Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 3, стр. 179–181 *5 февраля 1974 г.*

ВОЗМОЖНОСТЬ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

В. Г. Зелевинский

В простой модели показано, что по мере роста момента ядра возможно возникновение динамической неустойчивости сферического состояния, обусловленное конкуренцией спаривания и сил квадрупольной деформации.

В связи с обнаружением в сферических четно-четных ядрах регулярных квазиротационных полос [1] актуален вопрос об изменении внутренней структуры ядра с ростом момента I. Создание $I \neq 0$ требует разрыва сферических пар и может привести к "фазовому переходу", даже если в основном состоянии ($I = 0$) статическая деформация энергетически невыгодна. С этим, в частности, могут быть связаны особенности в спектрах ^{186}Hg [2] и ^{100,102}Pd ("вилка" [3]).

Рассмотрим простую модель [4], в которой N внешних нуклонов заполняют вырожденную оболочку, включающую $2\Omega \ll 1$ состояний, и взаимодействуют через спаривательные и квадрупольные силы

$$H = H_P + H_Q = -\frac{G}{2} A^+ A - \frac{\kappa}{2} \sum_\mu Q_\mu^+ Q_\mu . \qquad (1)$$

Здесь $A = \sum_\nu a_\nu a_{\tilde{\nu}}$ – оператор куперовской пары, Q_μ – полный квадрупольный момент, G и κ – константа связи. Спаривание H_p диагонализуется [5] переходом к псевдоспину S:

$$A = 2(S_x - iS_y), \qquad A^+ = 2(S_x + iS_y), \qquad N = \Omega + 2S_z ,$$

$$H_P = \text{const} - 2GS(S+1), \qquad (2)$$

где S меняется от $\Omega/2$ (сеньорити $v = \Omega - 2S = 0$) до $|N - \Omega|/2$, когда $v = v_{max} = N$ или $(2\Omega - N)$. Минимум H_P отвечает $v = 0$, а первое возбужденное состояние имеет $v = 2$ и отделено щелью $2\Delta = 2G\Omega$. В то

же время H_Q в пренебрежении высшими мультиполями дает [4] систему вращательных полос

$$H_Q \approx -\frac{\kappa}{2} q^2 C + \frac{\kappa}{2} q^2 b \mathbf{I}^2 \quad , \tag{3}$$

где q – приведенный матричный элемент одночастичного квадрупольного момента, $b = (6/5)[\Omega(2\Omega - 1)(2\Omega + 1)]^{-1}$, а C есть оператор Казимира группы $SU(3)$. В полосе, включающей уровни с четными моментами от 0 до I, $C = (4/3)\, b\bar{I}(\bar{I} + 3)$ [6].

При отсутствии спаривания выгодна статическая деформация. В основной полосе C максимально, предельный момент равен

$$\bar{I} = \bar{I}_{max}(N) = \Omega N\left(1 - \frac{N}{2\Omega}\right). \tag{4}$$

Для возбужденных полос $\bar{I} < \bar{I}_{max}(N)$, причем вдали от насыщения $(I/\bar{I} << 1)$ вращение адиабатично, т. е. отношение интервалов внутри полосы к расстоянию между полосами с разными C мало $\sim I/\bar{I}$. Для квадрупольных матричных элементов выполняются правила Алаги, а внутренний момент равен $Q_0 = \sqrt{4b/3q\bar{I}}$.

При наличии спаривания число вовлеченных во вращение частиц (дырок) $\leqslant v$; для максимальности C это число следует взять равным v. Тогда $\bar{I} = \bar{I}_{max}(v)$ и энергия системы запишется в виде

$$E(x, k) = \text{const} + x\left(1 - \frac{x}{2}\right)\left[\gamma - x\left(1 - \frac{x}{2}\right)\right] + \frac{3}{4}k^2 \equiv$$

$$\equiv E(0, 0) + \Phi(x) + \frac{3}{4}k^2, \tag{5}$$

где отброшены малые члены $\sim \Omega^{-1}$ и обозначено $E = \langle H \rangle / \Omega F$, $F = (2/3)\kappa q^2 b\, \Omega^3 \approx \kappa q^2/5$, $\gamma = \Delta/F$, $x = v/\Omega$, $k = \sqrt{I(I+1)}/\Omega^2 \leqslant \bar{k} \approx \bar{I}/\Omega^2 = x\left(1 - \frac{x}{2}\right)$.

