

Температурная делокализация возбуждений в GaAs/AlAs-сверхрешетках типа II

© И.Я. Герловин, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов*, И.В. Игнатьев*, Е.Е. Новицкая*, В.В. Овсянкин

Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова,
199034 Санкт-Петербург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 26 июня 1997 г.)

В окончательной редакции 28 ноября 1997 г.)

В интервале температур 10–40 К исследованы спектры фотолюминесценции гетероструктур, содержащих короткопериодные GaAs/AlAs-сверхрешетки типа II, выращенные как в режиме выглаживания, так и без выглаживания гетерограниц. Количественный анализ экспериментальных данных показал, что в большинстве случаев тушение экситонной люминесценции характеризуется единым значением энергии активации $E_2 = 8 \pm 1$ meV, совпадающим с величиной энергии связи X–Г-экситонов. Сделан вывод о том, что основной причиной тушения в исследуемом температурном интервале является термический разрыв экситона на пару свободных носителей, делокализация которых сопровождается безызлучательной рекомбинацией на ловушках. Обнаружено, что выглаживание гетерограниц приводит к увеличению вероятности тушения в среднем на 1–2 десятичных порядка.

Короткопериодные GaAs/AlAs-сверхрешетки представляют собой, как правило, сверхрешетки типа II, в которых нижайшим возбужденным состоянием является непрямой X–Г-экситон [1]. Относительно малая вероятность излучательного перехода затрудняет его конкуренцию с безызлучательными процессами, что должно приводить к тушению X–Г-люминесценции. Тем не менее, как показывают результаты многочисленных экспериментальных исследований [2–4], при низких температурах (меньших 10 К) люминесценция GaAs/AlAs-сверхрешеток типа II практически не уступает по яркости люминесценции сверхрешеток типа I, в которых излучательный переход полностью разрешен. Наличие яркой экситонной люминесценции свидетельствует о малой вероятности безызлучательных процессов для X–Г-экситонов при низких температурах. Принято считать, что главной причиной высокого квантового выхода люминесценции X–Г-экситонов является их локализация, препятствующая пространственной диффузии и гибели на тушителях (глубоких ловушках, дефектах структуры и т.д.). При повышении температуры до 30–40 К наблюдаются резкое (более чем на два десятичных порядка) падение интенсивности экситонной люминесценции [2] и не менее резкое сокращение времени ее затухания [3]. Это радикально отличает поведение X–Г-экситонов от поведения прямых Г–Г-экситонов, кинетика и интенсивность люминесценции которых не испытывают существенных изменений в указанном температурном интервале. Как правило, в качестве механизма быстрого температурного тушения люминесценции сверхрешеток типа II рассматривается термическое освобождение X–Г-экситонов из локализованных состояний, приводящее к пространственной диффузии и гибели их на тушителях [4]. Эффект термически стимулированной диффузии возбуждений в GaAs/AlAs-сверхрешетках типа II действительно экспериментально зафиксирован в работе [3]. В то же время отсутствие систематических

экспериментальных данных о динамике температурного тушения не позволяет однозначно установить причину локализации X–Г-экситонов и механизм их термической делокализации. При этом до сих пор фактически не анализировался альтернативный механизм делокализации возбуждений — термически стимулированный разрыв экситона с образованием пары свободных носителей и последующей делокализацией хотя бы одного из них. Захват делокализованного носителя ловушкой, препятствующий обратной рекомбинации с образованием экситона, также может служить причиной тушения экситонной люминесценции.

В настоящей работе приводятся результаты систематического экспериментального исследования механизма температурного тушения X–Г-экситонов в короткопериодных GaAs/AlAs-сверхрешетках типа II. В экспериментах были использованы образцы, близкие по размерным параметрам, но существенно различавшиеся по рельефу гетерограниц, неоднородность которых считается, как правило, основной причиной локализации экситонов в квазидвумерных гетероструктурах. Количественный анализ температурных изменений в спектрах люминесценции позволил заключить, что высокая яркость низкотемпературной люминесценции исследуемых сверхрешеток обусловлена не энергетической локализацией, а исходно малой подвижностью свободных X–Г-экситонов. Основным механизмом делокализации возбуждений, приводящей к температурному тушению, является при этом развал X–Г-экситонов на пару свободных носителей.

