

ВЛИЯНИЕ ИЗБЫТОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ПАРОВ КОМПОНЕНТОВ НА АНСАМБЛЬ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ CdS

Крюкова И. В., Теплицкий В. А., Шульга Е. П.,
Джумаев Б. Р., Корсунская Н. Е.

Исследованы электрические, фотоэлектрические и люминесцентные характеристики кристаллов CdS, выращенных при регулируемом избыточном давлении паров S и Cd. Установлена зависимость суммарной концентрации доноров, суммарной концентрации акцепторов, а также концентрации междоузельного кадмия от давления паров компонентов. Идентифицированы дефекты, концентрация которых изменяется при изменении давления паров S и Cd.

Перспективы улучшения параметров и расширения функциональных возможностей приборов на основе монокристаллов CdS, в частности лазеров с электронной накачкой, связаны в большой степени с улучшением качества материала, используемого для создания активных элементов этих приборов. В последнее время особое внимание стало уделяться влиянию отклонения от стехиометрии на различные характеристики материала, поскольку оказалось, что поддержание в процессе роста CdS небольшого избыточного давления паров серы или отжиг в ее парах приводит к улучшению излучательных характеристик лазеров. Показано, что кристаллы, обеспечивающие оптимальные характеристики лазеров, содержат большое количество точечных дефектов [1]. Однако подробные исследования параметров и природы локальных центров, а также их роли в формировании характеристик лазеров отсутствуют. Следует отметить также, что, несмотря на то что исследования влияния стехиометрии на электрофизические характеристики кристаллов CdS проводились [2], ряд вопросов остался невыясненным, в частности вопрос об изменении концентрации доноров и акцепторов.

Поэтому целью данной работы было исследование влияния избыточного давления паров компонентов, поддерживаемого в процессе роста кристаллов, на систему точечных дефектов в CdS.

Методика эксперимента

Исследовались кристаллы CdS, выращенные методом пересублимации на ориентированную подложку, причем в процессе роста можно было регулировать давление паров серы либо кадмия [1]. Давление паров компонентов изменялось в пределах $P_{Cd}/P_{CdS} = 0.08-1.63$; $P_S/P_{CdS} = 0.16-10$. Температура роста составляла 1100—1200 К. Из слитка вырезались пластины перпендикулярно оси С, которые затем раскалывались на отдельные образцы размерами $\sim 5 \times 3 \times 1$ мм. На сколотые поверхности наплавлялись электроды из In. Измерялись температурная зависимость темнового тока I_T , термостимулированная проводимость (ТСП), стационарные характеристики фототока I_Φ , экситонная и примесная фотолюминесценция (ФЛ).

Измерение температурных зависимостей I_T , I_Φ и ТСП проводилось в области температур 4.2—400 К. Скорость нагрева образца в области 4.2—80 К составляла ≈ 0.2 град/с, а в области 80—400 К — 0.5—1 град/с. Для заполнения центров

прилипания образец освещался при низкой температуре (4.2 или 80 К) светом лампы накаливания через светофильтр СЗС-22, обрезавший ИК свет. Спектры фототока измерялись при возбуждении светом лампы накаливания через монохроматор ДМР-4. Фотолюминесценция регистрировалась в области 0.48—1.7 мкм со стороны сколов. Возбуждение ФЛ проводилось линией $\lambda = 368$ нм ртутной лампы ДРШ-500 с фильтром УФС-6 (низкий уровень возбуждения) или азотным лазером ЛГИ-21 (высокий уровень возбуждения). Для регистрации спектров ФЛ в области 0.48—0.6 мкм использовался монохроматор ДФС-23. Регистрация ФЛ в области 0.6—1.7 мкм производилась с помощью монохроматора ИКС-12.

