

Лазеры на квантовых точках с асимметричными барьерными слоями: близкие к идеальным пороговые и мощностные характеристики*

Л.В.Асрян

Разработана теория статических (пороговых и мощностных) характеристик новых диодных лазеров–лазеров на квантовых точках (КТ) с асимметричными барьерными слоями (АБС). Барьерные слои асимметричны в том смысле, что они имеют существенно различную высоту для носителей противоположных знаков. АБС, расположенный на стороне инжекции электронов (дырок), обеспечивает низкий барьер (в идеале он отсутствует) для электронов (дырок), не препятствующий им легко достигнуть активной области, и столь высокий барьер для носителей противоположного знака, чтобы дырки (электроны), инжектированные с противоположной стороны структуры, не преодолели его. Таким образом, использование АБС в идеале должно предотвращать одновременное присутствие электронов и дырок (и, следовательно, их паразитную рекомбинацию) вне КТ. Показано, что в таком случае – при полном подавлении паразитной рекомбинации – в лазерах на квантовых точках с АБС ожидаются характеристики, близкие к идеальным: плотность порогового тока ниже 10 A/cm^2 при любой температуре, абсолютная величина характеристической температуры выше 1000 K (что свидетельствует о практически независимой от температуры работе лазера), внутренняя дифференциальная квантовая эффективность практически равна единице, а ватт-амперная характеристика линейна при любом токе накачки.

Ключевые слова: лазеры на квантовых точках, полупроводниковые лазеры.

1. Введение

В обычных диодных лазерах накачка активной области (т.е. создание инверсии населенности, необходимой для генерации) является трехступенчатым процессом, включающим в себя инжекцию электронов и дырок в волноводную область (слой оптического ограничения (СОО)) из эмиттерных слоев, расположенных на противоположных сторонах этой области, транспортировку их через СОО к активной области и захват в нее (рис.1,а). Только небольшая часть электронов и дырок, инжектированных в СОО, в конечном итоге захватывается в активную область – большинство из них остается в СОО. Кроме того, электроны (дырки) легко достигают той стороны СОО, откуда поступают дырки (электроны) (правой (левой) стороны на рис.1,а). Следовательно, населенность является биполярной на всем протяжении СОО. В то время как одновременное заселение электронами и дырками требуется в активной области, биполярное заселение вне ее нежелательно, так как при этом там будет происходить электронно-дырочная рекомбинация [1–21]. Эта рекомбинация является паразитной, она отрицательно влияет на характеристики лазера. В частности,

– доля тока инжекции, которая тратится на паразитную электронно-дырочную рекомбинацию, значительна, что приводит к увеличению порогового тока [8, 12, 13, 15, 18];

– паразитная рекомбинация вне активной области является основным источником температурной зависимости порогового тока [8, 12, 13, 15, 18];

– скорость паразитной рекомбинации возрастает суперлинейно с током инжекции выше порога генерации,

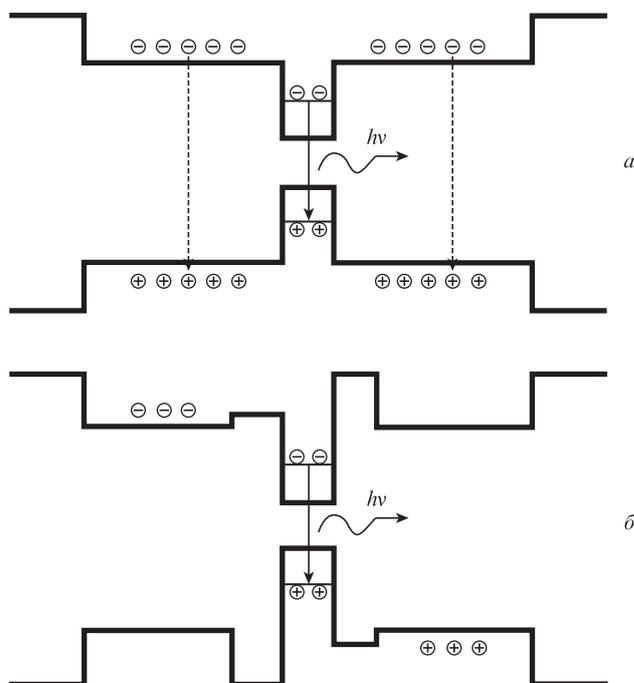


Рис.1. Зонные энергетические диаграммы обычного диодного лазера (а) и лазера с АБС (б). Вертикальные сплошные стрелки изображают электронно-дырочную рекомбинацию в активной области (КТ). Вертикальные пунктирные стрелки изображают паразитную электронно-дырочную рекомбинацию вне активной области (в СОО).

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

L.V.Asryan. Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA; e-mail: asryan@vt.edu

что приводит к сублинейности ватт-амперной характеристики (ВТAX) и ограничивает выходную оптическую мощность [19–21].

Использование асимметричных барьерных слоев (АБС) было предложено [22, 23] в качестве одного из двух подходов для подавления рекомбинации электронно-дырочных пар вне квантово-ограниченной активной области в полупроводниковых лазерах. В то время как другой подход – двойная туннельная инжекция носителей заряда – широко обсуждался в контексте лазеров с квантовыми точками (КТ) [22–31], концепция АБС до сих пор применялась только к лазерам с квантовыми ямами (КЯ) [32–37]. В [33] была продемонстрирована значительно более высокая температурная стабильность порогового тока в лазерах на квантовых ямах с АБС по сравнению с эталонными лазерами на квантовых ямах без АБС. В то же время благодаря дискретному энергетическому спектру носителей в КТ лазеры с АБС, в которых слой с КТ будет использоваться в качестве активной области вместо КЯ, должны иметь еще лучшие характеристики. В настоящей работе исследуются возможности лазеров на КТ с АБС с точки зрения снижения порога, повышения температурной стабильности и увеличения мощности генерации.

