

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



→
А-441

3078 / 2-76

9 / VIII-76

P4 - 9873

С.В.Акулиничев, Л.А.Малов

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ГИГАНТСКИХ ДИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1976

P4 - 9873

С.В.Акулиничев, Л.А.Малов

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ГИГАНТСКИХ ДИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Journal of Physics.
G: Nuclear Physics".

I. Введение

В исследованиях свойств атомных ядер одно из центральных мест отводится гигантским резонансам. Гигантский дипольный резонанс наиболее ярко проявляется на эксперименте и дает большое количество информации для анализа ^{/1/}. Среди работ, посвященных теоретическому описанию дипольного резонанса, наибольший интерес представляют те, которые основываются на микроскопическом подходе. Микроскопическое описание гигантских резонансов позволяет наиболее полно исследовать их свойства. В ряде работ использовалась оболочечная модель для описания свойств дипольного резонанса ^{/2-4/}. В них рассматривались легкие и некоторые средние сферические ядра и получено описание отдельных интегральных свойств резонанса. Был выполнен ряд работ, основанных на теории конечных ферми-систем ^{/5,6/}. Результатом этих работ также является описание некоторых интегральных свойств дипольного резонанса. Применялись и некоторые другие варианты микроскопического подхода (см. ссылки в работах ^{/2,7/}). Однако микроскопическое описание гигантского дипольного резонанса в средних и тяжелых деформированных ядрах почти не проводилось, а полученные ранее результаты не являются достаточно полными (см., например, работу ^{/8/}).

В настоящей работе используется полумикроскопическая мо-

дель, развитая в работах^{/9,10/}. В качестве среднего поля используется потенциал Саксона-Вудса. Остаточные взаимодействия частиц представляют собой спаривание сверхпроводящего типа и дальнедействующие диполь-дипольные силы. Для описания однофононных возбуждений используется приближение случайных фаз. В работе не учитывается взаимодействие с высшими конфигурациями.

Используется предложенная в работах^{/14,15/} методика получения усредненных характеристик возбужденных состояний без решения соответствующих секулярных уравнений и определения волновых функций. Движение центра масс исключается в довольно грубом приближении, которого, однако, вполне достаточно для описания гигантского дипольного резонанса.

Для ряда ядер редкоземельной и трансурановой областей рассчитаны характеристики резонанса: энергия, расщепление, ширина, интегральное сечение фотопоглощения и его моменты, показан энергетический ход сечения. В целом имеется хорошее согласие с экспериментальными данными. Свободный параметр, характеризующий силу остаточного дипольного изовекторного взаимодействия, взят единым для всех рассматриваемых ядер.

2. Теоретическое описание

Для описания однофононных состояний в рамках приближения случайных фаз нами используется аппарат, разработанный в работе^{/10/}. В работе^{/11/} показан способ исключения движения центра масс для среднего поля произвольного вида. Этот способ сводится к введению дополнительных изоскалярных дипольных взаимодействий, приводящих к естественному выделению "духового" состояния с нулевой энергией. Однако, как показано в работах^{/6,8,12/}, "духовые" состояния, связанные с нарушением трансляционной инва-

риантности, не дают вклада в дипольный гигантский резонанс. Мы, тем не менее, приближенно исключаем движение центра масс, добавляя, как и авторы работы^{/13/}, изоскалярное дипольное взаимодействие и определяя его силу из требования выделения "духового" состояния с нулевой энергией.

