

Низкотемпературная антистоксова фотолюминесценция в наноструктурах CdSe/ZnSe

© М.Я. Валах[†], Н.В. Вуйчик, В.В. Стрельчук, С.В. Сорокин*, Т.В. Шубина*, С.В. Иванов*, П.С. Копьев*

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 октября 2002 г. Принята к печати 28 октября 2002 г.)

Интенсивная антистоксова фотолюминесценция наблюдалась при низких температурах в структуре CdSe/ZnSe с одиночными вставками CdSe номинальной толщины 1.5 и 0.6 монослоев в матрице ZnSe. При возбуждении с энергией фотонов, заметно меньшей энергетического положения максимума антистоксовой полосы, получена близкая к квадратичной зависимость ее интенсивности от мощности возбуждения, а при резонансном возбуждении — получена менее резкая зависимость. Механизм возбуждения антистоксовой фотолюминесценции интерпретирован на основе нелинейного процесса двухступенчатого двухфотонного поглощения через глубокие состояния дефектных центров, включающих катионные вакансии, локализованные на гетерогранице барьер–наноостровов.

1. Введение

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) на основе соединений $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^V$ в полупроводниковых матрицах являются перспективными материалами современной оптоэлектроники, в частности, для создания эффективных светоизлучающих диодов и лазеров с высокой квантовой эффективностью и рекордно малыми плотностями накачки. Значительное число исследований в этой области направлено на изучение механизмов самоорганизованного роста квантовых точек. Так, для гетеросистемы CdSe/ZnSe электронно-микроскопические исследования [1] показали, что при осаждении слоев CdSe с номинальными толщинами 0.5–3.0 монослоев (МС) при температурах $\leq 280^\circ\text{C}$ образуется двумерный (2D) слой смешанного состава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ толщиной $\sim 10\text{--}11$ МС (1МС соответствует 0.283 нм). В этом 2D слое образуются два превалирующих типа когерентно-напряженных островков: обогащенные кадмием малые островки (≤ 10 нм) с высокой плотностью ($\sim 10^{11}\text{ см}^{-2}$) и большие островки (30–130 нм) с существенно меньшей плотностью ($\sim 10^{10}\text{ см}^{-2}$). Эти внутрислоевые 2D островки могут рассматриваться как „предвестники“ трехмерных (3D) островков. Поэтому можно считать, что морфологический переход 2D–3D в этом случае реализуется плавно, в отличие от резко порогового механизма Странского–Крастанова, характерного для большинства систем на основе полупроводников $A^{III}B^V$, где двумерный смачивающий слой резко трансформируется в 3D островки.¹ Значительное уширение 2D слоя относительно номинальной толщины осаждаемого CdSe-слоя может быть обусловлено процессами интердиффузии и сегрегации Cd/Zn на гете-

рогранице [1]. Эффективное перемешивание материалов барьера и квантовой ямы в гетероструктуре CdSe/ZnSe наблюдалось ранее как для одиночной квантовой ямы, так и для сверхрешеток [3–5]. Отмечалось, что увеличение диффузионной длины атомов Cd в этой системе обусловлено неравновесными условиями роста при использовании метода молекулярно-пучковой эпитаксии и образованием при этом аномально высокой плотности катионных вакансий. Время жизни носителей, захватываемых дефектами, может быть очень большим. При наличии таких дефектов и достаточно быстрых центров излучательной рекомбинации в стационарном состоянии возможно излучение фотонов с большей энергией при возбуждении фотонами с меньшей энергией (антистоксово излучение).

Антистоксова ФЛ (АФЛ) наблюдалась в кристаллических полупроводниках [6,7], пористом Si [8], коллоидальных полупроводниковых КТ [9], полупроводниковых гетеропереходах и квантовых ямах [10–13], КТ InAs [14] и КТ InP [15]. В большинстве этих работ для интерпретации физических механизмов процесса АФЛ привлекаются оже-процесс рекомбинации носителей [12,13] и нелинейный процесс двухступенчатого двухфотонного поглощения (ДФП) через реальные промежуточные состояния [6–11,14,15]. Для объемного GaAs [6], эпитаксиальных слоев GaAs и GaAlAs [7] и КТ InP [15] АФЛ интерпретировалась как процесс двухступенчатого оптического возбуждения электронно-дырочной пары через глубокие промежуточные уровни дефектов. Заметим, что в случае полупроводниковых гетеропереходов и наноструктур с квантовыми ямами и КТ эффективная АФЛ при двухступенчатом фотовозбуждении, как через глубокие дефектные уровни, так и через уровни размерного квантования, наблюдалась обычно в области широкозонного материала. В настоящей работе мы представляем результаты исследования антистоксовой люминесценции наноструктур CdSe/ZnSe,

[†] E-mail: valakh@isp.kiev.ua
Факс: (38044) 2658342

¹ В работе [2] отмечалось, что специальным режимом термической активации можно стимулировать реализацию образования 3D островков.

