

УДК 539.143

ЭФФЕКТЫ АНГАРМОНИЧНОСТИ И ДВОЙНЫЕ ГИГАНТСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

В. В. Воронов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Дан краткий обзор результатов микроскопических расчетов характеристик двойных гигантских дипольных резонансов. Особое внимание уделено исследованию ангармонических эффектов и их влияния на свойства двойных резонансов. Найдено, что отклонение энергий двойных гигантских дипольных резонансов от гармонического предела имеет зависимость A^{-1} .

A brief review of recent results of the microscopic calculations to describe characteristics of the double giant dipole resonances (DGDR) is presented. A special attention is paid to a microscopic study of the anharmonic properties of the DGDR. It is found that the deviation of the energy centroid of the DGDR from the harmonic limit follows A^{-1} dependence.

Открытие двойных гигантских дипольных резонансов (ДГДР) в атомных ядрах [1–5] и наблюдение небольших отклонений от предсказаний гармонической модели для энергий возбуждения и ширин ДГДР с одновременно заметным отклонением от гармонической картины для сечений кулоновского возбуждения при столкновении релятивистских тяжелых ионов [4] требуют более глубокого понимания роли ангармонических эффектов в спектрах ДГДР. Существует несколько факторов влияния ангармоничности на сечения электромагнитного возбуждения. Энергетические сдвиги ДГДР из-за ангармоничности влияют на сечения из-за их экспоненциальной зависимости от энергии [6]. Кроме того, изменяются матричные элементы дипольных переходов и из-за смешивания конфигураций с различным числом фононов появляется множество путей по сравнению с гармонической картиной для электромагнитного возбуждения ДГДР. Вышеупомянутые вопросы инспирировали большое число теоретических работ [7–16], и одной из нерешенных проблем до недавнего времени оставался вид зависимости от массового числа для энергетических сдвигов ДГДР от гармонических значений.

Первые систематические исследования ангармонических сдвигов ДГДР для ядер в широкой массовой области с учетом смешивания одно- и двух-фононных конфигураций (влияние трехфононных состояний на эти сдвиги мало [11]) были проведены недавно в [17, 18]. В данной работе мы обсудим результаты микроскопического исследования ангармоничности ДГДР.

Гамильтониан, использовавшийся в расчетах, включает протонное и нейтронное среднее поле в форме потенциала Саксона–Вудса, монополярное спаривательное взаимодействие и остаточные мультипольные силы, силовые константы которых подбирались так, чтобы описывались низколежащие вибрационные состояния и гигантские резонансы [19, 20].

Так как мы исследуем ангармонические свойства двухфононных возбужденных состояний с угловым моментом J и его проекцией M , волновые функции для них можно записать в виде суперпозиции одно- и двухфононных конфигураций:

$$|\Psi_{JM}^\nu\rangle = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{J_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \leq \lambda_2 i_2} P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) \frac{[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM}}{\sqrt{1 + \delta_{\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2}}} \right\} | \rangle_{\text{ph}}, \quad (1)$$

где $| \rangle_{\text{ph}}$ — фононный вакуум. Связь двухфононных состояний с трехфононными ведет к фрагментации силы последних и рассматривалась в нашей предыдущей работе [11]. Использовано обозначение:

$$[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} = \sum_{\mu_1 \mu_2} C_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{JM} Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+,$$

где C — коэффициент Клебша–Гордана.

Мы учитываем фермионную структуру фононных операторов. Оператор рождения фонона $Q_{\lambda \mu i}^+$ с мультиполярностью λ , проекцией μ и порядковым номером i является линейной комбинацией двухквaziчастичных операторов рождения α_{jm}^+ и уничтожения α_{jm} с оболочечными квантовыми числами $j \equiv (n, l, j)$ и m :

$$Q_{\lambda \mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\tau} \sum_{jj'}^{n,p} \left\{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_j^+ \alpha_{j'}^+]_{\lambda \mu} - (-1)^{\lambda - \mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{j'} \alpha_j]_{\lambda - \mu} \right\}. \quad (2)$$

