

Экситонная и внутрицентровая люминесценция в структурах с квантовыми ямами $\text{Cd}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Te}/\text{Cd}_{0.5}\text{Mg}_{0.5}\text{Te}$

© В.Ф. Агемян, Н.Н. Васильев, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов, G. Karczewski*

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, 198504 Санкт-Петербург, Петродворец, Россия

* Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, 02-668 Warsaw, Poland

E-mail: avf@VA4678.spb.edu

(Поступила в Редакцию 1 февраля 2005 г.)

Исследованы люминесценция экситонов и внутрицентровая люминесценция (ВЛ) ионов Mn^{2+} в структурах $\text{Cd}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Te}/\text{Cd}_{0.5}\text{Mg}_{0.5}\text{Te}$ с квантовыми ямами (КЯ) шириной 7, 13 и 26 монослоев. Установлено, что в КЯ интенсивность люминесценции экситонов относительно интенсивности ВЛ на порядки больше, чем в объемных кристаллах. Спектральное положение контура ВЛ марганца заметно изменяется при переходе от объемного кристалла к КЯ того же состава. Неэкспоненциальные участки кривых затухания ВЛ определяются миграцией возбуждения и кооперативным процессом (upconversion), роль которого велика при сильном возбуждении и эффективной миграции. Константа затухания ВЛ τ при 77 К на экспоненциальном участке увеличивается при сужении КЯ. В отличие от объемного кристалла $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$ в КЯ τ значительно уменьшается при охлаждении от 77 до 4 К.

Работа частично поддержана грантом Е02-3.4-426 Минобразования РФ.

1. Введение

Кристаллы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$, в которых часть катионов замещена элементами группы железа, составляют наиболее известное семейство разбавленных магнитных полупроводников (РМП). Специфические свойства РМП, приводящие, в частности, к гигантским магнитооптическим эффектам и образованию магнитных поляронов, определяются большим магнитным моментом недостроенных $3d$ -оболочек. Благодаря этому существует сильное обменное взаимодействие между магнитными атомами и между магнитными атомами и электронами [1,2]. Другим отличительным свойством РМП являются внутрицентровые оптические переходы между электронными уровнями $3d$ -оболочки ионов группы железа: поглощение и люминесценция. Яркая внутрицентровая фото- и электролюминесценция ионов Mn^{2+} находится в видимой области спектра. Это делает РМП на основе марганца привлекательными для фундаментальных и прикладных исследований. Уменьшение квантового выхода внутрицентровой люминесценции (ВЛ) при высокой концентрации марганца связано с миграцией возбуждения; следовательно, частичное или полное подавление миграции в структурах с пониженной размерностью может существенно изменить зависимость параметров ВЛ от температуры, концентрации ионов Mn^{2+} и уровня оптического возбуждения (или величины электрического тока для электролюминесценции). На параметры ВЛ могут также существенно повлиять квантово-размерные эффекты. Одним из самых популярных РМП является $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, где внутрицентровые переходы между уровнями ${}^6\text{A}_1$ и ${}^4\text{T}_1$ можно наблюдать при $x > 0.4$ [1,3–5]. Основное состояние ${}^6\text{A}_1$ нечувствительно к величине кристаллического поля, тогда как излучающий уровень ${}^4\text{T}_1$ понижается при увеличении

поля, так что порог возбуждения и полоса ВЛ Mn^{2+} смещаются в сторону низких энергий [6].

В настоящее время подробно изучены объемные кристаллы и нанокристаллы РМП, содержащих марганец. Среди активированных наноструктур ВЛ Mn^{2+} исследовалась в широкозонных нанокристаллах $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ [7–18]. В многочисленных работах всесторонне изучено экситонное излучение из квантовых ям (КЯ) $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с низким содержанием марганца, а также исследована ВЛ Mn^{2+} из широких барьеров в $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{Te}$ [19,20]. Интерес к низкоразмерным структурам, содержащим оптически активные ионы, усилился после появления работ [21,22], в которых теоретически обоснованы сильные изменения параметров внутрицентровых переходов в $3d$ - и $4f$ -оболочках ионов групп железа и редкоземельных ионов при пространственном и квантовом ограничении, характерных для низкоразмерных систем. Причинами изменений являются усиление $sp-d$ - и $sp-f$ -гибридизации вследствие квантово-размерного эффекта, ослабление миграции возбуждения по ионам, ускорение передачи энергии от зонных состояний матрицы (экситонов) в $3d$ - или $4f$ -оболочки. На характеристики ВЛ в наноструктурах должны также влиять изменения кристаллического поля и электрон-фононного взаимодействия. Авторы некоторых исследований пришли к заключению, что выводы работ [21,22], в частности уменьшение на порядки времени затухания ВЛ Mn^{2+} в нанокристаллах, экспериментально подтверждаются [16–18,22], однако существует мнение, что быстрая компонента люминесценции нанокристаллов не связана с внутрицентровыми переходами марганца [9,18]. В работах [7,23] показано, что при хорошей пассивации поверхности нанокристаллов удается значительно повысить квантовый выход ВЛ марганца.

