

Дисперсия мод в спектрах оптических фононов смешанных кристаллов $ZnS_{1-x}Se_x$

© Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев

Институт спектроскопии Российской академии наук,
142190 Троицк, Московская обл., Россия

E-mail: mavrin@isan.troitsk.ru

(Поступила в Редакцию 28 ноября 2005 г.)

Получены спектры ИК-отражения и рамановского рассеяния света в кристаллах $ZnS_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 1$). Обнаружено отклонение дисперсии мод твердых растворов от рассчитанной в рамках модели изосмещений. Обсуждаются причины отклонения. В области частот между ZnS -подобными TO - и LO -модами обнаружены две дополнительные моды, одна из которых отнесена к линии спектра второго порядка, усиленной за счет Ферми-резонанса, а другая — к резонансной (дополнительной локальной) моде примеси атомов Se . Для подтверждения отнесения к резонансной моде проводится расчет спектра примеси Se в кристалле ZnS в приближении микроскопической теории динамики кристаллической решетки с малой концентрацией примеси. Обсуждаются силы осциллятора основных и дополнительных оптических фононов в твердом растворе $ZnS_{1-x}Se_x$.

Работа выполнена при поддержке программы ОФН НАН „Новые материалы и структуры“ (грант № 5.6).

PACS: 78.30.Fs, 63.20.Dj, 63.20.Pw

1. Введение

Гетероструктуры системы II–VI на основе полупроводниковых твердых растворов $ZnS_{1-x}Se_x$ являются перспективными материалами для создания диодных лазеров [1], светоизлучающих диодов [2] и ультрафиолетовых детекторов [3]. Композиционная неупорядоченность твердого раствора модифицирует структурные, колебательные и оптические свойства полярного кристалла ZnS ($ZnSe$). Эти изменения приводят к появлению следующих особенностей в динамике решетки тройных твердых растворов типа замещения: 1) одно-, двухмодовое или промежуточное поведение поперечных (TO) и продольных (LO) частот системы [4]; 2) возникновение новых мод — локальных, щелевых или резонансных (квазирезонансных) возбуждений, а также дефектоиндуцированной плотности фононных состояний [5,6].

В настоящей работе исследуются особенности перестройки колебательного спектра в системе $ZnS_{1-x}Se_x$. Динамика решетки крайних соединений исследована экспериментально (ZnS [7,8], $ZnSe$ [8,9]) и теоретически [9–13]. Ранее были изучены изменения в спектрах рамановского рассеяния света и ИК-поглощения при изоэлектронном легировании кристаллов ZnS [14] и $ZnSe$ [15–17] атомами Cd , замещающими атомы Zn . В обоих случаях между основными TO - и LO -частотами наблюдалась дополнительная слабая мода, отсутствующая в спектрах чистых компонент [14,15]. На основе микроскопической теории динамики решетки твердых растворов [18] было показано, что эта мода связана с колебаниями примесных атомов. Малые концентрации неизоэлектронных примесей (Fe , Mn , Co , Cr) в ZnS и $ZnSe$ также обуславливают появление особенностей в колебательных спектрах [6,19].

Колебательные спектры системы $ZnS_{1-x}Se_x$ ранее также исследовались методом ИК-поглощения [20] и рамановского рассеяния [20,21]. По спектрам ИК-поглощения удалось проследить лишь динамику TO -мод, а по спектрам рамановского рассеяния — в основном LO -мод. ИК-спектры были получены лишь для некоторых промежуточных концентраций x . Детально исследовались рамановские спектры эпислоев $ZnS_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 1$) [21], но они были частично искажены из-за интенсивного спектра подложки $GaAs$.

В настоящей работе исследуются концентрационные зависимости ИК- и рамановских спектров большого набора кристаллов $ZnS_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 1$). Особое внимание уделялось дополнительным модам в области между основными TO - и LO -частотами. Результаты исследований сопоставляются с расчетами в рамках модели изосмещений [22] и микроскопической теории [18].

2. Техника эксперимента

Кристаллы сульфоселенидов цинка были выращены методом химического осаждения из газовой фазы. Использовался CVD-реактор с исходными реагентами паров Zn и смеси гидридов S и Se с соотношением, необходимым для требуемого состава $ZnS_{1-x}Se_x$ [23]. Молярная фракция x определялась рентгенофазным методом с использованием закона Вегарда, а также рентгеноспектральным анализом.

Спектры рамановского рассеяния возбуждались лазерной линией $1.06 \mu m$ при комнатной температуре и регистрировались с помощью Фурье–Раман-спектрометра RFS 100/S [15] с разрешением 4 cm^{-1} .

