

Пороговые характеристики полупроводниковых лазеров при нарушении электронейтральности в квантовых ямах

З.Н.Соколова, И.С.Тарасов, Л.В.Асрян

Теоретически исследованы пороговые характеристики полупроводниковых лазеров при нарушении электронейтральности в квантовых ямах. Показано, что даже при бесконечно большой пороговой концентрации носителей заряда одного знака в ямах минимальная пороговая концентрация носителей противоположного знака остаётся ненулевой. Установлено, что в гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs, излучающих вблизи длины волны 1.044 мкм, в широком интервале значений концентрации электронов в ямах пороговые концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области малы, вклад тока рекомбинации в волноводной области в полный пороговый ток несущественен и в случае одной квантовой ямы плотность порогового тока практически постоянна, т. е. нарушение электронейтральности в InGaAs/GaAs/AlGaAs-структурах с одной ямой практически не сказывается на пороговом токе. В структурах же с двумя и тремя ямами нарушение электронейтральности проявляется значительно сильнее и может приводить как к уменьшению, так и к увеличению порогового тока.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, гетероструктуры, квантовые ямы, рекомбинация носителей заряда, концентрация носителей заряда, пороговый ток.

1. Введение

С развитием методов эпитаксиального роста гетероструктур стало возможным использование наноразмерных объектов (квантовых ям [1–7], а затем и квантовых точек [8]) в качестве активной области полупроводниковых лазеров. При расчетах пороговых характеристик гетероструктурных лазеров обычно считается, что концентрации электронов и дырок в активной области равны [9], т. е. в ней имеет место локальная электронейтральность. В действительности же, вследствие различий между электронными и дырочными параметрами (в первую очередь параметрами, контролирующими захват электронов и дырок в наноразмерную активную область и положение подзон или уровней размерного квантования в ней), концентрации носителей в активной области могут различаться, что означает нарушение электронейтральности.

В отличие от лазеров на квантовых точках, для которых этот вопрос изучался в [10–12], нарушение нейтральности в квантовых ямах должным образом в литературе не рассматривалось. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию этого вопроса. Рассматривается влияние отличия концентраций электронов и дырок в ямах друг от друга на пороговые характеристики лазера. Теоретически исследуется пороговый ток планарных инжекционных лазеров с резонатором Фабри–Перо, содержащих одну или несколько ям. Поскольку пороговый ток определяется процессами спонтанной излучательной рекомбинации как в

квантовых ямах, так и в волноводной области (слое оптического ограничения, OCL), то подробно исследуются концентрации носителей заряда в этих областях.

2. Пороговые двумерные концентрации электронов и дырок, локализованных в квантовых ямах

Пороговые концентрации n^{QW} и p^{QW} электронов и дырок в квантовых ямах связаны друг с другом условием лазерной генерации, которое может быть записано в следующем виде [13, 14]:

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

где N_{QW} – число ям в активной области; g^{max} – максимальный модальный коэффициент усиления лазера, приходящийся на одну яму (см. выражение (10) в [13] для g^{max}); $\beta = (1/L)\ln(1/R)$ – потери, связанные с выводом излучения из резонатора; L – длина резонатора; R – коэффициент отражения зеркал; α_{int} – внутренние оптические потери в структуре;

$$N_c^{2\text{D}} = \frac{m_e^{\text{QW}} k_B T}{\pi \hbar^2}, \quad N_v^{2\text{D}} = \frac{m_{\text{hh}}^{\text{QW}}}{m_e^{\text{QW}}} N_c^{2\text{D}} \quad (2)$$

– двумерные эффективные плотности состояний электронов в зоне проводимости и тяжелых дырок в валентной зоне в квантовой яме; m_e^{QW} и $m_{\text{hh}}^{\text{QW}}$ – эффективные массы электронов и тяжелых дырок в яме; k_B – постоянная Больцмана; T – температура.

