

Мощностные характеристики лазеров с волноводом на основе квантовых ям и блокирующими слоями

А.А.Афоненко, Д.В.Ушаков, В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов,
Н.В.Дикарева, С.М.Некоркин, Б.Н.Звонков

На основе комплексной модели, учитывающей диффузию и дрейф носителей заряда, процессы захвата электронов и дырок на уровне квантовых ям (КЯ), пространственное распределение излучения в резонаторе, эффекты внутризонного поглощения и нагрева активной области, проведен расчет мощностных характеристик лазеров с волноводом на КЯ. Предложены структуры с дополнительными блокирующими легированными барьерными слоями, позволяющими снизить токи утечки до единиц процентов. В лазере на основе квантоворазмерной гетероструктуры GaInAs/GaAs (апертура 100 мкм) с волноводом на КЯ и легированным блокирующим слоем GaAsP расчетная средняя мощность генерации в импульсном режиме составила 29 Вт при импульсах тока 80 А длительностью 5 нс.

Ключевые слова: мощностные характеристики, волновод на основе квантовых ям, потенциальные барьеры, диффузионно-дрейфовая модель, внутризонное поглощение, токи утечки, нагрев активной области.

1. Введение

Использование диэлектрического широкого волновода в мощных полупроводниковых лазерах позволяет уменьшить нагрузку на зеркала и снизить оптические потери [1, 2]. В лазерах на квантовых ямах (КЯ) для создания волновода используется различие в показателях преломления материала КЯ и окружающего полупроводника. Такие лазеры реализованы, например, в системах InGaAs/InP [3], GaAsSb/GaAs [4], InGaAs/GaAs [5]. В отличие от сверхширокого волновода, в волноводе на КЯ менее выражена проблема с селекцией мод, поскольку фактор оптического ограничения для моды нулевого порядка, локализованной вблизи КЯ, больше, чем для мод, локализованных между легированными областями (рис.1). Основное положительное качество слабого волновода – более узкая (15–20°) диаграмма направленности [3, 5].

Одним из факторов, ограничивающих выходную мощность излучения лазеров с волноводом на КЯ, являются большие токи утечки из-за отсутствия широкозонных эмиттеров [6]. Эффективным способом ограничения тока и контроля неоднородного возбуждения лазерных гетероструктур является использование широкозонных легиро-

ванных слоев [7–9]. Предпочтительнее было бы использовать для этих целей нелегированную гетеросистему, создающую барьер преимущественно в зоне проводимости и не увеличивающую внутренние потери, что имеет место при легировании. Однако исследования [10, 11] выявили малую эффективность слоя $Al_{0.42}Ga_{0.38}In_{0.2}As$, создающего барьер для электронов высотой 78 мэВ.

В настоящей работе предложены структуры с волноводом на КЯ с дополнительными широкозонными легированными барьерными слоями, блокирующими утечки носителей заряда, и проведено моделирование мощностных характеристик таких лазеров. Проблема использования широкозонных слоев с меньшим показателем преломления заключается в том, что они создают антиволноводный эффект и могут привести к исчезновению слабого волновода.

2. Теоретическая модель лазера

Расчеты мощностных характеристик основывались на двумерной пространственной модели лазера. Анализировалось распределение носителей заряда, интенсивности лазерной моды и температуры вдоль оси резонатора (ось x) и вдоль нормали к плоскости слоев (ось z , рис.1).

Расчет зонных диаграмм и электрофизических характеристик проводился на основе распределенной диффузионно-дрейфовой модели [6], в которой скорости спонтанной рекомбинации и коэффициенты усиления рассчитывались в модели прямых переходов с учетом эффекта спектрального уширения. Коэффициент поглощения свободными носителями считался пропорциональным концентрации электронов и дырок с учетом профиля распределения интенсивности излучения в волноводе. Распределение мощности излучения вдоль резонатора находилось из уравнения Бугера для прямой и обратной волн с учетом коэффициентов отражения на гранях резонатора. При этом функциональные зависимости коэффициентов усиления и поглощения свободными носителями от локальной плотности фотонов и температуры находились с

