

Рекомбинация экситонов в δ -легированных сверхрешетках второго рода GaAs/AlAs

© К.С. Журавлев[†], А.К. Сулайманов, А.М. Гилинский, Л.С. Брагинский, А.И. Торопов, А.К. Бакаров

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 16 июля 2001 г. Принята к печати 13 сентября 2001 г.)

Проведено экспериментальное исследование излучательной рекомбинации экситонов в δ -легированных сверхрешетках второго рода GaAs/AlAs. Обнаружено, что при увеличении концентрации примеси в δ -слоях от $2 \cdot 10^{10}$ до $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается уменьшение интегральной интенсивности фотолюминесценции сверхрешеток в 4–6 раз при значительном (до 70–80 раз) падении интенсивности экситонной фотолюминесценции, сопровождаемом ростом темпа излучательной рекомбинации экситонов. При однородном легировании сверхрешетки тушения экситонной фотолюминесценции не наблюдается. Исследование температурной зависимости и кинетики фотолюминесценции показало, что концентрационное тушение экситонной фотолюминесценции в δ -легированных структурах не связано с уменьшением энергии локализации экситонов и не может быть объяснено увеличением концентрации центров безызлучательной рекомбинации. Мы заключаем, что основной причиной примесного тушения фотолюминесценции являются индуцированные ионизованными примесями встроенные электрические поля, препятствующие образованию экситонов.

1. Введение

Механизмы рекомбинации элементарных возбуждений в квантовых ямах и сверхрешетках второго рода существенно отличаются от механизмов рекомбинации в прямозонных сверхрешетках и объемных материалах и в течение ряда лет интенсивно исследуются как теоретически, так и экспериментально [1–7]. В последнее время исследование механизмов рекомбинации в структурах второго рода приобретает не только фундаментальное, но и прикладное значение: как было показано, в сверхрешетках второго рода возможно подавление оже-рекомбинации, являющейся основным каналом безызлучательной рекомбинации при высоких температурах и плотностях возбуждения [1], что может обеспечить получение на основе таких структур низковольтных инжекционных лазеров [2]. Основной особенностью механизмов рекомбинации в сверхрешетках второго рода GaAs/AlAs является необходимость рассеяния большого квазиимпульса электрона, находящегося в X -долине зоны проводимости AlAs, при его рекомбинации с дыркой, расположенной в Γ -долине валентной зоны GaAs. Рассеяние квазиимпульса может происходить на плоских участках и шероховатостях гетерограницы [3,4,8], а также с участием фононов, примесей и центров безызлучательной рекомбинации [1,5,6]. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния примесей на рекомбинацию экситонов в сверхрешетках второго рода GaAs/AlAs. Ранее роль примесей в рекомбинации экситонов изучалась только при однородном легировании структур второго рода. В данной работе мы сообщаем результаты изучения фотолюминесценции

δ -легированных сверхрешеток и обсуждаем различия между δ -легированными и однородно легированными сверхрешетками.

2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования являлись δ -легированные сверхрешетки второго рода GaAs/AlAs, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs ориентации (100) при температуре 600°C . Исследуемые структуры содержали буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм и сверхрешетку из 40 пар слоев GaAs и AlAs с толщинами соответственно 7 и 9 монослоев. Слои GaAs легировались бериллием, который является акцептором, слои AlAs легировались кремнием, являющимся преимущественно донорной примесью. Концентрации доноров (N_D) и акцепторов (N_A) при росте задавались одинаковыми и изменялись от образца к образцу в пределах от $2 \cdot 10^{10}$ до $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Дельта-слои примесей располагались на расстоянии в 2 монослоя от прямой (слой AlAs на слое GaAs) гетерограницы. Для сравнения выращивались также аналогичные сверхрешетки, легированные однородно. Были выращены две серии образцов из исходных материалов (Ga, Al, As) различных фирм — изготовителей. Для возбуждения стационарной фотолюминесценции (ФЛ) использовался Ag^+ -лазер с длиной волны излучения $\lambda = 488 \text{ нм}$ и плотностью мощности на образце 30 Вт/см^2 . При измерении кинетики и спектров нестационарной ФЛ возбуждение осуществлялось излучением второй гармоники импульсного YAG:Nd-лазера ($\lambda = 532 \text{ нм}$) с длительностью импульсов 150 нс, частотой повторения 5 кГц и пиковой плотностью мощности на образце 350 Вт/см^2 . Спектры и кинетика ФЛ регистрировались спектрометром на основе двойного дифракционного монохрома-