При написании (1) считается, что концентрации носителей (различные для электронов и дырок) не меняются при переходе от одной ямы к другой. Также полагается,

З.Н.Соколова, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 26; e-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru
Л.В.Асрян. Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA; e-mail: asryan@vt.edu

Поступила в редакцию 27 февраля 2013 г., после доработки – 30 марта 2013 г.

что внутренние оптические потери α_{int} не зависят от числа квантовых ям.

При выполнении условия электронейтральности в ямах ($n^{\text{QW}} = p^{\text{QW}}$) концентрация электронов и дырок непосредственно бы вычислялась из (1).

Мы рассматриваем в настоящей работе общий случай нарушения нейтральности в квантовых ямах и, следовательно, анализируем пороговые характеристики лазера в зависимости от степени отклонения n^{QW} и p^{QW} друг от друга. Из (1) можно выразить пороговую концентрацию электронов через пороговую концентрацию дырок в яме следующим образом:

$$n^{\text{QW}} = N_c^{2D} \ln \left[1 - \frac{\beta + \alpha_{\text{int}}}{N_{\text{QW}} g^{\text{max}}} - \exp \left(- \frac{p^{\text{QW}}}{N_v^{2D}} \right) \right]^{-1}. \quad (3)$$

Аналогично из (1) можно выразить p^{QW} через n^{QW} .

Из уравнений (1) и (3) видно, что минимальная пороговая концентрация $n_{\text{min}}^{\text{QW}}$ электронов в квантовой яме, необходимая для лазерной генерации, не равна нулю – она определяется из этих выражений при устремлении p^{QW} к бесконечности, что даёт

$$n_{\text{min}}^{\text{QW}} = N_c^{2D} \ln \left(1 - \frac{\beta + \alpha_{\text{int}}}{N_{\text{QW}} g^{\text{max}}} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Подобно $n_{\text{min}}^{\text{QW}}$, минимальная пороговая концентрация $p_{\text{min}}^{\text{QW}}$ дырок, при которой концентрация электронов становится бесконечно большой, также ненулевая. Выражение для $p_{\text{min}}^{\text{QW}}$ можно непосредственно получить либо из (1), либо из условия обращения в нуль знаменателя в правой части уравнения (3); от (4) оно отличается лишь тем, что в него входит N_v^{2D} вместо N_c^{2D} , т.е. различие в минимальных концентрациях электронов и дырок в квантовой яме обусловлено различием в их эффективных массах:

$$\frac{p_{\text{min}}^{\text{QW}}}{n_{\text{min}}^{\text{QW}}} = \frac{m_{\text{hh}}^{\text{QW}}}{m_c^{\text{QW}}}. \quad (5)$$

Таким образом, для выполнения условия (1) лазерной генерации при минимальной концентрации носителей заряда одного знака концентрация носителей противоположного заряда должна быть бесконечно высокой, что означает бесконечно высокий уровень накачки (т.е. бесконечно высокую плотность порогового тока, см. ниже рис.5 и 7).

Условие лазерной генерации (1) можно записать в виде

$$f_n + f_p - 1 = \frac{\beta + \alpha_{\text{int}}}{N_{\text{QW}} g^{\text{max}}}, \quad (6)$$

где f_n и f_p – степени заполнения (заселенности) состояний, соответствующих нижним краям подзон размерного квантования электронов и тяжелых дырок в квантовой яме. Они выражаются через n^{QW} и p^{QW} следующим образом [13–17]:

$$f_n = 1 - \exp(-n^{\text{QW}}/N_c^{2D}), \quad f_p = 1 - \exp(-p^{\text{QW}}/N_v^{2D}). \quad (7)$$

Стремление концентрации носителей одного знака к бесконечности означает стремление степени заполнения края подзоны размерного квантования этого типа носителей к единице. Степень заполнения края подзоны размерного квантования носителей противоположного знака стремится при этом к минимальному значению, необходимому для лазерной генерации,

$$f_{\text{min}} = \frac{\beta + \alpha_{\text{int}}}{N_{\text{QW}} g^{\text{max}}}. \quad (8)$$

