

Люминесценция кристаллов двуиодистой ртути

© И.Х. Акопян, Б.В. Бондаренко, О.Н. Волкова, Б.В. Новиков, Т.А. Павлова

Научно-исследовательский институт физики при Санкт-Петербургском государственном университете, 198904 Петродворец, Россия

(Поступила в Редакцию 2 августа 1996 г.)

Изучены низкотемпературные (4.2–130 К) спектры фотолюминесценции кристаллов HgI_2 в спектральной области 540–700 нм. На основании анализа свойств (зависимостей интенсивности от температуры и интенсивности возбуждения, времен послесвечения, спектров возбуждения) полос излучения 560, 620 и 635 нм предложена следующая интерпретация: полоса 560 нм обусловлена излучательной аннигиляцией экситонов, локализованных на вакансиях ртути, за излучение в красной области отвечает рекомбинация на заполненный дырками акцепторный уровень свободных (620 нм) и локализованных на донорах (635 нм) электронов. Оценены энергии соответствующих донорных и акцепторных уровней. Обнаружены новые полосы излучения 545, 575 и 540 нм, обсуждена их природа.

Несмотря на многолетние исследования оптических спектров кристалла тетрагональной $\alpha\text{-HgI}_2$ [1–8], интерпретация широких полос люминесценции крайне противоречива и природа дефектов, ответственных за излучение, остается неясной. Вместе с тем в последние годы в связи с открывшимися перспективами практического применения HgI_2 эта проблема приобретает особый интерес. Двуиодистая ртуть является лучшим материалом для неохлаждаемых детекторов проникающего излучения, однако из-за низкой подвижности носителей, обусловленной большим содержанием дефектов в образцах, пока не удается достигнуть высокого качества детекторов. Изучение природы дефектов методом фотолюминесценции стало основным направлением исследования этого соединения в последние годы [7–11].

Как известно [1,2], спектр люминесценции (СЛ) красной $\alpha\text{-HgI}_2$ при низких температурах вблизи края собственного поглощения состоит из интенсивного узкополосного излучения в спектральной области 529–540 нм и широких полос с максимумами излучения 560 и 630 нм. В [7] нами была подробно изучена люминесценция в области 529–540 нм, обусловленная излучательной аннигиляцией свободных (при 77 К) и свободных и связанных на собственных точечных дефектах (при 4.2 К) экситонов и их взаимодействием с колебаниями кристаллической решетки. Настоящая работа посвящена изучению свойств широких полос 560 и 630 нм и обсуждению природы дефектов, ответственных за их возникновение в СЛ HgI_2 . Кроме того, обнаружены и исследованы новые полосы излучения в СЛ двуиодистой ртути в области 510, 540 и 575 нм.

Изучались монокристаллы, полученные а) изотермическим ($T = 25^\circ\text{C}$) испарением раствора соли HgI_2 в ацетоне [12]; б) из паровой фазы методом статической сублимации (МСС) [13]; в) из паровой фазы методом термоосцилляции (МТО) [14]. Анализировались также СЛ кристаллов HgI_2 , входящих в состав сложных многокомпонентных систем, образованных

в результате твердофазной химической реакции между кристаллами HgI_2 и AgI [15]. СЛ возбуждались ртутной лампой, Cd-лазером ($\lambda_{\text{exc}} = 441.6 \text{ nm}$) и N_2 -лазером ($\lambda_{\text{exc}} = 337.1 \text{ nm}$).

1. Полоса 560 нм

Эта полоса (полуширина при $T = 4.2 \text{ K}$ составляет около 60 meV) наблюдается в СЛ практически всех изученных кристаллов различного происхождения и наиболее интенсивна в кристаллах, выращенных МСС с пересыщением по иоду [7]. Постепенно ослабевая, полоса сохраняется в СЛ при повышении температуры кристаллов до $\cong 110 \text{ K}$ (рис. 1). До 30 К интенсивность ее меняется незначительно, при температурах выше 30 К зависимость интенсивности от обратной температуры описывается экспонентой с $\Delta E = 60 \text{ meV}$ (вставка к рис. 1). В этом интервале температурное тушение полосы 560 нм более резкое, чем у полосы излучения свободного экситона А.

Измерения времени послесвечения при $T = 4.2 \text{ K}$ показали, что оно не превышает 60 ns. При этом при временах задержки 50 ns не было обнаружено изменений ни формы полосы, ни ее спектрального положения по сравнению со стационарным спектром.

При увеличении интенсивности возбуждения при $T = 4.2 \text{ K}$ наблюдался заметный сдвиг максимума полосы в сторону больших энергий: от значения 560 нм при возбуждении ртутной лампой до 556 нм при возбуждении сфокусированным N_2 -лазером, т. е. смещение на $\cong 20 \text{ meV}$.

