

Особенности волноводной рекомбинации в лазерных структурах с асимметричными барьерными слоями

© Ю.С. Полубавкина¹, Ф.И. Зубов^{1,2}, Э.И. Моисеев¹, Н.В. Крыжановская^{1,2}, М.В. Максимов^{1,2},
Е.С. Семенова³, К. Yvind³, Л.В. Асрян⁴, А.Е. Жуков^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

³ DTU Fotonik, Technical University of Denmark, Kgs. Lyngby, DK-2800, Denmark

⁴ Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA

E-mail: polubavkina@mail.ru

(Получена 28 июня 2016 г. Принята к печати 3 июля 2016 г.)

Методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии исследовано пространственное распределение интенсивности излучения, возникающего при больших уровнях накачки (до 30 кА/см²) вследствие рекомбинации в волноводном слое лазерной структуры GaAs/AlGaAs с асимметричными барьерными слоями GaInP и AlGaInAs. Обнаружено, что в таком лазере волноводная люминесценция, в целом менее интенсивная по сравнению с наблюдаемой в аналогичном лазере без асимметричных барьеров, распределена в волноводе неравномерно — максимум распределения сдвинут к *p*-эмиттеру. Это может быть объяснено способностью барьера GaInP, примыкающего к квантовой яме со стороны *n*-эмиттера, подавлять транспорт дырок.

DOI: 10.21883/FTP.2017.02.44116.8361

1. Введение

Выброс носителей заряда из активной области полупроводникового лазера в барьерные (волноводные) слои при больших токах накачки и/или повышенных температурах [1,2] является одной из причин, ограничивающих характеристики мощных лазерных диодов. Частично преодолеть проблемы, связанные с заполнением лазерного волновода носителями заряда, позволяет использование асимметричных барьерных слоев (АБС) [3]. В [4] было установлено снижение внутренних потерь и повышение температурной стабильности в лазерах на структурах GaAs/AlGaAs с АБС, а в [5] было показано, что использование АБС приводит к подавлению нелинейности ватт-амперной характеристики (ВтАХ) и, таким образом, к снижению рабочего тока. В [5] также было показано, что лазерные структуры с АБС характеризуются при повышенных температурах заметным снижением интенсивности волноводной люминесценции по сравнению с аналогичными гетероструктурами без АБС. В то же время следует отметить, что улучшение лазерных характеристик в реализованных к настоящему времени лазерах с АБС оказывается не столь значительным, как это ожидается для случая полной блокировки биполярного заполнения лазерного волновода [6,7].

Длительное время практически единственным методом экспериментального исследования заполнения волноводных состояний в работающем лазере было измерение спектров электролюминесценции через окно в верхнем контакте [1]. Недавно было показано, что заметная интенсивность полосы излучения, соответ-

ствующей рекомбинации носителей заряда в материале волновода, наблюдается и в спектрах, записанных с торца лазерного диода в дальнем поле. В частности, излучение из AlGaAs-волновода наблюдалось в таких спектрах мощных лазеров на основе квантовых ям InGaAs спектрального диапазона 1.01–1.07 мкм [8–10].

Недостатком перечисленных методов является невозможность локализации пространственной области, в которой возникает волноводная люминесценция. В то же время весьма мощным инструментом для исследования локальных оптических свойств резонаторов, в том числе лазерных, является метод сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) (см., например, [11]). В настоящей работе методом СБОМ был исследован пространственный характер распределения волноводной люминесценции в лазерных структурах GaAs/AlGaAs, в том числе содержащих АБС GaInP и AlGaInAs. Показано, что пространственное распределение является асимметричным с максимумом, сдвинутым в прилегающую к *p*-эмиттеру область волновода. Это может быть объяснено способностью GaInP, примыкающего к квантовой яме со стороны *n*-эмиттера, подавлять транспорт дырок.

