

Паразитная рекомбинация в лазере с асимметричными барьерными слоями

© Ф.И. Зубов¹, М.Е. Муретова¹, А.С. Паюсов², М.В. Максимов², А.Е. Жуков¹, Л.В. Асрян³

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA

E-mail: fedyazu@mail.ru

Поступила в Редакцию 12 ноября 2019 г.

В окончательной редакции 15 ноября 2019 г.

Принята к публикации 15 ноября 2019 г.

В лазере с асимметричными барьерными слоями два тонких асимметричных барьерных слоя, прилегающих к активной области по обе стороны, направлены на предотвращение биполярной заселенности волноводных слоев и соответственно подавление паразитной рекомбинации в них. В работе предложена теоретическая модель лазера с асимметричными барьерными слоями, основанная на скоростных уравнениях, и учитывающая нежелательную утечку носителей заряда, которая неизбежно происходит в лазерах такого типа, реализуемых на практике. Получены решения уравнений для стационарного случая. На примере лазера на квантовой яме InGaAs/GaAs (длина волны лазерного излучения $\lambda = 980$ нм) исследовано влияние утечек сквозь асимметричные барьерные слои на приборные характеристики. Оценены степени подавления паразитных потоков за счет асимметричных барьерных слоев, необходимые для устранения негативного влияния волноводной рекомбинации. Для рассматриваемого случая эффект от асимметричных барьерных слоев становится заметен при степенях подавления паразитных потоков $C \geq 10^2$. Для подавления 90% паразитного тока требуется $C \approx 2 \cdot 10^4$. В работе также исследовано воздействие асимметричных барьерных слоев на полезные потоки носителей, поступающих в активную область.

Ключевые слова: диодные лазеры, асимметричные барьерные слои, паразитная волноводная рекомбинация.

DOI: 10.21883/FTP.2020.03.49036.9311

1. Введение

Паразитная рекомбинация электронов и дырок в слоях оптического ограничения (СОО) является одной из основных причин ухудшения характеристик мощных диодных лазеров, включая эффективность и температурную стабильность [1]. Ранее для подавления паразитной рекомбинации было предложено использовать так называемые асимметричные барьерные слои (АБС/ABL), прилегающие к активной области [2]. В идеальном случае АБС со стороны *n*-эмиттера (*p*-эмиттера) полностью блокируют попадание дырок (электронов) в прилегающий к нему СОО, но при этом не влияет на поступление электронов (дырок) в активную область (см. рис. 1).

Ранее концепция лазеров с АБС была реализована на практике в AlGaAs/GaAs-лазерах спектрального диапазона 830–850 нм [3,4]. Было обнаружено некоторое улучшение температурных и мощностных характеристик за счет использования АБС, тогда как теоретическая модель, предполагающая полное подавление паразитных потоков, предсказывает кардинальное повышение характеристической температуры порогового тока [5] и выходной оптической мощности [6].

Мерой эффективности АБС является степень подавления паразитных потоков носителей из одной части волновода в другую относительно потока в отсутствие АБС. В идеальном лазере с АБС степени подавления являются бесконечно большими. Однако на практике

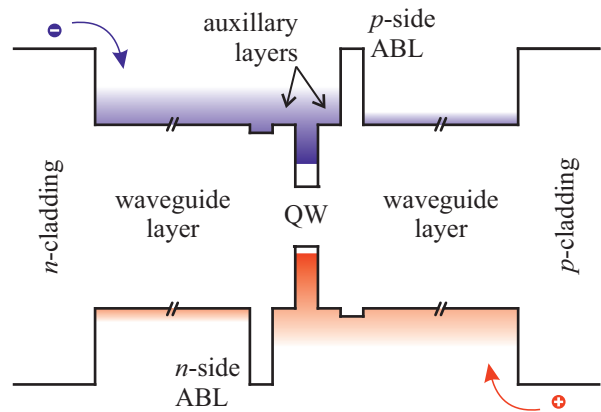


Рис. 1. Схематичная зонная диаграмма, иллюстрирующая концепцию лазера с АБС: *p*-сторонний (*n*-сторонний) АБС предназначен для подавления паразитного потока электронов (дырок) в эту сторону волновода.

блокирующие барьеры имеют конечную высоту и толщину и соответственно конечную степень подавления.

По всей видимости, недостаточное улучшение характеристик лазеров с АБС, реализованных на практике, связано с недостаточно большими степенями подавления паразитных потоков использовавшихся АБС. В этих лазерах степени подавления нежелательных потоков электронов и дырок, как показывают расчеты, составляли не более 20 и $9 \cdot 10^3$ соответственно.

В связи с вышесказанным возникают два вопроса: 1) какие степени подавления паразитных потоков необходимы, чтобы влияние паразитной рекомбинации в волноводе на характеристики лазеров было пренебрежимо, 2) возможно ли на практике достичь таких степеней подавления с использованием полупроводниковых материалов, доступных для синтеза лазерных гетероструктур?

В настоящей работе мы отвечаем на первый вопрос. Для этого разрабатывается теоретическая модель лазеров с АБС, в которой учитывается их „неидеальность“: в систему уравнений, описывающих прибор, добавляются члены, отвечающие за утечку носителей сквозь АБС. Система уравнений решается для случаев нейтральной активной области и глобальной нейтральности лазерной гетероструктуры. Влияние степени подавления потоков посредством АБС на характеристики прибора исследуются на примере лазера на квантовой яме (КЯ/QW) InGaAs/GaAs (длина волны лазерного излучения $\lambda = 980$ нм).