[†] E-mail: zhur@thermo.isp.nsc.ru
Fax: (3832) 332771

тора, оснащенного охлаждаемым фотоумножителем с фотокатодом типа S-20, работающим в режиме счета фотонов.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены спектры стационарной ФЛ δ -легированных сверхрешеток второго рода GaAs/AlAs с различной концентрацией легирующей примеси, измеренные при температуре $T = 4.2$ К. Здесь же приведен спектр однородно легированной кремнием сверхрешетки GaAs/AlAs с концентрацией примеси $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рисунка, в спектре ФЛ δ -легированной структуры при низком уровне легирования доминирует линия X_z -экситона, состоящего из электрона в X_z -долине зоны проводимости AlAs и дырки в Γ -долине валентной зоны GaAs (спектр 1). Линии Y_1 и Y_2 являются фоновыми повторениями линии X_z . Линия Y_1 сдвинута по энергии от линии X_z на 27 мэВ, что соответствует энергии LA-фононов в GaAs и AlAs, а линия Y_2 — на 49 мэВ, что соответствует энергии LO-фононов в AlAs. При увеличении концентрации примесей наблюдается снижение интенсивности линии X_z . При концентрации примесей выше $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в спектре также присутствует длинно-

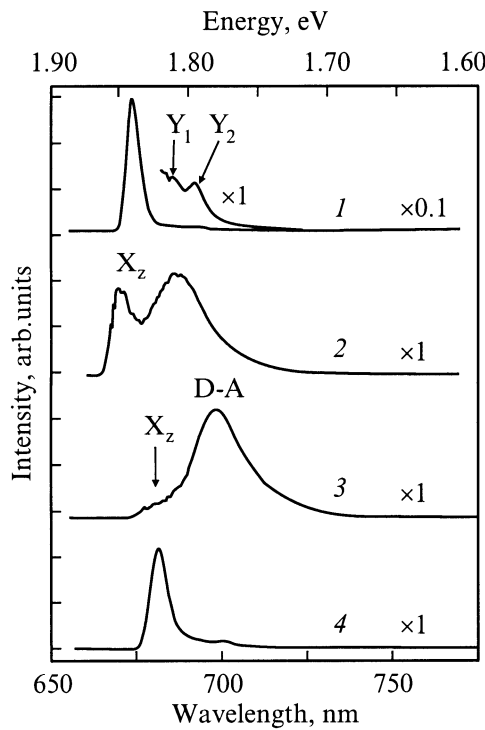


Рис. 1. Спектры стационарной ФЛ легированных сверхрешеток второго рода. (1–3) — δ -легированные сверхрешетки с концентрациями примеси соответственно $5.5 \cdot 10^{10}$, $2 \cdot 10^{11}$, $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; 4 — однородно легированная сверхрешетка, в которой среднее расстояние между атомами примеси соответствует среднему межпримесному расстоянию в плоскости δ -слоя при концентрации примеси $N_D, N_A = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Температура измерения $T = 4.2$ К.

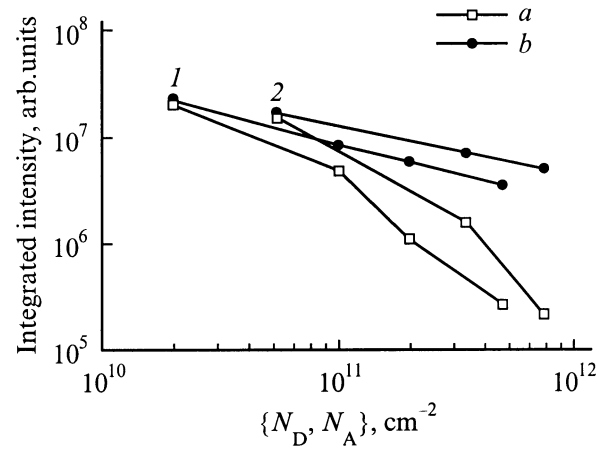


Рис. 2. Концентрационные зависимости интенсивности бесфононной экситонной ФЛ (a) и интегральной интенсивности экситонной линии, ее фоновых реплик и линии донорно-акцепторной рекомбинации (b) для δ -легированных структур ростовых серий 1 и 2. Температура измерения $T = 4.2$ К.