2. Лазер с асимметричными барьерными слоями

В лазерных структурах с AlGaAs-волноводом слои, обладающие заметной асимметрией высоты потенциального барьера для носителей заряда различного знака, могут быть созданы на основе GaInAsP (для использования в качестве барьерного слоя со стороны *n*-эмиттера) и на

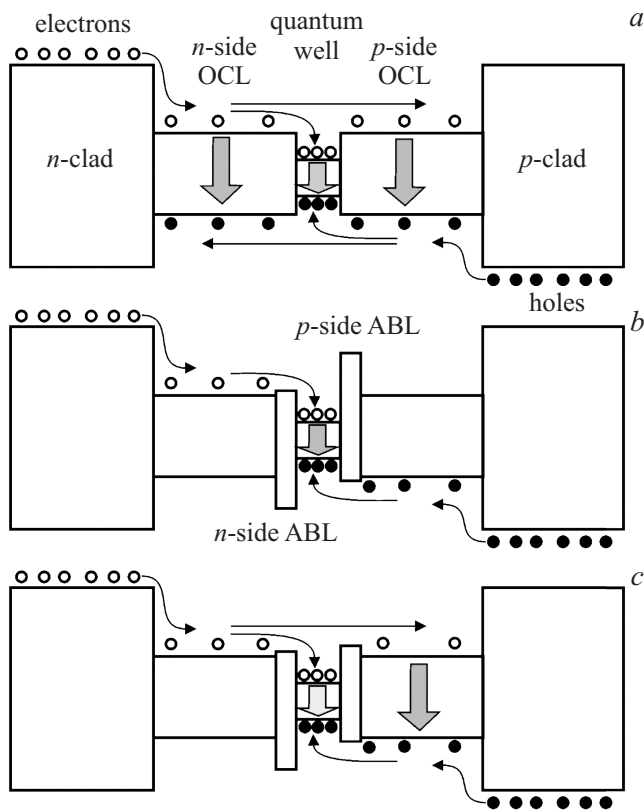


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы, транспорта (узкие стрелки) и рекомбинации (широкие стрелки) носителей заряда в лазерной структуре традиционной конструкции (а), с АБС, полностью блокирующими транспорт носителей (б), и с АБС, блокирующими только транспорт дырок (с).

основе AlGaAsSb или AlGaInAs (для барьерного слоя со стороны p -эмиттера) [12,13]. Принцип действия лазера с АБС становится понятен из рис. 1, а, б, на котором схематически изображены зонная диаграмма и процессы транспорта и рекомбинации носителей в лазерной гетероструктуре традиционной конструкции (рис. 1, а) и в структуре, содержащей два АБС (asymmetric barrier layers, ABLs) — по одному с каждой стороны активной области (рис. 1, б). В первом случае электроны и дырки имеют возможность при достаточно высоком уровне инжекции из эмиттеров (cladding layers, clads) заполнять весь лазерный волновод (optical confinement layer, OCL). Это приводит к возникновению дополнительного по отношению к их рекомбинации в квантовой яме (quantum well, QW) канала рекомбинации через состояния волновода. Это и является в конечном счете причиной ухудшения температурной стабильности характеристик лазера и отклонения ВТАХ от линейного закона. В противоположность этому в лазере с идеальными асимметричными барьерными слоями, каждый из которых обеспечивает полную блокировку транспорта одного из типов носителей заряда, рекомбинация возможна

только в активной области, поскольку расположенный со стороны n -эмиттера барьерный слой препятствует проникновению дырок в примыкающую к n -эмиттеру область волновода, а барьерный слой со стороны p -эмиттера — проникновению электронов в часть волновода, примыкающую к n -эмиттеру.

В том же случае, если только один из АБС (например, со стороны n -эмиттера, как это показано на рис. 1, с) обладает способностью блокировать транспорт носителей заряда (в данном случае дырок), тогда как второй АБС подавляет транспорт носителей другого знака в недостаточной степени, электронно-дырочная рекомбинация может иметь место в части волноводного слоя (в данном случае в области, примыкающей к p -эмиттеру). Отметим, что характер пространственного распределения волноводной рекомбинации в лазерах с АБС ранее не изучался. Его исследование позволит получить информацию о способности реализуемых на практике АБС блокировать транспорт инжектируемых носителей заряда.