В лазерах на КТ с АБС для предотвращения биполярного заселения в СОО и, следовательно, для подавления там паразитной рекомбинации, слой КТ расположен между двумя барьерными слоями. Слои асимметричны – в слое, расположенном на той стороне СОО, в которую инжектируются электроны (дырки) (левая (правая) сторона на рис.1,б), энергетический барьер для электронов (дырок) (т.е. разрыв края зоны проводимости (валентной зоны) между материалами АБС и СОО) является низким (в идеале нулевым), тогда как барьер для дырок (электронов) (т.е. разрыв края валентной зоны (зоны проводимости) между материалами АБС и СОО) является высоким. Такая асимметрия высот барьеров для электронов и дырок в каждом АБС обеспечит следующие преимущества:

– носители, приходящие с той стороны структуры, в которую они были инжектированы, легко достигнут активной области и будут захвачены в нее;

– дальнейший перенос этих носителей на противоположную сторону структуры, т.е. на ту сторону, в которую инжектируются носители противоположного знака, будет эффективно заблокирован.

Если предположить, что АБС функционируют идеально, не будет биполярного заселения и, следовательно, паразитной рекомбинации электронов и дырок в СОО: в структуре, показанной на рис.1,б, электроны (дырки) не будут достигать правой (левой) стороны СОО. Единственной областью в структуре, где электроны и дырки будут встречаться и рекомбинировать, будет квантоворазмерная активная область.

Асимметричные зонные структуры и слои, блокирующие носители, обсуждались и в других работах (см., напр., [38–46]), но в целях, отличных от подавления паразитной электронно-дырочной рекомбинации вне активной области.

2. Скоростные уравнения

Чтобы исследовать возможности лазеров на КТ с АБС для обеспечения низкого порога, температурной устойчивости и высокой мощности, в настоящей работе предполагается, что АБС функционируют идеально, т.е.

– АБС с левой стороны полностью блокирует попадание дырок в левую часть СОО, никак не препятствуя инжекции электронов в КТ;

– правый АБС полностью блокирует попадание электронов в правую часть СОО, никак не препятствуя инжекции дырок в КТ.

Используется следующая система скоростных (балансных) уравнений, учитывающих все основные процессы в многослойной структуре на рис.1,б:

$$b_1 \frac{\partial n_L}{\partial t} = \frac{j}{e} + \sigma_n v_n n_L N_S f_n - \sigma_n v_n n_L N_S (1 - f_n) \quad (1)$$

для свободных электронов в левой части СОО;

$$b_2 \frac{\partial p_R}{\partial t} = \frac{j}{e} + \sigma_p v_p p_R N_S f_p - \sigma_p v_p p_R N_S (1 - f_p) \quad (2)$$

для свободных дырок в правой части СОО;

$$2N_S \frac{\partial f_n}{\partial t} = \sigma_n v_n n_L N_S (1 - f_n) - \sigma_n v_n n_L N_S f_n - N_S \frac{f_n f_p}{\tau_{QD}} - c_g g^{\max}(f_n + f_p - 1) n_{ph}, \quad (3)$$

$$2N_S \frac{\partial f_p}{\partial t} = \sigma_p v_p p_R N_S (1 - f_p) - \sigma_p v_p p_R N_S f_p - N_S \frac{f_n f_p}{\tau_{QD}} - c_g g^{\max}(f_n + f_p - 1) n_{ph} \quad (4)$$

для электронов и дырок в КТ;

$$\frac{\partial n_{ph}}{\partial t} = c_g g^{\max}(f_n + f_p - 1) n_{ph} - c_g \beta n_{ph} \quad (5)$$

для фотонов.

Здесь b_1 (b_2) – толщина левой (правой) стороны СОО (расстояние между эмиттерным п-(р-) слоем и левым (правым) барьером (см. рис.1,б)); n_L и p_R – соответствующие концентрации свободных электронов и дырок; j – плотность тока инжекции; e – заряд электрона; $\sigma_{n,p}$ – сечения захвата электрона и дырки в КТ; $v_{n,p}$ – тепловые скорости электронов и дырок; N_S – поверхностная плотность КТ; $f_{n,p}$ – степени заполнения электронного и дырочного уровней в КТ; τ_{QD} – спонтанное излучательное время жизни в КТ; c_g – групповая скорость света в резонаторе; g^{\max} – максимальное значение коэффициента модового усиления [8, 12, 15]; $\beta = (1/L) \ln(1/R)$ – коэффициент потерь на зеркалах; L – длина резонатора; R – коэффициент отражения внешней грани; n_{ph} – плотность фотонов (число фотонов на единицу площади перехода) в режиме генерации.

Величины n_1 и p_1 в (1)–(4) характеризуют интенсивности теплового выброса электронов и дырок из КТ в СОО. Они выражаются как

$$n_1 = N_c^{3D} \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right), \quad p_1 = N_v^{3D} \exp\left(-\frac{E_p}{T}\right), \quad (6)$$

где $N_{c,v}^{3D} = 2[m_{c,v}^{OCL} T / (2\pi\hbar^2)]^{3/2}$ – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне СОО; $m_{c,v}^{OCL}$ – эффективные массы электронов и дырок в СОО;

$E_{n,p}$ – энергии возбуждения электронов и дырок из КТ в СОО; T – температура (в единицах энергии).

