

Фотолюминесценция и многофононное комбинационное рассеяние света в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe$, легированных Ni и Co

© Ю.П. Гнатенко, О.А. Шигильчев, Е. Рутковский, Г. Контрерас-Пуэнте, М. Гарденас Гарсия

Институт физики Академии наук Украины,
252022 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 23 июля 1997 г.)

Проведены низкотемпературные исследования спектров фотолюминесценции, экситонного отражения и многофононного комбинационного рассеяния света кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe$, легированных Ni и Co. Для кристаллов, содержащих атомы Ni, обнаружено интенсивное излучение в широкой спектральной области ($1100-17000\text{ см}^{-1}$), которое обусловлено внутрицентровыми переходами с участием ионов Mn^{2+} и переходами между зоной проводимости и уровнем двукратно заряженного акцептора. Исследованы особенности экситонной фотолюминесценции и многофононного комбинационного рассеяния света при различных температурах с участием продольных оптических фононов. Установлена незначительная эффективность локализации экситонов на флуктуациях потенциала в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$. Для этих кристаллов обнаружено температурное возрастание и интенсивности $5LO$ -линии многофононного комбинационного рассеяния света, что обусловлено приближением к условиям резонанса данной линии с основным экситонным состоянием.

Среди полупроводников группы A^2B^6 кристаллы $ZnTe$ являются весьма перспективными материалами для использования их в качестве активных элементов в оптоэлектронике, поскольку они обладают высокой эффективностью излучения. Образование на их основе твердых растворов замещения с участием ионов Mn^{2+} в силу принципиально новых свойств таких материалов заметно расширяет их практическое использование.

Исследуемые в настоящей работе кристаллы $Zn_{1-x}Mn_xTe$ принадлежат к новому классу материалов — полумагнитных полупроводников (ПМП), изучение которых интенсивно проводится в последнее время. Наиболее исследованными среди таких полупроводников являются кристаллы $Cd_{1-x}Mn_xTe$. Что касается кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe$, то в настоящее время в литературе в основном имеются сведения об их магнитных и магнитооптических свойствах [1–6]. Исследованию оптических свойств этих кристаллов, насколько нам известно, посвящено небольшое количество работ [7–11], в которых представлены результаты низкотемпературных измерений спектров внутрицентрового поглощения [7,8] и люминесценции [8,9] ионов Mn^{2+} , экситонного отражения [8] и поглощения [10], а также ИК-поглощения [11].

Физические свойства полупроводниковых кристаллов, особенно их энергетическая структура, являются весьма чувствительными к наличию в них различных дефектов кристаллической структуры. Это позволяет путем введения в кристаллы заданных наборов примесей управлять их физическими свойствами.

Особый интерес представляет изучение примесных атомов группы железа, которые образуют в полупроводниках A^2B^6 глубокие уровни, вызывают изменение количества и типа собственных структурных дефектов и тем самым контролируют многие оптические, электрические и фотоэлектрические свойства полупроводников [12].

Изучение физических свойств полупроводников, легированных указанными примесями, открывает возможности более широкой реализации их как перспективных материалов фото- и оптоэлектроники. Следует также отметить, что в случае ПМП исследование влияния примесных атомов на их основные физические свойства находится на начальной стадии изучения [13,14].

Низкотемпературные оптические исследования являются весьма эффективными для получения детальной информации о структуре энергетических уровней примесей и дефектов, механизмах излучательной рекомбинации, а также о динамических свойствах элементарных возмущений в таких материалах.

В настоящей работе с целью получения сведений о механизмах свечения данных кристаллов в широкой спектральной области ($11\,000-20\,000\text{ см}^{-1}$) при различных температурах ($4.5-293\text{ К}$) исследовались спектры экситонного отражения (ЭО), фотолюминесценции (ФЛ) и многофононного комбинационного рассеяния света (МКРС) в ПМП $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Te$, легированных Ni и Co.