Используя (8), мы можем записать выражение (4) в виде

$$n_{\text{min}}^{\text{QW}} = N_c^{2D} \ln(1 - f_{\text{min}})^{-1}. \quad (9)$$

Ниже приводятся результаты расчетов для лазерной гетероструктуры на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs. Активная область структуры содержит одну или несколько напряженных квантовых ям In_{0.28}Ga_{0.72}As толщиной 80 Å каждая. Материалом широкой (1.7 мкм) волноводной области является GaAs, материалом эмиттеров – Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Эффективные массы электронов и тяжелых дырок в яме $m_c^{\text{QW}} = 0.059m_0$ и $m_{\text{hh}}^{\text{QW}} = 0.361m_0$ (рассчитаны согласно [18], m_0 – масса свободного электрона); рассчитанная длина волны излучения $\lambda_0 = 1.044$ мкм; длина резонатора Фабри–Перо $L = 1.5$ мм; $R = 0.32$; $\beta = 7.6$ см⁻¹; $\alpha_{\text{int}} = 1$ см⁻¹; $T = 300$ К; $g^{\text{max}} = 49.1$ см⁻¹; $f_{\text{min}} = 0.175$.

Из (4) и (5) видно, что $n_{\text{min}}^{\text{QW}}$ и $p_{\text{min}}^{\text{QW}}$ падают с увеличением N_{QW} . Зависимость минимальных концентраций от числа квантовых ям приведена на рис.1.

На рис.2 показана пороговая концентрация дырок в квантовой яме в зависимости от пороговой концентрации электронов для структур с одной, двумя и тремя ямами. Для структуры с одной ямой $n^{\text{QW}} = p^{\text{QW}} = 1.36 \times 10^{12}$ см⁻², с двумя ямами – 1.14×10^{12} см⁻², с тремя – 1.08×10^{12} см⁻².

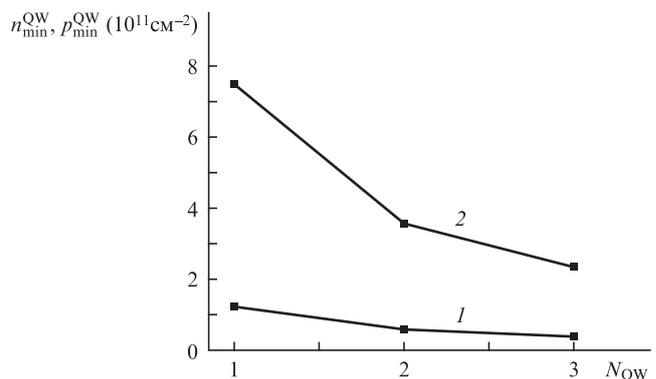


Рис.1. Минимальные пороговые концентрации электронов (1) и дырок (2) в квантовых ямах в зависимости от числа ям.

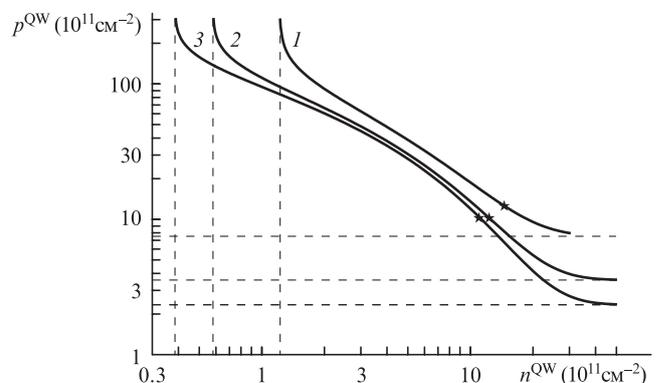


Рис.2. Пороговая концентрация дырок в квантовой яме в зависимости от пороговой концентрации электронов для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Вертикальными штриховыми прямыми показаны $n_{\text{min}}^{\text{QW}}$, горизонтальными – $p_{\text{min}}^{\text{QW}}$. Звёздочками отмечены точки, соответствующие электронейтральности в ямах ($n^{\text{QW}} = p^{\text{QW}}$).