Первый член в правой части формул (1) и (2) – поток инжекции электронов (дырок) (в единицах $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) из эмиттерного n-(p)-слоя в СОО. Каждый из этих потоков определяется полной плотностью тока инжекции j , деленной на заряд электрона: это отражает тот факт, что ток в эмиттерном n-(p)-слое (включая границу с СОО) является чисто электронным (дырочным) током.

Второе слагаемое в правой части формул (1) и (2) представляет собой поток теплового выброса электронов и дырок из КТ в СОО, а третье слагаемое – поток захвата электронов и дырок из СОО в КТ.

В (3) и (4) $N_S f_n f_p / \tau_{\text{QD}}$ – поток спонтанной излучательной рекомбинации в КТ. В (3)–(5) $c_g g^{\text{max}}(f_n + f_p - 1)n_{\text{ph}}$ – поток вынужденной излучательной рекомбинации электронов и дырок в КТ, т. е. поток вынужденного излучения фотонов. Второе слагаемое в правой части (5) – поток фотонов, покидающих резонатор через зеркала.

Сложение уравнений (1) и (3) дает

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_1 n_L + 2N_S f_n) = \frac{j}{e} - N_S \frac{f_n f_p}{\tau_{\text{QD}}} - c_g g^{\text{max}}(f_n + f_p - 1)n_{\text{ph}}. \quad (7)$$

Сложение уравнений (2) и (4) дает

$$\frac{\partial}{\partial t}(b_2 p_R + 2N_S f_p) = \frac{j}{e} - N_S \frac{f_n f_p}{\tau_{\text{QD}}} - c_g g^{\text{max}}(f_n + f_p - 1)n_{\text{ph}}. \quad (8)$$

Вычитание уравнения (7) из уравнения (8) дает

$$\frac{\partial}{\partial t}[(b_2 p_R + 2N_S f_p) - (b_1 n_L + 2N_S f_n)] = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) является условием сохранения полного заряда в лазерной структуре, который включает в себя заряд свободных электронов в левой части СОО, свободных дырок в правой части СОО, а также электронов и дырок, заключенных в КТ. Поскольку лазерная структура изначально не заряжена, из (9) получается следующее условие глобальной электронейтральности:

$$b_1 n_L + 2N_S f_n = b_2 p_R + 2N_S f_p. \quad (10)$$

Равенство (10) попросту означает, что полный заряд электронов в КТ и левой части СОО компенсируется полным зарядом дырок в КТ и правой части СОО. Как видно из (10), условие локальной нейтральности нарушается внутри КТ, т. е. в общем случае $f_n \neq f_p$.

3. Стационарные характеристики

В этой работе рассматривается гетероструктура на основе GaInAsP, генерирующая на длине волны около 1.55 мкм [8, 12, 13, 15]. Материалами эмиттерных слоев, СОО и КТ являются InP, Ga_{0.21}In_{0.79}As_{0.46}P_{0.54} и Ga_{0.47}In_{0.53}As соответственно, причем последние два со-

гласованы по решетке с InP. Длина резонатора $L = 1.139$ мм (потери на зеркалах $\beta = 10 \text{ см}^{-1}$), ширина лазерной полоски 2 мкм, поверхностная плотность КТ $N_S = 6.11 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $T = 300$ К.

Рассмотрим работу лазера в непрерывном режиме и будем искать стационарные решения скоростных уравнений (1)–(5). В этом случае система дифференциальных уравнений (1)–(5) сводится к системе алгебраических уравнений. Как показано ниже, ее решение, в свою очередь, сводится к решению одного алгебраического уравнения с одним неизвестным (см. (15)).

Из уравнения (5) в стационарном режиме условие генерации (равенство усиления потерям) получается в следующем виде:

$$g^{\text{max}}(f_n + f_p - 1) = \beta. \quad (11)$$

Из (11) и (1) f_p и n_L выражаются через f_n следующим образом:

$$f_p(f_n) = 1 + \frac{\beta}{g^{\text{max}}} - f_n, \quad (12)$$

$$n_L(f_n) = n_1 \frac{f_n}{1 - f_n} + \frac{j}{e\sigma_p v_p N_S (1 - f_n)}. \quad (13)$$

Из (2) с использованием (12) p_R также выражается через f_n :

$$\begin{aligned} p_R &= p_1 \frac{f_p(f_n)}{1 - f_p(f_n)} + \frac{j}{e\sigma_p v_p N_S [1 - f_p(f_n)]} \\ &= p_1 \frac{1 + \beta/g^{\text{max}} - f_n}{f_n - \beta/g^{\text{max}}} + \frac{j}{e\sigma_p v_p N_S [f_n - \beta/g^{\text{max}}]}. \end{aligned} \quad (14)$$

Подставляя f_p , n_L и p_R из (12)–(14) в (10), получаем следующее уравнение для нахождения f_n :

$$\begin{aligned} b_1 \left[n_1 \frac{f_n}{1 - f_n} + \frac{j}{e\sigma_p v_p N_S (1 - f_n)} \right] + 2N_S f_n \\ = b_2 \left[p_1 \frac{1 + \beta/g^{\text{max}} - f_n}{f_n - \beta/g^{\text{max}}} + \frac{j}{e\sigma_p v_p N_S (f_n - \beta/g^{\text{max}})} \right] \\ + 2N_S \left(1 + \frac{\beta}{g^{\text{max}}} - f_n \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Уравнение (15) можно переписать в виде кубического уравнения относительно f_n . Решив (15), можно найти f_n , а затем с помощью (12)–(14) рассчитать f_p , n_L и p_R .