Спектры ИК-отражения исследуемых образцов при угле падения 10° были измерены на Фурье-спектрометре

Bruker IFS66V в широкой области спектра $30-700\text{ cm}^{-1}$. Для расчета оптических постоянных образцов по спектрам отражения использовалась программа SCOUT [24]. Комплексная диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$ описывалась произведением осцилляторов

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \prod_i \frac{\omega_{LO,i}^2 - \omega^2 - i\gamma_{LO,i}\omega}{\omega_{TO,i}^2 - \omega^2 - i\gamma_{TO,i}\omega}, \quad (1)$$

где ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, $\omega_{TO,i}$ — частота i -го поперечного осциллятора (фонона), $\gamma_{TO,i}$ — его затухание, $\omega_{LO,i}$ — частота i -го продольного осциллятора (фонона), $\gamma_{LO,i}$ — его затухание. Самый низкочастотный осциллятор с $\omega_{TO,i} = 0$ соответствует плазмону. Параметры в формуле (1) варьировались до получения наилучшего согласия рассчитанного спектра отражения с измеренным.

3. Результаты экспериментов

3.1. *TO-LO* моды. При $x = 0$ в спектрах рамановского рассеяния, как и ранее, наблюдались *TO*-мода (277 cm^{-1}) и *LO*-мода (348 cm^{-1}) кристалла ZnS [9], а также интенсивные линии второго порядка ниже 250 cm^{-1} и выше 350 cm^{-1} [8,9]. С ростом молярной доли ZnSe *LO*-мода плавно понижалась по частоте, а *TO*-мода становилась менее отчетливой (рис. 1). При $x = 0.02$ в спектре появлялось плечо в области 224 cm^{-1} , соответствующей ZnSe-подобной *LO*-моды на линии второго порядка ZnS, которое с ростом x

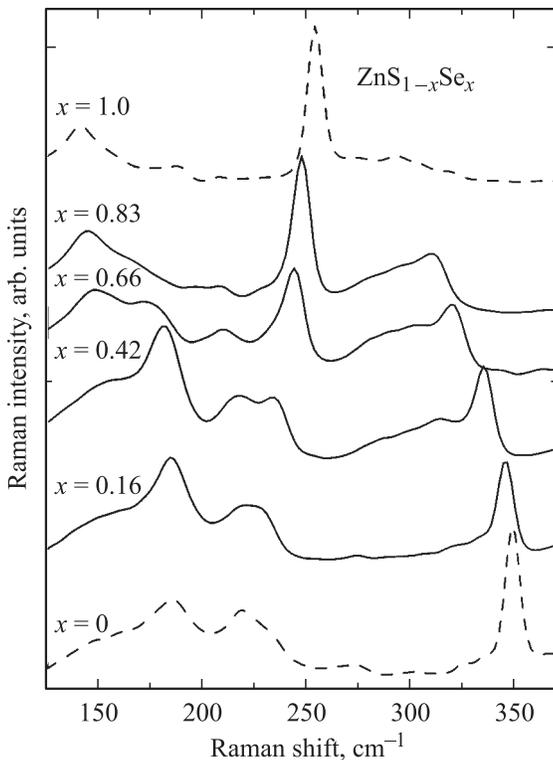


Рис. 1. Спектры рамановского рассеяния кристаллов $ZnS_{1-x}Se_x$ для некоторых концентраций x .