3. Описание эксперимента

В настоящей работе нами были исследованы две лазерные структуры, синтезированные на подложках n^+ -GaAs (100) методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. Первая, далее обозначенная как REF-структура, представляет собой структуру с квантовой ямой GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As толщиной 8 нм, помещенной в середину прямоугольного волновода Al_{0.2}Ga_{0.8}As общей толщиной 0.8 мкм, ограниченного n - и p -эмиттерами Al_{0.4}Ga_{0.6}As. Вторая, обозначенная как LAB-структура, дополнительно по отношению к REF-структуре имеет два асимметричных барьерных слоя толщиной по 7 нм, размещенные по обеим сторонам квантовой ямы. В качестве АБС, расположенного со стороны n -эмиттера, использован слой Ga_{0.55}In_{0.45}P, создающий для дырок потенциальный барьер высотой 240 мэВ, а для электронов высотой 3 мэВ. В качестве АБС со стороны p -эмиттера использован Al_{0.42}Ga_{0.38}In_{0.2}As, дающий барьер для электронов высотой 78 мэВ и для дырок высотой 35 мэВ.

Из эпитаксиальных пластин были изготовлены полосковые диоды со сколотыми гранями с шириной апертуры 50 мкм и различной длиной резонатора, которые были с помощью индия напаяны p -стороной на медные теплоотводы (рис. 2, а). Ранее исследованные [5] диоды с длиной резонатора 2 мм работали при комнатной температуре в режиме лазерной генерации через основной оптический переход квантовой ямы. При этом в лазере на основе REF-структуры для достижения выходной мощности 8 Вт требовался рабочий ток 14.8 А, тогда как в лазере на основе LAB-структуры рабочий ток был снижен до 8.1 А благодаря подавлению паразитной рекомбинации в волноводном слое и приближению ВТАХ к линейной.

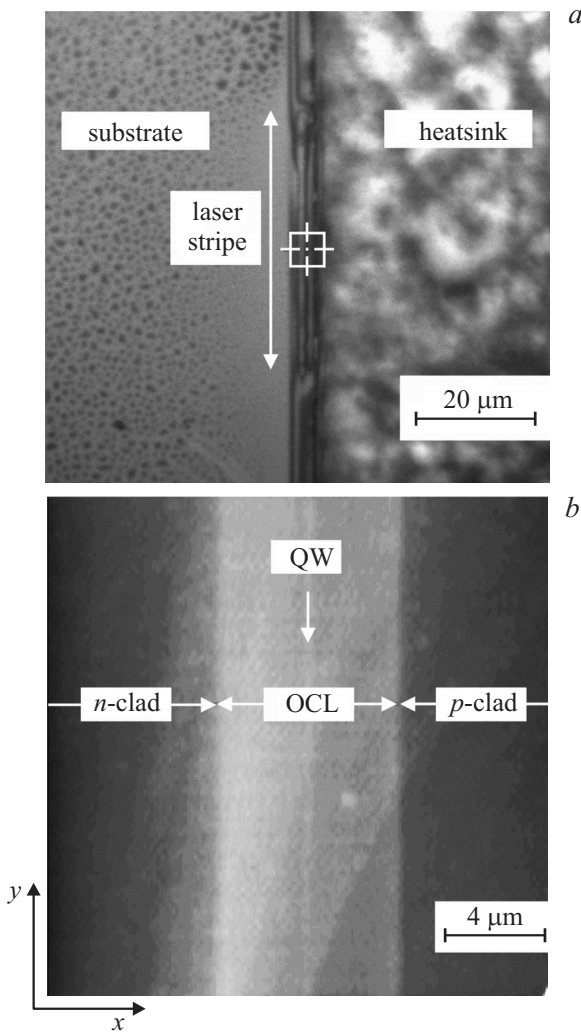


Рис. 2. Общий вид лазерного полоска (laser stripe) на теплоотводе (heatsink), снятый с помощью видеокamеры при токе накачки 1.2 А (а) и АСМ-изображение участка зеркала в области волновода (OCL) и активной области (QW) (b) для REF-структуры.