Как видно из (15) и (12) и показано на рис.2, f_n и f_p меняются в зависимости от плотности тока инжекции j . Тот факт, что населенности уровней электронов и дырок в КТ не фиксированы в режиме генерации, полностью обусловлен нарушением локальной нейтральности в КТ, т. е. электронно-дырочной асимметрией. Действительно, предполагая локальную нейтральность в КТ, можно было бы сразу получить из (11), что $f_{n,p}$ фиксированы на одном и том же (пороговом) значении (рис.2):

$$f_n^{\text{neutral}} = f_p^{\text{neutral}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\beta}{g^{\text{max}}} \right). \quad (16)$$

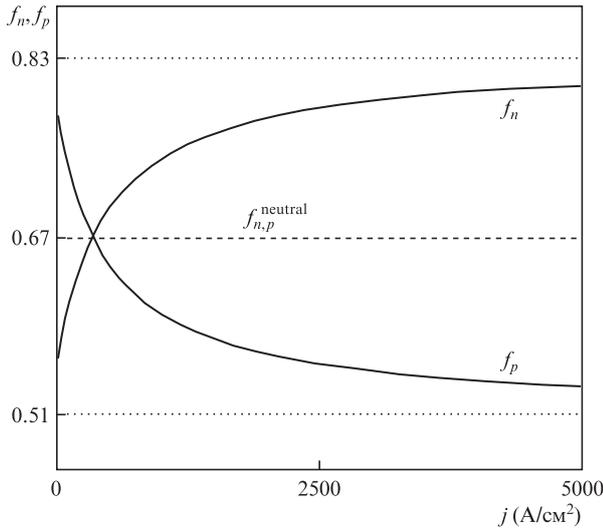


Рис.2. Населенность электронного и дырочного уровней в КТ в зависимости от плотности тока инжекции. Горизонтальная штриховая линия показывает населенность, рассчитанную при условии локальной нейтральности в КТ (формула (16)). Горизонтальные пунктирные линии показывают асимптотические значения населенностей электронного и дырочного уровней, определяемые формулами (29) и (30).

Из (7) (или (8)) в стационарном состоянии и с помощью (11) рассчитывается плотность числа фотонов

$$n_{ph}(j) = \tau_{ph} \frac{j - j_{spont}^{QD}(j)}{e}, \quad (17)$$

где $\tau_{ph} = 1/(c_g\beta)$ – время жизни фотона в резонаторе и

$$j_{spont}^{QD}(j) = eN_S \frac{f_n(j)f_p(j)}{\tau_{QD}} \quad (18)$$

– плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации в КТ.

И, наконец, рассчитываются плотность тока вынужденной рекомбинации j_{stim} и выходная оптическая мощность лазера P :

$$j_{stim}(j) = e \frac{n_{ph}(j)}{\tau_{ph}} = j - j_{spont}^{QD}(j), \quad (19)$$

$$P(j) = \hbar\omega \frac{n_{ph}(j)}{\tau_{ph}} S = \frac{\hbar\omega}{e} j_{stim}(j) S = \frac{\hbar\omega}{e} S [j - j_{spont}^{QD}(j)], \quad (20)$$

где $\hbar\omega$ – энергия фотона; $S = WL$ – поперечное сечение перехода; W – ширина лазерной полоски.

Выходную мощность можно записать как

$$P(j) = \frac{\hbar\omega}{e} S (j - j_{th}) \eta_{int}(j), \quad (21)$$

где плотность порогового тока j_{th} (наименьшая плотность тока накачки, при которой начинается генерация) находится как корень уравнения

$$j - j_{spont}^{QD}(j) = 0, \quad (22)$$

а η_{int} – внутренняя дифференциальная квантовая эффективность (эффективность вынужденного испускания), которая определяется как [47]

$$\eta_{int}(j) = \frac{j_{stim}(j)}{j - j_{th}} = \frac{j - j_{spont}^{QD}(j)}{j - j_{th}}. \quad (23)$$

Если бы КТ были нейтральны, то оптическая мощность определялась бы выражением

$$P^{neutral} = \frac{\hbar\omega}{e} S (j - j_{th}^{neutral}), \quad (24)$$

где

$$j_{th}^{neutral} = eN_S \frac{(f_n^{neutral})^2}{\tau_{QD}} \quad (25)$$

– плотность порогового тока в этом случае. Как видно из (24) и (25), при условии локальной нейтральности в КТ ВТАХ (зависимость выходной оптической мощности от плотности тока инжекции) лазеров на КТ с АБС является линейной.