волновая линия ($D-A$), идентифицированная нами ранее как линия межпримесных переходов между донорами, расположенными в слоях AlAs, и акцепторами, локализованными в слоях GaAs [7]. При наибольших концентрациях примесей эта линия доминирует в спектре. В отличие от δ -легированных структур, при однородном легировании сверхрешетки бесфононная экситонная линия X_z остается доминирующей в спектре (кривая 4), несмотря на то что при использовании объемной концентрации примесей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ среднее межпримесное расстояние равно среднему расстоянию между атомами примеси в плоскости δ -слоя при концентрации примеси $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

На рис. 2 показаны зависимости интенсивности бесфононной линии X_z и интегральной интенсивности ФЛ сверхрешеток обеих ростовых серий от концентрации легирующей примеси. Под интегральной интенсивностью ФЛ сверхрешетки здесь подразумевается суммарная интенсивность бесфононной экситонной линии, ее фоновых реплик и линии донорно-акцепторной рекомбинации. Из рисунка видно, что с увеличением концентрации примеси наблюдается снижение интенсивности линии X_z и интегральной интенсивности ФЛ сверхрешеток, причем интегральная интенсивность ФЛ уменьшается в 4–6 раз, в то время как интенсивность линии X_z уменьшается в 70–80 раз, следуя закону, близкому к степенному с показателем степени ~ 1.2 . Монотонное падение интегральной интенсивности ФЛ сверхрешетки с ростом уровня легирования указывает на увеличение вероятности безызлучательной рекомбинации носителей заряда в сверхрешетках с повышением концентрации примеси. Замена исходных материалов (Ga, As, Al) не влияет на вид наблюдаемых зависимостей, приводя только к изменению абсолютных значений интенсивностей ФЛ сверхрешеток разных серий на 40–60%.

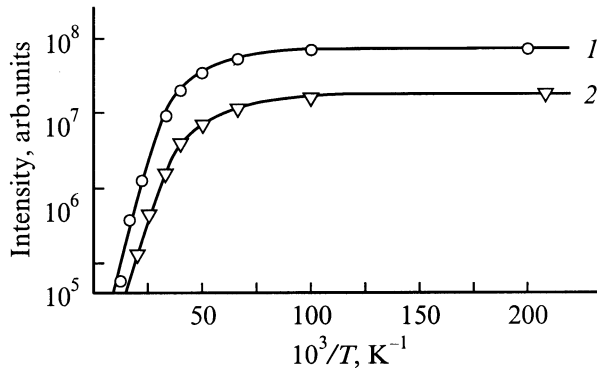


Рис. 3. Температурные зависимости интенсивности бесфононной экситонной ФЛ сверхрешеток. Уровень легирования, см^{-2} : 1 — $2 \cdot 10^{10}$, 2 — $2 \cdot 10^{11}$. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет согласно (1).

Наблюдаемое примесное тушение экситонной ФЛ δ -легированных сверхрешеток может быть связано с увеличением темпа безызлучательной рекомбинации экситонов с ростом концентрации примесей, а также с тем, что встроенные электрические поля, индуцированные ионизованными примесями, препятствуют образованию экситонов в сильно легированных структурах. Увеличение темпа безызлучательной рекомбинации может быть обусловлено уменьшением энергии локализации экситонов на шероховатостях гетерограницы, а также увеличением концентрации центров безызлучательной рекомбинации. Для определения роли различных механизмов в наблюдаемом примесном тушении экситонной ФЛ мы исследовали кинетику и температурные зависимости ФЛ сверхрешеток. Это позволило определить, зависят ли от концентрации примеси энергия локализации экситонов и концентрация центров безызлучательной рекомбинации.