3. Пороговые трёхмерные концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области

Трёхмерные концентрации свободных электронов n_{th}^{OCL} и дырок p_{th}^{OCL} в волноводной области на пороге генерации выражаются через пороговые значения двумерных концентраций электронов и дырок в квантовой яме следующим образом [13, 14]:

$$n_{th}^{OCL} = n_1^{OCL} [\exp(n^{QW}/N_c^{2D}) - 1], \quad (10)$$

$$p_{th}^{OCL} = p_1^{OCL} [\exp(p^{QW}/N_v^{2D}) - 1],$$

где

$$n_1^{OCL} = N_c^{3D} \exp[-(\Delta E_c - \varepsilon_n)/k_B T]; \quad (11)$$

$$p_1^{OCL} = N_v^{3D} \exp[-(\Delta E_v - \varepsilon_p)/k_B T];$$

ΔE_c и ΔE_v – разрывы краёв зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице между волноводной областью и квантовой ямой; ε_n и ε_p – энергии нижних краёв подзон размерного квантования электронов и тяжёлых дырок в яме (отсчитанные от дна ямы);

$$N_c^{3D} = 2 \left(\frac{m_e^{OCL} k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}, \quad N_v^{3D} = 2 \left(\frac{m_{hh}^{OCL} k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \quad (12)$$

– объёмные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне волноводной области; m_e^{OCL} и m_{hh}^{OCL} – эффективные массы электронов и тяжёлых дырок в волноводной области.

Пользуясь соотношениями (3), (10) и (8), можно выразить пороговую концентрацию электронов в волноводной области через пороговую концентрацию дырок в этой области:

$$n_{th}^{OCL} = n_1^{OCL} \left[\left(\frac{p_{th}^{OCL}}{p_{th}^{OCL} + p_1^{OCL}} - f_{min} \right)^{-1} - 1 \right]. \quad (13)$$

Аналогичным образом можно выразить p_{th}^{OCL} через n_{th}^{OCL} .

При стремлении n^{QW} к n_{min}^{QW} концентрация свободных электронов также становится минимальной ($n_{th}^{OCL} \rightarrow n_{th_{min}}^{OCL}$), а $p_{th}^{OCL} \rightarrow \infty$, причём

$$n_{th_{min}}^{OCL} = n_1^{OCL} \frac{f_{min}}{1 - f_{min}}. \quad (14)$$

При $p^{QW} \rightarrow p_{min}^{QW}$ концентрация свободных дырок также стремится к своему минимальному значению ($p_{th}^{OCL} \rightarrow p_{th_{min}}^{OCL}$), а $n_{th}^{OCL} \rightarrow \infty$. Выражение для $p_{th_{min}}^{OCL}$ получается заменой n_1^{OCL} на p_1^{OCL} в (14). Как видно из (14) и (11), различие в минимальных концентрациях свободных электронов и дырок обусловлено различием не только в их эффективных массах, но и в энергиях $\Delta E_c - \varepsilon_n$ и $\Delta E_v - \varepsilon_p$.

Таким образом, при минимальной концентрации носителей заряда одного знака в квантовой яме концентрация носителей этого же знака в волноводной области также минимальна, а концентрации носителей противоположного заряда как в квантовой яме, так и в волноводной области бесконечно высокие (рис.2 и 3). Это означает, что