в которых излучение реализуется в области вставки CdSe, формирующей более узкую по сравнению с ZnSe компоненту гетероструктуры. Исследовалась зависимость АФЛ от длины волны и интенсивности возбуждающего излучения.

2. Методика исследований

Псевдоморфный рост эпитаксиальных структур CdSe/ZnSe осуществлялся методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) при температуре 280–300°C на эпитаксиальном буферном слое GaAs (001), выращенном в соседней МПЭ-камере A^{III}B^V, вакуумно связанной с МПЭ-камерой A^{II}B^{VI}. После стандартной инициации роста ZnSe на GaAs в режиме эпитаксии с повышенной миграцией атомов (ЭПМ) осаждался буферный слой ZnSe толщиной 80 нм. Слои CdSe с номинальными толщинами 0.6 и 1.5 МС выращивались субмонослойным циклическим методом ЭПМ [16,17]. Номинальные толщины слоев CdSe задавались числом циклов осаждения (по 0.3 МС за цикл), при прерывании роста на 10 с после каждого цикла. Выращивание образца завершалось осаждением защитного ограничивающего слоя ZnSe толщиной 20 нм.

В исследованиях ФЛ и комбинационного рассеяния света (КРС) в качестве источника возбуждения использовались различные линии излучения Ar⁺-лазера. Часть спектров ФЛ измерялась при возбуждении Хе-лампой. Спектры КРС и ФЛ измерялись на двойном спектрометре ДФС-24 с регистрацией по системе счета фотонов. Точность определения спектрального положения регистрируемых линий обеспечивалась одновременной регистрацией линий лазера и была не хуже 0.3 см⁻¹.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры ФЛ при температуре $T = 90$ К наноструктуры CdSe/ZnSe с одиночной вставкой CdSe номинальной толщиной 1.5 МС. При обычном высокоэнергетическом возбуждении (энергия фотонов $E_{\text{exc}} = 2.602$ эВ, рис. 1, кривая *a*) в спектре ФЛ регистрируется интенсивная полоса излучения наноструктур CdSe с максимумом при ~ 2.564 эВ и полушириной $\Delta E \approx 35$ мэВ. Спектральное положение максимума полосы и ее асимметрия согласуются с результатами недавних публикаций [16,18] и интерпретируются одновременным вкладом в спектр ФЛ излучения локализованных 2D экситонов в смачивающем слое Zn_{1-x}Cd_xSe (высокоэнергетическое крыло) и излучения локализованных экситонов в малых внутрислоевых островках с локальными максимумами концентрации Cd (низкоэнергетическое крыло).

При возбуждении ФЛ фотонами с энергией, меньшей энергии максимума экситонной полосы ФЛ (энергия фотонов $E_{\text{exc}} = 2.41$ эВ, рис. 1, кривая *b*), наблюдается антистоксово излучение. При этом энергия максимума

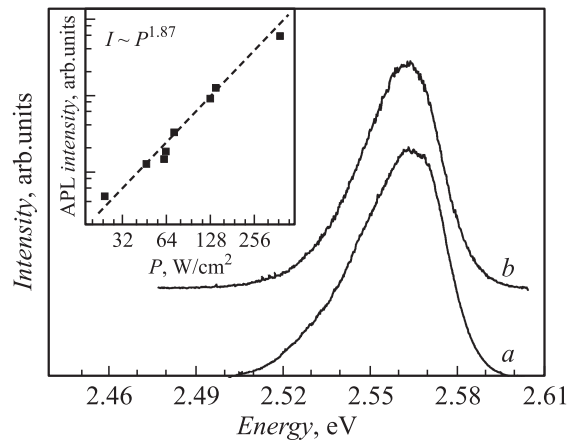


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции наноструктуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 МС при возбуждении излучением Ar⁺-лазера: *a* — $E_{\text{exc}} = 2.602$ эВ; *b* — $E_{\text{exc}} = 2.41$ эВ. $T = 90$ К. На вставке — зависимость интенсивности I АФЛ (APL) от плотности мощности возбуждения при $E_{\text{exc}} = 2.41$ эВ в двойном логарифмическом масштабе.