В поглощении нами обнаружена структура, резонансная полосе излучения 560 нм. Исследование поглощения в данной спектральной области представляло определенные экспериментальные трудности, связанные с отсутствием достаточно толстых однородных образцов. Не говоря о том, что кристаллы, выращенные одним способом, отличаются по стехиометрии, отметим, что стехиометрия поверхностей может сильно отличаться от стехиометрии объема.

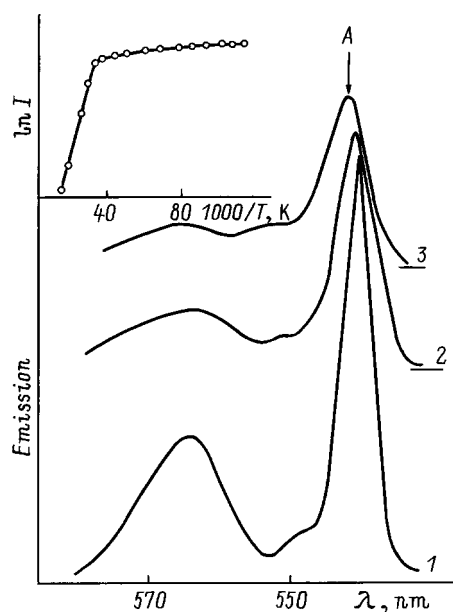


Рис. 1. СЛ HgI_2 при различных температурах. T (К): 1 — 90, 2 — 98, 3 — 102.

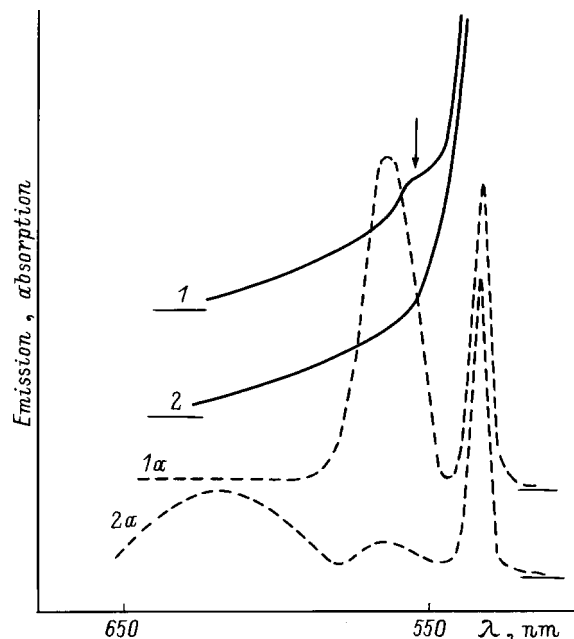


Рис. 2. Спектры поглощения (1, 2) и СЛ (1а, 2а) при $T = 77$ К двух образцов HgI_2 , выращенных МСС (1, 1а) и из раствора (2, 2а).

К тому же условия хранения образцов сказываются на стехиометрии и, следовательно, на количестве и характере собственных дефектов. Поэтому спектры поглощения иногда приходилось снимать от нескольких сложенных вместе свежих сколов, предварительно отобранных по СЛ. На рис. 2 кривая 1 соответствует спектру поглощения образца, в котором по всей толщине в СЛ (кривая 1а) присутствует сильная полоса 560 нм. Отчетливо виден максимум при 556 нм. В кристаллах, в СЛ которых полоса 560 нм слаба (кривая 2а) или отсутствует, структуры поглощения при 556 нм нет (кривая 2).

Учитывая малое время жизни и наличие резонансного поглощения, считаем наиболее вероятным механизмом, ответственным за излучение в области полосы 560 нм, излучательный распад экситона, связанного на глубоком центре. Эту интерпретацию подтверждают и спектры возбуждения [16]: в отличие от излучения в красной области, возбуждаемого только межзонными переходами, полоса 560 нм наблюдается и при возбуждении кристалла светом с длиной волны, соответствующей энергии экситона. Большая полуширина полосы обусловлена сильным взаимодействием с кристаллической решеткой. Для определения природы центра были исследованы СЛ кристаллов после определенных обработок. Анализ спектров излучения с учетом возможных изменений в относительных интенсивностях излучения в резонансной экситонной области и в области полосы, связанных с различием в коэффициентах поглощения и изменением состояния поверхности в результате

