

СПЕКТРОСКОПИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ZnSe : Te МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Балтрамеюнас Р., Гаврюшин В., Рачюкайтис Г., Рыжиков В.,
Казлаускас А., Кубергавичюс В.

Методами лазерной спектроскопии нелинейного поглощения исследованы изовалентно легированные монокристаллы ZnSe : Te. Получены параметры оптической активности, энергии залегаия и концентрация глубоких локальных центров, проявляющихся в процессе лазерной модуляции двухступенчатого поглощения света (ЛМ ДСП). Сопоставляются результаты спектроскопии ГЦ методами ЛМ ДСП, фотолюминесценции и стационарного примесного поглощения, полученные на кристаллах с различной технологической обработкой. Показано, что изовалентное легирование может способствовать комплексообразованию с участием собственных дефектов и изовалентных примесей. Предложена новая интерпретация природы центров «красной» ($\text{Cu}-R$) излучательной рекомбинации как связанной с формированием в ZnSe ассоциатов $\{V_{\text{Zn}}^- + D^+ + \text{Te}_{\text{Se}}^0\}^0$, которому способствуют эффекты самокомпенсации одновременно как заряда, так и локальной деформации решетки.

Изовалентное легирование полупроводников существенно влияет на их оптоэлектронные свойства, поэтому является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Проблема изоэлектронных дефектов тесно связана с нерешенной проблемой глубоких центров. Обладая электронной конфигурацией замещаемых атомов кристалла, изовалентные примеси (ИВП) являются квазинейтральными точечными дефектами с короткодействующим возмущением решетки. Влияние такого локального возмущения ИВП на оптоэлектронные свойства кристаллов может проявляться в двух аспектах.

1) При достаточно сильном возмущении возможно образование локальных связанных состояний в запрещенной зоне, которые обычно проявляются в роли изоэлектронных центров сильного связывания и рекомбинации экситонов, как, например, в GaP : N, ZnTe : O [1] и CdS : Te, ZnS : Te [2, 3]. Это, как правило, свойственно соединениям с существенным отличием физических свойств ИВП и замещаемого компонента. Показано, что с ростом содержания ИВП актуально образование также и микрокластеров ИВП, например $(\text{Te}_n)_n$ ($n=1-5$) [2, 3], с возрастающими с n энергиями связи локализованных экситонов. При малом отличии свойств ИВП и замещаемого элемента локальное возмущение решетки монодефектом Te_{Se} может стать недостаточным для образования связанных состояний. Действительно, в CdSe : Te [3] и ZnSe : Te [4, 5] лишь ИВП кластеры $(\text{Te}_{\text{Se}})_{n \geq 2}$ способны связывать экситоны, но уже с малыми энергиями связи (0-50 мэВ).

2) Менее изученным аспектом изовалентного легирования, которому и посвящена данная работа, является эффект воздействия ИВП в формировании всего ансамбля примесных и собственных точечных дефектов. Такое косвенное проявление ИВП исследовано в основном для GaAs [1, 6] и определяется эффектами либо «залечивания» вакансий в подрешетке, изоэлектронной с ИВП, либо «генерации» вакансий в другой подрешетке бинарных соединений. Это зависит от особенностей локального возмущения, приводящих к упругой деформации и электронной поляризации решетки в окрестности дефекта. Введение ИВП при этом контролирует распределение вакансий по подрешеткам бинарных сое-

динений, влияет на форму вхождения амфотерных и изменяет фон остаточных примесей («самоочистка»), собственных дефектов и их ассоциатов [1, 6]. Среди соединений $A^{IV}B^{VI}$ такое косвенное влияние ИВП на свойства кристаллов подтверждено для $CdS : Te$ и $ZnSe : Te$ [7, 8], перспективных для сцинтилляторов, спектрально совместимых с полупроводниковыми фотоприемниками. Однако многие аспекты поведения ИВП активатора остались невыясненными, а механизмы участия ИВП в образовании сложных ассоциатов до сих пор не были рассмотрены.