2. Основные уравнения

Наша теоретическая модель лазера на КЯ с АБС, учитывающая утечку носителей сквозь АБС, основана на следующих скоростных уравнениях:

$$b_L \frac{\partial n_L}{\partial t} = \frac{j}{q_0} + \frac{n}{\tau_{NE}} + v_{NT}n_R - v_{NC0}(1 - f_N)n_L - v_{NT}n_L - b_L B_{3D}n_L p_L, \quad (1)$$

$$b_R \frac{\partial n_R}{\partial t} = v_{NT}n_L - v_{NT}n_R - b_R B_{3D}n_R p_R, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = v_{NC0}(1 - f_N)n_L - \frac{n}{\tau_{NE}} - B_{2D}np - v_g g_{\max}(f_N + f_P - 1)s, \quad (3)$$

$$b_L \frac{\partial p_L}{\partial t} = v_{PT}p_R - v_{PT}p_L - b_L B_{3D}n_L p_L, \quad (4)$$

$$b_R \frac{\partial p_R}{\partial t} = \frac{j}{q_0} + \frac{p}{\tau_{PE}} + v_{PT}p_L - v_{PC0}(1 - f_P)p_R - v_{PT}p_R - b_R B_{3D}n_R p_R, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = v_{PC0}(1 - f_P)p_R - \frac{p}{\tau_{PE}} - B_{2D}np - v_g g_{\max}(f_N + f_P - 1)s, \quad (6)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = v_g g_{\max}(f_N + f_P - 1)s - v_g \alpha s. \quad (7)$$

Уравнения (1)–(3) описывают динамику объемных концентраций электронов в СОО со стороны n -эмиттера, n_L , и СОО со стороны p -эмиттера, n_R , а также двумерной концентрации электронов в КЯ, n , соответственно; уравнения (4)–(6) описывают динамику объемных концентраций дырок в n -стороннем СОО, p_L , и p -стороннем СОО, p_R , а также двумерной концентрации дырок в КЯ, p , соответственно; уравнение (7) описывает динамику двумерной концентрации фотонов в резонаторе Фабри–Перо, s . Используются следующие обозначения: b_L (b_R) — толщина n -стороннего (p -стороннего) СОО, j — плотность тока накачки, q_0 — заряд электрона, τ_{NE} (τ_{PE}) — характерное время термического выброса электронов (дырок) из КЯ, v_{NT} (v_{PT}) — скорость туннелирования электронов (дырок) сквозь p -сторонний (n -сторонний) АБС, v_{NC0} (v_{PC0}) — скорость захвата электронов (дырок) в полностью свободную от носителей КЯ, f_N (f_P) — степень заселенности КЯ электронами (дырками), B_{2D} (B_{3D}) — постоянная излучательной рекомбинации материала КЯ (СОО) [7], v_g — групповая скорость фотонов лазерной моды внутри резонатора, g_{\max} — максимальное модовое усиление КЯ, α — оптические потери лазерного резонатора.

В правых частях скоростных уравнений представлены плотности потоков частиц, связанные с различными физическими процессами (со знаком плюс — приход частиц, с минусом — уход). Член j/q_0 соответствует инжекции носителей из эмиттеров в СОО, члены, содержащие τ_{NE} (τ_{PE}), — выбросу электронов (дырок) из КЯ в СОО, члены, содержащие v_{NC0} (v_{PC0}), — захвату электронов (дырок) в КЯ из СОО, члены с v_{NT} (v_{PT}) — туннелированию электронов (дырок) сквозь АБС со стороны p -эмиттера (n -эмиттера), члены с B_{2D} (B_{3D}) — спонтанной излучательной рекомбинации в КЯ (СОО), члены с g_{\max} соответствуют стимулированной рекомбинации в активной области с рождением фотонов лазерной моды, а член с α — уходу фотонов лазерного излучения за счет внутренних оптических потерь и оптических потерь на зеркалах. Концентрации носителей, входящие в плотности потоков в правых частях скоростных уравнений, указывают, за счет чего происходит изменение числа носителей, динамику которых данное уравнение описывает. Например, в уравнении (1) член $v_{NT}n_R$ соответствует пополнению электронов в n -стороннем СОО за счет их туннелирования сквозь p -сторонний АБС из СОО, прилегающего к p -эмиттеру, а член $-b_L B_{3D}n_L p_L$ описывает убыль электронов в n -стороннем СОО за счет спонтанной излучательной рекомбинации электронов и дырок в нем.

Отметим, что в нашей модели мы предполагаем, что КЯ обменивается электронами (дырками) посредством захвата и выброса только с n -сторонним (p -сторонним) СОО, а обменом носителями с противоположным СОО напрямую мы пренебрегаем, так как он подавлен за счет АБС, расположенного между КЯ и этим СОО. Также мы полагаем здесь, что толщина АБС пренебрежимо мала.