1. Методика эксперимента

Исследования выполнены на монокристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe$ ($x \approx 0.05$), выращенных методом Бриджмена в кварцевых ампулах, которые эвакуировались при давлении $1.3 \cdot 10^{-3}\text{ Па}$, что позволило исключить образование в выращенных кристаллах примесных комплексов в участием кислорода. Легирование проводилось в процессе роста кристалла. Концентрация примесных атомов Ni и Co рассчитывалась по загрузке в шихту и составляла 10^{19} см^{-3} . С целью устранения взаимодействия примесей с кварцем и смачиваемости кварца с синтезируемым материалом на внутренние стенки наносилось графитовое покрытие. Для измерения

спектров ФЛ и ЭО использовались свежесколотые поверхности.

Измерение спектров ФЛ проводилось при возбуждении аргоновым лазером. Основная линия возбуждения соответствовала $\lambda = 488.8 \text{ nm}$. Регистрация спектров ФЛ проводилась с помощью двойного монохроматора типа 1403-SPEX и фотоумножителя RCA C31034, работающего в режиме счета фотонов. Для улучшения отношения сигнал-шум фотоумножитель охлаждался. Измерение спектров ЭО и ФЛ в экситонной области спектра проводилось с использованием спектрометра СДЛ-1. Спектральная ширина щели при таких измерениях не превышала 2 cm^{-1} . Температурные измерения выполнены с помощью системы УТРЕКС, позволяющей стабилизировать температуру с точностью 0.01 K .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Спектры ФЛ кристаллов $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, легированных Ni и Co, представлены на рис. 1 при $T = 9 \text{ K}$. Видно, что свечение данных кристаллов охватывает широкую спектральную область ($11\,000\text{--}20\,000 \text{ cm}^{-1}$). В случае кристаллов $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}:\text{Ni}$ наиболее интенсивное излучение, состоящее из нескольких перекрывающихся широких полос, расположено в длинноволновой области ($11\,000\text{--}17\,000 \text{ cm}^{-1}$), а для кристаллов $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}:\text{Co}$ — в коротковолновой области ($18\,000\text{--}20\,000 \text{ cm}^{-1}$) спектра.

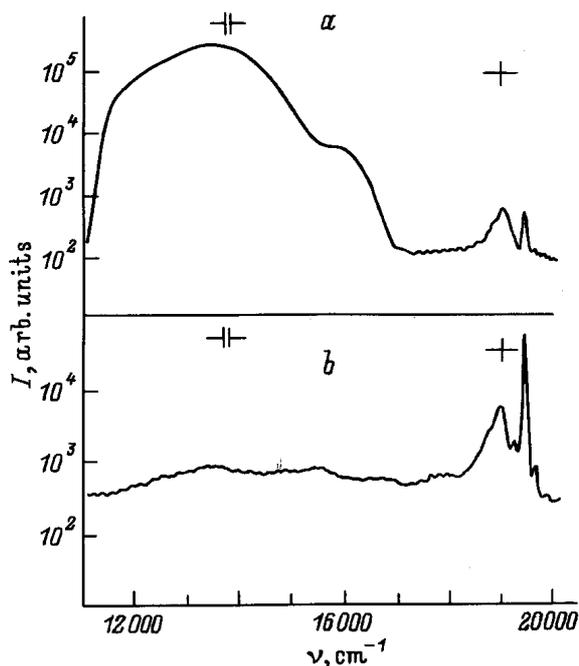


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции кристаллов $\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}$, легированных Ni (a) и Co (b), при $T = 9.0 \text{ K}$ ($N = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

