

УДК 621.315.592

Решеточные колебания полупроводникового сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ в двухмодовой и перколяционной схемах перестройки колебательного спектра сплава с составом

© С.П. Козырев[†]

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

(Получена 29 января 2014 г. Принята к печати 10 февраля 2014 г.)

Представлено параллельное рассмотрение спектров решеточных колебаний смешанных кристаллов (Zn,Cd)Se и Zn(Se,Te) и интерпретация перестройки колебательных мод кристаллов с составом сплава в рамках двухмодового типа (1-связь \rightarrow 1-мода) и перколяционного типа (1-связь \rightarrow 2-моды). Моды решеточных колебаний в (Zn,Cd)Se для всех составов распределяются по частоте в соответствии с двухмодовым типом поведения на ZnSe- и CdSe-подобные колебания и одну слабую дополнительную моду. В перколяционной схеме перестройки колебательных спектров сплава дополнительная мода является следствием проявления композитного состава твердого раствора (сплава), образующегося в результате естественных флуктуаций в составе сплава на локальном уровне в соответствии с теорией перколяции. Дополнительная мода не является дефектной, она является производной от основной моды ZnSe-подобных колебаний. Спектр оптических колебаний сплава (Zn,Cd)Se характеризуется одинарной модой CdSe-подобных колебаний и перколяционным дуплетом мод ZnSe-подобных колебаний.

1. Введение

С конца 60-х годов в спектроскопии решеточных колебаний (КРС и длинноволновой ИК спектроскопии) полупроводниковых смешанных кристаллов (например, катионных $A_{1-x}B_xC$ сплавов) существует грубая классификация перестройки спектра решеточных колебаний сплава с составом x на две категории [1]. Для большинства полупроводниковых смешанных кристаллов характерным является двухмодовый тип (1-связь \rightarrow 1-мода) перестройки колебательного спектра, он соответствует четко разделенным А–С и В–С поперечным и продольным оптическим (ТО и ЛО) модам колебаний во всем интервале составов сплава. При $x \approx 0$ или $x \approx 1$ ТО и ЛО моды вырождаются в АС:В или ВС:А примесные моды. Интенсивность ТО моды колебаний пропорциональна доле соответствующей компоненты сплава. Реже встречается одномодовый тип (2-связи \rightarrow 1-мода) перестройки колебательного спектра (или тип смешанной А–С, В–С моды), когда ТО мода одной компоненты сплава непрерывно переходит в ТО моду другой компоненты с изменением состава сплава. Авторы [2] предложили критерий оценки характера перестройки колебательного спектра с составом x для сплава замещения. Для двухмодового типа перестройки колебательного спектра должно выполняться следующее неравенство: $\Delta m \cdot \Omega^2 > K$. Для выражения силовой константы $K = (2\omega_t^2 + \omega_l^2)M/3$ критерий двухмодовой перестройки колебательного спектра сплава $A_{1-x}B_xC$ сводится к

$$\frac{|\Delta m|}{M} \frac{3\Omega^2}{2 \cdot \omega_t^2 + \omega_l^2} > 1. \quad (1)$$

Здесь Δm — изменение массы при замещении атомом В атома А в матричном кристалле АС, M — приведенная

масса, ω_t и ω_l — частоты поперечной и продольной мод в АС, Ω — частота порядка локальной (или щелевой) моды в АС. Свойства решеточных колебаний в двухмодовых сплавах обычно анализируются в рамках модели изомещений (MREI) [1], основанной на приближении виртуального кристалла (VCA) для смешанных кристаллов. Полупроводниковый сплав $A_{1-x}B_xC$ рассматривается образованным двумя взаимопроникающими кубическими гранецентрированными подрешетками (А,В) и С. Каждый атом С (анион) тетраэдрически окружен четырьмя виртуальными атомами $A_{1-x}B_x$ (катионами), т.е. смешанный кристалл рассматривается как однородный континуум, и физические свойства его соответственно усредняются.

