

ИДЕНТИФИКАЦИЯ КАНАЛОВ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

© А.Ф. Пацульников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров,
А.Е. Жуков, С.С. Рувимов, В.М. Устинов, В.В. Комин, И.В. Кочнев,
П.С. Копьев, Д. Бимберг*, Ж.И. Алферов

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

*Institute für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 10 ноября 1995 г. Принята к печати 20 ноября 1995 г.)

Исследованы фотолюминесцентные свойства образцов с квантовыми точками (In,Ga)As, сформированными *in situ* в матрице GaAs методами молекулярно-пучковой и газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. В обоих случаях в спектрах фотолюминесценции помимо состояний, обусловленных квантовыми точками и так называемым «смачивающим слоем», выявлены полосы, связанные с рекомбинацией неравновесных носителей, локализованных в двумерных островках (In,Ga)As толщиной в несколько монослоев. Обнаружены различия в процессах захвата и релаксации носителей в квантовые точки и островки.

В последние годы большой интерес в физике полупроводников связан со структурами, имеющими пространственное ограничение по всем трем направлениям (квантовые точки), что вызвано широкими перспективами использования их в приборах современной микро- и оптоэлектроники, например, для создания инжекционных лазеров [1]. Помимо прикладного значения такие объекты представляют большой интерес с точки зрения изучения особенностей физических процессов в системах с размерным квантованием по всем координатам. В частности, имеет место сильное отличие процессов релаксации неравновесных носителей в структурах с квантовыми точками от соответствующих процессов в структурах с квантовыми ямами или в объемном однородном материале [2–8]. Относительное расположение дискретных энергетических уровней в квантовых точках может затруднять релаксацию носителей с испусканием одного или нескольких LO-фононов, вызывая увеличение времени релаксации, что может приводить к снижению эффективности люминесценции в таких структурах и увеличению роли конкурирующих каналов рекомбинации [7]. В теоретических и экспериментальных исследованиях, посвященных изучению процессов

захвата носителей, основное внимание уделялось релаксации с участием акустических фононов [2,3,7]. Причина заключается в том, что основным методом получения квантовых точек до недавнего времени было селективное травление структур с квантовыми точками. Значительные размеры таких точек (более 1000 Å) приводят к небольшому ($\sim 1 \div 5$ мэВ) по сравнению с энергией оптического фонона расстоянию между уровнями размерного квантования, вызванного латеральным ограничением.

В последнее время одним из наиболее широко используемых методов получения квантовых точек стало формирование напряженных островков *in situ* при спонтанной морфологической трансформации тонкого слоя (In,Ga)As на поверхности GaAs(100) [9-12]. В результате трансформации на тонком слое InAs («смачивающем» слое) образуются квантовые точки, имеющие небольшие латеральные размеры ~ 140 Å и высоту ~ 50 Å. Этот факт, а также изменение правил отбора по импульсу, связанные с сильной пространственной локализацией носителей, наличие интерфейсных мод, возможность многофононной релаксации могут приводить к увеличению эффективности захвата носителей квантовыми точками. На основе структур с квантовыми точками, полученными таким образом, были созданы инжекционные лазеры с низким пороговым током и высокой характеристической температурой [13,14].

В данной работе мы проводим исследования фотолюминесценции (ФЛ) образцов с квантовыми точками (In,Ga)As в матрице GaAs, выращенных методами молекулярно-пучковой эпитаксии и газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии), при возбуждении светом с различными длинами волн. Обнаружено сильное изменение формы спектра ФЛ с изменением температуры, интенсивности и энергии возбуждающего света, что позволяет судить об эффективности захвата и релаксации носителей в квантовые точки различного размера. Впервые показано, что помимо рекомбинации через точки существует еще один канал рекомбинации — через двумерные островки InAs или InGaAs толщиной в несколько монослоев.

Структуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, состояли из следующих слоев. Слой InAs разной эффективной толщины осаждался в середину слоя GaAs, толщина которого от слоя InAs (от плоскости квантовых точек) составляла 1000 Å для образцов 5МВЕ и 8МВЕ и 70 Å для 12МВЕ. С обеих сторон структура заключалась в ограничивающие сверхрешетки (20 Å GaAs/ 20 Å AlAs) $\times 6$ периодов. Эффективная толщина осажденного слоя InAs составляла 5, 8 и 12 Å для образцов 5МВЕ, 8МВЕ и 12МВЕ соответственно. Все структуры были выращены без прерывания роста после осаждения слоя InAs. Температура подложки, при которой осаждался InAs составляла ~ 480 °С. Структура 9МОС была выращена на установке газовой эпитаксии на подложке GaAs(100) с применением металлоорганических соединений элементов III группы и гидридов элементов V группы. Слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.5$) толщиной 9 Å осаждался при температуре роста ~ 490 °С.