Степени заселенности КЯ могут быть выражены через концентрации носителей в КЯ [8]:

$$f_N = 1 - \exp\left(-\frac{n}{N_C^{2D}}\right), \quad f_P = 1 - \exp\left(-\frac{p}{N_V^{2D}}\right), \quad (8)$$

где $N_C^{2D} = m_E^{QW} k_B T / (\pi \hbar^2)$, $N_V^{2D} = m_{HH}^{QW} k_B T / (\pi \hbar^2)$ суть эффективные плотности состояний в КЯ для электронов и дырок соответственно, m_E^{QW} и m_{HH}^{QW} — эффективные массы электронов и тяжелых дырок в КЯ соответственно, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Характерные времена выброса носителей из КЯ могут быть выражены через скорости захвата следующим образом [9]:

$$\tau_{NE} = \frac{1}{v_{NC}} \frac{N_C^{2D}}{n_1}, \quad \tau_{PE} = \frac{1}{v_{PC}} \frac{N_V^{2D}}{p_1}, \quad (9)$$

где мы ввели $v_{NC} = v_{NC0}(1 - f_N)$ и $v_{PC} = v_{PC0}(1 - f_P)$ — скорости захвата электронов и дырок в активную область при ненулевых заселенностях f_N и f_P КЯ соответственно; величины n_1 и p_1 определяются материальными параметрами СОО и КЯ, а также ее толщиной:

$$n_1 = N_C^{3D} \exp\left(-\frac{\Delta E_C - \epsilon_N^{QW}}{k_B T}\right),$$

$$p_1 = N_V^{3D} \exp\left(-\frac{\Delta E_V - \epsilon_P^{QW}}{k_B T}\right). \quad (10)$$

В (10) эффективные плотности состояний в СОО для электронов и дырок есть

$$N_C^{3D} = 2 \left(\frac{m_C^{OCL} k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad N_V^{3D} = 2 \left(\frac{m_V^{OCL} k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \quad (11)$$

соответственно, m_C^{OCL} — эффективная масса электронов в СОО, ΔE_C (ΔE_V) — глубина КЯ для электронов (дырок); $(m_V^{OCL})^{3/2} = (m_{HH}^{OCL})^{3/2} + (m_{LH}^{OCL})^{3/2}$, где m_{HH}^{OCL} и m_{LH}^{OCL} — эффективные массы тяжелых и легких дырок в СОО соответственно, ϵ_N^{QW} (ϵ_P^{QW}) — энергия основного состояния электронов (дырок) в КЯ, отсчитанная от ее дна.

Скорости туннелирования электронов сквозь p -сторонний АБС и дырок сквозь n -сторонний АБС определены следующим образом:

$$v_{NT} = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_C^{OCL}}} \frac{1}{C_N}, \quad v_{PT} = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_V^{OCL}}} \frac{1}{C_P}, \quad (12)$$

соответственно, где C_N (C_P) — степень подавления паразитного потока электронов (дырок) за счет p -стороннего (n -стороннего) АБС относительно паразитного потока в отсутствие АБС (т.е. отношение потока без АБС к потоку с АБС). Используемые в скоростных

уравнениях туннельные потоки сквозь АБС и соответствующие скорости туннелирования получены в приближении статистики Больцмана. Их вывод представлен в *Приложении I*.

Если устремить степени подавления АБС C_N и C_P к бесконечности (полное блокирование туннельных потоков сквозь АБС — случай идеальных АБС), то в скоростных уравнениях члены, содержащие v_{NT} и v_{PT} , станут равны нулю, а из (2) и (4) будет следовать, что плотности потоков, связанные с паразитной рекомбинацией в волноводе, равны нулю. В результате такого предельного перехода мы получим систему из пяти скоростных уравнений для идеального лазера с АБС [10].

Здесь нас интересует лазерная генерация в стационарном режиме. Также будем полагать, что в активной области соблюдается условие электронейтральности: $n = p$. Тогда (7) и (8) дают трансцендентное уравнение для нахождения n :

$$g_{\max} \left[1 - \exp\left(-\frac{n}{N_C^{2D}}\right) - \exp\left(-\frac{n}{N_V^{2D}}\right) \right] - \alpha = 0. \quad (13)$$

В *Приложении II* показано, что все остальные концентрации можно выразить через n .

Плотности тока паразитной спонтанной рекомбинации в левом и правом СОО (см. рис. 1) есть

$$j_L = q_0 b_L B_{3D} n_L p_L, \quad j_R = q_0 b_R B_{3D} n_R p_R \quad (14)$$

соответственно, а их сумма j_{OCL} — полная плотность тока паразитной рекомбинации во всем волноводе. Плотность тока стимулированной рекомбинации в КЯ есть

$$j_{\text{stim}} = j - j_{QW} - j_{OCL}, \quad (15)$$

где $j_{QW} = q_0 B_{2D} n p$ — плотность тока спонтанной рекомбинации в КЯ. Выходная мощность лазерного излучения определяется следующим выражением:

$$P_{\text{out}}(j) = \frac{\hbar \omega}{q_0} w L j_{\text{stim}}(j), \quad (16)$$

где $\hbar \omega$ — энергия фотона лазерной моды, w — ширина полоскового контакта, а L — длина резонатора Фабри–Перо. Плотность порогового тока j_{th} может быть найдена численно из уравнения (15) при условии $j_{\text{stim}} = 0$.

Отметим, что решение системы скоростных уравнений в стационарном случае может быть также найдено при условии глобальной нейтральности лазерной структуры [10]:

$$b_L n_L + n + b_R n_R = b_L p_L + p + b_R p_R. \quad (17)$$

Алгоритм решения такой задачи следующий. Концентрация дырок в КЯ может быть выражена через концентрацию электронов в ней с использованием (7) и (8):

$$p = N_V^{2D} \ln \left[\frac{1}{1 - (\alpha/g_{\max}) - \exp(-n/N_C^{2D})} \right]. \quad (18)$$

Концентрации p_R , n_R и p_L , могут быть выражены через n_L (см. Приложение II: (П. П.1), (П. П.2) и (П. П.3) соответственно), а n_L через n (см. Приложение II: (П. П.5)). Тогда уравнение (17) может быть использовано для нахождения n .

