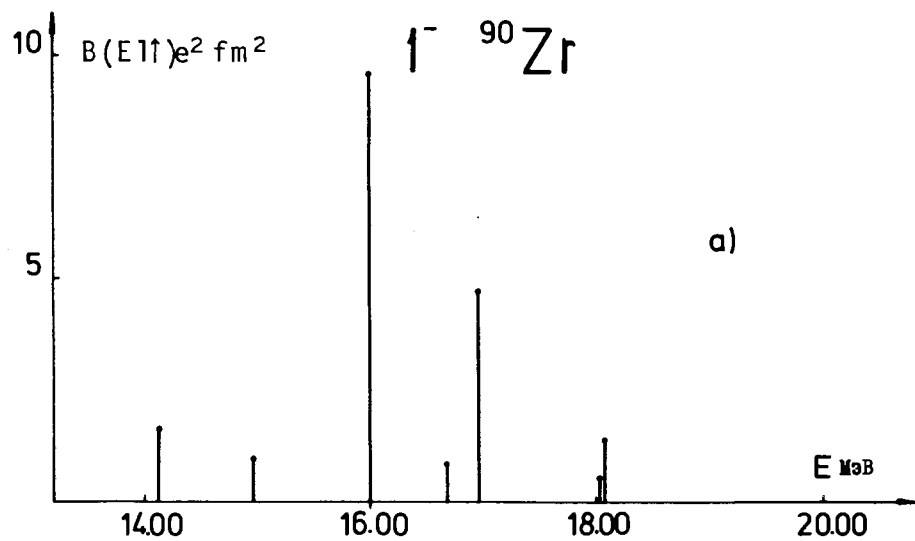


Рис. 1. Рассчитанные величины $B(E1\uparrow)e^2 fm^2$ в ^{90}Zr :
 а/ в однофононном приближении, б/ - с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами.

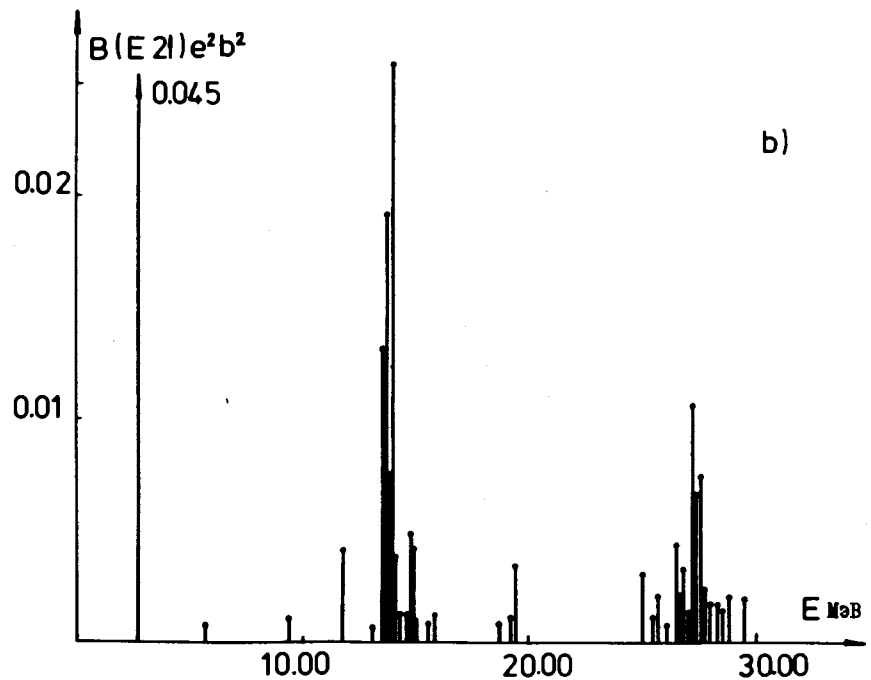
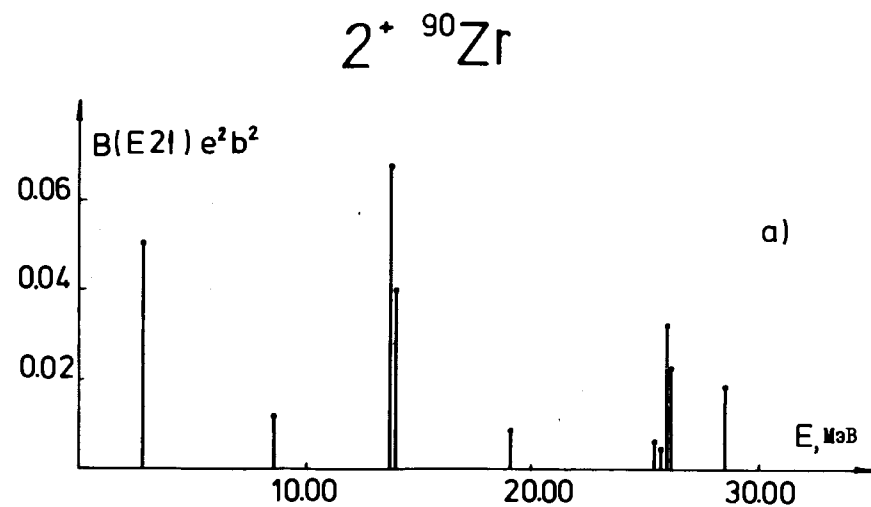