1. Эксперимент

В качестве объектов исследования были использованы гетероструктура *NMSL1*, выращенная в Центре оптических исследований Университета штата Аризона

Таблица 1. Номинальные параметры сверхрешеток

Параметр	Образец		
	<i>NMSL1</i>	<i>e119</i>	<i>e129</i>
Толщина GaAs, ml	7	8	8
Толщина AlAs, ml	5	5	4

(США) [5], и две гетероструктуры (*e119* и *e129*), выращенные в НИИ физики СПбГУ. Каждая гетероструктура содержала короткопериодную GaAs/AlAs-сверхрешетку. Номинальные размерные параметры сверхрешеток в исследованных структурах приведены в табл. 1. Все гетероструктуры были выращены методом молекулярной пучковой эпитаксии. При выращивании структуры *NMSL1* для выглаживания гетерограниц производилось прерывание роста на каждой границе, тогда как структуры *e119* и *e129* выращивались без прерывания. Рост всех структур производился без вращения подложки, в результате чего сверхрешетки имели заметный градиент величины периода в плоскости (приблизительно 0.5 ml/cm). Это позволяло реализовать в каждом образце набор сверхрешеток с плавно меняющимся периодом.

Возбуждение люминесценции образца производилось излучением He-Ne-лазера. Интенсивность возбуждающего излучения выбиралась достаточно малой, чтобы в спектре не наблюдались нелинейные искажения. Люминесценция регистрировалась двойным спектрометром фирмы Jobin Yvon с использованием охлаждаемого фотомножителя, работавшего в режиме счета фотонов. Образец помещался на хладопровод в вакуумную полость гелиевого криостата системы Laybold-Heraeus. Конструкция криостата позволяла плавно менять температуру образца в интервале 10–100 К. Контроль температуры осуществлялся по соотношению интенсивностей *R*-линий люминесценции тонкой пластинки кристаллического рубина, прикрепленной на тот же хладопровод в непосредственной близости от образца.

Спектры люминесценции, зарегистрированные при температуре 10 К, представлены на рис. 1. Спектры структуры *NMSL1*, выращенной с выглаживанием гетерограниц (рис. 1, *a*), содержат, как правило, два отчетливо разрешенных пика, каждый из которых имеет свою систему фоновых повторений, характерную для X-Г-экситона в GaAs/AlAs-сверхрешетке [1]. Согласно данным детального спектроскопического исследования [5], эти пики могут быть приписаны экситонам, локализованным в плоских островках с толщинами слоев GaAs и AlAs, кратными целому числу моноатомных слоев. Наблюдаемая на рис. 1, *a* трансформация спектра при перемещении по поверхности образца обусловлена изменением статистических весов островков разной толщины при изменении среднего значения периода.

Спектры низкотемпературной люминесценции образца *e119* (рис. 1, *b*) содержат только одну яркую экситонную линию, энергетическое положение которой плавно меняется при движении по поверхности образца

в направлении градиента периода сверхрешетки. Такое поведение характерно для структур, в которых масштаб неоднородности гетерограниц существенно меньше радиуса экситона [6]. При дальнейшем движении в направлении увеличения периода происходит отчетливая трансформация спектра люминесценции образца *e119*: основная линия несколько уширяется и исчезают фоновые спутники, типичные для люминесценции X-Г-экситона (кривая 3 на рис. 1, *b*). Такое изменение спектра соответствует переходу в область, где структура становится сверхрешеткой типа I. При этом существен-