обработки, показал, что 1) прогрев кристаллов при температурах не выше 80 °С в открытом объеме (такой режим приводит к потере образцов ртути [7]) усиливает полосу 560 нм (рис. 3, а), при этом интенсивность линии экситонов падает (качественно к таким же изменениям спектров приводит длительное хранение при комнатной температуре образцов, полученных из раствора в ацетоне); 2) высокотемпературный прогрев ($T > 90$ °С), обедняющий образцы преимущественно иодом [7], приводит к ослаблению или исчезновению полосы 560 нм (рис. 3, б), при этом интенсивность экситонного излучения либо не меняется, либо увеличивается (в зависимости от исход-

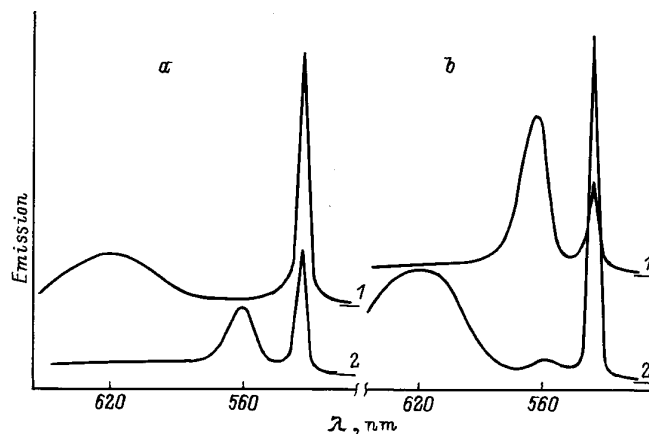


Рис. 3. СЛ при $T = 77$ К кристаллов HgI_2 до (1) и после обработки (2). а — прогрев при 70 °С в течение 2 ч, б — прогрев при 95 °С в течение 3 ч.

ного состояния поверхности образцов); 3) существует прямая корреляция между присутствием в СЛ при $T = 4.2\text{ K}$ линии связанного экситона λ_x (531.8 nm) [7] и полосы 560 nm.

Все это, а также известный факт, что не легированные специально кристаллы HgI_2 имеют глубокие акцепторные уровни, позволяет связать полосу 560 nm с экситонами, локализованными на вакансиях ртути.

2. Излучение в спектральной области 590–670 nm

Так же как и полоса 560 nm, излучение в красной области спектра наблюдалось в СЛ большинства изученных кристаллов, однако в кристаллах, полученных МСС с пересыщением по иоду, оно или отсутствовало, или было слабым. В результате исследования большого количества образцов обнаружено, что спектр излучения в этой области состоит из двух полос: полосы I с максимумом излучения при 620 nm и полушириной при 4.2 K $\cong 80\text{ meV}$ и полосы II с максимумом при 635 nm и полушириной около 100 meV, характеризующихся различными свойствами (T° -зависимостью, зависимостью от интенсивности возбуждения, временами послесвечения). На рис. 4 приведены спектры трех различных необработанных кристаллов, полученных методом МСС и характеризующихся различным соотношением полос I и II. Присутствие двух полос¹ в этой области объясняет существующее в литературе расхождение в значениях спектрального положения максимума красной полосы.

На относительную интенсивность в СЛ полос I и II можно влиять различными воздействиями: так, прогрев кристаллов при $T > 80^\circ\text{C}$ в течение 3 h приводит к сильному ослаблению полосы I. На рис. 5 приведены СЛ при $T = 4.2\text{ K}$ кристалла, выращенного МТО, после различных обработок (спектры нормированы на интенсивность линии свободного экситона). Изначально в спектре присутствуют интенсивные полосы 560 и 620 nm (рис. 5, a). В этом кристалле интенсивность линии связанного экситона λ_x больше интенсивности λ_2 . Вследствие высокотемпературного прогрева полосы 560 и 620 nm практически исчезли, самыми интенсивными структурами в спектре стали линии λ_2 и полоса 635 nm (рис. 5, b). После последующего хранения кристалла в иоде в течение трех суток полоса 620 nm восстановилась, одновременно изменилось соотношение интенсивностей связанных экситонов и появилась полоса 560 nm (рис. 5, c).

Анализ литературных данных и наших измерений показал, что, как правило, температурное тушение полосы 635 nm происходит быстрее, чем полосы 620 nm; при 77 K в СЛ в основном наблюдается

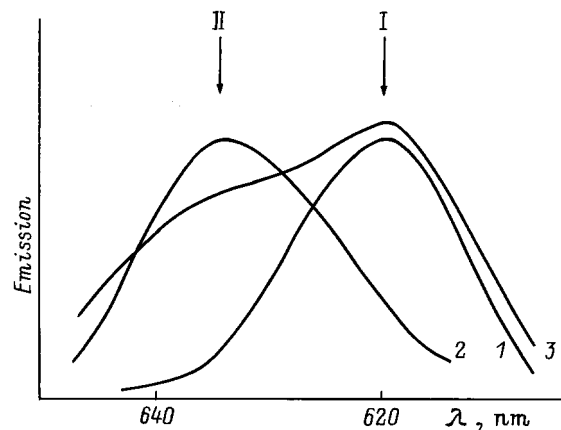


Рис. 4. СЛ при $T = 4.2\text{ K}$ различных образцов HgI_2 , выращенных МСС.

