Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 8, с. 507 – 513

2D экситоны в множественных одномонослойных квантовых ямах GaN/AlN

Е. А. Европейцев[1], Ю. М. Серов, Д. В. Нечаев, В. Н. Жмерик, Т. В. Шубина, А. А. Торопов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 2021 г.
После переработки 17 марта 2021 г.
Принята к публикации 17 марта 2021 г.

Исследована кинетика затухания низкотемпературной экситонной фотолюминесценции в гетероструктуре с множественными квантовыми ямами GaN/AlN монослойной толщины, изготовленной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В рамках трехуровневой модели выполнено теоретическое моделирование измеренных кривых затухания излучения. Процесс релаксации дипольно-разрешенных "светлых" экситонов, пространственно ограниченных в монослоях GaN, определен как экситонная релаксация с характерным временем ~ 3 пс, сопровождающаяся переворотом спина и превращением в дипольно-запрещенные "темные" экситоны, уровни которых расположены на ~ 60 мэВ ниже по энергии. Показан двумерный характер экситонных состояний при температурах выше 50 К.

DOI: 10.31857/S1234567821080036

1. Введение. Отличительной особенностью двумерных (2D) экситонов по сравнению с объемным аналогом является усиление кулоновского взаимодействия электронов и дырок, обуславливающее значительный рост энергии связи и силы осциллятора и позволяющее при определенных условиях увеличить квантовый выход излучения в результате изменения баланса между радиационными и безызлучательными каналами рекомбинации в пользу первых [1–5]. Эпитаксиальные гетероструктуры с одиночными монослоями (МС) GaN в AlN представляют собой ультратонкие квантовые ямы (КЯ), формируемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволяющие вплоть до комнатной температуры наблюдать оптические проявления экстремально ограниченных 2D экситонных состояний [6]. Уникальной особенностью таких структур является необычно сильный контраст электронных свойств материалов квантовой ямы и барьерных слоев, обеспечивающий квантоворазмерное ограничение в пределе одного МС и увеличение энергии связи экситона до 230 мэВ [7]. Кроме реализации возможности изучения фундаментальных свойств экстремально-ограниченных экситонных состояний, квантоворазмерные структуры в системе (Al,Ga)N представляют также большой практический интерес с точки зрения генерации ультрафиолетового (УФ) света с длиной волны менее 300 нм [8–11].

В настоящей работе исследованы люминесцентные свойства гетероструктуры, включающей множественные, периодически расположенные МС GaN, разделенные AlN барьерами. Мы фокусировались на изучении кинетики низкотемпературной (5–100 K) фотолюминесценции (ФЛ) КЯ GaN/AlN со средней толщиной в 1 МС, излучающих в пределах неоднородно уширенного контура ФЛ вблизи 235 нм. Главным преимуществом структуры с множественными КЯ по сравнению с исследованными в работе [6] одиночными МС является многократное увеличение интенсивности ФЛ, что позволяет уверенно регистрировать и подробно изучать особенности в поведении кривых затухания ФЛ, связанные с нестационарным режимом экситонного излучения, доминирующим до установления термического равновесия в первые пикосекунды после импульсного возбуждения. В результате выполненных исследований были определены основные кинетические параметры экситонной релаксации и показана перспективность использования подобных структур в качестве активной области эффективных УФ излучателей.

2. Образцы и экспериментальные методики. Гетероструктура с множественными КЯ $100 \times \{\mathrm{GaN} : 1.5\,\mathrm{МС}/\mathrm{AlN} : 20\,\mathrm{МС}\}$ была выращена на относительно тонком (~ 260 нм) буферном слое AlN/c-Al_2O_3 методом плазменно-активированной МПЭ (Compact21T, Riber) [12]. Средние номинальные толщины слоев в приведенных обозначениях выражены в единицах МС, полагая, что $1\,\mathrm{МС} = 0.2491(0.2593)$ нм для GaN(AlN) соответственно. Рост гетероструктуры проводился при

[1] e-mail: john_fzf@mail.ru

температуре подложки 700 °C с использованием металл-обогащенных условий как для роста КЯ GaN (соотношение потоков F(Ga)/F(N) = 2), так и барьерных слоев AlN (F(Al)/F(N) = 1.05). Для исключения избыточных адатомов Al во время роста барьерных слоев AlN и перед ростом КЯ GaN использовалась экспозиция поверхности под потоком плазменно-активированного азота, как подробно описано в работе [10]. Контроль ростового процесса осуществлялся с помощью методов дифракции отраженных быстрых электронов (Staib Instruments, 30 кВ), ИК-пирометрии (Micron M680), а также системы лазерной рефлектометрии и многолучевого оптического измерителя упругих напряжений собственной разработки.