и форма полосы ФЛ не изменяются, а ее полуширина несколько уменьшается ($\Delta E \approx 5$ мэВ). Возбуждение антистоксовой люминесценции в нашем случае можно интерпретировать на основе двухступенчатого процесса возбуждения пары электрон–дырка через глубокие дефектные уровни, включающие одно- и двухзарядные катионные вакансии, локализованные преимущественно на гетерогранице барьер–наноостровков. Для достаточно плотного массива наноструктур, когда расстояние между ними сравнимо с размером отдельного островка (при номинальной толщине вставки CdSe 1.5 МС плотность малых островков $\sim 10^{11}$ см⁻² и среднее расстояние между ними 15–20 нм [1]), существенным становится их упругое взаимодействие, обусловленное проникновением в подложку неоднородного поля напряжений, создаваемого островками. Это может приводить к эффекту геттерирования точечных дефектов из барьерных слоев ZnSe и наноструктур CdSe на их гетерограницы.

Известно, что дефектные центры в ZnSe, включающие катионные вакансии, обнаруживают полосу поглощения при ~ 500 нм (~ 2.48 эВ), связанную с двухзарядной вакансией Zn (V_{Zn}^{-2}), а также полосы при ~ 885 нм (~ 1.4 эВ) и ~ 468 нм (~ 2.65 эВ), приписываемые однозарядной вакансии Zn (V_{Zn}^{-1}) [19]. При этом наблюдаемая в спектрах ФЛ ZnSe широкая полоса излучения при ~ 620 нм (~ 2.01 эВ) соответствует самоактивированному излучению центра донор–(двухзарядная вакансия Zn) ($D-V_{\text{Zn}}^{-2}$), а полоса при ~ 720 нм (1.72 эВ) — излучению дефектного центра, включающего изолированную вакансию Zn [19]. Время жизни носителей, захваченных этими центрами, составляет $\sim 10^{-3}$ с. К сожалению, нам не удалось зарегистрировать в спектрах ФЛ обсуждаемых однослойных структур излучение, обусловленное этими дефектными центрами. Тем не менее его удастся

надежно зарегистрировать на многослойных структурах CdSe/ZnSe, о чем будет детально сообщено в нашей следующей публикации.

Для установления доминирующего механизма возбуждения антистоксова излучения мы исследовали зависимость интенсивности АФЛ (I) от мощности возбуждающего излучения (P). Поскольку эксперименты проводились при низких температурах, эффект термического возбуждения носителей можно не учитывать.² Кроме того, поскольку при измерениях использовались низкие мощности возбуждающего излучения ($P < 400$ Вт/см²), вкладом возможного прямого двухфотонного процесса поглощения также можно пренебречь. Кроме того, следует отметить, что для полупроводников A^{III}B^{VI}, а том числе и ZnSe, характерно расположение уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны, и поэтому следует ожидать, что дефектные центры, включающие катионные вакансии, исходно заполнены электронами. Поэтому в качестве первого этапа процесса возбуждения АФЛ можно рассматривать поглощение фотона таким долгоживущим примесным центром с рождением неравновесных электронов в зоне проводимости барьера ZnSe (и(или) смачивающего слоя ZnCdSe). При последующей их термализации они могут быть захвачены на более низкие уровни размерного квантования наноструктур. На следующем этапе под действием света электроны из валентной зоны ZnSe барьерного (и(или) смачивающего) слоя переходят на дефектные центры, а образовавшиеся дырки захватываются на уровни размерного квантования потенциальной ямы наноструктур и происходит процесс излучательной рекомбинации пары носителей. Поскольку при низкой температуре ширина запрещенной зоны барьера ZnSe составляет ~ 2.8 эВ, то при возбуждении АФЛ фотонами с энергией 2.41 эВ участвующий в двухступенчатом возбуждении энергетический уровень расположен ниже (выше) края зоны проводимости (валентной зоны) барьера ZnSe по крайней мере на 0.4 эВ. Эффективность двухфотонного поглощения может возрастать с увеличением плотности этих промежуточных состояний. Для результирующей интенсивности АФЛ следует ожидать квадратичную зависимость от плотности возбуждения при достаточно низких значениях последней (см., например, [10]). На вставке рис. 1 эта зависимость представлена для образца с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 МС в двойном логарифмическом масштабе и действительно соответствует прямой с наклоном, близким к 2. Следует отметить, что при обычном высокоэнергетическом возбуждении была получена практически линейная зависимость интенсивности ФЛ от мощности возбуждения. Эффективность АФЛ при возбуждении фотонами с энергией 2.41 эВ в сравнении с сопоставимым по интенсивности прямым возбуждением

² Нам не удалось зарегистрировать антистоксову ФЛ при комнатной температуре. Очевидно, что в этом случае термическая активация носителей и их безызлучательная рекомбинация играют доминирующую роль.