Таким образом, остаточное диполь-дипольное взаимодействие имеет вид:

$$H_Q = -\frac{1}{2} \sum_{M=0,1} \left\{ \kappa_n \zeta_{1M}^+(n) \zeta_{1M}(n) + \kappa_p \zeta_{1M}^+(p) \zeta_{1M}(p) + \right. \\ \left. \kappa_{np} [\zeta_{1M}^+(n) \zeta_{1M}(p) + \zeta_{1M}^+(p) \zeta_{1M}(n)] \right\}, \quad (I)$$

где

$$\zeta_{1M}(n) = \sum_{S,S'} \langle S | f^{1M} | S' \rangle \alpha_S^+ \alpha_{S'}, \\ f^{1M} = \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_{1M} + (-1)^M Y_{1-M});$$

α_S^+ (α_S) - оператор рождения (уничтожения) частицы;

$\kappa_n = \kappa_p = \kappa_c + \kappa_1$, $\kappa_{np} = \kappa_c - \kappa_1$; κ_c, κ_1 - константы, соответственно, изоскалярного и изовекторного дипольного взаимодействия.

Кроме того, учитывается спаривание сверхпроводящего типа^{/10/}.

Секулярное уравнение для энергий однофононных состояний имеет вид^{/10/}:

$$(\kappa_c + \kappa_1) (\chi^c(n) + \chi^c(p)) - 4\kappa_c \kappa_1 \chi^c(n) \chi^c(p) = 1, \quad (2)$$

где

$$\chi^c(n) = 2 \sum_{S,S'} \frac{[f^{1M}(S,S') \mathcal{U}_{SS'}]^c [\mathcal{E}(S) + \mathcal{E}(S')]}{[\mathcal{E}(S) + \mathcal{E}(S')]^2 - \omega_c^2},$$

ω_c - энергия однофононного состояния,

$\mathcal{E}(S)$ - квазичастичная энергия, $\mathcal{U}_{SS'} = \mathcal{U}_S \mathcal{V}_{S'} + \mathcal{U}_{S'} \mathcal{V}_S$,

$\mathcal{U}_S, \mathcal{V}_S$ - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова.

Как указывалось выше, величина κ_0 определяется из условия

существования решения секулярного уравнения при нулевой энергии. Отношение κ_{\pm}/κ_0 является свободным параметром.

Исследование свойств каждого решения уравнения (2) в области гигантского дипольного резонанса, где плотность состояний очень высока, является весьма громоздкой задачей. Можно ввести усредненную силовую функцию электромагнитного возбуждения:

$$b(E1, \omega) = \sum_i B_i(E1) \rho(\omega - \omega_i), \quad (3)$$

где $B_i(E1)$ - приведенная вероятность возбуждения однофононного состояния с энергией ω_i ;

$$\rho(\omega - \omega_i) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta}{(\omega - \omega_i)^2 + (\Delta/2)^2}.$$

Интеграл от $b(E1, \omega)$ по произвольному энергетическому интервалу в силу нормированности $\rho(\omega - \omega_i)$ приближенно равен приведенной вероятности возбуждения уровней в пределах этого интервала. Как показано в работах [14, 15], функция (3) может быть рассчитана непосредственно, без нахождения однофононных состояний:

$$b(E1, \omega) = \frac{2 - \delta(\mu, 0)}{\pi} e^z \cdot \text{Im} \left\{ \left[\frac{(e_{\text{eff}}^p)^2 X(p) + (e_{\text{eff}}^n)^2 X(n) - X(n)X(p)(\kappa_0 + \kappa_{\pm}(e_{\text{eff}}^n + e_{\text{eff}}^p))}{1 - (\kappa_{\pm} + \kappa_0)(X(n) + X(p)) + 4\kappa_0\kappa_{\pm}X(n)X(p)} \right] \right\}_{\omega \rightarrow \omega + i\Delta/2} \quad (4)$$

В лабораторной системе отсчета введены эффективные заряды

$$e_{\text{eff}}^n = -\frac{Z}{A}, \quad e_{\text{eff}}^p = \frac{N}{A} \quad \text{для учета эффекта отдачи.}$$

Аналогичным образом, используя соотношение [16]:

$$B_n = \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \sum_i \omega_i^{n+1} B_i(E1), \quad (5)$$

можно получить усредненные значения сечения фотопоглощения ($n=0$) и его моментов ($n=-1, -2$). Важно, что параметр усреднения

Δ не влияет на рассчитываемые интегральные свойства резонансов, если выполняется условие:

$$\Delta \ll \Gamma_{рез}. \quad (6)$$

От Δ зависит лишь плавность и высота отдельных пиков, но не соотношения между ними.

