

О КОЛЛЕКТИВНЫХ МОДЕЛЯХ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА ПЕРЕХОДНЫХ ЯДЕР

М. Н. Костин, С. Ф. Семенко, Б. А. Тулупов

Известно, что модель связи дипольных и квадрупольных колебаний /1-3/ не воспроизводит ряда особенностей коллективной структуры гигантского резонанса вибрационных ядер в том случае, когда движение поверхности описывается как гармонические колебания вокруг сферической равновесной формы (см., например, /4-6/).

В частности, в низкоэнергетической части дипольного пика экспериментальное сечение всегда превышает теоретическое. Одной из возможных причин такого расхождения теории и эксперимента может быть несовершенство модели, используемой для описания движения поверхности ядра.

Уже довольно давно отмечалось /7/, что эквидистантное расположение низших уровней квадрупольного спектра не является достаточным признаком сферичности ядра, поскольку такой спектр может также наблюдаться у ядер с ненулевой равновесной деформацией.

Недавние эксперименты /8-11/, обнаружившие большой квадрупольный момент в 2^+ -состоянии целого ряда вибрационных ядер (Ni^{60} , Cd^{114} , Sm^{150} и др.), подтвердили наличие у этих ядер статической деформации, отличной от нуля.

В то же время, вибрационная структура спектра говорит о том, что амплитуда нулевых колебаний поверхности сравнима с равновесной деформацией, т.е. что

несферическая форма ядра нестабильна. Такие ядра можно назвать "переходными" /12,13/.

Теория движения поверхности таких ядер является очень сложной /12-14/ и к настоящему времени недостаточно разработана. Это не позволяет применить ее в данный момент к описанию гигантского резонанса.

Можно, однако, попытаться получить качественные выводы об интересующих нас явлениях, используя для описания движения поверхности переходных ядер модель Давыдова-Чабана /7,15/, которая, будучи очень простой математически, воспроизводит, по-видимому, наиболее важные для рассматриваемой здесь проблемы свойства переходных ядер.

С помощью этой модели, в частности, можно качественно объяснить большой квадрупольный момент 2^+ -состояния, а также установить соответствие /16-17/ между коллективными уровнями соседних ядер с разными свойствами спектра.

В силу указанных причин нами был предпринят расчет дипольного спектра четно-четных ядер в рамках модели связи дипольных и квадрупольных колебаний с описанием последних по модели Давыдова-Чабана.

Собственные дипольные функции гамильтониана модели связи дипольных и квадрупольных колебаний /2/

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial \tilde{\chi}^2} + \frac{M\omega_d^2}{2} \tilde{\chi}^2 + H_Q(\theta_j, \beta, \gamma) -$$

$$- \sqrt{\frac{15}{8\pi}} M\omega_d^2 \sum_{\rho\beta\lambda} (1\rho 1\beta | 2 - \lambda) (-1)^\lambda \chi_\rho \chi_\beta \alpha = H_d + H_Q + V_{dQ}$$

записывались в виде разложения

$$\langle \tilde{\chi}, \theta_j, \beta | J = 1, M, 1 \rangle = \sum_{J_Q \tau_M} \langle \tilde{\chi} | J_d = 1, M_d \rangle \chi$$

$$\times \langle \theta_j, \beta | J_Q \tau_M \rangle^{J_Q \tau} (1M_d J_Q M_Q | 1M) \langle J_Q \tau_M \rangle^{J_Q \tau} | 1 \rangle.$$

Здесь $|J_d = 1, M_d\rangle$ - собственная функция гамильтониана H_d , описывающая однофотонное состояние "чистых" дипольных колебаний, $|J_Q \tau v\rangle$ - собственные функции гамильтониана модели Давыдова-Чабана. J_Q^- - угловой момент движения поверхности $J_Q = 0,2$. Индекс $\tau = 1,2$ относится соответственно к состояниям 2⁺ нормальной и аномальной полосы, $v_m^{J\tau}$ - β -вибрационные квантовые числа $(v_m^{J\tau} > v_{m+1}^{J\tau})$. Собственные энергии $\hbar\omega_1$ и коэффициенты $\langle J_Q \tau v_m^{J_Q \tau} | 1 \rangle$ находились путем численного решения секулярного уравнения.

Для каждого $J\tau$ нами учитывалось 5 " β -фононов". Расчет производился для следующих значений дипольных и квадрупольных параметров:

$\hbar\omega_d$ (энергия гигантского резонанса) = 13,3 Мэв;

β_0 (равновесная деформация основного состояния) = 0,15;

μ (параметр неадиабатичности) = 0,9;

γ (эффективный параметр неаксиальности) = 0,26;

$\hbar\Omega_\beta$ (частота β -колебаний) = 0,85 Мэв.

