

Теория мощностных характеристик лазеров на квантовой яме с асимметричными барьерными слоями: учет асимметрии заполнения электронных и дырочных состояний

© Л.В. Асрян*, Ф.И. Зубов^{+•}, Н.В. Крыжановская^{+•}, М.В. Максимов^{+•}, А.Е. Жуков^{+•}

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

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

[•] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: asryan@vt.edu

(Получена 29 февраля 2016 г. Принята к печати 4 апреля 2016 г.)

Рассчитаны мощностные характеристики нового вида инжекционных лазеров — лазеров на квантовой яме (КЯ) с асимметричными барьерными слоями (АБС). Использована обобщенная модель, учитывающая асимметрию заполнения электронных и дырочных состояний. Показано, что электронно-дырочная асимметрия не влияет существенным образом на характеристики АБС лазеров — даже в присутствии промежуточных слоев (располагающихся между КЯ и каждой из двух АБС), в которых имеет место паразитная электронно-дырочная рекомбинация, внутренняя дифференциальная квантовая эффективность АБС лазера на КЯ слабо зависит от тока накачки и остается близкой к единице, а следовательно, ватт-амперная характеристика остается линейной при высоких уровнях накачки.

1. Введение

Наряду с рекомбинацией в низкоразмерной активной области, в полупроводниковых лазерах обычной конструкции всегда имеет место интенсивная спонтанная электронно-дырочная рекомбинация вне пределов этой области, а именно, в волноводной области, также называемой областью оптического ограничения (optical confinement layer, OCL) [1–9] (рис. 1, *a*). Эта рекомбинация негативным образом сказывается на рабочих характеристиках лазеров. В частности, она приводит к существенному возрастанию порогового тока и ухудшению его температурной стабильности [10,11], а также к сублинейности ватт-амперной характеристики (ВтАХ) при высоких токах накачки [12,13].

С целью подавления паразитной рекомбинации в волноводной области, в работах [14,15] была предложена концепция полупроводникового лазера с асимметричными барьерными слоями [АБС, asymmetric barrier layers (ABLs)] — по одному с каждой стороны от низкоразмерной активной области (рис. 1, *b*). Основная идея использования АБС заключается в следующем. Материалы этих слоев должны быть подобраны таким образом, что один из них (тот, который расположен на пути электронов, инжектированных из *n*-эмиттера в волноводную область) обеспечивает незначительный (в идеальном случае нулевой) потенциальный барьер для электронов и в то же время высокий барьер для дырок, а другой (тот, который расположен на пути дырок, инжектированных из *p*-эмиттера в волноводную область) — высокий барьер для электронов и незначительный для дырок (рис. 1, *b*). Таким образом, левый (правый) барьер на рис. 1, *b* не препятствует попаданию в активную

область электронов (дырок), инжектированных в левую (правую) часть волноводной области, но при этом блокирует уход дырок (электронов) из активной области в эту часть волноводной области. В результате такого селектированного блокирования транспорта носителей заряда в лазерной гетероструктуре с АБС одновременное присутствие электронов и дырок будет иметь место только в активной области, что означает полное подавление паразитной электронно-дырочной рекомбинации. Как следствие этого, пороговый ток в таких структурах будет низким и температурно-стабильным [16], а ВтАХ линейной [17].

В работах [16,17] были теоретически рассмотрены, а в [18–22] экспериментально реализованы АБС лазеры (ABL lasers) с активной областью в виде квантовой ямы (КЯ) и промежуточными слоями (intermediate layers — ILs), располагающимися между каждым из барьерных слоев и КЯ (рис. 1, *c*). Такие тонкие промежуточные слои требуются для переключения потоков и для предотвращения испарения материала КЯ при эпитаксиальном росте гетероструктур [23]. Как видно из рис. 1, *c*, в промежуточных слоях имеются как электроны, так и дырки и, таким образом, в них имеет место паразитная электронно-дырочная рекомбинация. В работах [16,17] были рассчитаны рабочие характеристики АБС лазеров на КЯ с использованием модели, подразумевающей электронно-дырочную симметрию, и было показано, что вследствие малой толщины промежуточных слоев (всего несколько нанометров) роль паразитной рекомбинации в этих слоях незначительна.

