

Y- и Z-люминесценция поликристаллического теллурида кадмия

© В.В. Ушаков, Ю.В. Клевков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: ushakov@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2010 г.)
В окончательной редакции 21 апреля 2010 г.)

Микрофотолюминесцентными методами спектрального анализа и топографии исследованы свойства поликристаллического CdTe с размером зерен 5–30 μm , полученного методом прямого синтеза в потоке паров компонентов при низкой температуре. Доминирование в спектрах Y- и Z-полос отражало неравновесный характер процессов кристаллизации. Сверхлинейные зависимости интенсивностей излучения от уровня межзонного возбуждения свидетельствуют об экситонной природе этих переходов. Определенные для области $T = 100\text{--}150\text{ K}$ значения энергий активации температурного гашения люминесценции 120 (Y) и 180 meV (Z) соответствуют диссоциации связанных на дефектах экситонов с переходом носителей в зону проводимости и валентную зону. Данные монохроматической топографии указывают на различную материальную основу Y- и Z-дефектов.

Работа выполнена по проекту РФФИ № 07-02-00392, в рамках программы ОФН РАН „Физика новых материалов и структур“ и программы Президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

1. Введение

Несмотря на то что со времени первых наблюдений прошло почти 30 лет, природа так называемых Y- и Z-излучательных переходов в соединениях A_2B_6 [1] остается в значительной степени дискуссионной. В теллуриде кадмия это излучение нередко наблюдается в структурах, полученных в процессах гетеро- или гомоэпитаксии [2–4], а также в поликристаллических материалах с размерами зерен до 1 mm [5,6]. При этом определяющим является не наличие границ раздела, а относительно высокая плотность и тип дефектов в материалах, полученных в неравновесных условиях [7,8]. Стимулом для исследований являются необычные спектральные характеристики этих полос, которые радикально отличаются от свойств, наблюдающихся в этом же спектральном диапазоне широкополосных излучательных переходов с участием относительно глубоких примесно-дефектных уровней. В теллуриде кадмия типичным представителем последних является „самоактивационная“ полоса $\sim 1.4\text{ eV}$ (примесные излучательные переходы с участием глубоких акцепторов A-центров ($V_{\text{Cd}}-D$) [9,10]), контур которой определяется эффективным взаимодействием с LO-фононами. При значении фактора Хуанга–Риса ~ 2 полуширина этой полосы в целом достигает $\sim 100\text{ meV}$ [11]. Напротив, для Y- и Z-переходов электрон-фононное взаимодействие более чем на порядок слабее (фактор Хуанга–Риса ~ 0.2 для Y и еще менее для Z). Этим они напоминают экситонные линии краевой области, однако заметно превосходят последние по ширине (10–20 meV при гелиевой температуре). Со времени первых наблюдений в идентификации Y-переходов в CdTe было распространено представление об излучательных переходах на центрах с делокализацией связывающего потенциала

по области $\sim 5\text{--}10$ узлов кристаллической решетки на дислокациях, двойниковых границах или дефектах упаковки [2]. Варианты для Z-полосы были менее определенными и относились к примесным переходам на центрах в области дислокаций [5,12]. В настоящей работе изучение свойств Y- и Z-излучательных переходов проведено на поликристаллических слоях с использованием методов микролюминесцентного спектрального анализа и монохроматического картирования, сочетающих высокую чувствительность к содержанию в кристаллах примесей и дефектов и локальность измерений.

2. Приготовление образцов и методика эксперимента

Исследованный материал был получен в неравновесном процессе синтеза соединения в потоке паров Cd и Te_2 , подаваемых в зону осаждения кварцевого реактора проточного типа из отдельных ячеек, сопряженных с зоной кристаллизации (методика Chemical Vapor Synthesis). Пересыщение паров в зоне кристаллизации составляло $10^3\text{--}10^4$ при относительно небольших отклонениях паровой среды в сторону избытка Cd ($P_{\text{Cd}} > 1/2P_{\text{Te}_2}$). Для настоящей работы материал отбирался из низкотемпературной зоны кристаллизации при 420–480°C, где на стенках кварцевого кристаллизатора со средней скоростью несколько $\mu\text{m}/\text{min}$ высаживался поликристаллический конденсат толщиной $\sim 100\text{ }\mu\text{m}$. По данным микроскопии первые осажденные из паровой фазы слои имели пористую структуру и представляли сборку кристаллитов с размерами не более 1–2 μm , а внешняя поверхность состояла из плотно упакованных зерен с размерами 5–30 μm .