Сечение фотопоглощения рассчитывалось по формуле

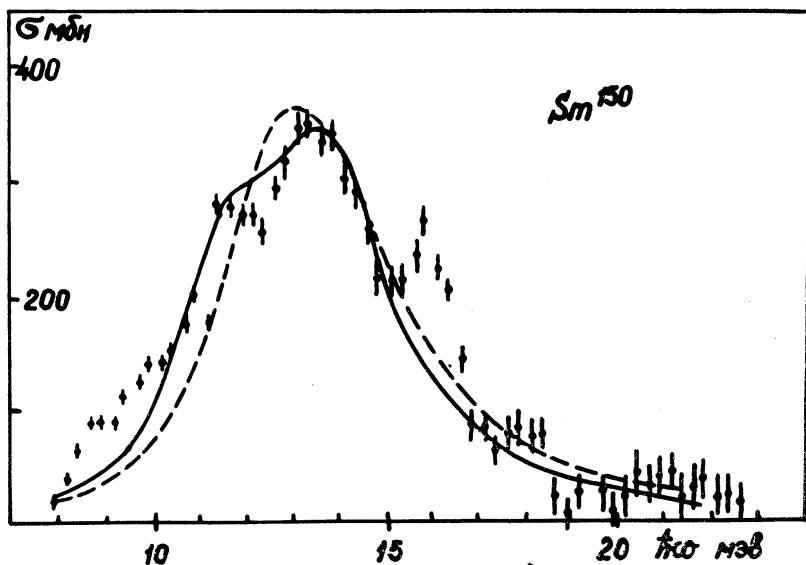
$$\sigma = \frac{2}{\pi} \sigma_{int} \sum_{i=1}^{15} \frac{I_1}{\Gamma_1} \left\{ \left[\frac{(\omega^2 - \omega_i^2)}{(\omega \Gamma_1)} \right]^2 + 1 \right\}^{-1}$$

где $I_1 \equiv |\langle 0 | 1 \rangle|^2$ - относительная интенсивность дипольного перехода, Γ_1 - ширина уровня с энергией $\hbar\omega_1$, $\sigma_{int} = 0,06(NZ/A)(1 + X)$ Мэв. бн - интегральное сечение фотопоглощения.

В расчетах принималось $X = 0$, $\Gamma_1 = 0,061 (\hbar\omega_1 / \text{Мэв})^{3/2}$ Мэв. (Зависимость Γ_1 от $\hbar\omega_1$ выбрана так, чтобы воспроизвести изменение Γ_1 с энергией и значение ширины продольного максимума 2,5 Мэв, обычно наблюдаемое у жестких сфероидальных ядер).

На рисунке приведено (сплошная кривая) вычисленное таким образом сечение фотопоглощения для Zm^{150}

в сравнении с экспериментальными данными /6/. Здесь же пунктиром дана кривая фотопоглощения, вычисленная по результатам работы /5/ по модели сферического ядра с параметрами $(0|\beta^2|0)^{1/2} = 0,2$ и $\hbar\Omega = 0,33$ Мэв, характеризующими 2^+ -уровень ядра Sm^{150} .



Р и с. 1. Сравнение расчетов по различным моделям с экспериментальными данными для Sm^{150} .

Из рисунка видно, что кривая фотопоглощения, вычисленная по модели Давыдова-Чабана, имеет, подобно экспериментальной кривой, заметный максимум в низкоэнергетической части; модель сферического ядра эту особенность гигантского резонанса не воспроизводит.

Поведение кривой фотопоглощения при энергиях, превышающих порог реакции $(\gamma, 2n)$, здесь не обсуждается, так как в этой области энергий цитированные экспериментальные данные имеют большую погрешность.

Ввиду очень упрощенного характера использованных моделей, приведенные результаты не могут претендо-

вать на описание всех особенностей гигантского резонанса "переходных" ядер *). Однако, они достаточно отчетливо демонстрируют связь между несферичностью вибрационных ядер и наблюдаемыми свойствами их дипольного спектра и в какой-то мере позволяют предсказать форму гигантского резонанса, которая должна получиться при использовании более точных моделей /12, 14/ квадрупольного спектра.

Авторы благодарны А. М. Балдину и Л. Е. Лазаревой за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Поступила в редакцию
9 февраля 1971 г.

*) В частности, некоторых специфических особенностей гигантского резонанса ядер с $N \approx 90$, обусловленных возможностью "фазовых переходов" /18/ при возбуждениях (см. /19,20/).

Л и т е р а т у р а

1. M. Danos, W. Greiner. Phys. Rev., 134, B284 (1964).
2. S. F. Semenko. Phys. Lett., 10, 182 (1964); С. Ф. Семенко. ЯФ, 1, 414 (1965).
3. J. Le Tourneux. Phys. Lett., 13, 325 (1964); Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd, 34, N11, 1965.
4. M. G. Huber, M. Danos, H. J. Weber, W. Greiner. Phys. Rev., 155, 1073 (1967).
5. Б. С. Долбилкин, А. И. Исаков, В. И. Корин, Л. Е. Лазарева, Н. В. Линькова, Б. А. Тулупов. ЯФ, 9, 675 (1969).
6. О. В. Васильев, Г. Н. Залесный, С. Ф. Семенко, В. А. Семенов. ЯФ, 10, 460 (1969).

7. A. S. Davydov, A. A. Chaban. Nucl. Phys., 20, 499 (1960).
8. J. de Boer, J. Eichler. Advances in Nuclear Physics. Plenum Press, Inc. New York, 1968.
9. J. E. Glenn, J. X. Saladin. Phys. Rev. Lett., 20, 1298 (1968).
10. J. J. Simpson, D. Eccleshall, M. J. L. Yales, N. J. Freeman. Nucl. Phys., A94, 177 (1967).
11. D. Cline et al. Nucl. Phys., 133, 445 (1969).
12. M. Baranger, K. Kumar. Nucl. Phys., 110, 490 (1968).
13. K. Kumar, M. Baranger. Nucl. Phys., A110, 529 (1968); A122, 273 (1968).
14. N. S. Rabotnov, N. S. Seregin. Phys. Lett., 29B, 162 (1969).
15. А. С. Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, 1967 г.
16. V. N. Lutsenko. Nucl. Phys., 47, 42 (1963).
17. M. Sakai. Nucl. Phys., A104, 301 (1967).
18. D. Thouless. Nucl. Phys., 22, 78 (1961).
19. С. Ф. Семенко. Краткие сообщения по физике (ФИАН) № 2, 1 (1970).
20. S. P. Semenko, O. V. Vasilijev, U. A. Semenov. Phys. Lett., 31B, 429 (1970).