Видно, что в случае глобальной нейтральности решение задачи является несколько более трудоемким, чем в случае локальной нейтральности. Далее мы будем приводить результаты для нейтральной КЯ. Тем не менее основные выводы, сделанные в этой работе, имеют место и для случая глобальной нейтральности.

3. Конструкция модельного лазера

Используя представленную модель, проиллюстрируем влияние неидеальности АБС, обладающих конечной степенью подавления паразитных потоков, на характеристики полупроводникового лазера. Для этого в качестве примера рассмотрим лазер с СОО GaAs и КЯ InGaAs с длиной волны генерации 980 нм, в волновод которого внедрены АБС (см. рис. 1). Отметим, что в отсутствие АБС в приборе с подобной гетероструктурой ввиду ярко выраженной паразитной рекомбинации в волноводе из-за малой энергии локализации носителей в КЯ затруднительно получить эффективную лазерную генерацию при комнатной температуре [1].

Толщина каждого СОО модельного лазера полагается равной 400 нм, материал активной области — $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$, ее толщина — 7.6 нм, обкладки (эмиттеры) — $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. В этом случае энергии локализации электронов и дырок в КЯ по отношению к краям соответствующих зон СОО будут составлять 41 и 116 мэВ. Рассматриваемый волновод поддерживает только фундаментальную моду, которой соответствует Γ -фактор $\sim 1.3\%$. Также полагаем, что одно зеркало глухое, а другое — без напыления, длина резонатора составляет 500 нм, а ширина полоска — 3 мкм.

При моделировании лазера мы полагали скорости захвата электронов и дырок в КЯ одинаковыми и равными 10^5 см/с, температуру равной 300 К, а плотность тока накачки — 5 кА/см^2 (если не указано иное). Также в расчете пренебрегалось внутренними потерями, а степени подавления паразитных потоков АБС полагались совпадающими и равными C (если не указано иное).

4. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены зависимости концентраций электронов n_L и n_R , в левом и правом СОО соответственно, в зависимости от степени подавления паразитных потоков C за счет АБС. Видим, что когда $C = 1$ (можно сказать, что АБС отсутствует), концентрации в обеих частях волновода совпадают. С ростом C по достижении $C \approx 10$ концентрации начинают меняться: n_L монотонно увеличивается, а n_R , напротив, после небольшого роста приблизительно с $C = 150$ начинает

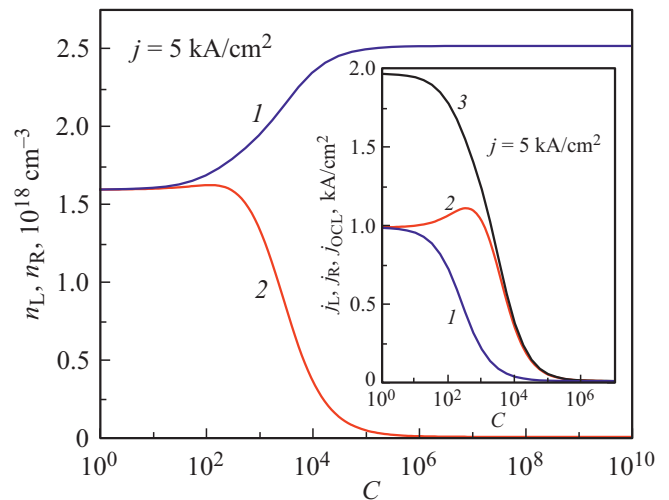


Рис. 2. Зависимости волноводных концентраций электронов в левом СОО n_L (1), в правом СОО n_R (2) от степени подавления паразитных потоков за счет АБС C . На вставке: зависимости плотностей тока рекомбинации в волноводе от C для левого СОО j_L (1), правого СОО j_R (2) и всего волновода j_{OCL} (3). Плотность тока накачки $j = 5 \text{ кА/см}^2$.

спадать, так как поступление электронов в правый СОО блокирует АБС, расположенный со стороны p -эмиттера (см. рис. 1). При дальнейшем увеличении C рост n_L постепенно насыщается, а n_R экспоненциально спадает до нуля ($n_R = 0$ в лазере с идеальными АБС, для которых $C \rightarrow \infty$). Аналогично с ростом C ведут себя концентрации дырок в СОО, с тем отличием, что, напротив, концентрация в левой части волновода спадает к нулю, а в правой насыщается после монотонного увеличения.

На вставке к рис. 2 показаны зависимости полной паразитной плотности тока рекомбинации в волноводе j_{OCL} , а также ее составляющих для левого и правого СОО, j_L и j_R соответственно. Полный паразитный ток спадает с уменьшением туннельной прозрачности АБС (с ростом C), что было ожидаемо. Однако заметный спад волноводной рекомбинации начинается только со степеней подавления, превышающих 100. Подавление полного паразитного тока на 90% достигается при $C \approx 2.3 \cdot 10^4$. Также видим, что для подавления рекомбинации в левой части волновода требуется существенно меньшая степень подавления, чем для правой: 90%-й спад паразитного тока реализуется при $C = 2.6 \cdot 10^3$ и $4.3 \cdot 10^4$ для левого и правого СОО соответственно. Это связано с тем, что эффективная масса дырок значительно больше электронной и поэтому для дырок скорость туннелирования будет меньше, чем для электронов, при одинаковых C (см. (12)).