Люминесцентные измерения выполнялись на автоматизированном микрофотолюминесцентном сканере

с возможностью спектрального анализа излучения в выбранных точках на поверхности образцов и их люминесцентного картирования на заданной длине волны. Измерения проводились при температурах 100–300 К. Максимальная плотность возбуждения HeCd-лазером (415.6 nm) на поверхности образцов достигала $I_0 \sim 10^{21}$ photon/cm² · s при диаметре пятна 10 μm. Это более чем на порядок превосходило значения, используемые при обычных „макроскопических“ измерениях. Для уменьшения уровня возбуждения использовались оптические светофильтры. Спектральный анализ люминесценции в области 0.4–1.8 μm проводился с помощью монохроматора МДР 12, а регистрация осуществлялась охлаждаемым азотом Ge-*p-i-n*-диодом с синхронным детектированием сигнала. Пространственное сканирование по заданной площади осуществлялось путем перемещения специального стола с криостатом в двух взаимно перпендикулярных направлениях относительно неподвижного возбуждающего лазерного луча с шагом 5 μm. Эффектов фотохромизма не наблюдалось. Все экспериментальные данные скорректированы на спектральную чувствительность установки.

3. Результаты и их обсуждение

Несмотря на весьма значительное удаление от равновесных условий кристаллизации, концентрация центров безызлучательной рекомбинации в полученном материале была сравнительно небольшой, о чем свидетельствовала высокая интенсивность его рекомбинационного излучения с разрешением в ряде случаев спектроскопических деталей внутри контура краевой полосы при температурах ~ 100 К.

На рис. 1 представлены типичные для условий эксперимента спектры люминесценции с внутренней (*a*) — примыкающей к кварцу — и внешней (*b*) — естественной поверхности роста образцов. На обоих спектрах краевая полоса ~ 1.58 eV состоит из перекрывающихся линий экситонной группы — свободного и связанных экситонов и их фононных повторений. В примесно-дефектной же области приведенных спектров имеются радикальные отличия. Если на примыкающей к кварцу стороне наблюдалась обычная „самоактивационная“ (SA) полоса ~ 1.4 eV с сублинейной зависимостью интенсивности и коротковолновым сдвигом при увеличении уровня возбуждения, то на внешней естественной поверхности роста доминировали *Y*- и *Z*-излучательные переходы, изучению свойств которых и посвящена настоящая работа.

При 106 К *Y*-полоса представлена бесфононной линией 1.462 eV (полуширина менее 20 meV) и ее LO-фононными повторениями, а *Z*-полоса имела максимум при 1.317 eV при полуширине 29 meV. В отличие от выполненных ранее исследований [3,5,8], когда в спектрах всегда регистрировались две связано трактуемые *Z*-полосы 1.36 и 1.32 eV, в данном случае наблюдалась только последняя. Это означает, что соответствующие

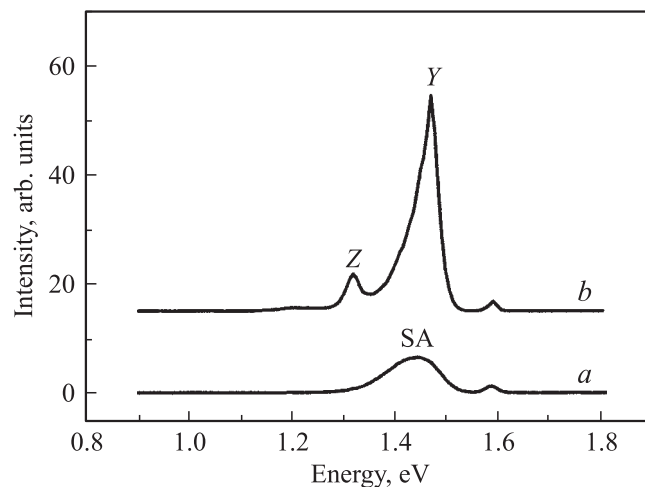


Рис. 1. Спектры люминесценции внутренней (прилегающей к кварцевой стенке) (*a*) и внешней (ростовой) (*b*) поверхностей поликристаллических слоев.