В настоящей работе методами нелинейной спектроскопии индуцированного поглощения (ИП) и фотолюминесценции (ФЛ) исследуется технологическая динамика глубоких центров (ГЦ) в $ZnSe : Te$. Получены параметры ГЦ, показано, что изовалентное легирование может способствовать комплексообразованию с участием ИВП и собственных дефектов. Предложена новая интерпре-

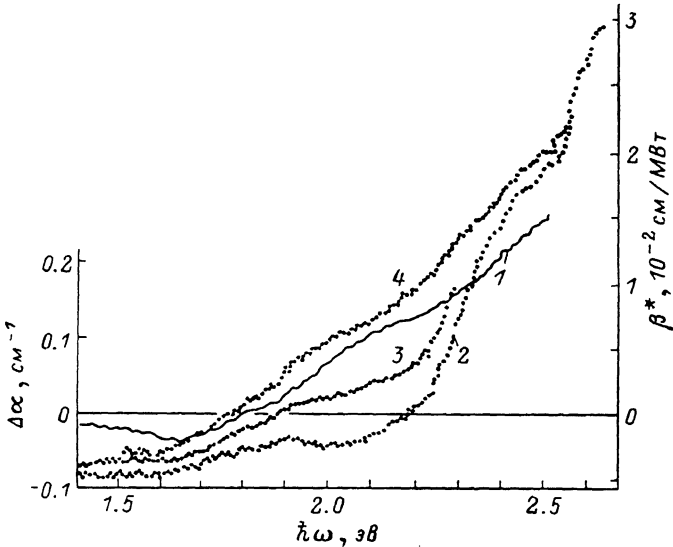


Рис. 1. Спектры индуцированного поглощения света для разных образцов $ZnSe : Te$, измеренные при 80 К, $\hbar\omega_L=1.17$ эВ и $I_L=18$ МВт/см².

Образцы: 1 — R1, 2 — R2, 3 — R9, 4 — R7.

тация природы типичной для $ZnSe$ полосы люминесценции $Cu-R$, возгорающейся в $ZnSe : Te$, формированием ассоциатов $\{V_{Zn}^+ + D^+ + Te_{Se}^0\}$.

1. *Методика исследований.* Измерения проводились на автоматизированном двухфотонном спектрометре [9] с использованием импульсного зондирующего света сплошного спектра (ксеноновая лампа с $\Delta t \approx 200$ мкс), монохроматизируемого лишь по прошествии через образец, и модулирующего лазерного излучения с $\hbar\omega_L=1.17$ эВ и $\Delta t_L=70$ нс. В основе методики исследований ГЦ лежит явление импульсной лазерной модуляции квазистационарного двухступенчатого поглощения (ДСП) зондирующего света через глубокие локальные центры. Оптическая модуляция заселенности ГЦ обусловлена импульсной фотоионизацией центров. Метод лазерной модуляции ДСП (ЛМ ДСП) ранее использовался для изучения и метрологии ГЦ в $ZnTe$ [10], $ZnSe$ [11] и ZnO . В этих работах приводится его обоснование и показана возможность отдельного определения сечений фотоионизации (σ_{em} , σ_{cm}), энергий залегания ГЦ (E_{em} , E_{cm}) и концентраций (M_i) глубоких дефектов, проявляющихся в ЛМ ДСП.

Исследованы объемные ($5 \times 5 \times 5$ мм) монокристаллы $ZnSe : Te$, выращенные из расплава под давлением и затем подверженные термоотжигу в парах различных компонент (Zn , Se , Te): образец R1, легированный 0.25 ат% Te и отожженный в Zn при 1100 °С; образцы R2 и R7, содержащие 0.5 % Te , без термоотжига, из хвостовой и носовой частей були соответственно; образец R9, легированный Te , Cu и Ga , без дополнительного отжига.

Стационарные измерения фотолюминесценции проводились при межзонном

возбуждении излучением He—Cd-лазера ЛПН-11 ($\lambda=4416 \text{ \AA}$, 0.1 Вт/см^2), а примесного поглощения — на спектрофотометре Beckman-UV5270.

2. Экспериментальные результаты по нелинейному поглощению. Спектры индуцированного лазерным импульсом поглощения зондирующего света представлены на рис. 1 и 2. Они подвержены влиянию процессов межзонного двухфотонного поглощения (ДФП) [11, 12] с длинноволновым краем при $\hbar\omega = E_g - \hbar\omega_L = 2.82 - 1.17 = 1.65 \text{ эВ}$ (80 К). Проявления ДФП (рис. 2, кривая 4) являются фундаментальной характеристикой вещества, определяемой зонной структурой [12]. Процесс ДФП когерентный, безынерционный, а его отклик в индуцированном поглощении (ИП) повторяет форму лазерного импульса. Появление таких составляющих на кинетике ИП (см. вставку на рис. 2) согласуется с положением длинноволнового края спектра ДФП.

