

## Внутрицентровая люминесценция $Mn^{2+}$ в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$ при сильном оптическом возбуждении

© В.Ф. Агеян, Н.Н. Васильев, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, 198904 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 7 сентября 1999 г.  
В окончательной редакции 28 октября 1999 г.)

Проведено сравнительное исследование кинетических свойств внутрицентровой  $3d$ -люминесценции ионов  $Mn^{2+}$  в разбавленных магнитных полупроводниках  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  и  $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$ . Влияние относительных концентраций катионных компонент на положение максимума внутрицентровой люминесценции свидетельствует о том, что введение магния увеличивает флуктуации кристаллического поля. В результате этого ослабляются процессы, способствующие нелинейному тушению люминесценции. Кинетика затухания  $3d$ -люминесценции в  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  сильно ускоряется при повышении уровня оптического возбуждения вследствие развития кооперативных процессов в системе возбужденных ионов марганца.

Оптические и магнитные свойства полупроводниковых твердых растворов группы II–VI с магнитной компонентой из группы железа и гетероструктур на их основе интенсивно изучаются в последние два десятилетия (см., например, [1–3]). Эти вещества являются разбавленными магнитными полупроводниками (РМП), интерес к которым определяется их сильными магнитными свойствами, обусловленными высокой концентрацией ионов с большим магнитным моментом незаполненной электронной  $3d$ -оболочки. Ион-ионное обменное взаимодействие приводит к магнитному упорядочению в парах и кластерах магнитных ионов. Благодаря обменному взаимодействию дырок и электронов с магнитными ионами образуются магнитные поляроны. Выстраивание магнитных моментов ионов во внешнем поле многократно усиливает поле внутри образца, сильно намагничивая свободные носители через механизм обмена и вызывая гигантские магнитооптические эффекты.

Наиболее изучаемыми являются РМП  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  и гетероструктуры  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$ . Одним из самых важных свойств РМП является наличие двух механизмов возбуждения и релаксации электронной системы — обычного зонного и внутрицентрового через уровни  $3d$ -оболочки  $Mn^{2+}$ . В  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  при  $T = 77$  К ширина запрещенной зоны  $E_g(x) = (1.59 + 1.55x)$  eV, порог возбуждения внутрицентровых переходов  $E_t = 2.15$  eV (концентрационная зависимость  $E_t$  слаба по сравнению с  $E_g(x)$ ). Таким образом, при  $x > 0.4$   $E_g(x) > E_t$ , и нижайшими возбужденными состояниями являются состояния  $3d$ -оболочки. Спектр поглощения  $3d$ -оболочки формируется переходами из основного состояния  ${}^6A_1(S)$  в возбужденные  ${}^4T_1(G)$ ,  ${}^4T_2(G)$ ,  ${}^4A_1(G)$ ,  ${}^4E(G)$ . Широкая полоса внутрицентровой люминесценции (переход  ${}^4T_1(G) \rightarrow {}^6A_1(S)$ ) имеет максимум около 2.0 eV, так что стоксовы потери значительны. Эта яркая люминесценция возбуждается и неоптическим методом при инжекции носителей, вследствие чего широкозонные кристаллы группы II–VI, содержащие Mn, применяются в электролюминесцентных устройствах [4].

Изучение  $3d$ -люминесценции  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  и других РМП в условиях сильного оптического возбуждения интересно в плане сравнения с инжекционным насыщением электролюминесцентных приборов. Спектроскопия внутрицентровых переходов представляет интерес и в других отношениях. В структурах с квантовыми ямами, где барьерным веществом является  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  с  $x > 0.4$ , барьерная  $3d$ -люминесценция влияет на кинетику излучательной релаксации в квантовой яме CdTe. Переходы в  $3d$ -оболочке являются интеркомбинационными, и при ее возбуждении момент иона  $Mn^{2+}$  уменьшается от  $5/2$  до  $3/2$ , ослабляя соответственно внутреннее поле и обменные взаимодействия. Это в свою очередь приводит к фотоиндуцированному изменению магнитных и магнитооптических свойств.