Основываясь на этих результатах, можно предположить, что лазеры с АБС, ранее реализованные на практике [3,4], имели достаточно хорошее подавление дырочных потоков ($C_p \approx 9 \cdot 10^3$) и соответственно малый ток паразитной рекомбинации в n -стороннем СОО,

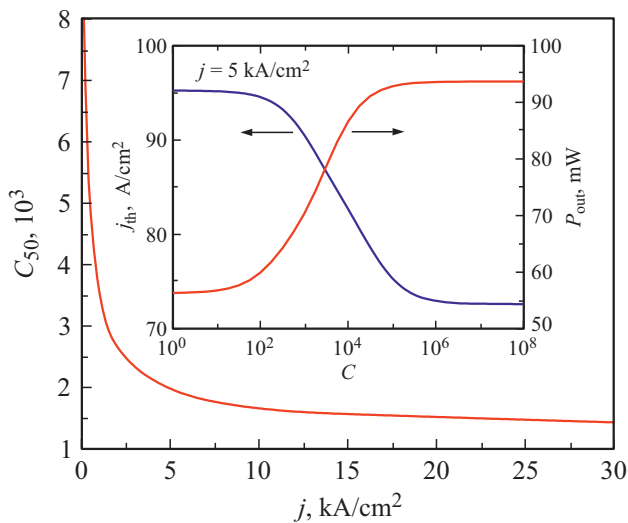


Рис. 3. Степень подавления АБС C_{50} , при которой достигается 50% прирост выходной оптической мощности от максимально возможного (при идеальных АБС), в зависимости от плотности тока накачки j . На вставке — пороговая плотность тока j_{th} и выходная мощность лазерного излучения P_{out} в зависимости от степени подавления паразитных потоков за счет АБС C при накачке 5 кА/см^2 .

но обладали плохим блокированием электронов (C_N не более 20) и соответственно большим паразитным током в p -стороннем СОО. Это может объяснить лишь умеренное улучшение характеристик в тех лазерах за счет АБС.

Отметим, что небольшое увеличение паразитного тока в правом СОО в диапазоне $C \sim 10^2 - 10^3$ связано, по-видимому, с выполнением условия зарядовой нейтральности активной области. В случае глобальной нейтральности такой прирост j_R отсутствует: плотность тока рекомбинации в правом СОО монотонно падает начиная с $C = 1$.

На вставке к рис. 3 показаны зависимости пороговой плотности тока и выходной оптической мощности от степени подавления паразитных потоков. Для рассматриваемого лазера пороговый ток может быть понижен за счет АБС незначительно (максимально на 24%). Отметим, что пороговая плотность тока при $C = 1$ (по сути АБС отсутствует) и при больших C ($C \geq 10^6$, т.е. подавление близко к идеальному) с высокой точностью совпадает со значениями порогового тока, рассчитанными с использованием теоретических моделей для обычного лазера с двойной гетероструктурой без АБС и для лазера с идеальными АБС соответственно [11].

В отличие от порогового тока, выходная оптическая мощность существенно увеличивается с подавлением волноводной рекомбинации (прирост до 66% при 5 кА/см^2), причем с повышением накачки эффект от АБС становится больше (прирост оптической мощности до 152% при 20 кА/см^2). При 5 кА/см^2 степень подавления АБС C_{50} , при которой достигается 50%-й прирост оптической мощности от максимально возможного, рав-

на $2 \cdot 10^3$. Этот параметр монотонно падает с накачкой (см. рис. 3): резко вблизи порога и плавно начиная с $j \approx 5 \text{ кА/см}^2$.

Зависимость плотностей тока рекомбинации во всем волноводе для случаев использования только n -стороннего АБС и только p -стороннего АБС от степени подавления C представлены на рис. 4 (кривые 2 и 3 соответственно). Также для сравнения на рисунке представлена зависимость j_{OCL} от C для лазера с обоими АБС (кривая 1). В обоих случаях использования лишь одного АБС паразитный ток максимально может быть подавлен приблизительно на одинаковую величину. Так при 5 кА/см^2 предельное снижение тока волноводной рекомбинации составляет лишь 30% и убывает при дальнейшем росте накачки (при 20 кА/см^2 она составляет уже 19%).

Также приведем результаты моделирования для случаев, когда один АБС является идеальным (полностью блокирует соответствующий нежелательный транспорт), а другой АБС имеет конечную степень подавления паразитного потока, равную C . Кривой 4 на рис. 4 показана зависимость j_{OCL} от C для лазера, в котором n -сторонний АБС является неидеальным, а кривой 5 — p -сторонний. В первом случае 90%-е подавление паразитного тока (относительно лазера без АБС) достигается при $C \approx 1.4 \cdot 10^3$, а во втором — при $C \approx 1.9 \cdot 10^4$.