Радиационное время τ_0 для уровня 4T_1 зависит также от коэффициента преломления n матрицы. В соответствии с [24,25]

$$\tau_0 = f^{-1} \lambda_0 / [(n + 2)^2 n],$$

где f — сила осциллятора перехода, λ_0 — длина волны в вакууме, а n определяется в объеме вокруг излучающего центра, значительно меньшем, чем λ_0^3 . На величину n в исследованных нами сверхрешетках влияет замещение марганца магнием при переходе от КЯ к барьеру. Важным обстоятельством является зависимость n в спектральной области ВЛ Mn^{2+} от энергетического расстояния между порогом внутрицентрового возбуждения и уровнем экситона, которое можно регулировать. В объемном кристалле $Cd_{1-x}Mn_xTe$ это расстояние определяется значением x , а в наноструктурах — значением x и квантово-размерным сдвигом экситонного уровня.

В настоящей работе исследованы ВЛ Mn^{2+} и люминесценция экситонов в КЯ $Cd_{1-x}Mn_xTe$ различной ширины с высоким содержанием марганца, проведено сравнение кинетики ВЛ в объемных кристаллах и КЯ.

2. Методика эксперимента

Методом МВЕ выращена серия сверхрешеток (СР) $Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{0.5}Mg_{0.5}Te$, содержащих 100 или 80 периодов. В образцах № 1–3 ширины КЯ L_z составляют 7, 13 и 26 монослоев (ML) соответственно ($x = 0.4$), в образце № 4 $L_z = 13$ ML ($x < 0.4$), во всех СР ширина барьеров $Cd_{0.5}Mg_{0.5}Te$ равна 46 ML. Структуры относятся к типу I, высота барьеров составляет около 100 meV в зоне проводимости и 60 meV в валентной зоне. СР выращены на подложках GaAs (100) с буферными слоями CdTe (4.2 μm) и $Cd_{0.5}Mg_{0.5}Te$ (0.4 μm) и покрыты защитным слоем $Cd_{0.5}Mg_{0.5}Te$ (40 nm). Люминесценция возбуждалась при 4 и 77 К непрерывным аргон-ионным лазером и второй гармоникой YAG:Nd³⁺-лазера с длительностью импульсов около 10^{-8} s и частотой повторения 1 kHz, так что временной промежуток между импульсами был намного больше времени затухания ВЛ Mn^{2+} .

3. Результаты и их обсуждение

3.1 Спектры люминесценции. Во всех образцах наблюдаются полосы излучения экситонов из КЯ и барьеров, ширина и относительная интенсивность этих полос мало меняются в интервале температур 4–77 К. При одинаковых условиях возбуждения в образцах № 2 ($L_z = 13$ ML) и № 3 ($L_z = 26$ ML) доминирует экситон КЯ, однако в образце № 1 ($L_z = 7$ ML) значительно сильнее барьерный экситон (рис. 1). В последнем случае релаксация свободных носителей и экситонов в узкую КЯ происходит медленно, так что, с одной стороны, люминесценция барьерных экситонов интенсивна, а с другой — практически все экситоны в КЯ успевают безызлучательно передать свою энергию в 3d-оболочку ионов марганца. В образце № 4, где экситонный уровень

расположен ниже порога внутрицентрового возбуждения Mn^{2+} , ВЛ Mn^{2+} слаба по сравнению с остальными образцами.

КЯ содержат ионы Mn^{2+} , расположенные на интерфейсе и внутри КЯ. Кристаллическое поле, действующее на Mn^{2+} , определяется в основном ближайшим анионным окружением, однако было показано, что на положение максимума ВЛ заметно влияют относительные концентрации катионов, поскольку от типа катиона зависят средние межатомные расстояния. Сдвиг максимума происходит как при изменении концентрации марганца ($Cd_{1-x}Mn_xTe$), что может отчасти определяться $d-d$ -взаимодействием, так и при фиксированной концентрации марганца (например, в $Cd_{1-x-y}Mn_xMg_yTe$ при изменении концентрации магния [26,27]). В наших