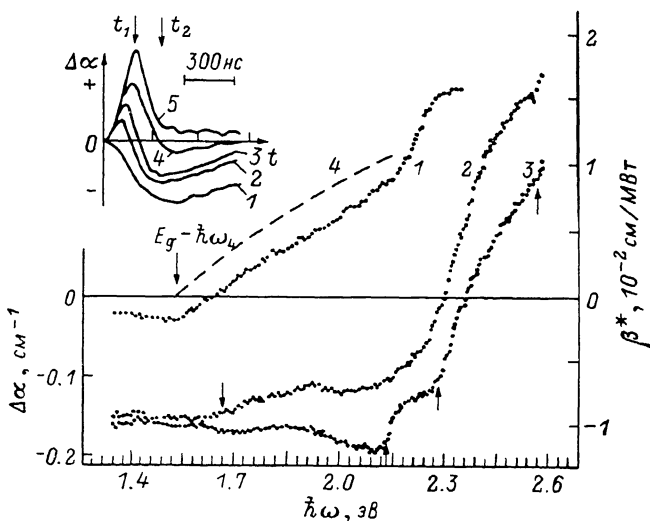


Рис. 2. Изменения спектров наведенного поглощения в ZnSe : Te (R2) от температуры и в процессе релаксации.

Т, К: 1 — 300, 2 — 80 при стробировании сигнала в максимуме модулирующего импульса, 3 — 80 при задержке момента стробирования на 80 нс; 4 — типичный спектр межзонного ДФП для ZnSe [12]. На вставке — изменение кинетики сигнала ИП по спектру при 300 К; $\hbar\omega$, эВ: 1 — 1.5, 2 — 1.8, 3 — 2.0, 4 — 2.2, 5 — 2.4.

Существенное различие формы спектров ИП для разных образцов, и особенно наличие с длинноволновой стороны спектров эффектов индуцированного просветления, а также затянутой кинетики ИП, указывают на проявления ЛМ ДСП [10, 11]. Эти различия связаны с разным составом ГЦ. На рис. 2 показаны температурные изменения спектров ИП, определяемые зависимостью квазистационарного заполнения ГЦ и времен его жизни от температуры. Как видим, примесные эффекты ЛМ ДСП более выражены при низких температурах. Спектр 3 на рис. 2 получен при стробировании сигналов ИП в момент $t_2 = t_1 + 70 \text{ нс}$, т. е. при задержке момента измерения относительно максимума импульса возбуждения t_1 . При этом исключается влияние безынерционного ДФП и более отчетливо наблюдается пороговая структура, отмеченная стрелками, определяемая длинноволновыми порогами фотонейтрализации центров.

Спектральные компоненты конкурирующих процессов ЛМ ДСП с участием разных ГЦ, выделенные из светоинтенсивностных измерений по спектру [10, 11] и обобщенные на все исследованные образцы, приведены на рис. 3, б. Эти кривые соответствуют спектрам сечений фотоионизации и нейтрализации в виде $\{\sigma_{cA}(\omega) - \sigma_{vA}(\omega)\}$ [11]. Для сравнения на рис. 3, а представлены спектры стационарного примесного поглощения тех же кристаллов. Как видим, наблюдается корреляция порогов фотонейтрализации ГЦ в спектрах стационарного и индуцированного поглощения. Параметры ГЦ представлены в таблице: энергия края фотонейтрализации $E_g - E_{vA} \approx E_{cA}$, сечения фотоионизации $\sigma_{vA}(\omega_L)$ при $\hbar\omega_L = 1.17 \text{ эВ}$ и фотонейтрализации σ_{cA} в максимуме соответствующей полосы,

$E_{сА}$, эВ	$\sigma_{vA}(\omega_L)$, см ²	$\bar{\sigma}_{сА}$, см ²	M_i , см ⁻³	№ образца	Примечания
1.9	$0.8 \cdot 10^{-18}$	$1.2 \cdot 10^{-18}$	10^{17}	R7	Не идентифицирован
2.1	$0.6 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{-16}$	$5 \cdot 10^{14}$	R2	M-центр: $\{V_{Zn}^- + Te_{Se}^0 + D^+\}^+$
2.15 [13]	$(0.8 \div 1) \cdot 10^{-16}$	—	—		
2.13 [14]	—	—	—		Cu — R-полоса ФЛ [13]
2.2	$2 \cdot 10^{-17}$	$4 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{15}$	R1	CA-центр: $\{V_{Zn}^- + D^+\}^0$
2.21 [14]	$(6 \div 8) \cdot 10^{-17}$	—	—		CA-полоса ФЛ [11, 13]
2.25 [14]	—	—	—		ZnSe:In [15], ZnSe:Ga [14]
2.31	10^{-17}	$5 \cdot 10^{-17}$	$5 \cdot 10^{16}$	R2	} Не идентифицирован
~ 2.5	$5 \cdot 10^{-17}$	—	$8 \cdot 10^{16}$	R2	
1.45	—	—	—	R1	В ЛМ ДСП не активны, так как $E_{vA} > \hbar\omega_L$

Примечание. Приводится максимальное значение M_i концентрации ГЦ, обнаруженных в указанных образцах.