Но экспериментально наблюдаются и другие варианты перестройки колебательного спектра смешанного кристалла с составом, например, так называемый модифицированный двухмодовый тип перестройки с двумя (А–С, В–С) смешанными ТО модами, одна из которых является доминирующей модой (подобно одномодовой системе), а другая — минорной модой, соединяющей примесные моды компонент сплава. В частности, такой тип перестройки колебательного спектра с составом сплава предлагался в ранних публикациях для полупроводниковых сплавов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ [3,4] и $ZnSe_{1-x}Te_x$ [5,6], которые будут рассмотрены в настоящей работе. Для смешанных кристаллов с модифицированной двухмодовой перестройкой колебательного спектра модель изомещений MREI не имеет силы. В работе [7] для анализа перестройки колебательного спектра сплава с составом авторы предложили принципиально новую концепцию, основанную на теории перколяции (the percolation site theory) [8]. В предложенной перколяционной схеме 1-связь \rightarrow 2-моды для

[†] E-mail: skozyrev@sci.lebedev.ru

колебательного спектра смешанный кристалл $A_{1-x}B_xC$ рассматривается как композитная среда, образованная двумя сосуществующими АС- и ВС-подобными областями, возникающими из естественных флуктуаций в составе сплава на локальном уровне. Две моды на каждую связь возникают из-за различия длин связи, вызванного локальными искажениями связи в соответствии с тем, в какой области, АС-подобной или ВС-подобной, рассматривается связь. В настоящей работе параллельно рассматриваются спектры решеточных колебаний сплава (Zn,Cd)Se, ранее [9] интерпретированные в двухмодовом приближении, и спектры сплава Zn(Se,Te), для которого в работе [10] авторы рассмотрели перколяционную (1-связь \rightarrow 2-моды) схему перестройки спектра решеточных колебаний с составом сплава. Исходя из подобия распределения мод решеточных колебаний в зависимости от состава в сплавах Zn(Se,Te) и (Zn,Cd)Se, перколяционная (1-связь \rightarrow 2-моды) схема равно применима к обоим сплавам. Спектр решеточных колебаний сплава (Zn,Cd)Se характеризуется одинарной модой CdSe-подобных колебаний и перколяционным дуплетом мод ZnSe-подобных колебаний.

2. Двухмодовая схема перестройки колебательного спектра сплава (Zn,Cd)Se

Первые данные об оптических решеточных колебаниях в сплаве (Zn,Cd)Se и зависимости частот колебаний от состава сплава были получены из анализа спектров комбинационного рассеяния света (КРС) [11] с предположением об одномодовом характере перестройки колебательного спектра сплава с данным составом. Авторы [3] проводили поляризационные КРС измерения на ориентированных эпитаксиальных слоях $Zn_{1-x}Cd_xSe$, выращенных на подложке (001) GaAs. Помимо основных TO и LO колебательных мод, соответствующих, по их мнению, одномодовому характеру перестройки колебательного спектра с составом сплава x , они наблюдали дополнительную моду, приписываемую примесному колебанию Cd в ZnSe для составов вблизи $x = 0$, переходящую с изменением состава в примесное колебание Zn в CdSe для составов вблизи $x = 1$. В последующих работах [4,12] с использованием спектроскопии КРС на объемных кристаллах $Zn_{1-x}Cd_xSe$ с большим набором концентраций ($0 \leq x \leq 1$) выводы были аналогичными — система сплавов (Zn,Cd)Se является одномодовой.

Однако, в соответствии с современным критерием оценки характера перестройки колебательного спектра сплава с составом x , для $Zn_{1-x}Cd_xSe$ выполняется неравенство (1) для двухмодового типа, $1.368 > 1$ [9]. С целью доказательства двухмодового типа перестройки решеточных колебаний в сплаве (Zn,Cd)Se в [9] исследовались спектры решеточного ИК-отражения от эпитаксиальных слоев на подложке (001)GaAs и объемных кристаллов. Достоинством работы с объемными кристалла-