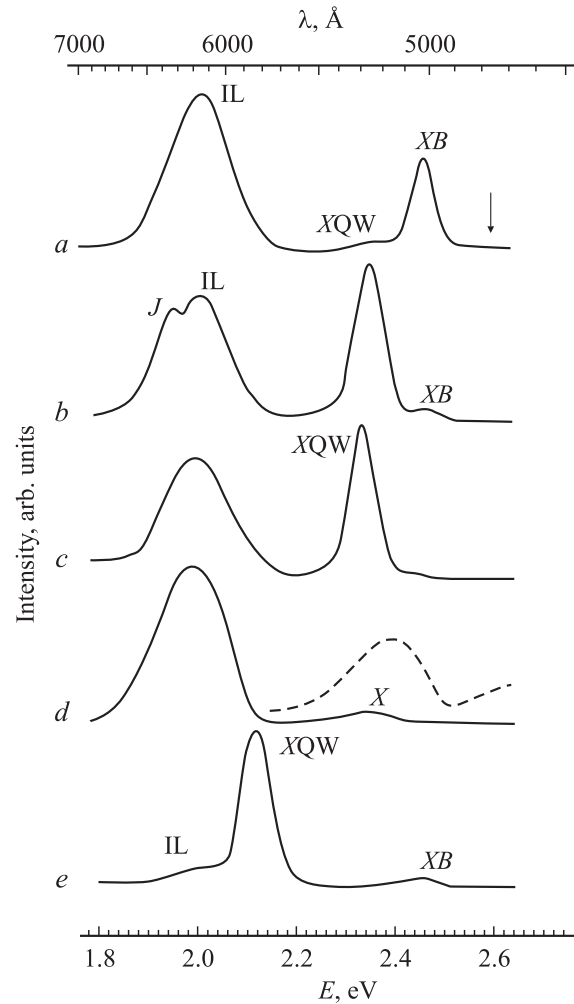


Рис. 1. Спектры люминесценции структур с квантовыми ямами $Cd_{1-x}Mn_xTe/Cd_{0.5}Mg_{0.5}Te$ при постоянном возбуждении с $I_E = 10 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $T = 77 \text{ K}$. *a* — образец № 1 (7 ML), *b* — образец № 2 (13 ML), *c* — образец № 3 (26 ML), *d* — объемный кристалл $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$, *e* — образец № 4 (13 ML). IL — внутрицентровая люминесценция Mn^{2+} , XQW и XB — экситоны квантовой ямы и барьера, J — линия неизвестного происхождения, X — экситон объемного кристалла. Штриховой линией показан спектр отражения объемного $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$.

СР на интерфейсные ионы марганца действует более слабое кристаллическое поле. В образце № 1 с узкой КЯ, где велика доля интерфейсных ионов, следует ожидать максимального сдвига ВЛ в сторону больших энергий. Более того, кристаллическое поле, в котором находится интерфейсный ион Mn^{2+} , имеет пониженную симметрию, что должно инициировать увеличение силы осциллятора запрещенного $d-d$ -перехода по сравнению с переходами в ионах, расположенных внутри КЯ, и тем самым усиливать высокоэнергетическое крыло контура ВЛ. Из рис. 2 виден значительный сдвиг полосы ВЛ для СР в сторону больших энергий по сравнению с объемным кристаллом $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$ (изменение x от 0.4 до 0.5 не дает существенного сдвига полосы ВЛ), однако контуры излучения для образцов № 1 и 3 различаются мало. Определенный вклад в сдвиг ВЛ для СР может вносить изменение электрон-фононного взаимодействия, зависящее от ширины КЯ и элементного состава барьера. На контуры ВЛ в СР налагаются полосы интерференции в буферном слое, расстояния между которыми в несколько раз меньше ширины контура ВЛ.

Однородное и неоднородное уширения полосы ВЛ близки по величине при высокой концентрации марганца; в объемном $Cd_{0.4}Mn_{0.6}Te$, согласно [28], они равны 85 и 70 meV соответственно при 15 К. Неоднородное уширение связано с влиянием на кристаллическое поле дефектов и статических флуктуаций концентрации компонентов твердого раствора. Качество слоев, приготовленных методом МВЕ, должно быть много выше, чем качество объемного кристалла, выращенного методом Бриджмена. Однако неоднородное уширение определяется в основном собственными свойствами твердого раствора, так что заметного сужения полосы ВЛ Mn^{2+}

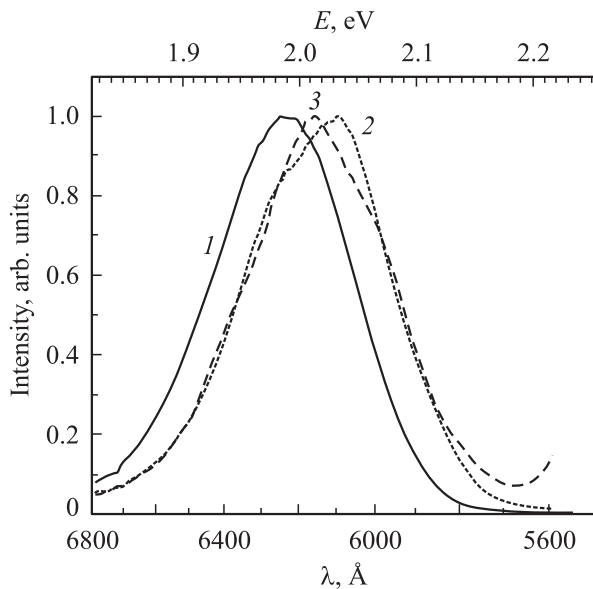


Рис. 2. Внутрицентровая люминесценция Mn^{2+} , нормированная по максимуму интенсивности при постоянном возбуждении $I_E = 10 W \cdot cm^{-2}$, $T = 77 K$. 1 — объемный $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$, 2 — образец № 1 (7 ML), 3 — образец № 3 (26 ML). Контур ВЛ в СР искажены интерференцией в толстом буферном слое.