Результаты измерений

Равновесная проводимость. Как видно из рис. 1, в образцах с избытком серы (при давлении паров серы $P_S/P_{CdS} \geq 0.8$ — область I) получают высокоомные кристаллы с удельным сопротивлением $\rho = 10^{11}—10^{13}$ Ом·см, причем величина ρ в этой области практически не зависит от давления паров серы. В образцах с избытком кадмия при давлении паров Cd $P_{Cd}/P_{CdS} \geq 0.6$ (область III) образуются низкоомные кристаллы с $\rho = 10^{-1}—10$ Ом·см. Их удельное сопротивление также слабо зависит от P_{Cd} . Между областями I и III имеется переходная область, в которой ρ резко зависит от P_S и P_{Cd} и в которой могут расти кристаллы как с большими, так и с малыми значениями удельного сопротивления.

Температурные зависимости темнового тока I_T высокоомных образцов представляют собой, как правило, экспоненту, показатель которой в разных образцах дает энергетическое положение уровней $E_D = 0.82 \pm 0.03, 0.65 \pm 0.03, 0.54 \pm 0.03, 0.33 \pm 0.03$ эВ. На зависимостях $\lg I_T (10^3/T)$ низкоомных образцов иногда присутствует несколько участков с различными наклонами ($E_D = 0.03, 0.05,$

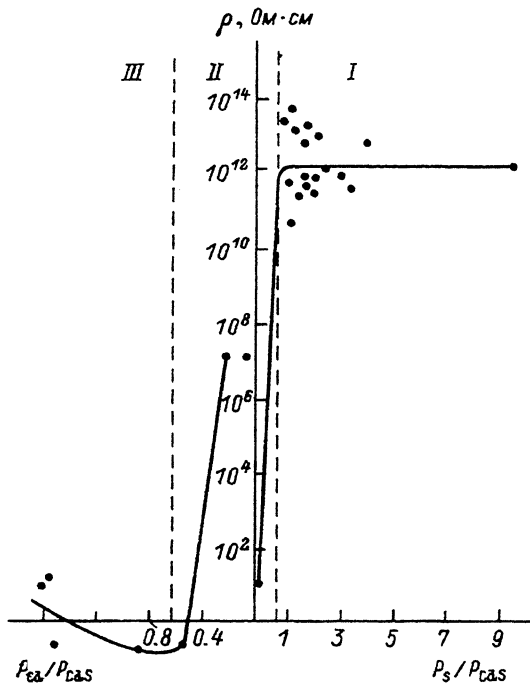


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления кристаллов сульфида кадмия от давления паров составляющих компонентов при выращивании кристаллов ($T = 300$ К).

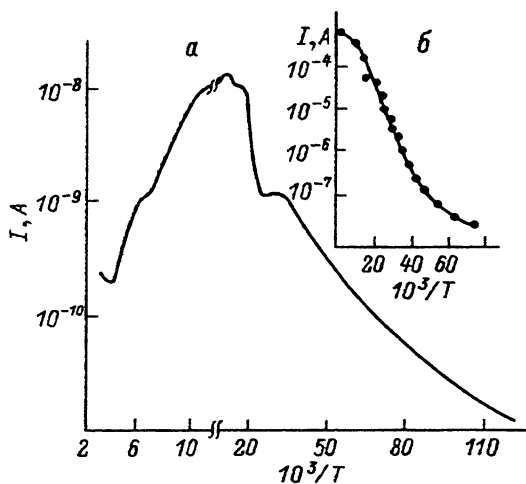


Рис. 2.

а — спектр ТСП образца, выращенного при повышенном давлении паров серы ($P_S/PCdS = 1.85$). б — температурная зависимость фототока для того же образца.

0.1 эВ), самый малый из которых (в образцах с $\rho \geq 10$ Ом·см) соответствует глубине водородоподобного донора. С уменьшением ρ значение E_D уменьшается, и при $\rho \approx 10^{-1}$ Ом·см температурная зависимость темного тока практически отсутствует, что свидетельствует о наличии вырождения. В низкоомных образцах на зависимостях $I_\phi(1/T)$ наблюдалась высокотемпературная полка. Определенные из нее значения концентрации электронов $n = N_D - N_A$ лежали в пределах $10^{16} - 10^{18}$ см $^{-3}$ (значение подвижности взято из [3] для образцов с соответствующими ρ).