Для определения энергии локализации экситонов были изучены температурные зависимости стационарной ФЛ сверхрешеток. На рис. 3 приведены температурные зависимости интегральной зависимости $I(T)$ линии X_z -экситонов для различных концентраций примеси. Эти зависимости аппроксимировались соотношением [9]

$$I(T) = I_0 / [1 + A \exp(-E_a/kT) + B \exp(-E_b/kT)], \quad (1)$$

где E_a — энергия локализации экситона на шероховатостях гетерограницы, E_b — энергия связи экситона, I_0 — интенсивность экситонной линии при низкой температуре, A и B — константы. Аппроксимация экспериментальных данных показала, что при изменении концентрации примеси до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ энергия локализации E_a находится в пределах 4.0–5.5 мэВ, что несколько меньше энергии локализации экситона $E_a = 6.8$ мэВ, полученной в работе [6]. Это различие связано с различием параметров сравниваемых сверхрешеток. Энергия связи экситона E_b в том же диапазоне уровней легирования изменяется в пределах 19–22 мэВ, что согласуется с расчетным значением энергии связи для сверхрешетки

с близкими параметрами, равным 15 мэВ [10]. При этом зависимости энергий E_a и E_b от концентрации легирующей примеси обнаружено не было. Это позволяет сделать вывод о независимости коэффициента диффузии экситонов от концентрации примеси вплоть до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При концентрациях примеси свыше $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ сильное перекрытие линии X_z с линией донорно-акцепторной рекомбинации в спектрах стационарной ФЛ делает достоверное определение энергий E_a и E_b невозможным.

Концентрация центров безызлучательной рекомбинации может быть определена из анализа кинетики экситонной ФЛ. На рис. 4 показаны кривые затухания нестационарной экситонной ФЛ двух образцов с различными уровнями легирования. Видно, что с повышением концентрации легирующей примеси наблюдается увеличение темпа рекомбинации экситонов. Для определения концентрации центров безызлучательной рекомбинации кривые затухания $I(t)$ аппроксимировались соотношением, полученным в [5] в модели, учитывающей диффузию экситонов между локализованными состояниями в двумерном случае и их безызлучательную рекомбинацию в процессе этой диффузии,

$$I(t) \propto (1 + 2w_r t)^{-3/2} \times \exp[-4\pi D_E n_d t / \ln(\beta + 4\alpha D_E t / L^2)]. \quad (2)$$

Здесь t — время, w_r — средний по ансамблю темп излучательной рекомбинации экситонов, n_d — концентрация центров безызлучательной рекомбинации, D_E — коэффициент диффузии экситонов, L — среднее расстояние между локализованными состояниями, $\alpha = 5.7$ и $\beta = 17.5$ — константы [5]. В этой модели предполагается, что среднее расстояние между центрами безызлучательной рекомбинации $(n_d)^{-1/2} \gg L$, а излучательная рекомбинация экситонов происходит благодаря рассеянию ими квазиимпульса на шероховатостях гетерограницы.

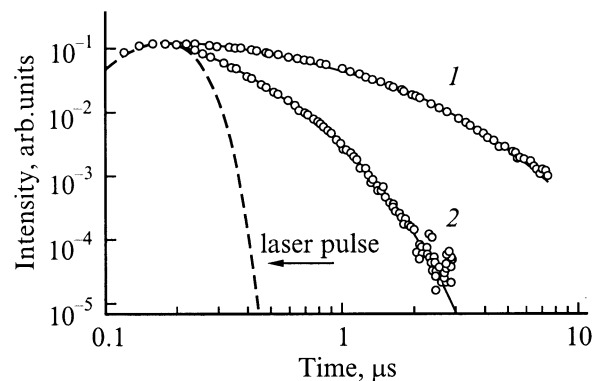


Рис. 4. Кинетика затухания нестационарной экситонной ФЛ δ -легированных сверхрешеток при $T = 4.2$ К. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет согласно (2). Уровень легирования, см^{-2} : 1 — $5.5 \cdot 10^{10}$, 2 — $5 \cdot 10^{11}$. Штриховой линией показан временной профиль лазерного импульса.