в МВЕ-слоях ожидать не следует, тем более что по указанным выше причинам кристаллическое поле в КЯ не является однородным. Определенный вклад в неоднородное уширение вносит также $d-d$ -взаимодействие ионов марганца. Эксперимент подтверждает, что полуширины полос ВЛ в СР и объемном кристалле почти одинаковы.

Относительные интенсивности ВЛ Mn^{2+} и люминесценции экситонов в объемном кристалле и КЯ сильно различаются (рис. 1). Сравнение объемного кристалла и КЯ с одинаковыми энергетическими расстояниями между порогом возбуждения иона Mn^{2+} и экситоном показывает, что в КЯ экситонная люминесценция на порядки сильнее относительно ВЛ Mn^{2+} .

В области 1.4 eV наблюдается широкая полоса с временем затухания порядка 100 μs , интенсивность которой относительно полосы Mn^{2+} 2.0 eV меняется от образца к образцу как в СР, так и в объемных кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Вероятно, эта полоса обусловлена структурными дефектами, благодаря которым некоторые ионы марганца оказываются в области со структурой типа каменной соли или NiAs. В обоих случаях кристаллическое поле на катионе намного усиливается по сравнению со структурой типа цинковой обманки, благодаря чему излучающий уровень 4T_1 иона Mn^{2+} сдвигается в сторону низких энергий. Полоса 1.4 eV не наблюдается в СР с узкими КЯ (образец № 1), т.е. в очень тонких слоях $Cd_{1-x}Mn_xTe$ структурные дефекты не образуются.

3.2. Кинетические свойства ВЛ Mn^{2+} . Кинетика ВЛ Mn^{2+} существенно зависит от внешних условий и параметров исследуемой структуры. К ним относятся температура, уровень оптического возбуждения, способ возбуждения ВЛ (непосредственно в полосы $3d$ -поглощения иона Mn^{2+} или через зонные экситонные состояния), концентрация марганца, элементный состав кристаллических матриц [4,28–31], дизайн структуры. Далее приводятся данные о затухании ВЛ в СР с узкими и широкими КЯ $Cd_{0.6}Mn_{0.4}Te$ (образцы № 1 и 3) и объемном кристалле $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$. С учетом квантово-размерного сдвига экситонного уровня в КЯ для сравнения следует выбрать объемный кристалл $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$ с тем же энергетическим расстоянием между порогом возбуждения Mn^{2+} и экситоном, что и в исследованных КЯ. Существенно, что барьеры в СР достаточно толсты для подавления переноса внутрицентрового возбуждения между КЯ.

Полоса внутрицентрового излучения Mn^{2+} формируется в основном фоновыми крыльями бесфононной полосы, полуширина которой определяется неоднородным уширением. Даже при селективном монохроматическом возбуждении определенного бесфононного состояния кинетика в выбранной для измерений точке контура ВЛ имеет вклады от различных бесфононных состояний, поскольку при концентрациях марганца более 1% от общего числа катионных позиций существует спектральная диффузия по неоднородно уширенному контуру. „Конструкция“ полос поглощения и люминесценции Mn^{2+} , схематически показанная на рис. 3 для низкой температуры, дает представление о реальной

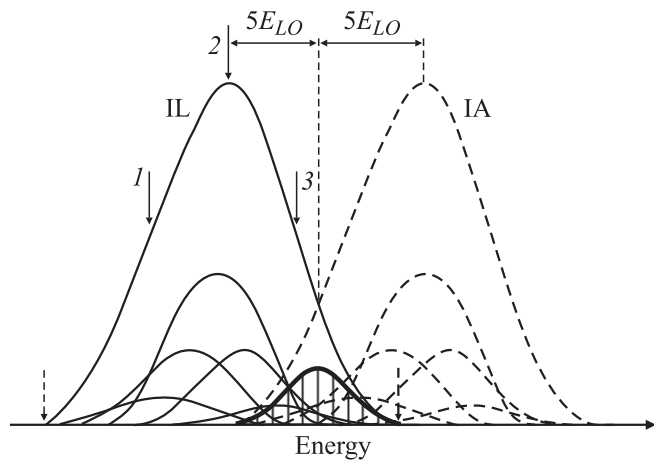


Рис. 3. Схема полос внутрицентровой люминесценции (IL) и внутрицентрового поглощения (IA) для перехода ${}^6A_1-{}^1T_4$ в Mn^{2+} при низкой температуре в $Cd_{1-x}Mn_xTe$, которые становятся наблюдаемыми при $x > 0.4$. Жирный контур в центре — неоднородно уширенные бесфононные переходы, сплошные и штриховые контуры соответствуют IL и IA с участием фононов. Сплошные стрелки 1–3 показывают точки на контуре IL, в которых обычно измеряется кинетика излучения, крайние точки контура IL отмечены штриховыми стрелками, E_{LO} — энергия продольного оптического фонона.