Энергии однофононных состояний $\omega_{\lambda i}$ находятся путем решения уравнений приближения случайных фаз. Эти уравнения позволяют найти величины прямых $\psi_{jj'}^{\lambda i}$ и обратных $\varphi_{jj'}^{\lambda i}$ фононных амплитуд в уравнении (2). Для сепарабельных остаточных сил с радиальным формфактором $f_{\lambda}(r)$ они имеют вид

$$\begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \end{pmatrix}_{jj'}^{\lambda i}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2} \mathcal{Y}_{\tau}^{\lambda i}} \frac{f_{jj'}^{\lambda}(\tau)(u_j v_{j'} + v_j u_{j'})}{\varepsilon_j + \varepsilon_{j'} \mp \omega_{\lambda i}},$$

где $f_{jj'}^{\lambda} = \langle j' | f_{\lambda}(r) | j \rangle$; u_j и v_j — коэффициенты преобразования Боголюбова; ε_j — одноквaziчастичная энергия, а \mathcal{Y}_{τ} — нормировочный коэффициент [20]. Квaziчастичные энергии и коэффициенты u_j, v_j определяются при решении уравнений БКШ.

Чтобы найти энергии $E_\nu(J)$ состояний (1) и коэффициенты R и P , мы диагонализуем следующую матрицу:

$$\begin{aligned} & \left\| \langle \Psi_J^{\nu'} | H | \Psi_J^\nu \rangle - E \langle \Psi_J^{\nu'} | \Psi_J^\nu \rangle \right\|_{[\nu \times \nu']} = \\ & = \left\| \begin{array}{cc} \langle [Q_{\lambda_4 i_4} Q_{\lambda_3 i_3}]_J | H | [Q_{\lambda_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 i_2}^+]_J \rangle & U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji) \\ U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_4 i_4}(Ji) & \omega_{Ji} - E \end{array} \right\| = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

для данного значения J .

Наш модельный гамильтониан может быть переписан в терминах квазичастичных и фоновых операторов:

$$H = \sum_{jm} \varepsilon_j \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} - \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu i i'} \sum_{\tau}^{n,z} \frac{X_{\tau}^{\lambda i} + X_{\tau}^{\lambda i'}}{\sqrt{Y_{\tau}^{\lambda i} Y_{\tau}^{\lambda i'}}} Q_{\lambda \mu i}^+ Q_{\lambda \mu i'} + H_{\text{int}}, \quad (4)$$

где

$$X_{\tau}^{\lambda i} = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'}^{\tau} \frac{[f_{jj'}^{\lambda}(\tau)(u_j v_{j'} + v_j u_{j'})]^2 (\varepsilon_j + \varepsilon_{j'})}{(\varepsilon_j + \varepsilon_{j'})^2 - \omega_{\lambda i}^2}$$

и H_{int} отвечает за взаимодействие между квазичастицами и фонами. Если пренебречь этим членом, то гамильтониан становится диагональным в пространстве однофоновых состояний.

Явный вид для матричных элементов взаимодействия между одно- и двух-фоновыми состояниями, выражаемых через величины, входящие в гамильтониан, и фоновые амплитуды можно найти, например, в [18]. При этом учитывается фермионная структура фоновых операторов и их точные коммутационные соотношения, что гарантирует выполнение принципа Паули.

Для того чтобы исследовать ангармонические сдвиги в чистом виде и исключить энергетическую зависимость, которая содержится в сечениях двух-ступенчатого возбуждения ДГДР в реакциях столкновения релятивистских тяжелых ионов и также изменяет энергию центра ДГДР по отношению к удвоенной энергии одиночного гигантского дипольного резонанса (ГДР), мы рассчитывали энергетически независимую величину:

$$\begin{aligned} B_\nu([E1 \times E1]_J) &= \left| \sum_i \langle \Psi_J^\nu | E1 | \Psi_{1-}^i \rangle \langle \Psi_{1-}^i | E1 | \Psi_{\text{g.s.}} \rangle \right|^2 = \\ &= \frac{2J+1}{3} \left| 2 \sum_{i_1 \leq i_2} P_{1-}^{1-i_2}(J\nu) \frac{M_{i_1}(E1) M_{i_2}(E1)}{\sqrt{1 + \delta_{i_1, i_2}}} \right|^2, \quad (5) \end{aligned}$$

