

ОБ ЭФФЕКТАХ "ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ" ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

С. Ф. Семёнко

Известно, что увеличение числа нейтронов от $N = 88$ к $N = 90$ приводит к резкому возрастанию равновесной деформации ядра в основном состоянии¹. В данном случае имеет место сильное изменение коллективных свойств ядра при небольшом изменении определяющего их параметра. Это явление обычно называют "фазовым переходом"².

Фазовые переходы имеют место и при возбуждении ядер с $N \sim 90$ ³. Естественно предположить, что они будут сопровождать также и возбуждение гигантского дипольного резонанса.

В последнем случае происходит разрушение оболочки $N = 82$ и увеличение числа нейтронов в незаполненных оболочках; результатом этого может быть резкое увеличение равновесной деформации ядер с $N = 88$.

Дипольные возбуждения, сопровождаемые сильным возрастанием равновесной деформации, можно, используя простой формализм модели квадрупольно-дипольного взаимодействия,⁴⁻⁶ описать с помощью схематического гамильтониана

$$H = [\hbar\omega_d + \mathcal{K}(\alpha_d)] \bar{R}^+ \bar{R} + \mathcal{K}(\alpha_d)(1 - \bar{R}^+ \bar{R}) - [15/(8\pi)] \hbar\omega_d \sum_{\lambda, \mu} R_{\lambda, \mu}^+ R_{\lambda, \mu} (1/\sqrt{2} - \lambda) D_{\lambda, \mu}^2 (-1)^\mu \beta_{\lambda, \mu} \quad (1)$$

где \bar{R}^+ , \bar{R} - операторы порождения и уничтожения дипольного фона, $\hbar\omega_d$ - энергия гигантского резо-

нанса, $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ — модельный гамильтониан, описывающий движение поверхности с малой и большой равновесной деформацией основного состояния $\beta_0 = \beta_1$ и $\beta_0 = \beta_2$ соответственно. Естественно определить \mathcal{H}_1 и \mathcal{H}_2 так, чтобы они воспроизводили свойства низших коллективных уровней ядер с $N = 88$ и $N = 90$.

Потенциал дипольно-квадрупольного взаимодействия в данной модели (последнее слагаемое в формуле (1)) отличается от аналогичного потенциала модели квадрупольно-дипольного взаимодействия тем, что включает только равновесную деформацию ядра и не описывает, таким образом, взаимодействия с динамическими деформациями. Аналогичное приближение обычно используется при описании низкоэнергетических спектров нечётных ядер (схема Нильссона), когда считается, что движение нечётного нуклона адиабатически связано с вращениями, но не зависит от колебаний.

Относительная слабость связи одночастичных и вибрационных степеней свободы объясняется действием сил спаривания ⁷, а также возможностью диссипации поверхностных колебаний в некогерентные возбуждения *). Можно ожидать, что для дипольных колебаний, являющихся когерентной смесью частично-дырочных возбуждений, будет иметь место аналогичная ситуация. Это обстоятельство и отражает предлагаемая здесь форма записи II. Для конкретных оценок запишем \mathcal{H}_n ($n = 1, 2$) в виде гамильтониана модели Давыдова-Чабана ⁹ и в обоих случаях будем считать ядро аксиально симметричным. (С помощью этой модели можно грубо воспроизвести свойства первых возбуждённых уровней ядер с $N = 88 + 90$ ¹⁰)

$$\mathcal{H}_n = T + V_n \zeta_n^2 (\beta - \beta_n^2) / 2, \quad n = 1, 2 \quad (2)$$

T — кинетическая энергия движения поверхности.

*) См. также 8.