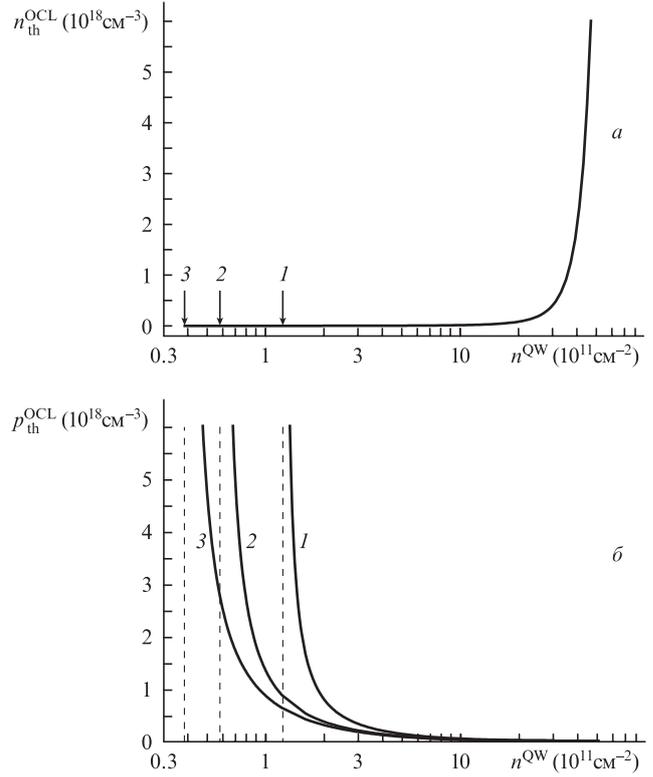


Рис.3. Пороговые концентрации свободных электронов (а) и дырок (б) в волноводной области в зависимости от двумерной концентрации электронов в квантовой яме для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Вертикальные штриховые прямые на рис.3,б соответствуют указанным на рис.3,а стрелками значениям n_{min}^{QW} .

сильное нарушение электронейтральности в ямах должно привести к такому же нарушению нейтральности и в волноводной области.

На рис.3 показаны пороговые концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области в зависимости от двумерной концентрации электронов в квантовой яме для структур с одной, двумя и тремя ямами. В расчетах использовались следующие значения параметров: $\Delta E_c = 166.6$ мэВ, $\Delta E_v = 117.7$ мэВ (рассчитаны согласно [18]), $\varepsilon_n = 41.6$ мэВ и $\varepsilon_p = 10.7$ мэВ. Число квантовых ям (N_{QW}) не входит явным образом в выражения (10) и, таким образом, кривая на рис.3,а описывает зависимость n_{th}^{OCL} от n^{QW} для всех трёх рассмотренных структур – различие между структурами состоит лишь в положении начальных точек n_{min}^{QW} на этой кривой.

4. Пороговый ток

Плотность порогового тока j_{th} выражается в виде сумм плотностей токов спонтанной излучательной рекомбинации в ямах и волноводной области на пороге генерации:

$$j_{th} = j_{th}^{QW} + j_{th}^{OCL} = eN_{QW}B_{2D}n^{QW}p^{QW} + ebB_{3D}n_{th}^{OCL}p_{th}^{OCL}, \quad (15)$$

где e – заряд электрона; b – ширина волноводной области; $B_{2D} = 2.51 \times 10^{-4}$ см²/с, $B_{3D} = 2.04 \times 10^{-10}$ см³/с – коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в двумерной (квантовой яме) и в объёмной (волноводной) областях для рассматриваемой здесь лазерной структуры (выражения для B_{2D} и B_{3D} приведены в работе [19]).

Как видно из (15), j_{th}^{QW} определяется произведением числа квантовых ям и концентраций электронов и дырок в

каждой яме на пороге генерации. Зависимость произведения $n^{QW}p^{QW}$ от n^{QW} (напомним, что p^{QW} является функцией n^{QW} , см. (1) или (3)), т.е. от степени нарушения электронейтральности в яме, приведена на рис.4 для структур с одной, двумя и тремя ямами. Как видно из рис.4, произведение $n^{QW}p^{QW}$ резко возрастает как при малых, так и при больших значениях n^{QW} . Действительно, при малых n^{QW} (когда $n^{QW} \rightarrow n_{min}^{QW}$) концентрация дырок $p^{QW} \rightarrow \infty$ (рис.2) и, следовательно, произведение $n^{QW}p^{QW} \rightarrow \infty$. При бесконечном же возрастании n^{QW} концентрация дырок стремится к константе ($p^{QW} \rightarrow p_{min}^{QW}$, см. рис.2), т.е. снова $n^{QW}p^{QW} \rightarrow \infty$. Зависимость $n^{QW}p^{QW}$ от n^{QW} имеет локальный максимум между двумя локальными минимумами. Однако в структуре с одной ямой произведение $n^{QW}p^{QW}$ меняется незначительно при изменении концентрации электронов более чем на порядок – от 1.5×10^{11} до 2.2×10^{12} см⁻². С увеличением числа ям локальный максимум становится более выраженным, но его величина уменьшается.