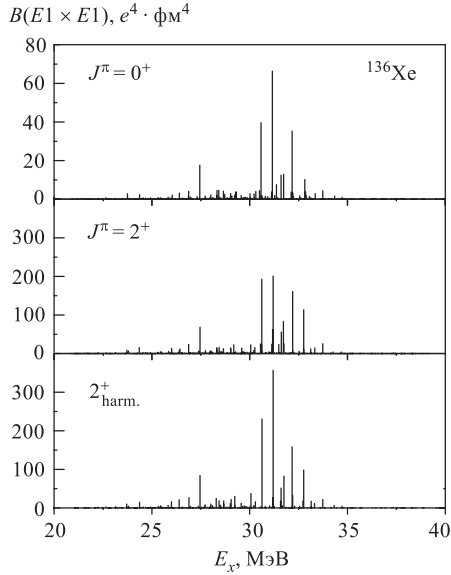


Рис. 1. Энергетические распределения величин $B(E1 \times E1)$, связанных с возбуждением компонент 0^+ и 2^+ ДГДР в ^{136}Xe , в сравнении с той же величиной для компоненты 2^+ в гармоническом пределе. Шкалы выбраны пропорциональными $(2J + 1)$

На рис. 1 показана величина $B_\nu([E1 \times E1]_J)$ для различных состояний ν с угловыми моментами и четностями 0^+ и 2^+ в ядре ^{136}Xe .

Результаты расчетов представлены в таблице.

Во второй колонке показано исчерпывание классического дипольного ЭВПС. Третья колонка содержит исчерпывание правила сумм для ДГДР $S_2^{(1)}$ для суммы компонент 0^+ и 2^+ ДГДР. Эта величина определена следующим образом [21]:

$$S_2^{(1)} = 4S_1^{(0)}S_1^{(1)},$$

где $S_1^{(1)}$ — классическое ЭВПС для ГДР и величина

$$S_1^{(0)} = \sum_i |\langle 1_i^- | E1 | \text{g.s.} \rangle|^2$$

где $M_i(E1) = \langle 1_i^- | E1 | 0_{\text{g.s.}}^+ \rangle$ — приведенный матричный элемент $E1$ -возбуждения i -го однофононного 1^- -состояния из основного состояния ядра. Промежуточные состояния $\Psi_{1^-}^i$, формирующие ГДР, описываются в однофононном приближении. Рассчитанные величины должны сравниваться с величинами, соответствующими гармонической картине возбуждения, когда коэффициенты $P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J\nu) = \delta_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2, 1^- i_1 1^- i_2}$, а энергия возбуждения двухфононной конфигурации $[1^- i_1 \times 1^- i_2]_J$ точно равна $(\omega_{1^- i_1} + \omega_{1^- i_2})$.

В расчетах учитывались все однофононные состояния с мультипольностью λ от 0 до 4 и энергией возбуждения до 50 МэВ. Базис двухфононных конфигураций формировался из состояний, дающих вклад более 0,2 % в классическое энергетически взвешенное правило сумм (ЭВСП) для дипольных фононов и более 1,0 % для фононов остальных мультипольностей.

Процент исчерпывания ЭВПС для ГДР и ДГДР в ядрах, указанных в первой колонке. В колонках 4 и 5 представлены ангармонические сдвиги $\Delta E_c(J^\pi)$ энергетических центроидов компонент $J^\pi = 0^+$ и 2^+ ДГДР по сравнению с гармоническим пределом

Ядро	ЭВПС, %		$\Delta E_c(J^\pi)$, кэВ	
	ГДР	ДГДР	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$
^{40}Ca	104	103	-643	-740
^{58}Ni	104	103	-476	-495
^{86}Kr	106	105	-309	-271
^{120}Sn	106	105	-199	-194
^{136}Xe	103	102	-203	-179
^{208}Pb	94	94	-108	-158

рассчитывается при описании ГДР в однофононном приближении. В последних колонках таблицы приведены ангармонические сдвиги энергетического центроида ДГДР

$$E_c(J) = \frac{\sum_{\nu} B_{\nu}([E1 \times E1]_J) E_{\nu}(J)}{\sum_{\nu} B_{\nu}([E1 \times E1]_J)}$$

по сравнению с гармоническим пределом, т.е. удвоенной величины энергетического центроида для ГДР. Поправки, возникающие при учете принципа Паули, ответственны за появление таких сдвигов.