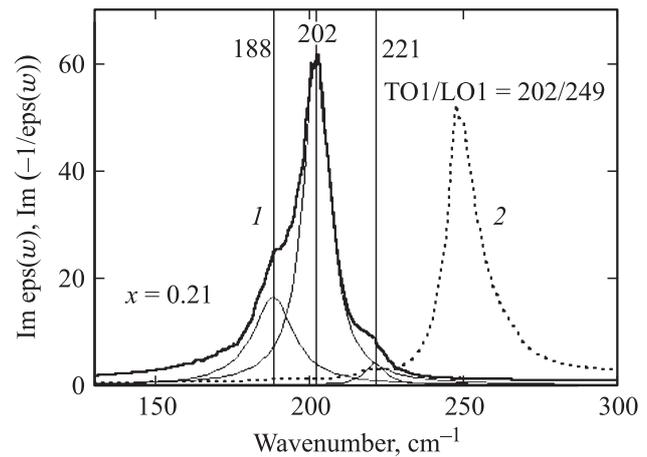


Рис. 1. Мнимая часть диэлектрической функции $Im\epsilon(\omega)$ кристалла $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.21$) (кривая 1). Более слабыми линиями показано разложение функции $Im\epsilon(\omega)$ на три лоренцевых контура гармонических осцилляторов с собственными частотами 202, 188 и 221 cm^{-1} в порядке уменьшения сил осциллятора. Там же представлена (кривая 2) мнимая часть обратной диэлектрической функции $Im(-1/\epsilon(\omega))$ в условных единицах.

ми является возможность модельно-независимого восстановления диэлектрической функции кристалла $\epsilon(\omega)$ из экспериментального спектра отражения $R(\omega)$ посредством интегрального преобразования Крамерса-Кронига, и тем самым избежать неоднозначности в интерпретации спектра решеточных колебаний. На рис. 1 в качестве примера приводится восстановленная из $R(\omega)$ преобразованием Крамерса-Кронига диэлектрическая функция $Im\epsilon(\omega)$ (кривая 1) сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.21$) и ее разложение на три лоренцевых контура осцилляторов с частотами 202, 188 и 221 cm^{-1} . Для ИК-спектроскопии это частоты поперечных оптических мод колебаний (TO мод). Распределения по частоте TO мод решеточных колебаний для всего интервала составов сплава представлены на рис. 2, а темными символами. Метка $x = 0.30$ соответствует границе раздела кубической и гексагональной фаз сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ [13]. Частоты решеточных колебаний четко разделяются на две группы мод: на ZnSe-подобные колебания (на рисунке обозначены как TO_{ZnSe}^{Zn}), преобладающие с наибольшей силой осциллятора в кубической фазе, и CdSe-подобные колебания (TO_{CdSe}), преобладающие в гексагональной фазе. В области фазового перехода наблюдается небольшой, но заметный скачок по частоте TO мод. Более существенным при фазовом переходе является резкое изменение сил осцилляторов решеточных мод ZnSe- и CdSe-подобных колебаний [9]. Но суммарная сила осциллятора для этих мод колебаний мало изменяется с изменением состава сплава, и в совокупности с четким разделением TO мод по частоте такое распределение параметров мод является характерным для двухмодового типа решеточных колебаний. На рис. 1 и 2 также