только полоса 620 nm (рис. 6), которая, постепенно ослабляясь, сохраняется до 110–130 K.

Две красные полосы имеют различные времена послесвечения. Для полосы 620 nm оно оказалось порядка микросекунд, в то время как полоса 635 nm обладает значительно большими временами (до нескольких секунд). На рис. 7 приведены спектры излучения в области полосы 635 nm при $T = 4.2\text{ K}$ и возбуждении ртутной лампой при разных временах задержки. С увеличением времени задержки макси-

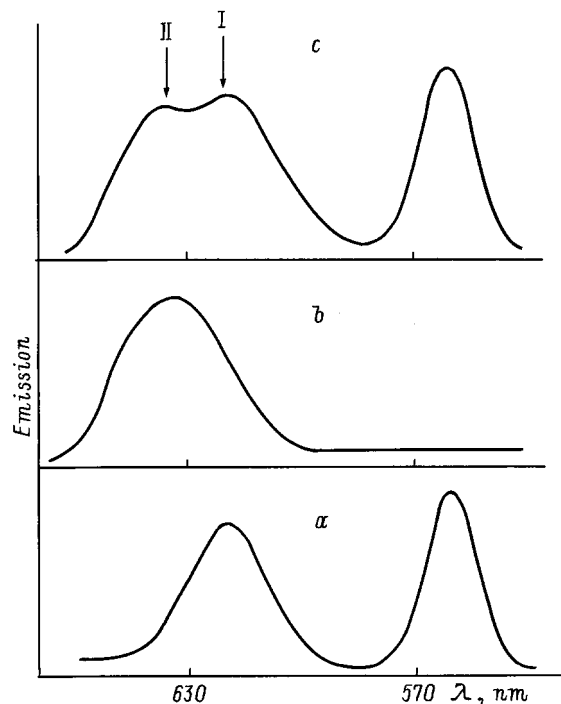


Рис. 5. СЛ при $T = 4.2\text{ K}$ кристалла, выращенного МТО. a — исходное состояние, b — после прогрева при 120°C в течение 3 h, c — после последующего хранения при RT в иоде в течение трех суток.

¹ Иногда в СЛ необработанных кристаллов наблюдается и полоса 605 nm, не обсуждаемая в настоящей работе.

мум полосы смещается в длинноволновую сторону спектра. При задержке 1.5 с величина смещения составляет около 40 мВ.

Зависимость характеристик полосы II от интенсивности возбуждения изучалась при 4.2 К на кристаллах, в СЛ которых эта полоса при обычных возбуждениях была заметно интенсивнее полосы 620 нм. Однако при повышении плотности возбуждения происходило разгорание полосы 620 нм (за счет больших времен жизни полоса 635 нм легко насыщается при увеличении возбуждения), что позволило изучить влияние интенсивности возбуждения на форму полосы 635 нм в небольшом диапазоне возбуждений ртутной лампой. Было установлено, что с уменьшением интенсивности происходит сдвиг максимума полосы в сторону меньших энергий.

Из исследований зависимости положения максимума полосы I от интенсивности возбуждения следует, что оно не меняется вплоть до плотностей возбуждения порядка 10^4 W/cm^2 .

Полосу 635 нм, обладающую большой полушириной, длительным послесвечением, с характерным сдвигом максимума излучения в длинноволновую сторону при увеличении времени задержки и при ослаблении интенсивности возбуждения естественно отнести к рекомбинации донорно-акцепторных пар [17]. Поскольку для пар с большим расстоянием между донором и акцептором кулоновский вклад в энергию излучаемого кванта меньше, то они формируют длинноволновое крыло полосы излучения. При

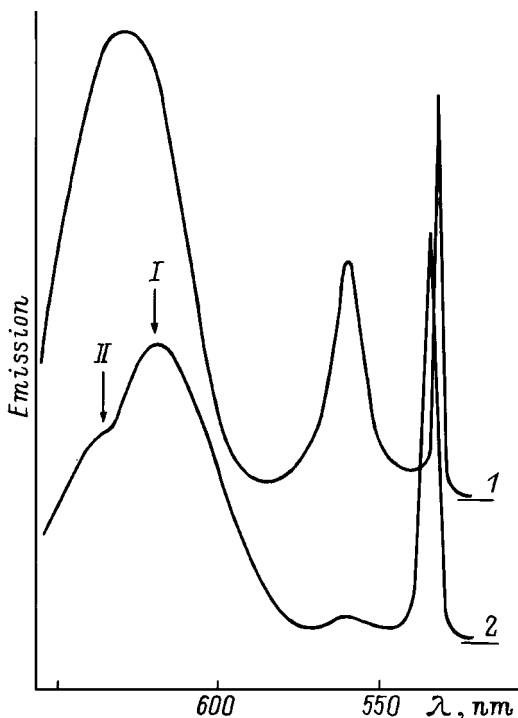


Рис. 6. СЛ кристалла HgI_2 , выращенного из раствора, при $T = 4.2$ (1) и 77 К (2).

