

Неустойчивость решетки кристалла селенида цинка, индуцированная 3d-примесями

© В.И. Соколов*, С.Ф. Дубинин*, В.В. Гудков**,***, А.Т. Лончаков*

* Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620041 Екатеринбург, Россия

** Российский государственный профессионально-педагогический университет, 620012 Екатеринбург, Россия

*** Уральский государственный технический университет (УПИ), 620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: visokolov@imp.uran.ru

Экспериментальные результаты свидетельствуют, что в кристалле ZnSe со структурой цинковой обманки, легированном 3d-примесями, возникают наноразмерные сдвиговые смещения ионов тригонального (ZnSe:Ni, ZnSe:V) и тетрагонального (ZnSe:Cr) типов при температурах 300 и 120 К. При понижении температуры в диапазоне 100–4.2 К происходит размягчение сдвиговых упругих модулей, индуцированное 3d-примесями: C_{44} (ZnSe:Ni) и $(C_{11} - C_{12})/2$ (ZnSe:Cr). В спектре комбинационного рассеяния света ZnSe:Ni при температурах 5 и 20 К появляется новый пик с частотой 90 cm^{-1} .

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 04-02-96094, 07-02-00910-а).

PACS: 61.12.-q, 43.35.+d, 61.72.Vv, 62.20.Dc, 64.70.Kb

Примеси 3d-элементов в полупроводниках II–VI, III–V с ионно-ковалентными связями за счет своих энергетических состояний и спинов существенно изменяют оптические и магнитные свойства исходных материалов. Исследование энергетических состояний 3d-примесей привело к выявлению универсальной тенденции изменения донорных и акцепторных уровней для 3d-ряда в соединениях II–VI, что отражено в работах обзорного характера [1–3]. Интенсивное исследование магнитных свойств полупроводников с 3d-примесями продолжается в настоящее время. Недавно было показано, что ферромагнитное упорядочение с температурой Кюри выше комнатной в ряде полупроводников и оксидных систем, например в ZnO:3d [4,5], TiO₂:3d [6], существенно определяется положением донорного или акцепторного уровней 3d-примеси относительно краев разрешенных зон.

Легирование соединений II–VI примесями 3d-переходных металлов в принципе создает искажения решетки сдвигового и продольного типов. Влияние 3d-примесей на структуру решетки полупроводников традиционно понималось только как локальная деформация решетки вокруг изолированных примесных центров, возникающая за счет изменения силового взаимодействия 3d-центра с ближайшим окружением. В последнее время в ИФМ УрО РАН получен ряд результатов, свидетельствующих о возникновении макроскопических сдвиговых смещений ионов решетки селенида цинка, индуцированных ян-теллеровскими (ЯТ) 3d-примесными центрами. Локальные деформации могут разрастаться по кристаллу в результате дальнего действия, например за счет зарядов на sp^3 -связях. Для исследования сдвиговых деформаций решетки, индуцированных 3d-примесями, мы использовали адекватные этой задаче методические подходы: дифракцию тепловых нейтронов и распространение ультразвуковых волн. Практически не использо-

вавшиеся ранее для исследования полупроводниковых кристаллов II–VI:3d с низким уровнем легирования эти методы оказались очень информативными. Детали нейтронографических и ультразвуковых экспериментов описаны в [7–12]. Для исследований мы использовали монокристаллы Zn_{1-x}Ni_xSe ($x = 0.0022$), Zn_{1-x}V_xSe ($x = 0.0003$), Zn_{1-x}Cr_xSe ($x = 0.0021$), Zn_{1-x}Mn_xSe ($x = 0.043$) и ZnSe. Концентрации примесей были определены методами эмиссионной и массовой спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой (ICP-OES и ICP-MS).