В качестве других аспектов спектроскопических исследований внутрицентровых процессов можно назвать насыщение поглощения и оптическую бистабильность на полосах  $3d$ -поглощения, актуальные при сильном оптическом возбуждении [5], и свойства нанокристаллов группы II–VI, содержащих Mn [6].

В последнее время усилилось изучение полупроводников группы II–VI, содержащих легкие элементы, и гетероструктур на их основе, что связано с интересом к продвижению в коротковолновую область спектра. Появились и новые многокомпонентные РМП, в частности,  $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$  [7], применяющийся в гетероструктурах с различными комбинациями магнитных и немагнитных квантовых ям и барьеров [8]. Трехкатионные РМП позволяют независимо управлять величиной  $E_g$ , которая определяется значениями  $x$  и  $y$  (в  $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$   $E_g(x, y) = (1.59 + 1.55x + 1.80y)$  eV), и магнитными свойствами, определяющимися значением  $x$ . На этом принципе были созданы сверхрешетки, в которых потенциальный профиль появляется только во внешнем магнитном поле и зависит от ориентации спиновых моментов электронов и дырок [9].

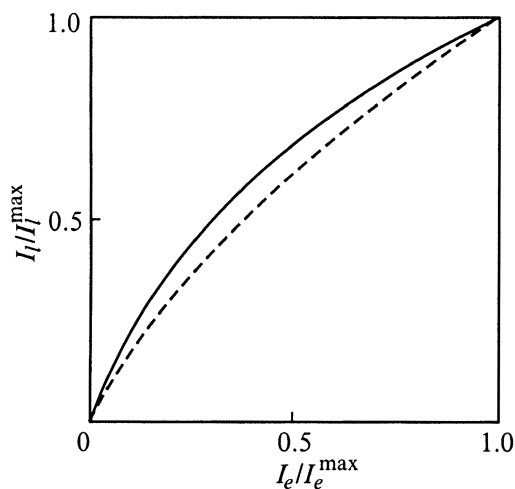
Ранее мы сообщали о концентрационной и температурной зависимостях насыщения внутрицентровой  $3d$ -люминесценции в  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  при повышении уровня оптического возбуждения [10]. В настоящей работе исследованы влияние уровня возбуждения на кинетику  $3d$ -люминесценции в  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  и особенности этой люминесценции в трехкатионном РМП  $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$ .

## 1. Эксперимент

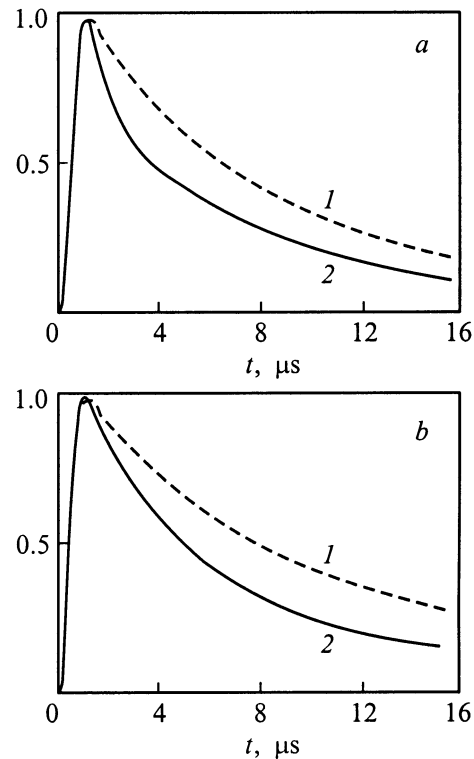
Монокристаллы  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ( $x = 0.4-0.75$ ) и  $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$  ( $x = 0.05-0.55$ ,  $y = 0.25-0.55$ ) были выращены по методу Бриджмена–Стокбаргера. Интегральная интенсивность полосы  $2\text{ eV}$   $3d$ -люминесценции регистрировалась от свежих сколов в режиме постоянного тока и с временным разрешением  $100\text{ ns}$  при  $T = 4$  и  $77\text{ K}$ . Оптическое возбуждение производилось второй гармоникой  $Nd^{3+}$ -YAG лазера с энергией фотонов  $2.34\text{ eV}$ , длительностью импульсов  $0.15\text{ }\mu\text{s}$ , частотой повторения  $1\text{ kHz}$  и числом фотонов в импульсе до  $10^{13}$ . Плотность возбуждения  $I_e$  в максимуме импульса достигала  $9\text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ , для исследований при слабом возбуждении до  $50\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  применялся  $Ar^+$  лазер. Измерения  $I_e$  проводилось методом электрооптического сканирования в модуляторе МЛ-102А. Фотопроводимость измерялась в импульсных электрических полях до  $10\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ .

## 2. Экспериментальные результаты

Для сравнения с результатами исследования  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [10] определены зависимости интенсивности люминесценции  $I_l$  от  $I_e$  для РМП  $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$ . Значения интенсивности измерялись



**Рис. 1.** Зависимости пиковых значений импульсов люминесценции  $I_l$  в РМП  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$  (сплошная линия) и  $Cd_{0.25}Mn_{0.5}Mg_{0.25}Te$  (штриховая линия) от интенсивности оптического возбуждения  $I_e$ .  $I_e^{\text{max}} = 2\text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ,  $T = 77\text{ K}$ .



**Рис. 2.** Кинетика затухания полосы излучения  $2\text{ eV}$  при минимальной и максимальной интенсивностях импульсного возбуждения  $I_e^{\text{min}} = 0.1\text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  (1) и  $I_e^{\text{max}} = 9\text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  (2) в РМП  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$  (a) и  $Cd_{0.25}Mn_{0.5}Mg_{0.25}Te$  (b).

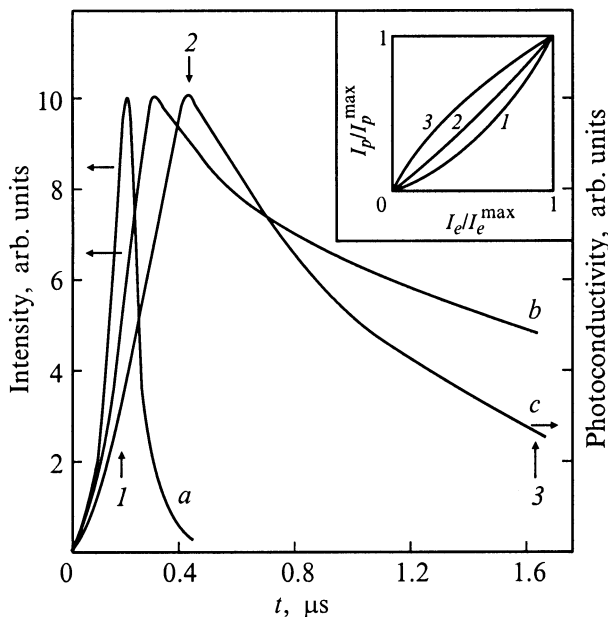
в максимуме импульса люминесценции интегрально по полосе  $2\text{ eV}$ . На рис. 1 приведены данные для двух образцов с одинаковым содержанием  $Mn$  —  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$  и  $Cd_{0.25}Mn_{0.5}Mg_{0.25}Te$ . Видно, что при введении  $Mg$  эффект насыщения сильно ослабляется. Изменение концентрации  $Mn$  ( $y$ ) в широких пределах от  $0.05$  до  $0.55$  не влияет существенно на зависимость  $I_l(I_e)$ . Уменьшение нелинейности этой зависимости в трехкатионном РМП может быть связано с усилением флуктуаций кристаллического поля в твердом растворе, которого следует ожидать при введении в него  $Mg^{2+}$ , ионный радиус которого ( $0.74\text{ \AA}$ ) много меньше, чем ионные радиусы  $Cd^{2+}$  ( $0.99\text{ \AA}$ ) и  $Mn^{2+}$  ( $0.91\text{ \AA}$ ). Увеличение разброса величин локальных полей, в которых находятся ионы  $Mn^{2+}$ , ослабляет миграцию возбуждения и делает линейную излучательную релаксацию в  $Mn^{2+}$  (полоса  $2\text{ eV}$ ) более вероятной по сравнению с возможными нелинейными процессами.