Собственные функции гамильтониана (1) для состояний возбуждения продольных и поперечных дипольных колебаний имеют вид:

$$\Psi_{1, \nu} = [3/(8\pi^2)]^{1/2} D_{n_0}^1 R_3^+ |0\rangle \Psi_{\nu}(\beta - \beta_2) \quad (3^a)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{1, \nu} = & [3/(32\pi^2)]^{1/2} [D_{n_1}^1 (1R_2^+ + R_1^+) + \\ & + D_{n_1}^1 (1R_2^+ - R_1^+)] |0\rangle \Psi_{\nu}(\beta - \beta_2) \end{aligned} \quad (3^b)$$

Соответствующие им собственные энергии равны:

$$E_{1, \nu} = \hbar \omega_{\alpha} (1 - \sqrt{5/(4\kappa)}) \beta_2 + \hbar \Omega (\nu + 1/2) \quad (4^a)$$

$$E_{1, \nu} = \hbar \omega_{\alpha} (1 - \sqrt{5/(16\kappa)}) \beta_2 + \hbar \Omega (\nu + 1/2) \quad (4^b)$$

В формулах (3) - (4) $R_i^+ = (R^+ \hat{e}_i)$, \hat{e}_i - главные оси деформации, $\Psi_{\nu}(\beta - \beta_2)$ и $\hbar \Omega (\nu + 1/2)$ - β -вибрационные волновые функции энергии. Наименьшие значения ν приблизительно равны 0 и 1. Ψ_0 и Ψ_1 можно приближенно записать в виде осцилляторных волновых функций ⁹.

Относительные интенсивности пиков в сечении поглощения, соответствующих возбуждению состояний с энергиями (4^a) и (4^b) соответственно равны:

$$I_{1, \nu} = (1/3) |(0 | \vec{d} R_3^+ | 0)|^2 S_{\nu}^2 \quad (5^a)$$

$$I_{1, \nu} = (2/3) |(0 | \vec{d} R_1^+ | 0)|^2 S_{\nu}^2 \quad (5^b)$$

где
$$S_{\nu} = \int \Psi_{\nu}(\beta - \beta_2) d\beta \Psi_0(\beta - \beta_1) \quad (6)$$

$\Psi_0(\beta - \beta_1)$ - собственная функция гамильтониана

χ_1 , описывающая основное состояние слабо деформированного ядра.

Для $S_\nu, \nu = n$ имеем:

$$S_0 = [2a/(a^2 + 1)]^{1/2} \exp \left\{ -b^2 / [4(a^2 + 1)] \right\} \quad (7)$$

$$S_{n+1} = [(a^2 - 1)/(a^2 + 1)](n + 1)^{1/2} [-b(a^2 - 1)^{-1} S_n + n^{1/2} S_{n-1}] \quad (8)$$

где $a = \bar{\beta}_1 / \bar{\beta}_2$, $b = (\beta_2 - \beta_1) / \bar{\beta}_2$, $\bar{\beta}_n = [\hbar / (2B_n \Omega_n)]^{1/2}$ — амплитуда нулевых β -колебаний.

Из свойств низкоэнергетических спектров ядер Sm^{150} и Sm^{152} следует¹¹

$\hbar\Omega_1 \approx \hbar\Omega_2 = 0,7$ Мэв, $\beta_1 = 0,16$, $\bar{\beta}_1 = 0,09$; $\beta_2 = 0,30$; $\bar{\beta}_2 = 0,095$.