Сдвиговые деформации решетки означают возникновение тонких структурных искажений. Упругое рассеяние тепловых нейтронов весьма чувствительно к слабым структурным неоднородностям. Возникает диффузное рассеяние, накладывающееся на основные брэгговские рефлексы. Интенсивности и ширины диффузных максимумов должны свидетельствовать соответственно о числе областей с конкретными амплитудами смещенных ионов и об их средних размерах вдоль различных кристаллографических направлений. Области поперечных смещений ионов характеризуются как вектором сканирования \mathbf{q} , так и вектором смещения ионов \mathbf{u} , т. е. $\langle \mathbf{q} \rangle [\mathbf{u}]$. На рис. 1, 2 представлены профили диффузного рассеяния нейтронов для Zn_{1-x}Ni_xSe ($x = 0.0022$), Zn_{1-x}Cr_xSe ($x = 0.0021$). На картинах рассеяния важны два физических параметра — полуширина Δq_{obs} и высота h диффузного максимума. Величины наблюдаемой Δq_{obs} и инструментальной Δq_{inst} полуширин позволяют определить истинную полуширину

$$\Delta q = (\Delta q_{\text{obs}}^2 - \Delta q_{\text{inst}}^2)^{1/2}, \quad (1)$$

связанную со средним размером структурной неоднородности соотношением

$$L = 2\pi/\Delta q. \quad (2)$$

Высота диффузного максимума пропорциональна квадрату средней амплитуды смещений ионов в пределах одной неоднородности и общему числу неоднородных образований в кристалле [13]. Вблизи рефлекса (400) с учетом сканирования вдоль направления $\langle 110 \rangle$ проявляются сдвиговые смещения $\langle 011 \rangle$ [100] (рис. 1). Видно, что при понижении температуры профиль диффузного рассеяния сужается. Следовательно, средний размер структурной неоднородности и величина атомных смещений $\langle 011 \rangle$ [100] становятся заметно больше. Аналогичная ситуация наблюдается для кристалла $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$) вблизи рефлекса (220) при сканировании вдоль направления $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [110], что свидетельствует о возрастании среднего размера структурной неоднород-

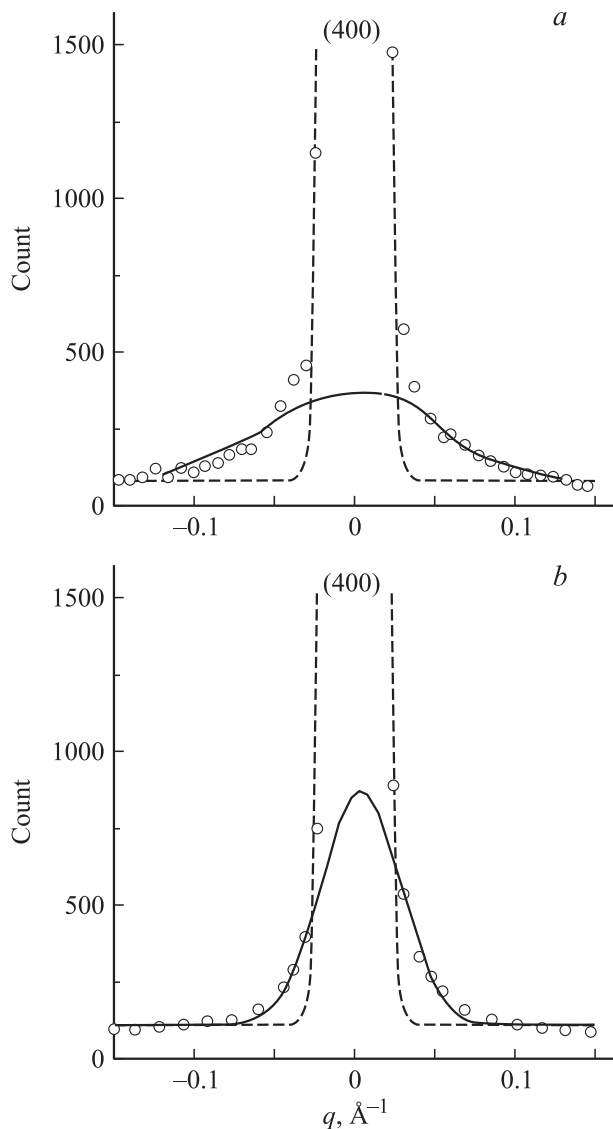


Рис. 1. Кривые качания монокристалла $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$) в окрестности брэгговского рефлекса (400) вдоль направления $\langle 011 \rangle$, полученные при $T = 300$ (a) и 120 К (b). Точки — экспериментальные данные; штриховые и сплошные линии — профили брэгговских рефлексов и диффузных максимумов соответственно.