Термостимулированная проводимость. Как правило, спектры ТСП высокоомных образцов содержали несколько интенсивных низкотемпературных пиков (в области 4.2—80 К), соответствующих водородоподобным центрам прилипания электронов, а также более высокотемпературные пики меньшей интенсивности (рис. 2). Энергетическое положение E_i глубоких уровней определялось либо по начальному наклону кривой нарастания ТСП, либо по методу Бьюба [4]. Оказалось, что в различных образцах присутствуют уровни с E_i в области 0.2—0.6 эВ ($E_i = 0.2, 0.42, 0.5, 0.6, 0.8$ эВ). Поскольку указанные выше методы, как правило, неприменимы для определения энергетического положения мелких уровней прилипания [5], E_i для них определялось по положению линий связанных на донорах экситонов или из температурной зависимости фототока [6].

Оказалось, что заполнение мелких центров прилипания в процессе охлаждения образца часто приводит к заметному экспоненциальному уменьшению величины фототока. Это позволяет определить их энергетическое положение, а при наличии полков на зависимости $I_\phi(T)$ и концентрацию N_i [6]. Как показано в [6], в этом случае

$$I_\phi \sim \exp\left(-\frac{E_i}{2kT}\right) \quad (1)$$

и

$$N_i = \frac{(n^\infty)^2}{n_0}, \quad (2)$$

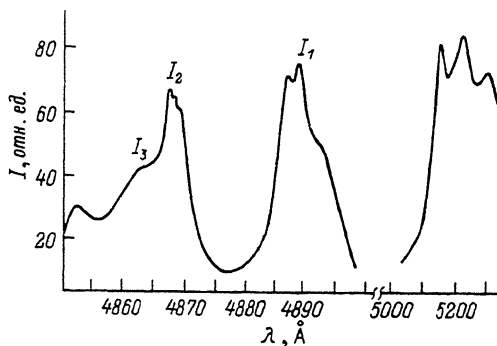


Рис. 3. Спектр люминесценции при 4.2 К высокоомного кристалла, выращенного при повышенном давлении паров серы ($P_S/P_{Cds} = 1.9$).

где n^∞ и n_0 — концентрации электронов на высокотемпературной и низкотемпературной полках соответственно. Оценки по формулам (1) и (2) показывают, что для мелких уровней $E_i = 0.03—0.04$ эВ, $N_i \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и не зависит от P_S .

Концентрация глубоких центров оценивалась по площади под кривой ТСП:

$$N_i = \frac{Ql}{ebd\tau\mu U}, \quad (3)$$

где l , b , d — длина, ширина и толщина образца, μ — подвижность электронов при температуре пика, U — приложенное напряжение, τ — время жизни электронов.

В предположении, что подвижность и τ не изменяются существенно в процессе высвечивания пика (что справедливо для большинства высокотемпературных пиков), для фоточувствительных образцов можно использовать τ , определенное из величины стационарного фототока при температуре пика [7]:

$$\tau = \tau_{ст} = \frac{I_\Phi l}{e\mu Ubd\beta L}, \quad (4)$$

где L — число поглощенных в единице объема образца квантов, $\beta \approx 1$ — квантовый выход фотоэффекта. Отсюда

$$N_i = \beta \frac{QL}{I_\Phi}, \quad (5)$$

что позволит определить N_i , не измеряя μ .

Как показывают оценки, проведенные с помощью (5), для глубоких центров $N_i \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и не зависит от P_S .