В настоящей работе рассчитываются рабочие характеристики АБС лазеров на КЯ с промежуточными слоями

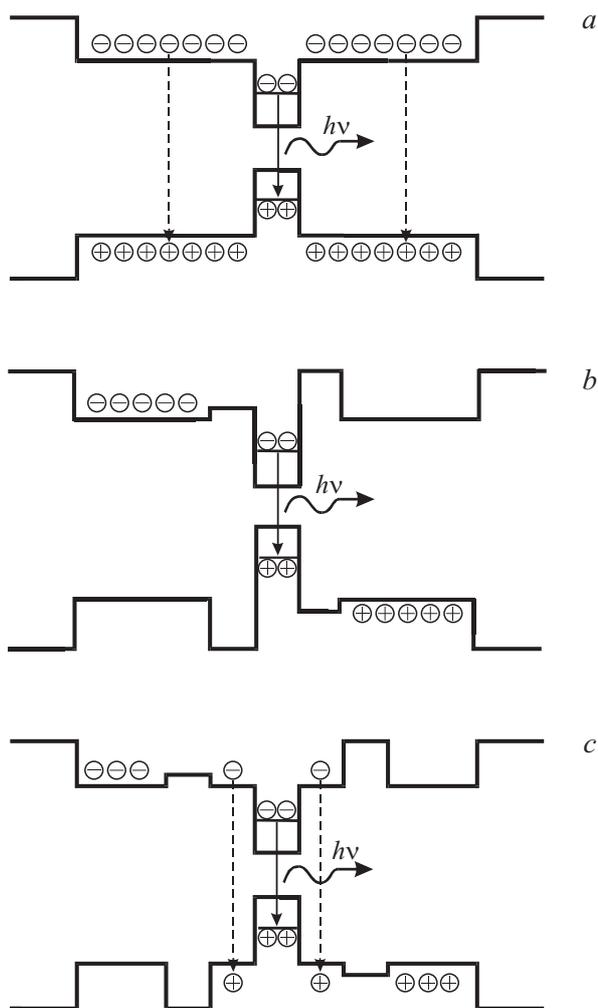


Рис. 1. Схематические зонные энергетические диаграммы: *a* — обычный лазер, *b* — лазер с асимметричными барьерными слоями без промежуточных слоев, *c* — лазер с асимметричными барьерными слоями и промежуточными слоями, расположенными между активной областью и барьерными слоями.

(ABL QW lasers with ILs) с использованием обобщенной модели, учитывающей асимметрию заполнения электронных и дырочных состояний. Показывается, что электронно-дырочная асимметрия не влияет существенным образом на характеристики лазеров — внутренняя дифференциальная квантовая эффективность слабо зависит от тока накачки и остается близкой к единице, а, следовательно, ВТАХ линейной, при очень высоких уровнях накачки. Хотя в настоящей работе мы ограничились рассмотрением только КЯ лазеров полосковой конструкции, полученные выводы будут справедливы как для других типов квантово-размерной активной области (например, для массива квантовых точек), так и для других типов конструкции лазерного диода, в частности, для вертикально-излучающих лазеров с микрорезонатором и микродисковых/микророльцевых лазеров.

2. Теоретическая модель

Мощность выходного оптического излучения полупроводникового лазера в зависимости от плотности тока инжекции j (ВТАХ лазера) дается выражением [12,13]

$$P(j) = \frac{\hbar\omega}{e} S(j - j_{th})\eta_{int}(j), \quad (1)$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотона, e — заряд электрона, $S = LW$ — площадь полоскового контакта, L — длина резонатора Фабри-Перо, W — ширина контактного полоска, j_{th} — плотность порогового тока. Здесь и далее мы пренебрегаем внутренними оптическими потерями.

Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность (эффективность стимулированной излучательной рекомбинации) определяется следующим образом [24]:

$$\eta_{int}(j) = \frac{j_{stim}(j)}{j - j_{th}}, \quad (2)$$

где j_{stim} — плотность тока стимулированной рекомбинации.

Если бы выше порога лазерной генерации весь ток инжекции преобразовывался в стимулированное излучение (т.е. $j_{stim} = j - j_{th}$), то внутренняя дифференциальная квантовая эффективность была бы равна 1 при любом уровне накачки, а ВТАХ оставалась бы линейной и при больших плотностях тока. На практике, однако, η_{int} всегда меньше единицы. И хотя часто полагают η_{int} постоянной, измерения, выполненные в широком диапазоне токов, показывают, что η_{int} в той или иной степени спадает с ростом j [21,24].

В работе [25] была учтена электронно-дырочная асимметрия и было выведено следующее выражение для η_{int} полупроводникового лазера с низкоразмерной активной областью:

$$\eta_{int}(j) = \left[\frac{1}{2} + \frac{j_{spon,th}^{outside}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{harmon}} + \sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{j_{spon,th}^{outside}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{harmon}} \right)^2 + \frac{j_{spon,th}^{outside}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{geom}} \frac{j - j_{th}}{\langle j_{capt,th} \rangle_{geom}}} \right]^{-1}. \quad (3)$$

В выражении (3) $j_{spon,th}^{outside}$ — компонента плотности порогового тока, обусловленная паразитной рекомбинацией вне активной области:

$$j_{spon,th}^{outside} = eb^{outside} B_{3D} n_{th}^{outside} p_{th}^{outside}, \quad (4)$$

где $b^{outside}$ — ширина области, в которой происходит паразитная электронно-дырочная рекомбинация, B_{3D} — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в этой области [4,26], $n_{th}^{outside}$ и $p_{th}^{outside}$ — концентрации свободных электронов и дырок в этой области на пороге генерации.