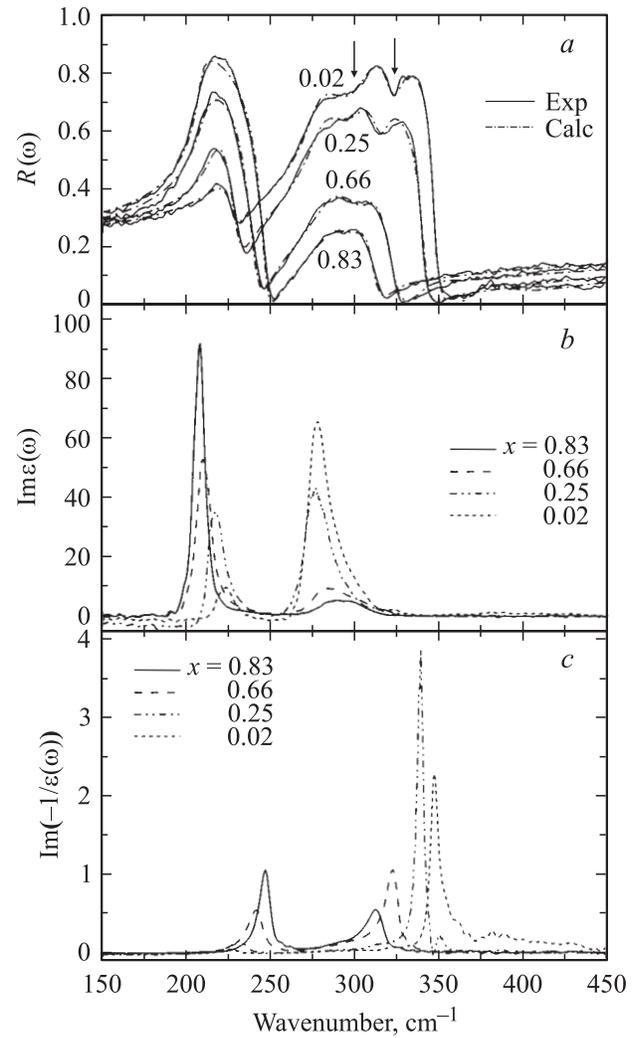


Рис. 2. Спектры ИК-отражения (a), мнимой части диэлектрической проницаемости (b) и функции потерь (c) кристаллов $ZnS_{1-x}Se_x$ для некоторых концентраций x .

становилось изолированным максимумом с увеличивающейся интенсивностью и сдвигом к большим частотам. ZnSe-подобная *TO*-мода была видна лишь при $x \geq 0.25$, поскольку при меньших x она маскировалась линиями второго порядка ZnS. Как видно из рис. 1, спектр второго порядка ZnS с ростом x постепенно трансформируется в спектр ZnSe.

Характерными особенностями ИК-спектров отражения являются „остаточных лучей“ ZnS и ZnSe, а также увеличение отражения в низкочастотной (ниже 100 cm^{-1}) области спектра за счет свободных носителей (рис. 2). Частота *LO*-моды свободных носителей изменялась от одного образца к другому нерегулярным образом и составляла $60 \pm 5\text{ cm}^{-1}$.

Концентрационные зависимости ZnS- и ZnSe-подобных *TO*- и *LO*-мод представлены на рис. 3. Их ход, как и ранее [20,21], однозначно интерпретируется как двухмодовое поведение основных *TO-LO*-мод твердого раствора $ZnS_{1-x}Se_x$.

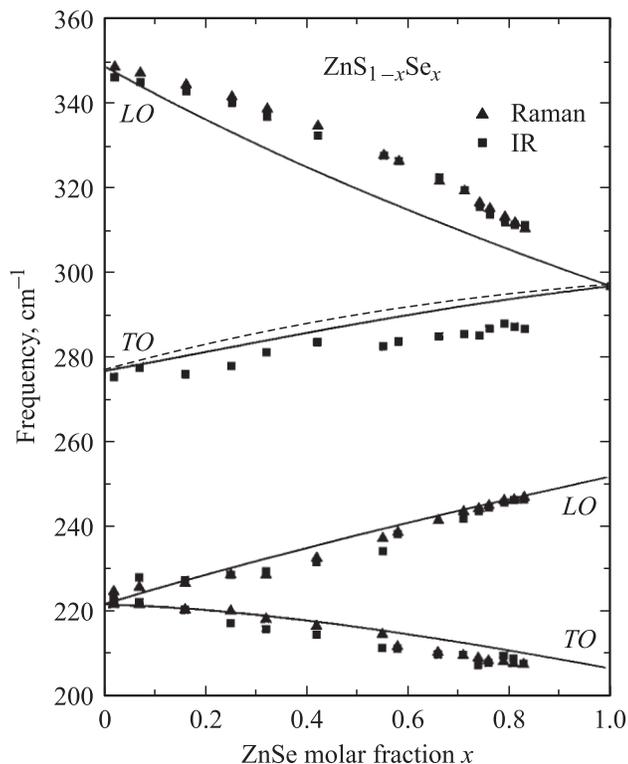


Рис. 3. Дисперсия основных мод в кристаллах $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$. Сплошные кривые — расчет в приближении модели [22], штриховая линия — расчет в приближении [25,26].