С уменьшением p на кривых ТСП исчезают сначала высокотемпературные пики, а затем низкотемпературные, что связано, по-видимому, не с исчезновением соответствующих центров, а с их заполнением равновесными электронами при увеличении концентрации водородоподобных доноров. Об этом свидетельствует тот факт, что в низкоомных образцах наблюдается несколько уровней с энергиями активации (от 0.52 до 0.03 эВ), соответствующими энергиям активации уровней прилипания в высокоомных образцах.

Фотолюминесценция. Низкий уровень возбуждения. Спектры ФЛ, измеренные при низком уровне возбуждения при 4.2 К в области 0.48—0.6 мкм, в невырожденных кристаллах содержат линии излучения свободных и связанных экситонов и коротковолновую серию зеленого «краевого» свечения (рис. 3). В вырожден-

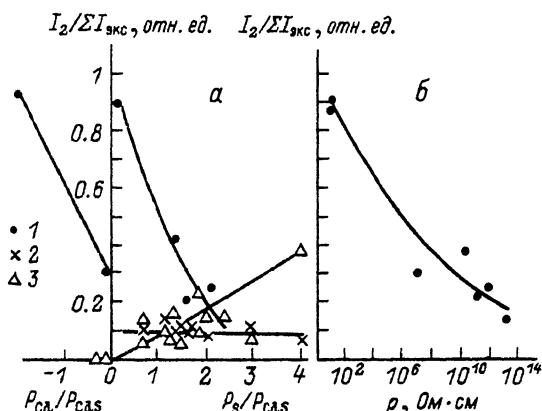


Рис. 4.

a — зависимость относительной интенсивности линий излучения эксимеров, связанных с Cd_i (1), Li_i (2) и S_j (3), от избыточного давления паров серы и кадмия. *б* — зависимость относительной интенсивности линии излучения эксимеров, связанных с Cd_i , от p (нанесены те же точки, которые присутствуют на рис. 4, *a*).

денных образцах вместо эксимерных линий наблюдается зона-зонное излучение. Измеренные спектры имеют следующие особенности.

1. В группе линий I_2 эксимеров, связанных на нейтральных донорах, присутствует, как правило, несколько линий (до четырех), что согласуется со спектрами ТСП и свидетельствует о наличии нескольких типов мелких электронных центров прилипания, являющихся центрами связывания эксимеров. В частности, наблюдаются пики, связанные с междоузельным литием Li_i ($\lambda_m = 4866.8 \text{ \AA}$) [8] и кадмием Cd_i ($\lambda_m = 4869.5 \text{ \AA}$) [5,9]. В некоторых образцах присутствует линия, связанная с вакансией серы V_S ($\lambda_m = 4870.2 \text{ \AA}$) [10].

Следует отметить, что линия, связанная с Cd_i , встречается в разных образцах значительно чаще, чем линия, связанная с V_S , и интенсивность ее уменьшается с ростом давления паров S (рис. 4). Интенсивность линии 4866.8 \AA не зависит от P_S (рис. 4).

2. Интенсивность линии I_3 эксимеров, связанных на ионизированных донорах, сравнима с интенсивностью линий I_2 и даже может превосходить ее.

3. В группе I_1 эксимеров, связанных на нейтральных акцепторах, как правило, кроме обычно наблюдающейся линии ($\lambda_m = 4889 \text{ \AA}$) с фоновыми повторениями присутствует и несколько более узкая линия с $\lambda_m = 4887.5 \text{ \AA}$, интенсивность которой возрастает с ростом P_S (рис. 4).