Рис. 2. Рассчитанные величины $B(E2\uparrow)e^2 b^2$ в ^{90}Zr :
 а/ в однофононном приближении, б/ - с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами.

ции. В результате взаимодействия квазичастиц с фононами происходит только небольшое уменьшение силы гигантского дипольного резонанса.

В области изоскалярного квадрупольного резонанса имеется только два коллективных однофононных состояния, расположенных на 0,3 МэВ один от другого. Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к фрагментации этих двух однофононных состояний по многим уровням, главная часть которых лежит в интервале 2 МэВ. Более сильно фрагментированы фононы в области гигантского изовекторного квадрупольного резонанса.

Состояния, лежащие в области изоскалярного квадрупольного резонанса, дают вклад в EWSR, равный /35-40/%, а в области изовекторного резонанса - /50-55/%. Модельное значение EWSR составляет 99% безмодельного EWSR, что указывает на полноту нашего конфигурационного пространства.

Литература

1. G.R.Satchler, *Phys.Rep.*, 14C, No.3 (1974).
2. D.R.Bes, R.Brogli, B.S.Nilsson. *Phys.Rep.* 16C, No.1 (1975).
3. R.A.Eramzhyan, S.I.Fedotov, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin. *Proceeding of Int. Symp. on Highly Excited States in Nuclei, Vo.1, p.21, Julich, 1975.*
А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стойанов, С.И.Федотов. *Избранные вопросы структуры ядра, т. 1, ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976.*
4. Г.Кырчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. *ОИЯИ, Р4-9697, Дубна, 1976; ОИЯИ, Е4-9962, Дубна, 1976.*
Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. *ОИЯИ, Р4-9879, Дубна, 1976.*
С.В.Акулиничев, Л.А.Малов. *ОИЯИ, Р4-9873, Дубна, 1976.*
5. И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. *ФЗИ- 580, Обнинск, 1975.* S.Krewald, J.Speth. *Phys.Lett.* 52B (1974) 295.
6. Б.А.Румянцев. *Препринт ИЯФ 76-29, Новосибирск, 1976.*
E.O.Mshelia, K.Roos, U.Greiner. *Nucl.Phys.* A212 (1973) 157.
A.Faessler. *Invited paper at the Int. Conf. on Selected Topics on Nuclear Structure, Dubna, 1976.*

7. М.Ю.Акбари, К.М.Ерохин, Ф.А.Живонисцев, К.В.Шутикова. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 36, 2540 /1972/; Ф.А.Живонисцев, А.В.Лукашов, К.В.Шутикова. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 37, 2634 /1973/.
8. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.*
9. S.Fukuda, Y.Torizuga. *Phys.Rev.Lett.*, 29 (1972) 1109.
M.Hasinoff, G.A.Fisher, S.S.Hanna. *Nucl.Phys.* A216 (1973) 221.
10. А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, Ч.Стойанов. *ЯФ, 20, 1131 /1974/.*
11. А.И.Вдовин, Ч.Стойанов. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 38, 2604 /1974/; *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 38, 2593 /1974/.
12. V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov, A.I.Vdovin. *Nucl.Phys.*, A224 (1974)411.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 августа 1976 года.