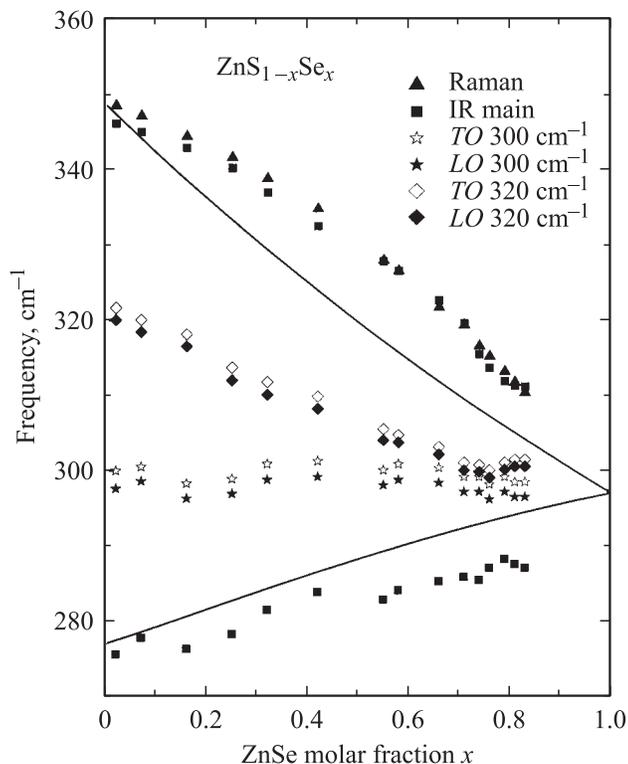


Рис. 4. Дисперсия основных и дополнительных мод в областях частот ZnS-подобных TO - и LO -мод в кристаллах $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$. Сплошные кривые — расчет в приближении модели [22].

3.2. **Дополнительные моды.** Дополнительные моды наиболее отчетливо проявлялись в рамановских спектрах в области между TO - и LO -частотами кристалла ZnS (рис. 1). С ростом x появлялось низкочастотное плечо ZnS -подобной LO -моды, интенсивность которого увеличивалась с x . При $x = 0.02$ плечо четко раздваивается на полосы 306 и 325 cm^{-1} . С ростом x , хотя максимум второй полосы еще просматривается и заметно его плавное смещение к низким частотам (325 cm^{-1} при $x = 0.02$ и $\sim 300\text{ cm}^{-1}$ при $x = 0.83$), положение первой полосы менее определено из-за уширения обеих полос и постепенного уменьшения расстояния между ними.

В спектрах ИК-отражения на полосе „остаточных лучей“ ZnS также наблюдается структура, обусловленная этими дополнительными модами. На более высоких частотах есть еще одна дополнительная мода, связанная, по-видимому, с наличием кислорода.

Концентрационная зависимость дополнительных мод в области между TO - и LO -частотами кристалла ZnS , полученная в результате обработки спектров ИК-отражения, представлена на рис. 4.

4. Обсуждение результатов

4.1. TO – LO -моды. Для описания поведения длинноволновых оптических фононов в твердых растворах $\text{AB}_{1-x}\text{C}_x$ обычно применяется модель изосмещений [4,22,25,26]. Ее достоинство — возможность применения при любых x от 0 до 1. Эта модель неоднократно улучшалась. В последнем варианте модели изосмещений [22] были учтены как взаимодействия ближайших и вторых соседей, так и дальнедействующие взаимодействия в форме локальных полей. В рамках этой модели для описания динамики мод твердого раствора требуются лишь макроскопические параметры крайних соединений (TO – LO -частоты, параметры решетки, атомные массы и диэлектрические постоянные ϵ_0 и ϵ_∞). В рамках модели изосмещений удалось корректно описать динамику TO – LO -мод в ряде смешанных кристаллов [17,22,25,26]. На рис. 3 сопоставлены экспериментальные концентрационные зависимости частот твердого раствора $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$ с расчетами в рамках последнего варианта модели изосмещений [22]. Расчеты на основе других моделей изосмещений [27] дали примерно те же результаты для TO -моды (расчеты для LO -моды в других моделях требуют введения дополнительных предположений).

Из рис. 3 видно, что ZnSe -подобные моды удовлетворительно согласуются с расчетами. В то же время расхождение между экспериментальными и расчетными зависимостями для ZnS -подобных мод превосходит возможные ошибки измерений. Наши данные по ИК-спектрам и спектрам рамановского рассеяния хорошо совпадают с ранее полученными экспериментальными зависимостями для ZnS -подобной LO -моды в эпислоях $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$ [21]. Обсудим возможные причины расхождения.