фотонами с энергией 2.707 эВ ($P \approx 10$ Вт/см²) составляет несколько процентов.

В качестве альтернативы рассмотренного возбуждения АФЛ мы проанализировали вариант с участием электронных переходов на гетерогранице GaAs/ZnSe. При этом мы исходим из энергетической близости зон проводимости GaAs и ZnSe (потолок валентной зоны в GaAs примерно на 1 эВ выше, чем в ZnSe), в силу чего электрон, возбуждаемый из валентной зоны GaAs, может попасть в зону проводимости ZnSe, а затем после диффузии и в яму CdSe. Появление дырки в яме возможно за счет перехода ее из валентной зоны ZnSe, где она может быть создана фотовозбуждением электрона в валентную зону GaAs. Однако такому сценарию противоречат следующие соображения.

1) В прямозонном GaAs время жизни фотовозбужденных электронов достаточно мало, поэтому для двухступенчатого возбуждения должны были бы понадобиться относительно большие мощности фотовозбуждения, чтобы превысить конкурирующий канал рекомбинации в самом GaAs. В нашем случае АФЛ наблюдалась при $P < 10$ Вт/см².

2) Мы не наблюдаем даже слабой АФЛ от барьера ZnSe, которая вполне вероятно при таком альтернативном процессе.

3) Даже при повышении мощности фотовозбуждения на один-два порядка нам не удалось зафиксировать в спектре фоновного КРС от GaAs-подложки ожидаемых в таком случае эффектов плазмон-фононного взаимодействия.

Нами проведены также исследования спектров ФЛ этих структур при резонансном возбуждении в низкоэнергетическое крыло полосы излучения ($E_{\text{exc}} = 2.54$ эВ, рис. 2). При этом регистрируется ФЛ как в стоксовой, так и в антистоксовой областях спектра. В стоксовой области проявилась полоса с максимумом при ~ 2.522 эВ и полушириной ~ 5 эВ. Мы связывает ее с экситонной рекомбинацией резонансно возбуждаемого ансамбля наноструктур определенного размера и состава. В пользу экситонной природы полосы свидетельствует небольшая ее полуширина и неизменность энергетического положения с увеличением мощности возбуждения.

Используя известную зависимость энергетического положения максимума излучения в спектрах катодолюминесценции от размеров островков и содержания в них Cd, полученную в рамках модели квантового диска [20], мы оценили отвечающую обсуждаемой полосе концентрацию Cd. Она составляет $x \approx 0.4$, что заметно превышает значение для образцов с такой же номинальной толщиной вставки [1], но выращенных в менее равновесной моде обычного МПЭ-осаждения. Тот факт, что при высокоэнергетическом нерезонансном возбуждении (рис. 1, спектр *a*) не удается регистрировать эту полосу излучения, может быть обусловлен недостаточной плотностью или спецификой релаксации неравновесных носителей в системе островков с пространственно неоднородным потенциалом.

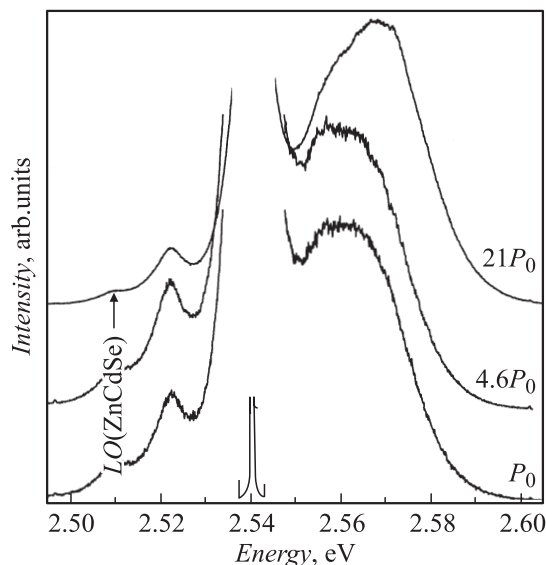


Рис. 2. Изменение спектра фотолюминесценции при резонансном возбуждении наноструктуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 нм в зависимости от плотности мощности возбуждения. $E_{\text{exc}} = 2.54$ эВ. $P_0 = 30$ Вт/см². $T = 90$ К.