излучательные переходы происходят на различных центрах люминесценции. Кроме того, в спектрах присутствовала малоинтенсивная полоса ~ 1.23 eV. Излучение в области 1.1–1.2 eV часто связывается с примесными переходами на точечных дефектах в подрешетке Te [13]. Однако в данном случае имеются основания для ее отнесения к фононному повторению *Z*-полосы: а) независимо от уровня возбуждения эта полоса присутствовала в спектрах для различных точек образца с интенсивностью ~ 0.05–0.08 (при 100 К) от интенсивности *Z*-полосы; б) при увеличении температуры ее интенсивность относительно *Z*-увеличивалась (до 0.3 при 150 К), что соответствует температурной „перекачке“ интенсивности из бесфононной линии в фононное крыло. Энергия локального фонона в этом случае велика ~ 80 meV, но по порядку величины не выделяется из ряда значений, присущих однотипным излучательным переходам (см. далее).

При изменении уровня возбуждения относительные интенсивности перечисленных полос изменялись, однако их спектральное положение и ширина оставались неизменными. Для *Z*-полосы это отличается от полученных ранее результатов [5,14], где отмечались коротковолновый сдвиг и уширение при увеличении возбуждения.

Анализ зависимостей интенсивностей люминесцентных полос от уровня возбуждения дает важную дискриминирующую информацию о природе излучательных переходов. В частности, при межзонном возбуждении для экситонных полос должна наблюдаться сверхлинейная зависимость, а для примесных — (суб)линейная [15]. В спектральной области ~ 1.4 eV нередко имеет место перекрытие полос примесных переходов на акцепторы А-центров ($V_{Cd}D$) или Cu_{Cd} и полос *Y/Z* (в меньшей степени). В результате форма последних бывает в большей или меньшей степени деформирована (см., на-

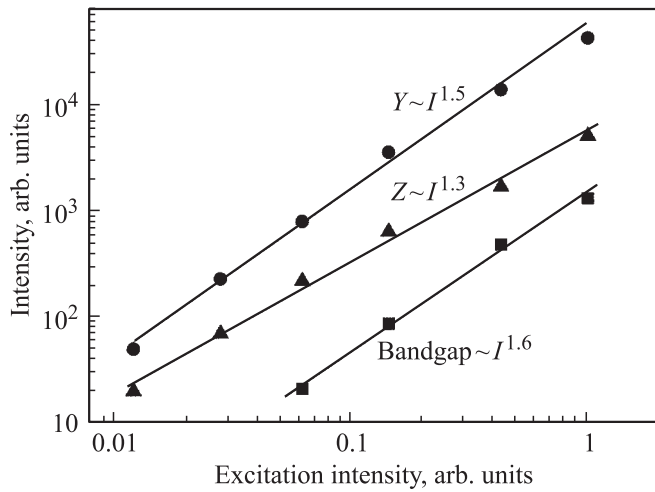


Рис. 2. Зависимости интенсивностей краевой, а также Y- и Z-полос от уровня возбуждения.

пример, [7,12,16]), что может привести к искажению некоторых экспериментальных параметров (в частности, значений фактора Хуанга–Риса). Исследованные в настоящей работе спектры обладали довольно редкой особенностью, когда в них практически отсутствовала „самоактивационная“ полоса и, следовательно, характеристики Y-, Z-излучательных переходов могли быть получены в неискаженном виде.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости интегральной интенсивности отдельных полос от уровня возбуждения. Для краевой, а также Y- и Z-полос наблюдались сверхлинейные зависимости $\propto I^\alpha$ с $\alpha = 1.6, 1.5$ и 1.3 соответственно. Это дает основание для отнесения Y- и Z-переходов к экситонной группе, с чем согласуется и неизменность их спектрального положения и формы при изменении возбуждения. Для Z-полосы это заключение принципиально отличается от выводов [5,12], где приняты модели примесных излучательных переходов. Цитированные данные можно в принципе объяснить присутствием в образцах центров с близкой, но не идентичной структурой и различной зависимостью интенсивности их излучения от уровня возбуждения.