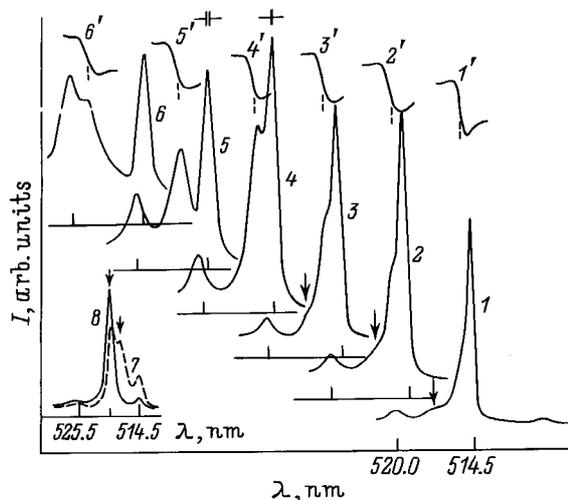


Рис. 2. Спектры люминесценции (1–6) и экситонного отражения (1'–6') кристаллов $\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}$, легированных Co, при $T = 4.5, 10.0, 20.0, 30.0, 50.0$ и 70.0 K . На вставке представлены спектры люминесценции данных кристаллов при $T = 80.0$ (7) и 100.0 K (8), где стрелками отмечено положение середины полос экситонного отражения при соответствующих температурах.

Энергетическое положение наиболее коротковолновой линии излучения в спектрах ФЛ исследуемых кристаллов соответствует $\lambda = 514.5 \text{ nm}$. Наблюдаемые в случае кристаллов $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}:\text{Co}$ вблизи данной линии спутники слабой интенсивности, расположенные эквидистантно относительно данной линии на расстоянии, равном энергии LO-фонона в кристалле ZnTe (205 cm^{-1}), свидетельствуют о проявлении в этих кристаллах процессов МКРС [15–18].

На рис. 2 представлены спектры излучения (кривые 1–6) и отражения (кривые 1'–6') в экситонной области спектра для кристаллов $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}:\text{Co}$ при различных температурах ($T = 4.5\text{--}70 \text{ K}$). На вставке к рис. 2 приведены спектры излучения данных кристаллов при $T = 80$ и 100 K (кривые 7 и 8 соответственно, стрелками отмечено положение полосы ЭО). Следует отметить, что при $T = 4.5 \text{ K}$ линия $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ находится почти в резонансе с экситонным ($n = 1$) переходом. Как видно из рис. 2 (кривые 1–3), длинноволновое крыло лазерной линии является затянутым, что обусловлено его перекрытием с экситонной I_L -линией, положение максимума которой практически совпадает с положением середины дисперсионной кривой отражения ($\lambda_{\text{exc}} = 515.2 \text{ nm}$). Наряду с этим в спектре ФЛ при $T \leq 20 \text{ K}$ проявляется также слабое излучение экситонно-примесного D^0X -комплекса, отмеченное на рис. 2 стрелками ($\lambda = 516.2 \text{ nm}$).

Повышение температуры приводит к увеличению расстройки линии $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ относительно экситонного резонанса вследствие длинноволнового смещения полосы ЭО. При этом более четким становится проявление экситонной I_L -линии ФЛ, которая при $T = 50 \text{ K}$

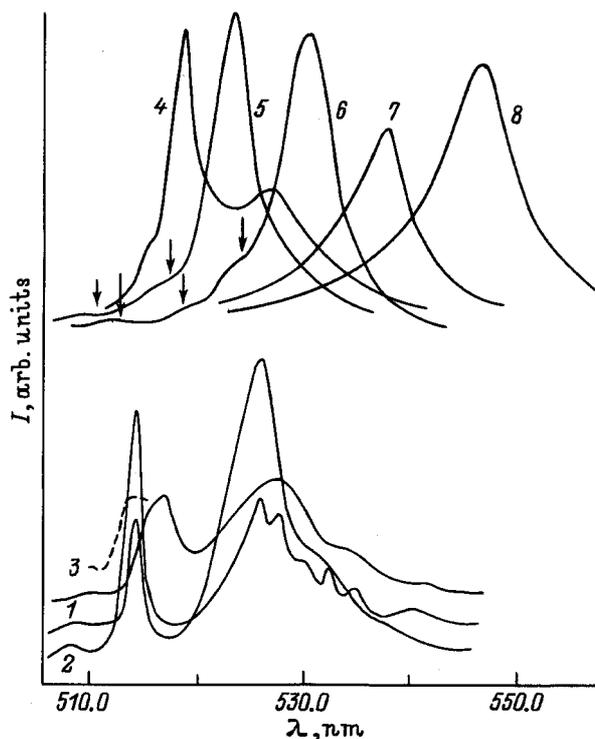


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции кристаллов $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Te$, легированных Ni, при $T = 4.5$ (1), 15.0 (2), 60.0 (3), 80.0 (4), 130.0 (5), 190.0 (6), 250.0 (7) и 293.0 К (8). Штриховая кривая соответствует экситонной полосе отражения при $T = 4.5$ К.