Фотолюминесценция возбуждалась светом лампы накаливания, пропущенным через монохроматор, с плотностью мощности возбуждения $\sim 10^{-6}$ Вт/см², излучением Ar-лазера с длиной волны $\lambda = 514.5$ нм и

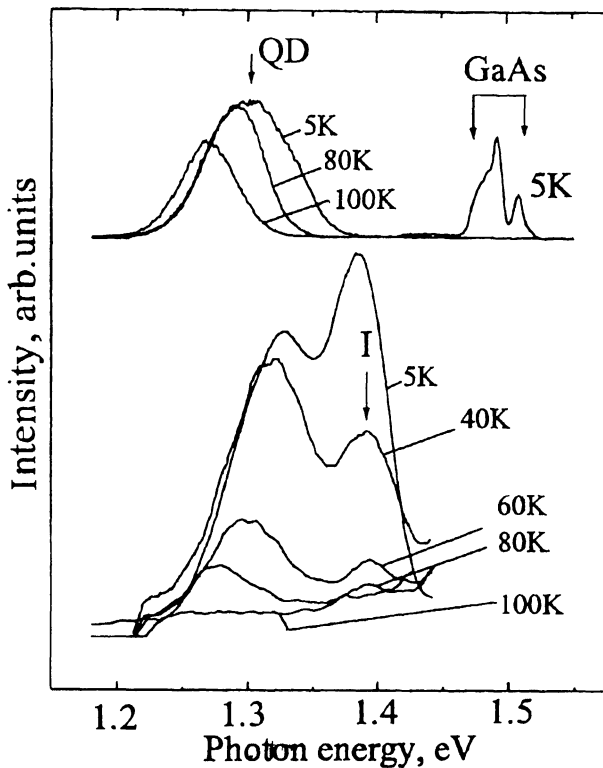


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры 5МВЕ при надбарьерном (вверху, $\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 2 \text{ эВ}$) и подбарьерном (внизу, $\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 1.48 \text{ эВ}$) возбуждении и различных температурах.

мощностью $\sim 500 \text{ мВт}$ или излучением импульсного азотного лазера с $\lambda = 337 \text{ нм}$, длительностью импульса $\sim 8 \text{ с}$ и мощностью $\sim 5.39 \text{ кВт}$. ФЛ регистрировалась с помощью фотоэлектронного умножителя и Ge-фотодиода.

На рис. 1 показаны спектры ФЛ образца 5МВЕ при различных температурах и возбуждении светом лампы с энергией больше («надбарьерное» возбуждение) и меньше («подбарьерное» возбуждение) ширины запрещенной зоны GaAs. При надбарьерном возбуждении с энергией кванта возбуждающего света $\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 2 \text{ эВ}$ в спектре наблюдается линия, связанная с рекомбинацией неравновесных носителей через квантовые точки (QD). Увеличение температуры от 5 до 80 К вызывает некоторое сужение полосы ФЛ от ~ 60 до $\sim 40 \text{ мэВ}$. Подбарьерное возбуждение с $\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 1.48 \text{ эВ}$ приводит к значительному изменению формы спектра. Как видно, линия, обусловленная квантовыми точками, сужается и сдвигается в коротковолновую сторону. Помимо этой полосы в спектре появляется дополнительная линия ФЛ с максимумом около 1.39 эВ (далее обозначенная как I). Увеличение температуры приводит к значительному по сравнению с уменьшением эффективной ширины запрещенной зоны InAs смещению линии квантовых точек в длинноволновую сторону, падению интенсивности обеих линий и к их исчезновению при температуре $\sim 100 \text{ К}$.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ и спектры возбуждения ФЛ образца 5МВЕ, снятые в разных точках спектра ФЛ при $T = 5 \text{ К}$. Как видно из

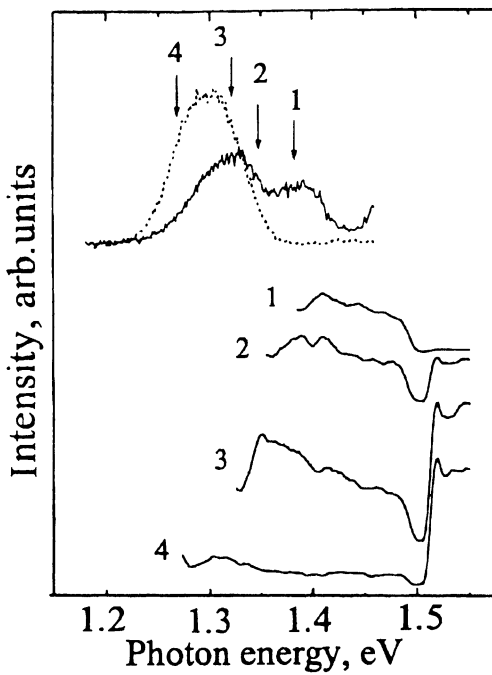


Рис. 2. Спектры ФЛ (вверху) при подбарьерном ($\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 1.48$ эВ, сплошная линия) и надбарьерном ($\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 1.65$ эВ, штриховая линия) возбуждениях и спектры возбуждения ФЛ (внизу) образца 5МВЕ при $T = 5$ К. Спектры возбуждения 1-4 зарегистрированы в точках 1-4 спектров ФЛ на верхнем рисунке.