Ясно, что при выполнении условия (6) рассчитываемые ширина и сечение резонанса определяются не параметром Δ , а свойствами однофоновных состояний, составляющих резонанс.

Поскольку в нашем подходе гигантский дипольный резонанс представляет собой совокупность большого количества отдельных возбуждений, ширина резонанса является по существу шириной области локализации резонанса, определенной на полувисоте огибающей линии. В такой трактовке ширина резонанса не связана с естественной шириной отдельных состояний.

3. Детали расчетов и обсуждение результатов

В качестве среднего поля использовался потенциал Саксона-Вудса^{/17/}. В расчетах учитывалось примерно 100 нейтронных и столько же протонных одночастичных уровней среднего поля. Количество учитываемых одночастичных матричных элементов для некоторых ядер достигает 3000. Параметр $d\epsilon_1/d\epsilon_0$ для всех ядер равен -1,2. Отметим, что в описанном подходе правило сумм для интегрального сечения вообще не зависит от этого параметра. В соответствии с условием (6) было $\Delta = 0,8$ МэВ.

Результаты расчетов представлены на рис.1,2,3 и в таблице.

На рис.1 показано расщепление резонанса по числу $K=0,1$

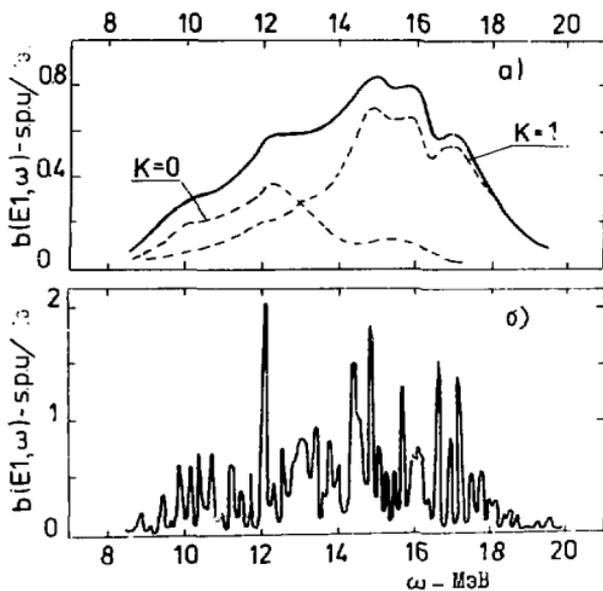


Рис. 1. Силовая функция EI-возбуждения для ядра ^{166}Er
 а) $\Delta = 0,6$ МэВ, б) $\Delta = 0,06$ МэВ
 (пунктиром показаны отдельно резонансы с $K=0$ и 1).

из-за деформации ядра. Под энергиями E_1 и E_2 в дальнейшем мы понимаем центры тяжести резонансов соответственно с $K=0, 1$.

Из рис.2 следует, что использованный базис является достаточно полным для описания гигантского дипольного резонанса. Можно также заключить, что положение резонанса не связано с распределением плотности отдельных двухквантовых состояний. Это показывает важность введенных диполь-дипольных взаимодействий для определения положения резонанса.