Как видно из (17), (19) и (20), единственным механизмом невынужденной рекомбинации в идеально функционирующем лазере на КТ с АБС является спонтанная излучательная рекомбинация в КТ. Поскольку населенности уровней в КТ $f_n(j)$ и $f_p(j)$ не могут превышать единицу, плотность тока, потребляемая в результате спонтанной излучательной рекомбинации в КТ (см. (18)), также остается ограниченной:

$$j_{spont}^{QD}(j) \leq \frac{eN_S}{\tau_{QD}}. \quad (26)$$

Для типичных значений поверхностной плотности КТ ($N_S < 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и времени спонтанной излучательной рекомбинации в КТ ($\tau_{QD} \approx 1 \text{ нс}$) верхний предел плотности тока спонтанной рекомбинации eN_S/τ_{QD} составляет менее 20 А/см^2 , что является очень низким значением. Это означает, что независимо от того, каковы конкретные функциональные зависимости f_n и f_p от j , при плотности тока накачки $j \gg eN_S/\tau_{QD}$ плотностью спонтанной рекомбинации в КТ можно пренебречь по сравнению с j в (20), получив таким образом линейную ВТАХ (рис.3):

$$P(j) = \frac{\hbar\omega}{e} j S. \quad (27)$$

Как видно из (21) и (27), внутренняя дифференциальная квантовая эффективность η_{int} практически равна единице.

Как можно было бы заключить из (20) и (18), из-за нарушения локальной нейтральности в КТ и того факта, что f_n и f_p являются нелинейными функциями плотности тока инжекции (рис.2), ВТАХ должна быть нелинейной при низких j , т.е. при j чуть выше j_{th} . Однако даже при низких j ВТАХ лазеров с АБС является практически линейной и очень близкой к той, которую дает формула (24) для случая нейтральных КТ. Физика этого явления заключается в следующем. Для выполнения условия генерации (11) сумма f_n и f_p должна оставаться постоянной. С учетом (11) и (16) ее можно записать как

$$f_n + f_p = 2 f_{n,p}^{neutral}. \quad (28)$$

Это значит, что увеличение f_n с ростом j компенсируется уменьшением f_p (рис.2). Следовательно, в то время как на-

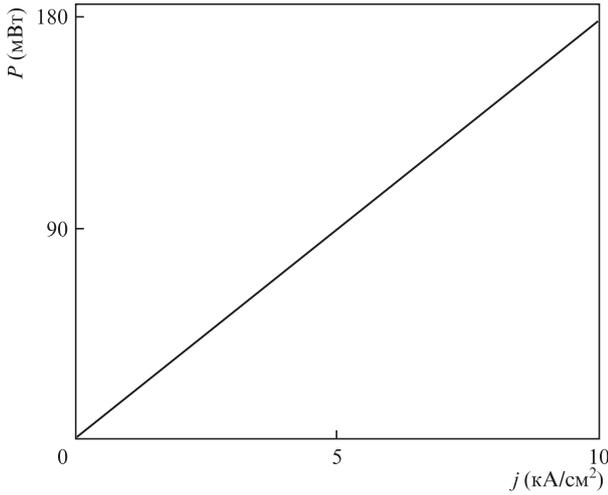


Рис.3. ВtАХ лазера на КТ с АБС; $T = 300$ К.

селенность уровней электронов и дырок в КТ существенно варьируется в зависимости от j , их произведение, которое определяет плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации в КТ (см. (18)), остается почти постоянным и поэтому не зависит существенно от нарушения локальной нейтральности в КТ (рис.4). В результате и ВtАХ лазера даже при низких j не зависит от нарушения локальной нейтральности.

Как видно из рис.2, f_n и f_p насыщаются с увеличением j . Из (15) и (12) получены следующие выражения для асимптотических значений f_n и f_p при $j \rightarrow \infty$ (пунктирные горизонтальные линии на рис.2):

$$f_{n, \text{asympt}} = \frac{\beta/g^{\text{max}} + \tau_{p, \text{capt}, 0}/\tau_{n, \text{capt}, 0}}{1 + \tau_{p, \text{capt}, 0}/\tau_{n, \text{capt}, 0}}, \quad (29)$$

$$f_{p, \text{asympt}} = \frac{\beta/g^{\text{max}} + \tau_{n, \text{capt}, 0}/\tau_{p, \text{capt}, 0}}{1 + \tau_{n, \text{capt}, 0}/\tau_{p, \text{capt}, 0}}, \quad (30)$$

где

$$\tau_{n, \text{capt}, 0} = b_1/v_{n, \text{capt}, 0}, \quad \tau_{p, \text{capt}, 0} = b_2/v_{p, \text{capt}, 0} \quad (31)$$

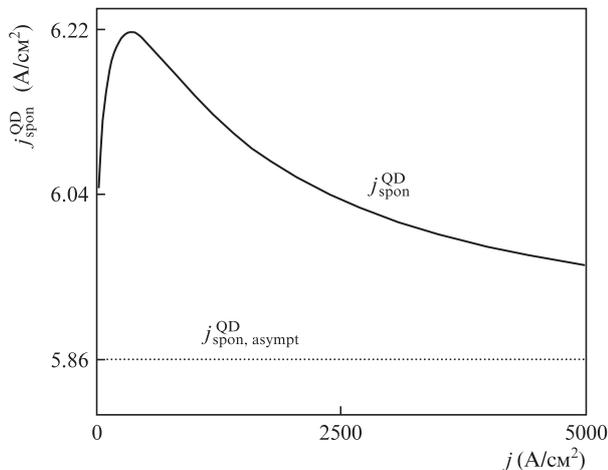


Рис.4. Плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации в КТ в зависимости от плотности тока инжекции. Горизонтальная пунктирная линия показывает асимптотическое значение $j_{\text{spon}}^{\text{QD, asympt}} = (eN_S/\tau_{\text{QD}})f_{n, \text{asympt}}f_{p, \text{asympt}}$. Где $f_{n, \text{asympt}}$ и $f_{p, \text{asympt}}$ определяются формулами (29) и (30); $T = 300$ К.