А.А.Афоненко, Д.В.Ушаков. Белорусский государственный университет, Беларусь, 220030 Минск, просп. Независимости, 4; e-mail: afonenko@bsu.by, UshakovDV@bsu.by

В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов. Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра «Институт прикладной физики РАН», Россия, Нижегородская обл., Кстовский р-н, дер. Афонино, Академическая ул., 7; Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23/3; e-mail: aleshkin@ipmras.ru, sanya@ipm.sci-nnov.ru

Н.В.Дикарева, С.М.Некоркин, Б.Н.Звонков. Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23/3; e-mail: dnat@ro.ru, zvonkov@nifti.unn.ru

Поступила в редакцию 4 декабря 2017 г., после доработки – 30 января 2018 г.

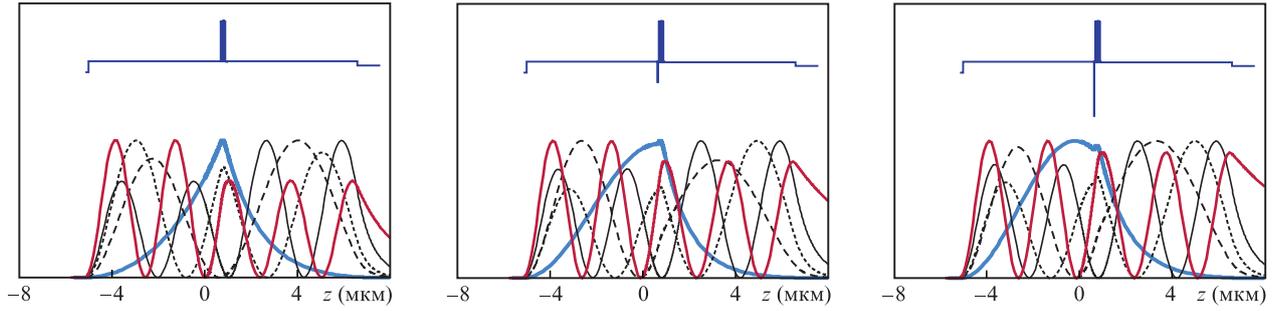


Рис.1. Распределения интенсивности мод лазерных структур (внизу) с соответствующими профилями показателя преломления (вверху).

помощью биквадратной интерполяции по девяти значениям этих величин, рассчитанных на основе диффузионно-дрейфовой модели для разных температур и коэффициентов внутренних потерь при заданной плотности тока накачки.

Изменение температуры активных слоев $T - T_0$ после включения импульса тока накачки длительностью τ находилось с использованием формализма функции Грина:

$$T(t, x) - T_0 = \int_0^t G_c(\tau) w_{\text{heat}}(t - \tau, x) d\tau + \int_0^t G_s(\tau) j^2(t - \tau, x) d\tau. \quad (1)$$

Здесь $G_c(\tau)$ и $G_s(\tau)$ – функции Грина для источников тепла в центральной части гетероструктуры и вне ее (для джоулева нагрева);

$$w_{\text{heat}}(t, x) = j(t, x)U(t, x) - v_{\text{gr}}[g(t, x) - \rho_{\text{int}}(t, x)]S(t, x)hw(t) \quad (2)$$

– мощность источников тепла в центральной части гетероструктуры в расчете на единичную площадь; $j(t, x)$ и $U(t, x)$ – плотность тока и напряжение на центральной части структуры; $g(t, x)$ – коэффициент модового усиления; $\rho_{\text{int}}(t, x)$ – коэффициент внутренних потерь; $hw(t)$ – энергия фотонов лазерной моды; $S(t, x)$ – двумерная плотность фотонов; v_{gr} – групповая скорость света в волноводе.

Функции Грина $G_c(\tau)$ и $G_s(\tau)$ для температур активных слоев находились при численном решении одномерного уравнения теплопроводности (вдоль оси z) с учетом соответствующей локализации источников тепла для структуры, включающей все эпитаксиальные слои, подложку, припой и теплоотвод. Перенос тепла вдоль резонатора (ось x) не учитывался. Такой подход обоснован тем, что за время действия импульса длительностью $\tau = 5$ мкс эффективное расстояние, на которое успевает распространиться тепло от точечного источника в GaAs, составляет $\sim \sqrt{2\chi\tau} = 22$ мкм (χ – коэффициент температуропроводности). Это расстояние многократно превышает толщину активной области, но много меньше толщин подложки и теплоотвода, а также длины резонатора.

