

# Пороговые характеристики полупроводникового лазера на квантовых ямах: учёт глобальной электронейтральности структуры

З.Н.Соколова, Н.А.Пихтин, И.С.Тарасов, Л.В.Асрян

*Проведен расчёт пороговых характеристик полупроводникового лазера на квантовой яме (КЯ) с использованием условия глобальной электронейтральности, которое включает носители заряда как в активной, так и в волноводной области и, таким образом, представляет собой равенство полного заряда электронов полному заряду дырок в этих двух областях. Показано, что на пороге генерации концентрации электронов и в КЯ, и в волноводной области не равны концентрациям дырок в этих областях, т. е. в каждой из областей локальная электронейтральность нарушается. В зависимости от скоростей захвата носителей из волноводной области в КЯ, концентрация электронов может быть как выше, так и ниже концентрации дырок (и в КЯ, и в волноводной области). Показано, что заряд носителей каждого знака в волноводной области превышает таковой в КЯ.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, квантовые ямы, условия электронейтральности.

## 1. Введение

В современных полупроводниковых лазерных структурах стимулированное излучение генерируется в низкоразмерной активной области, окружённой более широкозонной объёмной волноводной областью (область оптического ограничения, OCL) [1, 2]. В таких структурах электроны и дырки сначала инжектируются из эмиттеров в волноводную область, а затем захватываются в активную область [3]. Для получения большой выходной мощности пороговый ток лазерной структуры должен быть низким, следовательно, должны быть низкими пороговые концентрации носителей заряда в активной и волноводной областях.

При расчётах пороговых характеристик гетероструктурных лазеров обычно считается, что концентрации электронов и дырок в активной области равны друг другу [4], т. е. имеет место локальная электронейтральность. В действительности, однако, вследствие различий между электронными и дырочными параметрами (в первую очередь, между параметрами, контролирующими захват в наноразмерную активную область и положение подзон или уровней размерного квантования в ней) концентрации носителей в активной области могут быть различными, что означает нарушение в ней локальной электронейтральности.

В работе [5] рассчитывались пороговые характеристики планарного инжекционного лазера с резонатором Фабри–Перо при различных соотношениях между концентрациями электронов и дырок в квантовой яме (КЯ).

**З.Н.Соколова, Н.А.Пихтин, И.С.Тарасов.** Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: zina.sokolova@mail.ioffe.ru  
**L.V.Asryan.** Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA; e-mail: asryan@vt.edu

Поступила в редакцию 15 июля 2016 г.

В настоящей работе пороговые характеристики полупроводникового лазера на КЯ рассчитываются с использованием условия глобальной электронейтральности, включающего носители заряда как в активной, так и в волноводной области. Это условие представляет собой равенство полного заряда электронов полному заряду дырок в этих двух областях. Показано, что на пороге генерации концентрации электронов и в КЯ, и в волноводной области не равны концентрациям дырок в этих областях. В зависимости от скоростей захвата носителей из волноводной области в КЯ концентрация электронов может быть как выше, так и ниже концентрации дырок (и в КЯ и в волноводной области).

## 2. Теоретическая модель

Для расчёта лазерных характеристик использовались следующие пять стационарных скоростных уравнений [6]: для свободных электронов в объёмной волноводной области толщиной  $b$  ( $b(\partial n^{\text{OCL}}/\partial t) = 0$ )

$$\begin{aligned} \frac{j}{e} + N_{\text{QW}} \frac{n^{\text{QW}}}{\tau_{\text{nesc}}} - N_{\text{QW}} v_{\text{ncapt}0} (1 - f_n) n^{\text{OCL}} \\ - b B_{3D} n^{\text{OCL}} p^{\text{OCL}} = 0; \end{aligned} \quad (1)$$

для свободных дырок в волноводной области ( $b(\partial p^{\text{OCL}}/\partial t) = 0$ )

$$\begin{aligned} \frac{j}{e} + N_{\text{QW}} \frac{p^{\text{QW}}}{\tau_{\text{pesc}}} - N_{\text{QW}} v_{\text{pcapt}0} (1 - f_p) p^{\text{OCL}} \\ - b B_{3D} n^{\text{OCL}} p^{\text{OCL}} = 0; \end{aligned} \quad (2)$$