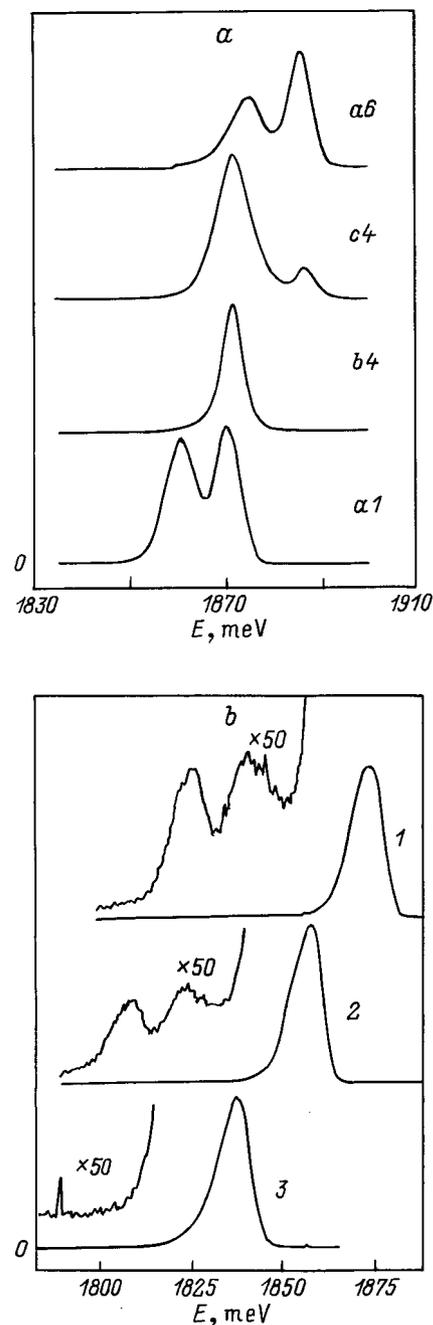


Рис. 1. Спектры низкотемпературной люминесценции, измеренные в разных точках образцов *NMSL1* (*a*) и *e119* (*b*).

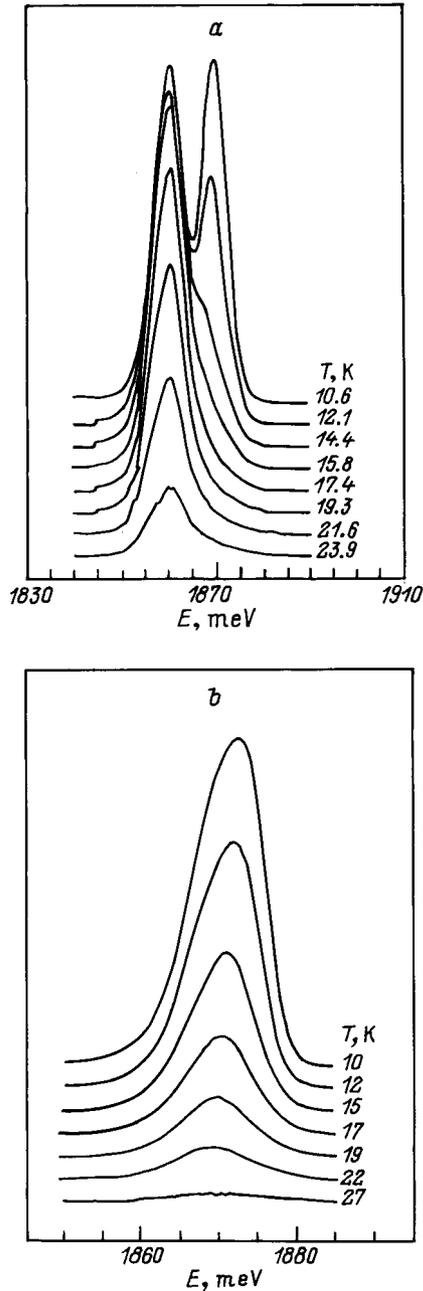


Рис. 2. Температурные изменения спектров люминесценции образца *NMSL1* в точке *a1* (*a*) и образца *e119* в точке 2 (*b*).

но, что переход от сверхрешетки типа II к сверхрешетке типа I не сопровождается резким изменением интенсивности люминесценции, несмотря на то, что вероятность излучательного перехода возрастает по крайней мере на три десятичных порядка [7]. Этот факт свидетельствует о высоком квантовом выходе экситонной люминесценции в исследуемом образце. Спектроскопические характеристики образца *e129* близки к характеристикам образца *e119*.