В идеальном случае АБС должен полностью блокировать нежелательный транспорт, не оказывая препятствия полезному потоку носителей, поступающих в активную область. Однако на практике может оказаться, что создание достаточно высокого непрозрачного основного

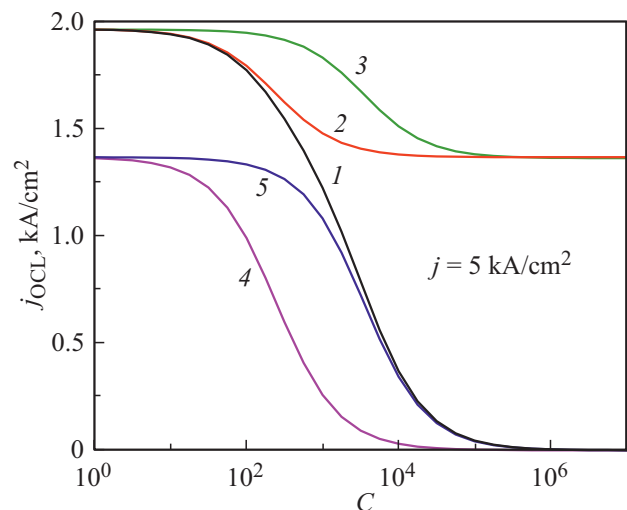


Рис. 4. Зависимости плотностей тока рекомбинации во всем волноводе, j_{OCL} , от степени подавления паразитного потока C для различных случаев: 1 — два АБС с подавлением C , по обе стороны КЯ; (2, 3) — только один АБС с подавлением C , со стороны n -эмиттера (2), или со стороны p -эмиттера (3); (4, 5) — один АБС идеальный, со стороны p -эмиттера (4), или со стороны n -эмиттера (5), а другой имеет конечную степень подавления C .

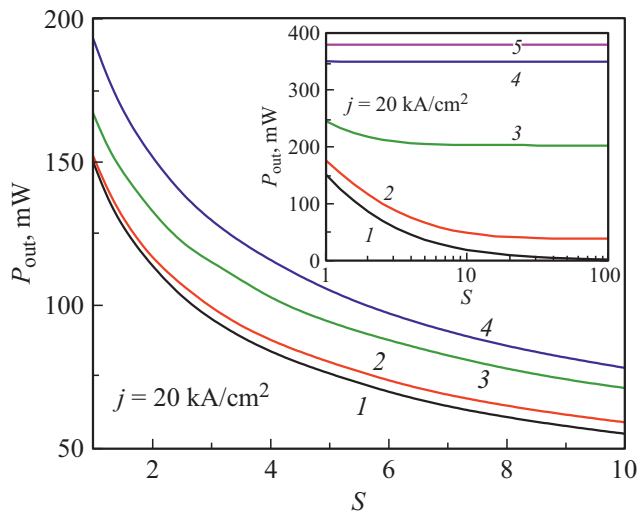


Рис. 5. Зависимости выходной мощности лазерного излучения P_{out} от степени подавления полезного потока S для различных степеней подавления паразитного потока $C = 1$ (1), 10^2 (2), 10^3 (3) и 10^6 (4) при использовании лишь одного p -стороннего АБС. На вставке: зависимости $P_{\text{out}}(S)$ для $C = 1$ (1), 10^2 (2), 10^3 (3), 10^4 (4) и 10^6 (5) в случае использования обоих АБС с одинаковым подавлением паразитных потоков и одинаковым подавлением полезных потоков. Плотность тока накачки 20 кА/см^2 .

барьера для нежелательных носителей возможно только при условии образования побочного барьера (или ямы), подавляющего (подавляющей) полезный поток (на рис. 1 n -сторонний АБС создает побочную яму для электронов, а p -сторонний АБС — побочный барьер для дырок). Отметим, однако, что, если АБС формирует побочную яму, расположение его вплотную к активной области, наоборот, будет содействовать захвату частиц в КЯ.

Влияние побочных барьеров (ям) на характеристики лазера может быть также исследовано с использованием представленной теоретической модели и полученных выражений для стационарного режима. Предположим, что n -сторонний (p -сторонний) АБС подавляет поток электронов (дырок) в S_N (S_p) раз. Тогда соответственно должны быть уменьшены потоки захвата носителей в активную область и выброса их из нее, а также потоки туннелирования из одной части волновода в другую и обратно. Для этого скорость захвата, время выброса и скорость туннелирования электронов модифицируются следующим образом: $v_{\text{NC}} \rightarrow v_{\text{NC}}/S_N$, $\tau_{\text{NE}} \rightarrow \tau_{\text{NE}}S_N$ и $v_{\text{NT}} \rightarrow v_{\text{NT}}/S_N$. Аналогично меняются соответствующие параметры для дырок. При этом вид самих скоростных уравнений и выражений, полученных на их основе, не меняется.

Зависимость выходной оптической мощности P_{out} от степени подавления побочных барьеров S (одинаковых для обоих АБС) для различных значений подавления основных барьеров при накачке 20 кА/см^2 представлена на вставке к рис. 5. Когда степень подавления основных барьеров мала ($1 \leq C \lesssim 10^2$), наличие побочных барье-

ров даже с малыми значениями S негативно сказывается на выходной оптической мощности. Так, если $C = 10^2$, то уже при $S \approx 4$ мощность падает в 2 раза в сравнении с лазером традиционной конструкции (без АБС). Однако с ростом степени подавления основных барьеров выходная мощность увеличивается, а спад зависимости $P_{\text{out}}(S)$ с ростом S замедляется. В результате, если подавление паразитных потоков достаточно велико ($C \gg 10^2$), можно получить заметный прирост мощности даже при наличии существенных побочных барьеров (ям). Например, если $C = 10^3$, то при двукратном подавлении полезных потоков и накачке 20 кА/см^2 оптическая мощность будет на 45% больше, чем в лазере без АБС. При увеличении C выше 10^8 мощность P насыщается на уровне мощности лазера с идеальными АБС для рассматриваемого диапазона $1 \leq S \leq 100$ и от S почти не зависит.