для электронов, локализованных в КЯ ( $\partial n^{\text{QW}}/\partial t = 0$ ),

$$v_{\text{ncapt}0} (1 - f_n) n^{\text{OCL}} - \frac{n^{\text{QW}}}{\tau_{\text{nesc}}} - B_{2D} n^{\text{QW}} p^{\text{QW}} -$$

$$-v_{gr}g^{\max}(f_n + f_p - 1)\frac{N}{S} = 0; \quad (3)$$

для дырок, локализованных в КЯ ( $\partial p^{QW}/\partial t = 0$ ),

$$v_{\text{pcapt}0}(1 - f_p)p^{\text{OCL}} - \frac{p^{\text{QW}}}{\tau_{\text{pesc}}} - B_{2D}n^{\text{QW}}p^{\text{QW}} - v_{gr}g^{\max}(f_n + f_p - 1)\frac{N}{S} = 0; \quad (4)$$

для фотонов в лазерной моде ( $\partial N/\partial t = 0$ )

$$v_{gr}N_{QW}g^{\max}(f_n + f_p - 1)N - v_{gr}(\beta + \alpha_{\text{int}})N = 0. \quad (5)$$

Здесь  $n^{\text{OCL}}$  и  $p^{\text{OCL}}$  – концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области;  $n^{\text{QW}}$  и  $p^{\text{QW}}$  – двумерные концентрации электронов и дырок, локализованных в КЯ;  $N$  – число фотонов стимулированного излучения;  $f_n$  и  $f_p$  – степени заполнения (заселённости) состояний, соответствующих нижнему краю электронной подзоны и верхнему краю дырочной подзоны размерного квантования в КЯ.

Степени заполнения  $f_n$  и  $f_p$  связаны с двумерными концентрациями электронов и дырок в КЯ  $n^{\text{QW}}$  и  $p^{\text{QW}}$  следующим образом [7, 8]:

$$f_n = 1 - \exp\left(-\frac{n^{\text{QW}}}{N_c^{2D}}\right), \quad f_p = 1 - \exp\left(-\frac{p^{\text{QW}}}{N_v^{2D}}\right), \quad (6)$$

где  $N_{c,v}^{2D} = m_{c,v}^{\text{QW}}T/(\pi\hbar^2)$  – двумерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне в КЯ;  $m_{c,v}^{\text{QW}}$  – эффективные массы электронов и дырок в КЯ;  $T$  – температура в энергетических единицах.

В уравнения (1)–(5) входят также следующие параметры:  $j$  – плотность тока инжекции;  $e$  – заряд электрона;  $N_{QW}$  – число идентичных (имеющих одну и ту же ширину и одинаковый состав) КЯ;  $\tau_{\text{nesc}}$  и  $\tau_{\text{pesc}}$  – времена термических выбросов электронов и дырок из КЯ в волноводную область;  $v_{\text{ncapt}0}$  и  $v_{\text{pcapt}0}$  – скорости захвата электронов и дырок в пустую (при  $f_n = 0$  и  $f_p = 0$ ) одиночную КЯ (см/с);  $B_{3D}$  и  $B_{2D}$  – коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в объёмной (волноводной) области и в двумерной области (КЯ) (см<sup>3</sup>/с и см<sup>2</sup>/с соответственно, см. в [9] и [10] выражения для  $B_{3D}$  и  $B_{2D}$ );  $v_{gr}$  – групповая скорость света;  $g^{\max}$  – максимальный коэффициент усиления в каждой КЯ;  $S = WL$ ;  $W$  – ширина полоскового контакта;  $L$  – длина резонатора Фабри–Перо;  $\beta = (1/L)\ln(1/R)$  – потери, связанные с выходом излучения из резонатора;  $R$  – коэффициент отражения зеркал;  $\alpha_{\text{int}}$  – коэффициент внутренних оптических потерь в лазерной структуре.