Повышение температуры сопровождается, как правило, быстрым падением полной интенсивности люминесценции исследованных структур, что указывает на

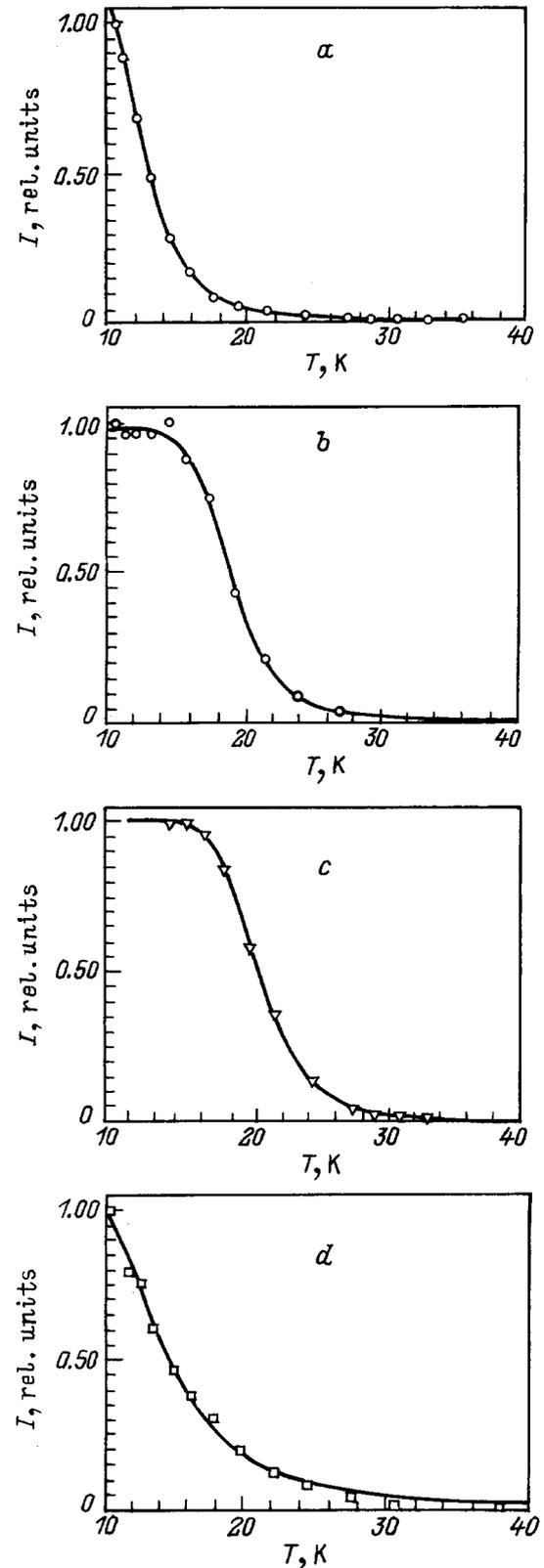


Рис. 3. Зависимость интенсивности экситонных линий от температуры. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — результат расчета по формуле (5). *a* — образец *NMSL1*, точка *a1*, энергия квантов излучения 1870 meV, *b* — *NMSL1*, точка *a6*, 1875 meV, *c* — *NMSL1*, точка *a1*, 1860 meV, *d* — *e119*, точка 1, 1874 meV.

наличие температурного тушения. Кроме того, с ростом температуры наблюдается перераспределение интенсивностей линий в дублетах образца *NMSL1* (рис. 2, *a*). Количественный анализ экспериментальных данных производился путем математического разложения зарегистрированных спектров на сумму контуров, описываемых в общем случае функцией Фойхта. Интенсивность каждого пика определялась как интеграл под контуром линии. Результаты такой обработки частично приведены на рис. 3.