Энергетическое положение уровней мелких доноров, определенное из спектров эксимерной люминесценции по правилу Хейнса [3], составляет $E_D = 0.029, 0.033$

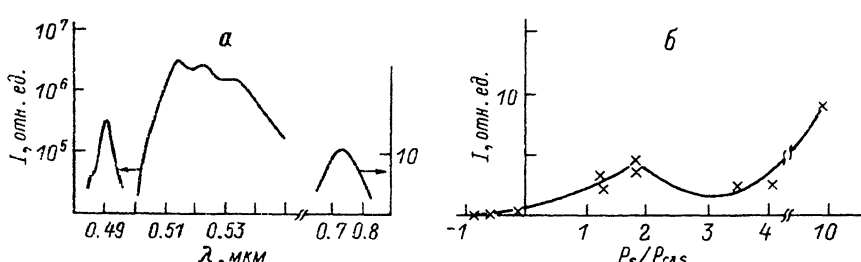


Рис. 5.

a — спектр фотолюминесценции при 77 К высокоомного образца, выращенного при повышенном давлении паров S ($P_S/P_{CdS} = 1.32$) (низкий уровень возбуждения). *б* — зависимость интенсивности красной полосы люминесценции от P_S и P_{Cd} .

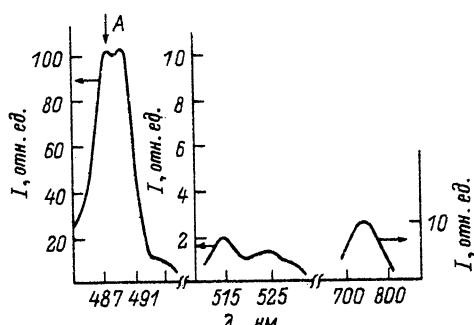


Рис. 6. Спектр фотолюминесценции при 77 К образца, выращенного при повышенном давлении паров S ($P_S/P_{CdS} = 1.3$) (высокий уровень возбуждения).

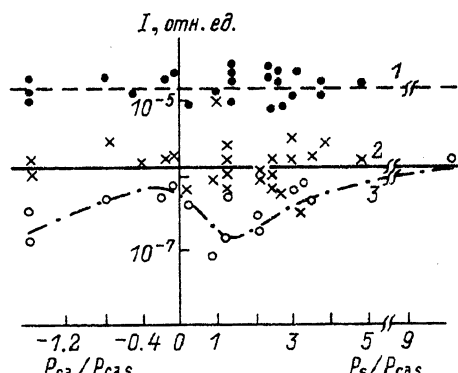


Рис. 7. Зависимость интенсивностей полос фотолюминесценции монокристаллов CdS, измеренных при 77 К и высоком уровне возбуждения, от давления паров S и Cd.

1 — полоса зона-зонного излучения, 2 — X-полоса, 3 — зеленая краевая полоса.

и 0.035 эВ, что согласуется с величиной E_f , полученной для мелких центров прилипания из зависимости $I_\phi(1/T)$. Положение уровней мелких акцепторов E_A составляет $E_v + 0.16$ и $E_v + 0.17$ эВ.

При 77 К спектры ФЛ, как правило, содержат линии излучения свободных экситонов (A и B), зеленую краевую и красную полосы (рис. 5). В некоторых кристаллах CdS:Cd наблюдается также линия I_2 . В спектрах вырожденных кристаллов вместо экситонных присутствует зона-зонная полоса свечения. Зеленая краевая полоса, как правило, неэлементарна, и положение максимума ее бесфонной линии варьирует от кристалла к кристаллу в пределах 0.512—0.518 нм. Интенсивность красной полосы в кристаллах, выращенных в условиях повышенного давления паров Cd, меньше, чем в кристаллах, выращенных в условиях повышенного давления паров S, что согласуется с общепринятыми представлениями о природе центров красного свечения (комплекс, содержащий $V_{Cd} [^{11}]$).

Высокий уровень возбуждения. В спектрах ФЛ при 77 К присутствуют полосы зона-зонного, экситонного, зеленого краевого и красного излучений, а также полоса неизвестной природы (X), положение максимума которой варьирует в пределах 0.491—0.498 мкм (рис. 6), а интенсивность не зависит от P_{Cd} и P_S (рис. 7). В некоторых образцах эта полоса наблюдается и при низких уровнях возбуждения. Интенсивность зона-зонной полосы практически не зависит от P_S и P_{Cd} , а интенсивность зеленой имеет тенденцию к росту с ростом P_S (рис. 7).