Рис. 2 иллюстрирует кинетику затухания полосы люминесценции  $2\text{ eV}$  для различных уровней импульсного возбуждения. С ростом  $I_e$  сильно меняется скорость затухания внутрицентровой люминесценции в  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$ , тогда как кривая затухания для  $Cd_{0.25}Mn_{0.5}Mg_{0.25}Te$  при  $I_e = 9\text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  соответствует кривой затухания для  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$  при значениях  $I_e$  на порядок меньших. Это согласуется с ослаблением насыщения люминесценции при введении в твердый раствор магния.

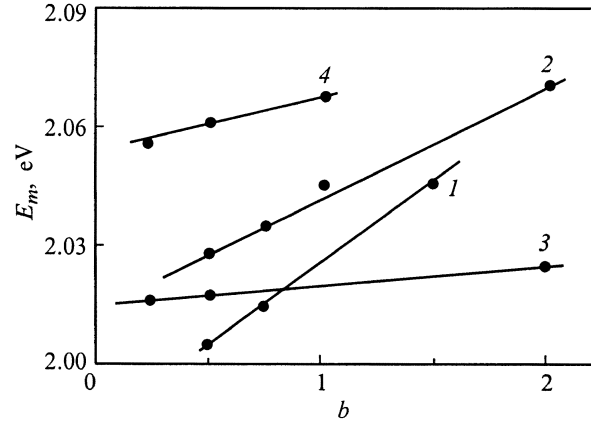
Полученные результаты демонстрируют развитие при высоких уровнях  $I_e$  некоторого эффективного механизма нелинейного тушения в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , ограничивающего излучательную релаксацию, и ослабление этого механизма при введении в твердый раствор магния.

Импульс фототока  $I_p$  (рис. 3) получен при возбуждении РМП  $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$  с  $E_g(0.5) = 2.38 \text{ eV}$  световым импульсом с энергией квантов  $2.34 \text{ eV}$ , т.е. межзонный переход не осуществляется и возбуждение происходит только в полосу поглощения  $3d$ -оболочки ионов  $\text{Mn}^{2+}$ . На вставке к рис. 3 показаны зависимости  $I_p(I_e)$  для различных моментов регистрации фототока относительно его максимального значения. При регистрации в момент возбуждения кристалла лазерным импульсом эта зависимость является сверхлинейной, т.е. характерной для двухфотонного (двухступенчатого) образования свободных носителей при возбуждении  $3d$ -оболочки.

Влияние катионного замещения на энергетическое положение максимума  $E_m$  внутрицентральной люминесценции  $\text{Mn}^{2+}$  может быть индикатором изменения внутрикристаллического поля. Измерения, проведенные на серии образцов  $\text{Cd}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Mg}_y\text{Te}$  с различными значениями  $x$  и  $y$ , показывают, что замещение  $\text{Mn}-\text{Cd}$  при фиксированной концентрации  $\text{Mg}$  мало влияет на  $E_m$ , однако увеличение  $y$  при замещениях  $\text{Mg}-\text{Cd}$  и  $\text{Mg}-\text{Mn}$  существенно сдвигает  $E_m$  в коротковолновую сторону (рис. 4). Таким образом, предположение об усилении флуктуаций локального поля, действующего на ионы  $\text{Mn}^{2+}$ , при введении  $\text{Mg}$  подтверждается, и это должно оказывать существенное влияние на нелинейные свойства



**Рис. 3.** Импульсы лазера ( $a$ ), люминесценции ( $b$ ) и фотопроводимости ( $c$ ) в РМП  $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$ ,  $T = 77 \text{ K}$  (кривые нормированы). На вставке приведены зависимости величины фототока  $I_p$  от  $I_e$  для различных моментов регистрации  $t$  относительно максимума фотопроводимости (указаны на рисунке стрелками).  $I_e^{\max} = 9 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ .



**Рис. 4.** Влияние относительных концентраций катионных компонент на положение максимума внутрицентральной люминесценции  $E_m$  иона  $\text{Mn}^{2+}$  в РМП  $\text{Cd}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Mg}_y\text{Te}$ . 1 —  $b = y/(1-x-y)$ ,  $x = 0.375$  (замещение  $\text{Mg}-\text{Cd}$ ); 2 —  $b = y/x$ ,  $1-x-y = 0.25$  (замещение  $\text{Mg}-\text{Mn}$ ); 3 —  $b = x/(1-x-y)$ ,  $y = 0.25$  (замещение  $\text{Mn}-\text{Cd}$ ); 4 —  $b = x/(1-x-y)$ ,  $y = 0.5$  (замещение  $\text{Mn}-\text{Cd}$ ). Линии проведены для лучшего зрительного восприятия.