Для численных расчетов параметры зонной структуры и подвижности носителей заряда с учетом их температурной зависимости брались из [12, 13]. Сечения поглощения для электронов и дырок, составлявшие 5×10^{-18} и 10^{-17} см² соответственно, экстраполировались из экспериментальных данных [14, 15]. Спектры усиления и спонтанного испускания находились в модели с выполнением

правила отбора по волновому вектору [16]. Показатель преломления определялся по экспериментальным данным [17] с учетом вклада свободных носителей заряда [3] и межзонных переходов [18].

Для апробации физической модели и материальных параметров проведен расчет структуры, описанной в работе [5]. Хорошее согласие с экспериментальными данными получено для диаграммы направленности, порогового тока, выходной мощности и коэффициента внутренних потерь. При этом рассчитанные утечки в зависимости от тока накачки составили 30%–40%, что также коррелирует с оцененным в работе квантовым внутренним выходом стимулированного излучения (70%).

3. Дизайн лазерной структуры

Первая исследуемая структура, как и все остальные, состояла из волноведущих слоев, образованных шестью нелегированными КЯ In_{0,32}Ga_{0,68}As шириной 6 нм и обкладочных слоев GaAs толщиной 5.6 мкм, легированных примесями p - и n -типа с концентрацией 2×10^{17} см⁻³ (рис.1 и 2,а). Концентрация легирующей примеси подложки n -типа составляла 10^{18} см⁻³. Между обкладочным слоем p -типа и металлическим контактом располагался слой p^+ -GaAs с концентрацией легирующей примеси 10^{19} см⁻³. Во второй структуре (рис.1 и 2,б) в качестве барьерного слоя, блокирующего утечки электронов, дополнительно использовался слой GaAs толщиной 20 нм с концентрацией акцепторов 2×10^{19} см⁻³. В третьей структуре (рис.1 и 2,в) для увеличения потенциального барьера центральная часть легированного блокирующего слоя толщиной 10 нм изготавливалась из более широкозонного материала GaAs_{0,9}P_{0,1} (табл.1). Коэффициенты отражения зеркал считались равными 95% и 5%, длина лазерного чипа составляла 4 мм, ширина – 100 мкм. Расчетная длина волны генерации равнялась 1.05 мкм.

4. Результаты расчетов

В лазерах с волноводом на КЯ очень важно корректно рассчитать показатель преломления. В настоящей работе показатель преломления рассчитывался на основе модели Адачи [17], модифицированной применительно к квантоворазмерным слоям. Вклад краевого поглощения учитывался с помощью соотношения Крамерса–Кронига. Как показывают расчеты, при учете квантоворазмерного характера поглощения в КЯ показатель преломления в ней меньше, чем в объемном полупроводнике, что обусловлено уменьшением плотности состояний в квантоворазмерных слоях и смещением состояний в высокоэнергетическую область.