Излучательные свойства множественных КЯ исследовались с помощью времяразрешенной спектроскопии ФЛ, реализованной в конфокальной оптической схеме с промежуточным увеличенным изображением для визуального контроля области детектирования. Образец был зафиксирован в проточном гелиевом микрокриостате, позволяющем варьировать температуру образца от 5 до 300 K. Для возбуждения ФЛ использовалась четвертая гармоника титан-сапфирового лазера (Mira-900 с генератором гармоник Coherent), работающего в импульсном режиме с периодом следования импульсов 13 нс и длительностью импульса 120 фс. Результирующая длина волны накачки составляла 216 нм, что соответствует квазирезонансному возбуждению КЯ. Лазерное излучение подавалось на образец через ступенчатый интерференционный фильтр (RazorEdge 224 nm, Semrock) и зеркальный объектив (LMM-40X-UVV, Thorlabs). Средняя плотность мощности накачки составляла приблизительно 10 Вт/см^2, а размер пятна возбуждения – порядка 10 мкм. При измерении ФЛ в геометрии обратного рассеяния ступенчатый фильтр предотвращал попадание в спектрометр отраженного от образца лазерного излучения.

Спектр ФЛ и кинетика ФЛ в выделенной спектральной полосе измерялись последовательно путем переключения диспергированного светового потока между двумя выходами спектрометра (Acton-2300i, Princeton Instruments, дифракционная решетка 1200 штрихов/мм). Спектры детектировались охлаждаемой ПЗС матрицей. Измерение кинетики затухания ФЛ после возбуждения лазерным импульсом производилось методом коррелированного по времени счета одиночных фотонов (TCSPC). Для этого использовались детектор на основе фотоэлектронного умножителя (PMC-100-4, Becker&Hickl), подключенный к PCI-плате для накопления статистики (SPC-130, Becker&Hickl), а также p-i-n фотодиод, используемый для синхронизации с импульсами первой гармоники лазера. Временное разрешение детектирующей системы составляло порядка 160 пс, спектральная ширина детектируемой полосы – 0.35 нм.

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 1 приведены спектры ФЛ, интегрированные во времени в результате детектирования сигнала с помощью ПЗС камеры. Форма спектра в основном повторяет

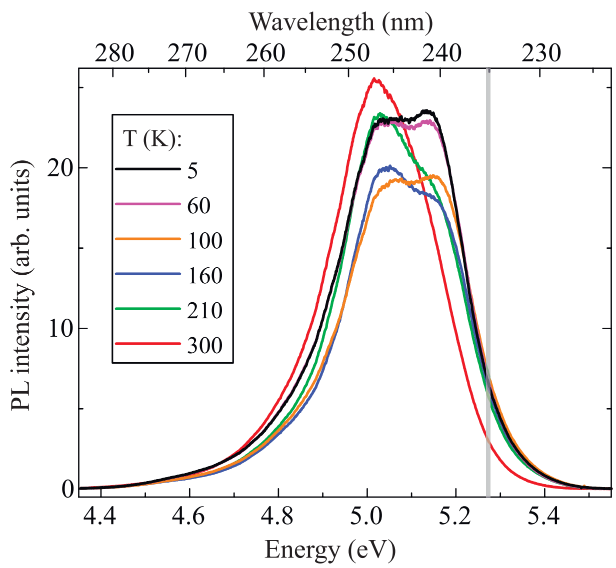

Рис. 1. (Цветной онлайн) Интегральные по времени спектры ФЛ, измеренные при различных температурах. Вертикальная серая полоса показывает область спектра вокруг 235 нм, используемую для измерения кривых затухания