Величины $\langle j_{\text{capt,th}} \rangle_{\text{harmon}}$ и $\langle j_{\text{capt,th}} \rangle_{\text{geom}}$ — соответственно среднее гармоническое и среднее геометрическое пороговых значений плотностей токов захвата электронов и дырок из внешней области в квантово-размерную область:

$$\frac{1}{\langle j_{\text{capt,th}} \rangle_{\text{harmon}}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{j_{\text{capt,n,th}}} + \frac{1}{j_{\text{capt,p,th}}} \right), \quad (5)$$

$$\langle j_{\text{capt,th}} \rangle_{\text{geom}} = \sqrt{j_{\text{capt,n,th}} j_{\text{capt,p,th}}}. \quad (6)$$

В рассматриваемой нами структуре активной областью является КЯ. В случае КЯ пороговые значения плотностей токов захвата электронов и дырок из внешней области в квантово-размерную область равны [13]:

$$j_{\text{capt,n,th}} = e n_{\text{th}}^{\text{outside}} (1 - f_n) v_{\text{capt,n,0}}, \quad (7)$$

$$j_{\text{capt,p,th}} = e p_{\text{th}}^{\text{outside}} (1 - f_p) v_{\text{capt,p,0}}, \quad (8)$$

где f_n и f_p — степени заполнения (заселенности) соответственно нижнего края подзоны размерного квантования электронов и верхнего края подзоны размерного квантования дырок в КЯ, $v_{\text{capt,n,0}}$ и $v_{\text{capt,p,0}}$ — скорости захвата (capture velocities) электронов и дырок в незаполненную (при $f_n = 0$ и $f_p = 0$) КЯ, измеряемые в см/с. Факторы $(1 - f_n)$ и $(1 - f_p)$ в (7) и (8) учитывают заполнение электронной и дырочной подзон размерного квантования в КЯ.

Степень заполнения нижнего края электронной подзоны размерного квантования в КЯ определяется из условия лазерной генерации, которое может быть представлено в следующей форме:

$$f_n - (1 - f_n)^{1/M} = \frac{\beta}{g^{\text{max}}}, \quad (9)$$

где $M = m_{hh}^{\text{QW}} / m_e^{\text{QW}}$, m_e^{QW} и m_{hh}^{QW} — эффективные массы электронов и тяжелых дырок в КЯ, $\beta = (1/L) \ln(1/\sqrt{R_1 R_2})$ — потери, связанные с выходом излучения из резонатора, R_1 , R_2 — коэффициенты отражения зеркал по мощности, g^{max} — максимальное значение модового коэффициента усиления (modal gain coefficient) лазера на КЯ [27].

Степень заполнения верхнего края дырочной подзоны размерного квантования в КЯ выражается через f_n следующим образом:

$$f_p = 1 - (1 - f_n)^{1/M}. \quad (10)$$

Все величины, входящие в выражение (3) для η_{int} , также выражаются через f_n . Приведем здесь эти выражения.

Для плотности порогового тока j_{th} имеем

$$j_{\text{th}} = j_{\text{spon}}^{\text{QW}} + j_{\text{spon,th}}^{\text{outside}}, \quad (11)$$

где выражение для $j_{\text{spon,th}}^{\text{outside}}$ приведено выше (см. (4)), а компонента плотности тока спонтанной излучательной рекомбинации в КЯ есть

$$j_{\text{spon}}^{\text{QW}} = e B_{2D} n^{\text{QW}} p^{\text{QW}}, \quad (12)$$

где B_{2D} — коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной области (КЯ) (см. [26] для

выражения для B_{2D}), а n^{QW} и p^{QW} — двумерные концентрации электронов и дырок в КЯ.