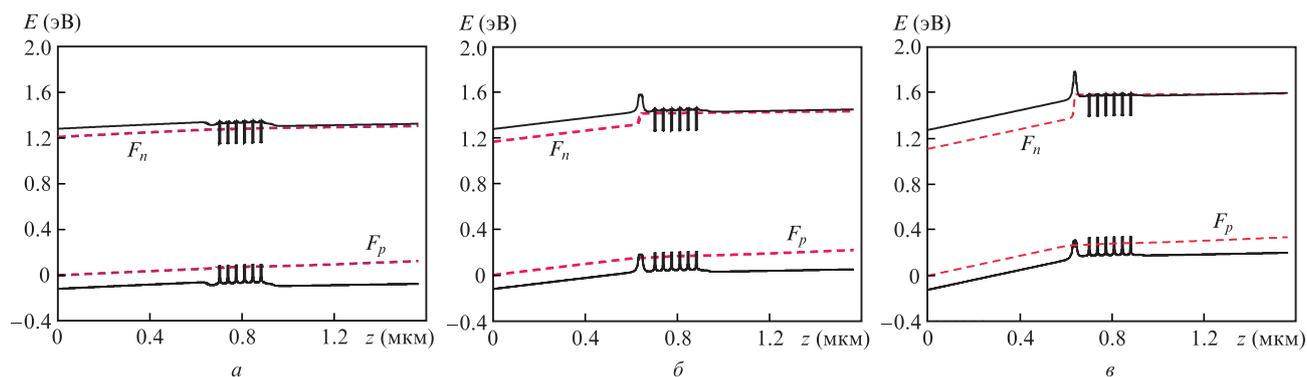


Рис.2. Зонные диаграммы центральной части лазерных структур с волноводом на КЯ (а), с легированным блокирующим слоем (б) и с легированным блокирующим гетерослоем (в) при токе 125 А и температуре 350 К; F_n и F_p – квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

Табл.1. Параметры лазерной структуры с легированным гетеробарьером.

| Номер слоя | Название слоя | Толщина слоя (нм) | Легирование | Материал слоя |
|------------|---------------|---------------------------------------|--------------------|--|
| 1 | Контактный | 150 | 10^{19} | GaAs, <i>p</i> -тип |
| 2 | Волноводный | 5630 | 2×10^{17} | GaAs, <i>p</i> -тип |
| 3 | Барьер | 5 | 2×10^{19} | GaAs, <i>p</i> -тип |
| 4 | Барьер | 10 | 2×10^{19} | GaAs _{0.9} P _{0.1} , <i>p</i> -тип |
| 5 | Барьер | 5 | 2×10^{19} | GaAs, <i>p</i> -тип |
| 6 | Спейсер | 50 | – | GaAs, нелегированный |
| 7 | КЯ | 6 | – | In _{0.32} Ga _{0.68} As, нелегированный |
| 8 | Спейсер | 30 | – | GaAs, нелегированный |
| ... | | 5 периодов слоев 7 и 8 (КЯ + спейсер) | | |
| 18 | Спейсер | 20 | – | GaAs, нелегированный |
| 19 | Волноводный | 5650 | 2×10^{17} | GaAs, <i>n</i> -тип |
| 20 | Подложка | 150000 | 10^{18} | GaAs, <i>n</i> -тип |

Параметр оптического ограничения в анализируемых структурах (рис.2,а–в) составил соответственно 0.0018, 0.0015 и 0.0013 в расчете на одну КЯ. Следует отметить, что в слабом волноводе существенное влияние оказывает зависимость показателя преломления от концентрации электронов и дырок структуры. Из-за большого легирования подложки и контактного слоя p^+ -GaAs возникает дополнительное оптическое ограничение. Например, без учета данного эффекта параметр оптического ограничения в первой структуре составил 0.0016.

Как видно из зонных диаграмм рис.2, потенциальный барьер вблизи КЯ приводит к снижению квазиуровней Ферми для электронов F_n и уменьшению токов утечки. Высоту барьера можно регулировать либо уровнем легирования, либо введением слоя широкозонного материала. Для второй и третьей структур потенциальные барьеры при температуре 350 К составляли 150 (рис.2,б) и 230 мэВ (рис.2,в). В обоих случаях имеет место ослабление волновода (из-за легирования и наличия широкозонного материала с меньшим показателем преломления). Численное моделирование показало, что при использовании барьера из GaAs_{1-x}P_x оптимальным является содержание фосфора 10%.

Характеристики лазера рассчитывались при накачке прямоугольными импульсами тока длительностью 5 мкс. Вследствие различия коэффициентов отражения зеркал мощность излучения распределяется вдоль резонатора существенно неоднородно, что отражается на продольных зависимостях коэффициента внутренних потерь и температуры (рис.3). Из-за разогрева лазерного диода во время действия импульса мощность излучения снижает-

ся, а коэффициент внутренних потерь растет. Представленные на рис.4 зависимости являются средними за время действия импульса.