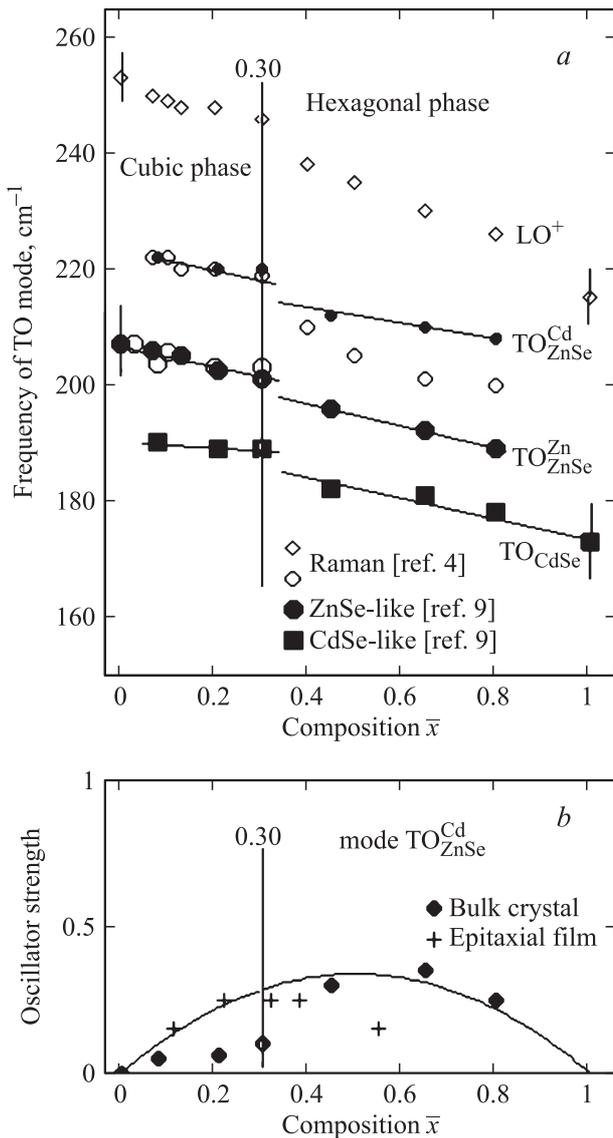


Рис. 2. *a* — распределение частот ТО мод решеточных колебаний на ZnSe- и CdSe-подобные колебания в сплаве $Zn_{1-x}Cd_xSe$ разных составов. Темные символы на рисунке соответствуют данным ИК измерений, светлые символы — данным КРС измерений [4]. Метка $x = 0.30$ соответствует разделу кубической и гексагональной фаз в сплаве $Zn_{1-x}Cd_xSe$. *b* — распределение сил осцилляторов дополнительной слабой моды TO_{ZnSe}^{Cd} для разных составов сплава и типов материалов (объемного кристаллического и эпитаксиального). Распределение аппроксимируется функцией $s(x) = 1.4x(1-x)$.

представлена слабая решеточная мода с частотой около 220 см^{-1} (на рис. 2, *a* она обозначена как TO_{ZnSe}^{Cd}) и силой осциллятора, не превышающей 0.3–0.4. На рис. 2, *b* показаны значения сил осциллятора моды для разных составов сплава x , которые аппроксимируются функцией $s(x) = 1.4x(1-x)$. Природа моды неизвестна. Ранее подобная слабая мода наблюдалась в одномодовой системе $Zn_{1-x}Cd_xS$ [14] и объяснялась моделью решеточных колебаний, предложенной в работе [15].

Одной из мод решеточных колебаний сплава $A_{1-x}B_xC$ соответствуют колебания катионных А- и В-подрешеток относительно друг друга при малых смещениях анионной С-подрешетки.

Причиной разных мнений относительно интерпретации решеточных колебаний в сплаве $(Zn,Cd)Se$ являются особенности спектроскопии КРС, связанные со значительной разницей сечений рассеяния LO колебаний по отношению к ТО колебаниям, из-за чего наиболее интенсивными являются LO моды колебаний. В ИК спектроскопии регистрируются оптически активные ТО моды решеточных колебаний и их интенсивности (силы осцилляторов ТО мод). Если ТО моды определяются чисто механическими колебаниями и в гармоническом приближении они независимы друг от друга, то LO моды в многоосцилляторных системах, таких как сплав, из-за ионности связи являются носителями кулоновского поля. Когда частоты индивидуальных ТО мод близки, взаимодействие их смежных LO мод через общее дальнедействующее поляризационное поле приводит исходный LO сигнал к сильному искажению. Отдельные LO моды могут даже виртуально исчезать [16]. На рис. 1 для сплава с $x = 0.21$ кривая 2 изображает обратную диэлектрическую функцию $Im(-1/\epsilon(\omega))$ в условных единицах для иллюстрации распределения LO мод. Видно, что LO мода на 249 см^{-1} по интенсивности более чем на порядок величины превышает все остальные LO моды (LO моды на других частотах на рисунке не разрешаются). Подобная картина с одной выделенной сильной LO модой наблюдается и для других составов сплава. На рис. 2, *a* показаны светлыми символами данные КРС измерений на неориентированных образцах $Zn_{1-x}Cd_xSe$ [4], для которых (данных) характерным является наличие очень сильной продольной моды LO^+ для всех составов с частотой, равномерно смещающейся при изменении состава сплава между частотами LO мод чистых кристаллов ZnSe и CdSe, и отсутствие TO_{CdSe} моды CdSe-подобных колебаний. Отсутствие TO_{CdSe} моды в силу слабости сигнала и наличие одной очень сильной LO^+ моды для всех составов сплава привело к сильно упрощенной интерпретации спектра решеточных колебаний, что дало основания авторам [3,4] считать перестройку колебательного спектра с составом сплава $(Zn,Cd)Se$ одномодовой (для доминирующей моды), с дополнительной слабой ветвью примесной моды.