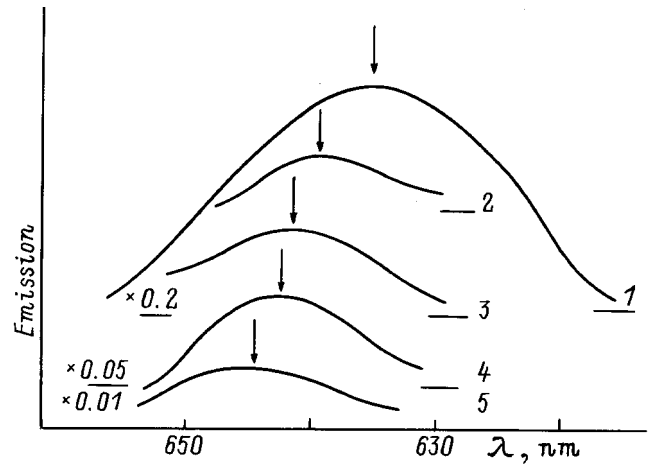


Рис. 7. СЛ при $T = 4.2$ К в стационарном режиме (1) и с задержкой 0.2 (2), 0.4 (3), 0.8 (4) и 1.5 с (5).

такой интерпретации сдвиг максимума излучения с увеличением интенсивности возбуждения связан с насыщением долгоживущих пар больших радиусов. Зная значения E_g и кулоновского члена взаимодействия, можно с точностью до энергии, определяемой перекрытием волновых функций основных состояний донора и акцептора, определить сумму их энергий ионизации. Воспользовавшись соотношением между значениями полуширины полосы излучения и кулоновского члена $\delta E = (0.6-0.76)E_C$ [17], для полосы 635 нм при 4.2 К получаем $E_C = 130-170 \text{ meV}$, что в свою очередь приводит к $(E_D + E_A) = 0.55-0.59 \text{ eV}$.

Можно сделать некоторые предположения о природе донора. Из экспериментов по термостимулированному току и люминесценции легированного серебром кристалла HgI_2 [5] известно, что введение в кристаллы анионных вакансий приводит к образованию донорного уровня с энергией ниже дна зоны проводимости на 0.26 eV, что прямо коррелирует с разгоранием полосы 635 нм. Если принять для E_D величину 0.26 eV, то энергия акцепторного уровня оценивается 0.29–0.33 eV, а значение среднего расстояния между парами — около 13 Å. При таких расстояниях излучение должно было бы представлять серию узких линий, соответствующих парам определенного радиуса. Мы считаем, что взаимодействие с низкоэнергетическими оптическими фонами приводит к размытию этой структуры.

Анализируя свойства полосы 620 нм (спектральное положение, полуширину, отсутствие временного разрешения и зависимости формы полосы от интенсивности возбуждения, спектр возбуждения), можно допустить, что она обусловлена излучательным переходом зона проводимости–нейтральный акцептор, причем в качестве акцептора могут выступать те же уровни, которые входят в донорно-акцепторные пары, отвечающие за полосу 635 нм. Сравнительно большие

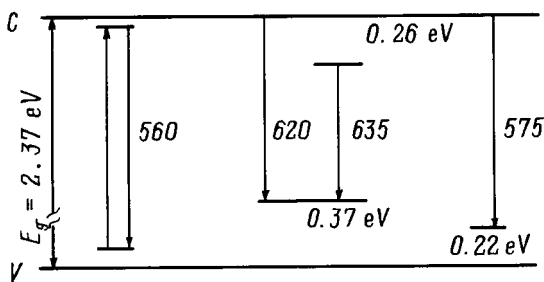


Рис. 8. Предполагаемая схема энергетических уровней при $T = 4.2\text{ K}$.

времена послесвечения, возможно, обусловлены присутствием мелкого донорного уровня. Таким образом, за излучение в красной области отвечает рекомбинация на заполненный дырками акцепторный уровень свободных (620 nm) и локализованных на донорах (635 nm) электронов. Энергия акцепторного уровня (0.37 eV), оцененная из спектрального положения полосы 620 nm, с учетом точности оценки кулоновской энергии по полуширине полосы 635 nm, удовлетворительно совпадает с энергией, определенной ранее. Данную интерпретацию подтверждает отсутствие резонансного поглощения в обсуждаемых полосах.

