

Выжигание пространственных дыр и стабильность спектра генерации многочастотного лазера с квантовыми точками

© А.В. Савельев*[†], В.В. Корнев*, М.В. Максимов*, А.Е. Жуков*⁺

* Санкт-Петербургский Академический университет —
научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195220 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 6 апреля 2015 г. Принята к печати 20 апреля 2015 г.)

Исследовано влияние выжигания пространственных дыр, вызванного неоднородным распределением интенсивности оптической моды вдоль полоска полупроводникового лазера с квантовыми точками, на стабильность многочастотного спектра излучения для случая большого однородного уширения оптического перехода квантовых точек. Выполнено сравнение результатов двух моделей — с учетом и без учета неоднородного распределения — относительно устойчивости спектра излучения к слабым вариациям спектральной зависимости потерь в резонаторе. Показано, что неоднородности распределения носителей заряда вдоль полоска (выжигание пространственных дыр) имеют ключевое значение в определении формы спектра и его стабильности.

1. Введение

Полупроводниковые лазеры с активной средой, содержащей квантовые точки (КТ), являются перспективными устройствами для целого ряда применений, включая оптическую передачу данных [1]. Особенно актуально использование уникального свойства таких лазеров, состоящего в возможности генерации широкого многочастотного спектра при умеренной мощности накачки (так называемый „лазер-гребенка“ или „comb laser“) [2]. Спектр может содержать десятки мод, при этом шум интенсивности каждой отдельной моды находится в пределах, достаточных для высокоскоростной передачи данных в рамках существующих стандартов связи [3]. Это позволяет выполнить на базе одного лазера систему передачи со скоростями порядка 50×10 Гбит/с. В то же время физические причины такого свойства лазеров с КТ остаются до конца невыясненными.

Особенностью лазера с КТ, работающего при комнатной температуре, является одинаковый порядок трех характерных энергетических параметров: однородного уширения оптического перехода квантовых точек ($\Gamma \sim 3\text{--}10$ мэВ [4]), неоднородного уширения ($\sigma \sim 20$ мэВ [2]) и ширины спектра лазерной генерации ($\Omega \sim 5\text{--}20$ мэВ [2]). В ряде случаев для приблизительного описания формы спектра и определения зависимости его ширины от выходной мощности применимы упрощенные подходы. Например, расчет в случае пренебрежения [5] или эффективного усреднения [6] влияния однородного уширения приводит к результатам, хорошо описывающим экспериментальную зависимость ширины спектра генерации от мощности. Однако при изучении таких лазерных характеристик, как фазовый

шум и шум интенсивности, однородное уширение играет ключевую роль. Так, изменение интенсивности или усиления на длине волны одной моды непосредственно влияет на большое число соседних мод ($\sim \Gamma/\Delta E_{\text{FP}} \sim 50$, где ΔE_{FP} — спектральное расстояние между модами), и, таким образом, их динамика оказывается тесно связанной.

Моделирование стационарных режимов работы лазера с учетом однородного уширения было опубликовано, например, в [7]. Стационарный режим работы является отправной точкой для расчета флуктуаций интенсивности лазерных мод, и его правильное определение в рамках адекватной модели необходимо для исследования шумовых характеристик лазера. В то же время подход [7], как нам кажется, обладает рядом принципиальных недостатков, в частности, найденные формы спектров не соответствуют наблюдаемым экспериментально и являются неустойчивыми по отношению к внешним воздействиям. Динамическая неустойчивость, связанная с однородным уширением, которая проявляется в медленной релаксации возмущений определенного типа, детально исследовалась в лазерах с квантовыми ямами [8]. Неустойчивость приводит к шуму интенсивности отдельных мод (relative intensity noise), на порядок большему, чем шум интегральной интенсивности.

В настоящей работе показано, что тот же механизм медленной релаксации возмущений определенного типа приводит и к статической неустойчивости (т.е. неустойчивости спектра по отношению к стационарным возмущениям). Рассматривается влияние пространственной неоднородности распределения интенсивности света вдоль полоска (выжигание пространственных дыр [9,10]) и его влияние на статическую устойчивость спектра лазерной генерации. Показано, что в лазерах с КТ одновременный учет однородного уширения и простран-

[†] E-mail: savelev@mail.ioffe.ru

ственной неоднородности позволяет получить устойчивые стационарные решения, которые могут являться отправной точкой для расчета шумовых характеристик лазера. Фундаментальным физическим основанием для рассмотрения пространственно неоднородной модели (ПНМ) является сильная локализация носителей заряда в квантовых точках, благодаря чему латеральный транспорт носителей сильно подавлен и возможна значительная пространственная неоднородность заполнения КТ.