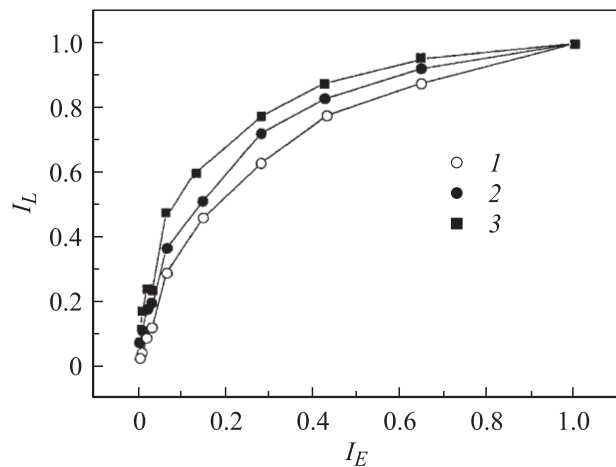


Рис. 4. Интенсивность внутрицентровой люминесценции Mn^{2+} I_L в образце № 3 (26 ML) в зависимости от уровня возбуждения I_E , измеренная с задержками 0 (1), 1 (2) и $20 \mu s$ (3). $T = 77 K$. Значения I_L нормированы для значения $I_E = 3 \cdot 10^5 W \cdot cm^{-2}$, принятого за единицу.

ситуации в зависимости от положения точек возбуждения и регистрации ВЛ. При высоких температурах ситуация осложняется тем, что становится возможным излучение как с рождением, так и с уничтожением фононов. В случае передачи энергии в $3d$ -оболочку через зонные экситоны возбуждается вся система ионов Mn^{2+} . Необходимость учета многих факторов создает трудности с количественным определением относительной концентрации возбужденных ионов при различных способах и уровнях возбуждения, и этот вопрос требует отдельного исследования.

ВЛ Mn^{2+} насыщается при сильной оптической накачке (рис. 4) не только вследствие большой концентрации возбужденных ионов, сравнимой с общей концентрацией марганца, но и благодаря кооперативному эффекту (upconversion) [32], способствующему безызлучательной релаксации внутрицентрового возбуждения. В данном случае кооперативный эффект возникает вследствие переноса внутрицентрового возбуждения на уже возбужденный ион. Процесс upconversion важен на начальном участке профиля затухания ВЛ, пока концентрация возбужденных ионов велика. В нашем случае он соответствует переносу энергии с одного иона на другой (уже возбужденный) ион, в результате чего часть энергии дважды возбужденного иона не вносит вклада в излучение полосы марганца $2.0 eV$. Для эффективной реализации такого механизма требуется не только сильная оптическая накачка, но и миграция возбуждения на более низкие состояния неоднородно уширенного контура. Таким образом, быстрое затухание ВЛ должно усиливаться с ростом температуры и особенно сильно проявляться на высокоэнергетическом крыле контура

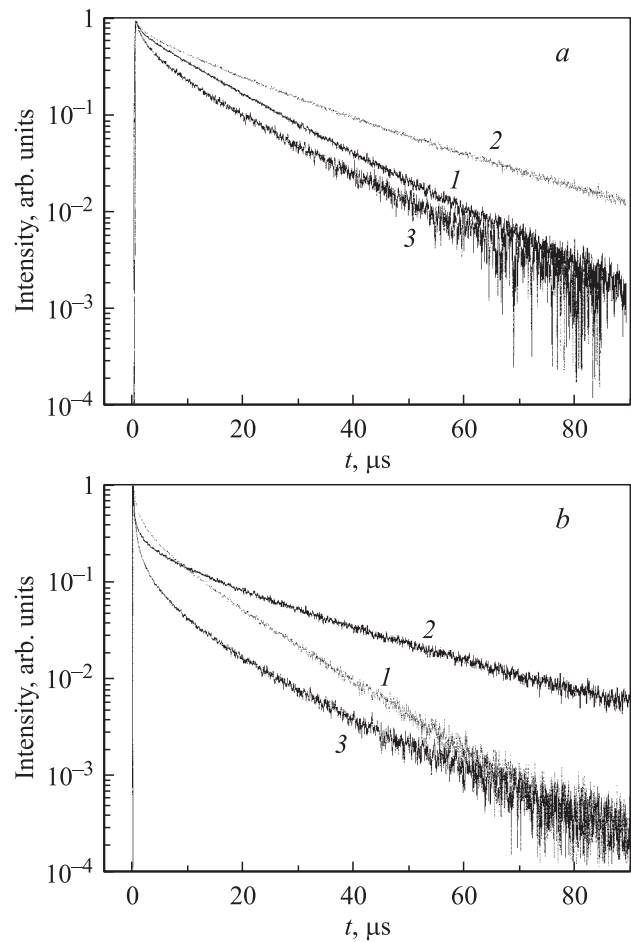


Рис. 5. Затухание внутрицентровой люминесценции Mn^{2+} в максимуме полосы при уровнях возбуждения I_E , равных $1 \cdot 10^2$ (a) и $3 \cdot 10^5 W \cdot cm^{-2}$ (b). 1 — объемный $Cd_{0.5}Mn_{0.5}Te$, 2 — образец № 1 (7 ML), 3 — образец № 3 (26 ML). $T = 77 K$.