2. Анализ и обсуждение результатов

Наблюдавшиеся в эксперименте высокая яркость низкотемпературной $X-\Gamma$ -люминесценции и практически линейная зависимость интенсивности экситонных пиков от плотности возбуждения свидетельствуют о малости безызлучательных потерь на всех стадиях, предшествующих образованию $X-\Gamma$ -экситона. Отсюда следует, что причиной температурного тушения является прежде всего безызлучательный уход возбуждений непосредственно с экситонного уровня. Как уже отмечалось выше, безызлучательные потери возникают в результате термически стимулированной делокализации возбуждений, способствующей их встрече с тушителем.

Повышение температуры стимулирует, вообще говоря, два альтернативных процесса: увеличение энергии экситона как целого с переходом в высоколежащие делокализованные состояния и разрыв экситона на пару свободных носителей. Поскольку, согласно теоретическим оценкам [8], низкотемпературная подвижность $X-\Gamma$ -экситонов мала, второй процесс может существенно облегчить делокализацию возбуждений. Энергия термической активации этого процесса определяется энергией связи $X-\Gamma$ -экситона, которая для короткопериодных сверхрешеток GaAs/AlAs составляет 8–10 meV [9].

Параметры процесса делокализации экситона как целого должны определяться механизмом исходной локализации $X-\Gamma$ -экситона. В качестве наиболее эффективных механизмов пространственной локализации квазидвумерных $X-\Gamma$ -экситонов в сверхрешетках типа II рассматриваются локализация на точечных дефектах с образованием связанных экситонных состояний [10,11] и локализация, обусловленная неплоскостностью границ между гетерослоями [12]. В первом случае размер области локализации совпадает с боровским радиусом экситона (a_B), а энергия локализации имеет порядок 3–5 meV.

Во втором случае характер локализации экситона существенно зависит от рельефа гетерограниц. Для высококачественных структур, выращенных на хорошо ориентированных подложках с использованием режима прерывания роста, гетерограница представляет собой комбинацию плоских участков (островков), смещенных по глубине на толщину мономолекулярного слоя (для GaAs — 2.83 Å). Разница экситонных энергий в сверхрешетках, различающихся по толщине слоев GaAs или

AlAs на один монослой, составляет 10–20 meV [5]. Эта величина и должна задавать глубину энергетической локализации экситонов в толстых монослойных островках.

В сверхрешетках, выращенных без выглаживания гетерограниц, размер плоских островков существенно меньше радиуса экситона. В таких структурах энергия экситона задается усредненным положением гетерограниц, а их флуктуации приводят к неоднородному уширению экситонного контура. Низкочастотное крыло контура формируется при этом экситонными состояниями, локализованными на крупномасштабных флуктуациях гетерограниц, а высокочастотное — делокализованными экситонными состояниями. Таким образом, в этих структурах энергия локализации экситона не является константой, а плавно меняется в пределах неоднородного контура.

Вышеизложенное означает, что спектроскопические проявления термически стимулируемой делокализации экситона как целого в сверхрешетках с разной структурой гетерограниц должны отчетливо различаться. В решетках с выглаженными границами нижайшие экситонные состояния формируются либо в плоских слоях с большой пространственной протяженностью, либо в относительно толстых островках малого размера (сравнимого с радиусом экситона). Движение в плоских слоях не требует, вообще говоря, термической активации. Термический выброс экситона из толстых островков в пространственно протяженный слой, содержащий тушители, характеризуется фиксированным значением энергии активации, равным разности соответствующих экситонных энергий. В решетках с мелкомасштабными флуктуациями гетерограниц энергия активации не фиксирована, а меняется в пределах неоднородно уширенного контура.

В отличие от процесса делокализации экситона разрыв экситона на пару свободных носителей характеризуется единым значением энергии активации, практически не зависящим от формы гетерограниц. Различия в значениях энергии активации разных процессов делокализации возбуждений позволяют выделить доминирующий процесс по результатам температурных измерений.