В настоящей работе мы исследуем диоды длиной ~ 100 мкм, в которых переход в режим лазерной генерации подавлен вплоть до больших плотностей тока накачки, что позволяет выявить особенности заполнения волноводного слоя носителями заряда. Все измерения проводились при комнатной температуре. Спектры электролюминесценции в дальнем поле исследовались с помощью монохроматора Spectral Products DK 480 и InGaAs-фотодиода Teledyne Judson. Накачка осуществлялась импульсами продолжительностью 400 нс, следующими с частотой 150 Гц.

Исследования поверхности скола (лазерного зеркала) методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в полуконтактном режиме, а также пространственного распределения интенсивности излучения, попадающего в выбранный спектральный диапазон, методом СБОМ были выполнены с помощью установки ИНТЕГРА Спек-

тра (НТ-МДТ) с использованием кантилеверного зонда SNOM_NC с апертурой 100 нм. Детектирование оптического сигнала осуществлялось с помощью высокоапертурного объектива Mitutoyo $\times 100$, конфокального спектрометра (MS5204i, Sol Instruments) и ПЗС-камеры iVAC (Andor). Для минимизации тепловых дрейфов и стабилизации картины излучения измерения СБОМ выполнялись на диодах, накачиваемых импульсами тока длительностью 400 нс с частотой 1 кГц. Исследовался участок поверхности зеркала, взятый вблизи центра лазерного полоска (на рис. 2, а область сканирования отмечена квадратом).

4. Результаты

Исследования лазерных зеркал методом АСМ не выявили каких-либо особенностей в LAB-структуре по отношению к REF-структуре. На приведенном на рис. 2, b изображении участка зеркала REF-структуры наблюдается высокая степень планарности интерфейсов волновод-эмиттер, а также квантовой ямы. Шероховатость сколов в пределах лазерного волновода и примыкающих к нему участков эмиттеров не превышает 3 нм.

На рис. 3 показаны спектры электролюминесценции в дальнем поле для диодов длиной ~ 100 мкм. В дополнение к линии люминесценции с длиной волны ~ 850 нм, обусловленной рекомбинацией носителей заряда через основной оптический переход квантовой ямы и обозначенной QW GS, с ростом плотности тока накачки примерно до $J = 3$ кА/см² в спектрах возникает линия около 790 нм (QW ES), связанная с возбужденным оптическим переходом в квантовой яме, а начиная примерно с 10 кА/см² еще одна линия (OCL) вблизи 750 нм, возникновение которой обусловлено рекомбинацией носителей заряда, заполняющих лазерный волновод. Как видно,

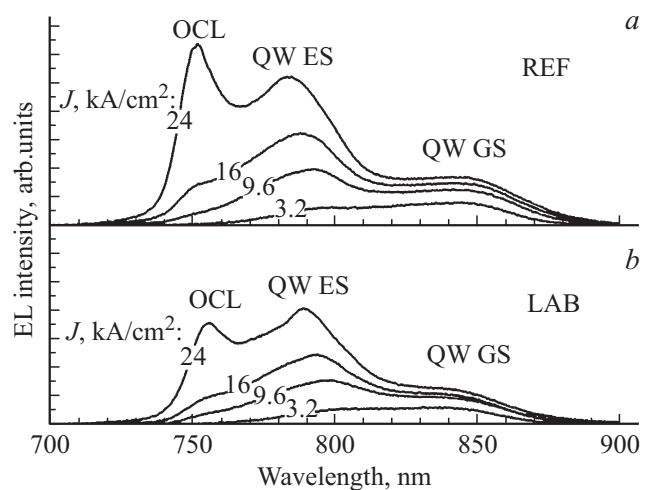


Рис. 3. Спектры электролюминесценции (EL) в дальнем поле структур REF (а) и LAB (b) при различных уровнях инжекции. Пики люминесценции соответствуют основному (QW GS), возбужденному (QW ES) переходам квантовой ямы и рекомбинации в волноводном слое (OCL).