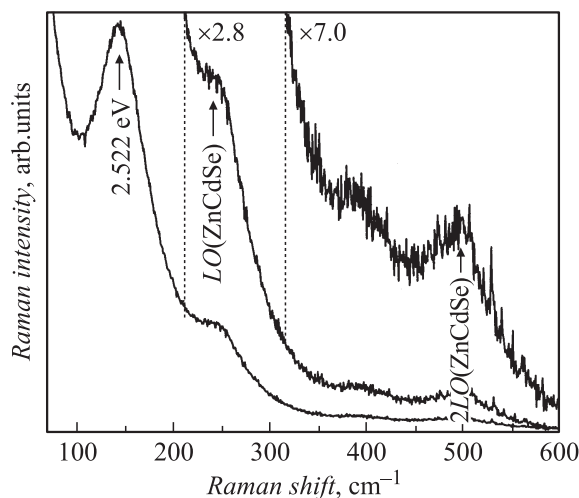


Рис. 3. Спектр резонансного КРС наноструктуры CdSe/ZnSe с номинальной толщиной вставки CdSe 1.5 нм. $E_{\text{exc}} = 2.54$ эВ. $T = 90$ К.

Следует отметить, что эффективность АФЛ при резонансном возбуждении примерно на порядок выше, чем в случае нерезонансного возбуждения (рис. 1, спектр *b*). Такое усиление АФЛ может быть обусловлено дополнительным вкладом в этот процесс в качестве промежуточных состояний уровней размерного квантования наноструктур. При резонансном возбуждении наноструктур оже-процесс рекомбинации также вероятен как возможный механизм усиления антистоксова излучения. Однако для него ожидается кубическая зависимость интенсивности АФЛ от плотности возбуждения, что противоречит полученным данным ($\sim I^{1.3}$). Поэтому мы

закключаем, что в нашем случае оже-процесс не является доминирующим механизмом антистоксова излучения.

Три кривые на рис. 2 показывают изменения в спектре ФЛ при увеличении плотности мощности возбуждающего излучения от 30 до 630 Вт/см². Видно, что кроме увеличения интенсивности АФЛ намечается дополнительный максимум со стороны больших энергий, так что при $P = 630$ Вт/см² проявляются две полосы с максимумами при ~ 2.56 и ~ 2.57 эВ. В работе [21] проявление более высокоэнергетической компоненты полосы ФЛ при резонансном возбуждении связывалось с рекомбинацией с участием первого возбужденного состояния наноструктур. Мы считаем, что этот вопрос требует дополнительного исследования, поскольку в качестве альтернативных вариантов можно назвать рекомбинацию при переходах с основного состояния на уровень легкой дырки ($e-h$) или излучение из ямы ZnCdSe некоторого усредненного состава, окружающей островки.

При возбуждении фотонами с энергией 2.54 эВ в спектре проявились также линии комбинационного рассеяния света, что более отчетливо показано на рис. 3. В спектре резонансного КРС регистрируются линии LO и $2LO$, соответствующие рассеянию на продольных оптических фононах $Zn_{1-x}Cd_xSe$ -вставки, на частотах $\nu_{LO} \approx 248$ см⁻¹, $\nu_{2LO} \approx 500$ см⁻¹. Такие значения частот полос LO и $2LO$ свидетельствуют о том, что сигнал КРС формируется в областях вставки CdSe и соответствует смешанному твердому раствору $Zn_{1-x}Cd_xSe$ с $x \approx 20-25\%$ [22,23]. Достаточно большие полуширины регистрируемых линий ($\Gamma_{LO} \approx 32$ см⁻¹ и $\Gamma_{2LO} \approx 43$ см⁻¹) могут быть обусловлены неоднородностью состава вставки и влиянием упругих напряжений в зондируемых областях.