результаты, полученные ранее в аналогичных структурах с одиночными GaN/AlN КЯ [6]: наблюдается неоднородно уширенная линия ФЛ, сложная форма которой в основном определяется осцилляциями, связанными с интерференцией света в толстом AlN буферном слое. С ростом температуры выше 140 K “центр тяжести” линии сдвигается в сторону меньших энергий в соответствии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Интегральная по спектру интенсивность линии немонотонно зависит от температуры – с ростом температуры вплоть до 50 K интенсивность фактически не меняется, затем несколько уменьшается, а после 100 K увеличивается опять, так что при 300 K интегральная интенсивность оказывается близка к величине, измеренной при 5 K. Однако температурные зависимости интенсивности, измеренной на конкретных длинах волн, заметно отличаются от поведения интегральной интенсивности. Например, в спектральной области 230–237 нм в широком диапазоне температур от 5 до 100 К интенсивность ФЛ практически не зависит от температуры.

На измеренной кривой затухания низкотемпературной (5 К) ФЛ нестационарный режим проявляется как интенсивный пик, наблюдаемый непосредственно после возбуждения, ширина которого на полувысоте (165 пс) определяется аппаратной функцией установки (см. рис. 2). При больших задержках

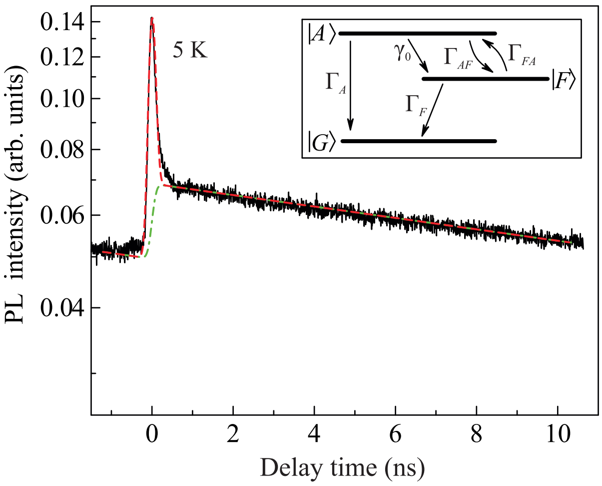

Рис. 2. (Цветной онлайн) Кривая затухания интенсивности ФЛ, измеренная на длине волны 235 нм при 5 К (непрерывная линия). Штриховой линией показан результат подгонки, полученной в модели суммы двух убывающих экспонент, соответствующих сигналам термализованной (более медленная) и нестационарной ФЛ. Штрих-пунктирная линия показывает вклад термализованной ФЛ. На вставке приведена схема экситонных уровней, используемая при моделировании кинетики излучения

ФЛ демонстрирует строго экспоненциальное затухание с характерным временем порядка 50 нс. Штриховой линией на рис. 2 показан результат подгонки экспериментальной кривой, выполненной в модели свертки суммы двух убывающих экспонент с аппаратной функцией установки. Максимально достижимое в наших экспериментах временное разрешение недостаточно для определения времени затухания нестационарной ФЛ непосредственно из подгонки. Тем не менее, описанная процедура подгонки позволяет определить по отдельности величины интенсивности интегральной по времени ФЛ, ассоциированной как с медленной, так и с быстрой затухающими компонентами, а также характерное время затухания медленной компоненты.

С ростом температуры относительный вклад быстрой компоненты уменьшается и при температурах выше ~ 150 К становится фактически ненаблюдаемым. Вплоть до 60 К затухание термализованной ФЛ остается строго экспоненциальным, тогда как при больших температурах достаточно аккуратная подгонка кривой затухания требует использования суммы по меньшей мере трех затухающих экспонент, как показано на рис. 3 для кривой

