

Температурная и токовая зависимости ширины спектра генерации в лазерах на квантовых точках

© А.В. Савельев^{*,+,†}, И.И. Новиков[×], М.В. Максимов^{*,+,×}, Ю.М. Шерняков^{+,×}, А.Е. Жуков^{*,+,×}

^{*} Физико-технологический университет Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

[†] Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 7 мая 2009 г. Принята к печати 15 мая 2009 г.)

Экспериментально исследованы зависимости ширины спектра лазерной генерации от температуры и выходной мощности в лазерах на основе массивов самоорганизующихся квантовых точек InAs/InGaAs. Проведен теоретический анализ и моделирование полученных экспериментальных результатов и показана возможность адекватного аналитического описания зависимостей ширины линии генерации от мощности и температуры на основе развитой модели. Показано, что основным фактором, приводящим к уширению спектра генерации с уменьшением температуры, является насыщение усиления лазерной генерации в квантовых точках за счет увеличения средних времен выброса и захвата носителей.

PACS: 78.45.+h, 78.67.Hc, 42.55.Px, 42.60.Lh

Для различных задач оптоэлектроники, включая оптическую передачу информации, оптическую томографию, требуется эффективный полупроводниковый лазер, обладающий широким спектром излучения в диапазоне длин волн 1.2–1.35 мкм, отвечающим окну прозрачности стандартного оптического волокна, а также кремния и кремний–германиевых волноводов. Лазеры на основе квантовых точек InGaAs/GaAs, сформированных методом самоорганизации, позволяют перекрыть интересный диапазон длин волн [1] и получить уже при малых плотностях тока инжекции спектр лазерной генерации шириной до 75 нм [2] при комнатной температуре. В то же время теоретические подходы к описанию динамики ширины спектра генерации с изменением тока накачки и температуры развиты слабо [2,3]. Можно отметить работу [4], описывающую переход от одномодовой к многомодовой генерации мод Фабри–Перо, а также исследования широких спектров генерации, проведенные в работе [5] численными методами. Однако предложенное численное решение проблемы из-за большого количества параметров задачи не позволяет выделить ключевые из них и создать ясную качественную картину явления. Недавно нами был сформулирован полуэмпирический подход, позволяющий получить простое аналитическое выражение для ширины спектра лазерной генерации в зависимости от температуры и тока накачки [6]. В этой работе мы представляем результаты экспериментального исследования эволюции спектров лазерной генерации инжекционных лазеров на квантовых точках (КТ) с изменением тока накачки и температуры, а также их сравнение с результатами теоретического моделирования на основе предложенной ранее модели [6]. Показано, что уширение спектра лазерной генерации определяется в основном насыщением усиления лазерной генерации

в квантовых точках, и рассмотрен универсальный параметр, характеризующий этот процесс.

Для проведения экспериментальных исследований была выбрана лазерная гетероструктура, выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложке GaAs. В качестве активной области структура содержала 5 слоев InAs/GaAs-КТ, сформированных с использованием метода активированного распада раствора InGaAs [7]. В качестве *p*-эмиттера был использован слой Al_{0,75}Ga_{0,25}As толщиной 1.2 мкм, а в качестве *n*-эмиттера — сверхрешетка [(200 нм Al_{0,75}Ga_{0,25}As)/(20 нм GaAs)] × 7. Лазерные диоды изготавливались в полосковой геометрии с шириной полоска 100 мкм. Далее образцы припаивались на медный теплоотвод эпитаксиальными слоями при помощи индиевого припоя. Лазерные характеристики исследовались при накачке импульсным током (длительность импульса 300 нс, частота повторения 1 кГц). Были проведены измерения эволюции спектров лазерной генерации для образца с длиной резонатора 1.9 мм в зависимости от тока накачки и температуры в широком диапазоне температур (см. рис. 1 и 2). Ширина спектра лазерной генерации при различных температурах и токе накачки приведена на рис. 3. Под шириной спектра лазерной генерации понимается полная спектральная ширина на половине высоты кривой, огибающей все множество продольных мод спектра лазерной генерации. Сразу обращает на себя внимание тот факт, что ширина спектров лазерной генерации при комнатной температуре заметно меньше, чем при более низких температурах. Далее будут кратко изложены основные положения теоретического подхода [6], проведено моделирование и анализ полученных результатов, которые позволяют качественно и количественно объяснить такое поведение, а также выделить ключевые параметры, ответственные за уширение спектра лазерной генерации. В данной работе

[†] E-mail: savelev@mail.ioffe.ru

моделируется лазерная генерация только через основное состояние квантовых точек, что адекватно представленным экспериментальным данным. Совместная лазерная генерация через основное и возбужденные состояния в КТ, которая возникает в ряде структур при высоких токах накачки, будет рассмотрена отдельно.