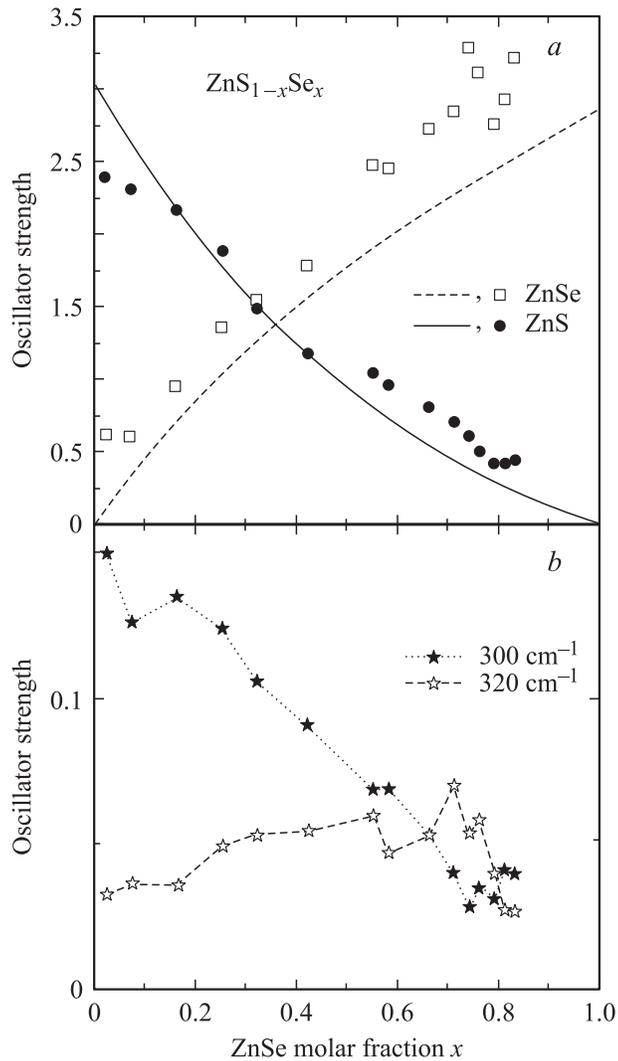


Рис. 5. Концентрационная зависимость сил осциллятора основных ZnSe- и ZnS-подобных мод (a) и дополнительных мод (b) в кристаллах $ZnS_{1-x}Se_x$.

Модель изосмещений имеет ряд допущений. Предполагается, что силовые константы межатомных взаимодействий могут быть представлены линейной функцией параметров решетки. Мы попытались ввести нелинейную функцию для силовых констант, но это не исправляет положения. Например, если таким образом согласовать расчетную зависимость с экспериментальной для TO -моды, то еще больше ухудшается совпадение для LO -частот. В рамках модели изосмещений также пренебрегается концентрационными зависимостями эффективных зарядов ионов и поляризуемости. Если пойти по пути их варьирования, для удовлетворительного согласия с экспериментом требуются их чрезмерные изменения для срединных составов (до 40%).

С другой стороны, известно, что в области $\sim 300 \text{ cm}^{-1}$ расположены максимумы двухфоновой плотности состояний кристаллов ZnS (суммарная комбинация акустических фононов) и ZnSe (суммарная комбинация

оптического LO -фонона с акустическим) [6.8]. Присутствие зоны двухчастичных состояний той же симметрии, что и основные моды, может обусловить Ферми-резонанс между $TO(LO)$ -модой и двухфононным континуумом [27]. В случае такого эффекта концентрационные зависимости ZnS-подобных $TO-LO$ -мод могут иметь обнаруженные нами отклонения от рассчитанных по модели изосмещений кривых. Величина отклонения определяется ангармоническими константами (внутримолекулярной A и резонансной Γ [27]), которые могли бы быть найдены из величин отклонения, если бы была известна форма плотности двухфононного континуума, с которым происходит взаимодействие.

На рис. 5, a экспериментальные концентрационные зависимости сил осциллятора основных TO -мод сопоставлены с рассчитанными в приближении модели изосмещений [22]. Ранее [25,26] при простроении одного из первых вариантов модели изосмещений предполагалась линейная зависимость сил осциллятора от концентрации. В последней модели [22] силы осциллятора могут быть вычислены для всех x по макроскопическим параметрам крайних соединений. Как видно из рис. 5, a, силы осциллятора имеют близкую к линейной концентрационную зависимость с заметными отклонениями вблизи $x \approx 0$ и ≈ 1 . Сила осциллятора ZnSe-подобной моды превышает расчетную, что, вероятно, связано с недостатком модели [22].

4.2. Дополнительные моды. В этом разделе обсудим особенности в спектрах $ZnS_{1-x}Se_x$ в области $TO-LO$ -частот. Эти особенности наиболее четко видны в $TO-LO$ -области ZnS-подобных мод. Здесь можно ожидать появления спектра второго порядка (см. раздел 4.1), дефектоиндуцированной плотности фоновых состояний и резонансных (квазирезонансных) возбуждений примесных атомов. Резонансные моды могут присутствовать в том случае, если в $TO-LO$ -области существует щель с малой (или нулевой) плотностью фоновых состояний и частота резонансной моды попадает в эту щель. Согласно расчетам [9–13], такая щель ($316-331 \text{ cm}^{-1}$) наблюдается в плотности фоновых состояний кристалла ZnS [12]. Обсудим возможность образования резонансных мод в спектре нашей системы.