Фотопроводимость (ФП). Все высокоомные кристаллы имеют значительную фотодобавку. При этом величины стационарного фототока, измеренные при 300 К и зона-зонном возбуждении, могут различаться от кристалла к кристаллу в $\sim 10^3$ раз, однако явная зависимость I_ϕ от P_S отсутствует. Спектры ФП при 77 К содержат собственный максимум и один или два примесных: $\lambda_m \approx 0.53$ и ≈ 0.6 мкм.

Обсуждение результатов

Как видно из рис. 1, удельное сопротивление кристаллов резко возрастает с ростом P_S в некотором довольно узком интервале давлений (область II) и слабо зависит от P_S и P_{Cd} вне его, что хорошо согласуется с данными [2]. Резкий рост ρ с увеличением P_S связан, очевидно, со скачкообразным изменением

положения уровня Ферми E_F от ≈ 0.03 до ≈ 0.8 эВ при увеличении степени компенсации образца.

В том же интервале давлений наблюдается наиболее существенный разброс точек. Разброс ρ в области II легко объяснить отклонением от стехиометрии исходного материала, из которого росли кристаллы, если учесть резкую зависимость ρ от P_S и P_{Cd} и то, что область II находится вблизи точки P_{Cd}/P_{Cas} и $P_S/P_{Cas} = 0$. В этом случае небольшое отклонение от стехиометрии исходного материала может привести к существенному изменению ρ . За границами области II влияния отклонения от стехиометрии исходного материала становится малым по сравнению с тем, которое создается избыточным давлением компонентов.

Для выяснения изменений в системе точечных дефектов, происходящих при изменении P_S и P_{Cd} и обуславливающих изменение ρ , сопоставим результаты измерения люминесцентных и фотоэлектрических характеристик кристаллов. Как следует из данных ТСП, в высокоомных кристаллах ($\rho > 10^7$ Ом·см) концентрация водородоподобных ($E_t = 0.03$ эВ) центров прилипания N_i^b существенно превышает концентрацию глубоких N_i^c . Кроме того, N_i^b и N_i^c не зависят от P_S . Поскольку значительный разброс точек в области II связан, по-видимому, с нарушениями стехиометрии исходного материала, будем следить за зависимостью характеристик кристаллов не только от P_S и P_{Cd} , но и от ρ , которое как раз и отражает степень отклонения от стехиометрии в образце.

Независимость концентрации водородоподобных центров прилипания от P_S в области I и от ρ (области I и II) в высокоомных образцах, по-видимому, означает, что и общая концентрация водородоподобных доноров N_D в этих образцах не зависит от степени отклонения от стехиометрии в области избыточного давления паров серы. В самом деле, известно [3], что в основном водородоподобные доноры распределены в кристалле случайным образом и, следовательно, либо входят в состав распределенных DA-пар и не проявляются в спектрах ТСП, либо, если они достаточно удалены от акцепторов (изолированные доноры), являются центрами прилипания электронов. В этом случае постоянство N_i^b предполагает постоянство N_D . При переходе в область повышенного давления паров кадмия ρ скачкообразно уменьшается на несколько порядков, и в области III концентрация свободных носителей n_{300} при 300 К в разных образцах лежит в пределах 10^{16} — 10^{18} см $^{-3}$. Поскольку при $n_{300} = 5 \cdot 10^{16}$ — 10^{17} см $^{-3}$ наклон зависимости I_T ($1/T$) составляет приблизительно половину глубины водородоподобного донора (0.015—0.01 эВ), по-видимому, в этих и более низкоомных образцах реализуется случай слабой компенсации, и тогда на высокотемпературной полке зависимости I_T ($1/T$) ($T \ll 300$ К) $n \approx N_D$. Дальнейшее уменьшение наклона с ростом n_{300} связано с появлением примесной зоны, а затем с наступлением вырождения при увеличении n_{300} до 10^{18} см $^{-3}$.