Важной особенностью квантовых точек является ограниченная скорость релаксации носителей заряда в КТ из матрицы, что ограничивает максимальную оптическую мощность лазера [8] и приводит к насыщению усиления лазерной генерации по мере повышения выходной мощности. В стационарном режиме работы усиление в спектральной области лазерной генерации должно быть равно оптическим потерям. Следовательно, создаются условия для включения в процесс генерации

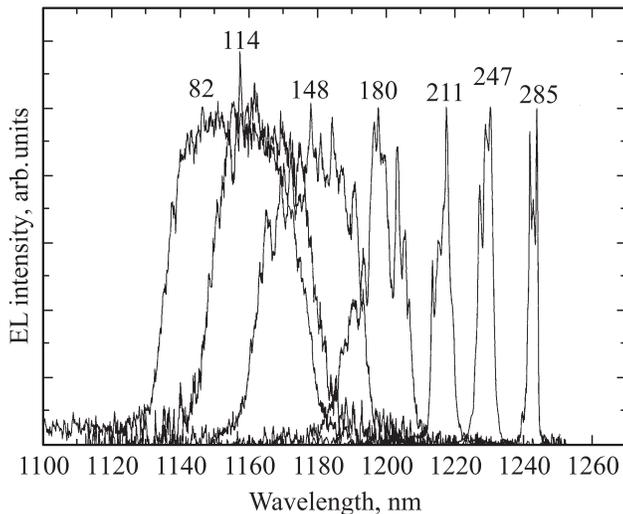


Рис. 1. Спектры лазерной генерации при различных температурах (указаны в градусах Кельвина на графике) и токе накачки $I \approx 1.2$ А.

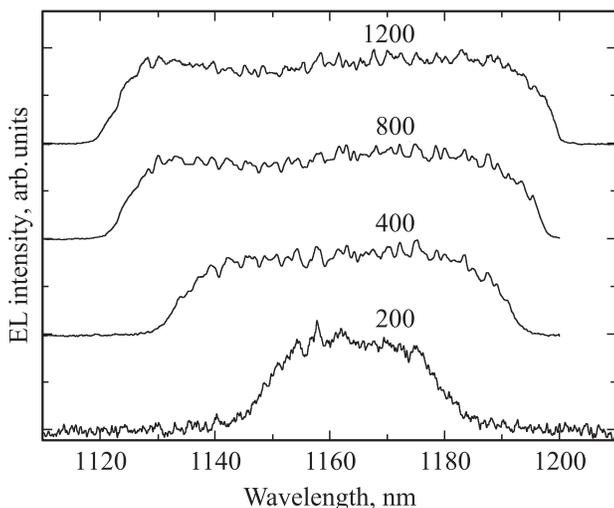


Рис. 2. Спектры лазерной генерации при различных значениях тока накачки (указаны в мА на графике) и температуре $T = 115$ К.

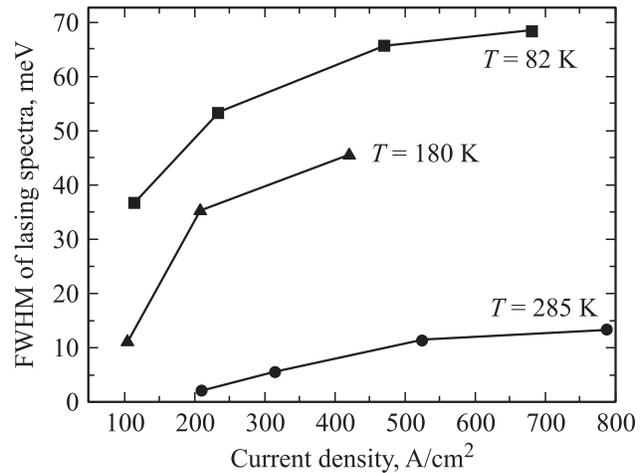


Рис. 3. Ширина спектра лазерной генерации в зависимости от тока накачки при различных температурах.