В соответствии с микроскопической теорией [18] $TO-LO$ -частоты примесных мод в системе $AB_{1-x}C_x$ могут быть найдены из графического решения уравнений

$$F(B, \omega^2) - 1 = \Phi_{TO}(x, \omega^2),$$

$$F(B, \omega^2) - 1 = \Phi_{LO}(x, \omega^2), \quad (2)$$

где

$$\Phi_i(x, \omega^2) = \frac{1}{1-x} \left(\frac{m_C}{m_C - m_B} + \frac{x m_A}{m_A + m_B} \frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \right), \quad (3)$$

$$F(B, \omega^2) = \omega^2 \int \frac{\Psi(B, z)}{\omega^2 - z} dz, \quad (4)$$

$\Psi(B, z)$ — нормированная парциальная плотность квадратов частот колебаний атома B . В (3) m_A, m_B, m_C — массы атомов, индекс i относится к TO - или LO -модам кристалла AB .

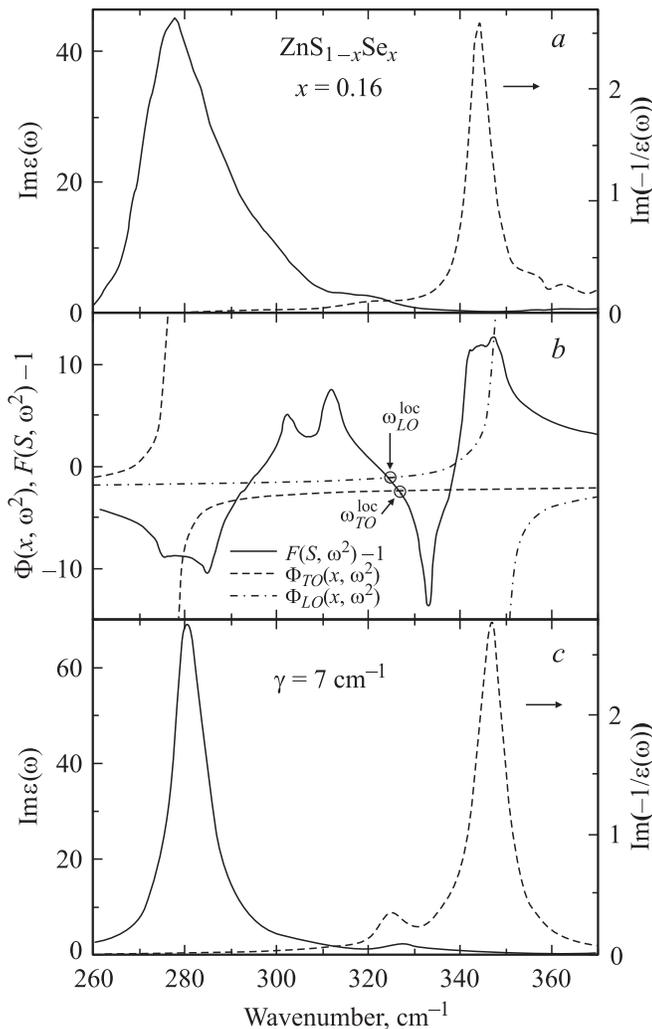


Рис. 6. Сопоставление экспериментальных спектров мнимой части диэлектрической проницаемости и функции потерь (а) с расчетными функциями для частот примеси Se в ZnS (b) и с расчетными спектрами мнимой части диэлектрической проницаемости и функции потерь в кристалле $\text{ZnS}_{1-x}\text{Se}_x$ для $x = 0.16$ и $\gamma = 7 \text{ cm}^{-1}$ (с).

Графическое решение (2) в области $TO-LO$ -мод кристалла ZnS для $x = 0.16$ представлено на рис. 6, b. Кривая $\Phi_{TO}(x, \omega^2)$ пересекается с зависимостью $F(B, \omega^2) - 1$ на четырех частотах: 280, 291, 326 и 338 cm^{-1} . Частота 280 cm^{-1} соответствует основной ZnS-подобной $TO(x)$ -моду. Соответственно пересечение кривой $\Phi_{LO}(x, \omega^2)$ дает частоты 294, 324, 339 и 347 cm^{-1} , из которых частота 347 cm^{-1} относится к основной ZnS-подобной $LO(x)$ -моду. Из оставшихся $TO-LO$ -решений только $TO-LO$ -пара с инвертированным $TO-LO$ -дублетом ($\omega_{TO} = 326 \text{ cm}^{-1}$ и $\omega_{LO} = 324 \text{ cm}^{-1}$) имеет физический смысл. Эта $TO-LO$ -пара частот попадает в щель нулевой плотности фонных состояний и относится к резонансной моде. Интенсивность резонансной моды в спектрах ИК-поглощения и рамановского рассеяния может быть