Концентрации двумерных носителей в КЯ определяются выражениями (см. [28–30])

$$n^{\text{QW}} = N_c^{2D} \ln \frac{1}{1 - f_n}, \quad (13)$$

$$p^{\text{QW}} = N_v^{2D} \ln \frac{1}{1 - f_p}, \quad (14)$$

где $N_c^{2D} = m_e^{\text{QW}} k_B T / (\pi \hbar^2)$ и $N_v^{2D} = m_{hh}^{\text{QW}} k_B T / (\pi \hbar^2)$ — двумерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне в КЯ, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Пороговые значения концентраций свободных электронов и дырок вне КЯ даются в виде [4]

$$n_{\text{th}}^{\text{outside}} = n_1 \frac{f_n}{1 - f_n}, \quad (15)$$

$$p_{\text{th}}^{\text{outside}} = p_1 \frac{f_p}{1 - f_p}, \quad (16)$$

где

$$n_1 = N_c^{3D} \exp \left(-\frac{\Delta E_c - \varepsilon_n}{k_B T} \right), \quad (17)$$

$$p_1 = N_v^{3D} \exp \left(-\frac{\Delta E_v - \varepsilon_p}{k_B T} \right). \quad (18)$$

В выражениях (17) и (18) $N_c^{3D} = 2[m_e^{\text{outside}} k_B T / (2\pi \hbar^2)]^{3/2}$ и $N_v^{3D} = 2[m_{hh}^{\text{outside}} k_B T / (2\pi \hbar^2)]^{3/2}$ — трехмерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне объемного материала вне КЯ, m_e^{outside} и m_{hh}^{outside} — эффективные массы электронов и тяжелых дырок в объемной области, ΔE_c и ΔE_v — разрывы краев зоны проводимости и валентной зоны на гетероконтакте объемной области и КЯ, ε_n и ε_p — энергии краев подзон размерного квантования электронов и дырок в КЯ (отсчитанные от дна ямы).

Вследствие немгновенности захвата свободных носителей заряда из объемной области в КЯ (т. е., вследствие конечности скоростей захвата $v_{\text{capt,n,0}}$ и $v_{\text{capt,p,0}}$), концентрации носителей вне ямы, а следовательно, и ток паразитной рекомбинации растут с током инжекции. Эти концентрации и плотность тока паразитной рекомбинации выше порога генерации даются в виде

$$n^{\text{outside}}(j) = n_{\text{th}}^{\text{outside}} \left[1 + \frac{j - j_{\text{th}}}{j_{\text{capt,n,th}}} \eta_{\text{int}}(j) \right], \quad (19)$$

$$p^{\text{outside}}(j) = p_{\text{th}}^{\text{outside}} \left[1 + \frac{j - j_{\text{th}}}{j_{\text{capt,p,th}}} \eta_{\text{int}}(j) \right], \quad (20)$$

$$j_{\text{spon}}^{\text{outside}}(j) = e b^{\text{outside}} B_{3D} n^{\text{outside}}(j) p^{\text{outside}}(j). \quad (21)$$

Выражение (3) позволяет, таким образом, рассчитать η_{int} , а затем оптическую мощность (см. (1)) в зависимости от плотности тока инжекции j (ВТАХ).

3. Обсуждение

В случае лазера обычной конструкции (лазера без АБС) величина b^{outside} в выражениях (4) и (21) является полной толщиной b^{OCL} области оптического ограничения (волноводной области) — ее типичные значения составляют от несколько сотен нанометров до единиц микрометра. Соответственно плотность тока паразитной рекомбинации (см. (21)) высока.

В случае же АБС лазера с промежуточными слоями (рис. 1, c)

$$b^{\text{outside}} = 2b^{\text{IL}}. \quad (22)$$

Промежуточные слои являются очень тонкими [23] — в рассматриваемой здесь структуре, $b^{\text{IL}} = 5$ нм, так что $b^{\text{outside}} = 10$ нм. Таким образом, ток паразитной рекомбинации в промежуточных слоях более чем на порядок меньше, чем был бы в случае наличия рекомбинации во всей волноводной области. Соответственно внутренняя квантовая эффективность η_{int} убывает незначительно с