В статье рассматривается полосковый лазер с квантовыми точками. В направлениях, перпендикулярных лазерному полю, рассматривается одна пространственная мода, что соответствует узкому одномодовому полю и стандартному одномодовому GaAs/AlGaAs лазерному волноводу. Для численных расчетов выбраны значения параметров, типичные для полупроводниковых лазеров на основе InAs/InGaAs/GaAs квантовых точек, излучающих вблизи 1.3 мкм. Также принят ряд приближений, не влияющих на вопросы стабильности а именно выбрана модель экситонного захвата носителей заряда в квантовые точки, рассматривается только основной уровень размерного квантования, не рассматривается зависимость темпа выброса носителей заряда из КТ от энергии локализации. В качестве статического возмущения рассматривается слабая спектральная зависимость потерь в виде $\alpha(\omega) = \alpha_0 + \delta\alpha(\omega)$, где второе слагаемое $\delta\alpha \ll \alpha_0$ играет роль возмущения. На практике такая зависимость может являться результатом интерференции от подложки, профилирования полоска [11] или случайных неоднородностей лазерной структуры. В следующей части статьи приведены основные уравнения модели. Отдельно описан случай, который не учитывает пространственную неоднородность. В последней части приводятся результаты численного моделирования и их обсуждение для случая неоднородного пространственного распределения.

2. Основные уравнения

В связи с разбросом размеров КТ оптический переход неоднородно уширен. В настоящей работе неоднородное уширение будет описываться нормированным распределением $\rho(\epsilon)$:

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{2\sigma^2}\right); \quad \epsilon = E - E_0, \quad (1)$$

где мы предположили распределение Гауссовым с дисперсией σ^2 , E — энергия оптического перехода КТ, E_0 — наиболее вероятное значение E . Однородное уширение характеризуется нормированной эффективностью $F(\delta\epsilon)$ взаимодействия КТ и фотона, разность энергий между которыми равна $\delta\epsilon$:

$$F(\delta\epsilon) = \frac{1}{1 + (\delta\epsilon/\Gamma)^2}. \quad (2)$$

В рамках развиваемой пространственно неоднородной модели, чтобы учесть пространственную неоднород-

ность, необходимо считать, что заполнение основного уровня квантовых точек $f(\epsilon, x)$ (вероятность обнаружить электронно-дырочную пару) зависит от координаты вдоль лазерного резонатора $x \in [0 \dots L]$, где L — длина полоска. Введем нормированное распределение интенсивности поля $\Phi(n, x)$ продольной лазерной моды с номером n по координате:

$$\Phi(n, x) = 1 + \cos(2nk_1x), \quad k_1 = \frac{\pi}{L};$$

$$E_n = n\Delta E_{\text{FP}}, \quad \Delta E_{\text{FP}} = \hbar k_1 c / n_{\text{eff}}, \quad (3)$$

где E_n — энергия фотонов моды n , n_{eff} — эффективный показатель преломления лазерного волновода, c — скорость света в вакууме.

С учетом введенных величин модальное усиление для n -й моды $G_n \equiv G(E_n)$ (с^{-1}) и темп спонтанного излучения $R_{\text{sp},n}$ в n -ю моду можно записать в виде суммы этих величин по всем квантовым точкам в лазере:

$$G_n = R_1 N_{\text{QD}} \int d\epsilon \frac{dx}{L} \rho(\epsilon) F(\epsilon - \epsilon_n) \Phi(n, x) (2f(\epsilon, x) - 1),$$

$$R_{\text{sp},n} = R_1 N_{\text{QD}} \int d\epsilon \frac{dx}{L} \rho(\epsilon) F(\epsilon - \epsilon_n) \Phi(n, x) f(\epsilon, x),$$

$$\epsilon_n = E_n - E_0, \quad (4)$$

где N_{QD} — полное количество квантовых точек в лазере (соотношения между темпом спонтанного и вынужденного излучения см., например, в [12], гл. 15). Величина R_1 равна среднему по координате модальному усилению, создаваемому одной КТ, находящейся в резонансе с лазерной модой, и определяется простым выражением [6]:

$$R_1 = \frac{2}{\hbar\Gamma} \left\langle |\langle f | \hat{p} \hat{E}_1(x) | i \rangle|^2 \right\rangle_x,$$

где используется усредненный квадрат модуля матричного элемента гамильтониана взаимодействия КТ и поля в дипольном приближении для перехода, связанного с поглощением одного фотона, \hat{p} — оператор дипольного момента оптического перехода в КТ, $\hat{E}_1(x)$ — оператор электрического поля одиночного фотона в местоположении КТ. Слабой зависимостью R_1 от ϵ_n [13] в (4) мы пренебрежем.

Из уравнения (4) можно выразить максимальное усиление

$$G_{\text{max}} = N_{\text{QD}} R_1 \int d\epsilon \rho(\epsilon) F(\epsilon) \approx N_{\text{QD}} R_1 \rho(0) \pi \Gamma. \quad (5)$$

Поскольку G_{max} обычно известно из экспериментальных данных, это выражение можно использовать для оценки величины R_1 .