Времена термических выбросов электронов и дырок из КЯ в волноводную область согласно [6, 11] есть

$$\tau_{\text{nesc}} = \frac{1}{v_{\text{ncapt}0}(1 - f_n)} \frac{N_c^{2D}}{n_1}, \quad \tau_{\text{pesc}} = \frac{1}{v_{\text{pcapt}0}(1 - f_p)} \frac{N_v^{2D}}{p_1}, \quad (7)$$

где

$$n_1 = N_c^{3D} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - \varepsilon_n^{\text{QW}}}{T}\right); \quad p_1 = N_v^{3D} \exp\left(-\frac{\Delta E_v - \varepsilon_p^{\text{QW}}}{T}\right); \quad (8)$$

$N_{c,v}^{3D} = 2[m_{c,v}^{\text{OCL}}T/(2\pi\hbar^2)]^{3/2}$  – трёхмерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне в волноводной области;  $m_{c,v}^{\text{OCL}}$  – эффективные массы элект-

тронов и дырок в волноводной области;  $\Delta E_{c,v}$  – разрывы краёв зоны проводимости и валентной зоны на гетероконтакте КЯ и волноводной области;  $\varepsilon_n^{\text{QW}}$  и  $\varepsilon_p^{\text{QW}}$  – энергии соответственно нижнего и верхнего краёв электронной и дырочной подзон размерного квантования в КЯ.

Скорости захвата электронов и дырок ( $v_{\text{ncapt}0}$  и  $v_{\text{pcapt}0}$ ) из волноводной области в пустую КЯ являются характеристиками КЯ, зависят от её ширины и глубины, т.е. от состава материалов КЯ и окружающих её слоев, и могут сильно различаться в разных лазерных структурах. В работах [12, 13] мы определили скорости захвата электронов в одиночную КЯ в реальных лазерных структурах. Для этого использовались экспериментальные лазерные характеристики и теоретические расчёты.

Полные скорости захвата  $v_{\text{ncapt}}$  и  $v_{\text{pcapt}}$  определяются следующим образом [6]:

$$v_{\text{ncapt}} = v_{\text{ncapt}0}(1 - f_n), \quad v_{\text{pcapt}} = v_{\text{pcapt}0}(1 - f_p). \quad (9)$$

Условие глобальной электронейтральности для волноводной области и КЯ записывается в следующем виде:

$$e(N_{QW}n^{\text{QW}} + bn^{\text{OCL}}) = e(N_{QW}p^{\text{QW}} + bp^{\text{OCL}}). \quad (10)$$

### 3. Обсуждение пороговых характеристик лазера

Система уравнений (1)–(5), дополненная условием (10), решалась на пороге генерации лазера, когда число когерентных фотонов в резонаторе можно считать равным нулю ( $N = 0$ ). Система решалась численно для лазерной структуры InGaAs/GaAs/AlGaAs, содержащей одну напряжённую КЯ In<sub>0,28</sub>Ga<sub>0,72</sub>As толщиной 80 Å. Материалом волновода шириной  $b = 1.7$  мкм являлся GaAs, материалом эмиттеров – Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As. Длина волны излучения равнялась 1.044 мкм. Длина резонатора Фабри–Перо  $L = 1.5$  мм, ширина полоскового контакта  $W = 100$  мкм, коэффициент отражения зеркала  $R = 0.32$ , потери на выход излучения  $\beta = 7.6$  см<sup>-1</sup>, температура  $T = 300$  К, коэффициент внутренних оптических потерь  $\alpha_{\text{int}} = 1$  см<sup>-1</sup> (в настоящей работе коэффициент  $\alpha_{\text{int}}$  считался независимым от тока инжекции). Максимальный модовый коэффициент усиления в КЯ  $g^{\max} = 49.1$  см<sup>-1</sup>. Скорости захвата электронов и дырок в пустую КЯ  $v_{\text{ncapt}0}$  и  $v_{\text{pcapt}0}$  варьировались в диапазоне 10<sup>5</sup>–10<sup>6</sup> см/с.

Используя уравнение (5) с учетом (6), можно выразить концентрацию электронов в КЯ  $n^{\text{QW}}$  через концентрацию дырок в КЯ  $p^{\text{QW}}$  следующим образом [5]:

$$n^{\text{QW}} = N_c^{2D} \ln \left[ 1 - \frac{\beta + \alpha_{\text{int}}}{N_{QW}g^{\max}} - \exp\left(-\frac{p^{\text{QW}}}{N_v^{2D}}\right) \right]^{-1}. \quad (11)$$