Достаточно рассмотреть половину оболочки, $0 \leqslant x \leqslant N/\Omega \leqslant 1$. При сильном спаривании ($\gamma > 1/2$) абсолютный минимум $\phi(x)$ для всех N отвечает $x = 0$ (сферическая симметрия). Если $\gamma < 1/2$, то при $N/\Omega = 1 - \sqrt{1 - 2\gamma}$ происходит фазовый переход $(x = 0) \to (x = N/\Omega)$ с возникновением статической ($k = 0$) деформации. Точка перехода совпадает с найденной в [7] из условия обращения в нуль частоты квадрупольных колебаний. Легко видеть, что даже в сферической области ненулевой момент k может привести к динамической деформации, ибо для $k \neq 0$ нужен разрыв пар, а именно, $x \geqslant x(k) = 1 - \sqrt{1 - 2k}$. При малом заполнении, $N/\Omega < 1 - \sqrt{1 - \gamma}$, $\Phi(x)$ растет с x, и минимум энергии для заданного k достигается при $x = x(k)$. Тогда (5) дает близкий к эквидистантному спектр

$$E(k) \equiv E(x(k), k) = \gamma k - \frac{1}{4}k^2 \tag{6}$$

Если же $N/\Omega > 1 - \sqrt{1-\gamma}$, то существует область x, где $\phi(x)$ принимает одинаковые значения при двух разных сеньорити

$$x_{\pm} = 1 - \sqrt{1 - \gamma \mp \zeta}, \quad \phi(x_+) = \phi(x_-) = \frac{\gamma^2 - \zeta^2}{4}. \tag{7}$$

Пусть $N/\Omega = x_+$, и мы увеличиваем момент: $0 < k < \bar{k} = \frac{\gamma + \zeta}{2}$. Пока $x(k) < x_-$, выгодно брать $x = x(k)$, и спектр дается формулой (6). В точке $k = k_c = (\gamma - \zeta)/2$, где $x(k_c) = x_-$, возникает вырождение старой полосы и "деформированного" состояния с $x = x_+$. При дальнейшем росте момента ($k > k_c$) наинизшей будет полоса с фиксированным максимальным $x = N/\Omega$ и вращательной энергией

$$E(k) = E(k_c) + \frac{3}{4}(k^2 - k_c^2). \tag{8}$$

Полоса (6) с $x = x(k)$ сдвинута вверх на $\Delta E(k) = (k - k_c)(\gamma - k - k_c) > 0$, а отношение наклонов энергий полос вблизи основания вилки равно $a = (2\gamma - k_c)/3k_c$.

Таким образом, в сферических ядрах с $N/\Omega > 1 - \sqrt{1-\gamma}$ при достаточно большом моменте возникает динамическая деформация. Хотя рассмотренная модель имеет лишь качественный смысл, она дает разумные оценки основных величин. Так, для изотопов Pd из отсутствия статической деформации в нейтронной оболочке (уровни $d_{5/2}$, $g_{7/2}$) и отсутствия разветвления в ^{98}Pd $\gamma \approx 2/3$; тогда $k_c \approx 1/4$, т. е. $I_c \approx 12$ (реально $I_c = 8$), отношение наклонов $a \approx 1{,}45$ (опыт дает $a = 1{,}4$ для ^{102}Pd и $a = 1{,}25$ для ^{100}Pd). Характерным для данного механизма является примерное выполнение правил Алаги в полосе с динамической деформацией, в то время как вдоль квазиротационной полосы $(I \| Q \| I+2)^2 \approx q^2 b = \text{const}$, $(I \| Q \| I)^2 \approx (1/6) q^2 b I$, $(I >> 1)$. Для построения микроскопической теории необходимо включить n-p-взаимодействие, облегчающее возникновение эффекта.

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
18 декабря 1973 г.

Литература

[1] S.Scharff-Goldhaber, A.S.Goldhaber. Phys. Rev. Lett., 24, 1349, 1970.

[2] D.Proetel, R.M.Diamond et al. Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. 1, 319, Münich, 1973.

[3] S.Scharff-Goldhaber, M.McKeown et al. Phys. Lett., 44B, 416, 1973.

[4] В.Г.Зелевинский. Материалы VII школы ЛИЯФ, Л, 1972, стр. 139.

[5] P.W.Anderson. Phys. Rev., 112, 1900, 1958.

[6] J.P.Elliott. Proc. Roy. Soc., A245, 128, 562, 1958.

[7] S.T.Belyaev. Kgl. Danske. Vid. Selsk. Mat. – Fys. Medd., 31, №11, 1959