Гигантские резонансы мало изменяются при добавлении одного нуклона к четно-четному ядру^{/15, 18/}. Поэтому мы в некоторых случаях сопоставляем экспериментальные данные для дипольного резонанса в нечетных ядрах с соответствующими расчетами в соседних четно-четных ядрах. Как видно из рис.3, качественно имеется удовлетворительное описание энергетического хода сечения в сравнении с экспериментом. В отдельных случаях (для ядер ^{166}Er , ^{112}Ni) имеется даже соответствие микроструктуры резонанса, хотя об этом говорить пока трудно в силу большой погрешности и противоречивости экспериментальных данных. Следует отметить, что во всех случаях наблюдается некоторое завышение сечения в максимуме и недостаточность в высокоэнергетической части (напомним, что это не зависит от величины Δ , которая не меняет соотношения между отдельными пиками). Как показано для ^{166}Er , учет изовекторного квадрупольного резонанса частично улучшает согласие с экспериментом в высокоэнергетической части сечения. Однако полное устранить указанные отклонения, по-видимому, позволит лишь учет высших конфигураций^{/24/}.

При расчете сечения фотопоглощения и его моментов производилось интегрирование примерно по той же области энергий, что и на эксперименте. Из таблицы видно, что имеется вполне удов-

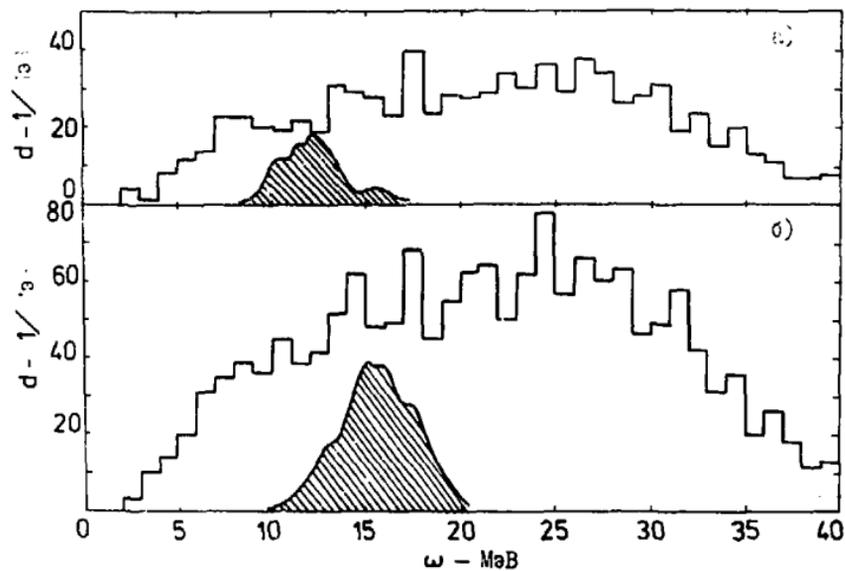


Рис.2. Плотность двухчастичных состояний в ядре ^{166}Er а) $\lambda\mu = 10$, б) $\lambda\mu = 11$.
 В произвольных единицах показано положение соответствующих резонансов
 (заштрихованные области).