Таким образом, в образцах с избытком серы величина N_D не зависит от P_S и составляет $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$, а в образцах с избытком кадмия возрастает до 10^{18} см $^{-3}$ и затем перестает зависеть от P_{Cd} . Независимость N_D от P_S приводит к заключению, что мелкие доноры в высокоомных образцах в основном являются технологическими примесями. В то же время увеличение N_D в низкоомных образцах связано, по-видимому, с увеличением концентрации собственных дефектов. Оба эти вывода подтверждаются спектрами экситонной люминесценции: 1) они содержат, как правило, несколько (до 4) линий экситонов, связанных на нейтральных донорах, что превышает число известных собственных водородоподобных доноров — центров связывания экситонов и, следовательно, может быть обусловлено присутствием примесей; 2) в большинстве спектров присутствует линия I_2 , связанная с междуузельным литием, относительная интенсивность которой не зависит от P_S ; 3) в спектрах низкоомных образцов, как правило, присутствует линия I_2 ($\lambda_m = 4869.5$ Å), связанная с междуузельным кадмием [5,9], интенсивность которой возрастает с уменьшением ρ (рис. 4, б). Таким

образом, собственным донором, определяющим проводимость низкоомных образцов, является Cd_i .

Исходя из постоянства N_d , увеличение ρ в кристаллах, выращенных с избытком серы, можно связать с ростом концентрации мелких акцепторов. Независимость ρ от P_S в области I означает, что концентрация акцепторов при $P_S/P_{Cd} > 0.8$, достигнув примерно значений концентрации доноров, перестает зависеть от P_S . Увеличение интенсивности линии I_1 ($\lambda_m = 4887.5 \text{ \AA}$) и зеленой краевой полосы люминесценции с увеличением P_S свидетельствует о том, что одним из таких акцепторов является междоузельная сера [12]. Как показывает сопоставление спектров люминесценции и фотопроводимости, другим собственным акцептором, образующимся при повышенном давлении паров серы, является вакансия кадмия, входящая в состав центра красной люминесценции [11]. В самом деле, как видно из рис. 5, б, в кристаллах, выращенных при повышенном давлении паров серы, наблюдается значительное увеличение интенсивности красной полосы по сравнению с кристаллами, выращенными при повышенном давлении паров кадмия. Одновременно увеличивается и примесный максимум фототока $\lambda_m \approx 0.53 \text{ мкм}$, связанный с возбуждением электронов с K -центров в c -зону.

Таким образом, уменьшение ρ ниже $10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ в области III связано с ростом концентрации Cd_i , а увеличение ρ выше $10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ в области I — с ростом концентрации S_i и V_{Cd} . Поскольку преимущественным типом собственных дефектов в области III является Cd_i , независимость ρ от P_{Cd} в этой области естественно связать с образованием скопления кадмия при увеличении N_{Cd_i} выше 10^{18} см^{-3} . Это подтверждается результатами работы [13], где наблюдались скопления Cd . В области I присутствуют как S_i , так и V_{Cd} . Поскольку их концентрации нам определить не удалось (из-за неприменимости обычно используемых методов в очень высокоомных образцах), наличие области I можно связать с образованием как скоплений серы (если преимущественный тип дефектов S_i), так и пор (если преимущественный тип дефектов V_{Cd}). Однако, основываясь на данных работы [13], следует отдать предпочтение скоплениям серы.

Существенно, что увеличения концентрации изолированных вакансий Cd с ростом P_S мы не наблюдали: почти во всех кристаллах, даже из области I, полоса 1.03 нм , связанная с V_{Cd} [3], и соответствующий ей примесной максимум в спектре фотопроводимости отсутствовали. Это свидетельствует о значительной роли процессов комплексообразования в исследованных кристаллах (в особенности в кристаллах, выращенных с избытком серы). О комплексообразовании свидетельствуют также увеличение с ростом P_S интенсивности зеленой краевой полосы, значительная интенсивность линии I_3 экситонов, связанных на ионизированных донорах (т. е. донорах, входящих в состав DA -пар), а также присутствие в исследованных кристаллах X -полосы люминесценции.