этого рисунка, длинноволновая часть спектра квантовых точек возбуждается только надбарьерным светом (кривая 4), в то время как коротковолновый край возбуждается как надбарьерно, так и подбарьерно (кривые 2 и 3). Линия 1 возбуждается только подбарьерно (кривая 1): При уменьшении энергии возбуждающего света до значения, превышающего энергию регистрации на ~ 30 мэВ, происходит резкое уменьшение интенсивности ФЛ. Это связано, по-видимому, с различной вероятностью захвата носителей центрами локализации разной природы и отражает кардинальное различие процессов релаксации носителей в латерально ограниченные состояния таких центров с участием оптических и интерфейсных фононов [15].

Объяснить изменения в спектрах ФЛ при надбарьерном возбуждении можно следующим образом. Форма полосы определяется рекомбинацией через квантовые точки разного размера. Как следует из теоретических расчетов [12], в квантовых точках может существовать одно электронное и несколько дырочных состояний. Уменьшение размера квантовых точек приводит к уменьшению энергии связи электронов и дырок и уменьшению числа возбужденных дырочных состояний от 6 для точек с длиной основания ~ 140 Å до 1 для точек с длиной основания ~ 70 Å. При этом энергия связи электронов и дырок на основном уровне изменяется от ~ 230 и ~ 270 мэВ до ~ 30 и ~ 170 мэВ соответственно. Поэтому можно предположить, что сужение линии ФЛ и ее сдвиг в длинноволновую область (помимо изменения запрещенной зоны InAs) с увеличением температуры до ~ 100 К ($3kT \approx 30$ мэВ) при

надбарьерном возбуждении могут быть обусловлены термическим выбросом электронов, локализованных в квантовых точках небольшого размера, с которыми связана коротковолновая часть линии ФЛ.

Спектры ФЛ при возбуждении светом с $\hbar\omega_m^{ex} \leq 1.5 \text{ эВ}$, так же как и спектры возбуждения ФЛ, свидетельствуют о том, что подбарьерное возбуждение приводит к увеличению вероятности рекомбинации через небольшие квантовые точки. Как видно из рис. 1, с увеличением температуры до $\sim 100 \text{ К}$ интенсивность ФЛ квантовых точек падает и линия сдвигается в длинноволновую сторону, что подтверждает вывод о возрастании термического выброса электронов из точек и об уменьшении вклада в ФЛ точек небольшого размера. При подбарьерном возбуждении помимо линии квантовых точек в спектре появляется линия I. Максимум этой полосы сдвинут относительно полосы, связанной со смачивающим слоем, примерно на 30 мэВ [16]. Мы полагаем, что эта линия может быть связана с рекомбинацией через островки слоя InAs толщиной в несколько монослоев, так как характер спектра возбуждения кардинально отличается от такового для квантовых точек относительно большого размера ($\sim 40 \text{ \AA}$) [15]. Увеличение температуры до $\sim 100 \text{ К}$ приводит к падению интенсивности этой линии, что может быть обусловлено термическим выбросом носителей, локализованных в островках, в смачивающий слой.

Изменения в спектрах ФЛ, проявляющиеся при уменьшении энергии возбуждающего света, связаны, по-видимому, с изменениями в процессе релаксации и возрастанием вероятности захвата носителей в квантовые точки небольшого размера и островки смачивающего слоя при резонансном возбуждении. Увеличение количества осажденного InAs приводит к сдвигу линии ФЛ при надбарьерном возбуждении в длинноволновую сторону, что вызвано увеличением размера точек. В то же время интенсивность ФЛ квантовых точек при подбарьерном возбуждении значительно падает, а в спектре помимо полосы I появляется линия, обозначенная как WL, с максимумом при $\sim 1.43 \text{ эВ}$ (рис. 3). Эту линию можно приписать рекомбинации из смачивающего слоя, что согласуется с результатами предыдущих экспериментальных исследований по калориметрическому поглощению [16]. Возникновение полосы I, так же как и для образца 5МВЕ, можно объяснить, предполагая, что смачивающий слой неоднороден по толщине и локальные области большой толщины имеют связанные состояния, рекомбинация через которые и обуславливает данную линию. При подбарьерном возбуждении неравновесные электроны и дырки возникают в зависимости от энергии возбуждающего света либо в смачивающем слое, либо непосредственно в островках. Если транспорт по смачивающему слою и между островками затруднен или отсутствует, то носители рекомбинируют в непосредственной близости от квантовой точки, где произошло их рождение. Уменьшение транспорта может быть вызвано гофрировкой поверхности и образованием потенциального рельефа. Такая перестройка поверхности при осаждении InAs толщиной около одного монослоя исследована в работе [17]. Это приводит к возрастанию доли электронно-дырочных пар, рекомбинирующих в смачивающем слое и в островках, и, соответственно, к появлению в спектре ФЛ линий WL и I. Увеличение интенсивности линии ФЛ, связанной с квантовыми точками небольшого размера, в структуре 5МВЕ вызвано, по-видимому, большой плотностью таких точек при осаждении 5 \AA InAs, что подтверждается данными, полученными просвечивающей