Зависимость плотности тока рекомбинации в квантовых ямах j_{th}^{QW} от концентрации электронов в ямах на пороге генерации представлена на рис.5 для структур с одной, двумя и тремя ямами. Зависимость j_{th}^{QW} от n^{QW} в основном повторяет характер зависимости $n^{QW}p^{QW}$ от n^{QW} (рис.4). Единственное отличие состоит в том, что локальный максимум j_{th}^{QW} растет с увеличением числа ям, что обусловле-

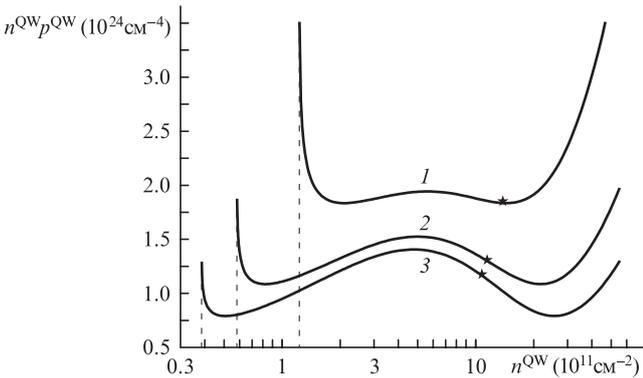


Рис.4. Зависимость произведения $n^{QW}p^{QW}$ от концентрации электронов в квантовой яме для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Звёздочками отмечены точки, соответствующие случаю $n^{QW} = p^{QW}$. Вертикальными штриховыми прямыми показаны значения n_{min}^{QW} (см. (4) или (9)).

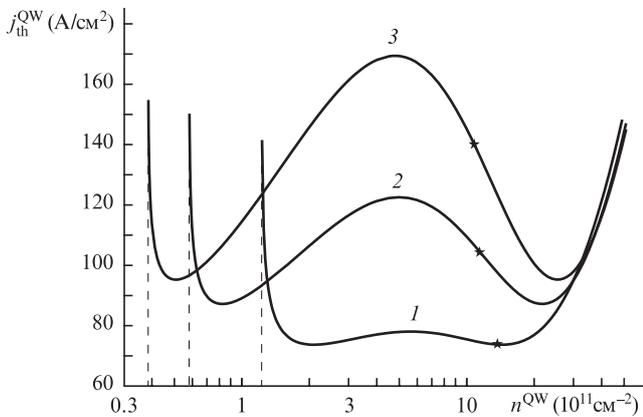


Рис.5. Зависимость плотности тока рекомбинации в квантовых ямах от концентрации электронов в яме на пороге генерации для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Звёздочками отмечены точки, соответствующие случаю $n^{QW} = p^{QW}$. Вертикальными штриховыми прямыми показаны значения n_{min}^{QW} .

но наличием множителя N_{QW} в выражении для j_{th}^{QW} (15). Из рис.5 следует, что в одноямной структуре плотность тока рекомбинации в яме на пороге генерации практически неизменна в широком диапазоне значений концентрации электронов, т.е. не зависит от наличия либо отсутствия электронейтральности в яме. Такая слабая зависимость j_{th}^{QW} объясняется компенсацией роста концентрации носителей одного знака одновременным падением концентрации носителей противоположного знака. В предельном случае очень сильного нарушения нейтральности, когда концентрация одного типа носителей приближается к своему минимальному значению, а концентрация носителей противоположного заряда сильно возрастает, имеет место существенный рост j_{th}^{QW} . В отличие от одноямной структуры, в структурах с двумя и особенно тремя ямами величина j_{th}^{QW} существенно более чувствительна к соотношению между концентрациями электронов и дырок в ямах. Как видно из рис.5, точка электронейтральности ($n^{QW} = p^{QW}$) находится на падающем участке кривой, т.е. j_{th}^{QW} понижается при переходе от небольшого положительного поверхностного заряда ямы ($p^{QW} - n^{QW}$) к отрицательному.