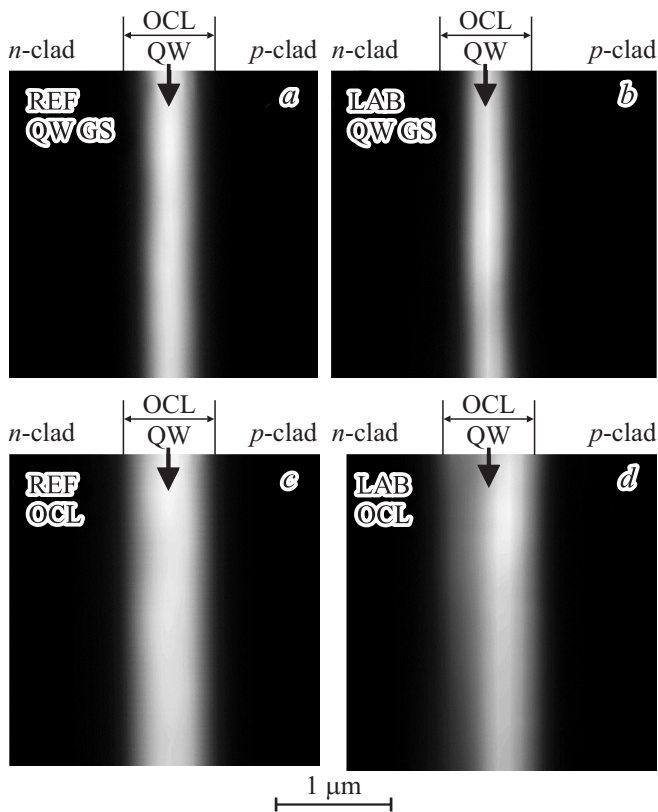


Рис. 4. Карта СБОМ (x - y -скан) в спектральном диапазоне основного перехода квантовой ямы (a, b) и волноводной люминесценции (c, d) для структур REF (a, c) и LAB (b, d). Плотность тока накачки 24 кА/см^2 .

при комнатной температуре линия волноводной электролюминесценции по отношению к другим спектральным линиям оказывается в структуре с асимметричными барьерами (рис. 3, b) менее интенсивной по сравнению с наблюдаемой для REF-структур (рис. 3, a). Ранее такое поведение наблюдалось в спектрах электролюминесценции, измеренных при 70°C .

Спектры электролюминесценции, записанные в ближнем поле методом СБОМ, носят качественно такой же характер. Однако, как оказалось, относительная интенсивность спектральных компонент зависит от пространственной координаты области измерения. На рис. 4 показаны карты пространственного распределения (x - y -скан) интенсивности электролюминесценции для обеих структур, полученные методом СБОМ при накачке 24 кА/см^2 и выполненные в двух спектральных диапазонах, один из которых соответствует основному переходу квантовой ямы (844 – 856 нм), а второй — волноводной люминесценции (742 – 756 нм). Размер представленных участков поверхности скола, захватывающих активную область и лазерный волновод, составляет $3 \times 3 \text{ мкм}$. Как видно, распределение волноводной электролюминесценции в ближнем поле в LAB-структуре (рис. 4, d) носит асимметричный характер, с максимумом, сдвинутым ближе к p -эмиттеру.

В то же время в REF-структуре (рис. 4, c) волноводная люминесценция распределена симметрично относительно центра волновода. Такой же симметричный характер носит и пространственное распределение излучения из квантовой ямы в обеих структурах (рис. 4, a, b).