На основании полученных результатов можно предложить изображенную на рис. 8 энергетическую схему.

3. Экситонное излучение кристаллов HgI_2 из многокомпонентных систем, образованных в ходе твердофазных реакций (ТР) между HgI_2 и AgI

Как было показано в [15], в результате химической реакции между монокристаллами HgI_2 и AgI образуется сложная многофазная система — узкий однородный слой кристаллов тройного соединения Ag_2HgI_4 (продукта реакции), смещенный относительно начальной границы раздела в сторону AgI , и расположенные с обеих сторон от него области смеси фаз тройного соединения и соответствующих бинарных кристаллов. Распределение компонент в системе определяется режимом реакции (температурой и продолжительностью) и ориентацией монокристаллов. При достаточно высоких температурах реакции ($T > 90^\circ\text{C}$) спектры люминесценции и отражения HgI_2 регистрируются не только в зоне непрореагировавшего монокристалла HgI_2 , но и во всей зоне реакции вдоль нормали к плоскости контакта: HgI_2 сосуществует сначала с образовавшимися тройными кристаллами Ag_2HgI_4 , а затем по мере удаления от начальной границы раздела и с AgI . На рис. 9 представлены СЛ HgI_2 из системы, образованной в результате ТР при 90°C , в различных указанных

на схеме слоях. Видно, что спектр излучения HgI_2 трансформируется по мере продвижения вдоль оси диффузии. Вне зоны сосуществования кристаллических фаз СЛ имеет обычный для HgI_2 вид (кривая 1). Изменения начинаются вблизи контакта (кривые 2 и 3). В СЛ появляются полосы 545 и 575 nm. Как видно из этого рисунка, в системах полоса 545 nm присутствует в СЛ только очень узкого слоя, примыкающего к границе раздела контактирующих кристаллов, однако ее можно наблюдать и в СЛ монокристаллов (рис. 10). Полоса интенсивна в СЛ кристаллов, выращенных из раствора Ag_2HgI_4 в HI (кривая 1), и кристаллов, полученных МСС без пересыщения по иоду (кривая 2). Геометрия наблюдения полосы 545 nm в системах и способы роста кристаллов, в СЛ которых она наблюдается, позволяют связать излучение в этой области с анион-

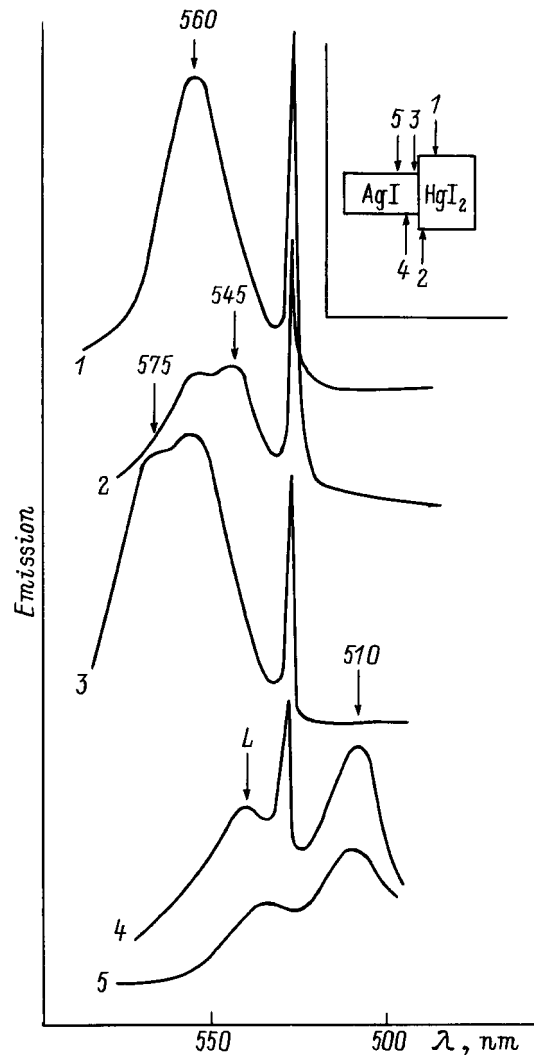


Рис. 9. СЛ при $T = 4.2\text{ K}$ кристаллов HgI_2 в различных местах системы, образованной твердофазной реакцией между монокристаллами HgI_2 и AgI при 92°C . Номера кривых соответствуют указанным на вставке положениям сколов.