Динамика заселенности КТ определяется уравнением

$$\frac{d}{dt} f(\epsilon, x) = g_c (1 - f(\epsilon, x)) - (g_e(\epsilon) + g_r) f(\epsilon, x) - (2f(\epsilon, x) - 1) R_1 \tilde{S}(\epsilon, x), \quad (6)$$

где g_c , g_e , g_r — темпы захвата в пустую КТ, выброса носителей из КТ и спонтанной рекомбинации соответственно, $\tilde{S}(\epsilon, x)$ — эффективное число фотонов, с

которым взаимодействует КТ:

$$\tilde{S}(\epsilon, x) = \sum_n F(\epsilon - \epsilon_n) \Phi(n, x) S_n, \quad (7)$$

где S_n — число фотонов в n -й моде поля. Динамика электромагнитного поля определяется скоростными уравнениями для S_n :

$$\frac{d}{dt} S_n = (G_n - \alpha(\epsilon_n)) S_n + R_{sp,n}, \quad (8)$$

где $\alpha(\epsilon)$ — величина модальных потерь (затухание). Величина выходной мощности лазера P определяется суммой по всем модам:

$$P = \sum_n \alpha_{out}(\epsilon_n) S_n, \quad (9)$$

где $\alpha_{out}(\epsilon_n)$ — потери на выход излучения из резонатора.

В дальнейшем нами будет рассмотрен лазерный полосок размером 5×1000 мкм, содержащий 5 слоев КТ в активной области с плотностью $5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ на слой. Параметры квантовых точек выбраны в соответствии с [5], а именно максимальное линейное усиление равно $G_{max} n_{eff}/c = 6$ см $^{-1}$ на слой (см. (5)), темп выброса носителей $g_e = 200$ нс $^{-1}$, темп излучательной рекомбинации $g_r = 1$ нс $^{-1}$, центральная энергия основного оптического перехода 1000 мэВ, неоднородное уширение $\sigma = 17.5$ мэВ, однородное уширение $\Gamma = 5$ мэВ. Указанный темп выбросов соответствует температуре вблизи комнатной. Численные значения ключевых параметров модели будут $G_{max} = 273$ нс $^{-1}$, $\Delta E_{FP} = 0.18$ мэВ, полные потери равны $\alpha_0 = 123$ нс $^{-1}$ (соответствует 13.5 см $^{-1}$) и одинаковы для всех мод. Если не указано иное, будут приведены результаты моделирования для выходной мощности около 100 мВт, чему соответствует $g_c = 4.55 g_e$.

3. Пространственно однородная модель

Если не учитывать пространственной неоднородности, т.е. считать величины f и \tilde{S} функциями только от ϵ , то уравнения (4) можно записать как

$$G_n = R_1 N_{QD} \int d\epsilon \rho(\epsilon) F(\epsilon - \epsilon_n) (2f(\epsilon) - 1),$$

$$R_{sp,n} = R_1 N_{QD} \int d\epsilon \rho(\epsilon) F(\epsilon - \epsilon_n) f(\epsilon). \quad (10)$$

В такой пространственно однородной модели (ПОМ) уравнения (6), (8) останутся неизменными, если определить $\tilde{S}(\epsilon)$ как

$$\tilde{S}(\epsilon) = \sum_n F(\epsilon - \epsilon_n) S_n. \quad (11)$$

Рассмотрим важную особенность пространственно однородной модели, связанную с релаксацией флуктуаций S_n , которые сохраняют полное число фотонов. Именно такие флуктуации приводят к повышенному шуму интенсивности отдельных мод [8]. Обозначим стационарное решение уравнений (6), (8)–(10) как S_{n0} , $f_0(\epsilon)$. В адиабатическом приближении (характерные времена больше 10^{-10} с) можно считать, что $f(t)$ соответствует стационарному значению для текущей интенсивности света, и записать для $\Delta S_n(t) = S_n(t) - S_{n0}$:

$$\frac{d\Delta S_n(t)}{dt} = \Delta G(\epsilon_n) S_n(t), \quad (12)$$

где $\Delta G(\epsilon_n)$ — изменение усиления n -й моды, связанное с изменением интенсивности лазерного излучения.

Пусть интенсивность света изменилась только для одной моды: $\Delta S_k = -1$. Вследствие однородного уширения, это приведет к изменению $\tilde{S}(\epsilon)$ в спектральной области $|\epsilon - \epsilon_k| \sim \Gamma$, что ведет к изменению $f(\epsilon)$ в этой спектральной области, в соответствии с (6) и, следовательно, к изменению усиления, которое мы обозначим как $\Delta G_k^{+,h}(\epsilon)$ (индекс h означает, что рассматривается пространственно однородная модель). Данный механизм известен как компрессия усиления. Характерное время релаксации флуктуации $\Delta S_k = -1$ можно оценить из (12) как $t_r^{-1} \sim \Delta G_k^{+,h}(\epsilon_k) S_{k0}$.

Рассмотрим далее отклонение от равновесия, которое сохраняет число фотонов. На рис. 1, *b* схематически показано распределение по энергиям изменения модального усиления $\Delta G_k^{+,h}(\epsilon)$, связанного с уменьшением на 1 числа фотонов в k -й моде $\Delta S_k = -1$, а также изменения $\Delta G_k^{-,h}(\epsilon)$, связанного с увеличением на 1 числа фотонов в соседней $k + 1$ -й моде $\Delta S_{k+1} = 1$.