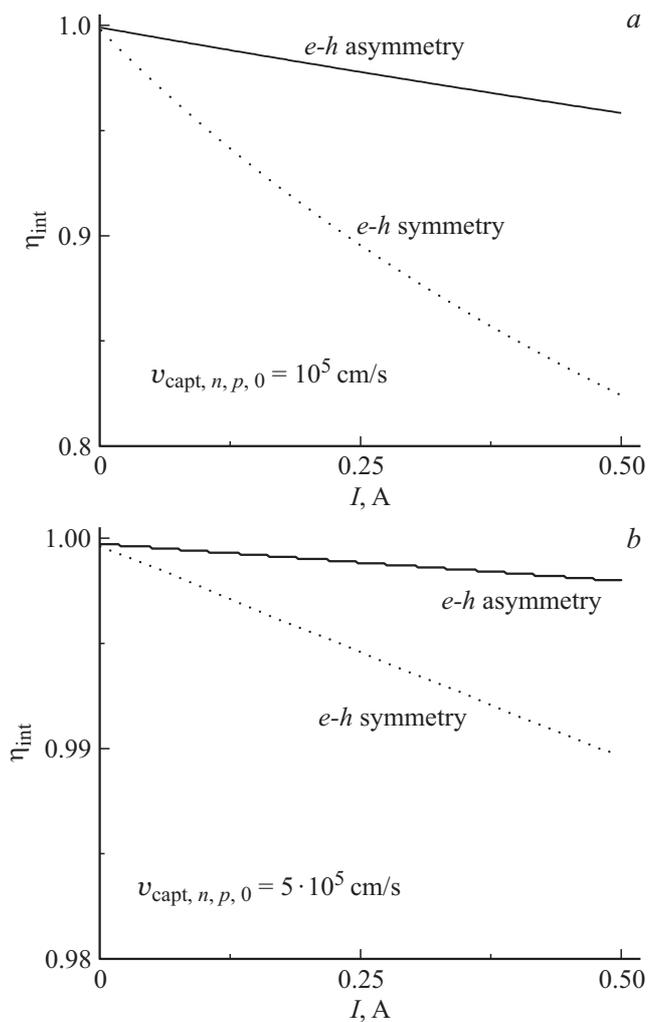


Рис. 2. Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность в зависимости от тока накачки в одномодовой АБС структуре ($L = 500$ мкм, $W = 3$ мкм).

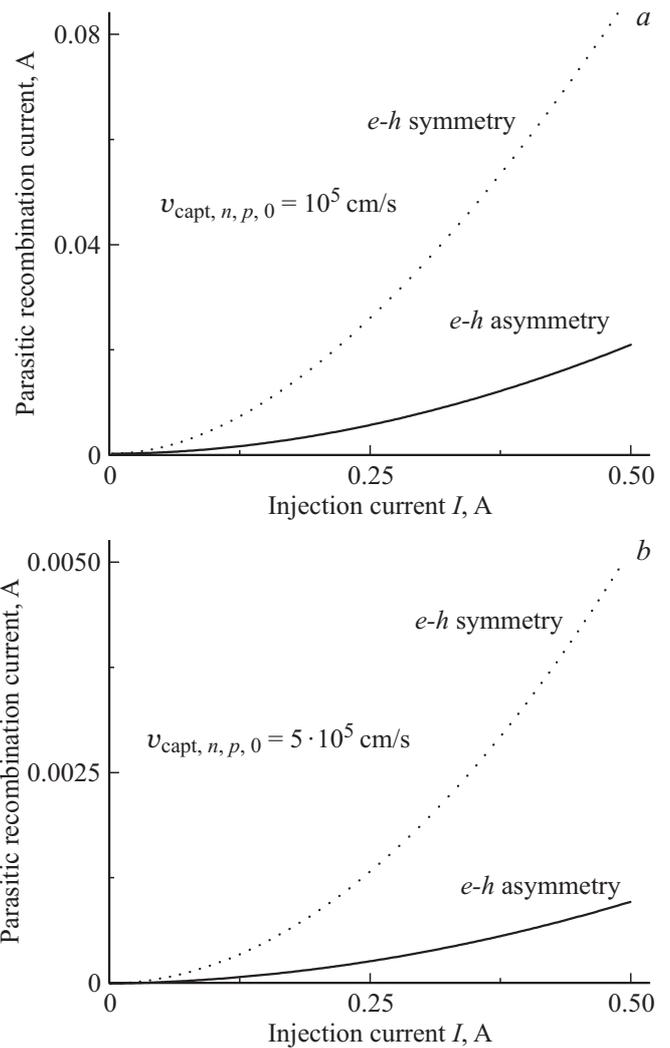


Рис. 3. Ток паразитной спонтанной электронно-дырочной рекомбинации в промежуточных слоях в зависимости от тока накачки в одномодовой АБС структуре.

ростом тока накачки и близка к единице даже при высоких значениях тока (рис. 2 и 5).

В качестве примера для расчетов мы рассматриваем здесь две лазерные структуры — структуру с коротким резонатором ($L = 500$ мкм) и узким полоском ($W = 3$ мкм), предназначенную для одномодовой генерации (результаты расчетов для этой структуры приведены на рис. 2–4), и структуру с длинным резонатором ($L = 2000$ мкм) и широким полоском ($W = 100$ мкм), предназначенную для генерации высоких мощностей оптического излучения (результаты расчетов для этой структуры приведены на рис. 5–7). В обеих структурах материалом КЯ является GaAs, а материалом волноводной области $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ [16]. Ширина волноводной области $b^{\text{OCL}} = 0.4$ мкм, ширина КЯ составляет 7.5 нм. Длина волны лазерного излучения $\lambda_0 = 0.84$ мкм.