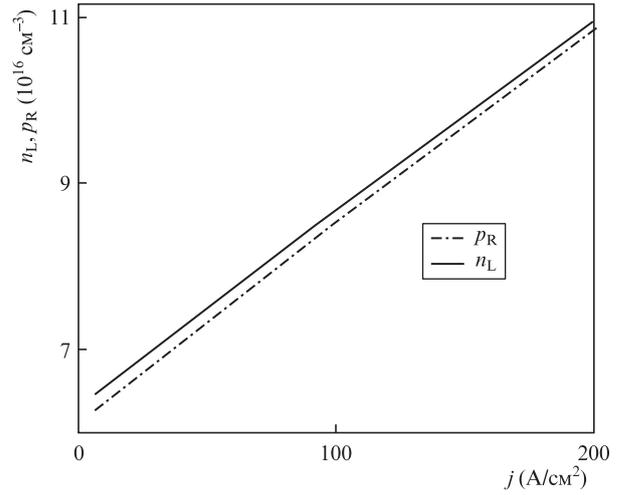


Рис.5. Концентрация свободных электронов в левой части СОО (сплошная линия) и концентрация свободных дырок в правой части СОО (штрих-пунктирная линия) в зависимости от плотности тока инжекции; $T = 300$ К.

– времена захвата электронов и дырок с левой и правой сторон СОО соответственно ансамблем незаполненных КТ (когда $f_{n,p} = 0$). В формуле (31) $v_{n, \text{capt}, 0}$ и $v_{p, \text{capt}, 0}$ – скорости захвата (в см/с) ансамблем незаполненных КТ, даваемые в виде (см. [19–21]):

$$v_{n, \text{capt}, 0} = \sigma_n v_n N_S, \quad v_{p, \text{capt}, 0} = \sigma_p v_p N_S. \quad (32)$$

Хотя f_n и f_p значительно отличаются друг от друга, концентрация свободных электронов n_L в левой части СОО почти равна концентрации свободных дырок p_R в правой части СОО в случае $b_1 = b_2$, который рассматривается здесь (рис.5). Это связано с тем, что приходящийся на единицу площади заряд электронов и дырок $2N_S f_n$ и $2N_S f_p$, заключенных во всех КТ, ничтожно мал по сравнению с зарядом свободных электронов и дырок $b_1 n_L$ и $b_2 p_R$ в левой и правой частях СОО.

Используя (29) и (30) в (13) и (14), получаем следующие выражения для асимптотических значений n_L и p_R при $j \rightarrow \infty$:

$$b_1 n_{L, \text{asympt}} = b_2 p_{R, \text{asympt}} = \frac{\tau_{n, \text{capt}, 0} + \tau_{p, \text{capt}, 0}}{1 - \beta/g^{\text{max}}} \frac{j}{e}. \quad (33)$$

В то время как плотность порогового тока для случая нейтральных КТ дается аналитическим выражением (см. (25)), для случая заряженных КТ такое выражение не может быть получено. Однако в общем случае легко найти верхний предел для j_{th} . Как видно из (22), поскольку величина $j_{\text{spon}}^{\text{QD}}$ ограничена (см. (26)), то же самое относится и к j_{th} , и верхний предел для j_{th} такой же, как для $j_{\text{spon}}^{\text{QD}}$:

$$j_{\text{th}} \leq eN_S/\tau_{\text{QD}}. \quad (34)$$

Как и в случае зависимости от плотности тока инжекции, нарушение локальной нейтральности в КТ приводит к температурной зависимости f_n и f_p (см. [12, 13, 15], где этот факт рассматривался для обычных лазеров на КТ). Если бы КТ были нейтральными, то $f_{n,p}$ (см. (16)) и, следовательно, плотность порогового тока (см. (25)) не зависели бы от температуры. Тогда характеристическая темпера-

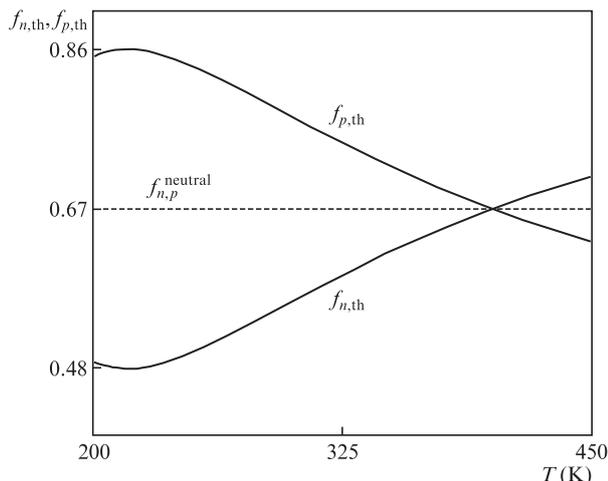


Рис.6. Населенность электронного и дырочного уровней в КТ на пороге генерации в зависимости от температуры. Горизонтальная штриховая линия показывает населенность электронного и дырочного уровней, рассчитанную исходя из условия локальной нейтральности в КТ (см. (16)).

тура (показатель качества диодного лазера с точки зрения температурной стабильности j_{th}), определяемая как

$$T_0 = \left(\frac{\partial \ln j_{th}}{\partial T} \right)^{-1}, \quad (35)$$

была бы неограниченно высокой.