Процесс температурного тушения люминесценции принято описывать в рамках элементарной трехуровневой схемы. В этой схеме кроме основного состояния 0 и излучающего экситонного состояния 1 имеется еще одно дополнительное состояние 2, расположенное выше состояния 1 и характеризующееся большой вероятностью безызлучательной релаксации. При повышении температуры становятся возможными переходы с уровня 1 на уровень 2 с поглощением фононов, "включающие" канал тушения "2-0". Если состояния 1 и 2 являются локальными и между ними установилось тепловое равновесие, то заселенности уровней 1 и 2 должны быть связаны бальцовским соотношением

$$n_2 = n_1 (g_2/g_1) \exp(-E_{12}/kT). \quad (1)$$

Здесь g_i — статистические веса уровней, E_{12} — энергетический зазор. Суммарная заселенность уровней 1

и 2 определяется при этом стационарным решением уравнения баланса

$$d(n_1 + n_2)/dt = -a_{10}n_1 - b_{20}n_2 + P, \quad (2)$$

где a_{10} — вероятность излучательного, а b_{20} — вероятность безызлучательного перехода, P — накачка.

Выражения (1) и (2) нетрудно обобщить в рамках более реалистичной модели, учитывающей наличие сплошного спектра (зоны) делокализованных состояний. В этом случае

$$n_2/n_1 = (g_2/g_1) \int f_2(E) \exp(-(E_{12} + E)/kT) dE, \quad (3)$$

где $f_2(E)$ — нормированная спектральная плотность делокализованных состояний. Поскольку вблизи дна зоны спектральная плотность квазидвумерных экситонных состояний практически постоянна, интегрирование выражения (3) по энергии дает

$$n_2/n_1 = (g_2/g_1)A_1 \exp(-E_{12}/kT). \quad (4)$$

Здесь A_1 — нормировочная константа.

Совместное решение уравнений (2) и (4) позволяет получить выражение для температурной зависимости интенсивности экситонной люминесценции

$$I(T) = n_1 a_{10} = I(0) / (1 + AT \exp(-E_{21}/kT)),$$

$$A = A_1 (b_{20}/a_{10}), \quad (5)$$

где $I(0)$ — интенсивность низкотемпературной люминесценции. Использование выражений (5) при анализе температурной зависимости интенсивности люминесценции дает возможность установить величину энергетического зазора между состояниями 1 и 2 и определить тем самым основной механизм делокализации возбуждений.

На рис. 3 продемонстрировано сопоставление расчетных кривых, вычисленных по формуле (5), с результатами экспериментов. Как видно из этого рисунка, в интервале температур 10–25 К теоретические кривые вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для всех исследованных образцов. При более высоких температурах наблюдается дополнительное увеличение вероятности тушения, обусловленное, по-видимому, заселением делокализованных высокоэнергетических зонных состояний.

Расчетные значения предэкспоненциальных множителей и энергий активации приведены в табл. 2.

Анализ приведенных в табл. 2 данных с учетом имеющихся к настоящему моменту представлений о структуре гетерограниц в исследуемых образцах позволяет сделать вполне определенные выводы об основных механизмах термической делокализации возбуждений в GaAs/AlAs-сверхрешетках типа II.

Наиболее информативным в этом плане является анализ данных, полученных в разных точках образца NMSL1, микроструктура которого достаточно подробно

Таблица 2. Параметры процесса тушения

Образец	Точка	Период сверхрешетки, ml	Энергия пика, meV	A	E_{12} , meV
NMSL1	a1	12.6	1860	950	18.0
			1870	120	8.1
	b4	12.2	1871	20	8.4
	a6	12.1	1875	2250	18.5
	1886		44	8.4	
	c4	12.0	1871	170	12.4
			1886	1800	10.0
e119			1856	2.8	7.3
e129			1889	33	8.1