Используя выражение (11) в уравнениях (3) и (4), концентрации электронов и дырок в волноводной области  $n^{\text{OCL}}$  и  $p^{\text{OCL}}$  также можно выразить через  $p^{\text{QW}}$ . А используя далее выражение (11) для  $n^{\text{QW}}$  и таким же образом полученные выражения для  $n^{\text{OCL}}$  и  $p^{\text{OCL}}$  в (10), мы получаем уравнение для одного неизвестного ( $p^{\text{QW}}$ ). Определяя из него  $p^{\text{QW}}$ , находим  $n^{\text{QW}}$ ,  $n^{\text{OCL}}$  и  $p^{\text{OCL}}$ . Плотность порогового тока вычисляется по формуле

$$j_{\text{thr}} = eN_{QW}B_{2D}n^{\text{QW}}p^{\text{QW}} + ebB_{3D}n^{\text{OCL}}p^{\text{OCL}}. \quad (12)$$

На рис.1,*a* приведены зависимости пороговых концентраций электронов и дырок в КЯ от скорости захвата дырок в пустую КЯ при скоростях захвата электронов  $v_{ncapt0} = 10^5$  и  $10^6$  см/с. Видно, что при изменении  $v_{ncapt0}$  на порядок (с  $10^5$  до  $10^6$  см/с)  $p^{QW}$  и  $n^{QW}$  слабо зависят от  $v_{rcapt0}$ ; при малой скорости захвата электронов ( $v_{ncapt0} = 10^5$  см/с) пороговая концентрация дырок в активной области  $p^{QW}$  (кривая 1) выше, чем пороговая концентрация электронов  $n^{QW}$  (кривая 2); при большой скорости захвата электронов ( $v_{ncapt0} = 10^6$  см/с) соотношение между  $p^{QW}$  и  $n^{QW}$  оказывается обратным – концентрация электронов (кривая 4) в активной области приблизительно в два раза превышает концентрацию дырок (кривая 3).

На рис.1,*б* приведены зависимости концентраций  $n^{QW}$  и  $p^{QW}$  от скорости захвата электронов в пустую КЯ при скоростях захвата дырок  $v_{rcapt0} = 10^5$  и  $10^6$  см/с. Видно, что  $p^{QW}$  и  $n^{QW}$  достаточно сильно зависят от  $v_{ncapt0}$ ; при малых  $v_{ncapt0}$  концентрация дырок в КЯ (кривая 1) превышает концентрацию электронов (кривая 2); при больших  $v_{rcapt0}$  концентрация электронов в КЯ может значительно превышать концентрацию дырок, что совпадает с результатами, приведенными на рис.1,*a*.

Полученные результаты (рис.1) показывают, что в лазерных структурах концентрации электронов и дырок в активной области на пороге генерации могут сильно различаться, что означает нарушение локальной электронейтральности в ней [5]. В зависимости от скоростей захвата концентрация электронов в КЯ может быть как выше, так и ниже концентрации дырок. Отметим, что

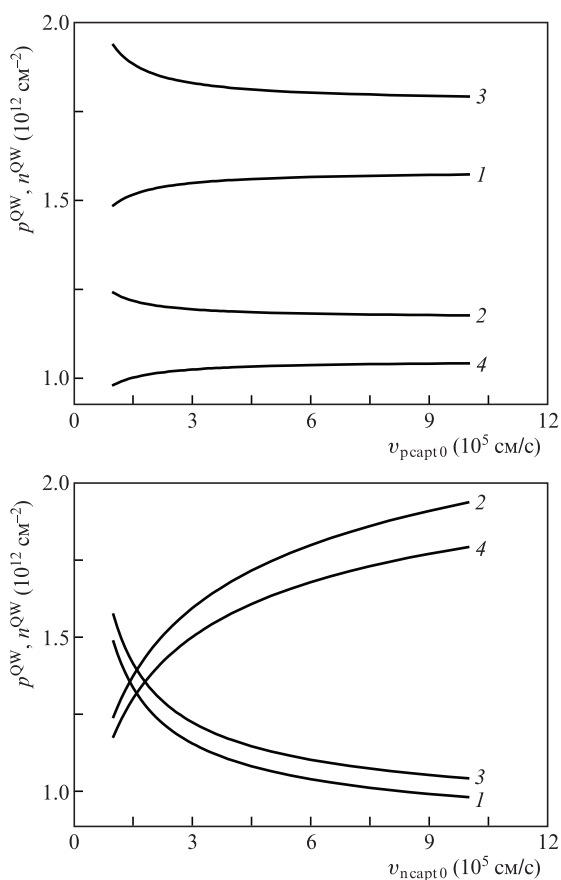


Рис.1. Зависимости концентрации дырок (1, 3) и электронов (2, 4) в КЯ на пороге генерации от скорости захвата дырок при  $v_{ncapt0} = 10^5$  м/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*a*) и от скорости захвата электронов при  $v_{rcapt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*б*).