внутрицентральной люминесценции в  $\text{Cd}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Mg}_y\text{Te}$ . В изменение свойств внутрицентральной люминесценции  $\text{Mn}^{2+}$  в трехкатионном РМП вносит вклад и увеличение концентрации дефектов, сопровождающее усложнение состава твердого раствора. Образование таких дефектов, в частности, уменьшает квантовый выход люминесценции по сравнению с  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .

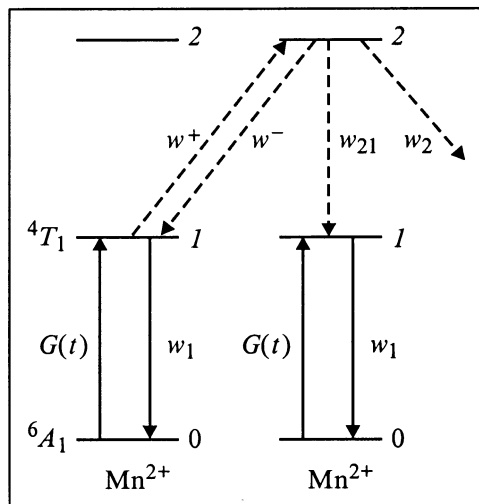
### 3. Обсуждение результатов

В работе [10] мы отмечали, что нелинейность зависимости  $I_p(I_e)$  в большой степени определяется передачей возбуждения с иона  $\text{Mn}^{2+}$  на такой же возбужденный ион. Этот механизм кооперативного тушения, схема которого приведена на рис. 5, применялся, в частности, к кристаллам, активированным редкоземельными ионами [11]. Заселение возбужденных состояний  $\text{Mn}^{2+}$  описывается уравнениями

$$\begin{aligned} dn_1/dt &= G(t) - w_1 n_1 - 2q_1 n_1^2 + w_{21} n_2, \\ dn_2/dt &= q_1 n_1^2 - w_{21} n_2 - w_2 n_2, \\ G(t) &= \alpha I_e(t)/h\nu, \end{aligned} \quad (1)$$

где три из четырех параметров  $w_1, q_1, w_{21}, w_2$  являются независимыми.

Квант  $h\nu = 2.34 \text{ eV}$  переводит ион  $\text{Mn}^{2+}$  из состояния  $0$  (уровень  ${}^6A_1$ ) в состояние  $I$  (уровень  ${}^4T_1$ ). Уровень  $I$  характеризуется концентрацией  $n_1$ , скоростью линейной релаксации в состояние  $0$   $w_1$ , которая имеет излучательную и безизлучательную составляющие, и скоростью кооперативного тушения  $w^+ = 2q_1 n_1$  ( $q_1$  — константа связи). Величина  $w^+$  зависит от вероятности события  $(I + I) \rightarrow (0 + 2)$ , при котором два



**Рис. 5.** Трехуровневая схема ионов  $Mn^{2+}$  в РМП  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$ , иллюстрирующая механизмы кооперативного возбуждения и его релаксации (обозначения см. в тексте).

соседних иона  $Mn^{2+}$ , находящиеся в возбужденном состоянии  $1$ , превращаются в невозбужденный ион (состояние  $0$ ) и ион, возбужденный в состояние  $2$  (рис. 5). Кооперативный процесс определяется также эффективностью миграции экситонов типа Френкеля по ионам  $Mn^{2+}$ . Миграция в свою очередь зависит от концентрации марганца, температуры, флуктуаций кристаллического поля и скорости линейной релаксации  $1 \rightarrow 0$ , причем введение магния меняет два последних параметра. В уравнение (1) входят также следующие величины:  $\alpha$  — коэффициент поглощения на частоте  $h\nu$ ;  $I_e(t)$  — интенсивность импульсного возбуждения;  $n_2$  — концентрация ионов  $Mn^{2+}$  в состоянии  $2$ , определяемая следующими составляющими: 1) скоростью кооперативного возбуждения  $w^+$ ; 2) скоростью  $w_{21}$  линейной релаксации из состояния  $2$  в состояние  $1$ ; 3) скоростью  $w_2$  линейной релаксации — излучательной и безызлучательной, из состояния  $2$  в любые состояния кроме  $1$ .