При токе инжекции около 10 А токи утечки в структуре без барьерных слоев составляют около 35%, что дает близкий к измеренному внутренний квантовый выход стимулированного излучения (70%) для схожей по дизайну структуры [5] (рис.4). Введение блокирующего слоя приводит к значительному уменьшению токов утечки электронов: с 69% при токе 80 А для обычных лазеров на КЯ до 5% для лазеров с блокирующим легированным гетерослоем. При этом из-за легирования блокирующего слоя коэффициент поглощения свободными носителями увеличивается примерно на 1 см^{-1} , однако все равно остается достаточно малым. Уменьшение токов утечки позволяет увеличить максимальную мощность генерации. При токе 80 А в лазере с блокирующим легированным гетерослоем расчетная средняя мощность увеличивается в 2.5 раза и может составить 29 Вт. Это сопоставимо с характеристиками мощных лазеров с вытекающими модами [19]. Расчеты проведены для оптимальной длины резонатора $L = 4 \text{ мм}$, при которой внутренние потери в максимуме мощности близки к внешним потерям резонатора (3.8 см^{-1}). Уровень легирования обкладочных слоев $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ также является оптимальным для получения максимальной мощности. С ростом легирования увеличиваются внутренние потери, а при его уменьшении растут омическое сопротивление и нагрев активной области.

Наличие потенциальных барьеров практически не влияет на температуру активной области структуры, по-

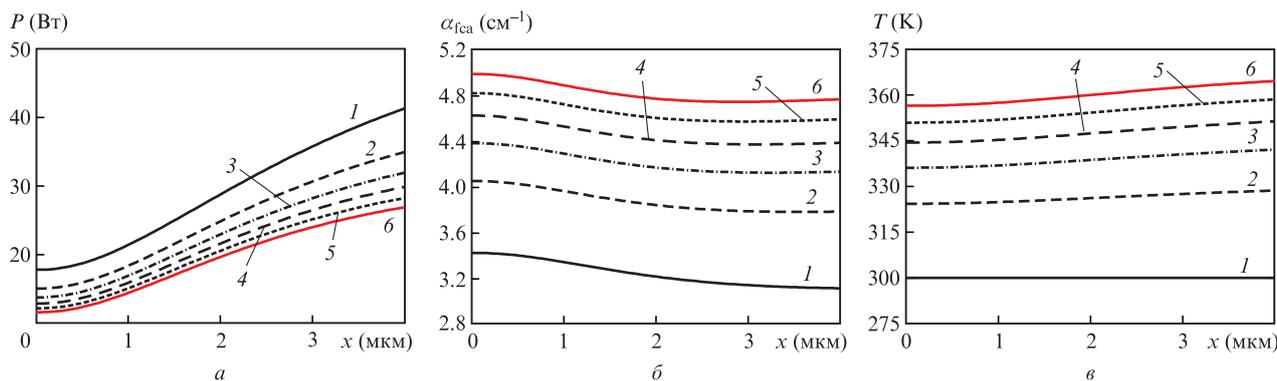


Рис.3. Пространственно-временные зависимости мощности генерации $P(a)$, коэффициента внутризонного поглощения $\alpha_{fca}(b)$ и температуры активной области $T(\epsilon)$ для структуры с легированными блокирующими гетерослоями при токе 90 А. Цифры на кривых 1, 2, ..., 6 соответствуют моментам времени 0, 1, ..., 5 нс.

казанной на рис.2,в. Снижение нагрева структуры вследствие вывода большей мощности излучения (формула (2)) конкурирует с увеличением напряжения на структуре (см. рис.2), вызванным ростом эффективного омического сопротивления при снижении токов утечки электронов. Рассчитанное максимальное различие напряжений составило 0.3 В при токе 125 А. Последовательное сопротивление слоев структуры равно 0.026–0.029 Ом (рис.4,а).

Как видно из рис.4,з, расчетные доли токов утечки дырок при токе 80 А составляют 6%. Для эффективной блокировки дырочного транспорта необходимо сформировать в валентной зоне барьеры, аналогичные барьерам в зоне проводимости. Чтобы не ухудшить волноводные свойства, можно уменьшить барьеры в зоне проводимости,

но это нецелесообразно из-за доминирования электронных токов утечки. Расчеты показали, что при наличии в валентной зоне потенциального барьера в 72 мэВ (легирование донорами с концентрацией $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) утечки дырок практически не снижаются.