определяемом из соотношения $\sigma_{сА}/\sigma_{vA}$ сигналов индуцированного просветления и поглощения ЛМ ДСП. Приведены концентрации центров с точностью до порядка, определенные по величине ИП после определения $\sigma_{сА}$. Отмечены ГЦ, наблюдавшиеся ранее [11] в номинально чистом ZnSe и идентифицированные на основе влияния термостжига в парах компонент. Отметим, что полученные параметры $\sigma(\omega)$ фотоактивности CA- и M-центров согласуются с данными фотоэмкостной спектроскопии [13, 14], также приведенными в таблице. Центры с $E_{сА}=1.45$ эВ явно проявляются лишь в спектрах стационарного поглощения (рис. 3, а), так как $E_M > \hbar\omega_D$, и недостижимы для лазерной модуляции.

3. Спектры фотолюминесценции (ФЛ). Спектры ФЛ при 300 К (рис. 4) характеризуются выраженной полосой краевого излучения с максимумом при 2.68 эВ и сложной красно-оранжевой полосой, структура которой меняется от кристалла к кристаллу. Краевое свечение формируется межзонной рекомбинацией приповерхностной плазмы неравновесных носителей и (или) через ИВП кластеры $(Te_{Se})_{n \gg 2}$ [4, 5]. Обсудим природу длинноволновых полос ФЛ, которые являются рабочими в сцинтилляторах ZnSe : Те.

1) «Красная полоса меди», или Cu—R, при $\hbar\omega_M=1.93$ эВ (300 К), так названная из-за частого сопутствия зеленой Cu—G-полосе низкотемпературной ФЛ в ZnSe : Cu, согласно данным оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) [15], определяется ассоциатами $\{Cu_{Zn}^{2+} + Cu_i^+\}^+$. К настоящему времени накопились немало фактов, опровергающих интерпретацию Cu—R-полосы, как связанную с центрами Cu_{Zn}^+ . Например, в отличие от Cu—G полоса Cu—R часто доминирует в номинально чистых кристаллах, а также в легированных Mn, Ga, Al и др. [13, 16], чувствительна к технологии кристаллов [13, 17]. Детальные исследования ОДМР и ЭПР [15] не подтверждают участия меди в формировании центров Cu—R-полосы, но предполагают наличие ассоциированной вакансии V_{Zn} [18, 19]. Этим дефектам, названным в [13] M-центрами, далее дается новая интерпретация, не противоречащая приведенным данным.

2) Полосы самоактивированной (CA) ФЛ хорошо изучены в $A^{IV}B^{VI}$ и определяются донор-акцепторными ассоциатами $\{V_{Zn}^- + D^+\}$ с компонентами в ближайших узлах [13, 16–20]. Разное расположение в решетке мелких доноров D^+ примесей замещения III и VII групп относительно V_{Zn}^- объясняет некоторую девиацию спектрального максимума CA-полосы: 1.99 и 2.07 эВ при 300 К соответственно.

3) Относительно слабо изучена полоса ФЛ при $\hbar\omega_M=2.18$ эВ, названная в [21] Ga—G. Природа центра неизвестна. В ZnSe : Те эта ФЛ наблюдается и при 300 К (рис. 4).

В результате исследований были обнаружены следующие закономерности. Рабочими для сцинтилляторов ZnSe : Те являются CA-полосы с временами затухания ≈ 1 мкс и Cu—R (M)-полоса с более медленной релаксацией ≈ 50 мкс. Эффективность этих полос коррелирует с концентрацией ГЦ с $E_g - E_M \approx 2.1$ и

2.2 эВ соответственно для кристаллов с малым содержанием Те и (или) после отжига в Zn, который приводит к возгоранию *M*-полосы, одновременно ослабляя *CA*-полосу. Отжиг в Se ослабляет эффективность этих полос, корреляция состава ГЦ и ФЛ исчезает, что можно объяснить образованием центров гашения. Подобное наблюдается при $N_{Te} > 0.50\%$.