концентрации  $n^{QW}$  и  $p^{QW}$  сильно зависят от скоростей захвата электронов и слабо – от скоростей захвата дырок.

Наши расчеты показывают, что на пороге генерации при изменении  $v_{ncapt0}$  и  $v_{rcapt0}$  от  $10^5$  до  $10^6$  см/с степень заполнения нижнего края электронной подзоны размерного квантования в КЯ  $f_n$  (см. (6)) изменяется от 0.843 до 0.952, а степень заполнения верхнего края дырочной подзоны размерного квантования в КЯ  $f_p$  (см. (6)) – от 0.223 до 0.332. Таким образом, дырки в КЯ на пороге генерации являются невырожденными. В исследованном диапазоне скоростей захвата квазиуровень Ферми дырок расположен в запрещенной зоне. Электроны в КЯ на пороге генерации сильно вырождены – квазиуровень Ферми электронов находится в подзоне размерного квантования. Таким образом, уже на пороге генерации, в отличие от дырочной подзоны размерного квантования, электронная подзона размерного квантования в КЯ сильно заполнена.

На рис.2,*a* приведены пороговые концентрации электронов и дырок в волноводной области в зависимости от скорости захвата дырок  $v_{rcapt0}$  при двух скоростях захвата электронов  $v_{ncapt0}$ . Видна слабая зависимость пороговых концентраций в волноводной области от скорости захвата дырок. Видно также, что при малых значениях  $v_{ncapt0}$  концентрации  $n^{OCL}$  и  $p^{OCL}$  различаются не сильно, причем концентрация электронов в волноводе выше концентрации дырок. При больших скоростях захвата электронов ( $v_{ncapt0} = 10^6$  см/с) концентрация дырок в волноводе начинает превышать концентрацию электронов.

На рис.2,*б* приведены пороговые концентрации электронов и дырок в волноводной области в зависимости от

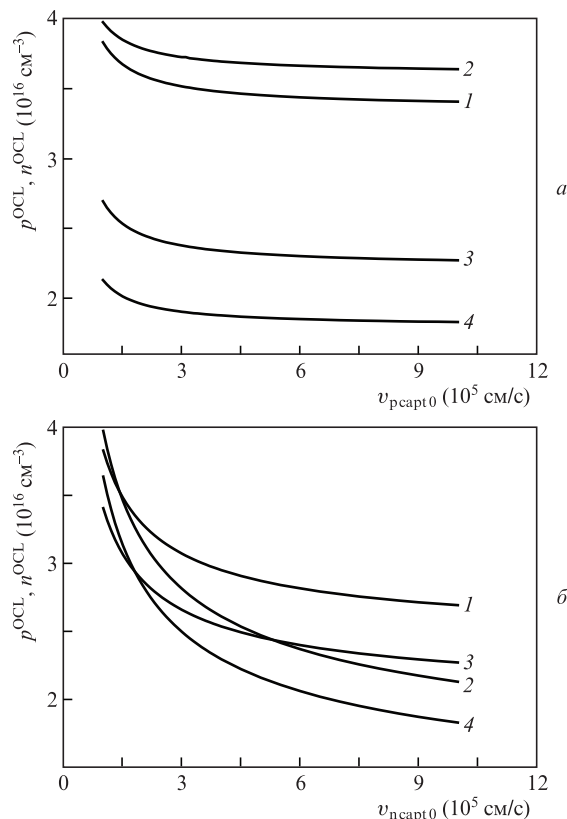


Рис.2. Зависимости концентрации дырок (1, 3) и электронов (2, 4) в волноводной области на пороге генерации от скорости захвата дырок при  $v_{ncapt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*a*) и от скорости захвата электронов при  $v_{rcapt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*б*).