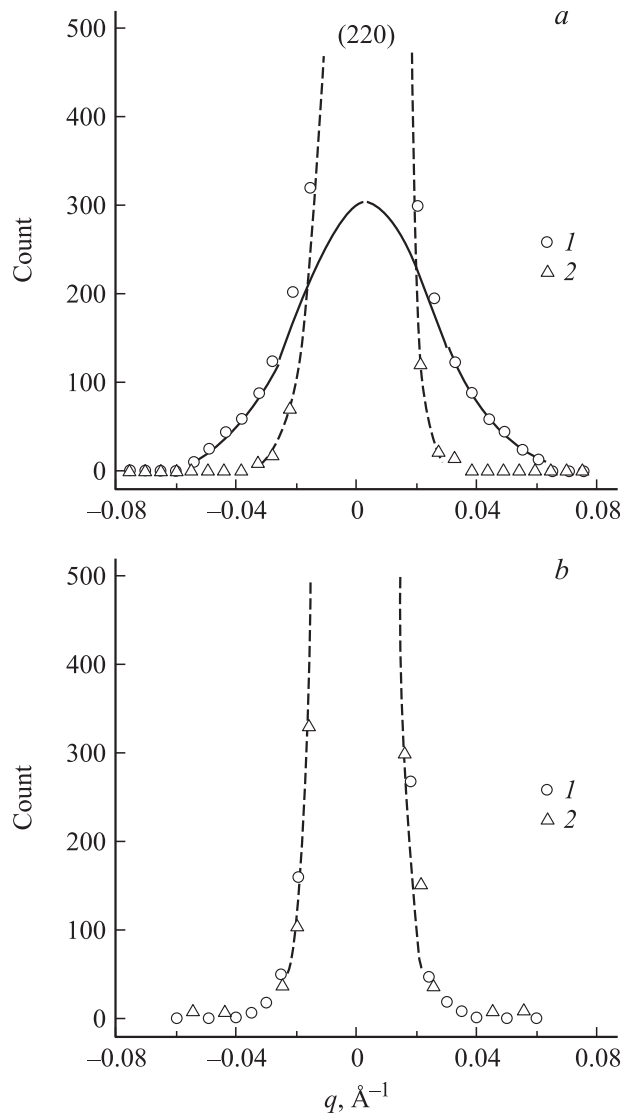


Рис. 2. Дифрактограммы рефлекса (220), измеренные вдоль направления $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. a) $T = 300$ К. 1 — экспериментальные данные для $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$), 2 — экспериментальные точки для монокристалла ZnSe. Сплошная линия — профиль диффузного рассеяния, штриховая линия — гауссов профиль рефлекса (220) для кристалла ZnSe. b) $T = 120$ К. 1 — экспериментальные данные для монокристалла $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0029$), 2 — экспериментальные точки для ZnSe. Штриховая линия — гауссов профиль рефлекса (220) кристалла $Zn_{1-x}Cr_xSe$ (инструментальная функция).

ности и величин атомных смещений $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [110] при понижении температуры от 300 до 120 К (рис. 2). Профили диффузного рассеяния нейтронов вблизи других рефлексов, а также дифрактограммы для кристаллов $Zn_{1-x}V_xSe$ ($x = 0.0003$), $Zn_{1-x}Mn_xSe$ ($x = 0.043$) и ZnSe представлены в работах [7–9]. Средние размеры областей структурной неоднородности атомных смещений, индуцированных 3d-примесями в $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$), $Zn_{1-x}V_xSe$ ($x = 0.0003$), $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$), представлены в таблице.

Размеры структурной неоднородности L (nm) для разных типов сдвиговых атомных смещений в соединениях $Zn_{1-x}M_x^{2+}Se$ при 300 (верх) и 120 К (низ)

| Соединение | $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ [110] | $\langle 011 \rangle$ [100] | $\langle 100 \rangle$ [011] |
|--|-----------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ ($x = 0.0022$) | 2.5 | 5.0 | 11.5 |
| $Zn_{1-x}V_x^{2+}Se$ ($x = 0.0003$) | 3.5 | 8.5 | 12.5 |
| $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ ($x = 0.0021$) | 12.0 | 4.0 | 12.0 |
| $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ ($x = 0.0022$) | 5.0 | 10.5 | 16 |
| $Zn_{1-x}V_x^{2+}Se$ ($x = 0.0003$) | 6.0 | 11.0 | 15 |
| $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ ($x = 0.0021$) | > 60 | 7.0 | 15 |