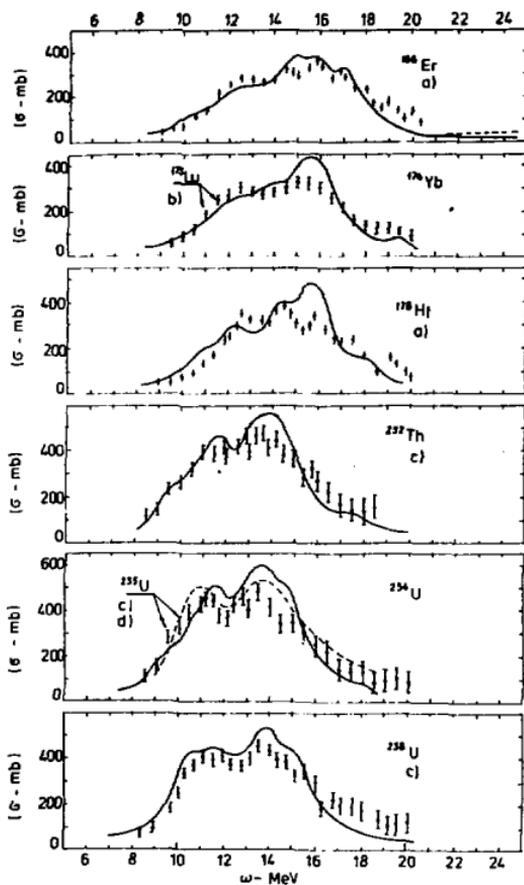


Рис.3. Интегральное сечение Е1-фотопоглощения (непрерывная линия). Экспериментальные данные взяты из работ: а) - /23/, в) - /19/, с) - /22/, d) кривая Лоренца (показана пунктиром) - /1/. Для ^{166}Er пунктиром показано сечение с учетом изовекторного Е2-резонанса.

летворительное описание интегральных свойств дипольного резонанса. "Включение" спаривания увеличивает сечение примерно на 10% (σ_{\perp} изменяется меньше, а σ_{\parallel} не изменяется вообще). Такого же порядка результат получался у авторов других работ для сферических ядер /6,25/. Однако причиной этого является, по-видимому, не только увеличение количества участвующих матричных элементов /25/, но и приближения, сделанные при переходе к квази-частичному представлению /10/ (это является недостатком практически всех работ, выполненных с учетом спаривания частиц). Подтверждением этому служит хорошее согласие безмодельного прецила сумм (TRK) с рассчитанными сечениями без спаривания, если учесть ограничение области интегрирования. Некоторое превышение правила сумм на эксперименте говорит о наличии обменных или зависящих от скорости сил, которые не учитываются в нашем рассмотрении. Однако следует отметить, что практически во всех случаях отличие рассчитанных величин от экспериментальных не превышает 10-15% (некоторые отклонения сечений в ядрах ^{232}Th и ^{238}U объясняются ограниченностью области интегрирования).

Таким образом, полумикроскопический подход, успешно применявшийся для описания низколежащих неротационных состояний (см., например, /10,17/), позволяет качественно и даже количественно описывать гигантские дипольные резонансы в средних и тяжелых деформированных ядрах. Дальнейшим развитием этого подхода является, по-видимому, учет ангармоничности при рассмотрении гигантских резонансов.

В заключение выражаем благодарность В.Г.Соловьеву за внимание к работе и многочисленные полезные обсуждения. Благодарим также Л.Е.Лазареву и Р.А.Эрашьяна за полезные дискуссии, Г.Кырчева за помощь при проведении численных расчетов, Д.И.Саламова за ряд полезных замечаний.

Таблица. Интегральные характеристики гигантского дипольного резонанса.

Ядро	σ_0 барн. Мэв				σ_{-1} мбарн			σ_{-2} $\frac{\text{мбарн}}{\text{Мэв}}$		E_1 , Мэв		E_2 , Мэв		E_{δ}^{max} , Мэв
	Эксп.	Теор.		TRK	Эксп.	Теор.		Эксп.	Теор.	Эксп.	Теор.	Эксп.	Теор.	
		$G \neq 0$ ^{жж} $G=0$			$G \neq 0$ $G=0$									
$^{152}\text{Sm} / 21/$ S_m	2,05 ± 1	2,25	1,98	2,22	I44 ± 10	I63	I56	10,6 $\pm 0,7$	11,5	12,45	12,8	15,85	16,3	20,0
$^{160}\text{Gd} / 1/$	2,53	2,47	2,23	2,30	I69	I78	I66	12,1	12,5	12,23	12,5	15,96	15,8	29,5
$^{161}\text{Er} / 19/$ ж)	2,70 $\pm 0,19$	2,49	2,25	2,42	I86 ± 15	I85	I73	13,6 ± 1	13,4	12,0	12,2	15,45	15,7	25,0
$^{175}\text{Lu} / 19/$ ж)	2,65 $\pm 0,18$	2,63	2,40	2,53	I82 ± 15	I97	I81	12,9 ± 1	14,5	12,35	12,3	15,52	15,6	23,0
$^{186}\text{W} / 1/$	3,00	2,88	2,59	2,67	203	218	201	14,5	16,1	12,59	12,2	14,98	15,4	28,6
$^{232}\text{Th} / 20/$	2,50 $\pm 0,25$	3,00	2,84	3,31	I98 ± 20	260	240	16, ± 2	21,0	11,08	11,5	14,07	13,8	16,3
$^{235}\text{U} / 1/$ ж)	3,71 $\pm 0,4$	3,30	3,05	3,34	293	291	279	24,1	24,0	10,58	11,3	13,84	13,7	18,5
$^{238}\text{U} / 20/$	2,98 $\pm 0,15$	3,32	3,09	3,39	235 ± 15	290	273	19, $\pm 1,5$	23,4	10,96	10,6	14,04	13,6	18,3