4. *Обсуждение результатов.* Из приведенных экспериментальных данных следует, что в исследованных кристаллах в узком энергетическом интервале (2.1–2.5 эВ) проявляются перекрывающиеся полосы ЛМ ДСП от ряда разных по природе ГЦ. Они расположены в нижней половине запрещенной зоны и являются глубокими акцепторами. Это следует из того, что в ZnSe *n*-типа в равновесных условиях акцепторы компенсированы и заполнены электронами. При этом

для наблюдения ЛМ ДСП необходима дополнительная подсветка кристалла с $\hbar\omega$, превышающими порог фотонейтрализации ГЦ ($\hbar\omega > E_{CA}$), опустошающая акцепторы. Это проявлялось в зависимости сигналов ЛМ ДСП от

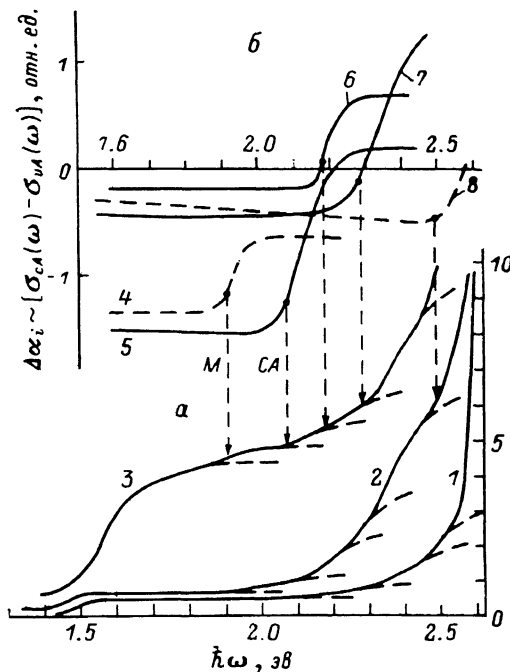


Рис. 3. Сопоставление спектров стационарного примесного поглощения (*a*) и спектральных компонент ИЛ (*б*) для разных по природе центров, выделенных методом ЛМ ДСП (кривые 4–8 на *б*).

Точками указаны длинноволновые пороги фотонейтрализации. Образцы: 1 – *R7*, 2 – *R2*, 3 – *R1*. $T = 300$ К.

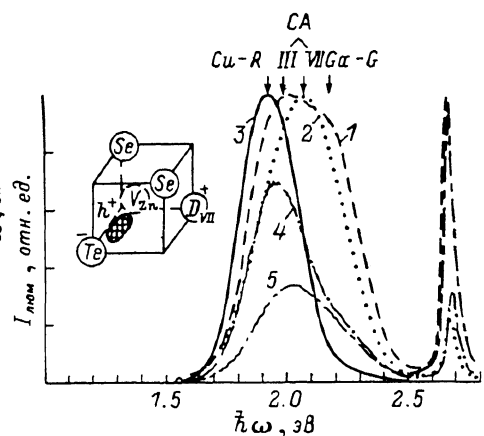


Рис. 4. Спектры стационарной фотолуминесценции кристаллов ZnSe:Te при 300 К.

Отмечены положения максимумов известных полос примесной ФЛ. На вставке – структура ассоциата $\{V_{Zn} + D_{Se}^+ + Te_{Se}^0\}$ и локализация на нем захваченной дырки. Образцы: 1 – *R1*, 2 – *R6*, 3 – *R9*, 4 – *R2*, 5 – *R7*.

спектрального состава зондирующего света сплошного спектра. На акцепторную природу наблюдаемых ГЦ указывает также анализ формы спектров (рис. 5). Центры с $E_{CA} = 2.31$ эВ в кристаллах *R2* проявлялись наиболее ярко (рис. 2), поэтому для них были проведены теоретические расчеты спектров фотонейтрализации для разных подполос ГЦ. На рис. 5 точками приведен участок спектра НП в области этой подполосы, а сплошными линиями – участок, рассчитанный в простой однозонной модели δ -потенциала [22] для переходов $A \rightarrow c$ (кривая 1) и $v \rightarrow D$ (кривая 2). Как видим, лишь кривая 1 частично согласуется с экспериментальным спектром. Резких порогов поглощения, предсказываемых упрощенными моделями типа [22], как правило, не наблюдается. Они «размываются» эффектами релаксации, например электрон-фононным взаимодействием [23]. Кривой 3 на рис. 5 представлен спектр, рассчитанный с учетом этих эффектов [23], который уже полностью согласуется с экспериментом. На основе расчетов была построена конфигурационная модель ГЦ в линейном приближении, представленная на рис. 5, и определены энергия залегания невозмущенного состояния $E_M = 0.67$ эВ, локальная деформация окружения ГЦ $Q = 0.016$ Å и соответствующие ей стоксовы потери ~ 0.3 эВ (сдвиг Франка–Кондона

$\Delta_{FC} = 0.155$ эВ) при оптической перезарядке ГЦ. При этом использованы константа электрон-фононного взаимодействия $\alpha = 3.2$ и энергия $\hbar\omega_{1,0} = 33$ мэВ для локальных колебаний ГЦ [24].