Таким образом, вклад кооперативного процесса в нелинейное тушение определяется соотношением скоростей  $w_1, w_2$  и  $w_{21}$ . В приближении слабого возбуждения, когда не учитываются квадратичные члены,  $dn_1/dt = \alpha I_e/h\nu - w_1 n_1$ , и это соотношение определяет скорость линейной релаксации, от которой зависят интенсивность и кинетика затухания полосы внутрицентрового излучения  $2eV$  (переход  $1 \rightarrow 0$ ). Обработка экспериментальных данных при  $T = 77K$  дает для РМП  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$   $w_1 = 7 \cdot 10^4 s^{-1}$  (время затухания  $\tau_1 = 15 \mu s$ ). Для  $Cd_{0.25}Mn_{0.5}Mg_{0.25}Te$  величина  $w_1$ , как и ожидалось, больше и составляет  $4 \cdot 10^5 s^{-1}$ .

Миграция возбуждения, соответствующего состояния  $1$  иона  $Mn^{2+}$ , усиливается при нагревании кристалла. Многие эксперименты указывают на то, что в области  $80K$  и выше происходит существенное уменьшение разности конфигурационных координат для состояний  $0$

и  $1$  [12,13]. Таким образом, при повышении температуры не только усиливаются процессы с участием фотонов, но и уменьшается энергетический барьер для прыжка возбуждения. Миграция становится более "резонансной", не требующей значительного изменения координат лигандов при возбуждении иона марганца. Что касается динамики кооперативного процесса, то переход  $1 \rightarrow 0$  сопровождается при низких температурах значительными стоковыми потерями, в то время как при переходе  $1 \rightarrow 2$  конфигурационная координата меняется мало. Это означает, что кооперативный процесс даже при низких температурах не требует значительной колебательной релаксации в окружении уже возбужденного иона  $Mn^{2+}$  (состояние  $1$ ) при переносе на него второй порции возбуждения.

Линейная релаксация из состояния  $2$  описывается скоростью  $w_2$  и может происходить следующими способами: 1) передача возбуждения с уровня  $2$  иона  $Mn^{2+}$  на зонные состояния с последующим возвращением возбуждения со дна зоны проводимости на уровень  $1$  иона  $Mn^{2+}$ ; 2) излучательная или безызлучательная релаксация  $2 \rightarrow 1$  внутри иона марганца. Вероятность автоионизации из состояния  $2$  в зону должна значительно превышать вероятность внутриионной релаксации, так как уровень  $2$  находится в области высокой плотности состояний зоны проводимости. После переноса электрона в зону проводимости происходит его быстрая релаксация на дно зоны проводимости с излучением оптических фононов. К этому состоянию применяется второе уравнение из системы (1). Далее происходят либо образование экситона Ванье и его излучательная рекомбинация со скоростью  $w_2$  (межзонное излучение), либо возвращение электрона на  $3d$ -уровни марганца со скоростью  $w_{21}$ . Величину  $w_2/w_{21}$  можно оценить, сравнив интенсивности межзонной и внутриионной люминесценций, отношение которых зависит от взаимного положения дна зоны проводимости и порога возбуждения  $3d$ -люминесценции  $Mn^{2+}$ . Известно, что межзонная экситонная люминесценция при увеличении  $x$  (начиная с  $x = 0.4$ ) быстро ослабляется, так что в исследованном образце  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$  она на порядок слабее, чем внутриионная люминесценция марганца. Этот механизм объясняет слабую фоточувствительность кристаллов  $CdMnTe$  и  $CdMnMgTe$ : Электроны в зоне проводимости возникают в результате кооперативного процесса и после быстрого охлаждения уходят из нее на уровни марганца. Импульс фототока в таких условиях должен быть пропорционален  $n_1^2(t)$ . Результаты обработки зависимости  $n_1(t)$  (кинетика внутрицентровой люминесценции) и импульса фототока согласуются с этой зависимостью.