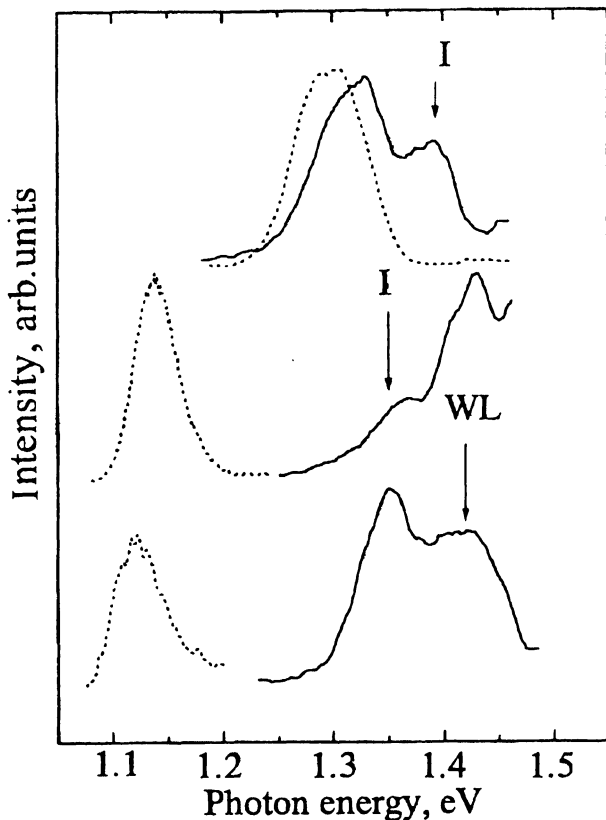


Рис. 3. Спектры надбарьерной ($\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 2 \text{ эВ}$, штриховая линия) и подбарьерной ($\hbar\omega_m^{\text{ex}} \approx 1.48 \text{ эВ}$, сплошная линия) ФЛ образцов 5МВЕ, 8МВЕ и 12МВЕ (сверху вниз) при $T = 5 \text{ К}$.

электронной микроскопией. В случае возбуждения светом с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны GaAs, неравновесные носители не локализованы и конкуренция с точками большого размера приводит к уменьшению вероятности захвата носителей малыми точками и островками слоя и относительному подавлению рекомбинации через эти объекты. Это свидетельствует об относительном уменьшении темпов захвата именно в малые квантовые точки и островки, обладающие наибольшей энергией локализации.

Для того чтобы подтвердить приведенные выше предположения, был выращен образец, в котором после осаждения $\sim 7 \text{ \AA}$ InAs (образование точек после осаждения $\sim 5 \text{ \AA}$ InAs контролировалось по картине дифракции быстрых электронов) температура подложки была поднята до $\sim 560^\circ \text{C}$ на 5 мин. Это привело к восстановлению полосатой картины дифракции быстрых электронов. В результате в спектре ФЛ (рис. 4) линия, связанная с квантовыми точками, исчезла и появились полосы с максимумами при ~ 1.33 и $\sim 1.41 \text{ эВ}$, что близко к положению линий WL и I в спектрах образцов 8МВЕ и 12МВЕ. Таким образом, несмотря на то что площадь смачивающего слоя превышает площадь, которую занимают точки, увеличение температуры роста, вызывающее переиспарение InAs, приводит к преимущественному стравлива-