На рис. 3, 4 приведены результаты изменения спектров люминесценции при увеличении температуры от 106 К до комнатной. Эти данные были получены при максимально высоком для настоящей работы уровне возбуждения. Как видно, полосы сдвигались в длинноволновую сторону, и их относительные интенсивности изменялись, так что начиная с $T > 150$ К в спектрах оставалось лишь краевое излучение (рис. 3). Важно отметить, что при этих измерениях в спектрах также не обнаруживалось следов „самоактивационной“ полосы (ср. с [4]). Длинноволновый сдвиг полос соответствовал температурному изменению ширины запрещенной зоны CdTe [17]. При увеличении температуры от 106 до 155 К интенсивности Y- и Z-полос уменьшались на 2–3 порядка, в то время как для краевой полосы, отслеживающей

„фоновую“ скорость безызлучательных процессов, это изменение составляло всего 2.5 раза. Это означает, что температурное гашение Y- и Z-полос связано с активационными процессами именно на этих центрах. При использовании простых кинетических соображений температурная зависимость интегральной интенсивности люминесцентной полосы обычно описывается выражением [18]

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \alpha \exp(-E_T/kT)}, \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность при $T = 0$ К, в параметре α заложены характеристики центра (вероятности захвата и рекомбинации, вырождение и др.), а E_T — энергия активации. Для „гасящих“, термоактивационных пере-

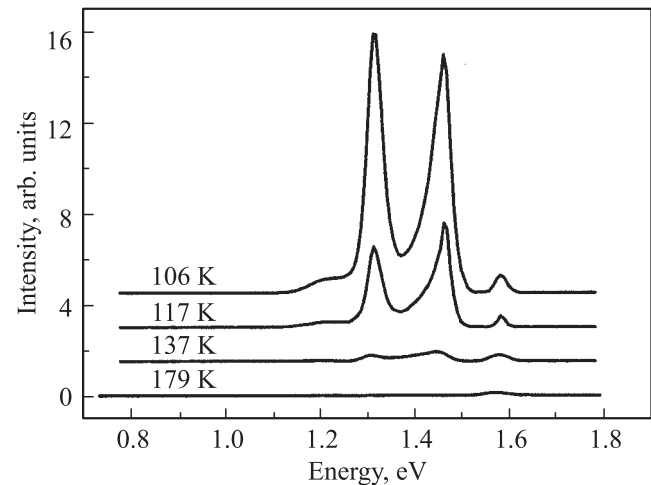


Рис. 3. Изменение спектра люминесценции исследованного поликристаллического материала при увеличении температуры.

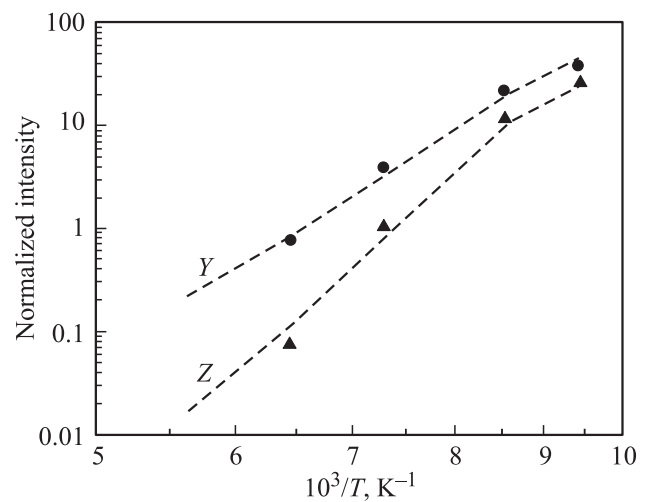


Рис. 4. Зависимости „нормализованных“ интегральных интенсивностей Y- и Z-полос от температуры. Теоретические зависимости с указанными в тексте параметрами показаны штриховыми линиями.