Предложенная модель хорошо описывает экспериментально измеренную кинетику затухания полосы  $2eV$  для уровней возбуждения РМП  $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$ , близких к минимальному и максимальному при следующих значениях параметров:  $w_1 = 7 \cdot 10^4 s^{-1}$  ( $\tau = 15 \mu s$ ),  $q = 4 \cdot 10^{-13} s^{-1} cm^3$ ,  $w_{21} = 5 \cdot 10^4 s^{-1}$ ,  $w_2 = 2 \cdot 10^4 s^{-1}$ .

Для максимальных уровней накачки скорость кооперативного процесса  $qn_1^{\max} = 4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  и на порядок выше скорости линейной релаксации  $w_1$ . Максимальной накачке соответствуют заселенности уровней 1 и 2  $n_1 = 9 \cdot 10^{17}$  и  $n_2 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . При средних уровнях возбуждения эксперимент согласуется с моделью лишь при нескольких значениях параметров, что требует уточнения модели.

Другой причиной нелинейности  $I_l(I_e)$  может быть двухступенчатое (или двухфотонное) поглощение света в одном ионе  $\text{Mn}^{2+}$ . В этом случае уравнения, определяющие кинетику заселенности уровней 1 и 2, можно записать в виде

$$dn_1/dt = G(t) - w_1 n_1 - \sigma I_e(t) n_1 + w_{21} n_2,$$

$$dn_2/dt = \sigma I_e(t) n_1 - w_{21} n_2 - w_2 n_2,$$

$$G(t) = \alpha I_e / h\nu,$$

где  $\sigma$  — сечение двухступенчатого поглощения  $0 \rightarrow 2$  через уровень 1. В этом случае процесс также описывается четырьмя параметрами, из которых три независимы. Анализ нашего эксперимента показывает, что даже при максимальном уровне возбуждения этот механизм не может удовлетворить данным о кинетике полосы 2 eV. Принципиальное отличие от модели кооперативного процесса заключается в том, что двухфотонные и двухступенчатые механизмы ограничены во времени продолжительностью лазерного импульса.

Итак, в нашей работе исследована нелинейность внутрицентральной люминесценции ионов  $\text{Mn}^{2+}$  в РМП  $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$ , связанная с кооперативным тушением, и оценены факторы, ослабляющие нелинейность при введении в этот РМП третьей катионной компоненты — магния.

## Список литературы

- [1] O. Goede, W. Heimbrodt. Phys. Stat. Sol. **B146**, 11 (1988).
- [2] J.K. Furdyna. J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [3] P.A. Wolff. Semiconductors and Semimetals Vol. 25 / Ed. by J.K. Furdyna, J. Kossut. Academic Press, London (1988).
- [4] A. Fuh, R.P. Gallinger, O. Caporaletti. Can. J. Phys. **65**, 1060 (1987).
- [5] K. Dou, S.H. Huang, J.Q. Yu, W.P. Qin et al. Solid State Commun. **76**, 1165 (1990).
- [6] Y. Oka, K. Yanata. J. Lumin. **70**, 21 (1996).
- [7] V.F. Aguekian, L.K. Gridneva, A. Yu. Serov. Solid State Commun. **87**, 635 (1993).
- [8] R. Hellman, A. Euteneuer, E.O. Gobel, G. Mackh et al. Cryst. Growth **159**, 976 (1996).
- [9] M. von Ortenberg. Phys. Rev. Lett. **49**, 1041 (1982).
- [10] В.Ф. Агекян, Н.Н. Васильев, А.Ю. Серов. ФТТ **41**, 49 (1999).
- [11] В.В. Овсянкин, П.П. Феофилов. Оптика и спектроскопия **37**, 262 (1973).
- [12] J. Watanabe, H. Arai, T. Nouchi, J. Nakahara. J. Phys. Soc. Japan **61**, 2227 (1992).
- [13] J.E. MacKay, W.M. Becker, J. Spalek, U. Debska. Phys. Rev. **42**, 1743 (1990).