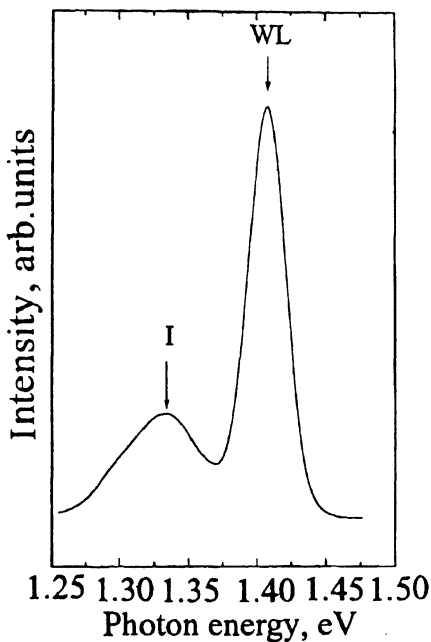


Рис. 4. Спектр ФЛ образца со слоем InAs номинальной толщиной 7 \AA после термического травливания квантовых точек при $T = 77 \text{ K}$ и возбуждении Ar-лазером.

нию точек. Это связано с тем, что в соответствии с механизмом роста Странски-Крастанова покрытие поверхности GaAs молекулами InAs энергетически выгодно, что вызывает массоперенос InAs из квантовых точек в смачивающий слой при высокотемпературном отжиге. Таким образом, смачивающий слой восстанавливается за счет диффузии атомов In из области точек и его испарение происходит в последнюю очередь.

На рис. 5 приведены зависимости ФЛ исследованных образцов при температуре 77 K от интенсивности возбуждающего света при возбуждении азотным лазером. Для образца 5МВЕ в спектре при разных уровнях накачки помимо линии квантовых точек наблюдаются две линии, обозначенные IWL и E. Полоса E с максимумом при $\sim 1.51 \text{ эВ}$ связана с рекомбинацией в слое GaAs. Эта линия присутствует в спектре образцов 5МВЕ и 8МВЕ и отсутствует в спектре структуры 12МВЕ, что обусловлено значительно меньшей толщиной слоя GaAs, в середину которого осаждался InAs, для образца 12МВЕ. Увеличение количества осажденного InAs приводит к появлению в спектре дополнительных линий, обозначенных как A^* . Эти полосы связаны с рекомбинацией носителей через возбужденные состояния в квантовой точке. Линия IWL, наблюдаемая в спектрах всех образцов, обусловлена, по-видимому, суперпозицией полос ФЛ смачивающего слоя и островков, что согласуется с результатами исследования подбарьерной ФЛ.

Результаты оптических исследований структур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, были сопоставлены с данными ФЛ образцов, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Спектр ФЛ образца 9МОС с квантовыми точками InGaAs при разных плотностях мощности возбуждения Ar-лазером представлен на рис. 6. При высоком уровне накачки в спектре видны линии, обозначенные

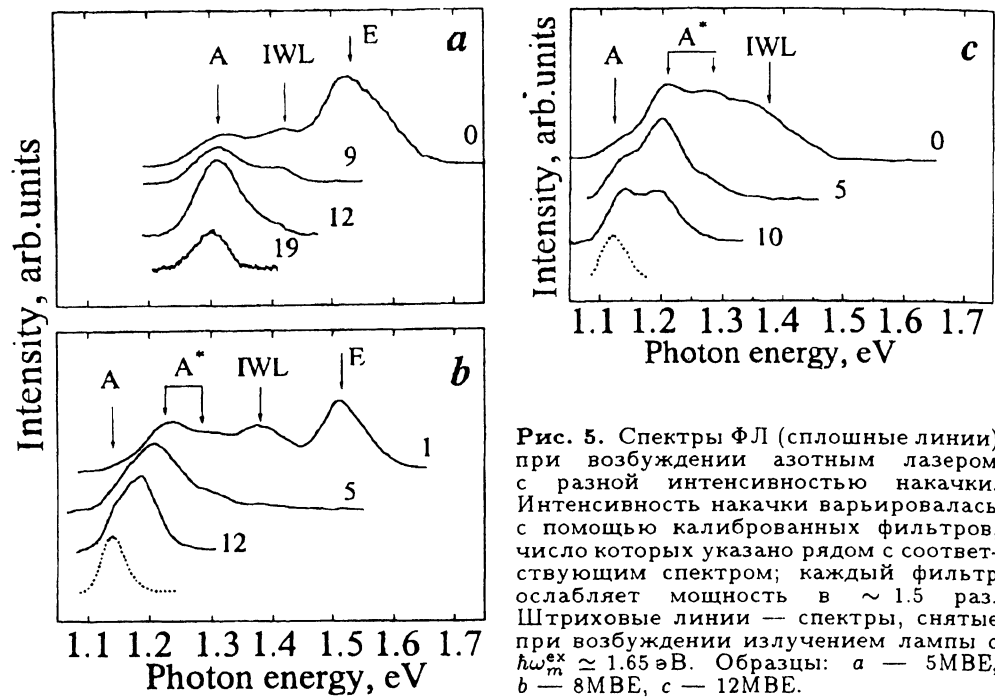


Рис. 5. Спектры ФЛ (сплошные линии) при возбуждении азотным лазером с разной интенсивностью накачки. Интенсивность накачки варьировалась с помощью калиброванных фильтров, число которых указано рядом с соответствующим спектром; каждый фильтр ослабляет мощность в ~ 1.5 раз. Штриховые линии — спектры, снятые при возбуждении излучением лампы с $\hbar\omega_m^{ex} \approx 1.65$ эВ. Образцы: *a* — 5МВЕ, *b* — 8МВЕ, *c* — 12МВЕ.

