

Из-за несжимаемости ядерного вещества изменения плотности при колебаниях формы сосредоточены в основном на поверхности ядра. Равновесную плотность  $\rho(r)$  экспериментально можно определить по сечению упругого рассеяния электронов или протонов ядром. Сечение неупругого рассеяния с потерей частицей энергии, равной энергии фонона  $\Delta\epsilon = \hbar\omega_L$ , даёт вероятность возбуждения в ядре данной моды. Измерение угл. распределения неупруго рассеянных частиц позволяет определить амплитуду  $\delta\rho_L(r)$  (рис. 3).

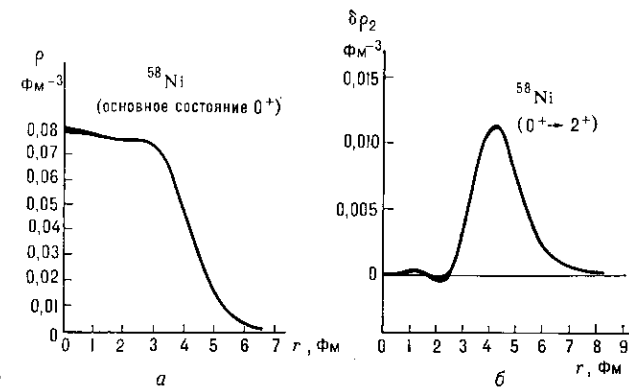


Рис. 3. а — Распределение зарядовой плотности  $\rho(r)$  ядра  $^{58}\text{Ni}$  в основном состоянии ( $I^\pi=0^+$ ); б — амплитуда колебаний плотности  $\delta\rho_L(r)$  для перехода  $0^+ \rightarrow 2^+$ , измеренная по упругому и неупругому рассеянию электронов ядром  $^{58}\text{Ni}$  (толщина линии соответствует экспериментальным погрешностям); колебания плотности  $\delta\rho_2$  имеют поверхностный характер.

**Другие типы К. в. я.** В колебаниях формы меняется полная локальная плотность ядерного вещества. В более общем случае вводят колебания протонной  $\delta\rho_p$  и нейтронной  $\delta\rho_n$  компонент. Тогда можно говорить об изоспине  $T$  фонона (изменение изоспина ядра). Синфазные колебания, в к-рых  $\delta\rho_p = \delta\rho_n$ , наз. и з о с к а л я р н ы м и ( $\Delta T=0$ ), а противофазные ( $\delta\rho_p = -\delta\rho_n$ ) — и з о в е к т о р н ы м и ( $\Delta T=1$ ). Возбуждение изовекторных мод связано с проигрышем в энергии симметрии ядра (см. *Капельная модель ядра, Вайцеккера формула*), и частоты изовекторных колебаний лежат выше, чем изоскалярных. Аналогично можно рассматривать колебания спиновых плотностей, характеризизуя фонон, наряду с орбитальным моментом  $L$ , спином  $S$ . Точными интегралами движения являются полный момент  $I=L+S$  и чётность  $\pi(I^\pi)$ .

**Спектры К. в. я.** Т. к. монопольные моды связаны со сжатием ядерного вещества, а дипольная изоскалярная мода не осуществляется, при малых энергиях

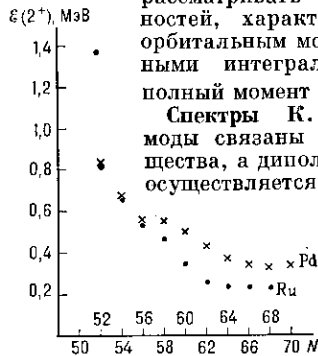


Рис. 4. Изменение энергии  $\mathcal{E}(2^+)$  однофононного квадрупольного уровня с числом нейтронов  $N$  для разных изотопов Ru (точки) и Pd (крестики);  $N=50$  соответствует магическому ядру с заполненными нейтронными оболочками.