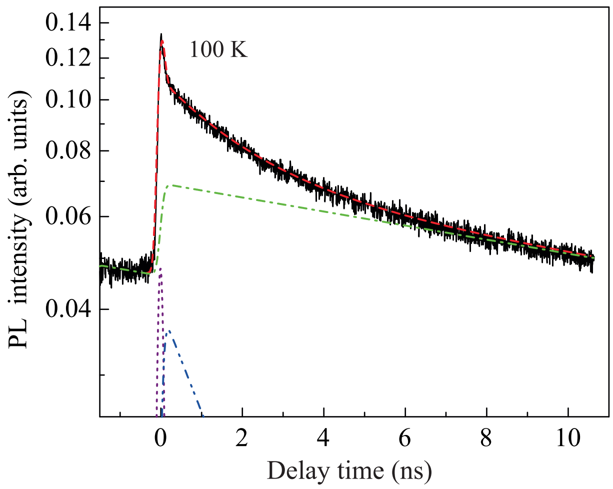

Рис. 3. (Цветной онлайн) Кривая затухания интенсивности ФЛ, измеренная на длине волны 235 нм при 100 К (непрерывная линия). Штриховой линией показан результат подгонки, полученной в модели суммы трех убывающих экспонент. Наиболее быстро убывающая экспонента (пунктирная линия) описывает неравновесную ФЛ, две более медленные экспоненты (штрихпунктирные линии) описывают два сигнала термализованной ФЛ, соответствующие двум ансамблям излучателей с различными величинами константы обменного взаимодействия

затухания интенсивности ФЛ, измеренной при 100 К. Тем не менее, интегральный вклад наиболее медленной компоненты в сигнал, связанный с термализованной ФЛ, остается доминирующим при всех температурах, уменьшаясь от 100 % при 60 К до 88 % при 100 К. Интегральный вклад нестационарной ФЛ при 5 К составляет порядка 2 % от общего сигнала и быстро уменьшается с ростом температуры.

Независимость интегральной интенсивности ФЛ от температуры, наблюдаемая вблизи 235 нм при температурах ниже 100 К, свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе в этом температурном диапазоне потерь, связанных с каналами температурно-активированной безызлучательной рекомбинации. Более того, температурный сдвиг контура ФЛ для этих длин волн и температур не превышает спектральную ширину полосы, в пределах которой измерялись кривые затухания (см. рис. 1), что позволяет надеяться на неизменность природы исследуемых экситонных состояний при изменении температуры. Эти два фактора существенно упрощают интерпретацию экспериментальных данных.

Как было ранее показано [6], кинетика затухания низкотемпературной ФЛ в МС GaN в AlN преимущественно определяется балансом населенностей экситонных состояний по отношению к двум группам уровней: темных, дипольно-запрещенных экситонов (нижняя по энергии группа уровней) и светлых, дипольно-разрешенных экситонов (верхняя группа уровней). Внутри каждой группы расстояние между уровнями определяется величиной спин-орбитального взаимодействия и составляет несколько мэВ. Расстояние между группами уровней определяется величиной короткодействующего электрон-дырочного обменного взаимодействия. В монослойной КЯ GaN/AlN экстремальное квантовое ограничение обуславливает гигантское усиление обменного взаимодействия электрона и дырки в 2D экситоне и приводит к увеличению обменного расщепления темных и светлых экситонов до величины, превышающей 40 мэВ, что в несколько раз больше расстояния между экситонными уровнями в отдельных группах [6]. Это обстоятельство позволяет моделировать измеренную кинетику время-разрешенной ФЛ в более простой эквивалентной трехуровневой системе, включающей основное экситонное состояние $|G\rangle$ и два экситонных состояния: $|A\rangle$ (allowed) и $|F\rangle$ (forbidden), параметры которых усреднены по соответствующим группам экситонов (см. схему на рис. 2).

Система балансных дифференциальных уравнений, описывающих изменение во времени населенностей N_A и N_F в такой трехуровневой системе, допускает аналитическое решение в виде суммы двух убывающих экспонент:

$$N_F(t) = C_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right), \quad (1)$$

$$N_A(t) = C_3 \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) + C_4 \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right), \quad (2)$$

где τ_S и τ_L обозначают соответственно быстрое и медленное характеристические времена затухания системы, а C_1, C_2, C_3 и C_4 представляют собой коэффициенты, определяемые исходя из заданных начальных условий. Величины характеристических времен задаются значениями основных кинетических параметров вовлеченных экситонных состояний:

$$\frac{1}{\tau_{S,L}} = \frac{p}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 - q}, \quad (3)$$

$$p = \Gamma_F + \Gamma_A + \Gamma_{FA} + \Gamma_{AF} \quad (4)$$

$$q = \Gamma_A\Gamma_F + \Gamma_{AF}\Gamma_F + \Gamma_{FA}\Gamma_A, \quad (5)$$

где Γ_F, Γ_A, Γ_{AF} и Γ_{FA} обозначают скорости рекомбинации состояний $|A\rangle$ и $|F\rangle$ и скорости переходов между уровнями $|A\rangle \to |F\rangle$ и $|F\rangle \to |A\rangle$ соответственно.