исследована в [5]. Прежде всего обращает на себя внимание факт температурного тушения люминесценции высокочастотных пиков, приписываемых экситонам, находящимся в плоских островках с большой пространственной протяженностью. Условия для энергетической локализации у таких экситонов отсутствуют, однако, как показывают результаты экспериментов, процесс их тушения требует, тем не менее, термической активации. Значение энергии активации процесса тушения высокочастотных пиков оказывается практически постоянным во всех точках образца. Более того, как видно из табл. 2, эта величина совпадает в пределах погрешности с энергией активации температурного тушения люминесценции образцов e119 и e129, имеющих принципиально иную структуру гетерограниц. К этому можно добавить результаты анализа литературных данных (рис. 3 в работе [3]), который показывает, что в интервале температур 10–30 К температурное изменение кинетики X–Г-люминесценции аналогичных сверхрешеток также характеризуется энергией активации, близкой к полученной величине E_{12} . Исходя из этого, можно сделать вывод о существовании универсального процесса термической делокализации возбуждений в GaAs/AlAs-сверхрешетках типа II.

Необходимость термической активации процесса тушения люминесценции экситонов, расположенных в пространственно протяженных участках с плоскими гетерограницами, имеет фактически два возможных объяснения. Согласно первому, свободные экситоны в таких участках делокализованы и их люминесценция потушена даже при низкой температуре. Спектр низкотемпературной люминесценции формируется при этом экситонами, связанными на точечных дефектах (например, углеродных акцепторных центрах), присутствующих в виде неконтролируемой примеси во всех эпитаксиальных структурах. Повышение температуры приводит к освобождению связанных экситонов и уменьшению интенсивности их люминесценции. Энергия активации такого процесса равна энергии связи на акцепторных центрах, составляющей, как отмечалось выше, 3–5 meV. Воспользовавшись приведенными в табл. 2 данными, нетрудно заметить, что

все экспериментально полученные значения E_{21} существенно превышают эту величину. Более того, в соответствии с соотношением (4) нагрев должен приводить к появлению на высокочастотном крыле экситонного пика линии люминесценции свободных экситонов, что не наблюдается на опыте.

Второе объяснение необходимости термической активации заключается в предположении о малой подвижности X - Γ -экситонов, обусловленной рассеянием на микронеоднородностях гетерограниц (такие микронеоднородности, размер которых существенно уступает радиусу экситона, могут присутствовать даже на интегрально плоских участках). В результате этого радиус диффузии экситонов оказывается меньшим среднего расстояния между тушителями, что резко уменьшает вероятность тушения.

При повышении температуры возникает возможность разрыва (ионизации) экситона на пару свободных носителей, подвижность которых значительно выше. Захват делокализованных носителей приведет к тушению экситонной люминесценции. В пользу этой модели свидетельствует прежде всего отмеченное выше постоянство полученного значения энергии активации E_{12} для разных структур, и совпадение этого значения в пределах погрешности с величиной энергии связи X - Γ -экситона. В рамках такой модели отсутствие разгорания высокочастотного крыла экситонной линии при нагреве непротиворечиво объясняется относительно малой (по сравнению с экситонами) вероятностью излучательной рекомбинации свободных носителей.

Температурное поведение низкочастотных компонент дублетов в точках $a1$ и $a6$ образца *NMSL1* характеризуется несколько иными закономерностями. На начальном участке (10–15 К) наблюдается незначительный (в пределах 10–15%), но вполне отчетливый рост интенсивности этих компонент. Дальнейшее повышение температуры сопровождается падением их интенсивности. Так же как и для высокочастотных компонент, падение интенсивности хорошо описывается выражением (5) (рис. 3), но энергия активации оказывается при этом значительно большей. Согласно [5], низкочастотные компоненты испускаются экситонами, локализованными в пространственно ограниченных плоских островках, образованных монослойной флуктуацией одной из гетерограниц. При разрыве таких экситонов освобождается только один из носителей, а второй носитель остается локализованным в островке. Полная делокализация возбуждения происходит только после перехода второго носителя в более тонкий пространственно протяженный слой. Дополнительная энергия, необходимая для такого процесса, равна изменению энергии X - Γ -экситона при монослойном изменении толщины соответствующей ямы. Воспользовавшись данными табл. 2, нетрудно убедиться, что для точек $a1$ и $a6$ эта закономерность хорошо выполняется: разность величин E_a для двух пиков в каждой из точек совпадает в пределах погрешности с разностью частот этих пиков. Отмеченное выше начальное разгорание интенсивности низкочастотных компонент указывает на наличие термически стимулируемого

обмена энергией между экситонами, расположенными в слоях разной толщины. Выяснение механизма обмена энергией и его зависимости от параметров структуры требует дополнительного исследования.