3. Перколяционная схема перестройки колебательного спектра сплавов $Zn(Se,Te)$ и $(Zn,Cd)Se$

Подобная ситуация с интерпретацией распределения мод решеточных колебаний из спектров КРС существует для сплава $ZnSe_{1-x}Te_x$. На рис. 3 представлены распределения частот решеточных колебаний для разных составов x сплава $ZnSe_{1-x}Te_x$, полученные из КРС измерений [5,6]. Авторы [5], наблюдая сильную LO

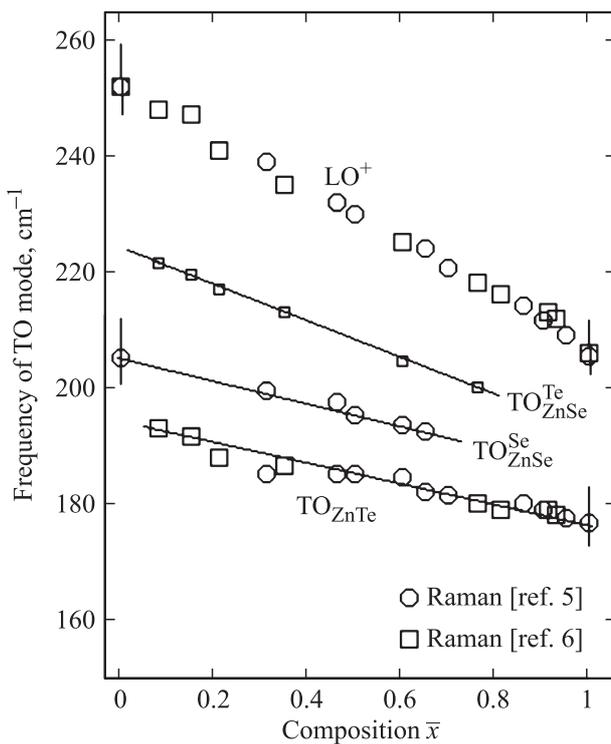


Рис. 3. Распределение частот TO и LO мод решеточных колебаний в сплаве $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ разных составов в соответствии с данными КРС измерений [5,6].

моду на с почти неизменной интенсивностью во всем интервале составов, рассматривали сплав $\text{Zn}(\text{Se},\text{Te})$ одномодовым. Позже, авторы [6] наблюдали дополнительную моду на $\approx 220 \text{ см}^{-1}$ и предложили рассматривать сплав $\text{Zn}(\text{Se},\text{Te})$ одномодовым с одной доминирующей TO модой и с дополнительной слабой модой примесных колебаний. Таким образом, интерпретации колебательных спектров, полученных из КРС измерений, для катионного сплава $(\text{Zn},\text{Cd})\text{Se}$ и анионного сплава $\text{Zn}(\text{Se},\text{Te})$ аналогичны. Аналогичны и распределения колебательных мод и их частот в зависимости от состава сплава, если сопоставить эти распределения для сплавов $(\text{Zn},\text{Cd})\text{Se}$ (рис. 2) и $\text{Zn}(\text{Se},\text{Te})$ (рис. 3) друг с другом. Для интерпретации перестройки спектра решеточных колебаний с составом сплава $\text{Zn}(\text{Se},\text{Te})$ авторы [10] недавно предложили рассматривать перколяционную схему (1-связь \rightarrow 2-моды), ранее удачно примененную ими для сплава $(\text{Zn},\text{Be})\text{Se}$ с очень большим контрастом в жесткости связей. Сплав замещения $\text{AB}_{1-x}\text{C}_x$ рассматривается двумя образованными сосуществующими АВ-подобной и АС-подобной областями. При малых x атомы С статически распределяются по катионной подрешетке матричного кристалла АВ с образованием АС-подобных кластеров. С увеличением концентрации x размеры кластеров и их количество в матрице АВ увеличиваются, создаются фрагменты древовидных цепочек из АС-подобных кластеров. При этом внутренняя структура кластеров не изменяется с изме-