Для структур с одной, двумя и тремя ямами на рис.6 показана зависимость плотности тока рекомбинации в волноводной области j_{th}^{OCL} от концентрации электронов в ямах на пороге генерации. Видно, что во всех трёх структурах j_{th}^{OCL} мала и практически неизменна в широком интервале значений n^{QW} , который с ростом числа квантовых ям увеличивается. Укажем интервал значений n^{QW} , в пределах которого $j_{th}^{OCL} \leq 5$ А/см² и, таким образом, вклад тока рекомбинации в волноводной области в величину j_{th} (см. (15)) пренебрежимо мал: $2.3 \times 10^{11} - 1.3 \times 10^{12}$ см⁻² (структура с одной ямой), $1 \times 10^{11} - 1.9 \times 10^{12}$ см⁻² (структура с двумя ямами), $6 \times 10^{10} - 2.1 \times 10^{12}$ см⁻² (структура с тремя ямами).

В рамках нашей модели, как видно из (10) и (13), нарушение электронейтральности имеет место не только в квантовых ямах, но и в волноводной области. Малый вклад плотности тока рекомбинации в волноводной области в величину j_{th} позволяет пренебречь нарушением электронейтральности в ней при вышеприведённых концентрациях электронов в ямах. За пределами указанных интервалов концентраций имеет место резкое увеличение j_{th}^{OCL} , что связано с резким ростом концентрации свободных носителей одного типа в волноводной области. В случае такого очень сильного нарушения нейтральности в волноводной области потребуется самосогласованное рас-

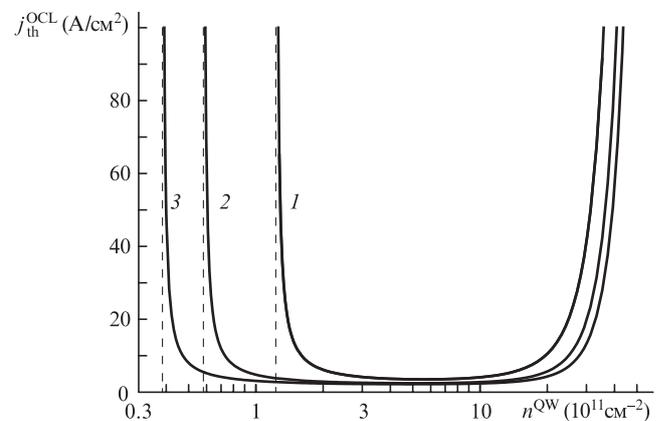


Рис.6. Плотность тока рекомбинации в волноводной области в зависимости от концентрации электронов в яме на пороге генерации для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Вертикальными штриховыми прямыми показаны значения n_{min}^{QW} .

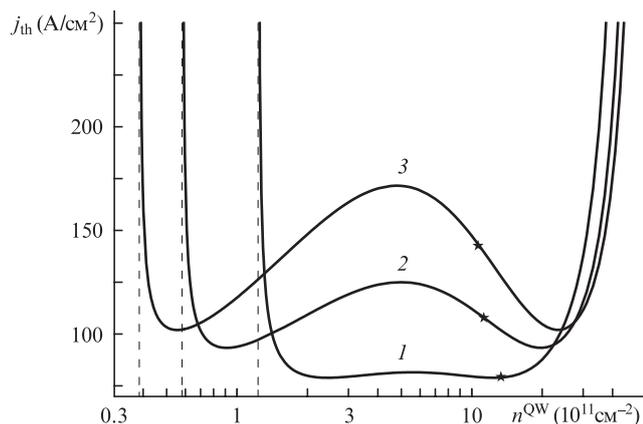


Рис.7. Зависимость плотности порогового тока от пороговой концентрации электронов в яме для структур с одной (1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Звёздочками отмечены точки, соответствующие случаю $n^{QW} = p^{QW}$. Вертикальными штриховыми прямыми показаны значения n_{\min}^{QW} .