(кривая 5) расположена между линией $\lambda = 514.5$ нм и линией $\lambda = 520.0$ нм. Видно, что повышение температуры вызывает заметное уширение I_L -линии ФЛ, однако ее положение относительно полосы ЭО практически не изменяется. Следует также отметить, что с повышением температуры по мере уменьшения расстояния между полосой ЭО и линией $\lambda = 520.0$ нм происходит сильное увеличение интенсивности последней. Так, при $T = 70$ К интенсивность данной линии соизмерима с интенсивностью линии $\lambda = 514.5$ нм, а при $T = 100$ К (кривая 8 на вставке к рис. 2) в условиях резонанса линии $\lambda = 520$ нм с экситонным переходом в основное состояние эта линия становится наиболее интенсивной в спектре ФЛ. При $T = 100$ К происходит наложение данной линии на I_L -линию ФЛ.

Для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ положение экситонной полосы отражения при $T = 9.0$ К соответствует $\lambda_{exc} = 512.9$ нм (рис. 3). Отличие в положении экситонной линии отражения для кристаллов, легированных Co и Ni, обусловлено некоторым различием в концентрации ионов Mn для двух кристаллов (значение $x = 0.05$ определено по загрузке в шихту компонент состава). При низких температурах ($T \leq 60$ К) в области экситонного резонанса в спектре ФЛ видна интенсивная линия $\lambda = 514.5$ нм. С коротковолновой стороны от этой линии при $T \leq 60$ К на расстоянии LO-фонона

наблюдается слабая линия, интенсивность которой при повышении температуры уменьшается. При $T > 60$ К наиболее интенсивной в спектре ФЛ становится I_L -линия, энергетическое положение которой при различных температурах находится вблизи максимума полосы ЭО. Экситонная I_L -линия при $T > 80$ К заметно уширяется, оставаясь симметричной при $T \leq 130$ К, а затем при более высоких температурах ее коротковолновое крыло становится сильно затянутым. Следует отметить, что в области температур $80 \leq T \leq 190$ К на коротковолновом крыле экситонной полосы проявляется эквидистантная структура (на рис. 3 отмечена стрелками), которая является LO-фотонными повторениями экситонной полосы ФЛ.

Как видно из рис. 1, в спектрах ФЛ исследуемых кристаллов с длинноволновой стороны от линии $\lambda = 514.5$ нм наблюдается широкая полоса ФЛ. В случае кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ при $T = 4.5$ (рис. 3) такая полоса обладает структурой. Повышение температуры до 15 К приводит к размытию указанной структуры, и форма данной полосы имеет дублетный характер. На ее длинноволновом крыле на расстоянии около 200 cm^{-1} от положения максимума наблюдается перегиб. Интенсивность этой полосы по сравнению с экситонной полосой ФЛ довольно быстро уменьшается с повышением температуры. Так, при $T = 80$ К ее интенсивность становится меньше, чем в случае I_L -линии, а при $T = 130$ К в спектре ФЛ такая полоса не проявляется. В случае кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ тонкая структура указанной выше полосы в спектре ФЛ не наблюдается даже при $T = 4.5$ К, а температурная зависимость ее интенсивности аналогична полученной в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$.