нением концентрации x до тех пор, пока x не достигнет порога перколяции ($x = 0.19$), при котором возможно образование квазибесконечных древовидных цепочек из АС-подобных кластеров. Выше порога перколяции количество таких квазибесконечных цепочек увеличивается, усиливается их объединение в массив, внутренняя структура изменяется с изменением концентрации x . Длина каждой конкретной связи в смешанном кристалле (например, А–В) зависит от локального окружения, и в АВ-подобной матрице и АС-подобных кластерах она различная. Соответственно различны жесткость связи и частота моды АВ-подобных колебаний. Таким образом, связи А–В соответствуют две моды АВ-подобных колебаний: $\text{TO}_{\text{AB}}^{\text{B}}$ и $\text{TO}_{\text{AB}}^{\text{C}}$. $\text{TO}_{\text{AB}}^{\text{B}}$ — мода А–В колебаний в матричном кристалле, а частота отщепленной моды $\text{TO}_{\text{AB}}^{\text{C}}$ зависит от соотношения длин связи в бинарных кристаллах АВ и АС, образующих смешанный кристалл $\text{AB}_{1-x}\text{C}_x$. Если длина связи А–В короче (и соответственно жестче) длины связи А–С, то в окружении АС-подобного кластера связь А–В становится еще короче и жестче, чем в кристалле АВ, и частота отщепленной моды, $\text{TO}_{\text{AB}}^{\text{C}} > \text{TO}_{\text{AB}}^{\text{B}}$, больше частоты основной моды А–В колебаний в матричном кристалле. Величина расщепления моды зависит от контраста в жесткости связей кристаллов АВ и АС, причем расщепление для колебательной моды более жесткой связи А–В наибольшее.

Для интерпретации представленного на рис. 3 распределения частот решеточных колебаний для сплава $\text{Zn}(\text{Se},\text{Te})$, полученных из КРС измерений, авторы [10] рассмотрели трехосцилляторную $[1 \times (\text{Zn}-\text{Te}), 2 \times (\text{Zn}-\text{Se})]$ перколяционную схему с одиночной полосой TO_{ZnTe} колебаний, расположенной ниже с хорошо разрешенным расщеплением полосы ZnSe -подобных колебаний. Исходя из подобия распределений колебательных мод и их частот для сплавов $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ (рис. 2) и $\text{ZnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ (рис. 3) в зависимости от состава сплава и равенства предельных (при $x \rightarrow 0$) частот примесных колебаний $\text{ZnSe}:\text{Cd}$ и $\text{ZnSe}:\text{Te}$ (около 220 см^{-1}), рассмотренная авторами [10] перколяционная схема равно применима к сплаву $(\text{Zn},\text{Cd})\text{Se}$ (рис. 2, а) с одиночной ($\delta_{\text{CdSe}} \approx 0$) модой TO_{CdSe} CdSe -подобных колебаний и расщепленными $\text{TO}_{\text{ZnSe}}^{\text{Zn}}$ и $\text{TO}_{\text{ZnSe}}^{\text{Cd}}$ ($\delta_{\text{ZnSe}} \approx 15 \text{ см}^{-1}$) модами ZnSe -подобных колебаний. Слабая решеточная мода $\text{TO}_{\text{ZnSe}}^{\text{Cd}}$, наблюдаемая в эксперименте на частоте около 220 см^{-1} и интерпретируемая в двухмодовой схеме перестройки колебательного спектра сплава с указанным составом как дополнительная мода неизвестной природы, является одной из мод перколяционного дуплета ZnSe -подобных колебаний. Значения сил осциллятора моды для разных составов сплава не превышают $0.3-0.4$. Рассмотренные выше характеристики мод решеточных колебаний в сплаве $(\text{Zn},\text{Cd})\text{Se}$ получены на объемных кристаллах, выращенных из газовой фазы, и эпитаксиальных слоях, выращенных на подложке (001)GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На эпитаксиальных слоях фазовый переход от структуры ZB к гексагональной W смещается по составу от $x = 0.3$ к