Эксперимент свидетельствует, что при комнатной температуре в кристаллах $ZnSe:3d$ возникают нанобласти структурных сдвиговых искажений кристалла с размерами в несколько нанометров. Косвенно это подтверждается данными по комбинационному рассеянию света в кристаллах $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ и $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ [14,15]. В области низких энергий, где рассеяние формируется акустически поперечными фононами, виден значительный рост комбинационного рассеяния за счет нарушения правил отбора в искаженных областях. В кристалле $Zn_{1-x}Mn_xSe$ ($x = 0.043$) не замечено сдвиговых атомных смещений [8]. Ранее обнаружены структурные искажения в кристалле $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$, но их характер не анализировался [16]. Отметим, что легирующие элементы Ni^{2+} и V^{2+} являются центрами образования в кристаллической решетке $ZnSe$ нанобластей с односторонними смещениями ионов, отличающимися от смещений в кристалле $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$. Отличие становится очевидным при понижении температуры до 120 К. В кристаллах $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$), $Zn_{1-x}V_xSe$ ($x = 0.0003$) максимальные размеры деформированных областей при температуре 120 К реализуются вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 011 \rangle$ с поляризациями смещений ионов $[011]$ и $[100]$ соответственно. Такого типа статические поперечные деформации в кристалле определяются сдвиговым модулем C_{44} . В случае легирующего элемента Cr^{2+} выделенное направление соответствует $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, относительно которого ионы смещаются вдоль $[110]$. Последние деформации определяются модулем $(C_{11} - C_{12})/2$.

Изменение структурного состояния кристалла при понижении температуры проявляется также в температурной зависимости скорости поперечных ультразвуковых волн в $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$), $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$). Измерения фазовой скорости и поглощения ультразвука выполнены на ультразвуковой установке, работающей по принципу перестраиваемого по частоте моста на частотах 30–250 МГц, в интервале температур 1.6–160 К. Скорости поперечных волн, распространяющихся в направлении $[110]$ и поляризованных вдоль направлений $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$, определяются как

$$\rho v^2 \langle 1\bar{1}0 \rangle = (C_{11} - C_{12})/2, \quad \rho v^2 \langle 001 \rangle = C_{44}. \quad (3)$$

Зависимость сдвиговых модулей от температуры представлена на рис. 3. Для нас важны пока два аспекта: принципиальное выявление размягчения решетки, индуцированного 3d-примесью, и тип сдвигового модуля, испытывающего размягчение с понижением температуры. Температурная зависимость волн свидетельствует, что при понижении температуры в интервале 100–20 К для кристалла $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$) происходит размягчение модуля C_{44} , а для кристалла $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$) — модуля $(C_{11} - C_{12})/2$. Отметим, что размягчение модуля $(C_{11} - C_{12})/2$ составляет приблизительно 15% от его исходной величины, что в несколько раз превышает размягчение модуля C_{44} .

Таким образом, можем констатировать, что из двух типов сдвиговых деформаций, регистрируемых по рассеянию нейтронов при 300 и 120 К, при дальнейшем понижении температуры усиливаются только те типы смещений, которые испытывают наибольшее разрастание при изменении T от 300 до 120 К. Для кристалла $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ остается тетрагональное сдвиговое смещение $\langle 1\bar{1}0 \rangle [110]$, в то время как в кри-