Более детальную информацию позволяет получить анализ профилей интенсивности поперек лазерного волновода (x -скан). Распределения интенсивности излучения, соответствующего основному переходу в квантовой яме (рис. 5), в обеих структурах практически совпадают — они имеют максимум в середине волновода (с точностью $\pm 0.02 \text{ мкм}$) и характеризуются одинаковой пространственной шириной на половине высо-

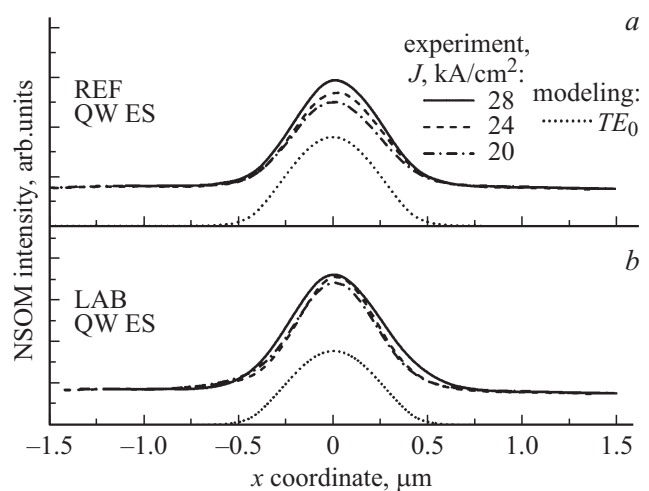


Рис. 5. Профили интенсивности сигнала СБОМ (x -скан) при различных уровнях накачки в спектральном диапазоне основного перехода квантовой ямы для структур REF (a) и LAB (b). Точечными линиями показан расчет профиля моды в диэлектрическом волноводе.

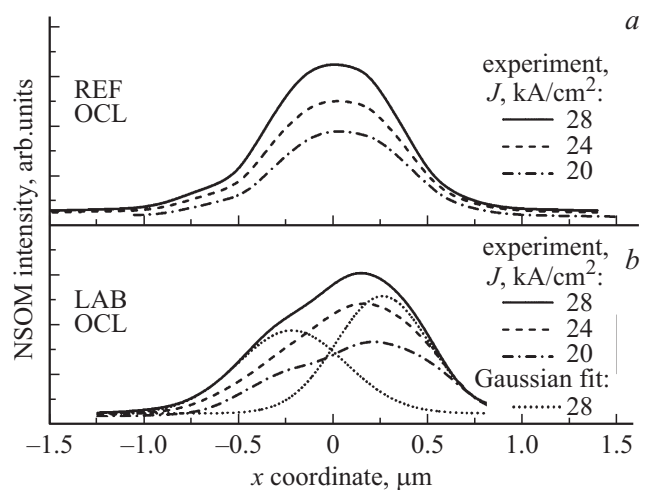


Рис. 6. Профили интенсивности сигнала СБОМ (x -скан) при различных уровнях накачки в спектральном диапазоне волноводной люминесценции для структур REF (a) и LAB (b). Точечными линиями показано разложение профиля, записанного при накачке 28 кА/см^2 , на две функции Гаусса.

ты (0.54 ± 0.01) мкм. Излучение, обусловленное волноводной рекомбинацией, в REF-структуре (рис. 6, *a*) также имеет максимальную интенсивность в середине волноводного слоя; оно может быть описано функцией Гаусса с полной шириной на половине высоты (0.75 ± 0.01) мкм.