Интересно, что если один из АБС (любой) убрать, то даже при больших степенях подавления паразитного потока выходная мощность будет очень быстро падать с ростом подавления полезного потока (см. рис. 5). Например, в случае использования только p -стороннего АБС с очень большой величиной степени подавления, $C = 10^8$, положительный эффект от основного барьера будет полностью компенсирован уже при значении $S \approx 2$.

5. Заключение

Таким образом, на примере лазера на КЯ InGaAs/GaAs ($\lambda = 980 \text{ нм}$) исследовано влияние утечек носителей сквозь АБС на характеристики прибора. Обнаружено, что для устранения нежелательной волноводной рекомбинации необходимы довольно большие степени подавления паразитных потоков, причем степень подавления электронного потока должна быть существенно выше, чем дырочного, что связано с различием эффективных масс частиц. Например, для рассматриваемого случая 90%-е подавление паразитного тока в n -стороннем СОО достигается при $C = 2.6 \cdot 10^3$, а в p -стороннем — при $C = 4.3 \cdot 10^4$. Также обнаружено, что если степени подавления основных барьеров АБС достаточно велики ($C \gtrsim 10^8$), то даже при существенных степенях подавления полезных потоков (S вплоть до 10^2), характеристики прибора близки к характеристикам идеального лазера с АБС. На наш взгляд, это очень важный результат, поскольку его учет позволит расширить класс полупроводниковых материалов, пригодных для проектирования АБС.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-29-03123). Л.В.А. благодарит U.S. Army Research Office, грант № W911NF-17-1-0432 за поддержку данной работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Приложение I

Выражение для туннельного потока сквозь асимметричный барьерный слой

Найдем туннельный поток носителей в одном направлении сквозь АБС, внедренный между двумя СОО (влиянием КЯ активной области на туннелирование пренебрегаем). Будем использовать статистику Больцмана — в этом случае необходимое выражение можно получить в аналитическом виде. Для определенности будем рассматривать туннелирование электронов из левого СОО в правый. Можно показать, что концентрация (на единицу площади) носителей в левом СОО с энергией движения в направлении роста, равной E , определяется выражением

$$n_L^E = \frac{m_C^{\text{OCL}} k_B T}{\pi \hbar^2} \exp\left(\frac{F_{\text{CL}} - E_C - E}{k_B T}\right), \quad (\text{П.И.1})$$

где F_{CL} и E_C — положения квазиуровня Ферми электронов в левом СОО и дна зоны проводимости в СОО соответственно. Используя формулу Тсу–Эсаки [12], найдем поток носителей в одном направлении (слева направо) в отсутствие АБС:

$$\begin{aligned} f_{\text{C0}}^{\text{LR}} &= \frac{1}{2\pi\hbar} \int_0^\infty n_L^E dE \\ &= \frac{m_C^{\text{OCL}} (k_B T)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(\frac{F_{\text{CL}} - E_C}{k_B T}\right). \end{aligned} \quad (\text{П.И.2})$$

Тогда, учитывая, что объемная концентрация электронов в левом СОО есть

$$n_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_C^{\text{OCL}} k_B T}{\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{F_{\text{CL}} - E_C}{k_B T}\right),$$

поток $f_{\text{C0}}^{\text{LR}}$ можно выразить через концентрацию n_L :

$$f_{\text{C0}}^{\text{LR}} = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_C^{\text{OCL}}}} n_L. \quad (\text{П.И.3})$$

При наличии АБС со степенью подавления потока электронов C_N туннельный поток из левого СОО в правый будет

$$f_C^{\text{LR}} = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_C^{\text{OCL}}}} \frac{1}{C_N} n_L. \quad (\text{П.И.4})$$

Множитель перед n_L в (П.И.4) имеет размерность скорости. Выше (см. (12)) он обозначен как скорость туннелирования электронов сквозь АБС (v_{NT}). В итоге искомый туннельный поток обретает очень простой вид: $f_C^{\text{LR}} = v_{\text{NT}} n_L$. Аналогично могут быть получены и другие туннельные потоки, фигурирующие в скоростных уравнениях как электронов (справа налево), так и дырок (слева направо и обратно).

Приложение II

Нахождение волноводных концентраций

Покажем, что все волноводные концентрации можно найти по концентрации электронов в КЯ n . Вычитая (5) из (2), получим

$$v_{\text{NC}} n_L - \frac{n}{\tau_{\text{NE}}} - v_{\text{PC}} p_R + \frac{n}{\tau_{\text{PE}}} = 0.$$

Отсюда

$$p_R = a_1 n_L - a_2, \quad (\text{П.И.1})$$

где

$$a_1 = \frac{v_{\text{NC}}}{v_{\text{PC}}}, \quad a_2 = \frac{n}{v_{\text{PC}}} \left(\frac{1}{\tau_{\text{NE}}} - \frac{1}{\tau_{\text{PE}}}\right).$$

Подставив (П.И.1) в (3), получаем n_R :

$$n_R = \frac{n_L}{a_3 n_L + a_4}, \quad (\text{П.И.2})$$

где $a_3 = b_R B_{3D} a_1 / v_{\text{NT}}$, $a_4 = 1 - b_R B_{3D} a_2 / v_{\text{NT}}$. Далее, используя (П.И.1), из (4) получаем

$$p_L = \frac{a_1 n_L - a_2}{a_5 n_L + 1}, \quad (\text{П.И.3})$$

где $a_5 = b_L B_{3D} / v_{\text{PT}}$. Еще одно соотношение можно получить, вычтя (4) из (1):

$$\begin{aligned} \frac{j}{q_0} + \frac{n}{\tau_{\text{NE}}} + v_{\text{NT}} n_R - v_{\text{NC}} n_L \\ - v_{\text{NT}} n_L - v_{\text{PT}} p_R + v_{\text{PT}} p_L = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.И.4})$$