оценена по мнимой части комплексной диэлектрической функции системы $\text{AB}_{1-x}\text{C}_x$ [18]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \chi(x, \omega^2)\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (5)$$

где $\chi(x, \omega^2)$ является функцией не только содержания примеси и частоты, но и $F(B, \omega^2)$ и масс атомов [18]. На рис. 6, с представлены вычисленные мнимая часть $\text{Im}\varepsilon(\omega)$, отражающая TO -спектр, и функция потерь $\text{Im}(-1/\varepsilon(\omega))$, содержащая информацию о LO -модах. Амплитуда $\text{Im}(-1/\varepsilon(\omega))$ варьировалась величиной затухания γ для получения согласия с экспериментальным спектром (рис. 6, а). В расчетных спектрах на рис. 6, с видна лишь одна дополнительная мода вблизи 325 cm^{-1} с инвертированным $TO-LO$ -дублетом. Мода вблизи 325 cm^{-1} также видна в спектрах рамановского рассеяния и ИК-отражения (рис. 1, 2) и на основании анализа в рамках микроскопической теории может быть отнесена к резонансной моде, связанной с колебаниями примеси атомов Se в кристалле ZnS.

Особенность в спектре вблизи $\sim 300 \text{ cm}^{-1}$ в области $TO-LO$ -частот кристалла ZnS, по всей вероятности, имеет другое происхождение. Ее положение близко к максимуму плотности TO -фонных состояний кристалла ZnS [6,8]. Однако, как обсуждалось в разделе 4.1, скорее всего, ее следует отнести к двухфонному максимуму, усиленному за счет Ферми-резонанса с основными $TO-LO$ -модами. Такое предположение согласуется с тем, что интенсивность рамановского рассеяния полосы $\sim 300 \text{ cm}^{-1}$ усиливается относительно LO -моды по мере приближения к ней основных $TO-LO$ -мод с ростом x (рис. 1). Кроме того, как следует из ИК-спектров (рис. 2) и их обработки, затухание полосы $\sim 300 \text{ cm}^{-1}$ значительно превышает затухание остальных мод.

Силы осциллятора S_i дополнительных мод были найдены на основе измеренных $TO-LO$ -частот всех мод с помощью соотношения [28]

$$S_i = \varepsilon_\infty \frac{\omega_{LO,i}^2 - \omega_{TO,i}^2}{\omega_{TO,i}^2} \prod_{j \neq i} \frac{\omega_{LO,j}^2 - \omega_{TO,i}^2}{\omega_{TO,j}^2 - \omega_{TO,i}^2}. \quad (6)$$

Сила осциллятора TO -моды $\sim 300 \text{ cm}^{-1}$ постепенно уменьшалась с ростом x (рис. 5, b), т.е. с уменьшением силы осциллятора ZnS-подобной TO -моды, что не противоречит ее отнесению к линии второго порядка с Ферми-резонансным взаимодействием с основными ZnS-подобными модами. Что касается TO -моды ($\sim 320 \text{ cm}^{-1}$), то можно было ожидать постепенного роста ее интенсивности с увеличением молярной доли ZnSe до $x \approx 0.5$, а затем ее убывания при $x > 0.5$ в связи с уменьшением доли ZnSe. Однако мы наблюдали слабо изменяющуюся силу осциллятора во всем диапазоне x (рис. 5, b), что может быть связано как с точностью определения силы осциллятора, так и с резонансным взаимодействием с соседними модами.

5. Заключение

На основе спектров ИК-отражения и рамановского рассеяния кристаллов $ZnS_{1-x}Se_x$ найдено, что концентрационные зависимости ZnS -подобных мод (TO и LO) отклоняются от предсказанной в рамках модели изо-смещений, учитывающей взаимодействия ближайших и вторых соседей и дальнедействующие взаимодействия в форме локальных полей. Сделано предположение, что причиной отклонения может быть Ферми-резонанс ZnS -подобных мод с линиями второго порядка вблизи 300 cm^{-1} . В области между TO - и LO -частотами ZnS -подобных мод обнаружена дополнительная мода вблизи 320 cm^{-1} . С помощью микроскопической теории динамики решетки твердых растворов для малого содержания примеси ($x < 0.3$) показано, что эта дополнительная мода является резонансной модой примеси Se в кристалле ZnS . Установлено, что силы осцилляторов основных ZnS - и $ZnSe$ -подобных мод не следуют линейной зависимости и наибольшие отклонения наблюдаются вблизи $x \approx 0$ и ≈ 1 .

Авторы благодарят Е.М. Гаврищука за приготовление образцов и В.Г. Плотниченко за рентгеноспектральный анализ.