В силу малой разницы ϵ_k и ϵ_{k+1} по сравнению с Γ и шириной спектра генерации, совокупное изменение усиления в этом случае можно записать как

$$\Delta G^{\Sigma,h}(\epsilon) = \Delta G_k^{+,h}(\epsilon) + \Delta G_{k+1}^{-,h}(\epsilon)$$

$$\approx \Delta G_k^{+,h}(\epsilon) - \Delta G_k^{+,h}(\epsilon - \Delta E_{FP}). \quad (13)$$

Если ϵ_k находится вблизи центра лазерной генерации $\Delta G_k^{+,h}(\epsilon)$ имеет экстремум при ϵ_k и $\Delta G_k^{+,h}(\epsilon_k)'' \sim \sim \Delta G_k^{+,h}(\epsilon_k)/\Gamma^2$. Учитывая это, из предыдущего выражения следует

$$\Delta G_k^{\Sigma,h}(\epsilon_k) \sim \left(\frac{\Delta E_{FP}}{\Gamma} \right)^2 \Delta G_k^{+,h}(\epsilon_k),$$

т.е. изменения усиления $\Delta G^{+,h}$ и $\Delta G^{-,h}$ при $\epsilon = \epsilon_{k,k+1}$ компенсируют друг друга с точностью до $(\Delta E_{FP}/\Gamma)^2 \sim 10^{-3}$. Тогда из (12) следует, что время релаксации рассмотренной флуктуации ΔS_k на 3 порядка больше времени релаксации флуктуации мощности t_r и лежит в области микросекунд. Таким образом, в ПОМ некоторые флуктуации (сохраняющие полное число фотонов) соответствуют почти безразличному равновесию, характеризуются медленным темпом релаксации и, следовательно, решение чувствительно

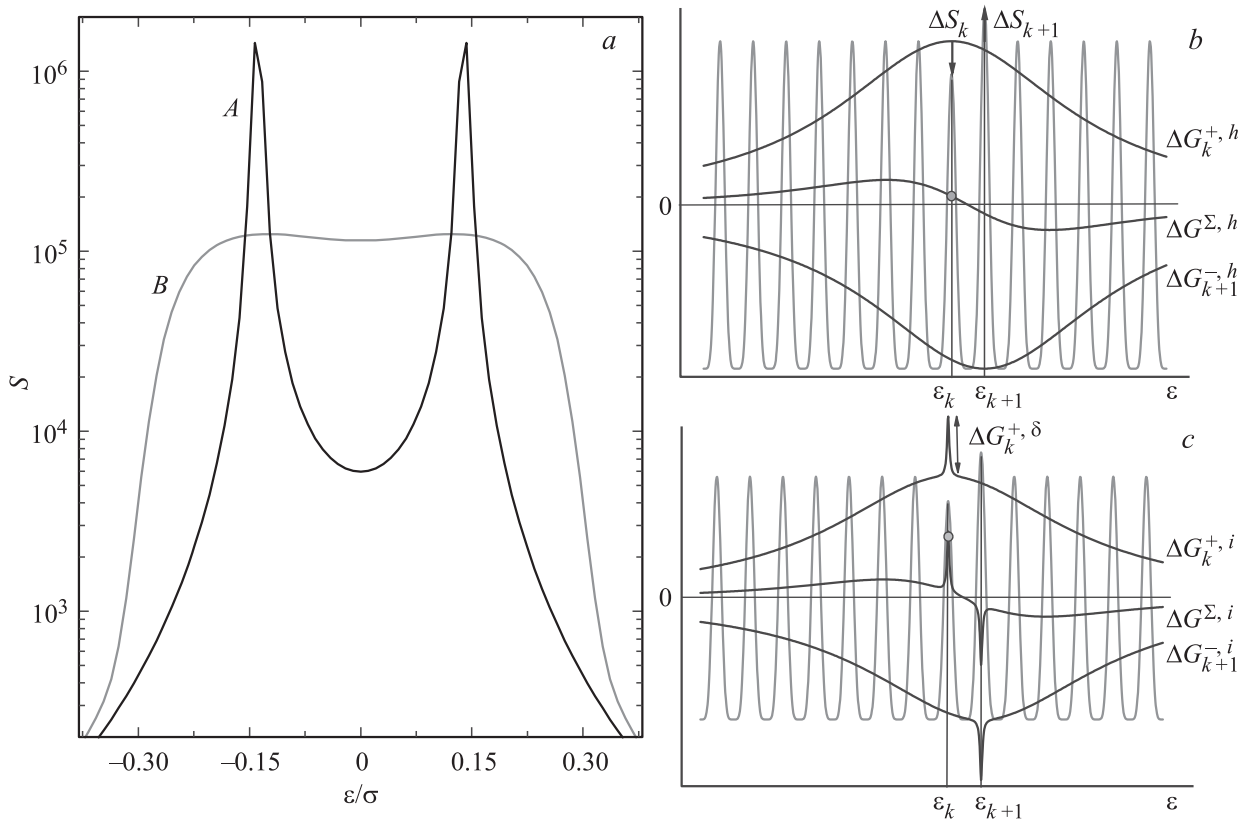


Рис. 1. *a* — спектр излучения лазера в пространственно однородной модели (*A*) и пространственно неоднородной модели (*B*). *b* — схема отклонения от равновесия, когда соседние моды изменяют интенсивности на ± 1 . Линиями показаны изменения модального усиления за счет компрессии усиления в пространственно однородной модели. Видно, что добавки к усилению почти полностью компенсируют друг друга. *c* — то же, что и (*b*), но для пространственно неоднородной модели. Пояснения в тексте.