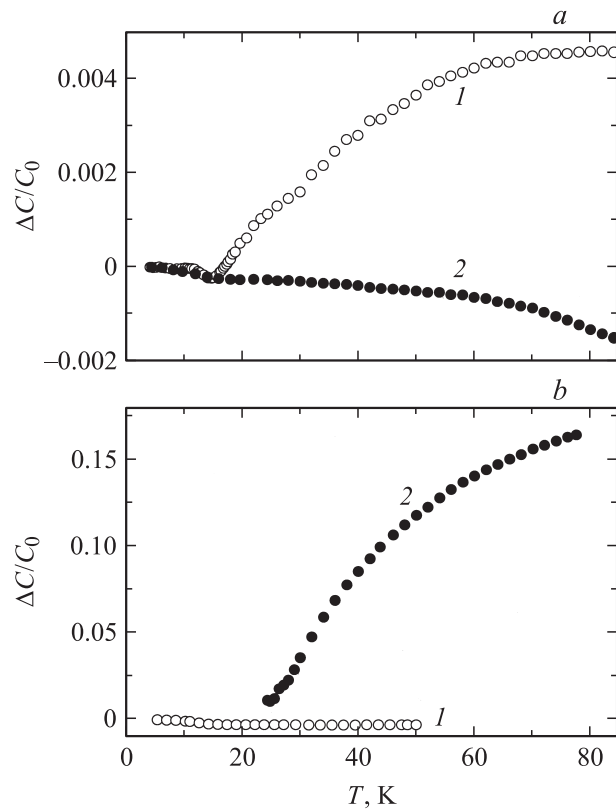


Рис. 3. Зависимость относительного изменения динамических упругих сдвиговых модулей от температуры. *a* — $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ ($x = 0.0022$); *b* — $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ ($x = 0.0021$). 1 — упругий модуль C_{44} , 2 — упругий модуль $(C_{11} - C_{12})/2$. $\Delta C/C_0 = [C(T) - C(T_0)]/C(T_0)$; $C(T)$ — упругий модуль при температуре T ; $C(T_0)$ — упругий модуль при определенной температуре T_0 . В качестве $C(T_0)$ выбиралось значение модуля при самой низкой температуре измерения 4.2 К, кроме кривой 2 на части *b*.

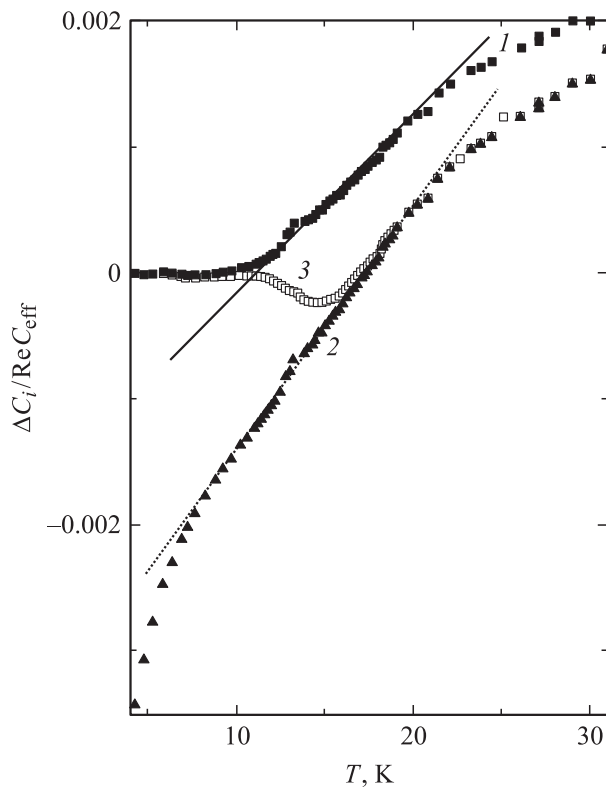


Рис. 4. Адиабатический (1), изотермический (2) и эффективный (3) модули C_{44} для кристалла $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ ($x = 0.0022$) в зависимости от температуры [11].

сталле $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ сохраняются сдвиговые смещения $\langle 011 \rangle [100]$ и $\langle 100 \rangle [011]$. Это позволяет заключить, что при низких температурах в кристаллах $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ и $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ формируются тригональная и тетрагональная деформации решетки, индуцированные соответственно ионами Ni^{2+} и Cr^{2+} .

В области температур 10–20 К в кристаллах $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ и $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ наблюдается пик поглощения ультразвука, положение которого смещается в сторону высокой температуры при увеличении частоты ультразвуковых волн. Это свидетельствует о релаксационной природе поглощения звука, когда время релаксации в системе сравнимо с периодом ультразвуковой волны. В этом случае скорость распространения ультразвуковой волны изменяется так, что наблюдается минимум скорости звука при температуре, близкой к температуре пика поглощения. Детальный анализ ситуации показывает, что минимум обусловлен также релаксационным процессом. При высоких температурах время релаксации мало, и скорость ультразвука определяется изотермическим (релаксированным) упругим модулем. При низких температурах (ниже температуры пика поглощения ультразвука) скорость определяется адиабатическим (нерелаксированным) модулем, несколько большим по сравнению с изотермическим. Поэтому в области пика поглощения происходит переход с мень-

шего модуля на больший, что и дает минимум скорости звука при определенной температуре, в то время как температурные зависимости изотермического и адиабатического модулей не имеют минимумов (рис. 4).