света большего количества квантовых точек, и в этом случае эффекты насыщения усиления, или „выгорания спектральных дыр“, становятся меньше для каждой КТ, вовлеченной в лазерную генерацию. Таким образом, по мере увеличения выходной мощности в генерацию включаются новые КТ, что приводит к уширению спектра усиления лазерной генерации в силу наличия распределения КТ по размерам и энергиям оптического перехода. Для количественного анализа этого явления необходимо рассмотреть спектр усиления в лазере и определить влияние на него эффектов „выгорания“.

Спектр усиления $G(E)$ массива КТ при отсутствии фотонов в резонаторе определяется следующим выражением [6]:

$$G(E) = \gamma(E)G_0(E),$$

$$G_0(E) = G_{\max} \exp\left(-\frac{(E - E_{GS})^2}{2\sigma^2}\right),$$

$$\gamma(E) = \frac{g_c - g_e(E) - g_r}{g_c + g_e(E) + g_r}, \quad (1)$$

где E_{GS} — энергия оптического перехода основного состояния КТ, G_{\max} — максимальное линейное усиление (в единицах обратной длины) массива КТ (при $E = E_{GS}$), g_c — скорость захвата носителей в одну КТ (в единицах обратного времени), $g_e(E)$ — скорость выброса носителей из КТ с энергией оптического перехода E и g_r — скорость излучательной рекомбинации. Величина $G_0(E)$ характеризует насыщенное усиление генерации из массива КТ, которое мы приблизительно описываем гауссовым профилем, а величина $\gamma(E)$ — инверсию заселенностей основного состояния КТ. В режиме лазерной генерации переменной величиной будет скорость g_c , которая определяется скоростью инжекции носителей в активную область лазера. Величина усиления G_L в спектральной области лазерной генерации определяется

выражениями:

$$G_L = G(E_0, g_c)\eta(g_c, W, S),$$

$$\eta(W) = \frac{1 - W^2/24\Delta^2}{1 + \Lambda/W},$$

$$\Lambda = \frac{4FS}{g_c + g_e + g_r}, \quad W = \Omega + 2\Gamma, \quad (2)$$

где введены величины E_0 — центральная энергия лазерной генерации, F — сила осциллятора оптического перехода в квантовой точке, Ω — ширина спектра лазерной генерации и S — количество фотонов в резонаторе (Ω и S — переменные величины при рассмотрении режима лазерной генерации). Величина W приблизительно равна разбросу энергий квантовых точек, участвующих в лазерной генерации, а параметр $\Delta = \sqrt{G(E_0)/G''(E_0)}$ определяет полуширину спектра усиления генерации. Параметр Λ характеризует скорость „выжигания спектральных дыр“ и соответственно отвечает за эффективность насыщения усиления, другими словами, Λ можно определить следующим образом: характерная величина разброса энергий КТ, участвующих в генерации, при которой усиление падает в 2 раза за счет эффекта насыщения.

Стационарный лазерный режим соответствует максимальному значению $\eta(W)$ при фиксированных значениях g_c и S , так как в этом случае достигается максимальное усиление при данном уровне инжекции носителей заряда в активную область и фиксированной выходной мощности. В свою очередь связь между g_c и S определяется из условия равенства усиления G_L величине оптических потерь. Максимум $\eta(W)$ достигается при некотором $W = W_{\text{opt}}$, которое определяется следующим образом:

$$\frac{W_{\text{opt}}(\Lambda, \Delta)}{\Delta} = 2\sqrt{2}q\theta(q), \quad \Omega = W_{\text{opt}} - 2\Gamma,$$

$$q = \sqrt[3]{\frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{\Lambda}{\Delta}}, \quad \theta = -\frac{q^2}{3} \left[1 + \cos\left(\phi + \frac{2\pi}{3}\right) \right]$$

$$\phi(q) = \frac{1}{3} \arccos\left(1 - \frac{27}{2q^6}\right). \quad (3)$$

Случай $W_{\text{opt}} < 2\Gamma$ подробно рассмотрен в работе [6]. Приведенное выражение позволяет определить ширину спектра лазерной генерации Ω в зависимости от трех параметров Δ , Λ и Γ . Таким образом, для сравнения изложенного подхода с экспериментом необходимо определение этих параметров для реальной лазерной структуры.