скорости захвата электронов  $v_{ncapt0}$  при двух скоростях захвата дырок  $v_{p capt0}$ . Из рисунка видно, что имеет место сильная зависимость пороговых концентраций в волноводной области от скорости захвата электронов  $v_{ncapt0}$ . При  $v_{ncapt0} > 2 \times 10^5$  см/с концентрация дырок в волноводной области начинает превышать концентрацию электронов.

Таким образом, как следует из рис.2, с ростом скоростей захвата как электронов, так и дырок пороговые концентрации носителей заряда в волноводной области уменьшаются.

На рис.3 приведены зависимости отношения заряда электронов в волноводной области к заряду электронов в КЯ и отношения заряда дырок в волноводной области к заряду дырок в КЯ от скоростей захвата электронов и дырок в КЯ. Из рис.3,*а* следует, что эти отношения практически не зависят от скорости захвата дырок. Отношение для дырок также практически не зависит от скорости захвата электронов, тогда как отношение для электронов уменьшается приблизительно в три раза при увеличении скорости захвата электронов на порядок (рис.3,*б*). Тем не менее, заряд как электронов, так и дырок в волноводной области больше, чем в КЯ.

Зависимости плотности порогового тока от скорости захвата дырок в КЯ при скоростях захвата электронов  $v_{ncapt0} = 10^5$  и  $10^6$  см/с приведены на рис.4,*а*, а зависимо-

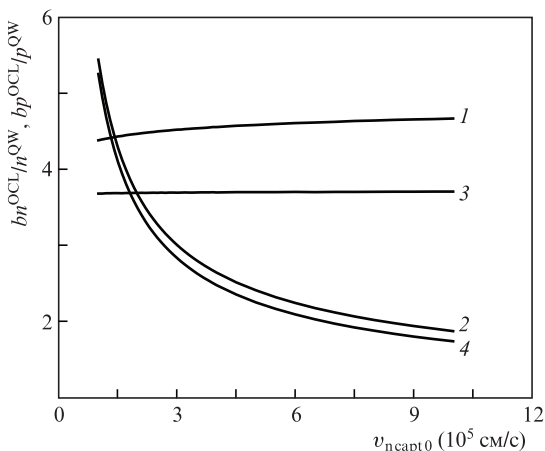
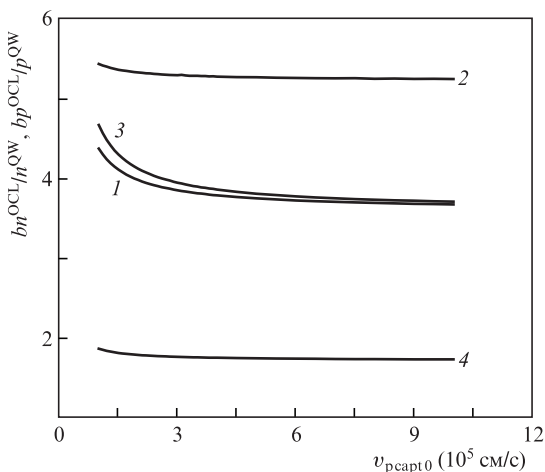


Рис.3. Отношения заряда дырок в волноводной области к заряду дырок в КЯ (1, 3) и заряда электронов в волноводной области к заряду электронов в КЯ (2, 4) в зависимости от скорости захвата дырок при  $v_{ncapt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*а*) и от скорости захвата электронов при  $v_{p capt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*б*).