На рис. 4 представлены спектры ФЛ кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ в длинноволновой области спектра ($11\,000\text{--}17\,000 \text{ cm}^{-1}$) при различных температурах. Форма наблюдаемой широкой полосы ФЛ и ее температурная зависимость являются довольно сложными: 1) на коротковолновом крыле полосы с максимумом $h\omega = 13\,500 \text{ cm}^{-1}$ наблюдается перегиб в области $h\omega = 16\,000 \text{ cm}^{-1}$, который, очевидно, обусловлен перекрытием с другой широкой полосой меньшей интенсивности; 2) при повышении температуры до 60 К перегиб на коротковолновом крыле полосы исчезает; 3) повышение температуры от 9 до 293 К вызывает смещение максимума полосы на 200 cm^{-1} в коротковолновую область спектра; 4) при $T = 293$ К полоса становится практически симметричной.

В случае кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ интенсивность ФЛ в длинноволновой области спектра является очень слабой (кривая 2 на рис. 2), здесь можно выделить две широкие полосы, максимумы которых расположены при энергиях $h\omega = 13\,500$ и $15\,700 \text{ cm}^{-1}$. Интенсивность этих полос мало изменяется при $T \leq 50$ К, а при $T = 100$ К они практически не наблюдаются в спектре ФЛ.

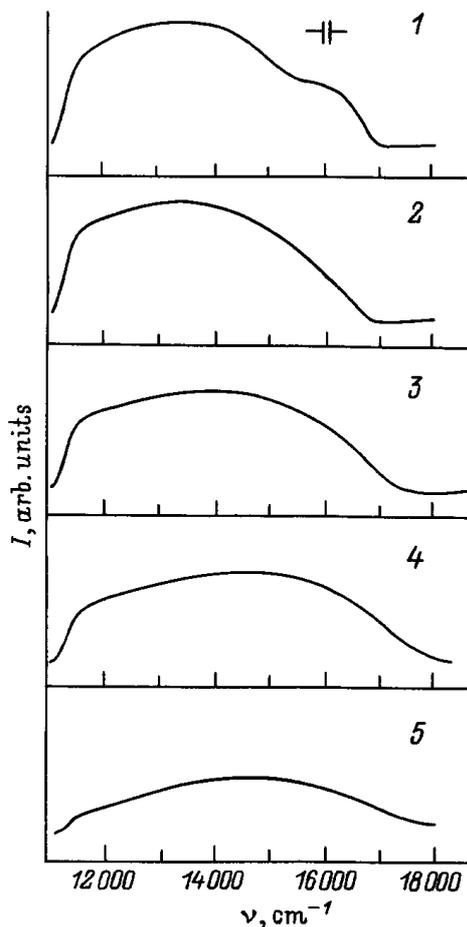


Рис. 4. Спектры люминесценции кристаллов $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Te$, легированных Ni, при $T = 15.0$ (1), 60.0 (2), 130.0 (3), 220.0 (4) и 293.0 К (5).

Исследуемые в работе кристаллы принадлежат к полупроводниковым твердым растворам (ПТР). В отличие от обычных бинарных соединений для ПТР характерен хаотический потенциальный рельеф кристаллической решетки. Взаимодействие экситонов с таким полем определяет особенности экситонных состояний и их проявление в оптических спектрах.

Согласно [19], существует характерная энергия локализации экситонов E_0 , зависящая от параметров кристалла, которая характеризует размытие спектра в области дна экситонной зоны. Величина E_0 является мерой уширения полос ЭО. Длинноволновый максимум дисперсионной кривой ЭО соответствует энергии локализованных экситонов, в то время как ее середина — энергии делокализованных или свободных экситонов.

Наблюдаемая структура спектра ФЛ кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ указывает на эффективную роль процессов МКРС с участием продольных оптических фононов. В данном случае спектры ФЛ исследуемых кристаллов возбуждаются линией аргонового лазера $\lambda = 488.8$ nm. Таким образом, при указанных условиях эксперимента имеет место межзонное возбуждение кристалла.