В пренебрежении процессами безызлучательной рекомбинации $\Gamma_A = \frac{1}{\tau_A}$ и $\Gamma_F = \frac{1}{\tau_F}$, где τ_A и τ_F – радиационные времена жизни состояний $|A\rangle$ и $|F\rangle$ соответственно. Скорости междууровневых переходов определяются процессами взаимодействия с акустическими фононами и выражаются как

$$\Gamma_{AF} = \gamma_0(N_B + 1), \quad (6)$$

$$\Gamma_{FA} = \gamma_0 N_B, \quad (7)$$

где $N_B = 1/[\exp(\Delta E/(k_B T)) - 1]$ представляет собой бозонный фактор заполнения, ΔE – расстояние между уровнями, а $\gamma_0 = \frac{1}{\tau_0}$ – скорость перехода $|A\rangle \to |F\rangle$ при нулевой температуре [13]. Соответствующее время жизни τ_0 ограничивается временем спиновой релаксации вовлеченных состояний.

Экспериментально наблюдаемый четко выраженный биэкспоненциальный характер затухания ФЛ свидетельствует о применимости упрощенной трехуровневой модели для моделирования кинетики излучения, позволяя ассоциировать быструю и медленную компоненты с процессами нестационарной и термализованной ФЛ, описываемыми формулами (1)–(5). На рисунке 4 сплошными квадратами показана температурная зависимость интегральной интенсивности наиболее медленной компоненты ФЛ, соответствующей рекомбинации в экситонной системе после полной термализации. В соответствии с предположением о слабости безызлучательной рекомбинации интегральная интенсивность термализованной ФЛ практически не зависит от температуры. Интегральная интенсивность наиболее быстрой компоненты также слабо зависит от температуры вплоть до 50 К, тогда как при более высоких температурах интенсивность быстро падает (см. рис. 5).

Отношение интегральных интенсивностей нестационарной и термализованной ФЛ с очевидностью определяется отношением скорости излучательной рекомбинации светлых экситонов на верхнем уровне

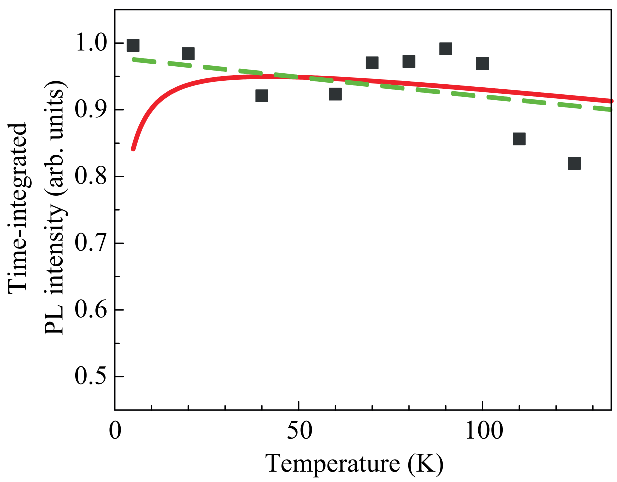

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость интегральной по времени интенсивности сигнала наиболее долгоживущей компоненты термализованной ФЛ, измеренной на длине волны 235 нм. Квадратами показаны значения, полученные в результате подгонки измеренных кривых затухания ФЛ и нормированные на максимальное значение, соответствующее минимальной температуре. Непрерывная линия представляет подгонку экспериментальных данных в модели, предполагающей линейную температурную зависимость отношения времен $\tau_A/\tau_0 = 0.44 \cdot T$. Штриховая линия соответствует модели, предполагающей $\tau_A/\tau_0 = 22$. Используемые значения подгоночных параметров: $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс и $\tau_F = 54$ нс