В отличие от x -сканов, обсуждавшихся выше, профиль интенсивности волноводной люминесценции в LAB-структуре (рис. 6, *b*) может быть представлен как суперпозиция двух функций Гаусса примерно одинаковой ширины 0.58 мкм, имеющих центры, сдвинутые примерно на (0.23 ± 0.01) мкм влево и вправо относительно середины волноводного слоя (на рис. 6, *b* проиллюстрировано точечными линиями для плотности тока накачки 28 кА/см^2). При этом интенсивность левого (со стороны n -эмиттера) распределения заметно подавлена по отношению к правому (со стороны p -эмиттера), так что максимум совокупной интенсивности сдвинут к p -эмиттеру примерно на 0.2 мкм.

5. Обсуждение результатов

На характер пространственного распределения оптической моды оказывают совместное влияние профили вещественной и мнимой частей показателя преломления. Профиль вещественной части одинаков в обеих исследуемых лазерных структурах и симметричен относительно центра волновода, поскольку вкладом асимметричных барьерных слоев можно пренебречь вследствие их малой толщины. Таким образом, единственной причиной, которая может вызвать искажение оптической моды в LAB-структуре по отношению к REF-структуре, является отличие в них пространственного профиля оптических потерь, которые могут быть связаны с поглощением на свободных носителях и с межзонным поглощением.

Фотоны с длинами волн, соответствующими излучению из квантовой ямы (QW GS и QW ES), не испытывают межзонного поглощения в волноводном слое, а влияние поглощения на свободных носителях мало. На это указывает одинаковый и симметричный профиль интенсивности излучения из квантовой ямы, наблюдаемый в измерениях СБОМ обеих структур. Пространственное распределение фундаментальной TE_0 -моды с длиной волны 850 нм, рассчитанное для диэлектрического (без потерь) плоского волновода $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ толщиной 0.8 мкм, показано на рис. 5 точечной линией. Оно обладает пространственной шириной на половине высоты 0.55 мкм, что превосходно согласуется с экспериментальными данными для спектральной компоненты QW GS.

В то же время приближение диэлектрического волновода не дает удовлетворительного согласия с наблюдаемыми профилями СБОМ для волноводной люминесценции (расчетная ширина моды с длиной волны 750 нм составляет 0.52 мкм на половине высоты). Мы

полагаем, что это является прямым свидетельством важности эффектов, связанных с межзонным поглощением излучения этого спектрального диапазона в материале волновода. При этом, чем выше электронно-дырочная концентрация в волноводе, тем слабее это поглощение. Если же волновод заполнен носителями заряда неоднородно, меньшие оптические потери и большая интенсивность оптической моды должны быть в той области, где концентрация носителей заряда выше.

По всей видимости, недостаточная высота потенциального барьера для электронов, формируемого расположенным со стороны p -эмиттера барьерным слоем $Al_{0.42}Ga_{0.38}In_{0.2}As$, в сочетании с его малой толщиной не создают достаточного препятствия для электронов, инжектируемых из n -эмиттера. При этом барьерный слой $Ga_{0.55}In_{0.45}P$ создает для дырок потенциальный барьер высотой > 0.2 эВ. В результате биполярное заполнение левой части волновода подавлено, а его правую часть заполняют как дырки, так и электроны. Именно такая ситуация обсуждалась выше в связи с рис. 1, *c*. Увеличение волноводной рекомбинации вблизи p -эмиттера вызывает рост интенсивности электролюминесценции на соответствующей длине волны в этой части волновода.

6. Заключение

Нами показано, что интенсивность излучения, связанного с рекомбинацией носителей заряда в волноводном слое лазерной структуры с асимметричными барьерными слоями, распределена неравномерно по лазерному волноводу. Это излучение подавлено в примыкающей к n -эмиттеру области волновода, так что максимум интенсивности сдвинут к p -эмиттеру. Такой характер распределения может быть объяснен тем, что барьерный слой $GaInP$, располагающийся со стороны n -эмиттера, препятствует проникновению дырок в эту часть волновода, тогда как барьерный слой $AlGaInAs$ не создает достаточного препятствия для электронов, заполняющих совместно с дырками примыкающую к p -эмиттеру часть волновода. Это не позволяет в полной мере реализовать ожидаемые для лазера с асимметричными барьерными слоями улучшения приборных характеристик по отношению к лазеру традиционной конструкции. Использование асимметричных барьерных слоев $AlGaAsSb$ либо $AlGaInAs$ оптимизированного состава, обеспечивающих более высокий потенциальный барьер для электронов, позволит преодолеть эту трудность. Также мы обнаружили, что для излучения, обусловленного рекомбинацией в активной области, оптические потери в волноводе малы даже при использованных высоких уровнях инжекции и не искажают профиля моды по отношению к ожидаемому для диэлектрического волновода.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-42-00006 „Новый тип полупроводниковых лазеров с характеристиками, улучшенными за счет использования асимметричных барьеров“).