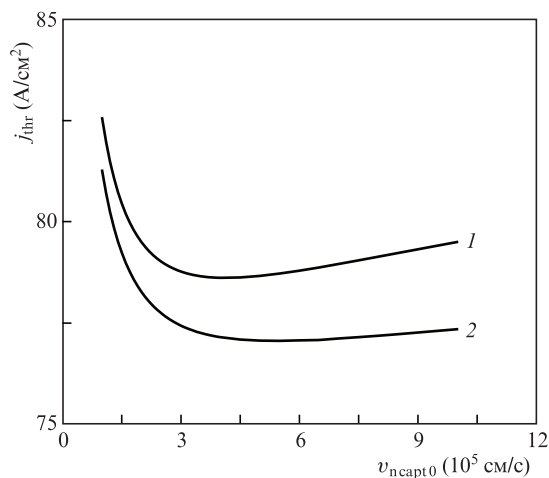
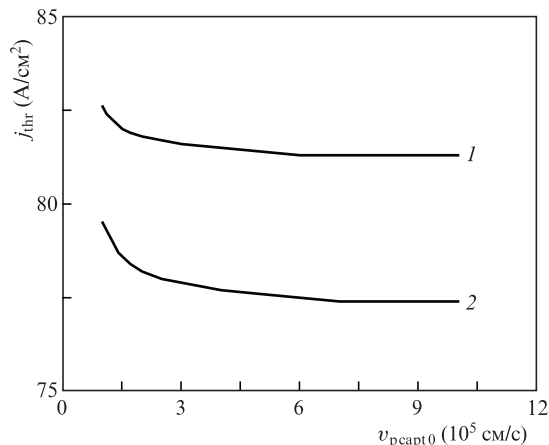


Рис.4. Зависимости плотности порогового тока от скорости захвата дырок при  $v_{ncapt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*а*) и от скорости захвата электронов при  $v_{p capt0} = 10^5$  см/с (1, 2) и  $10^6$  см/с (3, 4) (*б*).

сти плотности порогового тока от скорости захвата электронов при скоростях захвата дырок  $v_{p capt0} = 10^5$  и  $10^6$  см/с – на рис.4,*б*. Из рис.4 видно, что в исследованной лазерной структуре пороговый ток слабо зависит как от скорости захвата дырок, так и от скорости захвата электронов.

#### 4. Заключение

В настоящей работе мы использовали условие глобальной электронейтральности, заключающееся в равенстве суммарного заряда электронов в волноводной области и в КЯ суммарному заряду дырок в волноводной области и в КЯ.

Расчёты с использованием условия глобальной электронейтральности показали, что на пороге генерации в лазерных структурах концентрации электронов и дырок в активной области сильно различаются (см. рис.1), что означает нарушение локальной электронейтральности в ней. В зависимости от скоростей захвата концентрация электронов в КЯ может быть как выше, так и ниже концентрации дырок. Показано, что концентрации  $n^{QW}$  и  $p^{QW}$  сильно зависят от скорости захвата электронов и слабо – от скорости захвата дырок.

Концентрации электронов и дырок в волноводной области на пороге генерации также не равны друг другу: в зависимости от скоростей захвата концентрация электронов в волноводе может быть как выше, так и ниже кон-

центрации дырок. С увеличением скоростей захвата концентрации носителей заряда обоих типов в волноводной области уменьшаются; тем не менее, заряд носителей каждого знака в волноводной области превышает таковой в КЯ.

Таким образом, показано, что на пороге генерации имеет место нарушение локальной электронейтральности в лазерных слоях – в активной и волноводной областях (при выполнении условия глобальной электронейтральности).

Работа выполнена в соответствии с Государственной программой ФТИ им. А.Ф.Иоффе. Л.В.Асрян благодарит Исследовательский офис армии США (U.S. Army Research Office, грант № W911NF-13-1-0445) за поддержку данной работы.

1. Zory P.S., Jr. (Ed.). *Quantum Well Lasers* (Boston: Academic, 1993, p. 504).
2. Kapon E. (Ed.). *Semiconductor Lasers I: Fundamentals* (New York: Academic, 1999, p. 453).
3. Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2154 (2002).
4. Casey H.C., Panish M.B. *Heterostructure Lasers* (New York: Academic, 1978).
5. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *Квантовая электроника*, **43** (5), 428 (2013).
6. Asryan L.V., Sokolova Z.N. *J. Appl. Phys.*, **115**, 023107 (2014).
7. Vahala K.J., Zah C.E. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1945 (1988).
8. Asryan L.V., Luryi S. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5368 (2003).
9. Asryan L.V., Suris R.A. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).
10. Асрян Л.В. *Квантовая электроника*, **35** (12), 1117 (2005).
11. Han D.-S., Asryan L.V. *Nanotechnol.*, **21**, 015201 (2010).
12. Sokolova Z.N., Bakhvalov K.V., Lyutetskiy A.V., Pikhtin N.A., Tarasov I.S., Asryan L.V. *Electron. Lett.*, **51**, 780 (2015).
13. Соколова З.Н., Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **50** (5), 679 (2016).