Обсудим возможные варианты вхождения ИВП в решетку бинарных соединений на примере ZnSe:Te. Наиболее вероятен дефект замещения Te_{Se} , однако состояния таких монодефектов ИВП не входят в пределы запрещенной зоны ZnSe:Te [4, 5], возможна их кластеризация. В процессе кристаллизации ZnSe:Te может иметь место уменьшение равновесной концентрации вакансий V_{Se} их «залечиванием» теллуром, однако роль этих дефектов в ZnSe мало изучена и они могут вообще не иметь связанных состояний, например как V_S в CdS [25]. Образование межузельных акцепторов Te_i маловероятно, так как ионный диаметр Te превышает размеры тетраэдрических пустот. Можно исключить возможность образования антиструктурных дефектов Te_{Zn} в ZnSe:Te и

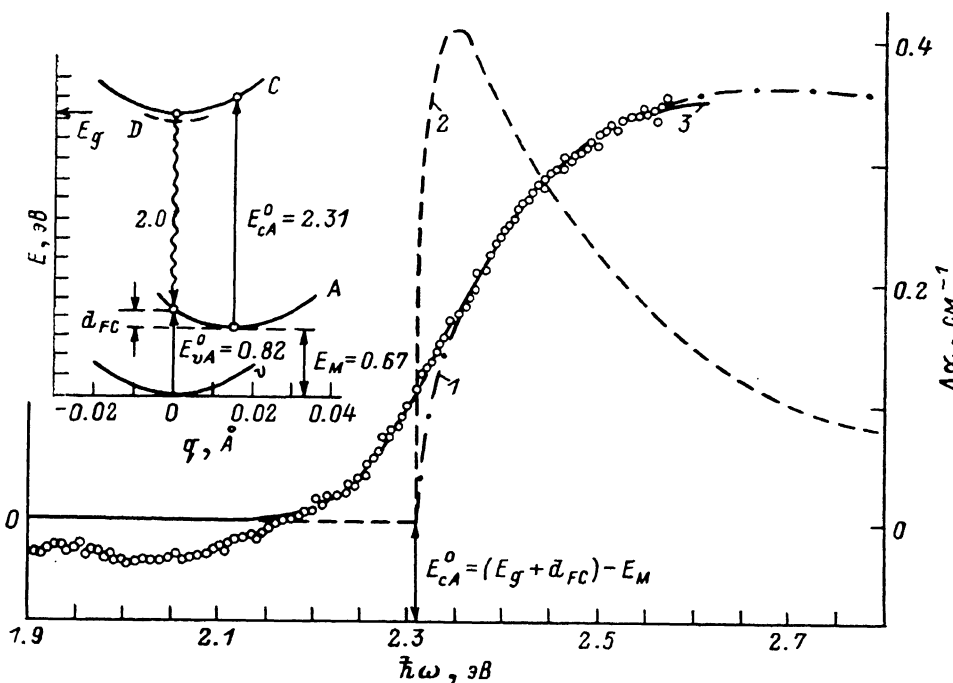


Рис. 5. Сопоставление спектральной полосы наведенного поглощения в ZnSe:Te (R_2) с теоретическими спектрами фотонейтрализации.

1, 3 — акцептор, 2 — донор. Модель δ -потенциала ГЦ без учета (1, 2) и с учетом (3) локального электрон-фононного взаимодействия [22] при 300 К. На вставке — модель центра в конфигурационных координатах, построенная на основе расчетов спектра фотонейтрализации (3).

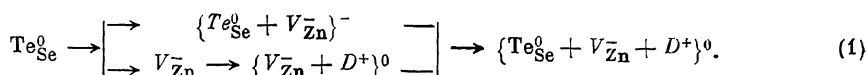
вообще в $A^{IV}B^{VI}$ из-за большой степени ионности связи. Полагаем, что они являются прерогативой ковалентных соединений $A^{IV}B^{IV}$ и частично $A^{III}B^{V}$.

Ввиду различия ковалентных радиусов $r_x(\text{Te}) = 1.32$ и $r_x(\text{Se}) = 1.14$ Å [1] вблизи Te_{Se} должны возникать локальные напряжения решетки, способствующие вытеснению атомов Zn_{Zn} из близлежащих узлов соседней подрешетки, с образованием ассоциатов $\{V_{Zn} + Te_{Se}^0\}^-$ исходя из требований компенсации локальной деформации. Такие термостабильные дефекты наблюдались в ZnSe [20] методами ЭПР. При высоких температурах они могут разрушаться, а изовалентное легирование — приводить к эффекту «генерации» избыточных вакансий V_{Zn} и их участию в комплексообразовании.