Представляется интересным вопрос о значительной протяженности в решетке поперечных наноразмерных смещений ионов, индуцированных $3d$ -примесью в исследованных нами кристаллах. Прежде всего отметим, что сдвиговые структурные искажения решетки наблюдаются в кристаллах $ZnSe$, содержащих ионы с орбитально вырожденными основными состояниями ($Ni^{2+} - ^3T_1$, $Cr^{2+} - ^5T_2$, $V^{2+} - ^4T_1$), для которых существует эффект Яна–Теллера, в то время как в кристалле $ZnSe:Mn$ ($Mn^{2+} - ^6A_1$) такие искажения решетки не обнаружены, несмотря на то что концентрация ионов Mn^{2+} приблизительно в 20 раз превышает концентрации ионов Ni^{2+} и Cr^{2+} . Это позволяет считать, что затравочные ЯТ-деформации имеют принципиальное значение для формирования крупномасштабных деформаций решетки. Характер локальной ЯТ-деформации определяется симметрией основного состояния иона. Для термов T_1 и T_2 должны быть сдвиговые возмущения тетрагонального (E) и тригонального (T_2) типов. Каждое из них может разрастаться по решетке. Действительно, дифракция нейтронов в кристаллах $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ и $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ при 300 К демонстрирует диффузные профили как для тригональных смещений вблизи рефлекса (400), так и для тетрагональных смещений вблизи рефлекса (220). С понижением температуры до 120 К в кристалле $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ более заметной становится тригональная деформация, и с дальнейшим понижением температуры размягчается сдвиговый упругий модуль C_{44} , соответствующий этой деформации. В кристалле $Zn_{1-x}Cr_x^{2+}Se$ наблюдаются более сильное разрастание деформации тетрагонального типа и большее размягчение соответствующего модуля $(C_{11} - C_{12})/2$. Отметим также, что в кристаллах $Zn_{1-x}Ni_x^{2+}Se$ и $Zn_{1-x}V_xSe$ ионы Ni^{2+} и V^{2+} имеют одинаковую симметрию орбитального вырождения T_1 , что порождает одинаковый тип наноразмерных сдвиговых деформаций решетки, разрастающихся с понижением температуры. Таким образом, экспериментальные результаты позволяют считать, что наблюдаемые наноразмерные сдвиговые деформации решетки возникают как затравочные ЯТ локальные смещения ионов вокруг примесного центра, разрастающиеся по решетке. В самом деле, наибольший размер структурной неоднородности даже при 300 К почти в 20 раз превышает размер кластера $M^{2+}Se_4$, в пределах которого имеют место затравочные ЯТ-деформации. По нашему мнению, причины этого явления выходят за рамки конкретного соединения. Хорошо известно, что полупроводники типа II–VI относятся к классу веществ с нестабильными структурами. Например, в соединении $ZnSe$ в зависимости от режима его получения может реализоваться либо кубическая, либо гексагональная модификация [17], а для ZnS характерно сосуществование этих фаз [18]. Во всех полупроводниках II–VI коэффициент линейного

расширения ниже $T \sim 100$ К имеет отрицательные значения [19–21]. В настоящее время принято связывать отрицательный коэффициент теплового расширения с мягкостью поперечных акустических фононов. Логично в этой связи заключить, что дальное действие эффекта Яна–Теллера является прямым следствием особенностей поперечных акустических фононов в решетке кристаллов $Zn_{1-x}M_x^{2+}Se$.