На рис. 2–7 сплошные кривые изображают зависимости, рассчитанные с учетом электронно-дыроч-

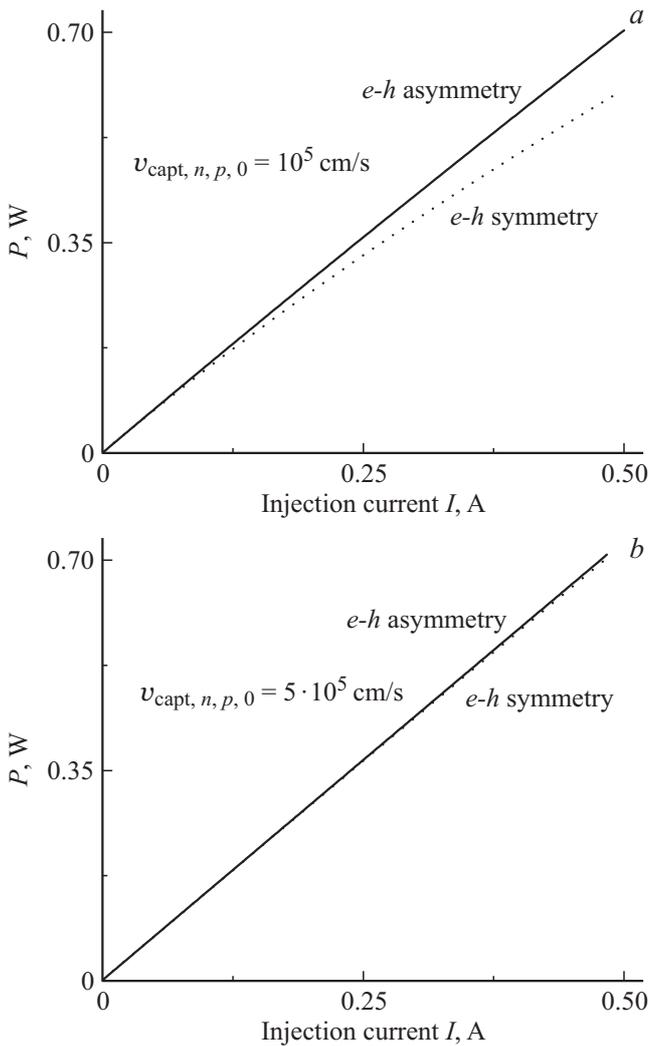


Рис. 4. Ватт-амперная характеристика одномодовой АБС структуры.

ной асимметрии, точечные кривые — симметрии. На рис. 2–4, *a* — зависимости для случая очень медленного захвата электронов и дырок в КЯ ($v_{\text{capt},n,0} = v_{\text{capt},p,0} = 10^5$ см/с), *b* — зависимости для случая медленного захвата ($v_{\text{capt},n,0} = v_{\text{capt},p,0} = 5 \cdot 10^5$ см/с).

На рис. 5–7 приведены зависимости для случая очень медленного захвата электронов и дырок в КЯ ($v_{\text{capt},n,0} = v_{\text{capt},p,0} = 10^5$ см/с).

Для сравнения результатов, каждая из зависимостей на рис. 2–7 рассчитана с использованием двух моделей — модели, предполагающей электронно-дырочную симметрию (точечные кривые) [17], и модели данной работы, учитывающей электронно-дырочную асимметрию (сплошные кривые). Для одномодовой структуры результаты расчетов каждой из зависимостей приводятся для двух значений скоростей захвата электронов и дырок: $v_{\text{capt},n,0} = v_{\text{capt},p,0} = 1 \cdot 10^5$ см/с (очень медленный захват) и $v_{\text{capt},n,0} = v_{\text{capt},p,0} = 5 \cdot 10^5$ см/с (медленный захват). Для мощной структуры результаты расчетов

приводятся только для случая очень медленного захвата — даже в этом случае различие между зависимостями, полученными с использованием двух моделей, незначительное.

Как видно из рис. 3 и 6, ток паразитной рекомбинации существенно ниже при учете электронно-дырочной асимметрии. Тем не менее в рамках обеих моделей этот ток составляет только малую долю полного тока накачки, что, как уже отмечалось выше, обусловлено малой толщиной промежуточных слоев. Таким образом, превышение плотности тока накачки над плотностью порогового тока $j - j_{\text{th}}$, в значительной степени идет на стимулированную излучательную рекомбинацию в КЯ, что и объясняет высокое значение η_{int} (см. (2)) и ее