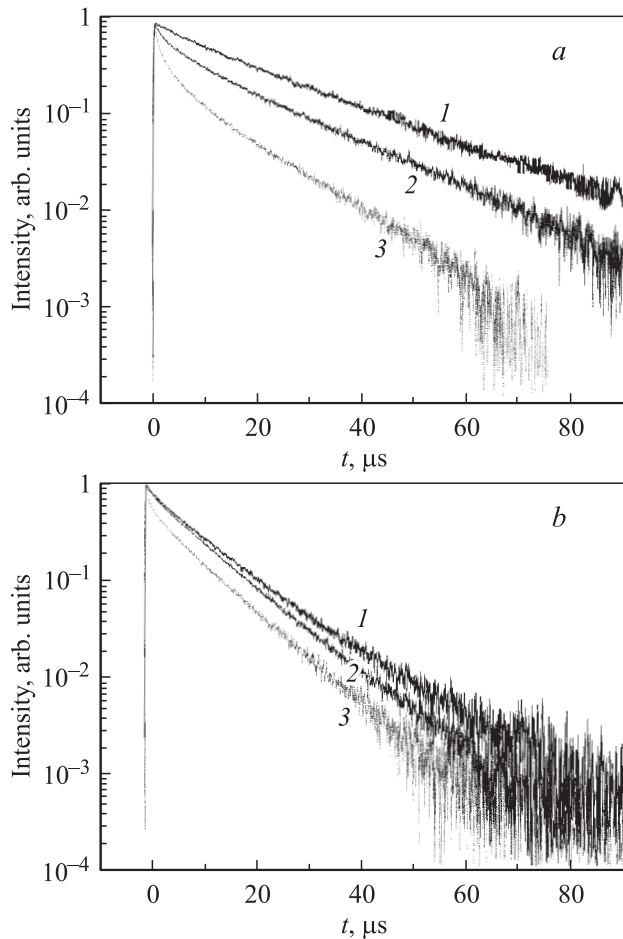


Рис. 6. Затухание внутрицентральной люминесценции Mn^{2+} при высоком уровне возбуждения $I_E = 3 \cdot 10^5 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. *a* — объемный $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$, *b* — образец № 3 (26 ML). $T = 4 \text{ K}$. 1–3 соответствуют трем точкам контура ВЛ, показанным сплошными стрелками на рис. 3.

излучения Mn^{2+} . О важной роли upconversion свидетельствует, в частности, более быстрое насыщение ВЛ при 77 K по сравнению с низкими температурами, при которых миграция ослабевает. На рис. 5 показано затухание ВЛ Mn^{2+} для разных структур при высокой температуре в условиях слабого и сильного возбуждения. Видно, что начальный неэкспоненциальный участок кривой затухания усиливается с ростом возбуждения. При одинаковых внешних условиях неэкспоненциальность затухания наиболее значительна в образце № 3. В этой структуре сочетаются высокое качество кристаллических слоев с эффективной внутрицентральной миграцией возбуждения в плоскости широкой КЯ, тогда как в образце № 1 с узкими КЯ миграция ограничена благодаря двумерной топологии марганцевого кластера.

Рассмотрим экспоненциальный участок профиля затухания ВЛ, который описывается зависимостью $I_L = I_{0L} \exp(-t/\tau)$ и соответствует большим временам задержки, когда кооперативный эффект уже не является существенным. При высокой концентрации марганца однородное и неоднородное уширения ВЛ спектраль-

но не разделяются, поэтому, как отмечалось выше, значение τ , измеренное в некоторой точке контура, является суперпозицией времен затухания, соответствующих различным состояниям в пределах неоднородного бесфонного контура. Сплошными стрелками на рис. 3 показаны точки, для которых обычно проводятся кинетические измерения. Видно, что „чистые“ измерения возможны только в крайних точках полосы ВЛ, отмеченных штриховыми стрелками. Для других участков контура зависимость τ от энергии фотонов дает лишь качественное представление об изменении времени жизни по неоднородно уширенным бесфонным состояниям. Профили затухания ВЛ в КЯ и объемном кристалле при 77 K приведены на рис. 5. Значения τ в максимуме полосы ВЛ при 77 K и возбуждении $I_E = 3 \cdot 10^5 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ равны 21, 15 и 14 μs для образцов № 1, 3 и объемного кристалла $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$ соответственно. Большое значение τ в структуре с узкими КЯ отражает ограниченность миграции внутриионного возбуждения по двумерному марганцевому кластеру в плоскости КЯ и высокое качество эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Te}$. Сравнительно малое значение τ в образце № 3 с широкими КЯ и в объемном кристалле можно объяснить эффективной миграцией возбуждения в плоскости КЯ, которая приводит к большей вероятности безызлучательной релаксации возбуждения на дефектах.