к малым внешним воздействиям. Эти рассуждения также объясняют, почему интенсивность некоторой выделенной моды может испытывать значительные временные флуктуации, тогда как полная интенсивность всех лазерных мод остается стабильной.

На рис. 1, *a* приведены результаты моделирования спектра лазерной генерации без учета выжигания пространственных дыр (ПОМ, спектр *A*), а также с учетом (ПНМ, спектр *B*). Видно, что форма спектров сильно различается. Спектр *B* характеризуется широким плато с почти равномерным распределением интенсивности, что в целом соответствует экспериментальным наблюдениям [14]. Спектр *A* характеризуется двумя узкими пиками, расстояние между которыми приблизительно равно Γ . Интенсивность в каждом пике на 2 порядка больше интенсивности мод посередине между пиками и преимущественно распределена между всего двумя модами Фабри–Перо. Подчеркнем, что, несмотря на такое сильное различие спектров, выходная мощность излучения в обоих случаях одинакова.

На рис. 2 показаны зависимости от времени после включения τ нормированной выходной мощности P/P_0 , где P_0 — стационарная мощность, а также величины $S_{\max}/S(\epsilon = 0)$, где S_{\max} есть максимальное значение среди всех S_n . Выходная мощность стабилизируется за

время порядка $\tau \sim 10^4/G_{\max}$ (см. линию *B* на рис. 2), т.е. за время порядка нескольких наносекунд, тогда как модовое распределение — за время порядка $5 \cdot 10^6/G_{\max}$. Спектр излучения, полученный в рамках ПОМ в момент времени ($\tau G_{\max} = 2000$), т.е. задолго до прихода системы к равновесию, показан на вставке к рис. 2, кривая *I*. Видно, что это распределение похоже на решение в модели с выжиганием пространственных дыр (рис. 1, кривая *B*). Отличие кривой *I* (см. вставку к рис. 2) от стационарного решения ПОМ характеризуется $\sum \Delta S_n = 0$. Как было показано выше, такие отклонения имеют большие времена релаксации. В нашем случае время затухания таких отклонений на 3 порядка больше времени установления мощности и составляет $\tau \sim 10^7/G_{\max}$. Эволюция распределения S_n с ростом τ показана на вставке к рис. 2 ($\tau G_{\max} = 2 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^5$ для кривой 2 и 3 соответственно).

Отметим, что наши результаты моделирования формы спектра для ПОМ отличаются от ранее опубликованных, например [7], где пространственно однородная модель не приводит к столь выраженному провалу интенсивности в центре спектра генерации. Помимо различий в параметрах лазера, это может быть связано с отмеченной выше особенностью ПОМ, заключающейся в медленной релаксации. В результате стабилизация полной выходной

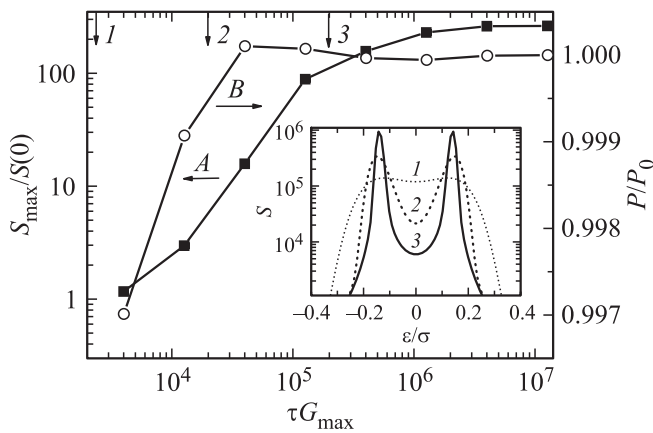


Рис. 2. Зависимость параметров спектра от нормированного времени τG_{\max} после включения лазера в однородной модели: черные квадраты — отношение максимальной интенсивности S_{\max} к интенсивности при $\epsilon = 0$, открытые круги — полная выходная мощность, нормированная на равновесное значение. На вставке — спектры излучения в моменты $\tau G_{\max} = 2 \cdot 10^3$ (1), $2 \cdot 10^4$ (2), $2 \cdot 10^5$ (3). Эти моменты времени показаны стрелками на верхней оси.