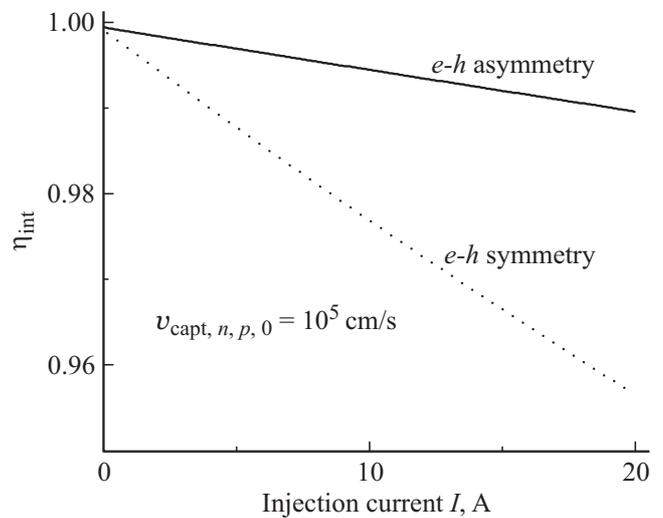


Рис. 5. Внутренняя дифференциальная квантовая эффективность в зависимости от тока накачки в мощной АБС структуре ($L = 2000$ мкм, $W = 100$ мкм).

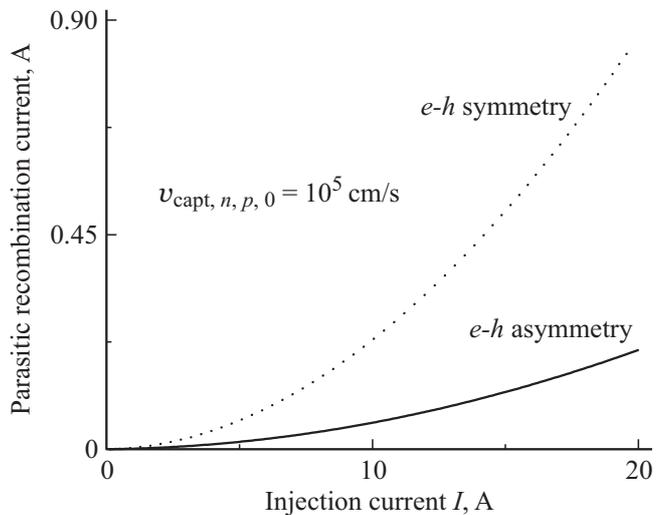


Рис. 6. Ток паразитной спонтанной электронно-дырочной рекомбинации в промежуточных слоях в зависимости от тока накачки в мощной АБС структуре.

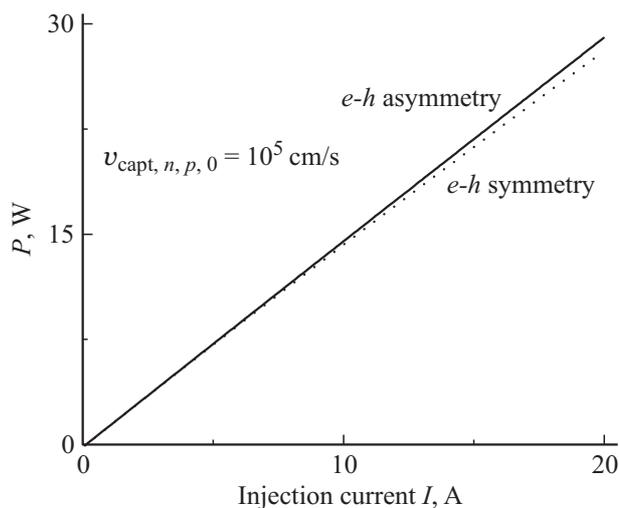


Рис. 7. Ватт-амперная характеристика мощной АБС структуры.

слабую зависимость от тока в рамках обеих моделей (рис. 2 и 5).

Мощность АБС лазера в зависимости от тока инжекции (ВтАХ) показана на рис. 4 и 7. Как видно из рис. 2, а и 4, а, только в случае очень медленного захвата носителей заряда из промежуточных слоев в яму в одномодовой структуре различие между результатами расчетов с использованием двух моделей становится заметным — в то время как ВтАХ, рассчитанная с учетом электронно-дырочной асимметрии, остается практически линейной при высоких токах накачки. ВтАХ, рассчитанная в предположении электронно-дырочной симметрии, заметно сублинейна при высоких токах накачки. Следует отметить, что, в отличие от АБС лазеров, в полупроводниковых лазерах обычной конструкции ВтАХ сублинейна [25] даже при значениях скоростей захвата электронов и дырок, существенно превышающих использованные в данной работе.

4. Заключение

На основе обобщенной модели, учитывающей электронно-дырочную асимметрию, рассчитаны мощностные характеристики нового вида инжекционных лазеров — лазеров на КЯ с асимметричными барьерными слоями. Установлено, что электронно-дырочная асимметрия не влияет существенным образом на характеристики АБС лазеров на КЯ даже в присутствии промежуточных слоев, в которых имеет место паразитная электронно-дырочная рекомбинация. Показано, что асимметрия заполнения электронных и дырочных состояний приводит к меньшей паразитной рекомбинации в сравнении со случаем электронно-дырочной симметрии. Показано, что внутренняя дифференциальная квантовая эффективность АБС лазера на КЯ слабо зависит от тока накачки

и остается близкой к единице, а следовательно, ВтАХ остается линейной при высоких уровнях накачки.