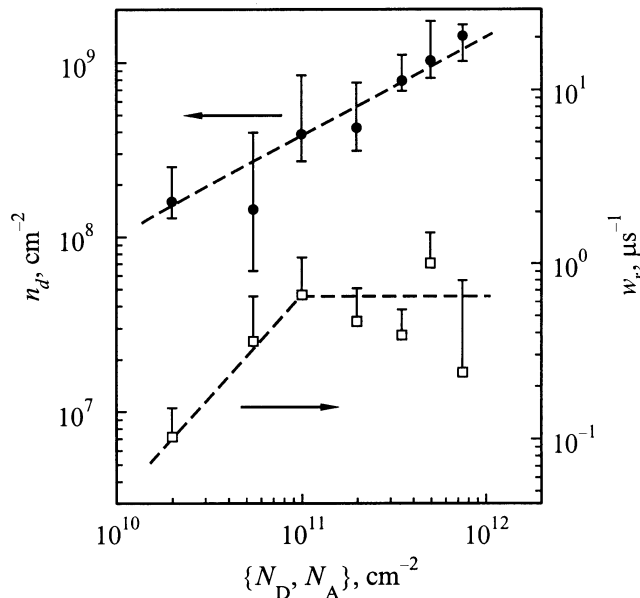


Рис. 5. Зависимости концентрации центров безызлучательной рекомбинации n_d и среднего темпа излучательной рекомбинации экситонов w_r от уровня легирования. Относительно определения показанных погрешностей см. в тексте.

При этом экситоны, диффундируя между локализованными состояниями, могут быть захвачены хаотически расположенными центрами безызлучательной рекомбинации и рекомбинировать на них. В силу независимости энергии локализации экситонов на шероховатостях (E_a) от уровня легирования в расчете коэффициент диффузии D_E считался постоянным и равным $0.002 \text{ cm}^2/\text{c}$ [6]. Поскольку параметр L в зависимости для $I(t)$ стоит под логарифмом, выбор значения L важен только для выполнения условия $(n_d)^{-1/2} \gg L$, поэтому мы приняли величину $L = 20 \text{ nm}$ [5]. Значения параметров w_r и n_d определялись вариацией их величин до наилучшего согласия расчетных кривых затухания с экспериментальными данными. Расчетные кривые затухания показаны на рис. 4 сплошными линиями.

На рис. 5 приведены зависимости концентрации центров безызлучательной рекомбинации n_d и среднего темпа излучательной рекомбинации экситонов w_r от уровня легирования, полученные аппроксимацией кривых затухания. Как видно из этого рисунка, концентрация центров безызлучательной рекомбинации n_d растет при увеличении концентрации примеси. При этом при повышении уровня легирования наблюдается сначала возрастание, а затем приблизительно постоянное величину w_r . Рост w_r на начальном участке зависимости практически линейен по концентрации примеси. Следует подчеркнуть, что ввиду слабости изменения степенного множителя в соотношении (2) по сравнению с экспоненциальным членом погрешность определения значения w_r превышает погрешность определения концентрации n_d . Погрешности определения n_d и w_r показаны на рис. 5,

они получены путем отклонения значения параметра до увеличения ошибки аппроксимации в 3 раза от наилучшей; при этом нижняя граница для вероятности w_r оказывается близкой к 0 и на рисунке не приведена. Следует отметить, что слабая зависимость формы расчетных кривых затухания от w_r позволяет также выполнить аппроксимацию экспериментальных данных более простым соотношением, полученным ранее в [8] без учета диффузии экситонов; однако, несмотря на численное отличие результатов определения параметра w_r в ~ 2 раза, характер зависимостей расчетных параметров от уровня легирования и в этом случае аналогичен приведенным на рис. 5.