Список литературы

- [1] N. Nakayama, S. Itoh, T. Ohata, K. Nakano, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Ishibashi, M. Ikeda, Y. Mori. *Electron. Lett.* **29**, 1488 (1993).
- [2] A. Salokatve, H. Jeon, J. Ding, M. Hovien, A.V. Nurmikko, D.C. Grillo, Li He, J. Han, Y. Fan, M. Ringle, R.L. Gunshor, G.C. Hua, N. Otsuka. *Electron. Lett.* **29**, 2192 (1993).
- [3] Y.K. Su, W.R. Chen, S.J. Chang, F.S. Juank, W.H. Lan, A.C.H. Lin, H. Chang. *Electron Dev.* **47**, 1330 (2000).
- [4] L. Genzel, T.P. Martin, C.H. Perry. *Phys. Stat. Sol. (b)* **62**, 83 (1974).
- [5] W. Hayes, R. Loudon. *Scattering of light by crystals*. Wiley, N.Y. (1978).
- [6] M. Zigone, M. Vandevyver, D.N. Talwar. *Phys. Rev. B* **24**, 5763 (1981).
- [7] J. Serrano, A. Cantarero, M. Cardona, N. Garro, R. Lauck, R.E. Tallman, T.M. Ritter, B.A. Weinstein. *Phys. Rev. B* **69**, 014 301 (2004).
- [8] R.L. Shmidt, K. Kunc, M. Cardona, H. Bilz. *Phys. Rev. B* **20**, 3345 (1979).
- [9] J.C. Irwin, J. La Combe. *Can. J. Phys.* **50**, 2596 (1972).
- [10] N. Vegelatos, D. Wehe, J.S. King. *J. Chem. Phys.* **60**, 3616 (1974).
- [11] K. Kunc. *Ann. Phys. (Paris)* **8**, 319 (1973).
- [12] B.D. Rajput, D.A. Browne. *Phys. Rev. B* **53**, 9052 (1996).
- [13] D.N. Talwar, M. Vandevyver, K. Kunc, M. Zigone. *Phys. Rev. B* **24**, 741 (1981).
- [14] Ю.А. Митягин, Л.К. Водопьянов, Е.А. Виноградов. *ФТТ* **17**, 2054 (1975); Е.А. Виноградов, Ю.А. Митягин. *ФТТ* **20**, 3162 (1978).
- [15] Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Л.К. Водопьянов. *ЖЭТФ* **126**, 866 (2004); L.K. Vodopyanov, E.A. Vinogradov, V.S. Vinogradov, I.V. Kucherenko, B.N. Mavrin, N.N. Novikova, P.V. Shapkin. *Phys. Stat. Sol. (c)* **1**, 3162 (2004).
- [16] М.Я. Valakh, М.Р. Lisitsa, G.S. Pekar, G.N. Polysskii, V.I. Sidorenko, А.М. Jaremko. *Phys. Stat. Sol. (b)* **113**, 635 (1982).
- [17] R.G. Alonso, E.-K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B* **40**, 3720 (1989).
- [18] В.С. Виноградов. *ФТТ* **11**, 2062 (1969); Л.К. Водопьянов, Е.А. Виноградов, В.С. Виноградов, А.Е. Цуркан, В.И. Верлан. *ФТТ* **16**, 849 (1974).
- [19] S. Jimenez-Sandoval, A. Lopez-Rivera, J.C. Irwin. *Phys. Rev. B* **68**, 054 303 (2003).
- [20] O. Brafman, I.F. Chang, G. Lengyel, S.S. Mitra, E. Carnall. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1120 (1967).
- [21] K. Hayashi, N. Sawaki, I. Akasaki. *Jap. J. Appl. Phys.* **30**, 501 (1991).
- [22] D.L. Peterson, A. Petrou, W. Giriat, A.K. Ramdas, S. Rodriguez. *Phys. Rev. B* **33**, 1160 (1986).
- [23] Е.М. Гаврищук, Д.В. Савин, С.М. Мазавин. Тр. XII Конф. „Высококачественные вещества и материалы. Получение, анализ, применение.“ Н. Новгород (2004). С. 287.
- [24] M. Krüger, S. Hilbrich, M. Thönissen, D. Scheyen, W. Theiß, H. Lüth. *Opt. Commun.* **146**, 309 (1998).
- [25] I.F. Chang, S.S. Mitra. *Phys. Rev.* **172**, 924 (1968).
- [26] E. Jahne. *Phys. Stat. Sol. (b)* **74**, 275 (1976); **75**, 221 (1976).
- [27] М.П. Лисица, А.М. Яремко. Резонанс Ферми. Наук. думка, Киев (1984).
- [28] М.В. Белоусов. *ФТТ* **15**, 1206 (1973).