$x = 0.38$ из-за стабилизирующего эффекта подложки, а в остальном характеристики колебательных мод, измеренные на материале разного типа, совпадают [9], за исключением TO_{ZnSe}^{Cd} моды. На рис. 2, *b* показаны значения сил осциллятора TO_{ZnSe}^{Cd} моды для разных составов сплава x и для двух типов материалов, объемного кристаллического и эпитаксиального. Их значения аппроксимируются функцией $s(x) = 1.4x(1-x)$. Для кубической фазы сила осциллятора TO_{ZnSe}^{Cd} моды на эпитаксиальных слоях значительно превышает интенсивность моды на объемном материале, что связано с разным структурным совершенством материала сплава $(Zn,Cd)Se$, так как наличие TO_{ZnSe}^{Cd} моды является следствием композитного состава твердого раствора (сплава).

Особенностью распределений решеточных мод колебаний для обоих сплавов является то, что частота отщепленной моды $ZnSe$ -подобных колебаний с $\omega \approx 220 \text{ см}^{-1}$ попадает в щель с почти нулевой плотностью однофононных состояний $ZnSe$ [17], и потому колебательное возбуждение может распространяться по всему кристаллу и быть решеточной TO модой колебаний. Без щели в плотности однофононных состояний $ZnSe$ не было бы моды TO_{ZnSe}^{Cd} в сплаве $(Zn,Cd)Se$ и моды TO_{ZnSe}^{Te} в сплаве $Zn(Se,Te)$, а существовали бы резонансные состояния, трудно наблюдаемые экспериментально. Щель с почти нулевой плотностью фононных состояний находится в области $LO-TO$ расщепления колебательной моды $ZnSe$, что является характерным для кристаллов с малой дисперсией TO моды колебаний (для $ZnSe$ — $\sim 6 \text{ см}^{-1}$ [18]).

4. Заключение

Спектр решеточных колебаний сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ характеризуется двумя сильными четко разделенными модами $ZnSe$ - и $CdSe$ -подобных колебаний с силами осцилляторов этих мод колебаний, примерно пропорциональными долям соответствующих компонент сплава, и дополнительной слабой высокочастотной модой неизвестной природы с силой осциллятора, не превышающей 0.3–0.4. Суммарная сила осцилляторов $ZnSe$ - и $CdSe$ -подобных колебаний остается почти неизменной во всем интервале составов, даже в области фазового перехода, что является характерным для двухмодовой схемы (1-связь \rightarrow 1-мода) перестройки решеточных колебаний с изменением состава сплава x . В настоящей работе была рассмотрена перколяционная схема (1-связь \rightarrow 2-моды) перестройки колебательного спектра сплава $(Zn,Cd)Se$, ранее предложенная авторами [10] для сплава $Zn(Se,Te)$. В соответствии с перколяционной теорией наблюдаемая в сплаве $(Zn,Cd)Se$ дополнительная мода является одной из мод перколяционного дуплета $ZnSe$ -подобных колебаний. Расщепление моды $ZnSe$ -подобных колебаний происходит потому, что при образовании сплава (например, на основе $ZnSe$) помимо наличия матричной области сплава ($ZnSe$ -подобной)

формируется $CdSe$ -подобная область из примесных кластеров. Для связи $Zn-Se$ локальное окружение в этих двух областях сплава разное, разные жесткость связи и соответственно частота колебаний.

Перколяционная схема (1-связь \rightarrow 2-моды) перестройки колебательного спектра сплава представляет концептуально новый более физический подход к исследованию решеточных колебаний в смешанных кристаллах, и в конечном счете сводится к тому, что для двухмодовых сплавов высокочастотная мода должна расщепляться (низкочастотная мода тоже расщепляется, но значительно меньше, и в эксперименте, как правило, расщепление не разрешается). Величина расщепления тем больше, чем больше контраст в жесткости связей бинарных компонент, образующих сплав. В рассмотренных выше сплавах $(Zn,Cd)Se$ и $Zn(Se,Te)$ частота отщепленной моды $ZnSe$ -подобных колебаний совпадает с щелью с почти нулевой плотностью фононных состояний в $ZnSe$ и потому наблюдается.