мощности лазера, что, как правило, рассматривается как критерий достижения стационарного режима в используемых итерационных методах решения, не обеспечивает, однако, достижения стационарного распределения интенсивности между отдельными модами. Таким образом, можно отметить, что, во-первых, остановка моделирования по критерию стабилизации мощности не приводит к решению пространственно однородной модели. Во-вторых, медленная (логарифмическая) сходимость решения подтверждает качественный анализ об отклонениях типа $\sum \Delta S_n = 0$ от почти безразличного положения равновесия.

4. Результаты и обсуждение для пространственно неоднородной модели

Рассмотрим спектральную зависимость изменения усиления, связанного с изменением числа фотонов $\Delta S_k = -1$ в пространственно неоднородной модели. Для этого заметим, что эффективная плотность фотонов $\tilde{S}(\epsilon, x)$ (7) изменится как $\Delta \tilde{S}(\epsilon, x) = -F(\epsilon - \epsilon_k)\Phi(k, x)$. Тогда из (4) можно оценить изменение усиления $\Delta G_k^{+,i}(\epsilon_n)$ (индекс i выбран для пространственно неоднородной модели) для моды с номером n :

$$\Delta G_k^{+,i}(\epsilon_n) \approx -2R_1 N_{\text{QD}} \int d\epsilon A(\epsilon) \int_0^L \frac{dx}{L} \Phi_n(x)\Phi_k(x), \quad (14)$$

$$A(\epsilon) = \rho(\epsilon)F(\epsilon_n - \epsilon)F(\epsilon_k - \epsilon) \frac{\partial f}{\partial S}, \quad (15)$$

где мы пренебрегли слабой зависимостью $\partial f / \partial S$ от x . Учитывая, что интеграл по x в выражении (14) равен

$1 + (1/2)\delta_{kn}$, можно далее записать:

$$\Delta G_k^{+,i}(\epsilon_n) \approx \Delta G_k^{+,h}(\epsilon_n) + \delta_{kn}\Delta G_k^{+,\delta}, \quad (16)$$

$$\Delta G_k^{+,h}(\epsilon_n) = -2R_1 N_{\text{QD}} \int d\epsilon A(\epsilon), \quad (17)$$

$$\Delta G_k^{+,\delta} = -R_1 N_{\text{QD}} \int d\epsilon \rho(\epsilon) F^2(\epsilon - \epsilon_k) \frac{\partial f}{\partial S}. \quad (18)$$

Первое слагаемое $\Delta G_k^{+,h}(\epsilon_n)$ такое же, как и в однородной модели, и плавно зависит от ϵ , в то время как второе слагаемое $\delta_{kn}\Delta G_k^{+,\delta}$ отлично от нуля только для $k = n$. Эти слагаемые имеют один порядок величины, а наличие δ -символа не приведет к сокращению вкладов от $\Delta G_k^{+,i}$ и $\Delta G_{k+1}^{-,i}$, как это было в ПОМ (13). Схема спектральных зависимостей изменения усиления приведена на рис. 1, с. В итоге пространственно неоднородная модель лишена особенностей, связанных с медленной релаксацией: мощность и форма спектра становятся стационарными при сравнимых значениях τ порядка нескольких наносекунд.

Для более наглядной иллюстрации разницы ПНМ и ПОМ мы исследовали влияние небольших статических возмущений на изменение формы спектра лазерного излучения. Очевидно, что в случае безразличного положения равновесия небольшое внешнее воздействие будет приводить к значительному изменению стационарного состояния. Рассмотрим малую добавку к потерям α , которая зависит от энергии фотона $\delta\alpha(\epsilon)$, $\delta\alpha \ll \alpha_0$. Результаты моделирования в этом случае показаны на рис. 3. На графиках *a* и *c* показаны решения для ПОМ и ПНМ соответственно. Рассмотрен случай, когда для одной моды ($\epsilon \approx 0.04\sigma$) потери меньше на величину $\delta\alpha = 10^{-2}\alpha_0$ относительно уровня потерь α_0 остальных мод.

В случае ПНМ это приводит к увеличению интенсивности выбранной моды, при этом остальная часть спектра остается практически неизменной. В случае пространственно однородной модели, как и следовало ожидать, спектр сильно меняется. На выбранной длине волны возникает интенсивная линия излучения. За счет компрессии усиления исходная линия $\epsilon = 0.14\sigma$ оказывается полностью подавленной, в то время как линия $\epsilon = -0.14\sigma$ смещается влево и значительно уменьшает свою интенсивность.

Аналогичное поведение демонстрируют решения ПОМ и ПНМ в случае гармонически модулированных потерь ($\delta\alpha = 10^{-3}\alpha_0 \cos(\epsilon/\epsilon_1)$, $\epsilon_1 = 0.02\sigma$), показанные на графиках *b*, *d* на рис. 3 соответственно. Решение пространственно однородной модели разбивается на набор узких линий, спектрально расположенных в минимумах $\alpha(\epsilon)$, тогда как в случае ПНМ спектральная модуляция интенсивности лазерного излучения составляет для рассматриваемого случая всего 2–3 раза.