возбуждения доминируют изоскалярные моды квадрупольного ( $I^\pi=2^+$ ) и октупольного ( $I^\pi=3^-$ ) типов. Почти во всех чётно-чётных сферич. ядрах первый возбуждённый колебат. уровень имеет  $I^\pi=2^+$ , что можно сопоставить с однофононным состоянием квадрупольной моды (для основных, бесфононных состояний  $I^\pi=0^+$ ). Энергия  $\mathcal{E}(2^+)$  этого уровня регулярно меняется от ядра к ядру в соответствии с заполнением нуклонами ядерных оболочек (рис. 4). В магич. и околomagич. ядрах  $\mathcal{E}(2^+)$  составляет неск. МэВ в

согласии с капельной моделью, но по мере заполнения оболочки  $\mathcal{E}(2^+)$  падает до сотен кэВ. Одновременно с этим вероятности электрич. квадрупольного  $\gamma$ -излучения с переходом ядра в осн. состояние ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) растут (в десятки раз превышая оценки одночастотных переходов).

Фононная модель предсказывает для каждой моды эквидистантный спектр  $n$ -фононных состояний с энергиями  $\mathcal{E}_n = n\hbar\omega$ . В сферич. ядрах этот спектр состоит из мультиплетов уровней с одинаковыми энергиями и разл. полными моментами  $n$  фононов. Эл.-магн. переходы между уровнями должны подчиняться определ. правилам отбора и соотношениям интенсивности. Так, для состояний с параллельно «выстроенными» моментами  $n$  фононов веро-



Рис. 5. Идеальная фононная схема уровней для независимых квадрупольных колебаний  $\mathcal{E}(2^+)$ ; стрелки указывают разрешённые квадрупольные переходы с изменением числа фононов  $\Delta n=1$ , цифры на стрелках — относительные вероятности переходов в единицах вероятности перехода из однофононного состояния  $2^+$  в основное  $0^+$ . Переход из двухфононного состояния  $2^+$  в основное запрещён ( $\Delta n=2$ ).

ятности переходов  $n \rightarrow n-1$  увеличиваются в  $n$  раз по сравнению с переходом  $1 \rightarrow 0$  из однофононного состояния в основное (аналог лазерных эффектов усиления).

Типичным для квадрупольной моды является триплет уровней  $4^+, 2^+, 0^+$  с энергией  $\mathcal{E} \approx 2\hbar\omega$  (рис. 5). Именно такие угл. моменты  $I$  возможны при квантовомеханич. сложении моментов двух квадрупольных фононов. До  $I=12-14$  прослеживаются состояния с большим числом фононов, в частности выстроенные состояния с максимальным для  $n$  квадрупольных фононов угл. моментом  $I=2n$ . Такое сложение параллельно ориентированных моментов поверхностных колебаний создаёт картину, подобную вращению капли (см. также *Высокоспиновые состояния ядер*).

Энергия октупольного фонона  $\hbar\omega = \mathcal{E}(3^-)$  особенно мала в ядрах тяжелее  $^{208}\text{Pb}$ . В этой области ядер усилены электрич. октупольные  $\gamma$ -переходы.

В деформированных ядрах ниж. уровень  $2^+$  становится чисто вращательным и наблюдаются квадрупольные  $\beta$ - и  $\gamma$ -колебания (рис. 2) с энергией фононов ок. 1 МэВ и меньшей вероятностью  $\gamma$ -переходов, чем в сферич. ядрах. После того, как произошёл фазовый переход к статич. деформации, колебания вокруг новой равновесной формы являются более жёсткими.

Высокочастотные состояния в отличие от дискретных низкочастотных состояний, к-рые можно считать стационарными (их время жизни определяется лишь вероятностью  $\gamma$ -излучения и очень велико по ядерным масштабам), квазистационарны. Их ширины  $\Gamma$ , связанные соотношением неопределённости с временем жизни фонона  $\tau \sim \hbar/\Gamma$ , обусловлены передачей энергии от К. в. я. некогерентным многочастичным возбуждением. Процесс обычно заканчивается вылетом нуклонов или  $\alpha$ -частиц.

**Микроскопическая теория К. в. я.** основана на оболочечной модели ядра. Приближённая волновая ф-ция фонона строится как когерентная суперпозиция возбуждений частица—дырка (ч.—д.) с соответствующими данной моде квантовыми числами. В отличие от молекулы или кристалла, в ядре нет жёсткого равновес-