Как уже отмечалось выше, температурное тушение люминесценции образцов $e119$ и $e129$, имеющих неоднородные гетерограницы, характеризуется тем же значением энергии активации, что и тушение высокочастотных пиков образца *NMSL1*. В то же время относительная вероятность тушения (коэффициент A в табл. 2) оказывается в этих образцах заметно меньшей. Последнее означает, что обусловленное изменением технологии роста (отсутствием выглаживания) ухудшение качества гетерограниц приводит к уменьшению подвижности образующихся при термическом разрыве экситона свободных носителей.

Таким образом, проведенное в настоящей работе сравнительное экспериментальное исследование температурных изменений в спектрах люминесценции GaAs/AlAs-сверхрешеток типа II с существенно различной структурой гетерограниц позволило сделать следующие выводы. Можно считать установленным, что высокая яркость низкотемпературной люминесценции таких сверхрешеток обусловлена принципиально малой подвижностью X - Γ -экситонов, а не их энергетической локализацией на дефектах структуры. Основной причиной тушения люминесценции в интервале температур 10–30 К является термически стимулируемый разрыв экситона на пару свободных носителей, обладающих большей подвижностью, чем экситон, и эффективно захватываемых ловушками. Этот процесс является универсальным для GaAs/AlAs-сверхрешеток типа II, независимо от технологии их изготовления. В то же время эффективность тушения, определяемая степенью делокализации носителей, существенно зависит от задаваемой рельефом гетерограниц структуры образующих сверхрешетку слоев. Для сверхрешеток, выращенных в режиме выглаживания гетерограниц, вероятность тушения в среднем на 1–2 десятичных порядка выше, чем для сверхрешеток, выращенных в обычном режиме.

Авторы благодарны Х.М. Гиббсу и Г. Хитровой за любезно предоставленные образцы и М.В. Белоусову за обсуждение полученных результатов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 97-02-18163 и 9702-18339).

Список литературы

- [1] P. Dawson. *Opt. Quant. Electron.* **22**, S231 (1990).
- [2] Д.В. Корбутяк, А.И. Берча, Л.А. Демчина, В.Г. Литовченко, А.В. Троценко. *ФТТ* **34**, 11, 3350 (1992).
- [3] G.D. Gilliland, A. Antonelli, D.J. Wolford, K.K. Bajaj, J. Klem, J.A. Bradley. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3717 (1993).
- [4] J. Ihm. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1068 (1987).

- [5] M.V. Belousov, I.Ya. Gerlovin, H.M. Gibbs, I.V. Ignatev, A.V. Kavokin, G. Khitrova, I.E. Kozin. Inst. Phys. Conf. Ser. IOP Publishing Ltd, (1997). N 155. Ch. 12. P. 885.
- [6] D. Gammon, B.V. Shanabrook, D.S. Katzer. Appl. Phys. Lett. **57**, 2710 (1990).
- [7] M. Nakayama, K. Imazawa, K. Suyama, I. Tanaka, M. Mishimura. Phys. Rev. **B49**, 13 564 (1994).
- [8] A.B. Dzyubenko, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. **B51**, 14 524 (1995).
- [9] C.P. Chang, Y.-T. Lu. Phys. Rev. **B49**, 5438 (1994).
- [10] C.I. Harris, B. Monemar, H. Kalt, P.O. Holtz, M. Sundaram, J.L. Merz, A.C. Gossard. Phys. Rev. **B51**, 13 221 (1995).
- [11] R. Klann, H.T. Grahn, K. Fujiwara. Phys. Rev. **B51**, 10 232 (1995).
- [12] M. Kohl, D. Heitmann, S. Tarucha, K. Leo, K. Ploog. Phys. Rev. **B39**, 7736 (1989).