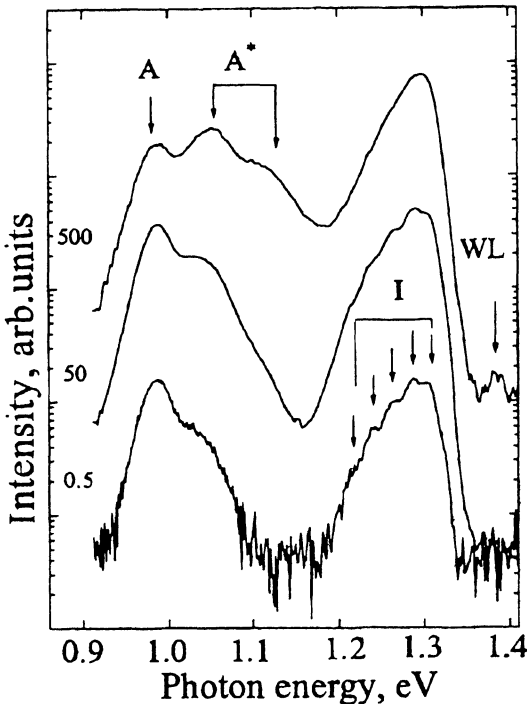


Рис. 6. Спектры ФЛ образца 9МОС при разных интенсивностях накачки при возбуждении Аг-лазером и $T = 8$ К.

А, А*, I и WL. Как видно, длинноволновая часть спектра похожа на спектры ФЛ образцов 8МВЕ и 12МВЕ при высоких уровнях накачки (рис. 5). С уменьшением накачки интенсивность линий А* падает по отношению к интенсивности линии А, так же как и для структур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Интенсивности линий А и I сопоставимы во всем диапазоне изменения мощности накачки. Эти результаты позволяют сделать вывод, что полосы А*, как и в случае образцов 8МВЕ и 12МВЕ, связаны с рекомбинацией через возбужденные состояния. Полоса I, как видно из рис. 6, состоит из нескольких узких линий, которые могут быть связаны с флуктуацией толщины островков InGaAs примерно на один монослой. Помимо линии I при высоком уровне накачки в спектре наблюдается полоса WL с $\hbar\omega \approx 1.38$ эВ, которая обусловлена рекомбинацией носителей в смачивающем слое. С уменьшением интенсивности накачки эта линия исчезает. Сдвиг обеих полос в длинноволновую сторону по сравнению с аналогичными линиями, наблюдающимися в спектрах образцов, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, связан с разной формой островков и увеличением толщины смачивающего слоя, что обусловлено осаждением $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ вместо InAs. Другим существенным отличием спектров ФЛ структур, выращенных разными методами, является то, что линия I наблюдается в спектрах образцов, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, либо при очень сильной плотности возбуждающего света, либо при подбарьерном возбуждении. В структуре 9МОС линия, связанная с островками, существует в спектре при низких температурах даже при очень малой накачке. Это может быть обусловлено изменением процессов захвата неравновесных носителей в островки, вызванным сильным различием в размерах островков и их концентрации.

Островки слоя InAs наблюдаются с помощью просвечивающей электронной микроскопии. На рис. 7 наряду с изображениями квантовых точек приведены изображения таких островков в структурах, выращенных методами молекулярно-пучковой и МОС-гидридной эпитаксии. Однако если в первом случае островки имеют латеральные размеры (~ 1000 Å), значительно превышающие размеры квантовых точек, то для структур, выращенных МОС-гидридной эпитаксией, латеральные размеры островков сравнимы с размерами квантовых точек