При низкой температуре неэкспоненциальность затухания существенно проявляется только на высокоэнергетическом крыле полосы ВЛ, тогда как в центре полосы и в особенности на низкоэнергетическом крыле затухание близко к экспоненциальному независимо от уровня возбуждения (рис. 6, 7). Видно, что в СР кинетика затухания меняется по контуру ВЛ значительно слабее, чем в объемном кристалле (рис. 6). Это демонстрирует сильное влияние пространственного ограничения миграции внутрицентрального возбуждения в КЯ на кинетику ВЛ при низкой температуре даже в

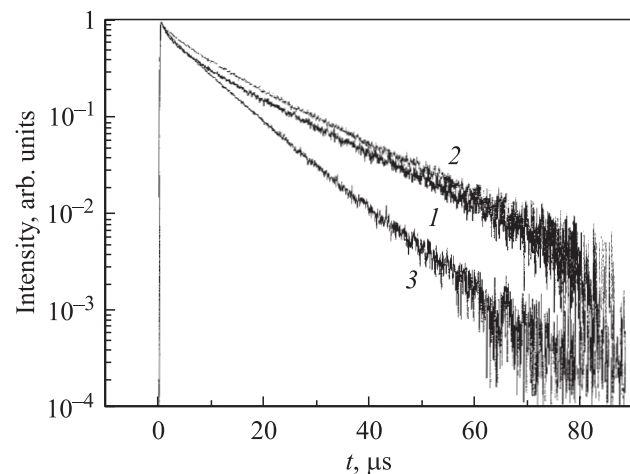


Рис. 7. Затухание внутрицентральной люминесценции Mn^{2+} в максимуме полосы при высоком уровне возбуждения $I_E = 3 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^{-2}$. 1 — объемный $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$, 2 — образец № 1 (7 ML), 3 — образец № 3 (26 ML). $T = 4 \text{ K}$.

Значения времени затухания τ для трех точек контура ВЛ Mn^{2+} (рис. 3) для образца № 3 при $I_E = 10^4 \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$

Точка	$\tau, \mu\text{s}$	
	77 К	4 К
1	13	9
2	14.5	10
3	15	12.5

случае очень высокой концентрации марганца. Отметим, что заметные различия проявляются уже в широких КЯ с толщиной в 26 ML, что, по-видимому, свидетельствует о переносе возбуждения по ионам марганца на большие расстояния.

Значения τ в максимуме полосы ВЛ при 4 К и $I_E = 3 \cdot 10^5 \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ составляют 12.5, 9 и 16 μs для образцов № 1 и 3 и объемного $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$ соответственно (рис. 7). Таким образом, охлаждение образца до 4 К сильно уменьшает время экспоненциального затухания ВЛ в КЯ, но мало изменяет его в объемном образце. Возможной причиной уменьшения τ в КЯ является значительное увеличение вероятности безызлучательной релаксации при низкотемпературной локализации возбуждения в области интерфейсов, где возможно скопление дефектов.

Значение τ на экспоненциальном участке кинетических кривых ВЛ зависит от I_E : в образце № 3 τ уменьшается от 17 до 14.5 μs при увеличении I_E от 10 до $10^4 \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($T = 77 \text{K}$.) Причиной этого может быть долгоживущая оптическая перезарядка интерфейсных дефектов, которая изменяет скорость безызлучательной рекомбинации. Значения τ в трех точках контура ВЛ (рис. 3) приведены в таблице для образца № 3 при $I_E = 10^4 \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Видно, что затухание между точками 2 и 3 при 77 К меняется медленно, поскольку при высокой температуре миграция возбуждения возможна как с уменьшением, так с увеличением энергии, а плотность состояний от точки 2 к точке 3 уменьшается. При 4 К, когда миграция внутрицентрального возбуждения происходит только с понижением энергии, τ меняется по контуру ВЛ более равномерно.

4. Заключение

Таким образом, исследованы спектры излучения экситонов и ВЛ ионов Mn^{2+} в СР $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{0.5}\text{Mg}_{0.5}\text{Te}$ с шириной КЯ 7, 13 и 26 ML при различных температурах и уровнях оптического возбуждения. Спектры люминесценции экситонов и 3d-оболочки Mn^{2+} и временные характеристики люминесценции 3d-оболочки марганца существенно зависят от внешних условий и ширины КЯ. Начальный неэкспоненциальный участок профилей затухания ВЛ определяется миграцией возбуждения и кооперативным эффектом, вклад которых зависит от уровня возбуждения, температуры и параметров образца. Спектрально-временные характеристики ВЛ можно использовать для описания полупроводниковых струк-

тур типа $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ с КЯ, содержащими оптически активные ионы группы железа, например Mn^{2+} и Cr^{2+} .