Подставив выражения для p_R , n_R и p_L из (П.И.1), (П.И.2) и (П.И.3) соответственно в (П.И.4), можно получить кубическое уравнение для n_L :

$$a n_L^3 + b n_L^2 + c n_L + d = 0,$$

где

$$\begin{aligned} a &= -a_3 a_5 (v_{\text{NC}} + v_{\text{NT}} + a_1 v_{\text{PT}}), \\ b &= a_3 a_5 \left(\frac{j}{q_0} + \frac{n}{\tau_{\text{NE}}} + a_2 v_{\text{PT}}\right) + a_5 v_{\text{NT}} \\ &\quad - (a_3 + a_4 a_5) (v_{\text{NC}} + v_{\text{NT}} + a_1 v_{\text{PT}}) + a_1 a_3 v_{\text{PT}}, \\ c &= (a_3 + a_4 a_5) \left(\frac{j}{q_0} + \frac{n}{\tau_{\text{NE}}} + a_2 v_{\text{PT}}\right) + v_{\text{NT}} \\ &\quad - a_4 (v_{\text{NC}} + v_{\text{NT}} + a_1 v_{\text{PT}}) + (a_1 a_4 - a_2 a_3) v_{\text{PT}}, \\ d &= a_4 \left(\frac{j}{q_0} + \frac{n}{\tau_{\text{NE}}}\right). \end{aligned}$$

Эти коэффициенты кубического уравнения зависят только от одной концентрации (n). Для нахождения корней можно воспользоваться формулами Кардано. Физически значимый корень дается

$$n_L = \alpha_C + \beta_C - \frac{b}{3a}, \quad (\text{П.И.5})$$

где

$$\alpha_C = \sqrt[3]{-\frac{qC}{2} + \sqrt{Q_C}}, \quad \beta_C = \sqrt[3]{-\frac{qC}{2} - \sqrt{Q_C}},$$

$$Q_C = \left(\frac{pC}{3}\right)^3 + \left(\frac{qC}{2}\right)^2,$$

$$pC = \frac{c}{a} - \frac{b^2}{3a^2}, \quad qC = \frac{2b^3}{27a^3} - \frac{bc}{3a^2} + \frac{d}{a}.$$

Теперь, зная n_L , можно вычислить остальные концентрации носителей заряда в волноводе, используя (П.И.1), (П.И.2) и (П.И.3).

Список литературы

- [1] C. Frevert, P. Crump, F. Bugge, S. Knigge, G. Erbert, *Semicond. Sci. Technol.*, **31**, 025003 (2016).
- [2] L.V. Asryan, S. Luryi. *Solid-State Electron.*, **47**, 205 (2003).
- [3] A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, F.I. Zubov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, K. Yvind, L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 021107 (2012).
- [4] 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**, 1106 (2015).
- [5] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 055025 (2011).
- [6] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, F.I. Zubov, A.E. Zhukov. *J. Appl. Phys.*, **114**, 143103 (2013).
- [7] L.V. Asryan. *Quant. Electron.*, **35**, 1117 (2005).
- [8] K.J. Vahala, C.E. Zah. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1945 (1988).
- [9] D.-S. Han, L.V. Asryan. *Nanotechnology*, **21**, 015201 (2010).
- [10] L.V. Asryan, F.I. Zubov, Yu.S. Balezina (Polubavkina), E.I. Moiseev, M.E. Muretova, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *Semiconductors*, **52**, 1621 (2018).
- [11] L.V. Asryan, F.I. Zubov, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *Semiconductors*, **50**, 1362 (2016).
- [12] F.I. Zubov, M.E. Muretova, L.V. Asryan, E.S. Semenova, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *J. Appl. Phys.*, **124**, 133105 (2018).

Редактор Л.В. Шаронова

Parasitic recombination in a laser with asymmetric barrier layers

F.I. Zubov¹, M.E. Muretova¹, A.S. Payusov²,
M.V. Maximov², A.E. Zhukov¹, L.V. Asryan³

¹ Alferov University,
194021 St. Petersburg, Russia

² Ioffe institute,
194021 St. Petersburg, Russia

³ Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, Virginia 24061, USA

Abstract In a laser with asymmetric barrier layers (ABLs) two thin barrier layers adjacent to the active region on both sides are aimed at prevention of bipolar population of the waveguide layers and, accordingly, at suppression of parasitic recombination in them. In the present work, a theoretical model of the laser with ABLs based on rate equations is proposed, which includes unwanted carrier leakage that inevitably occurs in lasers with ABLs implemented in practice. Solutions of the equations for the steady-state mode are obtained. Using an example of a laser based on an InGaAs/GaAs quantum well (lasing wavelength $\lambda = 980$ nm) the effect of the leakage through ABLs on device characteristics is studied. The parasitic fluxes suppression ratios C of ABLs that are required for prevention of unwanted impact of waveguide recombination are estimated. For the case under consideration the effect of using ABLs becomes pronounced at the suppression ratios $C \geq 10^2$. To suppress 90% of the parasitic current, C should be equal to $2.3 \cdot 10^4$. In the work, we also study the influence of ABLs on the useful fluxes of carriers entering the active region.