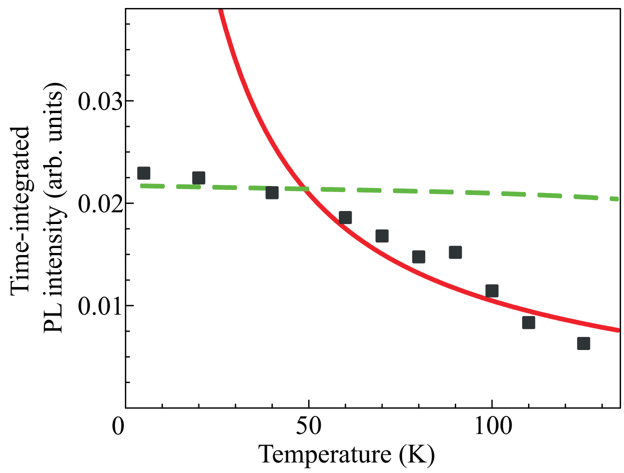

Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость интегрированной по времени интенсивности сигнала неравновесной ФЛ, измеренной на длине волны 235 нм. Квадратами показаны значения, полученные в результате подгонки измеренных кривых затухания ФЛ и нормированные на то же значение, что и зависимость, приведенная на рис. 4. Непрерывная линия представляет подгонку экспериментальных данных в модели, предполагающей линейную температурную зависимость отношения времен $\tau_A/\tau_0 = 0.44 \cdot T$. Прерывистая линия соответствует модели, предполагающей $\tau_A/\tau_0 = 22$. Используемые значения подгоночных параметров: $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс и $\tau_F = 54$ нс

Γ_A и скорости релаксации с верхнего уровня на нижний Γ_{AF}. С учетом слабости температурной зависимости $\Gamma_{\mathrm{AF}}(T)$, задаваемой выражением (6), можно предположить, что температурная зависимость интенсивности нестационарного сигнала преимущественно определяется зависимостью от температуры радиационного времени жизни τ_A состояний $|A\rangle$. Тогда экспериментальная зависимость, приведенная на рис. 5, показывает независимость величины τ_A от температуры при $T < 50$ и быстрый рост при дальнейшем увеличении температуры. Естественным выбором вида температурной зависимости времени радиационного затухания, используемой при теоретическом моделировании, является для 2D экситонов линейная зависимость, которая в модельной 2D системе определяется как [14–16]

$$\tau_{\mathrm{rad}}^{\mathrm{2D}} = \frac{3}{2}\frac{k_B T}{E_0}\tau_{\mathrm{rad}}^0, \qquad (8)$$

где τ_{rad}^0 представляет собой радиационное время жизни экситона с волновым вектором $\mathbf{k}_\parallel = 0$, а E_0 обозначает “радиационное окно”, т.е. полосу энергий, для которой 2D экситонные состояния находятся внутри светового конуса и могут релаксировать излучательно с сохранением волнового вектора. Экситоны с волновыми векторами вне светового конуса являются темными, так как их взаимодействие с фотонами запрещено в силу невозможности сохранения импульса. С ростом температуры наблюдается увеличение населенности таких состояний и соответствующее увеличение наблюдаемого усредненного времени жизни экситонных состояний.

Сплошные и прерывистые линии на рис. 4 и 5 показывают наилучшую подгонку температурных зависимостей интегральных интенсивностей медленной и быстрой компонент ФЛ, выполненную совместно с подгонкой температурной зависимости времени затухания термализованной ФЛ (рис. 6) в модели трехуровневой системы. Интенсивность ФЛ определялась с использованием выражений (1)–(5) как $I_{PL} = \eta N_A \Gamma_A + \eta N_F \Gamma_F$, где η – квантовый выход излучения. При этом предполагалась равномерная заселенность всех уровней в начальный момент времени. Сплошные линии на рис. 4 и 5 получены с использованием линейной зависимости $\tau_A(T)$, тогда как прерывистые линии получены в модели, предполагающей $\tau_A/\tau_0 = \mathrm{const}$. Ключевым фактором при