Принципиальным отличием моделей, которые обуславливают устойчивость спектра генерации в случае ПНМ, является отсутствие в них жесткой связи между модальными усилениями на соседних длинах волн G_n , G_{n+1} . В ПОМ G_n определяется сверткой с плавной

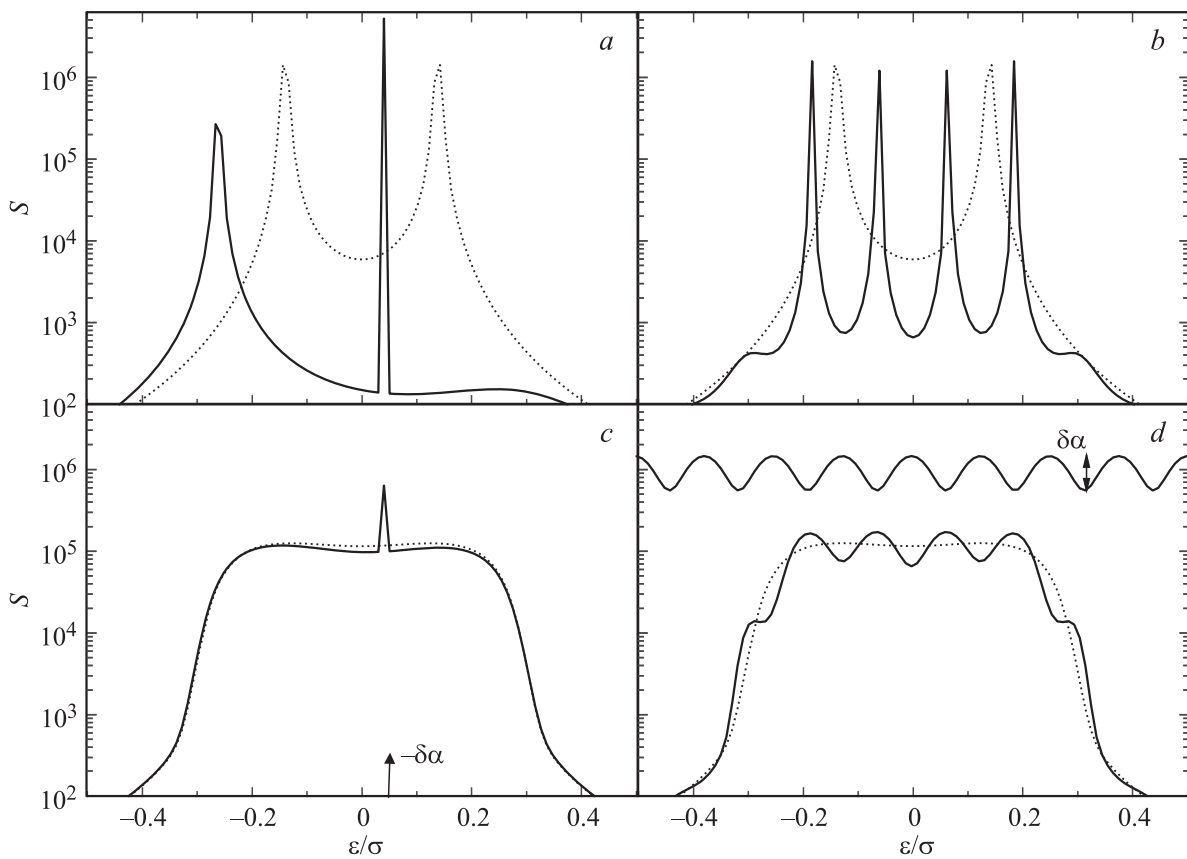


Рис. 3. Спектры лазерной генерации в пространственно однородной модели (a), (b) и пространственно неоднородной модели (c), (d), для случаев уменьшения потерь для одной моды (a), (c) и гармонической модуляции потерь (b), (d). Пунктирными линиями показаны решения при постоянных потерях.

функцией $F(\epsilon)$ и не может сильно отличаться для мод, у которых $\Delta\epsilon < \Gamma$. В то же время в ПНМ различное усиление соседних мод в случае введенной флуктуации

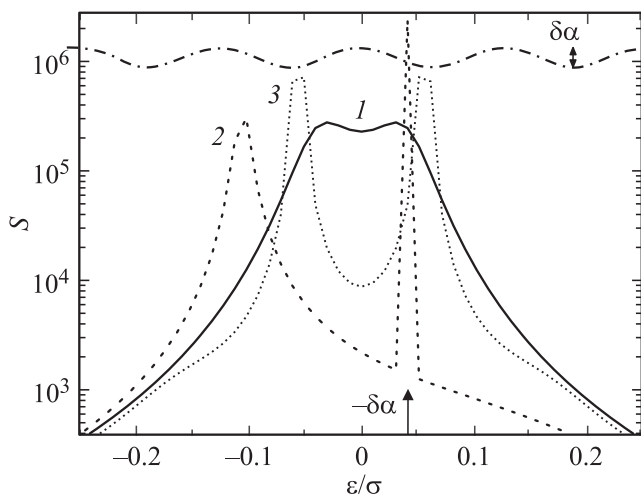


Рис. 4. Спектры лазерной генерации в пространственно однородной модели (выходная мощность 50 мВт) в случае спектрально-однородных потерь (1), уменьшенных потерь для одной моды (2), гармонически модулированных потерь (3).