На рис. 4 представлены спектры ФЛ обсуждаемого образца при $T = 5$ К. При возбуждении в области поглощения барьера ZnSe (рис. 4, спектр *a*) регистрируется одна неоднородно уширенная полоса излучения с максимумом при ~ 2.568 эВ. В сравнении со спектром ФЛ, полученным при $T = 90$ К (рис. 1, спектр *a*), наблюдается уменьшение полуширины полосы (от 35 до 24 мэВ), ее форма становится более симметричной, а максимум смещается на ~ 4 мэВ в сторону больших энергий. Последнее объясняется как небольшим температурным сдвигом, так и более резким (по сравнению с наноструктурами) ростом интенсивности излучения $2D$ экситонов смачивающего слоя ZnCdSe, обуславливающего высокоэнергетическое крыло. При возбуждении с энергией фотонов меньше ширины запрещенной зоны барьера ZnSe (рис. 4, спектр *b*) энергетическое положение и форма полосы ФЛ наноструктур CdSe практически остаются неизменными. Ситуация кардинально изменяется, если возбуждение осуществляется с энергией фотонов в области энергии экситонного перехода легкой дырки³ (рис. 4, спектр *c*). Максимум полосы излучения

³ Энергетическое положение экситонного перехода легкой дырки ($e-h$) для этого образца определено нами из спектра возбуждения фотолюминесценции.

смещается в сторону высоких энергий на $\Delta E \approx 6$ мэВ и ее полуширина уменьшается от ~ 35 до ~ 13 мэВ. Наблюдаемый эффект обусловлен селективно-резонансным возбуждением локализованных экситонных состояний ниже „края подвижности“ Мотта–Андерсона [24] с участием LO - и TO -фононов. Подобный эффект наблюдался в работе [25] для твердых растворов CdS_xSe_{1-x} и сверхрешеток $CdSe/ZnSe$ с субмонослойными толщинами слоев $CdSe$ [26,27]. Возникновение „края подвижности“ в таких системах обусловлено неоднородностью распределения внутренних деформаций и состава вставки.

Если энергия фотона возбуждающего излучения соответствует низкоэнергетическому крылу полосы ФЛ (рис. 4, спектр d), то регистрируется спектр ФЛ как в стоксовой, так и в антистоксовой областях спектра (аналогично случаю, представленному на рис. 2). В стоксовой области спектра проявляется слабая полоса при 2.522 эВ, которую, как отмечалось выше (рис. 2), мы приписываем излучению нанодоменов определенного размера и состава. В спектре также присутствует линия КРС, соответствующая процессу рассеяния на LO -фононах $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($\nu_{LO} \approx 249.5$ см $^{-1}$). При энергии фотона возбуждения, заметно меньшей энергетического положения максимума излучения нанодоменов, опять

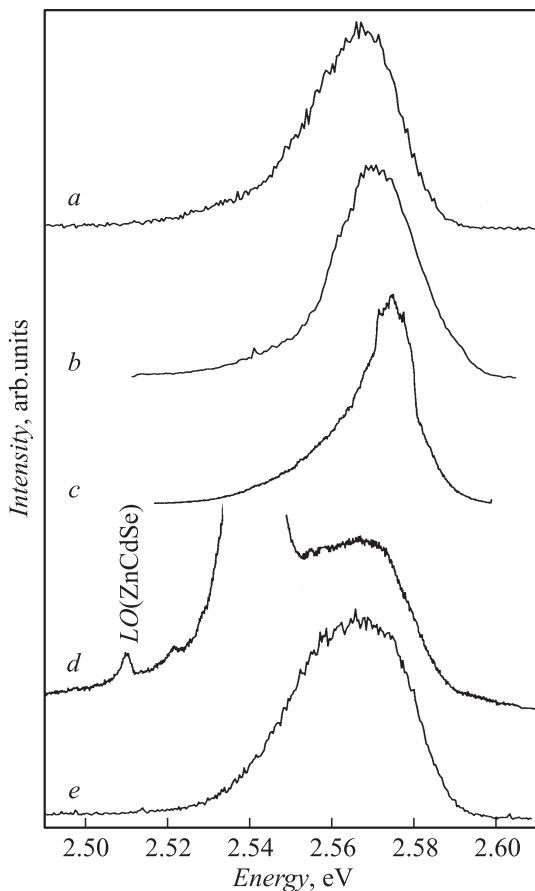


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции наноструктуры $CdSe/ZnSe$ с номинальной толщиной вставки $CdSe$ 1.5 МС при различных энергиях фотонов возбуждения E_{exc} , эВ: a — 2.882, b — 2.707, c — 2.602, d — 2.54, e — 2.41. $T = 5$ К.