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

Список литературы

- [1] P.S. Zory, Jr. *Quantum Well Lasers* (Academic, Boston, 1993).
- [2] H. Temkin, D. Coblentz, R.A. Logan, J.M. Vandenberg, R.D. Yadavish, A.M. Sergent. *Appl. Phys. Lett.*, **63** (17), 2321 (1994).
- [3] J.D. Evans, J.G. Simmons, D.A. Thompson, N. Puetz, T. Makino, G. Chik. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **1** (2), 275 (1995).
- [4] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11** (4), 554 (1996).
- [5] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono, K. Yokoyama. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32** (8), 1478 (1996).
- [6] L.J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, D. Botez, D.Z. Garbuzov, L. DeMarco, J.C. Connolly, M. Jansen, F. Fang, R.F. Nabiev. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (11), 1532 (1996).
- [7] D. Garbuzov, L. Xu, S.R. Forrest, R. Martinelli, J.C. Connolly. *Electron. Lett.*, **32** (18), 1717 (1996).
- [8] R.F. Kazarinov, G.E. Shtengel. *J. Lightw. Technol.*, **15** (12), 2284 (1997).
- [9] M.V. Maximov, L.V. Asryan, Y.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Z.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37** (5), 676 (2001).
- [10] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Electron. Lett.*, **33** (22), 1871 (1997).
- [11] L.V. Asryan, R.A. Suris. *IEEE J. Quant. Electron.*, **34** (5), 841 (1998).
- [12] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (12), 2154 (2002).
- [13] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. *J. Quantum Electron.*, **39** (3), 404 (2003).
- [14] L.V. Asryan, S. Luryi. *Solid-State Electron.*, **47** (2), 205 (2003).
- [15] L.V. Asryan, S. Luryi. U.S. Patent No. 6,870,178, Mar. 22, 2005; (U.S. Provisional Patent Application No. 60/272,202, filed on Feb. 28, 2001).
- [16] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **26** (5), 055025 (2011).
- [17] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, F.I. Zubov, A.E. Zhukov. *J. Appl. Phys.*, **114** (14), 143103 (2013).
- [18] 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).
- [19] А.Е. Жуков, Л.В. Асрян, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, Ф.И. Зубов, Н.В. Крыжановская, К. Yvind, Е.С. Семенова. *ФТП*, **46** (8), 1049 (2012).
- [20] Ф.И. Зубов, А.Е. Жуков, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, Н.В. Крыжановская, К. Yvind, Е.С. Семенова, Л.В. Асрян. *Письма ЖТФ*, **41** (9), 61 (2015).

- [21] 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).
- [22] F.I. Zubov, A.E. Zhukov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, E.S. Semenova, L.V. Asryan. *J. Phys. Conf. Ser.*, **643**, 012042 (2015).
- [23] 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).
- [24] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (N. Y., Wiley, 1995).
- [25] L.V. Asryan, Z.N. Sokolova. *J. Appl. Phys.*, **115** (2), 023107 (2014).
- [26] L.V. Asryan. *Квант. электрон.*, **35** (12), 1117 (2005).
- [27] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, P.-K. Lau, T. Makino. *Semicond. Sci. Technol.*, **15** (12), 1131 (2000).
- [28] K.J. Vahala, C.E. Zah. *Appl. Phys. Lett.*, **52** (23), 1945 (1988).
- [29] L.V. Asryan, S. Luryi. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (26), 5368 (2003).
- [30] L.V. Asryan, S. Luryi. *IEEE J. Quant. Electron.*, **40** (7), 833 (2004).

Редактор А.Н. Смирнов

Theory of power characteristics of quantum well lasers with asymmetric barrier layers: Inclusion of asymmetry in electron and hole states filling

*L.V. Asryan**, *F.I. Zubov^{+•}*, *N.V. Kryzhanovskaya^{+•}*, *M.V. Maximov^{+•}*, *A.E. Zhukov^{+•}*

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

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

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

Abstract Power characteristics of novel type of injection lasers — quantum well (QW) lasers with asymmetric barrier layers (ABLs) — are calculated. An extended model is used, which takes into account the asymmetry in electron and hole states filling. The electron-hole asymmetry is shown to have no significant effect on the ABL QW laser characteristics — even in the presence of intermediate layers (located between the QW and each of the two ABLs), wherein the parasitic electron-hole recombination does occur, the internal differential quantum efficiency of the ABL QW laser depends only slightly on the pump current and remains close to unity, and hence the light-current characteristic remains linear, at high pumping levels.