Список литературы

- [1] J.K. Furdyna. J. Appl. Phys. **64**, R 29 (1988).
- [2] O. Goede, W. Heimbrodt. Phys. Stat. Sol. (b) **146**, 11 (1988).
- [3] В.Ф. Агекян, Фан Зунг, С.В. Погарев. ФТТ **29**, 3312 (1987).
- [4] L.D. Park, S. Yamamoto, J. Watanabe, K. Takamura, J. Nakahara. J. Phys. Soc. Jap. **66**, 3289 (1997).
- [5] M. Katiar, A.N. Kitai. J. Lumin. **46**, 227 (1990).
- [6] J.N. Murrell, S.F.A. Kettle, J.M. Tedder. Valence Theory. J. Wiley & Sons Lmd, London–N.Y.–Sydney (1965).
- [7] Wei Chen, R. Sammynaiken, Y. Huang. J. Appl. Phys. **88**, 5188 (2000).
- [8] Wei Chen, F. Su, G. Li, A.L. Joly, J.-O. Malm, J.-O. Bovin. J. Appl. Phys. **92**, 1950 (2002).
- [9] A.A. Bol, A. Meijerink. J. Lumin. **87/89**, 315 (2000).
- [10] W. Park, T.C. Jones, S. Schon, W. Tong, M. Chaichimansur, B.K. Wagner, C.J. Sommers. J. Cryst. Growth **184/185**, 1123 (1998).
- [11] D. Adachi, S. Hasui, T. Toyama, H. Okamoto. Appl. Phys. Lett. **77**, 1301 (2000).
- [12] J. Zhou, Y. Zhou, S. Buddhudu, S.L. Ng, Y.L. Lam, H. Kam. Appl. Phys. Lett. **76**, 3513 (2000).
- [13] A.D. Dinsmore, D.S. Hsu, S.B. Qadri, J.O. Cross, T.A. Kennedy, H.F. Grey, B.R. Ratna. J. Appl. Phys. **88**, 4985 (2000).
- [14] T. Toyoda, J. Matsuzawa, Q. Chen. Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 3383 (2002).
- [15] M. Tanaka, Y. Masumoto. Solid State Commun. **120**, 7 (2001).
- [16] J. Yu, H. Liu, Y. Wang, W. Jia. J. Lumin. **79**, 191 (1998).
- [17] F.G. Anderson, W.M. Dennis, G.F. Imbush. J. Lumin. **90**, 27 (2000).
- [18] C. de Mello Donega, A.A. Bol, A. Meijerink. J. Lumin. **96**, 87 (2002).
- [19] J. Nakamura, K. Takamura, S. Yamamoto. Phys. Stat. Sol. (b) **211**, 223 (1999).
- [20] P. Perlin, S. Shilo, T. Sosin, Y. Tyagur, T. Suski, W. Trzeciakowski, G. Karczewski, T. Wojtowicz, E. Janik, A. Zakrzewski, M. Kutrowski, J. Kossut. J. Phys. Chem. Sol. **56**, 415 (1995).
- [21] R.N. Bhargava, D. Gallagher, X. Hong, A. Nurmikko. Phys. Rev. Lett. **72**, 416 (1994).
- [22] R.N. Bhargava. J. Cryst. Growth **214/215**, 926 (2000).
- [23] L.M. Gan, B. Lui, C.H. Chew, S.J. Xu, S.J. Chua, G.L. Loy, G.Q. Xu. Langmuir **13**, 6427 (1997).
- [24] F. Schuurmans, D. de Lang, G. Wegdam, R. Sprik, A. Lagendijk. Phys. Rev. Lett. **80**, 5077 (1998).
- [25] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R. Bhat. Phys. Rev. Lett. **61**, 2546 (1988).
- [26] S. Biernacki, M. Kutrowski, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. Semicond. Sci. Technol. **11**, 48 (1996).
- [27] V.F. Aguekian, N.N. Vasil'ev, A.Yu. Serov, N.G. Filosofov. J. Cryst. Growth **214/215**, 391 (2000).
- [28] J. Gregus, J. Watanabe, J. Nakahara. J. Phys. Soc. Jap. **66**, 1810 (1997).
- [29] В.Ф. Агекян, Фан Зунг. ФТТ **30**, 3150 (1988).
- [30] В.Ф. Агекян, Н.Н. Васильев, В.И. Константинов, А.Ю. Серов, Н.Г. Filosofov, В.Н. Якимович. ФТТ **45**, 1369 (2003).
- [31] В.Ф. Агекян, Н.Н. Васильев, А.Ю. Серов. ФТТ **41**, 49 (1999).
- [32] В.В. Овсянкин, П.П. Феофилов. Опт. и спектр. **37**, 262 (1973).