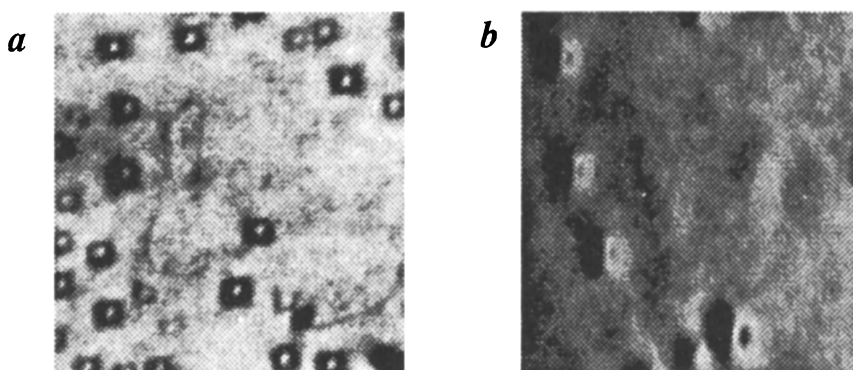


Рис. 7. Изображения, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии (вид сверху): точки и островки смачивающего слоя, сформировавшиеся после осаждения 12 Å InAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии (а) и после осаждения 9 Å $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ методом МОС-гидридной эпитаксии (b).

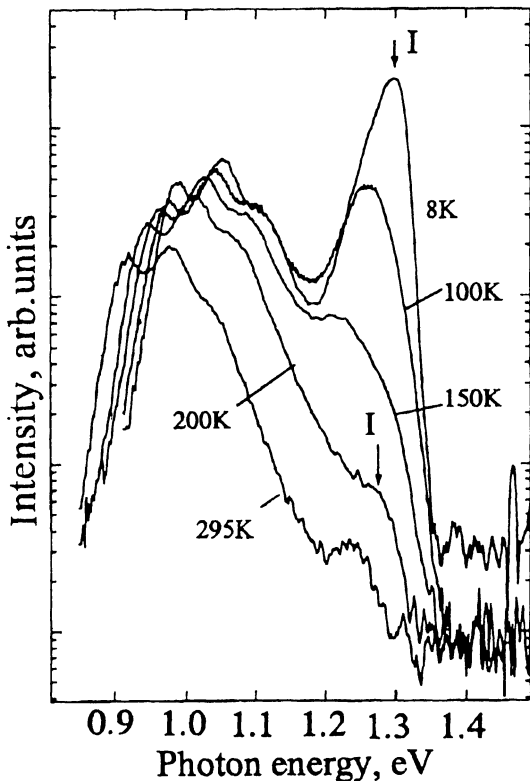


Рис. 8. Спектры ФЛ образца 9MOC при различных температурах. Интенсивность накачки $\sim 500 \text{ Вт/см}^2$.

($\sim 200 \text{ \AA}$). На рис. 8 приведены результаты температурных исследований ФЛ, выполненные на этой структуре. С увеличением температуры интенсивности полос А и А* остаются сопоставимыми, что свидетельствует о том, что заселенность возбужденных состояний при больших плотностях мощности накачки слабо зависит от температуры в диапазоне до $\sim 300 \text{ K}$. В то же время полоса I исчезает при $T \approx 150 \text{ K}$. Уменьшение интенсивности и смещение максимума этой линии в области температур $5-80 \text{ K}$ связано, по-видимому, как и для структуры 5MBE, с термическим выбросом носителей, локализованных в островках меньшей толщины, обладающих меньшей энергией локализации. Дальнейшее увеличение температуры вызывает полную ионизацию носителей и гашение линии I.

Нами было проведено исследование влияния условий роста на формирование островков InGaAs. На рис. 9 приведены спектры ФЛ структур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии при различных условиях. Количество осажденного $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ для всех структур составляло $\sim 9 \text{ \AA}$. Как видно из этого рисунка, прерывание роста в течение $\sim 3 \text{ мин}$ с сохранением потока арсина приводит к уменьшению интенсивности линии, связанной с островками, по сравнению с линией квантовых точек. Это вызвано уменьшением количества островков за счет образования на месте островков квантовых точек. Такой процесс является энергетически выгодным, поскольку часть материала точек релаксирована, в то время как $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ в области островков

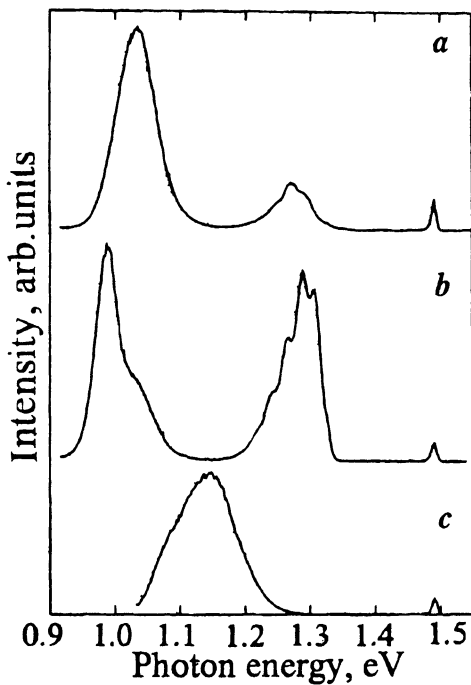


Рис. 9. Спектры ФЛ образцов, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, со слоем $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ толщиной 9 \AA . *a* — структура с 5-минутной остановкой роста после осаждения слоя точек в потоке арсина, *b* — без прерываний роста, *c* — с 5-минутной остановкой роста без потока арсина.