Отдельные кристаллы ZnSe:Te после роста излучают одновременно с CA также и в полосе с $\hbar\omega_M \approx 1.73$ эВ подобно излучению изолированных V_{Zn} в облученном нелегированном ZnSe [18]. Эта полоса наблюдается только в ZnSe:Te, подвергнутом глубокой зонной очистке от неконтролируемых примесей [8]. Не исключено, что она не определяется V_{Zn} , а связана с образованием упомянутых центров $\{V_{Zn} + Te_{Se}\}$. Согласно [18, 20], монодефекты V_{Zn} не термостабильны

и склонны к комплексообразованию. После отжига в Zn вышеупомянутые полосы гасятся и возгорается M -полоса с $\hbar\omega_M=1.93$ эВ. Это можно объяснить разрушением CA -центров при «залечивании» V_{Zn} , которое освобождает мелкие доноры D^+ , захватываемые, в свою очередь, центрами $\{V_{Zn}^- + Te_{Se}^0\}^-$ для компенсации заряда.

Обсуждавшиеся данные указывают на то, что изовалентное легирование кристаллов способствует комплексообразованию с участием собственных дефектов и ИВП, в частности образованию в $ZnSe:Te$ ассоциатов $\{V_{Zn}^- + Te_{Se}^0 + D^+\}^0$. Роль мелкого донора D^+ , компенсирующего заряд вакансии, могут играть примеси замещения III (D_{Zn}^+) или VII (D_{Se}^-) группы, или межузельные дефекты I и II групп типа Li_i , Na_i или Zn_i . При этом рекомбинации дефектов межузельного цинка Zn_i с вакансиями V_{Zn} должно препятствовать наличие близлежащего объемокомпенсирующего Te_{Se} . Пример микроструктуры такого дефекта, отличающегося от известных CA -ассоциатов наличием в его составе Te_{Se} , представлен на вставке к рис. 4. На основе вышесказанного процесс комплексообразования можно представить последовательностью равновесных процессов:



Рассматривая свойства таких ассоциатов исходя из концепции электроотрицательностей [1] [$\chi(Se)=2.4$ и $\chi(Te)=2.1$], получим, что вхождение Te_{Se} в комплекс приведет к притяжению локализованной дырки эффективным отрицательным зарядом Te_{Se} и ее преимущественной локализации между V_{Zn}^- и Te_{Se} , как это показано на рис. 4, и снизит симметрию дефекта, например, по отношению к CA -центру $\{V_{Zn}^- + D^+\}^0$ [20].

Известно, что при образовании DA -ассоциатов положительный заряд донора, отталкивая дырку, уменьшает ее энергию связи. Это не противоречит данным люминесценции [18, 20], согласно которым в $ZnSe$ энергия связи CA -центров на ~ 0.5 эВ ниже V_{Zn} . Если исходить из таких же соображений, то результатом вхождения Te_{Se} в состав CA -центра за счет его притягательного действия на дырку должно явиться некоторое увеличение энергии связи комплекса. Этому условию также удовлетворяет энергетическое положение M -центра, на ≈ 0.1 эВ превышающее E_{vA} для CA -центра.

Таким образом, полагаем, что типичное для $ZnSe$ свечение при $\hbar\omega_M=1.93$ эВ ($Cu-R$ -полоса, M -центр), для которого до сих пор не было надежной идентификации, связано с образованием термостабильных изоэлектронных комплексов $\{V_{Zn}^- + D^+ + Te_{Se}^0\}^0$ с самокомпенсацией как локальной деформации, так и заряда. Наличие ИВП Te в $ZnSe$ может быть и неконтролируемым, а легирование Te способствует такому комплексообразованию и M -полоса, как правило, возгорается. Ее чувствительность к технологии кристаллов $ZnSe:Te$ [8] можно объяснить наличием в составе комплексов собственных дефектов V_{Zn} , а в отдельных случаях и Zn_i . Избыток Te , не участвующий в комплексообразовании, как и сверхстехиометрический избыток Se , способствует образованию центров безызлучательной рекомбинации, так как квантовый выход всех примесных полос ФЛ падает при $N_{Te} > 0.5\%$ и после отжига в Se и Te , хотя M -центры наблюдаются в ЛМ ДСП. Влияние отжига $ZnSe:Te$ в Zn , приводящего к гашению CA -полосы и возгоранию M -полосы, объясняется выводом избытка Te и Se , залечиванием вакансий V_{Zn} , входящих в разрушаемые этим CA -ассоциаты. Рекомбинационный поток при этом перераспределяется на M -центры с большими временами высвечивания, разрушению которых захватом Zn_i препятствует компенсирующее деформационное взаимодействие V_{Zn} и Te_{Se} .