4. Обсуждение

Рассмотрим изменение рекомбинационных характеристик сверхрешеток второго рода при изменении концентрации примесей в δ -слоях. Как известно, в сверхрешетках второго рода GaAs/AlAs электроны и дырки разделены как в координатном пространстве, так и в пространстве квазиимпульса: электроны находятся в X -долине AlAs, а дырки в Γ -долине GaAs. Поэтому для рекомбинации экситона электрону необходимо перейти в соседний слой, рассеяв при этом большой квазиимпульс, $\sim \pi\hbar/a$, где \hbar — постоянная Планка, a — постоянная решетки. В отсутствие иррегулярностей сверхрешетки (фононов, примесей, шероховатостей гетерограницы, центров безызлучательной рекомбинации) рассеяние квазиимпульса X_z -экситона может происходить только на границах раздела. При этом вероятность излучательной рекомбинации экситонов w является константой, а затухание концентрации экситонов $N(t)$ и интенсивности люминесценции $I(t)$ носит экспоненциальный характер [4]: $N(t) \propto \exp(-wt)$, $I(t) \propto w \exp(-wt)$. В случае рассеяния квазиимпульса на примесях или шероховатостях границы раздела вероятность рекомбинации экситона w случайным образом зависит от положения примеси (шероховатости). Усреднение интенсивности $I(t) \propto w \exp(-wt)$ по распределению случайной величины w приводит к возникновению неэкспоненциального множителя в выражении для закона затухания люминесценции экситонов: степенного $(1 + 2w_r t)^{-3/2}$ в случае рассеяния импульса на примесях [8] и более сложного при рассеянии на шероховатостях [4]. Наличие центров безызлучательной рекомбинации приводит к появлению дополнительного множителя в выражении для кинетики затухания ФЛ (второй сомножитель в формуле (2)), который в первом приближении можно считать экспоненциальным, если пренебречь временной зависимостью логарифмического сомножителя.

Увеличение концентрации примесей при δ -легировании приводит к изменению степенного фактора (увеличение w_r в выражении (2) при концентрации примеси до $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) вследствие увеличения величины $w \propto N_D, N_A$. При более высокой концентрации примесей,

когда характерное расстояние между примесями оказывается сравнимым с размером экситона, в рекомбинации экситона участвуют одновременно несколько примесных центров, и относительная амплитуда флуктуации случайного потенциала снижается вследствие усреднения вкладов нескольких примесных атомов. В предельном случае плотно упакованного δ -слоя при рассеянии квазиимпульса экситонов на "ровной стенке" (плотно упакованном δ -слое), так же как и при рассеянии квазиимпульса на идеальной гетерогранице, кинетика рекомбинации становится экспоненциальной, и степенной сомножитель в (2) отсутствует. Это объясняет наблюдаемое нами отсутствие зависимости w_r от уровня легирования при концентрациях примеси, превышающих $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Как видно из рис. 5, увеличение концентрации примесей приводит к росту концентрации центров безызлучательной рекомбинации по степенному закону с показателем степени ~ 0.6 . При этом спад интегральной интенсивности ФЛ сверхрешеток с ростом уровня легирования происходит по аналогичному закону с тем же показателем степени (рис. 2), а уменьшение интенсивности бесфононной экситонной ФЛ — по степенному закону с вдвое большим показателем. Тем самым зависимость интегральной интенсивности ФЛ сверхрешеток от уровня легирования вполне объясняется ростом концентрации центров безызлучательной рекомбинации, в то время как более существенное уменьшение интенсивности экситонной ФЛ увеличением n_d объяснено быть не может. Мы можем заключить, что примесное тушение экситонной ФЛ и увеличение скорости излучательной рекомбинации связано с влиянием встроенных электрических полей, создаваемых ионизованными примесями. Увеличивая концентрацию примесей, мы увеличиваем величину этих встроенных электрических полей, причем в рассматриваемом случае δ -легирования величина этих полей существенно превышает величину полей в однородно легированном материале. Увеличение встроенных электрических полей приводит к тому, что большее число фотовозбужденных носителей принимает участие в экранировании этих полей и не связывается в экситоны. Именно поэтому наблюдаемое нами тушение фотолюминесценции при увеличении концентрации примесей более значительно для интенсивности экситонной линии, чем для интегральной интенсивности ФЛ сверхрешеток. Кроме того, наличие электрических полей в структуре нарушает симметрию кристалла и поэтому усиливает Γ - X -смешивание электронных состояний [11], тем самым увеличивая вероятность перехода электрона из X -долины зоны проводимости AlAs в Γ -долину зоны проводимости GaAs. Это также приводит к увеличению скорости излучательной рекомбинации.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе впервые исследована излучательная рекомбинация экситонов в δ -легированных сверхрешетках второго рода. Обнаружено, что