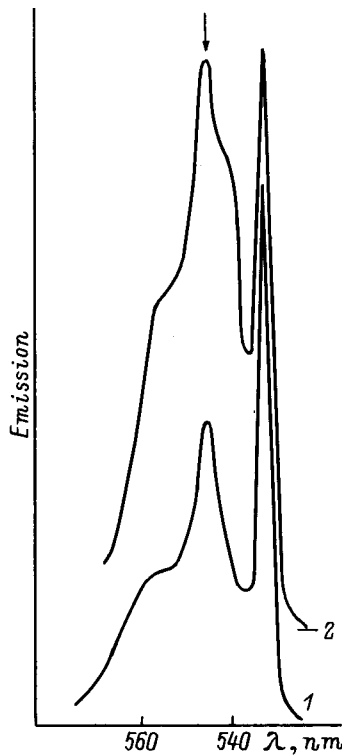


Рис. 10. СЛ при $T = 4.2$ К монокристаллов HgI_2 , выращенных из раствора Ag_2HgI_4 в HI (1) и МСС без пересыщения по иоду (2).

ными вакансиями. Это подтверждается наблюдением полосы в СЛ легированных серебром кристаллов [11].

В отличие от полосы 545 нм полоса 575 нм наблюдается только в СЛ кристаллов из систем, полученных в ходе ТР. Она присутствует в СЛ очень узкого, примыкающего к контакту со стороны AgI слоя системы, в котором, как показали спектроскопические и калориметрические исследования [15], HgI_2 существует в виде включений в тройном соединении. Принадлежность к спектру HgI_2 подтверждается тем, что полоса наблюдается и в СЛ систем, образованных реакцией между HgI_2 и CuI . Учитывая спектральное положение полосы ($E_{\text{rad}} = 2.16$ эВ), можно предположить, что она обусловлена излучательной рекомбинацией электрона зоны проводимости и дырки, захваченной поверхностной ловушкой (в HgI_2 известна поверхностная дырочная ловушка с энергией на 0.22 эВ выше потолка валентной зоны и с большим сечением захвата [18]). Проявление этого дефекта в узком слое систем может быть связано с относительно малыми размерами HgI_2 в нем и большим вкладом поверхности.

Интересной представляется эволюция спектра в области экситонного резонанса по мере удаления от границы раздела. Полоса экситонного излучения постепенно уширяется, и с длинноволновой стороны ее развивается широкое крыло L с максимумом

$\cong 540$ нм (кривая 4 на рис. 9). В спектрах наиболее удаленных слоев (кривая 5), где HgI_2 существует уже в виде мелких вкраплений в кристалле AgI , излучение в этой спектральной области представляется как одна широкая полоса. Учитывая, что переход от кривой 1 к кривой 5 соответствует увеличению структурного беспорядка в кристаллах HgI_2 , естественно связать полосу L , развивающуюся с длинноволновой стороны от свободных экситонов, с излучением экситонов, локализованных на флуктуациях кристаллического потенциала, с образованием непрерывных хвостов плотности состояний. Температурное поведение полосы при нагревании кристалла и зависимость формы излучения от интенсивности возбуждения (максимум полосы смещается в коротковолновую сторону при повышении температуры и увеличении интенсивности возбуждения) подтверждают это предположение.

Почти одновременно с появлением полосы L в СЛ возникает широкая полоса с максимумом около 510 нм, относительная интенсивность которой растет по мере удаления от исходного монокристалла HgI_2 (рис. 11) и которая еще на некотором расстоянии продолжает регистрироваться в СЛ после исчезновения обычного спектра HgI_2 . Широкая (до 80 меВ), иногда структурированная полоса 510 нм отсутствует в

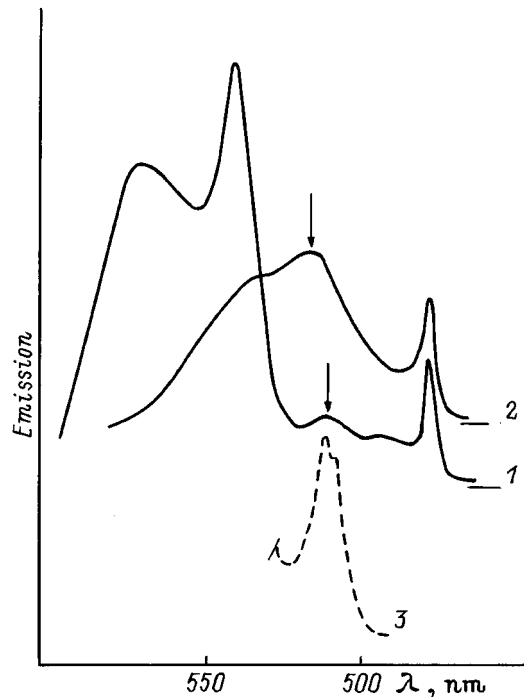


Рис. 11. СЛ при $T = 4.2$ К в различных местах системы, образованной при 100°C . Кривая 1 соответствует слою вблизи начальной границы раздела контактирующих кристаллов, кривая 2 — наиболее удаленному от границы слою, где еще регистрируется излучение HgI_2 . Для сравнения приведена кривая 3 — СЛ оранжевой модификации HgI_2 .

