Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 12, стр. 537 – 539 *25 июня 1985 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ В ПЕРЕХОДНЫХ ЯДРАХ ДОЛГОЖИВУЩИХ ВЫСОКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ С НЕНУЛЕВЫМ СПИНОМ – ДИНАМИЧЕСКИХ НЕАКСИАЛЬНЫХ ИЗОМЕРОВ

Б.И.Барц, Е.В.Инопин, Н.А.Шляхов

Обнаружена новая ветвь колебательно-вращательных состояний при энергиях в несколько МэВ, начинающаяся с некоторого момента I, определяющегося параметром адиабатичности колебаний и вращений.

Для описания квадрупольно-октупольных возбуждений ядерной поверхности с учетом их взаимодействия через вращения вокруг оси симметрии нами был предложен, в рамках классического подхода О.Бора [1], метод [2 – 4], основанный на самосогласованном рассмотрении взаимодействующих колебаний. Этот подход опирается на тот факт, что потенциал взаимодействия колебаний определяется моментами инерции, а последние, в свою очередь, целым набором колебательных амплитуд. Поэтому разумно предполагать, что потенциал является достаточно плавной функцией от каждой из колебательных переменных. Предложенный метод самосогласованных колебаний (фононов) позволил дать неплохое описание колебательно-вращательных спектров деформированных ядер.

Вначале рассматривались лишь так называемые жесткие ядра и использовались условия

$$|(a_{\lambda\mu} - \overline{a}_{\lambda\mu})/\beta_0| \ll 1 \qquad (1)$$

($a_{\lambda\mu}$ – колебательные переменные, $\overline{a}_{\lambda\mu}$ – их средние значения, β_0 – параметр статической деформации). Метод самосогласованных фононов в дальнейшем удалось обобщить таким образом, что становится возможным применить его не только к жестким, но и мягким ядрам, в которых динамическая деформация сравнима со статической и условия (1) не выполняются. При этом равновесная деформация $\widetilde{\beta}_{\lambda\mu}$ определяется из условия минимума полной колебательно-вращательной энергии. Такой подход восходит к известной работе Давыдова – Чабана [5].

Существенная зависимость всех моментов инерции от колебательных амплитуд приводит к тому, что взаимодействие между колебаниями осуществляется через вращения вокруг всех осей. В результате структура взаимодействия усложняется и оно охватывает все моды колебаний, жесткости которых определяются уравнениями вида

$$c^{(p)}_{\lambda\mu} = c_{\lambda\mu} + F_{\lambda\mu}(\{c^{(p)}_{\lambda'\mu'}, \widetilde{\beta}_{\lambda'\mu'}\}), \qquad (2)$$

где функции $F_{\lambda\mu}$ описывают взаимодействие колебаний и зависят от набора квантовых чисел $I, K, \{n_{\lambda\mu}$ (I – угловой момент, K – его проекция на ось симметрии ядра, $n_{\lambda\mu}$ – число квантов возбуждений типа $\lambda\mu$) данного коллективного состояния. Совместно с вытекающими из требования минимальности полной энергии равенствами

$$\widetilde{\beta}_{\lambda\mu} = \beta_{\lambda\mu} + G_{\lambda\mu}(\{c^{(p)}_{\lambda'\mu'}, \widetilde{\beta}_{\lambda'\mu'}\}) \qquad (3)$$

уравнения (2) образуют замкнутую систему нелинейных алгебраических уравнений для самосогласованного определения параметров колебательных волновых функций в данном коллективном состоянии ядра. Эти параметры непосредственно определяют моменты инерции, энергию возбуждения и вероятности переходов между коллективными состояниями. При таком подходе моменты инерции при переходе от одного уровня к другому в данной вращательной полосе могут заметно меняться, что приводит к существенной перестройке вращательных спектров. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными позволяет сделать вывод об адекватности предлагаемого подхода при описании как мягких, так и жестких ядер вплоть до достаточно больших моментов. Так, качество описания основной полосы ядра ^{238}U ($|E_{\text{эксп}} - E_{\text{теор}}|/E_{\text{эксп}} \lesssim 1\%$ до момента $I = 24$ включительно) заметно превосходит результаты феноменологической модели переменного момента инерции [6] и, по крайней мере, не уступает результатам предложенной совсем недавно [7] феноменологической трехпараметрической аппроксимации (усовершенствованный вариант модели переменного момента инерции). Преимущество нашей модели выражается в том, что для описания той же основной полосы мы используем всего один параметр, определяемый по положению 2^+-уровня, в то время как остальные параметры гамильтониана Бора фиксируются по положению головных уровней других полос.