Анализ энергетического положения линий, наблюдаемых при низких температурах ($T < 70$ К) в спектре ФЛ кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ (рис. 2), свидетельствует о том, что наиболее интенсивная линия $\lambda = 514.5$ nm является 5LO-фононным повторением от возбуждающей лазерной линии $\lambda = 488.8$ nm. Совпадение энергетического положения данной линии с линией аргонового лазера $\lambda = 514.5$ nm является случайным и характерно для исследуемых в работе кристаллов. Спутники слабой интенсивности, наблюдаемые с длинноволновой и коротковолновой сторон от линии $\lambda = 514.5$ nm, соответствуют 6LO- и 4LO-фононным повторениям от лазерной линии $\lambda = 488.8$ nm. Сильное возрастание интенсивности 5LO-линии МКРС обусловлено проявлением ее резонанса с основным экситонным состоянием, что ранее наблюдалось для кристаллов $Zn_xCd_{1-x}Te$ в случае 1LO- и 2LO-линий МКРС [16]. При повышении температуры, особенно в области $T = 30-70$ К, где условия измерения (усиление сигнала, спектральная ширина щели) не изменялись, наблюдаются уменьшение интенсивности 5LO-линии и увеличение интенсивности 6LO-линии МКРС. Это безусловно вызвано изменением условий резонанса данных линий с экситонным состоянием в результате температурного уменьшения ширины запрещенной зоны и соответственно смещения дна экситонной зоны в сторону низких энергий. При $T = 100$ К 6LO-линия становится наиболее интенсивной в спектре, что обусловлено ее резонансом с основным экситонным состоянием, а также экситонной I_L -линией ФЛ. Для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ также наблюдается резонансное усиление интенсивности 5LO-линии МКРС. Отсутствие 6LO-линии связано с ее слабой интенсивностью и перекрытием с коротковолновым крылом широкой полосы ФЛ.

Следует отметить, что интенсивность 6LO-линии МКРС в случае кристаллов, легированных кобальтом, определяется двумя конкурирующими факторами. Так, сокращение времени жизни экситонов при повышении температуры должно приводить к уменьшению, а происходящее при этом сближение максимума I_L -линии ФЛ и положения 6LO-линии МКРС — к повышению ее интенсивности. Поскольку экспериментально проявляется температурное увеличение интенсивности 6LO-линии, следует полагать, что преобладающим фактором в данном случае является уменьшение величины расстройки 6LO-линии и максимума I_L -линии ФЛ.

Анализ спектров ФЛ кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ указывает на слабую эффективность локализации экситонов на флуктуациях потенциала кристаллической решетки, поскольку максимум I_L -линии ФЛ таких кристаллов как при гелиевой, так и в области более высоких температур находится вблизи середины кривой дисперсии ЭО, т.е. соответствует излучению свободных или делокализованных экситонов. Обычно в ПТР I_L -линия расположена вблизи максимума полосы ЭО и при низких температурах в основном обусловлена излучательной

рекомбинацией локализованных экситонов. О незначительной роли локализации экситонов данных кристаллах свидетельствует также проявление в спектрах ФЛ при $T < 20$ К излучения экситонов, связанных на нейтральных донорах. Уширение при $T = 4.5$ К (в 2 раза) полос ЭО для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ по сравнению с бинарными соединениями $ZnTe$, очевидно, обусловлено процессами упругого рассеяния свободных экситонов на флуктуациях потенциала, собственных дефектах и примесных центрах атомов Co . В случае кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ эффективность локализации экситонных состояний является значительно большей. Об этом свидетельствует то, что максимум экситонной I_L -линии ФЛ находится вблизи максимума полосы ЭО. Заметное уширение полосы ЭО по сравнению с легированными или легированными Co кристаллами является неоднородным вследствие образования "хвостов" плотности экситонных состояний [20].