Образование нелокального сдвигового возмущения решетки отдельным 3d-ионом может происходить за счет дального действия, описываемого моделью Вебера для кристаллов со структурой алмаза и цинковой обманки [22,23]. Эта модель была предложена для расчета дисперсии поперечных (сдвиговых) акустических фононов. Суть ее состоит в том, что в ней учитываются заряды на sp^3 -связях, взаимодействие между которыми уменьшает частоты поперечных акустических фононов для больших q в области границы зоны Бриллюэна. В результате расчетная дисперсионная зависимость $\omega(q)$ для поперечных акустических фононов значительно лучше совпадает с экспериментом. Упрощенное представление о точечном заряде на sp^3 -связях более корректно понимать как распределение электронной плотности вдоль связи и говорить о взаимодействии связей между собой и с ионами решетки [23]. Изменение этого распределения влияет на дальное действие и приводит к уменьшению частот поперечных акустических фононов и сдвиговых модулей в ряду Ge, GaAs, ZnSe [7,23]. Когда мы вносим 3d-примесь в узел решетки, она изменяет электронную плотность вдоль связей примесь–анион за счет гибридизации d -состояний примеси и p -состояний аниона. Для каждой 3d-примеси это изменение будет индивидуальным, поскольку оно зависит от степени гибридизации d -состояний примеси с p -состояниями анионов, т. е. от величины энергетического зазора между d -уровнем в запрещенной щели и вершиной валентной зоны. Мы полагаем, что изменение заряда на связях за счет 3d-примеси усиливает дальное действие в модели Вебера, и поэтому затравочные сдвиговые ЯТ-деформации разрастаются вокруг отдельной примеси, сливаются с ростом концентрации примесей. С понижением температуры они превращаются в макроскопически значимые образования, проявляющиеся в размягчении упругих сдвиговых модулей. Определенно видно, что сдвиговые модули C_{44} для $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$) и $(C_{11} - C_{12})/2$ для $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$) уменьшаются с понижением температуры.

Образование протяженных областей сдвиговой деформации может изменить некоторые свойства 3d-примесей под влиянием этой деформации. В частности, экспериментальное обнаружение необычных сигналов ЭПР в ZnCrSe с концентрацией Cr $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [16], возможно, есть результат воздействия сдвиговых деформаций на ионы хрома. Детальные исследования ZnCrSe важны, так как этот полупроводник является перспективным для создания инжекционного лазера в спектральном

диапазоне $2-3 \mu\text{m}$, пригодного для зондирования атмосферы, спектроскопии высокого разрешения [24–26]. Спектры ЭПР в HgSeCr испытывают заметное уширение с понижением температуры, что в принципе может быть обусловлено деформацией решетки, индуцированной примесями Cr [27]. В работе [28] обнаружено изменение степени поляризации люминесценции GaAs:Cu в области гелиевых температур при одноосном давлении вдоль направления [100]. Авторы связали это с размягчением решетки, индуцированным примесью меди. Был проведен теоретический расчет упругого модуля $(C_{11} - C_{12})/2$ и степени поляризации при условии размягчения решетки. Обнаружено, что при концентрации примесных центров $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ размягчение кристалла при гелиевых температурах заметно влияет на поляризацию люминесценции. Это естественно для примесного центра, имеющего тетрагональную деформацию E -типа. Но прямого измерения степени размягчения упругого модуля по скорости ультразвуковых волн не проводилось. Весьма важно выяснить, существует ли корреляция размера областей структурного искажения решетки и величины размягчения упругих модулей, индуцированных примесями, с энергиями донорных и акцепторных уровней 3d-примесей относительно краев разрешенных зон. Концентрация примесей в исследуемых нами кристаллах не очень высока ($\approx 0.2 \text{ mol.}\%$). Если использовать кристаллы с уровнем концентрации в несколько $\text{mol.}\%$, то в этом случае структурные искажения станут заметными при комнатной температуре, что может повлиять на ферромагнитное упорядочение. По мнению авторов [6], точное знание деформации решетки вблизи примесного центра, имеющего магнитный момент, весьма важно для теоретического анализа возможного упорядочения магнитных моментов примесных центров.

Полученные результаты исследований наноразмерных структурных искажений решетки и размягчения кристаллов $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.0021$), $Zn_{1-x}Ni_xSe$ ($x = 0.0022$) при низких температурах представляют собой новое направление в изучении примесей переходных 3d-металлов в полупроводниках.