ходов с уровня в зону с учетом плотности состояний последней это выражение принимает вид [19]

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \alpha T^{3/2} \exp(-E_T/kT)}. \quad (2)$$

Если в исследованном температурном диапазоне действуют различные активационные процессы, то используется формула с несколькими энергиями активации, обычно с двумя, при этом одна из экспонент работает при низких температурах (с $\alpha_1 \sim 10$), а другая — при высоких (с $\alpha_2 \sim 10^5$ и выше) [20]

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + \alpha_1 \exp(-E_{T1}/kT) + \alpha_2 \exp(-E_{T2}/kT)}. \quad (3)$$

Варианты зависимостей (1)–(3) соответствуют различным конкретным ситуациям и принятой степени детализации рассматриваемых процессов.

Ранее для энергии активации термического гашения Y -полосы были получены значения 10–14 meV [4,8,21,22], что в принципе соответствует энергии связи экситонов в CdTe [23]. Для энергии активации Z -полосы в [5] было определено значение 35 meV, что по модели авторов отражает переходы с донорного уровня центра, находящегося в ядре дислокации, в зону проводимости. Все указанные значения были получены для температур $T = 4$ –80 К, где при использованном невысоком уровне возбуждения и было возможно наблюдение рассматриваемых полос. В настоящем случае регистрация Y – Z -полос при более высоких температурах оказалась возможной благодаря значительно более высокому уровню возбуждения при сверхлинейном характере зависимости их интенсивности от уровня последнего. В то время как в диапазоне 4–80 К уменьшение интенсивности Y - и Z -полос составляло лишь ~ 1 порядка величины [8], в настоящей работе для 100–150 К это изменение достигало 2.5–3 порядков. Это означает, что наши данные относятся к высокотемпературному участку двухэкспоненциальной кривой (3). Однако для приближенного определения значения E_T в своем температурном диапазоне их можно трактовать по одноэкспоненциальной зависимости, фактически „работающей“ в этом интервале. Для исключения влияния фактора изменения концентрации неравновесных носителей в образце (влияние безызлучательного „фона“) первичные данные были „нормализованы“ так, что для каждого значения температуры на рис. 4 приведено отношение экспериментальных интенсивностей Y -, Z -полос к интенсивности собственного излучения (на практике — краевой полосы). Соответствие экспериментальным данным для Y -полосы было получено для зависимости (2) с параметрами $E_T = 120$ meV, $\alpha = 400$ (рис. 4). Это значение энергии активации приблизительно равно разности значений ширины запрещенной зоны и энергии излучательного перехода. Для Z -полосы положение несколько менее определено. Удовлетворительное согласие с

данными достигается для значений $E_{T1} = 180$ meV и $\alpha_1 = 10^6$ (рис. 4). Его можно еще немного улучшить, добавив вторую экспоненту в (3) с $E_{T2} = 100$ meV и $\alpha_2 = 10$. Тогда и для Z -полосы сумма энергий активации будет равна разности значений ширины запрещенной зоны и энергии излучательного перехода. При этом, однако, значение α_2 представляется все же слишком малым для данного случая. В любом случае гашение Y - и Z -полос при температурах, превышающих 100 К, следует отнести к диссоциации связанных на дефектах экситонов с переходом электронов в зону проводимости, а дырок в валентную зону: $X, Y/Z \rightarrow e + h + Y/Z$.

На рис. 5 представлены данные микролюминесцентной топографии для области образца размером $500 \times 500 \mu\text{m}$, где с шагом $5 \mu\text{m}$ приводятся ее люминесцентные образы на длинах волн максимумов Y (848 nm) и Z (941 nm). Для корректного представления об относительной концентрации излучающих центров на этом рисунке приведены отношения интенсивностей этих полос к интенсивности собственной (краевой) полосы в одних и тех же точках на поверхности образца. Хотя диаметр лазерного луча на поверхности образцов не позволял исследовать внутреннюю структуру зерен, анализ приведенных топограмм приводит к следующим выводам.

1) Излучающие Y - и Z -центры присутствовали в каждом зерне на поверхности поликристаллического слоя.