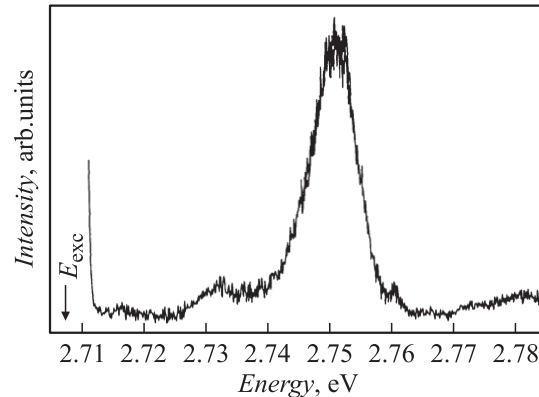


Рис. 5. Спектр антистоксовой фотолюминесценции наноструктуры $CdSe/ZnSe$ с номинальной толщиной вставки $CdSe$ 0.6 МС. $E_{exc} = 2.707$ эВ. $T = 5$ К. Стрелкой показана энергия фотонов возбуждения.

регистрируется полоса АФЛ (рис. 4, спектр e). Следует отметить, что при регистрации АФЛ нам не удалось наблюдать АФЛ барьера $ZnSe$, что свидетельствует о доминировании процесса захвата носителей на энергетические уровни размерного квантования нанодоменов.

АФЛ также наблюдалась нами для образца с одиночной вставкой $CdSe$ номинальной толщиной 0.6 МС. Соответствующий спектр ФЛ ($T = 5$ К), полученный при энергии возбуждающих фотонов 2.707 эВ, приведен на рис. 5. В спектре регистрируется интенсивная полоса при ~ 2.751 эВ с полушириной ~ 5 мэВ. Энергетическое положение максимума полосы ФЛ соответствует концентрации Cd для твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xSe$, $x \approx 0.03-0.04$ [23], а с учетом квантово-размерного эффекта $x \approx 0.07$ [20]. Следует отметить, что так же, как и в предыдущем случае, АФЛ барьера $ZnSe$ не регистрируется. В спектре проявились два слабых по интенсивности максимума при ~ 2.760 и ~ 2.732 эВ, природа которых остается пока не ясной.

4. Заключение

Таким образом, нами представлены экспериментальные исследования эффективной низкотемпературной АФЛ в гетероструктурах $CdSe/ZnSe$ с одиночными вставками $CdSe$ номинальной толщиной 1.5 и 0.6 МС при возбуждении с энергией фотона, меньшей энергии нижних уровней размерного квантования наноструктуры. Это явление свидетельствует о наличии глубоких дефектных состояний, локализованных на гетерогранице барьер–нанодоменов, которые выступают в роли промежуточных состояний для процесса антистоксова излучения. Доминирующим механизмом возбуждения АФЛ является двухступенчатое двухфотонное поглощение, о чем свидетельствует близкая к квадратической зависимость интенсивности АФЛ от плотности возбуждения. Аномально большая интенсивность АФЛ обусловлена большой плотностью нанодоменов, эффективным

процессом захвата носителей на уровни размерного квантования и значительной концентрацией глубоких дефектных состояний, включающих катионные вакансии на гетерогранице барьер–наноостровок.