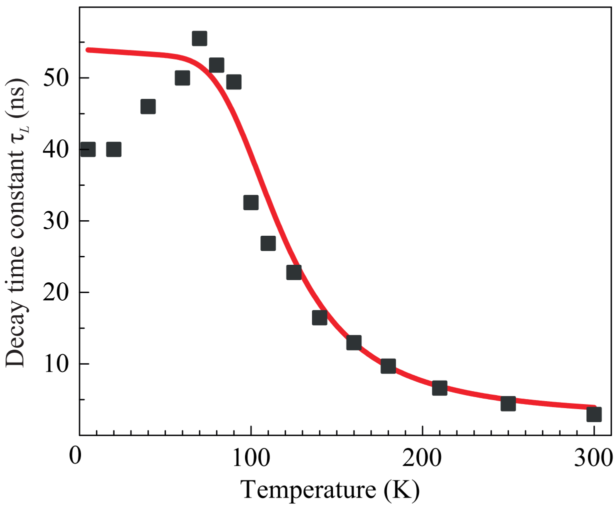

Рис. 6. (Цветной онлайн) Температурная зависимость константы затухания наиболее долгоживущей компоненты термализованной ФЛ. Квадратами показаны значения, полученные в результате подгонки измеренных кривых затухания ФЛ. Непрерывная линия представляет подгонку экспериментальных данных в модели, предполагающей линейную температурную зависимость отношения времен $\tau_A/\tau_0 = 0.44{\cdot}T$. Используемые значения подгоночных параметров: $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс и $\tau_F = 54$ нс

достижении наилучшей подгонки явилась совместная оптимизация формы рассчитанной кривой температурной зависимости константы затухания термализованной ФЛ в диапазоне температур от 50 до 300 K (рис. 6) и формы рассчитанных кривых температурной зависимости интегральной интенсивности термализованного (рис. 4) и нестационарного (рис. 5) сигналов.

Наилучшее взаимное соответствие зависимостей, показанных на рис. 4–6, было получено при использовании уникального общего набора параметров $\Delta E = 0.061$ эВ, $\tau_0 = 3$ пс, $\tau_F = 54$ нс, а также независимого от температуры и не равного единице внутреннего квантового выхода $\eta = 0.99$, предполагающего наличие достаточно неэффективных каналов безызлучательной рекомбинации с характерными временами порядка нескольких наносекунд для $|A\rangle$ экситонных состояний и 10^3 наносекунд для $|F\rangle$ экситонов. Значение эффективного обменного расщепления светлых и темных состояний $\Delta E = 61$ мэВ достаточно хорошо соответствует результатам работы [6], полученным для одиночного монослоя GaN/AlN, также как и характерное время жизни запрещенного по спину темного экситона $\tau_F = 54$ нс. Причина регистрации конечного времени жизни темных экситонов неочевидна и нуждается в более детальном исследовании [13].

Полученное значение характерного времени междууровневой релаксации $\tau_0 = 3.0$ пс и вид линейной температурной зависимости $\tau_A(T) = 0.44\tau_0 T$ позволяют, с использованием ранее сделанной для этой системы оценки ширины “радиационного окна” $E_0 = 290$ мкэВ [6], определить величину радиационного времени жизни гипотетического 2D экситона с нулевым волновым вектором как $\tau^0_{\rm rad} = 3$ пс. Тем не менее, в исследуемом образце линейная температурная зависимость времени жизни экситонных состояний описывает экспериментальные температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ только при достаточно высоких температурах более 50 K (см. рис. 4, 5). При меньших температурах наилучшая подгонка определяется соотношением $\tau_A = 22\tau_0$, что соответствует значению 66 пс. Независимость радиационного времени жизни экситона от температуры в области малых температур свидетельствует о дискретной природе экситонного спектра, возможной при формировании локализованных состояний типа квантовых точек [17, 18], тогда как повышение температуры приводит к делокализации экситонных состояний и проявлению их двумерной природы.

4. Выводы и заключение. Полученные результаты, несмотря на ряд упрощений, используемых при выполненном анализе экспериментальных данных, позволяют сделать общее заключение о природе и основных свойствах 2D экситонных состояний в КЯ GaN/AlN монослойной толщины. В области низких температур наблюдается эффективная локализация экситонов, что, вероятнее всего, связано с наличием сравнительно слабого флуктуирующего потенциала, определяемого локальными изменениями кристаллической структуры одиночного GaN МС, происходящими на уровне добавления/замещения кластеров, состоящих из нескольких атомов, или даже одиночных атомов. Тем не менее, при увеличении энергии k_BT выше характерной энергии локализации температурная зависимость времени излучательной рекомбинации приобретает линейный вид, свидетельствуя об эффективном перемещении экситонов в плоскости монослойной КЯ. Экстраполяция полученной зависимости дает при 300 K значение $\tau_A \sim 400$ пс. Наличие отщепленной группы запрещенных по спину темных экситонных состояний приводит к увеличению среднего времени жизни термализованных экситонов при 300 K до ~ 3 нс, что, тем не менее, остается рекордно малой величиной для полупроводниковых наноструктур.