Зависимость от массового числа ангармонических сдвигов для компонент 0^+ и 2^+ ДГДР показаны на рис. 2. Линиями показаны предсказания макроскопических подходов для A -зависимости сдвигов: A^{-1} (сплошная линия) из [19] и $A^{-5/3}$ (штриховая линия) из [13].

Результаты наших расчетов очень хорошо совпадают со сплошной кривой для всех ядер. Складывая с одинаковыми весами компоненты 0^+ и 2^+ ДГДР и используя

метод наименьших квадратов, мы получаем зависимость от массового числа для сдвига $|\Delta E| \sim A^{-\alpha}$ с $\alpha = 1,08 \pm 0,06$. Следует подчеркнуть, что наши расчеты сдвигов не содержат свободных параметров, так как дипольные

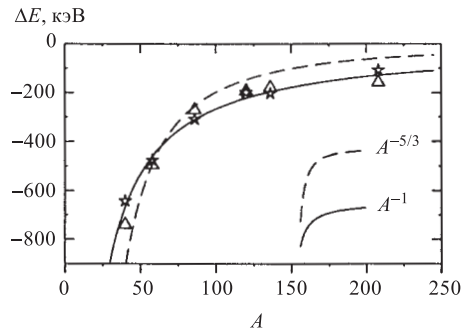


Рис. 2. Сдвиги энергетического центроида ДГДР (0^+ — звездочки; 2^+ — треугольники) от гармонического предела. Сплошная и штриховая линии представляют A^{-1} - и $A^{-5/3}$ -зависимости макроскопических моделей соответственно

силовые константы были зафиксированы по экспериментальным значениям энергий ГДР.

На основании проведенных исследований можно заключить, что отклонение энергетического центроида двойного гигантского дипольного резонанса от гармонического предела имеет зависимость от массового числа, характерную для зависимостей, связанных с глобальными свойствами системы, подобно, например, зависимости энергии возбуждения ГДР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mordechai S., Moore C. F.* // Int. J. Mod. Phys. E. 1994. V. 3. P. 39.
2. *Emling H.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 1994. V. 33. P. 729.
3. *Chomaz P., Frascaria N.* // Phys. Rep. 1995. V. 252. P. 275.
4. *Aumann T. et al.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1998. V. 48. P. 351.
5. *Bertulani C. A., Ponomarev V. Yu.* // Phys. Rep. 1999. V. 321. P. 139.
6. *Winther A., Adler K.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 319. P. 518.
7. *Catara F., Chomaz Ph., Van Giai N.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 233. P. 6.
8. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 1168.
9. *Nishizaki S., Wambach J.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1515.
10. *Volpe C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 589. P. 521; *ibid.* 1999. V. 647. P. 246.
11. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Z. Phys. A. 1996. V. 356. P. 251.
12. *Bortignon P. F., Dasso C. H.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 574.
13. *Bertsch G. F., Feldmeier H.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 839.
14. *Lanza E. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 613. P. 445.
15. *Hamamoto I.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054320.
16. *Bertsch G. F., Bortignon P. F., Hagino K.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 657. P. 59.
17. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 1400.
18. *Ponomarev V. Yu. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 687. P. 170c.
19. *Bohr A., Mottelson B. R.* Nuclear Structure. N. Y.; Benjamin, 1975. V. 2.
20. *Soloviev V. G.* Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles, Phonons. Bristol, 1992.
21. *Kurasawa H., Suzuki T.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 597. P. 374.