ж) Данные для ядер ^{161}Er , ^{175}Lu , ^{235}U сравниваются с расчетами, соответственно, для ^{166}Er , ^{174}Lu ,

^{234}U . жж) G - константа парного взаимодействия.

Л и т е р а т у р а

1. В.Л.Берман, S.C.Fultz. Rev.Mod.Phys., 47, 713 (1975).
2. В.В.Балашов. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям. Москва, 1967, т.3, стр.307.
3. Г.У.Егер, Г.Р.Киссенер, Р.А.Эрамбян. Труды семинара по электромагнитным взаимодействиям ядер при малых и средних энергиях, Москва, 1972, стр.63.
4. V.Gillet, A.M.Green, E.A.Sanderson. Nucl.Phys. 88, 321 (1966).
5. Г.Г.Бунатян. ЯФ, 4, 920 (1966).
6. С.П.Камерджиев. ЯФ, 15, 676 (1972).
7. G.A.Bartholomew, F.C.Khanna. Proc.Second Int.Simp.on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Petten, 1973, p.119; Proc.Int.Conference on Photonuclear Reactions and Applicat, ed. by В.Л.Берман, Oak Ridge, 1973.
8. V.Feifrlík, J.Rizek, P.Vogel. Nucl.Phys. A112, 1 (1969).
9. V.G.Soloviev. Atomic Energy Review, 2, v.2, 117 (1965).
10. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер, М., Наука, 1971.
11. Н.И.Пятов. Материалы XI зимней школы ЛЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1976, стр.151.
12. В.В.Балашов и др. ЖЭТФ, 41, 1929 (1961).
13. D.F.Petersen, C.J.Veje. Phys.Lett.24B, 44 (1967).
14. Г.Кирчев, Л.А.Малов, В.О.Нестеренко, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р4-9652, Дубна, 1976.
15. С.В.Акулиничев, Л.А.Малов. Препринт ОИЯИ Е4-9758, Дубна, 1976.
16. Дж.Левинджер. Фотоядерные реакции, М., ИЛ, 1962.

17. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 7, 450 (1976);
Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов, ЭЧАЯ, 4, 357 (1973).
18. M. Danos, W. Greiner, C. E. Kohr. Phys. Rev. 138, E1055 (1965).
19. K. Bergere, H. Leil, P. Carlos, A. Veysiere. Nucl. Phys. A133, 417 (1969).
20. A. Veysiere et al. Nucl. Phys. A199, 45 (1973).
21. P. Carlos et al. Nucl. Phys. A225, 171 (1974).
22. Г.М.Гуревич, Л.Е.Лазарева, В.М.Магур, Г.В.Солодухов. Письма в ЖЭТФ, 20, 741 (1974).
23. Б.И.Горячев и др. Письма в ЖЭТФ, 19, 65 (1974).
24. Ф.А.Ливовисцев, А.В.Лукашев, К.В.Шитикова. Изв. АН СССР, 37, 2634 (1973).
25. Р.М.Осокина, Е.Л.Ядровский. Изв. АН СССР 34, 182 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1976 года.