Подставляя эти значения в (7) и (8), получим

$$S_0^2 = 0,50; \quad S_1^2 = 0,35.$$

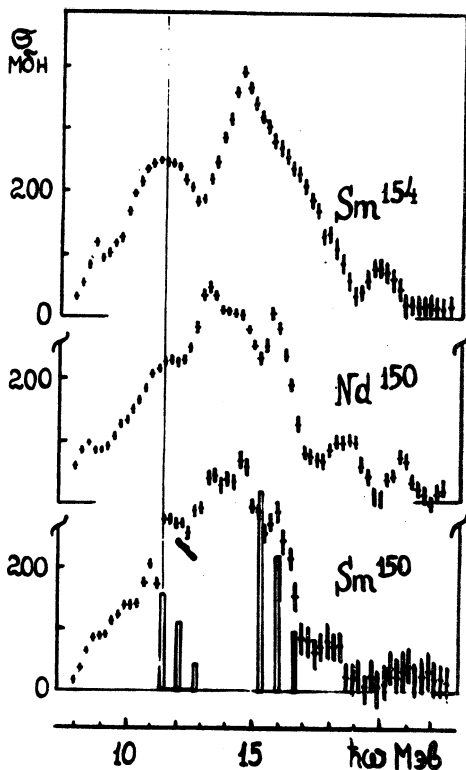
Итак, резонансы, соответствующие дипольным переходам "с изменением фазы" могут группироваться в довольно узком интервале ($\sim \hbar\Omega$) вокруг энергий:

$$\hbar\omega_\alpha [1 - \sqrt{5/(4\pi)} \beta_2] \text{ и } \hbar\omega_\alpha [1 + \sqrt{5/(16\pi)} \beta_1]$$

Таким образом в сечении фотопоглощения слабо деформированных ядер с $N = 88$ может проявиться эффект Окамото-Даноса, обычно наблюдаемый у ядер, сильно деформированных в основном состоянии.

Тот факт, что принцип Франка-Кондона в данном случае не запрещает переходов между состояниями с сильно различающимися равновесными деформациями, является следствием мягкости этих деформаций (больших амплитуд нулевых колебаний).

Предложенная схема может служить простым объяснением недавно обнаруженного в эксперименте сходства в форме сечения фотопоглощения чётных ядер с $N = 88$ и $N = 90$ ¹². (см. рис.).



Сечения фотопоглощения на Sm^{150} (слабо деформированное ядро $N = 88$), Nd^{150} и Sm^{154} (сильно деформированные ядра $N = 90$ и $N = 92$), измеренные в работе¹⁰. Видно (это отмечено вертикальной линией на чертеже), что у слабо деформированного ядра Sm^{150} в сечении фотопоглощения наблюдается пик при той же энергии, при которой наблюдается продольный максимум гигантского резонанса в ядрах сильно деформированных.

Жирные вертикальные линии изображают распределение интенсивностей дипольных переходов, следующее из рассмотренной здесь модели. Следует иметь в виду что при энергиях выше порога реакции $(\gamma, 2n)$ ($B_{2n} \approx \approx 14$ Мэв) экспериментальные данные для сечения фотопоглощения являются весьма неопределёнными.

Автор глубоко признателен В.А. Семёнову за сообщение новых экспериментальных результатов для изотопов Gd , где данный эффект проявляется ещё более ярко, чем в предыдущих результатах для Nd и Sm ¹²

Автор благодарен А. М. Балдину и Л. Е. Лазаревой за интересную дискуссию.

Поступила в редакцию
29 ноября 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. Stelson P. and Grodzins L., Nuclear Data, 1A, 21, 1965.
2. Thouless D.J. Nucl. Phys. 22, 78, 1961.
3. Sheline R.K. and Shida Y. Phys. Lett. 26B, 210, 1968.
4. Danos M. and Greiner W. Phys. Rev. 134, B284, 1964.
5. Semenko S.F. Phys. Lett. 10, 182, 1964.
Семёнок С. Ф. ЯФ 1, 414, 1965.
6. Le Tourneux J. Phys. Lett. 13, 825, 1964, Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Nat.-Fys.Medd. 34, N 11, 1965.
7. Sorensen R.A. Phys. Rev. 133, B281, 1964.
8. Бирбраир Б. Л. Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 1929, 1963.
9. Давыдов А. С. Возбуждённые состояния атомных ядер. Атомиздат, 1967.
10. Lutsenko V.N. Nucl. Phys. 47, 42, 1963.
11. Seaman G.G., Greenberg J.S., Bromley D.A., McGowan F.R., Phys. Rev. 149, 925, 1966.
12. Васильев О. В., Залесный Г. Н., Семёнок С. Ф., Семёнов В. А. ЯФ, 10, 460, 1969.