Следует отметить, что введение блокирующих слоев приводит к неоднородному распределению электронов в волноводных слоях до и после КЯ. Поэтому вследствие зависимости показателя преломления от концентрации носителей заряда, которая сильнее для электронов, чем для дырок, нарушается симметричность волновода (см. рис.1), мода начинает локализовываться преимущественно со стороны р-эмиттера и ширина диаграммы направленности увеличивается с ростом тока накачки. При

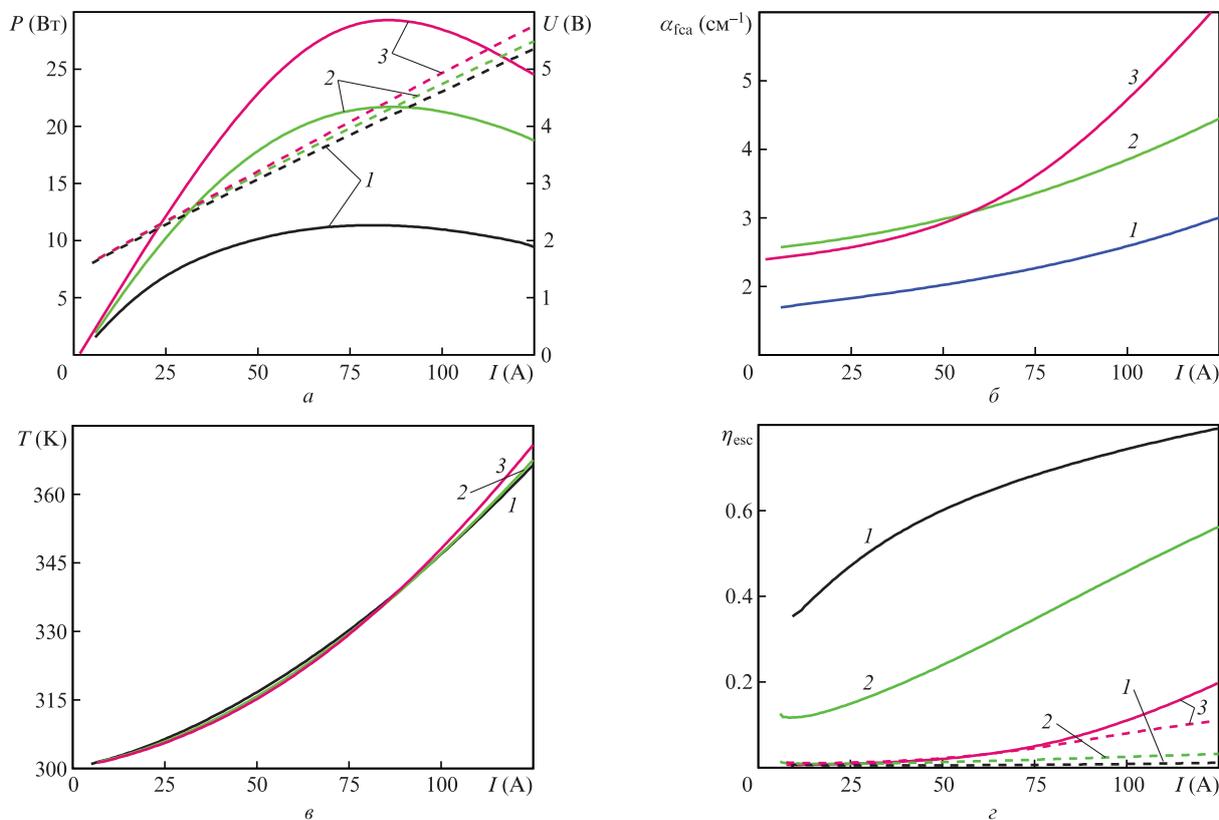


Рис.4. Средняя за время действия импульса мощность генерации (сплошные кривые) и напряжение (штриховые линии) на структуре (а), средний коэффициент внутризонного поглощения (б), средняя температура активной области (в) и доля токов утечки η_{esc} электронов (сплошные кривые) и дырок (штриховые линии) (з) для лазеров с шестью КЯ при импульсной накачке длительностью 5 нс для структур без блокирующих слоев (1), с легированными блокирующими слоями (2) и с легированными блокирующими гетерослоями (3).