увеличение концентрации примеси в δ -слоях от $2 \cdot 10^{10}$ до $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приводит к падению интенсивности экситонной ФЛ в 70–80 раз, в то время как интегральная интенсивность ФЛ уменьшается в 4–6 раз. При однородном легировании сверхрешетки до концентрации примесей $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, когда среднее расстояние между примесями соответствует межпримесному расстоянию в плоскости δ -слоя при наибольшей концентрации $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, тушения экситонной ФЛ не наблюдается. Показано, что темп излучательной рекомбинации экситонов в δ -легированных сверхрешетках увеличивается при увеличении уровня легирования. Исследование температурной зависимости и кинетики ФЛ показало, что тушение бесфононной экситонной линии в δ -легированных структурах не связано с уменьшением энергии локализации экситонов и не может быть объяснено одним лишь увеличением концентрации центров безызлучательной рекомбинации. Мы заключаем, что основной причиной примесного тушения ФЛ являются встроенные электрические поля, индуцированные ионизованными примесями, препятствующие образованию экситонов.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований и Межотраслевой научно-технической программе "Физика твердотельных наноструктур" за поддержку данной работы в рамках гранта 00-02-17658 и проектов 99-1133 и 2000-1Ф.

Список литературы

- [1] Г.Г. Зегря, А.Д. Андреев. ЖЭТФ, **109** (2), 615 (1996).
- [2] V.G. Litovchenko, D.V. Korbutyak, A.L. Bercha, H.T. Graham, K.H. Ploog. *Proc. 25th Int. Conf. Phys. Semicond.* (Japan, 2000) D092.
- [3] F. Minami, K. Hirata, K. Era, Y. Yao, Y. Masumoto. *Phys. Rev. B*, **36**, 4359 (1987).
- [4] L.S. Braginsky, M.Yu. Zaharov, A.M. Gilinsky, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putiato, K.S. Zhuravlev. *Phys. Rev. B*, **63**, 195 305 (2001).
- [5] I.N. Krivorotov, T. Chang, G.D. Gilliland, L.P. Fu, K.K. Bajaj, D.J. Wildford. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 687 (1998).
- [6] G.D. Gilliland, A. Antonelli, D.J. Woldford, K.K. Bajaj, J. Klem. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 3717 (1993).
- [7] K.S. Zhuravlev, D.A. Petrakov, A.M. Gilinsky, T.S. Shamirzaev, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semyagin, M.A. Putyato. *Superlatt. Microstruct.*, **28** (2), 105 (2000).
- [8] M.V. Klein, M.D. Sturge, E. Cohen. *Phys. Rev. B*, **25**, 4331 (1982).
- [9] K.D. Giinchuk, A.V. Prokhorovich. *Phys. St. Sol. (a)*, **29**, 339 (1975).
- [10] M.M. Dignam, J.E. Sipe. *Phys. Rev. B*, **41**, 2865 (1990).
- [11] J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Göbel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **42**, 5809 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Excitonic recombination in δ -doped GaAs/AlAs type-II superlattices

K.S. Zhuravlev, A.K. Sulaimanov, A.M. Gilinsky,
L.S. Braginsky, A.I. Toropov, A.K. Bakarov

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract An experimental study of excitonic recombination in δ -doped GaAs/AlAs type-II superlattices has been carried out. It is found that the increase in the impurity density of δ -layers from $2 \cdot 10^{10}$ to $7.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ results in (4–6)-fold decline in the integrated superlattice photoluminescence intensity and in a significant decrease of excitonic photoluminescence intensity (70–80 times as much) accompanied by an increase in the exciton radiative recombination rate. A homogeneous doping does not cause such a doping-induced quenching of the excitonic photoluminescence. Investigations of the temperature dependence and kinetics of photoluminescence show that the doping-induced quenching of no-phonon excitonic photoluminescence is not caused by the decrease in the exciton localization energy or the increase of the density of nonradiative recombination centers. We conclude that the built-in electric fields induced by ionized impurities inhibit the exciton formation being the principle reason for the fall of the excitonic photoluminescence intensity with the doping rise.