нелегированных и необработанных кристаллах HgI_2 , но всегда наблюдается в СЛ систем, образованных твердотельными реакциями при высоких ($T > 60^\circ\text{C}$) температурах вдоль всей многофазной области со стороны AgI . Обнаружено также, что полосу 510 nm можно наблюдать в СЛ от поверхности монокристалла AgI , прогретого в парах HgI_2 при 100°C , при этом в СЛ кроме нее присутствует широкая полоса L . Можно объяснить происхождение полосы 510 nm, учитывая, что кроме изучаемой тетрагональной $\alpha\text{-HgI}_2$ и желтой фазы, стабильной выше 134°C , существует метастабильная во всем исследованном температурном интервале оранжевая модификация [13]. На рис. 11 (кривая 3) изображен СЛ полученных нами по методу [19] кристаллов оранжевой модификации. Мы предполагаем, что полоса 510 nm обусловлена присутствием кристаллов оранжевой модификации HgI_2 , при этом распределение этой модификации в системе свидетельствует о том, что она появляется там, где в результате ионной диффузии или поверхностного осаждения образуются мелкие кристаллиты двуиодистой ртути. Это согласуется с нашими последними данными о стабилизации оранжевой модификации HgI_2 в образцах малых размеров [20].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 96-02-18710a).

Список литературы

- [1] R.H. Bube. Phys. Rev. **106**, 703 (1957).
- [2] В.А. Архангельская, П.П. Феофилов. Опт. и спектр. **2**, 1, 107 (1957).
- [3] Б.В. Новиков, М.М. Пимоненко. ФТП **4**, 11, 2077 (1970).
- [4] I.Kh. Akopyan, B.V. Novikov, S.A. Permogorov, A.V. Selkin, V.N. Travnikov. Phys. Stat. Sol. (b) **70**, 353 (1975).
- [5] S.B. Hyder. J. Appl. Phys. **48**, 1, 313 (1977).
- [6] J.L. Merz, Z.L. Wu, L. van den Berg, W.F. Schnepple. Nucl. Instr. Meth. **213**, 51 (1983).
- [7] И.Х. Акопян, Б.В. Бондаренко, Б.А. Казеннов, Б.В. Новиков. ФТТ **29**, 2, 419 (1987).
- [8] X.J. Bao, T.E. Schlesinger, R.B. James, R.H. Stulen, C. Ortale, L. van den Berg. J. Appl. Phys. **67**, 7265 (1990).
- [9] X.J. Bao, T.E. Schlesinger, R.B. James, C. Ortale, L. van den Berg. J. Appl. Phys. **68**, 6, 2951 (1990).
- [10] Н.Н. Овсяк. ФТТ **33**, 11, 3436 (1991).
- [11] C.Y. Hung, X.J. Bao, T.E. Schlesinger, R.B. James, A.Y. Cheng, C. Ortale, L. van den Berg. J. Appl. Phys. **73**, 4591 (1993).
- [12] C.C. Coleman. J. Cryst. Growth **6**, 2, 203 (1970).
- [13] R. Minder, G. Majni, C. Canali, G. Ottaviani, R. Stuck, J.P. Ponpon, G. Schwab, P. Siffert. J. Appl. Phys. **45**, 11, 5074 (1974).
- [14] M. Schieber, W.F. Schnepple, L. van den Berg, J. Cryst. Growth **33**, 125 (1976).
- [15] И.Х. Акопян, С.А. Соболева, Б.В. Новиков. ФТТ **36**, 9, 2495 (1994).
- [16] K. Takey, K. Sugihara, T. Kunisaki, H. Hagiwara, H. Kushima. Bull. fac. Eng. Myadzaki Univ. **29**, 25 (1983).
- [17] T.N. Morgan, T.S. Plashett, G.D. Petit. Phys. Rev. **80**, 845 (1969).
- [18] C. Manfredotti, R. Muzzi, L. Vasanelli. Solid. State. Commun. **21**, 53 (1977).
- [19] В.С. Горский. ЖЭТФ **5**, 2, 155 (1935).
- [20] И.Х. Акопян, О.Н. Волкова, Б.В. Новиков, Б.И. Вензель. ФТТ. В печати.