Как видно из (15), в первую очередь из-за экспоненциальной (см. (6)) температурной зависимости n_1 и p_1 (зависимость от T тепловых скоростей электрона и дырки $v_{n,p}$, также входящих в (15), значительно слабее по сравнению с ней), величина f_n также должна зависеть от температуры. Следовательно, так же должно быть и для f_p (см. (12)). Поскольку сумма f_n и f_p должна оставаться постоянной (см. (28)), чтобы удовлетворить условию генерации (11), то, как и для зависимостей от плотности тока инжекции (рис.2), увеличение f_n с ростом T компенсируется уменьшением f_p (рис.6). В результате этого плотность тока спонтанной рекомбинации в КТ, управляемая произведением f_n и f_p (см. (18)), и, следовательно, плотность порогового тока j_{th} (определяемая из (22)) изменяется незначительно с вариацией температуры в широком диапазоне: j_{th} ниже 10 А/см² во всем температурном интервале от 200 до 450 К

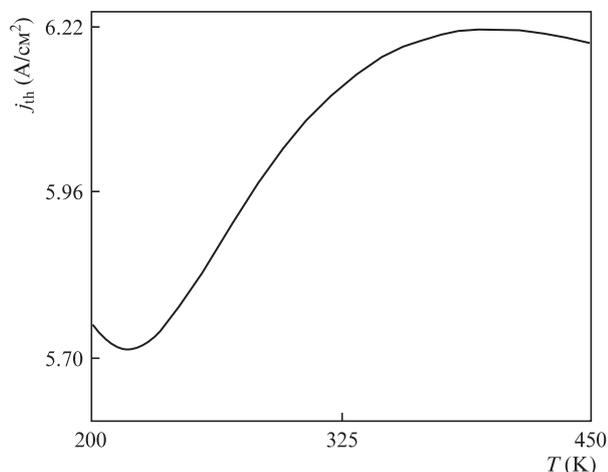


Рис.7. Плотность порогового тока лазера на КТ с АБС в зависимости от температуры.

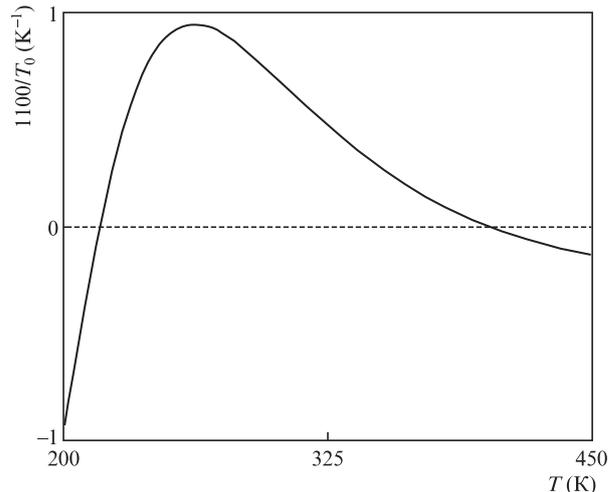


Рис.8. Зависимость обратной величины характеристической температуры лазера на КТ с АБС (умноженная на 1100) от температуры. Горизонтальная штриховая линия показывает обратную величину характеристической температуры, рассчитанной в предположении локальной нейтральности в КТ ($T_0^{neutral} = \infty$).

(рис.7). При этом зависимость $j_{th}(T)$ является немонотонной: с ростом температуры j_{th} сначала уменьшается, затем увеличивается, а потом снова уменьшается. Следовательно, характеристическая температура T_0 дважды меняет знак: сначала она отрицательна, затем положительна, а затем снова отрицательна (рис.8). При температурах, для которых j_{th} минимальна и максимальна (217 и 401 К соответственно), характеристическая температура $T_0 = \infty$; на рис.8 при этих температурах $1/T_0 = 0$. Видно, что абсолютное значение T_0 выше 1100 К во всем диапазоне температур. Столь высокие значения T_0 в лазерах с АБС с заряженными КТ означают независимость j_{th} от температуры для любых практических применений.

4. Заключение

Разработана теория статических характеристик новых полупроводниковых лазеров – лазеров на КТ с АБС. В предположении, что АБС функционируют идеально, т. е. они полностью блокируют одновременное присутствие электронов и дырок вне КТ, и, следовательно, там полностью подавляется паразитная рекомбинация электронов и дырок, показано, что лазеры на КТ с АБС обладают характеристиками, близкими к идеальным: плотность порогового тока ниже 10 А/см² при любой температуре, абсолютное значение характеристической температуры выше 1000 К (что свидетельствует о практической независимости рабочих характеристик от температуры), внутренняя дифференциальная квантовая эффективность практически равна единице, а ВтАХ является линейной при любом токе накачки.

Работа выполнена при поддержке Исследовательского бюро армии США (грант № W911NF-17-1-0432).

1. Гарбузов Д.З., Овчинников А.В., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Халфин В.Б. *ФТП*, **25** (5), 928 (1991) [*Sov. Phys. Semicond.*, **25** (5), 560 (1991)].
2. Rideout W., Sharfin W.F., Koteles E.S., Vassell M.O., Elman B. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **3** (9), 784 (1991).
3. Tessler N., Nagar R., Eisenstein G., Chandrasekhar S., Joyner C.H., Dentai A.G., Koren U., Raybon G. *Appl. Phys. Lett.*, **61** (20), 2383 (1992).