Изменение положения максимума этой полосы от образца к образцу в довольно широких пределах, а также значительная полуширина свидетельствуют о том, что она, скорее всего, связана с рекомбинацией носителей на DA -парах. Отсутствие ее в спектрах люминесценции при низком уровне возбуждения может быть следствием как малого расстояния уровня акцептора от v -зоны (термическое гашение), так и малого сечения захвата дырки по сравнению с другими центрами рекомбинации. И то и другое хорошо согласуется с представлениями о том, что X -центр является DA -парой с малым расстоянием между донором и акцептором. Поскольку мы не наблюдали донора мельче 0.03 эВ и акцептора мельче 0.16 эВ , можно думать, что энергия кулоновского взаимодействия между донором и акцептором в X -центре не меньше 0.1 эВ , что соответствует расстоянию между ними $\sim 15 \text{ \AA}$. Независимость интенсивности X -полосы от P_S и P_{Cd} может быть обусловлена ее примесной природой. Возможно, что именно с этими центрами

связана лазерная генерация, так как положение линии генерации близко к положению X-полосы [14, 15].

Таким образом, важной особенностью исследованных кристаллов является существенная роль в процессах рекомбинации комплексов, состоящих из водородоподобных центров, что совместно с высокой фоточувствительностью может в существенной мере определять хорошие характеристики созданных на их основе лазеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Богданкевич О. В., Костин Н. Н., Красавина Е. М., Крюкова И. В., Марков Е. В., Матвиенко Е. В., Теплицкий В. А. // Неорг. матер. 1987. Т. 23. В. 10. С. 1618—1622.
- [2] Mochizuki K. // Mater. Lett. 1984. V. 3. N 1-2. P. 60—62.
- [3] Физика и химия соединений A_2B_6 / Под ред. С. А. Медведева. М., 1970. 624 с.
- [4] Вертопрахов П. В., Сальман Е. Г. Термостимулированные токи в неорганических веществах. Новосибирск, 1979. 332 с.
- [5] Корсунская Н. Е., Маркевич И. В., Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // ФТП. 1977. Т. 13. В. 3. С. 435—440.
- [6] Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. Неравновесные процессы в фотопроводниках. Киев, 1981. 264 с.
- [7] Шейнкман М. К., Корсунская Н. Е. // УФЖ. 1967. Т. 12. В. 12. С. 2042—2051.
- [8] Henry C. H., Nassau K., Shiever J. V. // Phys. Rev. 1971. V. 4. N 5. P. 2453—2463.
- [9] Бродин М. С., Городецкий И. Я., Корсунская Н. Е., Шаблий И. Ю. // УФЖ. 1979. Т. 24. В. 10. С. 1539—1554.
- [10] Lider K. F., Novikov V. V., Permogorov S. A. // Phys. St. Sol. 1966. V. 18. N 1. P. K1—K2.
- [11] Kulp V. A., Kelley R. H. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. N 6. P. 1057—1061.
- [12] Kulp V. A. // Phys. Rev. 1962. V. 125. N 6. P. 1865—1869.
- [13] Ребров М. Ю., Бублик В. Т., Теплицкий В. А., Марков Е. В. // ДАН СССР. 1989. Т. 307. В. 5. С. 1108—1111.
- [14] Крюкова И. В., Прокофьева С. П., Купряшина Е. С. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 9. С. 525—531.
- [15] Крюкова И. В., Коваленко В. А., Прокофьева С. П. // Квант. электрон. 1979. Т. 6. В. 7. С. 1507—1512.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Получена 10.12.1991
Принята к печати 16.01.1992