Имеющаяся совокупность экспериментальных данных о влиянии изовалентного легирования на оптоэлектронные свойства $ZnSe:Te$ объясняется ролью ИВП в формировании ансамбля глубоких центров и их участием в комплексообразовании с собственными дефектами решетки.

Л и т е р а т у р а

- [1] Баженов В. К., Фистуль В. И. — ФТП, 1984, т. 18, в. 8, с. 1345—1362.
 [2] Helmbrodt W., Goede O. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 135, N 2, p. 795—804.

- [3] Goede O., Hennig D. — Phys. St. Sol. (b), 1983, v. 119, N 1, p. 261—268.
- [4] Reznitsky A., Permogorov S., Verbin S., Naumov A., Korostelin Y., Novozhilov V., Prokofev S. — Sol. St. Commun., 1984, v. 52, N 1, p. 13—16.
- [5] Акимова И. В., Ахекян А. М., Козловский В. И., Коростелин Ю. В., Шашкин П. В. — ФТТ, 1985, т. 27, в. 6, с. 1734—1741.
- [6] Рытова Н. С., Соловьева Е. В., Мильвидский М. Г. — ФТП, 1982, т. 16, в. 8, с. 1491—1494.
- [7] Рыжиков В. Д. Высокоэффективные полупроводниковые сцинтилляционные детекторы на основе A_2B_6 . Обзорн. инф., сер. Монокристаллы и особо чистые вещества. М., 1984. 34 с.
- [8] Рыжиков В. Д., Чайковский Э. Ф. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1979, т. 43, в. 6, с. 150—154.
- [9] Гаврюшин В., Нарквявичюс В., Балтрамеюнас Р. — ПТЭ, 1978, № 1, с. 186—188.
- [10] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Гаврюшин В. — ЖЭТФ, 1984, т. 87, в. 1, с. 74—83.
- [11] Балтрамеюнас Р., Баубинас Р., Вайткус Ю., Гаврюшин В., Рачюкайтис Г. — ФТТ, 1985, т. 27, в. 2, с. 371—378.
- [12] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Вищакас Ю., Гаврюшин В., Кубертвичюс В., Рачюкайтис Г. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, в. 8, с. 1442—1451.
- [13] Grimmeiss H. G., Ovren C., Ludwig W., Mach R. — J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 12, p. 5123—5126; 1979, v. 50, N 10, p. 6328—6333.
- [14] Qidwai A. A., Woods J. — J. Phys. C, 1983, v. 16, N 35, p. 6789—6797; J. Cryst. Growth, 1982, v. 59, N 2, p. 217—222.
- [15] Patel J., Davies J., Nichols J. — J. Phys. C, 1981, v. 14, p. 5545—5557.
- [16] Городецкий И. Я., Касьян В. А., Федоров А. М., Шевченко Р. Л. — В кн.: Физические процессы в гетероструктурах и некоторых соединениях A^2B^6 . Кипшиев, 1974, с. 77—85.
- [17] Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев, 1981. 264 с.
- [18] Lee K. H., Dang L. S., Watkins G. D. — Sol. St. Commun., 1980, v. 35, N 7, p. 527—530.
- [19] Dunstan D. J., Nichols J. E., Cavenett B. C., Davies J. J. — J. Phys. C, 1980, v. 13, N 34, p. 6409—6419.
- [20] Watkins G. D. — In: Rad. Eff. Semicond. Bristol—London, 1977.
- [21] Yamaguchi M., Yamamoto A., Kondo M. — J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 12, p. 5237—5244.
- [22] Lucowsky G. — Sol. St. Commun., 1965, v. 3, N 9, p. 299—302.
- [23] Копылов А. А., Пихтин А. Н. — ФТТ, 1974, т. 16, в. 7, с. 1837—1843; ФТП, 1974, т. 8, в. 12, с. 2398—2404.
- [24] Валах М. Я., Лисица М. П. — Квант. электрон., 1982, в. 22, с. 16—48.
- [25] Tchakpele H., Albert J., Gout C. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 2, p. 1244—1250.

Вильнюсский государственный университет
им. В. Капсукаса

Получена 21.04.1987
Принята к печати 29.09.1987