напряжен. Данные просвечивающей электронной микроскопии подтверждают возрастание плотности квантовых точек при увеличении времени прерывания. На рис. 9 (нижняя кривая) приведен спектр ФЛ структуры, выращенной с 3-минутным прерыванием, но без потока арсина. Такие условия роста вызывают исчезновение линии, связанной с островками, и сдвиг полосы квантовых точек в коротковолновую сторону. Как следует из результатов исследования полученных структур просвечивающей электронной микроскопией, наблюдаемое поведение ФЛ обусловлено коалесценцией точек и образованием мезоскопических двумерных островков.

Таким образом, в данной работе было изучено поведение ФЛ образцов с квантовыми точками $(\text{In}, \text{Ga})\text{As}$ в матрице GaAs , выращенных методом молекулярно-пучковой и МОС-гидридной эпитаксии. Показано, что помимо рекомбинации через квантовые точки при возбуждении ФЛ светом с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны GaAs , а также при высоких плотностях возбуждения большую роль начинает играть рекомбинация через смачивающий слой и островки слоя InAs толщиной несколько монослоев. Это обусловлено тем, что захват и релаксация неравновесных носителей в квантовые точки и островки осуществляется разными способами. Наличие этого канала рекомбинации характерно для структур, выращенных методами как молекулярно-пучковой, так и МОС-гидридной эпитаксии.

Работа в разных частях поддерживалась Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-02-02370), Международным научным фондом, Фондом Volkswagen и грантом INTAS-94-1028.

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 939 (1982).
- [2] U. Bockelmann, G. Bastard. Phys. Rev. B, **42**, 8947 (1990).
- [3] H. Benisty, C.M. Sotomayor-Torres, C. Weisbuch. Phys. Rev. B, **44**, 10 945 (1991).
- [4] T. Inoshite, H. Sakaki. Phys. Rev. B, **46**, 7260 (1992).
- [5] U. Bockelmann, T. Egeler. Phys. Rev. B, **46**, 15 574 (1992).
- [6] U. Bockelmann. Phys. Rev. B, **48**, 17 637 (1993).
- [7] P.D. Wang, C.M. Sotomayor-Torres. J. Appl. Phys., **74**, 5047 (1993).
- [8] H. Benisty. Phys. Rev. B, **51**, 13 281 (1995).
- [9] P.M. Petroff, S.P. Den Baars. Superlatt. Microstruct., **15**, 15 (1994).
- [10] J.M. Moison, F. Hauzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre, O. Vatel. Appl. Phys. Lett., **64**, 196 (1994).
- [11] А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Д.Л. Федоров, Д. Бимберг, Ж.И. Алферов. ФТП, **30**, 1345 (1996).
- [12] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg. Phys. Rev. B (in press).
- [13] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich. Electron. Lett., **30**, 1416 (1994).
- [14] D. Bimberg, N.N. Ledentsov, N. Kirstaedter, O. Schmidt, M. Grundmann, V.M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, U. Gosele, J. Heydenreich. *Ext. Abstracts Int. Conf. on Solid State Devices and Materials (SSDM'95)* (Osaka, Japan, 1995) p. 716.
- [15] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Bohrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, S. Zaitsev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich. *7th Int. Conf. on Modulated Semiconductor Structures (MSS-7)* (Madrid, Spain, 1995) [Sol. St. Electron., to be published].
- [16] R. Heitz, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, L. Eckey, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, M.V. Maximov, Zh.I. Alferov. Surf. Sci. (in press).
- [17] N.N. Ledentsov, P.D. Wang, C.M. Sotomayor-Torres, A. Yu. Egorov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev. Phys. Rev. B, **50**, 12 171 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Identification of recombination channels in quantum dot structures

*A.F. Tsatsul'nikov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A. Yu. Egorov, A.E. Zhukov, S.S. Ruvimov, V.M. Ustinov, V.V. Komin, I.V. Kochnev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg**, Zh.I. Alferov

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

*Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

We investigate photoluminescence of (In,Ga)As quantum dots formed *in situ* in a GaAs matrix using molecular-beam epitaxy and metalorganic chemical vapor deposition. In both cases in addition to quantum dot and wetting layer induced features, photoluminescence peaks related to radiative recombination of nonequilibrium carriers localized in two-dimensional (In,Ga)As islands of several monolayers height are revealed. Remarkable difference in carrier capture and relaxation processes is revealed between quantum-dot and island-induced states.