Несмотря на "темную" природу нижнего экситонного состояния и большую величину обменного расщепления, исследуемые наноструктуры оказываются эффективными экситонными излучателями в суб-250 нм УФ спектральной области при температурах порядка и выше 300 K, что определяется достаточно эффективным термическим заполнением светлых экситонных состояний при условии высокой эффективности экситонного канала излучательной рекомбинации и сравнительно малой эффективности безызлучательных рекомбинационных процессов. Такое сочетание свойств делает монослойные КЯ на основе широкозонных нитридов элементов 3-й группы исключительно перспективными для применений в качестве активной области УФ-светоизлучающих приборов диапазона длин волн менее 250 нм.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 19-52-12057_ННИО_а и # 21-52-50004 ЯФ_а).

1. E. L. Ivchenko, *Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures*, Alpha Science, Harrow, UK (2005).
2. C. Weisbuch, R. C. Miller, R. Dingle, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Solid State Commun. **37**, 219 (1981).
3. B. Deveaud, F. Clérot, N. Roy, K. Satzke, B. Sermage, and D. S. Katzer, Phys. Rev. Lett. **67**, 2355 (1991).
4. K. F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, and T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **105**, 136805 (2010).
5. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).
6. A. A. Toropov, E. A. Evropeitsev, M. O. Nestoklon, D. S. Smirnov, T. V. Shubina, V. Kh. Kaibyshev, G. V. Budkin, V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, S. Rouvimov, S. V. Ivanov, and B. Gil, Nano Lett. **20**, 158 (2020).
7. D. Bayerl, S. M. Islam, C. M. Jones, V. Protasenko, D. Jena, and E. Kioupakis, Appl. Phys. Lett. **109**, 241102 (2016).
8. M. Kneissl and J. Rass, *III-Nitride Ultraviolet Emitters: Technology and Applications*, Springer Series in Materials Science, Springer, N.Y. (2016), v. 227.
9. X. Rong, X. Wang, S. V. Ivanov et al. (Collaboration), Adv. Mater. **28**, 7978 (2016).
10. V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, D. V. A. A. Toropov, E. A. Evropeitsev, V. I. Kozlovsky, V. P. Martovitsky, S. Rouvimov, and S. V. Ivanov, Appl. Phys. Express **11**, 091003 (2018).
11. S. M. Islam, K. Lee, J. Verma, V. Protasenko, S. Rouvimov, S. Bharadwaj, H. Xing, and D. Jena, Appl. Phys. Lett. **110**, 041108 (2017).
12. V. N. Jmerik, D. V. Nechaev, and S. V. Ivanov, *Molecular Beam Epitaxy: From research to mass production*, ed. by M. Henini, 2 ed., Elsevier Inc., San Diego (2018), p. 135.
13. O. Labeau, P. Tamarat, and B. Lounis, Phys. Rev. Lett. **90**, 257404 (2003).
14. J. Feldmann, G. Peter, E. O. Göbel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, and R. J. Elliott, Phys. Rev. Lett. **59**, 2337 (1987).
15. L. C. Andreani, F. Tassone, and F. Bassani, Solid State Commun. **77**, 641 (1991).
16. L. C. Andreani, *Optical Transitions, Excitons, and Polaritons in Bulk and Low-Dimensional Semiconductor Structures*, in *Confined Electrons and Photons*, NATO ASI Series, Series B: Physics, ed. by E. Burstein and C. Weisbuch, Springer, Boston MA (1995), v. 340.
17. D. S. Citrin, Phys. Rev B **47**, 3832 (1993).
18. H. Gotoh, H. Ando, and T. Takagahara, J. Appl. Phys. **81**, 1785 (1997).