Существенная нелинейность уравнений (2) и (3) для новых положений равновесия $\widetilde{\beta}_{\lambda\mu}$ и жесткостей $c^{(p)}_{\lambda\mu}$ делает нетривиальным вопрос о единственности (для данного набора квантовых чисел $I, K, \{n_{\lambda\mu}\}$) решения, которое обсуждалось выше и представляет собой несколько модифицированное взаимодействием колебаний "свободное" решение

$$c^{(p)}_{\lambda\mu} = c_{\lambda\mu}, \qquad \widetilde{\beta}_{\lambda\mu} = \beta_{\lambda\mu}. \qquad (4)$$

Оказывается, что для угловых моментов $I \gtrsim \omega J_0$ (ω – минимальная энергия кванта колебаний, J_0 – статический момент инерции) взаимодействие колебаний становится достаточно сильным для того, чтобы могла произойти качественная перестройка системы и возникли дополнительные решения, характеризующиеся существенно неаксиальной деформацией, $\tilde{\beta}_{22} > \tilde{\beta}_{20}$.

Поскольку параметры динамической деформации $\tilde{\beta}_{20}$ и $\tilde{\beta}_{22}$ значительно отличаются для "нормальных" и "аномальных" состояний,то и переходы между этими состояниями ослаблены.

Характеризующий жесткость ядра параметр $\omega J_0 \sim 3\omega/E_{2^+g}$ принимает наименьшие значения в переходных ядрах, где и можно, скорее всего, ожидать дополнительные состояния. В качестве примера было рассмотрено одно из таких ядер, ^{194}Pt, для которой $\omega J_0 \approx \approx 6$. Аномальное состояние появляется при минимальном моменте $I = 6$, характеризуется энергией $E = 4895$ КэВ и параметрами

$$\tilde{\beta}_{20}/\beta_0 = 0{,}56, \quad \tilde{\beta}_{22}/\beta_0 = 1{,}55, \quad \omega_{20}^{(p)} J_0 = 25{,}4, \quad \omega_{22}^{(p)} J_0 = 13{,}04, \tag{5}$$

в то время как нормальному 6^+-состоянию отвечает энергия $E = 1482$ КэВ ($E_{эксп} = 1412$ КэВ) и параметры

$$\tilde{\beta}_{20}/\beta_0 = 1{,}20, \quad \tilde{\beta}_{22}/\beta_0 = -0{,}07, \quad \omega_{20}^{(p)} J_0 = 18{,}1, \quad \omega_{22}^{(p)} J_0 = 5{,}3 \tag{6}$$

(соответствующие параметры гамильтониана $\beta_{20}/\beta_0 = 1$, $\beta_{22}/\beta_0 = 0$, $\omega_{20} J_0 = 15{,}6$, $\omega_{22} J_0 = 5{,}8$). Отношение приведенных вероятностей $E2$-переходов из обсуждаемых 6^+-состояний на уровень 4^+ ($E = 823$ КэВ, $E_{эксп} = 811$ Кэв) составляет $0{,}8 \cdot 10^{-3}$, поэтому полные вероятности этих переходов сравнимы.

$$T(E2, 6^+ (4892) \to 4^+) = 7{,}2\, T(E2, 6^+ (1482) \to 4^+) \simeq 1{,}1 \cdot 10^{15} c^{-1}. \tag{7}$$

Таким образом, найденные состояния являются долгоживущими и могут трактоваться как неаксиальные изомеры. Так как возможность существования дополнительных решений обусловлена взаимодействием колебаний через вращения, то изомерия носит динамический характер.

Экспериментальное обнаружение и исследование таких состояний интересно как само по себе, так и для проверки правильности предсказаний модели. Не исключено, что широко обсуждаемые в последнее время аномалии в спектрах легких изотопов ртути (см. [8, 9] и ссылки в них), тесно связаны с рассмотренной выше дополнительной ветвью решений с квантовыми числами основной полосы.

Авторы глубоко благодарны С.Т.Беляеву, И.Н.Михайлову, В.Г.Соловьеву и И.С.Шапиро за обсуждения и ценные советы.

Литература

1. *Bohr A.* Kgl. Mat. Fyz. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1952, **26**, no 14.
2. *Барц Б.И., Инопин Е.В.* Препринт ХФТИ 83-32, Харьков, 1983.
3. *Барц Б.И., Инопин Е.В., Шляхов Н.А.* ЯФ, 1984, **40**, 659.
4. *Барц Б.И., Инопин Е.В., Шляхов Н.А.* Труды XVIII зимней школы ЛИЯФ, стр. 255, Ленинград, 1983.
5. *Davydov A.S., Chaban A.A.* Nucl. Phys., 1960, **20**, 499.
6. *Mariscotti M.A.J., Schatff-Goldhaber G., Buck B.* Phys. Rev.,1969, **178**, 1864.
7. *Bhattacharya S., Sen S.* Phys. Rev., 1984, **C30**, 1014.
8. *Guttormsen M. et. al.* Nucl. Phys., **A398**, 119, 1983.
9. *Dracoulis G.D. et al.* Phys. Lett., 1984, **149B**, 311.

Поступила в редакцию
11 мая 1985г.