4. Hirayama H., Yoshida J., Miyake Y., Asada M. *Appl. Phys. Lett.*, **61** (20), 2398 (1992).
5. Zory P.S. Jr. *Quantum Well Lasers* (Boston: Academic, 1993).
6. Temkin H., Coblenz D., Logan R.A., Vandenberg J.M., Yadvish R.D., Sergent A.M. *Appl. Phys. Lett.*, **63** (17), 2321 (1994).
7. Evans J.D., Simmons J.G., Thompson D.A., Puetz N., Makino T., Chik G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1** (2), 275 (1995).
8. Asryan L.V., Suris R.A. *Semicond. Sci. Technol.*, **11** (4), 554 (1996).
9. Seki S., Oohashi H., Sugiura H., Hirono T., Yokoyama K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32** (8), 1478 (1996).
10. Garbuzov D., Xu L., Forrest S.R., Martinelli R., Connolly J.C. *Electron. Lett.*, **32** (18), 1717 (1996).
11. Mawst L.J., Bhattacharya A., Lopez J., Botez D., Garbuzov D.Z., DeMarco L., Connolly J.C., Jansen M., Fang F., Nabiev R.F. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (11), 1532 (1996).
12. Asryan L.V., Suris R.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3** (2), 148 (1997).
13. Asryan L.V., Suris R.A. *Electron. Lett.*, **33** (22), 1871 (1997).
14. Kazarinov R.F., Shtengel G.E. *J. Lightwave Technol.*, **15** (12), 2284 (1997).
15. Asryan L.V., Suris R.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (5), 841 (1998).
16. Kapon E. *Semiconductor Lasers: Fundamentals* (New York: Academic, 1999).
17. Asryan L.V., Suris R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (9), 1215 (1999).
18. Asryan L.V., Gun'ko N.A., Polkovnikov A.S., Zegrya G.G., Suris R.A., Lau P.-K., Makino T. *Semicond. Sci. Technol.*, **15** (12), 1131 (2000).
19. Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (12), 2154 (2002).
20. Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (3), 404 (2003).
21. Asryan L.V., Sokolova Z.N. *J. Appl. Phys.*, **115** (2), 023107 (2014).
22. Asryan L.V., Luryi S. *Solid-State Electron.*, **47** (2), 205 (2003).
23. Asryan L.V., Luryi S. U.S. Patent No. 6,870,178, Mar. 22, 2005.
24. Asryan L.V., Luryi S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37** (7), 905 (2001).
25. Han D.-S., Asryan L.V. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (25), 251113 (2008).
26. Han D.-S., Asryan L.V. *Solid-State Electron.*, **52** (10), 1674 (2008).
27. Han D.-S., Asryan L.V. *J. Lightwave Technol.*, **27** (24), 5775 (2009).
28. Han D.-S., Asryan L.V. *Nanotechnology*, **21** (1), 015201 (2010).
29. Asryan L.V. *Semicond. Sci. Technol.*, **30** (3), 035022 (2015).
30. Asryan L.V. *Opt. Lett.*, **42** (1), 97 (2017).
31. Asryan L.V., Kar S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **55** (1), 2000109 (2019).
32. Asryan L.V., Kryzhanovskaya N.V., Maximov M.V., Egorov A.Yu., Zhukov A.E. *Semicond. Sci. Technol.*, **26** (5), 055025 (2011).
33. Zhukov A.E., Kryzhanovskaya N.V., Zubov F.I., Shernyakov Y.M., Maximov M.V., Semenova E.S., Yvind K., Asryan L.V. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (2), 021107 (2012).
34. Asryan L.V., Kryzhanovskaya N.V., Maximov M.V., Zubov F.I., Zhukov A.E. *J. Appl. Phys.*, **114** (14), 143103 (2013).
35. Zubov F.I., Zhukov A.E., Shernyakov Y.M., Maximov M.V., Semenova E.S., Asryan L.V. *J. Phys. Conf. Ser.*, **643**, 012042 (2015).
36. Асрян Л.В., Зубов Ф.И., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Жуков А.Е. *ФТП*, **50** (10), 1380 (2016) [*Semicond.*, **50** (10), 1362 (2016)].
37. Асрян Л.В., Зубов Ф.И., Балезина (Полубакина) Ю.С., Моисеев Э.И., Муретова М.Е., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Жуков А.Е. *ФТП*, **52** (12), 1518 (2018) [*Semicond.*, **52** (12), 1621 (2018)].
38. Kazarinov R.F., Belenky G.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31** (3), 423 (1995).
39. Mawst L.J., Botez D. *Proc. SPIE*, **3001**, 7 (1997).
40. Ishizaka S., Muro K., Fujimoto T., Yamada Y. U.S. Patent No. 5,764,668, June 9, 1998.
41. Tomita A. U.S. Patent No. 6,014,394, Jan. 11, 2000.
42. He X. U.S. Patent No. 6,298,077 B1, Oct. 2, 2001.
43. Wiedmann N., Schmitz J., Boucke K., Herres N., Wagner J., Mikulla M., Poprawe R., Weimann G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38** (1), 67 (2002).
44. Lee J.J., Mawst L.J., Botez D. *J. Cryst. Growth*, **249**, 100 (2003).
45. Pataro L.L., Deng Y., Dapkus P.D. *Proc. IEEE LEOS 17th Annual Meeting* (Puerto Rico, 2004, Vol. 2, pp 469–470).
46. Liang R., Hosoda T., Kipshidze G., Shterengas L., Belenky G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **25** (10), 925 (2013).
47. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New York: Wiley, 1995).