этом, как показали оценки, ширина диаграммы направленности на уровне половинной мощности в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, все равно остается малой (не превышает 10°).

Таким образом, в настоящей работе развита численная модель полупроводникового инжекционного лазера, в которой дополнительно учтены процессы поглощения излучения свободными носителями и нагрева структуры, пространственное распределение лазерного излучения в резонаторе, а также влияние эффектов размерного квантования на показатель преломления квантоворазмерных слоев. На основе разработанной модели проанализированы лазерные структуры с волноводом на КЯ. Показано, что введение легированного блокирующего слоя (в том числе гетерослоя) позволяет сформировать эффективный потенциальный барьер для неосновных носителей заряда, снизить токи утечки и увеличить мощность излучения лазера. По расчетным оценкам в лазере (с апертурой 100 мкм) на основе квантоворазмерной гетероструктуры GaInAs/GaAs с волноводом на КЯ и блокирующим слоем GaAsP средняя мощность генерации может достигать 29 Вт при токе 80 А и длительности импульса накачки 5 мкс. Оцененная ширина диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной $p-n$ -переходу, не превышает 10° .

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований по проекту БРФФИ–РФФИ № Ф16Р–018 (16-52-00049), стипендии президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики, № СП-109.2016.3.

1. Геловани В.А., Скороходов А.П., Швейкин В.И. *Высокоэффективные высокоомощные диодные лазеры нового типа* (М.: URSS, 2005).
2. Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Борщев К.С., Винокуров Д.А., Тарасов И.С. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
3. Алешкин В.Я., Дикарева Н.В., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Карзанова М.В., Кудрявцев К.Е., Некоркин С.М., Яблонский А.Н. *Квантовая электроника*, **43**, 401 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 401 (2013)].
4. Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Дикарева Н.В., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Некоркин С.М. *ФТП*, **47**, 1486 (2013).
5. Слипченко С.О., Подоскин А.А., Пихтин Н.А., Лешко А.Ю., Рожков А.В., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **39**, 9 (2013).
6. Афоненко А.А., Ушаков Д.В. *ФТП*, **48**, 88 (2014).
7. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. *Изв. РАН. Сер. Физич.*, **65**, 227 (2001).
8. Ушаков Д.В., Кононенко В.К. *Квантовая электроника*, **38**, 1001 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 1001 (2008)].
9. Веселов Д.А., Шашкин И.С., Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Слипченко С.О., Бечвай Е.А., Стрелец В.А., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **50**, 1247 (2016).
10. Мармалок А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В. *Квантовая электроника*, **47**, 272 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 272 (2017)].
11. Полубавкина Ю.С., Зубов Ф.И., Моисеев Э.И., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Семенова Е.С., Yvind K., Асрян Л.В., Жуков А.Е. *ФТП*, **51**, 263 (2017).
12. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
13. Palankovski V., Quay R. *Analysis and Simulation of Heterostructure Devices* (Wien, New York: Springer, 2004).
14. Spitzer W.G., Whelan J.M. *Phys. Rev.*, **114**, 59 (1959).
15. Rinzan M.B.M., Esaev D.G., Perera A.G.U., Matsik S.G., Von Winckel G., Stintz A., Krishna S. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5236 (2004).
16. Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Алешкин В.Я. *Квантовая электроника*, **43**, 999 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 999 (2013)].
17. Adachi S. *Phys. Rev. B*, **35**, 7454 (1987).
18. Афоненко А.А., Манак И.С. *Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров* (Минск: изд-е Белгосуниверситета, 1997).
19. Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Байдусь Н.В., Дикарева Н.В., Вихрова О.В., Афоненко А.А., Ушаков Д.В. *ФТП*, **51**, 75 (2017).