2) В отдельных локальных областях размером 50–70 μm концентрация Y - и Z -центров в 5–7 раз превосходила „фоновые“ значения, причем для различных центров эти области не пересекались. Поскольку размер кристаллитов составлял 5–30 μm , это означает, что области повышенной концентрации центров включали в себя по меньшей мере несколько близких зерен. Различия Y - и Z -топограмм рис. 5 указывает на различную природу этих дефектов.

Еще в первой работе по Y -люминесценции в CdTe [2] была предположительно указана связь этих излучательных центров с дислокациями, что в дальнейшем было подтверждено экспериментально сначала с использованием селективного травления [24], а потом при исследованиях на сканирующем электронном микроскопе катодолуминесценции объемных кристаллов, подвергнутых пластической микродеформации [22]. При этом для дислокационной структуры, генерированной в монокристаллах инденторным воздействием, была установлена локализация Y -полосы на 60° Te(g)-дислокационных сегментах. Результаты измерений для других соединений A_2B_6 привели к аналогичным заключениям [25–27]. Кроме того, детальные исследования показали, что при расщеплении 60° B(g)-дислокаций на 90° B(g)- и 30° B(g)-частичные дислокации лишь первые представляют материальную основу Y -излучения. Последние же совместно с окружающими дефектами упаковки служат возмущающим фактором, приводящим к расщеплению спектральной полосы. Установлено также, что A(g)-сегменты являются безызлучательными [22,25].

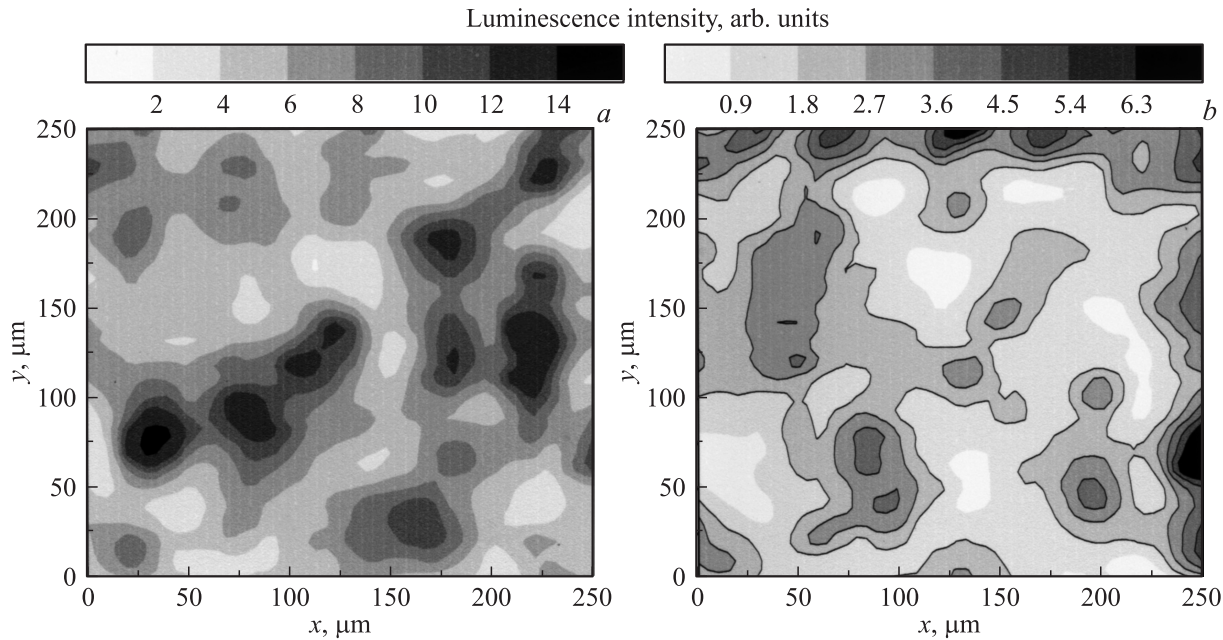


Рис. 5. Люминесцентная топография образца при $T = 110$ К по области размером $500 \times 500 \mu\text{m}$ с шагом $5 \mu\text{m}$. *a* — топограмма отношения интенсивности Y-полосы к интенсивности краевой полосы, *b* — то же для Z-полосы.