Список литературы

- [1] I.F. Chang, S.S. Mitra. *Adv. Phys.*, **20**, 359 (1971).
- [2] J. Dow, W. Packard, H. Blackstead, D. Jenkins. In: *Dynamical properties of solids: Phonon Physics*, ed. by G. Horton, A. Maradudin (Elsevier Science, Amsterdam, 1995).
- [3] R.G. Alonso, E.-K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **40**, 3720 (1989).
- [4] Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Л.К. Водопьянов. *ЖЭТФ*, **126**, 866 (2004).
- [5] В.В. Артамонов, В.И. Сидоренко, А.М. Яремко. *Укр. физ. журн.*, **28**, 42 (1983).
- [6] C.S. Yang, W.C. Chou, D.M. Chen, C.S. Ro, J.L. Shen, T.R. Yang. *Phys. Rev. B*, **59**, 8128 (1999).
- [7] O. Pagès, T. Tite, K. Kim, P.A. Graf, O. Maksimov, M.C. Tamargo. *J.Phys.: Condens. Matter*, **18**, 577 (2006).
- [8] D. Stauffer. *Introduction to Percolation Theory* (Taylor and Francis, London, 1985).
- [9] С.П. Козырев. *ФТТ*, **51**, 952 (2009); *ФТТ*, **50**, 1071 (2008).
- [10] O. Pagès, A.V. Postnikov, M. Kassem, A. Chafi, A. Nassour, S. Doyen. *Phys. Rev. B*, **77**, 125 208 (2008).
- [11] O. Brafman. *Sol. St. Commun.*, **11**, 447 (1972).
- [12] L.K. Vodopyanov, E.A. Vinogradov, V.S. Vinogradov, I.V. Kucherenko, B.N. Mavrin, N.N. Novikova, P.V. Shapkin. *Phys. Status Solidi C*, **1**, 3162 (2004).
- [13] К.В. Шалимова, А.Ф. Ботнев, В.А. Дмитриев, Н.З. Когновицкая, В.В. Старостин. *Кристаллография*, **14**, 629 (1969).
- [14] Ю.А. Митягин, Л.К. Водопьянов, Е.А. Виноградов. *ФТТ*, **17**, 2054 (1975).
- [15] E. Jahne. *Physica Status Solidi B*, **74**, 275 (1976); *Physica Status Solidi B*, **75**, 222 (1976).
- [16] O. Pagès, J. Souhabet, A. Chafi. *Phys. Rev. B*, **80**, 035 204 (2009).
- [17] J.C. Irwin, J.La Combe. *Canadian J. Phys.*, **50**, 2596 (1972).
- [18] B.D. Rajput, D.A. Browne. *Phys.Rev. B*, **53**, 9052 (1996).

Редактор Л.В. Беляков

The lattice vibrations of $Zn_{1-x}Se_xTe$ semiconductor alloy in the two-mode and the percolation schemes of the rearrangement of the vibration spectrum with varying alloy composition

S.P. Kozyrev

Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

Abstract The interpretation of the rearrangement of the lattice vibration spectra with varying alloy composition for $(Zn,Cd)Se$ and $Zn(Se,Te)$ semiconductor alloys is given in the two-mode (1-bond \rightarrow 1-mode) and the percolation (1-bond \rightarrow 2-mode) schemes of the phonon mode behavior. In $Zn_{1-x}Cd_xSe$ alloy, two ZnSe- and CdSe-like lattice modes are observed corresponding to a two-mode type of the rearrangement of the lattice vibration spectra. A weak additional mode is also observed. In the percolation (1-bond \rightarrow 2-mode) scheme, an additional mode is the consequence of the description of a random crystal alloy as a composite of ZnSe- and CdSe-like sub-alloys, as a result of natural fluctuation in the x value at the local scale corresponding to the percolation site theory. The additional mode is not „defect“ mode, it is derivative of the basic mode of ZnSe-like vibrations. The lattice vibration spectrum is characterized by a unique TO branch of CdSe-like vibrations below a well-resolved Zn–Se TO double branch (percolation duplet).