смотрение задачи о пространственном профиле электрического поля (т. е. изгибе зон) в лазерной структуре, которое учитывает заряд как свободных носителей в этой области, так и двумерных носителей, локализованных в квантовых ямах, что выходит за пределы настоящей статьи.

Зависимость плотности порогового тока от пороговой концентрации электронов в ямах для структур с одной, двумя и тремя ямами представлена на рис.7. Видно, что в средней области значений n^{QW} зависимость $j_{th}(n^{QW})$ повторяет зависимость $j_{th}^{QW}(n^{QW})$ (рис.5); чем больше N_{QW} в этой области значений n^{QW} , тем выше j_{th} . Однако при низких и высоких значениях n^{QW} имеет место резкое возрастание j_{th} , обусловленное вкладом тока рекомбинации в волноводной области j_{th}^{OCL} ; чем больше N_{QW} при таких значениях n^{QW} , тем меньше j_{th} .

5. Заключение

Теоретически исследованы пороговые характеристики полупроводниковых лазеров при нарушении электронейтральности в квантовых ямах. Установлено, что в гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs ($\lambda = 1.044$ мкм) пороговые концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области малы в широком интервале значений концентрации электронов в ямах.

Показано, что нарушение электронейтральности в структурах на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs с одной ямой практически не сказывается на пороговом токе в широком интервале значений концентраций носителей в яме. В структурах же с двумя или тремя ямами нарушение электронейтральности проявляется значительно сильнее и может приводить как к уменьшению, так и к увеличению порогового тока.

Работа З.Н.Соколовой и И.С.Тарасова выполнена при частичной поддержке программы ОФН – III.7 и программы Президиума РАН №24. Л.В.Асрян благодарит Минобрнауки РФ (Соглашение №8518) за частичную поддержку настоящей работы.

1. Tsang W.T. *Appl. Phys. Lett.*, **40** (3), 217 (1982).
2. Алферов Ж.И., Васильев А.М., Иванов С.В., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Луценко М.Э., Мельцер Б.Я., Устинов В.М. *Письма в ЖТФ*, **14** (19), 1803 (1988).
3. Гарбузов Д.З., Овчинников А.В., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Халфин В.Б. *ФТП*, **25** (5), 928 (1991).
4. Zory P.S. Jr. (Ed.) *Quantum well lasers* (Boston: Academic Press Inc., 1993).
5. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (New York: John Wiley & Sons, 1995).
6. Елисеев П.Г., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **24** (12), 1067 (1997).
7. Безотосный В.В., Васильева В.В., Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Крохин О.Н., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Мурашова А.В., Налет Т.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Попов Ю.М., Слипченко С.О., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Шамахов В.В., Тарасов И.С. *ФТП*, **42** (3), 357 (2008).
8. Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Устинов В.М. *ФТП*, **28** (8), 1439 (1994).
9. Casey H.C., Panish M.V. *Heterostructure Lasers* (New York: Academic, 1978).
10. Asryan L.V., Suris R.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3** (2), 148 (1997).
11. Asryan L.V., Suris R.A. *Electron. Lett.*, **33** (22), 1871 (1997).
12. Asryan L.V., Suris R.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34** (5), 841 (1998).
13. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45** (11), 1553 (2011).
14. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **46** (8), 1067 (2012).
15. Vahala K.J., Zah C.E. *Appl. Phys. Lett.*, **52** (23), 1945 (1988).
16. Asryan L.V., Luryi S. *Appl. Phys. Lett.*, **83** (26), 5368 (2003).
17. Asryan L.V., Luryi S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (7), 833 (2004).
18. Krijn M.P.C.M. *Semicond. Sci. Technol.*, **6** (1), 27 (1991).
19. Асрян Л.В. *Квантовая электроника*, **35** (12), 1117 (2005).