$\delta\alpha$ достигается за счет неравномерного распределения носителей $f(\epsilon, x)$ в пространстве, которое может иметь различное перекрытие с профилем мод $\Phi_n(x)$ и $\Phi_{n+1}(x)$. Возникшие изменения ΔG в этом случае компенсируют $\delta\alpha$, обуславливая слабые изменения интенсивности мод.

Неустойчивость решения ПОМ не связана непосредственно с формой спектра лазерной генерации. Для иллюстрации на рис. 4 приведено решение ПОМ при меньшей выходной мощности 50 мВт ($g_c = 3.75g_e$). Такая мощность в случае ПОМ недостаточно высока для формирования спектра с двумя выраженными пиками, но достаточно большая для заметного уширения спектра. Кривая 1 соответствует стационарному решению ($\delta\alpha = 0$), кривые 2 и 3 показывают видоизменение этого решения в случае дискретного ($\delta\alpha_{n1} = -10^{-3}\alpha_0$) (2) и в случае гармонического возмущения с амплитудой $10^{-4}\alpha_0$. Видно, что характер поведения решений ПОМ в этом случае тот же, что и на рис. 3.

5. Заключение

Были рассмотрены две модели формирования стационарных спектров генерации лазеров с квантовыми точками: с учетом выжигания пространственных дыр (пространственно неоднородная модель) и без него

(пространственно однородная модель). Показано, что пренебрежение неоднородным пространственным распределением носителей приводит к спектрам, которые не соответствуют типично наблюдаемым в эксперименте. В результате исследования устойчивости решений по отношению к малым спектральным возмущениям потерь в лазере сделан вывод, что выжигание пространственных дыр обуславливает стабильность спектра лазерной генерации, что является важным для интерпретации экспериментальных данных и практических применений лазеров с КТ. Поскольку возможность существенной неоднородности распределения носителей связана с их локализацией в пространственно изолированных квантовых точках, можно сделать вывод, что именно эта особенность структур с КТ является первопричиной уникальных свойств их лазерной генерации: стабильности многомодового спектра и низких шумов отдельных мод.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-42-00006). Один из авторов (В.В. Коренев) благодарен за индивидуальную поддержку фонду некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш. ФТП, **46** (10), 1249 (2012).
- [2] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, A. Zhukov. Optics Lett., **32** (7), 793 (2007).
- [3] A. Gubenko, D. Livshits, I. Krestnikov, S. Mikhlin, A. Kovsh, L. West, C. Bornholdt, N. Grote, A. Zhukov. Electron. Lett., **43**, 1430 (2007).
- [4] I. Favero, G. Cassabois, R. Ferreira, D. Darson, C. Voisin, J. Tignon, C. Delalande, G. Bastard, Ph. Roussignol, J.M. Gerard. Phys. Rev. B, **68**, 233 301 (2003).
- [5] В.В. Коренев, А.В. Савельев, А.Е. Жуков, А.В. Омельченко, М.В. Максимов. ФТП, **46** (5), 701 (2012).
- [6] А.В. Савельев, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. ФТП, **45** (2), 245 (2011).
- [7] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, A. Sakamoto. Phys. Rev. B, **61**, 7595 (2000).
- [8] G.P. Agrawal. Phys. Rev. A, **37**, 2488 (1988).
- [9] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron, **36** (10), 1151 (2000).
- [10] Li Jiang, L.V. Asryan. Nanotechnology, **19**, 415 204 (2008).
- [11] S. O'Brien et al. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **17** (6), 1621 (2011).
- [12] Л. Мандель, Э. Вольф. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (М., Физматлит, 2000).
- [13] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol. **11**, 554 (1996).
- [14] G.L. Wojcik, D. Yin, A.R. Kovsh, A.E. Gubenko, I.L. Krestnikov, S.S. Mikhlin, D.A. Livshits, D.A. Fattal, M. Fiorentino, R.G. Beausoleil. Proc. SPIE, **7230**, 72300M (2009).

Редактор А.Н. Смирнов

Spatial hole burning and lasing comb spectrum robustness in the quantum dot laser

A.V. Savelyev^{*+}, V.V. Korenev^{*}, M.V. Maximov^{*•}, A.E. Zhukov^{*+}

^{*} St. Petersburg Academic University —
Nanotechnology Research and Education Centre,
194021 St. Petersburg, Russia

⁺ St. Petersburg State Politechnical University,
195220 St. Petersburg, Russia

[•] Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The nonhomogeneous space distribution of light along the ridge of quantum dot laser has been studied theoretically. It results in spatial hole burning and affects stability issues of comb spectrum emission in the case of light homogeneous broadening of quantum dot optical transition. Robustness with respect to small spectral variation of losses has been compared for two models — with and without spatial hole burning. Nonhomogeneous distribution of light/charge carriers along laser axis has been proved to be of key importance for spectrum shape and stability.