Список литературы

- [1] A. Zunger. Solid state physics / Eds H. Ehrenreich, D. Turnbull. Orland Academic Press (1986). V. 39. P. 275.
- [2] K.A. Kikoin, V.N. Fleurov. Transition metal impurities in semiconductors: electronic structure and physical properties. World Scientific, Singapore (1994). 349 p.
- [3] В.И. Соколов. ФТП **28**, 545 (1994).
- [4] K.R. Kittilstved, W.K. Liu, D.R. Gamelin. Nature Mater. **5**, 291 (2006).
- [5] J.M. Coey, M. Venkatesan, C.B. Fitzgerald. Nature Mater. **4**, 173 (2005).
- [6] R. Janisch, P. Gopal, N.A. Spaldin. J. Phys.: Cond. Matter **17**, R 657 (2005).
- [7] В.И. Соколов, С.Ф. Дубинин, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко, Н.Б. Груздев. ФТТ **47**, 1494 (2005).

- [8] С.Ф. Дубинин, В.И. Соколов, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко, Н.Б. Груздев. ФТТ **48**, 2151 (2006).
- [9] С.Ф. Дубинин, В.И. Соколов, С.Г. Теплоухов, В.Д. Пархоменко, В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, И.В. Жевстовских, Н.Б. Груздев. ФТТ **49**, 1177 (2007).
- [10] В.В. Гудков, А.Т. Лончаков, В.И. Соколов, И.В. Жевстовских, Н.Б. Груздев. ФТТ **47**, 1498 (2005).
- [11] V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, V.I. Sokolov, I.V. Zhevstovskikh, N.B. Gruzdev. Phys. Status Solidi B **242**, R 30 (2005).
- [12] V.V. Gudkov, A.T. Lonchakov, V.I. Sokolov, I.V. Zhevstovskikh. Phys. Rev. B **73**, 035 213 (2006).
- [13] Ю.А. Изюмов, В.Е. Найш, Р.П. Озеров. Нейтронография магнетиков. Атомиздат, М. (1981). 194 с.
- [14] V.I. Sokolov, S.F. Dubinin, S.G. Teploukhov, V.D. Parkhomenko, N.B. Gruzdev, A. Lukoyanov, I.A. Nekrasov, V.I. Anisimov, F. Romain, F. Fillaux. Phys. Status Solidi C **1**, 3150 (2004).
- [15] В.И. Соколов, F. Fillaux, F. Romain, P. Lemmens, Н.Б. Груздев. ФТТ **47**, 1507 (2005).
- [16] B.L. Vanmil, A.J. Ptak, L. Bai, Lijun Wang, M. Chirila, N.G. Giles, Y.H. Myers, L. Wang. J. Electron. Mater. **31**, 770 (2002).
- [17] М.П. Кулаков, Ж.Д. Соколовская. Неорган. материалы **21**, 20 (1985).
- [18] J. Vaars, G. Brandt. J. Phys. Chem. Solids **34**, 905 (1973).
- [19] С.И. Новикова. Тепловое расширение твердых тел. Наука, М. (1974). 291 с.
- [20] D.N. Talwar, M. Vandevyver, K. Kunc, M. Zigone. Phys. Rev. B **24**, 741 (1981).
- [21] D.N. Talwar, G. Thaler, S. Zaranek, K. Peterson, S. Linger, D. Walker, K. Hally. Phys. Rev. B **55**, 11 293 (1997).
- [22] W. Weber. Phys. Rev. B **15**, 4782 (1977).
- [23] У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. Мир, М. (1983). Т. 1. 379 с.
- [24] A. Gallian, V.V. Fedorov, J. Kernal, J. Allman, S.B. Mirov, E.M. Dianov, A.O. Zabezhaylov, I.P. Kazakov. Appl. Phys. Lett. **86**, 091 105 (2005).
- [25] E. Sorokin, I.T. Sorokina. Appl. Phys. Lett. **80**, 3289 (2002).
- [26] В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, А.И. Ландман, Ю.П. Подмарьков, М.П. Фролов. Квантовая электрон. **33**, 408 (2003).
- [27] И.В. Иванченко, С.Ю. Карелин, С.Ю. Паранчич, Л.Д. Паранчич, Н.А. Попенко, В.Р. Романюк. Радиофизика и электроника **9**, 264 (2004).
- [28] Н.С. Аверкиев, Т.К. Аширов, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, В.Е. Седов. ФТТ **28**, 2959 (1986).