

тические ветви, локализованные колебания должны иметь место не только под верхней частотой, но также в энергетической щели между акустическими и оптическими ветвями (щелевые моды, gap modes). Одномерная модель с двухатомным базисом (ч. I, рис. 43, б, 44) уже демонстрирует это. Мы снова не будем выполнять вычисления. Согласно рис. 24 результат заключается в следующем: если масса M_0 меньше массы замещенного атома (M_1 или M_2 , $M_1 > M_2$), уровни локализованных колебаний появляются над оптической ветвью. При определенных условиях локализованный уровень может отщепляться также и от акустической ветви. Отщепляющийся от оптической ветви уровень является самым верхним оптическим

уровнем, соответствующим $q=0$. В нем все M_1 -атомы колеблются в фазе по отношению к M_2 -атомам. Соответствующее локализованное колебание сохраняет это свойство (рис. 24, а). Щелевые моды отщепляются от колебаний с $q = \pm\pi/a$, когда $M_1 > M_0 > M_2$. Согласно результатам ч. I, § 30 в этом случае эквивалентные атомы соседних ячеек колеблются в противофазе. Это опять отражается в поведении локализованных колебаний (рис. 24, б).

Рис. 24, в иллюстрирует резонансное колебание в акустической ветви. Это — аналог резонансных состояний дефектов в энергетических зонах, обсуждавшихся в § 14. Сильное смещение дефекта связано здесь с малым смещением большого числа соседних атомов (длинноволновые акустические колебания).

Локализованные колебания решетки часто активны в инфракрасном диапазоне и могут, следовательно, быть обнаружены в спектре поглощения кристалла. Для оптического перехода спра-

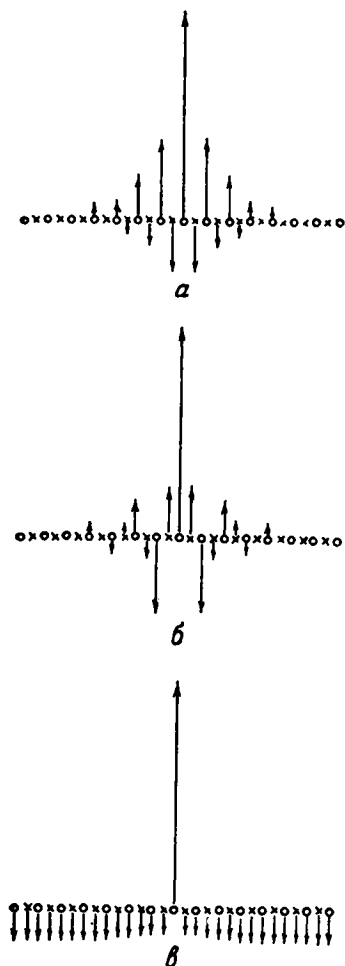


Рис. 24. Локализованные колебания решетки: а — при одинаковых атомах в цепочке — локализованные колебания над граничной частотой ω_0 , для цепочки с базисом — локализованные колебания над оптической ветвью; б — локализованные колебания между акустической и оптической ветвями [щелевые моды (gap modes)]; в — резонанс в акустической ветви. (По Сиверсу [124].)