Схожим образом люминесцируют и другие типы дислокаций, излучающих в Z-полосах (ломер-коттрелловские по [26]).

В настоящее время дислокационная люминесценция обычно трактуется в терминах экситонов, связанных на одномерных энергетических зонах, отщепленных от краев зоны проводимости и валентной зоны действием короткодействующего потенциала ядра и дальнедействующих полей напряжений вокруг дислокации [28]. Это используется, например, при анализе дислокационной люминесценции кремния, где излучательные переходы происходят на элементах искажения (ступеньках/изломах) трансляционной структуры дислокаций в плоскостях скольжения ($D1/D2$ линии), на прямых сегментах 60° дислокаций ($D3/D4$) и др. (см., например, [29–31]). Наблюдаемые при этом локальные фононы имеют энергии порядка нескольких десятков meV .

Структуру и дефектный состав исследованного материала определял его генезис. Как уже указывалось, первые осажденные из паровой фазы на кварцевую стенку реактора слои имели пористую структуру и представляли собой произвольную сборку кристаллитов с размерами не более $1\text{--}2 \mu\text{m}$. Спектры их люминесценции состояли из краевой и „самоактивационной“ полос, а Y–Z-излучение не наблюдалось вообще (спектр *a* на рис. 1). По мере проведения ростового процесса кинетика фазового превращения пар–кристалл на интерфейсе во время химической реакции изменялась так, что кристаллиты укрупнялись, и по достижении $70\text{--}100 \mu\text{m}$ толщины слоя материал состоял из плотно упакованных зерен размерами $5\text{--}30 \mu\text{m}$. Образование такой структуры сопровождается нарастанием напряжений с последующей релаксацией путем генерации дислокаций в кри-

сталлических зернах. Для построения дислокационной структуры могут быть использованы также собственные точечные дефекты (вакансии). Результатом этого и явилось, вероятно, „возгорание“ в спектрах Y–Z-излучения при полном исчезновении „самоактивационной“ полосы (спектр *b* на рис. 1). Детали обозначенных процессов, конечно, связаны с конкретными ростовыми особенностями.

4. Заключение

Доминирование в спектрах люминесценции исследованных образцов Y- и Z-полос представляет явное свидетельство неравновесного характера процессов кристаллообразования.

Излучающие Y- и Z-центры располагались по всей естественной поверхности роста, состоявшей из плотно упакованных зерен с размерами $5\text{--}30 \mu\text{m}$. Генетической основой их возникновения явилась генерация дислокаций при релаксации напряжений в области межзеренных границ, которая происходила при укрупнении зерен в процессе роста.

Определенные в настоящей работе сверхлинейные зависимости интенсивности Y- и Z-полос от уровня межзонного возбуждения при отсутствии сдвига и неизменности спектрального контура свидетельствуют об экситонной природе этих переходов.

Благодаря высокому уровню возбуждения при сверхлинейной зависимости интенсивности Y- и Z-излучения от уровня последнего температурное гашение этих полос было исследовано в диапазоне $100\text{--}150$ К. Определенные для этой области значения энергий активации

$E_T = 120$ meV для Y - и $E_T = 180$ meV для Z -излучательных переходов соответствуют диссоциации связанных на дефектах экситонов с переходом носителей в зону проводимости и валентную зону.

Различие Y - и Z -„рельефов“ на люминесцентных топограммах приводит к заключению о различной материальной основе соответствующих дефектов.

Авторы благодарны Э.А. Штейнману за обсуждение вопросов дислокационной люминесценции.