Наличие при $T = 80-190$ К эквидистантной структуры на коротковолновом крыле сильно уширенной I_L -линии ФЛ (рис. 3) свидетельствует об эффективной роли в процессах излучательной рекомбинации экситонов взаимодействия с участием нескольких LO -фотонов. Так, при $T = 80$ К видно лишь одно LO -фононное повторение I_L -линии, а при $T = 190$ К наблюдается излучение экситонов с участием трех LO -фотонов. Таким образом, взаимодействие локализованных экситонов с LO -фононами при $T < 80$ К является эффективным механизмом их перехода в делокализованные или свободные состояния. Наблюдаемая при $T > 200$ К (рис. 3) сильная коротковолновая асимметрия экситонной полосы обусловлена такими процессами. Отсутствие эквидистантной структуры связано с ее температурным размытием.

Для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ в спектре ФЛ видна относительно широкая интенсивная полоса ФЛ (рис. 1). Анализ расположения данной полосы относительно положения свободного экситона и сравнение полученных результатов со спектром ФЛ кристаллов $ZnTe$ [21] свидетельствуют о том, что излучение в данной области обусловлено переходами с участием акцепторного уровня энергии $E_v + 0.05$ eV и донорного уровня энергии $E_c - 0.01$ eV или зоны проводимости. Аналогичное излучение наблюдается также для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$. Наличие структуры в данной области спектра (рис. 3) обусловлено как проявлением указанных двух типов оптических переходов, так и наличием LO -фононных повторений соответствующих бесфононных линий.

Для кристаллов $ZnTe$, легированных Mn [8], и ПМП $Zn_{1-x}Mn_xTe$ [9] характерно возникновение в спектре ФЛ интенсивной широкой полосы с максимумом вблизи $h\omega = 16000$ cm^{-1} . Появление данной полосы связано с излучением в результате внутрицентровых переходов между 4T_1 - и 6A_1 -состояниями ионов Mn^{2+} [8,9]. Как видно из рис. 1, для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ на коротковолновом крыле интенсивной широкой полосы

($h\omega_{max} = 13500$ cm^{-1}) проявляется другая полоса, энергетическое положение которой свидетельствует о том, что она обусловлена внутрицентровыми переходами ионов Mn^{2+} . Широкая полоса ФЛ с максимумом вблизи $h\omega = 13500$ cm^{-1} , обладающая симметричной формой, ранее наблюдалась в кристаллах $ZnTe$ [22]. Ее возникновение связано с излучательными переходами между зоной проводимости и уровнем двукратно заряженной вакансии Zn ($E_v + 0.7$ eV).

В кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ в длинноволновой области спектра наблюдается излучение слабой интенсивности. Это, очевидно, связано с тем, что, как и в кристаллах $ZnTe:Co$ [23], для указанных кристаллов характерно возникновение интенсивного поглощения в области $1100-17500$ cm^{-1} . Такое поглощение обусловлено внутрицентровыми и фотоионизационными переходами с участием ионов Co^{2+} . Слабая интенсивность широких полос ФЛ в длинноволновой области спектра для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$ обусловлена сильной реабсорбцией излучения.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о том, что излучение кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ ($x \sim 0.05$, $N_{Ni} = 10^{19}$ cm^{-3}), наблюдаемое в широкой спектральной области ($11500-11700$ cm^{-1}), обусловлено наложением двух широких полос, соответствующих внутрицентровым переходам ионов Mn^{2+} (полоса $h\omega_{max} \sim 16000$ cm^{-1}) и переходам между зоной проводимости и уровнем двукратно заряженного акцептора (полоса $h\omega_{max} \sim 13500$ cm^{-1}). Установлено, что для исследуемых кристаллов излучение в коротковолновой области спектра связано с экситонной ФЛ, МКРС и оптическими переходами между зоной проводимости или уровнем мелких доноров и уровнем нейтрального акцептора. Показано, что оптические переходы в данной области спектра, обусловленные различными механизмами излучения, происходят с эффективным участием продольных оптических фононов.

В кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe:Co$, для которых при низких температурах наблюдается излучение делокализованных и свободных экситонов, обнаружено возрастание интенсивности $5LO$ -линии МКРС при повышении температуры от 4.5 до 70 К, что связано со слабой эффективностью локализации экситонов на флуктуациях потенциала кристаллического поля и уменьшением расстройки возбуждающей лазерной линии относительно максимума экситонной I_L -линии вследствие температурного смещения дна экситонной зоны. Уширение полосы ЭО для этих кристаллов в основном происходит в результате упругого рассеяния на флуктуациях потенциала кристаллического поля, дефектах и примесных центрах атомов кобальта. Установлено, что в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xTe:Ni$ экситонная I_L -линия определяется излучением локализованных экситонов, что свидетельствует об их эффективной локализации.

Исследования, описанные в данной работе, осуществлены при поддержке Международного научного фонда (грант № UBJ000) и Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (проект № 2.4/327).

Список литературы

- [1] T.M. Holden, G. Dolling, V.F. Sears, J.K. Furdyna, W. Giriat. *Phys. Rev.* **B26**, 9, 5074 (1982).
- [2] A. Witlin, R. Triboulet, R.R. Galazka. *J. Cryst. Growth* **72**, 380 (1985).
- [3] Y. Shapira, S. Foner, P. Becla, D.N. Domingues, M.J. Naughton, J.S. Brooks. *Phys. Rev.* **B33**, 365 (1986).
- [4] А.В. Комаров, С.М. Рябченко, Н.И. Витриховский. *Письма в ЖЭТФ* **27**, 8, 441 (1978).
- [5] P. Swiderski, A. Twardowski. *Phys. Stat. Sol. (b)* **122**, 1, K147 (1984).
- [6] A. Twardowski. *Phys. Lett.* **94A**, 1, 103 (1983).
- [7] J.E. Morales Toro, W.M. Becker, B.I. Wang, U. Debska, J.W. Richardson. *Solid State Commun.* **52**, 1, 41 (1984).
- [8] Ю.П. Гнатенко, А.И. Жмурко. *УФЖ* **30**, 6, 843 (1985).
- [9] E. Müller, W. Gebhardt. *Phys. Stat. Sol. (b)* **137**, 259 (1986).
- [10] W. Giriat, J. Stankiewicz. *Phys. Stat. Sol. (b)* **124**, 1, K53 (1984).
- [11] A. Olszewski, W. Wojdowski, W. Nazarewicz. *Phys. Stat. Sol. (b)* **104**, 1, K155 (1980).
- [12] Ю.П. Гнатенко. Автореф. докт. дис. ИФ НАН Украины, Киев (1992).
- [13] J.K. Furdyna. *Vac. Sci. Technol.* **A4**, 2002 (1986).
- [14] M. Cardenas-Garsia, G. Contreras-Puente, Yu.P. Gnatenko, J.H. Rutkowski. *Bull. Am. Phys. Soc.* **40**, 1(March), 510 (1995).
- [15] А.А. Ключихин, А.Т. Плюхин. *Письма в ЖЭТФ* **21**, 5, 267 (1975).
- [16] А.А. Ключихин, А.Т. Плюхин, Л.Т. Суслина. Е.Б. Шадрин. *ФТТ* **18**, 7, 1909 (1976).
- [17] Л.Т. Суслина, А.Т. Плюхин, Д.Л. Федоров. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **40**, 9, 1994 (1976).
- [18] Д.Л. Федоров, С.А. Пермогоров, А.С. Насибов, П.В. Шапкин, Ю.А. Коростелин. *ФТТ* **35**, 8, 2142 (1993).
- [19] С.Д. Барановский, А.Л. Эфрос. *ФТП* **12**, 11, 2233 (1978).
- [20] П.И. Бабий, П.Н. Букивский, Ю.П. Гнатенко. *ФТТ* **28**, 11, 3358 (1986).
- [21] S. Nakashima, S. Yasuda. *Phys. Stat. Sol. (b)* **96**, 1, 211 (1979).
- [22] T. Taguchi. *Phys. Stat. Sol. (b)* **96**, 1, K33 (1979).
- [23] Ю.П. Гнатенко, А.И. Жмурко, Н.В. Потыкевич, И.А. Фарина. *ФТП* **18**, 6, 1105 (1984).