Список литературы

- [1] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 015 (2000); D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, N.N. Ledentsov. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 819 (2000).
- [2] D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, P. Kratzert, M. Rabe, F. Henneberger. *Proc. 10th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“*. (St.Petersburg, 2002) p. 49.
- [3] A. Rosenauer, T. Reisinger, E. Steinkirchner, J. Zweck, W. Gebhardt. *J. Cryst. Growth*, **152**, 580 (1995).
- [4] G. Bacher, D. Tönnies, D. Eisert, A. Forchel, M.O. Möller, M. Korn, B. Jobst, D. Hommel, G. Landwehr, J. Söliner, M. Heuken. *J. Appl. Phys.*, **79**, 4368 (1996).
- [5] R.N. Kyutt, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, T.V. Shubina, S.V. Ivanov, M. Karlsteen, M. Willander. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 373 (1999).
- [6] E.J. Johnson, J. Kafalos, R.W. Davies, W.A. Dyes. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 993 (1982).
- [7] L.G. Quagliano, H. Nather. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 555 (1984).
- [8] N. Künzner, D. Kovalev, H. Heckler, J. Diener, G. Polisski, F. Koch, A.L. Efros, M. Rosen. *Phys. St. Sol. (b)*, **224**, 21 (2001).
- [9] Yu.P. Rakovich, S.A. Filonovich, M.J.M. Gomes, J.F. Donegan, D.V. Talapin, A.L. Rogach, A. Eychmüller. *Phys. St. Sol. (b)*, **229**, 449 (2002).
- [10] R. Hellman, A. Euteneuer, S.G. Hense, J. Feldmann, P. Thomas, E.O. Göbel, D.R. Yakovlev, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **51**, 18 053 (1995).
- [11] M. Satake, Y. Masumoto, T. Miyajima, T. Asatsuma, T. Hino. *Phys. Rev. B*, **61**, 12 654 (2000).
- [12] S. Kalem, A. Gurtis, Q. Hartmann, B. Moser, G. Stillman. *Phys. St. Sol. (b)*, **221**, 517 (2000).
- [13] W. Seidel, A. Titkov, J.P. Andree, P. Voisin, M. Voos. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2356 (1994).
- [14] P.P. Paskov, P.-O. Holtz, B. Monemar, J.M. Garcia, W.V. Schoenfeld, P.M. Petroff. *Jap. J. Appl. Phys.*, **40** (1), 2080 (2001).
- [15] I.V. Ignatiev, I.E. Kozin, H.W. Ren, S. Sugon, Y. Masumoto. *Phys. Rev. B*, **60**, R14001 (1999).
- [16] S.V. Ivanov, A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, I.V. Sedova, P.S. Kop'ev, G.R. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar. *J. Appl. Phys.*, **83**, 3168 (1998).
- [17] S. Sorokin, T. Shubina, A. Toropov, I. Sedova, A. Sitnikova, R. Zolotareva, S. Ivanov, P. Kop'ev. *J. Cryst. Growth*, **200/201**, 461 (1999).
- [18] C.S. Kim, M. Kim, S. Lee, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska, H. Rho, L.M. Smith, H.E. Jackson. *J. Cryst. Growth*, **214/215**, 761 (2000).
- [19] K.M. Lee, Le Si Dang, G.D. Watkins. *Sol. St. Commun.*, **35** (7), 527 (1980).
- [20] I. Yamakawa, S. Sorokin, A. Toropov, S. Ivanov, A. Nakamura. *Jap. J. Appl. Phys.*, **39**, L851 (2000).
- [21] E. Kurtz, T. Sekigushi, Z. Zhu, T. Yao. *Superlatt. Microstruct.*, **25** (1/2), 119 (1999).
- [22] M.Ya. Valakh, M.P. Lisitsa, G.S. Pekar, G.N. Polisskii, V.I. Sidorenko, A.M. Yaremko. *Phys. St. Sol. (b)*, **113**, 635 (1982).
- [23] R.G. Alonso, E.-K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **40**, 3720 (1989).
- [24] N.F. Mott, E.A. Davis. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (Oxford University Press, Oxford, 1979).
- [25] E. Cohen, M.D. Sturge. *Phys. Rev. B*, **25**, 3828 (1982).
- [26] A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, R.N. Kyutt, S.V. Ivanov, M. Karlsteen, M. Willander, G.R. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar. *Phys. Rev. B*, **59**, 2510 (1999).
- [27] A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, A.A. Sitnikova, S.V. Ivanov, M. Karlsteen, M. Willander, J.P. Bergman, G.R. Pozina, B. Monemar. *J. Cryst. Growth*, **201/202**, 1231 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Low-temperature anti-Stokes photoluminescence in CdSe/ZnSe nanostructures

M.Ya. Valakh, M.V. Vuychik, V.V. Strelchuk,
S.V. Sorokin*, T.V. Shubina*, S.V. Ivanov*, P.S. Kop'ev*

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract An intense anti-Stokes photoluminescence has been observed at low temperatures for CdSe/ZnSe structures having individual CdSe inserts of the nominal thicknesses of 1.5 and 0.6 monolayers in the ZnSe matrix. At the exciting photon energy that is noticeably smaller than that of the anti-Stokes band maximum energy, the dependence of the photoluminescence intensity on the excitation power was almost the quadratic one. Under the resonant excitation, the above dependence was much more weaker. The mechanism of the anti-Stokes photoluminescence excitation can be explained by a nonlinear two-step two-photon absorption process involving the deep states of defects that include cation vacancies localized in the vicinity of the nanoislands.