Список литературы

- [1] P. Blood, E.D. Fletcher, K. Woodbridge, K.C. Heasman, A.R. Adams. IEEE J. Quant. Electron., **25** (6), 1459 (1989).
- [2] H. Kurakake, T. Uchida, T. Yamamoto, T. Higashi, S. Ogita, M. Kobayashi. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3** (2), 632 (1997).
- [3] L.V. Asryan, S. Luryi. Solid-State Electron., **47**, 205 (2003).
- [4] A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan. Appl. Phys. Lett., **100** (2), 021107 (2012).
- [5] F.I. Zubov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, N.V. Kryzhanovskaya, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan, A.E. Zhukov. Electron. Lett., **51** (14), 1106 (2015).
- [6] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, F.I. Zubov, A.E. Zhukov. J. Appl. Phys., **114**, 143 103 (2013).
- [7] Л.В. Асрян, Ф.И. Зубов, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. ФТП, **50**, 1380 (2016).
- [8] С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, Л.С. Вавилова, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. ФТП, **44** (5), 688 (2010).
- [9] И.С. Шашкин, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, Д.А. Веселов, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов. ФТП, **46** (9), 1230 (2012).
- [10] Н.А. Пихтин, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.С. Шашкин, А.Д. Бондарев, Л.С. Вавилова, И.С. Тарасов. ФТП, **48** (10), 1377 (2014).
- [11] A.V. Ankudinov, M.L. Yanul, S.O. Slipchenko, A.V. Shelaev, P.S. Dorozhkin, A.A. Podoskin, I.S. Tarasov. Opt. Express, **22** (21), 26 438 (2014).
- [12] А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, М.М. Павлов, Ф.И. Зубов, Л.В. Асрян. ФТП, **45** (4), 540 (2011).
- [13] А.Е. Жуков, Л.В. Асрян, Е.С. Семенова, Ф.Е. Зубов, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов. ФТП, **49** (7), 956 (2015).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of waveguide recombination in laser structures with asymmetric barrier layers

Yu.S. Polubavkina¹, F.I. Zubov^{1,2}, E.I. Moiseev¹, N.V. Kryzhanovskaya^{1,2}, M.V. Maximov^{1,2}, E.S. Semenova³, K. Yvind³, L.V. Asryan⁴, A.E. Zhukov^{1,2}

¹ St. Petersburg National Research Academic University, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

² Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251 St. Petersburg, Russia

³ DTU Fotonik, Technical University of Denmark, Kgs. Lyngby, DK-2800, Denmark

⁴ Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA

Abstract Spatial distribution of intensity of the emission caused by recombination appeared at high injection level (up to 30 kA/cm²) in a waveguiding layer of GaAs/AlGaAs laser structure with GaInP and AlGaInAs asymmetric barrier layers was studied by means of near-field scanning optical microscopy. It was found that in such laser the waveguide luminescence, which is integrally less intensive as compared to that in a similar laser without asymmetric barriers, is non-uniformly distributed through the waveguide such that the distribution maximum is shifted closer to a *p*-type doped cladding layer. This can be explained taking into account a capability of the GaInP barrier, which adjoins the quantum well at an *n*-type doped cladding layer side, to suppress hole transport.