Список литературы

- [1] P.J. Dean. *Phys. Status Solidi A* **81**, 625 (1984).
- [2] P.J. Dean, G.M. Williams, G. Blackmore. *J. Phys. D.* **17**, 2291 (1984).
- [3] S. Fujii, T. Terada, Y. Fujita, T. Iuchi. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L 712 (1989).
- [4] C. Onodera, T. Taguchi. *J. Cryst. Growth* **101**, 502 (1990).
- [5] J. Krustok, J. Mädasson, J. Hiie. *Phys. Status, Solidi A* **165**, 517 (1998).
- [6] J.M. Figueroa, F. Sanchez-Sinencio, J.G. Mendoza-Alvares, O. Zelaya, G. Contreras-Puente, A. Dias-Gongora. *J. Cryst. Growth* **106**, 651 (1990).
- [7] T. Taguchi, M. Suita. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L 1889 (1989).
- [8] D. Brink, H.W. Kunert. *J. Appl. Phys.* **78**, 6720 (1995).
- [9] G. Brunthaler, W. Jantsch, U. Kaufmann, J. Schneider. *J. Phys: Cond. Matter* **1**, 1925 (1989).
- [10] D.M. Hofmann, P. Omling, H.G. Grimmeiss, B.K. Meyer, K.W. Benz, D. Sinerius. *Phys. Rev. B* **45**, 6247 (1992).
- [11] W. Stadler, D.M. Hofmann, H.C. Alt, T. Muschik, B.K. Meyer, E. Weigel, G. Müller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, K.W. Benz. *Phys. Rev. B* **51**, 10 619 (1995).
- [12] A.V. Kvit, Y.V. Klevkov, S.R. Oktyabrsky, B.G. Zhurkun. *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1805 (1994).
- [13] J. Krustok, V. Valdna, K. Hjelt, H. Collan. *J. Appl. Phys.* **80**, 1757 (1996).
- [14] A.V. Kvit, Y.V. Klevkov, S.R. Oktyabrsky, A.V. Tsikunov, B.G. Zhurkun. *Mater. Sci. Eng.* **B 26**, 1 (1994).
- [15] T. Schmidt, K. Lischka, W. Zulehner. *Phys. Rev. B* **45**, 8989 (1992).
- [16] M. Gardenas-Garsia, J. Aguilar-Henandez, G. Contreras-Puente. *Thin Solid Films* **480–481**, 269 (2005).
- [17] J.P. Laurenti, J. Camassel, A. Bouhemadou, B. Toulouse, R. Legros, A. Lusso. *J. Appl. Phys.* **67**, 6454 (1990).
- [18] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках*. Мир, М. (1973). 456 с.
- [19] H. Zimmermann, R. Boyn, K. Piel. *J. Phys.: Cond. Matter* **4**, 859 (1992).
- [20] D. Bimberg, M. Sondergeld, E. Grobe. *Phys. Rev. B* **4**, 3451 (1971).
- [21] D.P. Haliday, M.D.G. Potter, J.T. Mullins, A.W. Brinkman. *J. Cryst. Growth* **220**, 30 (2000).
- [22] S. Hildebrandt, H. Uniewski, J. Schreiber, H.S. Leipner. *J. Phys.* **III 7**, 1505 (1997).
- [23] K. Zanio. *Semiconductors and semimetals* / Eds R.K. Willardson, A.C. Beer. Academic Press, N.Y.–San Francisco–London (1978). V. 13. P. 91.
- [24] S. Seto, A. Tanaka, F. Takeda, K. Matsuura. *J. Cryst. Growth* **138**, 346 (1994).
- [25] U. Hilpert, J. Schreiber, L. Worschech, L. Höring, M. Ramsteiner, W. Ossau, G. Landwehr. *J. Phys. : Cond. Matter* **12**, 10 169 (2000).
- [26] M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Gywinski, L.V. Titova, E. Martin, X. Liu, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska. *J. Appl. Phys.* **97**, 013 519 (2005).
- [27] K. Wolf, A. Naymov, T. Reisinger, M. Kastner, H. Stanzl, W. Kuhn, W. Gebhardt. *J. Cryst. Growth* **135**, 113 (1994).
- [28] Y.T. Rebane, Y.G. Shreter. In: *Poly-crystalline Semiconductors II* / Eds J. H. Werner, H.P. Strunk. Springer, Berlin (1991). P. 28.
- [29] R. Sauer, J. Weber, J. Stolz, E.R. Weber, K.-H. Küsters, H. Alexander. *Appl. Phys. A* **36**, 1 (1985).
- [30] T. Sekiguchi, K. Sumino. *J. Appl. Phys.* **79**, 3253 (1996).
- [31] V.V. Kveder, E.A. Steinman, S.A. Shevchenko, H.G. Grimmeiss. *Phys. Rev. B* **51**, 10 520 (1995).