Для определения температурной зависимости однородного уширения Γ мы воспользовались работами [5,9]:

$$\Gamma(T) = h_1 T + h_2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{T}\right).$$

Для вычисления Δ заметим, что приблизительно центральная энергия лазерной генерации E_0 не зависит от выходной мощности лазера. В этом случае для определения E_0

можно рассмотреть условие порога генерации в виде

$$\gamma(E_0)G_0(E_0) = \alpha, \quad \left. \frac{d}{dE} \gamma(E)G_0(E) \right|_{E=E_0} = 0, \quad (4)$$

где α — полные оптические потери в лазере, которые включают в себя потери на выход излучения (α_{out}) и внутренние потери. После этого возможно определить величину Δ с учетом однородного уширения:

$$\Delta = \sqrt{\gamma(E_0)G_0(E_0) / \frac{d^2}{dE^2} (\gamma(E)G_0(E)) \Big|_{E=E_0} + \frac{\Gamma^2}{2}}. \quad (5)$$

Для определения Λ необходимо вычислить g_c , считая число фотонов S фиксированным, исходя из условия $G_L = \alpha$, и далее воспользоваться (2). Число фотонов связано с выходной мощностью P соотношением

$$\frac{\alpha_{\text{out}} S}{v_g} = \frac{P}{\hbar\omega}, \quad (6)$$

где v_g — групповая скорость света в лазерном волноводе. Выражения (4)–(6) совместно с (3) позволяют определить ширину линии лазерной генерации в зависимости от выходной мощности лазера. Связь между током накачки, измеряемым в эксперименте, и выходной мощностью P можно определить исходя из соотношения

$$P = \eta_d E_0 \frac{I - I_{\text{th}}}{e} \frac{\alpha_{\text{out}}}{\alpha}, \quad (7)$$

где η_d — внутренняя дифференциальная эффективность, которая в исследуемой структуре равна $\sim 85\%$, I_{th} — пороговый ток лазера и e — заряд электрона. Экспериментальной температурной зависимости на рис. 4 соответствуют значения выходной мощности в диапазоне 140–220 мВт. Зависимость Ω от температуры определяется зависимостью $\Gamma(T)$ и температурной зависимостью скорости выброса носителей заряда из КТ $g_e(T, E)$:

$$g_e(E, T) = g_{e0}(T) \exp\left(\frac{E - E_{\text{GS}}}{T}\right),$$

$$g_{e0}(T) = b \exp\left(-\frac{E_{\text{loc}}}{T}\right), \quad (8)$$

где E_{loc} — энергия локализации экситона в квантовой точке. Такая зависимость g_e от температуры выбрана из термодинамических соображений и предположения, что g_c от температуры не зависит.

Данные, использованные при моделировании экспериментального образца, представлены в таблице, результаты моделирования показаны на рис. 4. На верхней вставке к рис. 4 показаны спектры усиления на пороге генерации ($S = 0$), рассчитанные в соответствии с (1). В описанной выше методике расчета эти спектры используются для определения величин E_0 и Δ , которые входят в (2). При повышении температуры от 150 до 285 К происходит переход от неравновесного к равновесному заполнению КТ [11], что сказывается на изменении формы спектра усиления и приводит к

Значения величин, использованные при модулировании

$G_{\max}, \text{см}^{-1}$	$\sigma, \text{мэВ}$	$n_{\text{эф}}$	$F, \text{мэВ/нс}$	$E_{\text{люс}}, \text{мэВ}$	$b, \text{нс}^{-1}$	$h_1, \text{мкэВ/К}$	$h_2, \text{мэВ}$	$\Delta E, \text{мэВ}$	$\alpha_{\text{out}}, \text{см}^{-1}$	$\alpha, \text{см}^{-1}$	$g_r, \text{нс}^{-1}$
32 [12]	20.4	3.5	$2.0 \cdot 10^{-5}$	280 [12]	$8.9 \cdot 10^6$ [10]	3.5 [9]	30 [9]	30 [9]	6.6	9.1	1

уменьшению Δ . Линиям a и b на верхней вставке к рис. 4 соответствуют следующие значения основных параметров:

a — $g_e = 0.003 \text{нс}^{-1}$, $g_c = 18.9 \text{нс}^{-1}$, $\Lambda = 69 \text{мэВ}$, $\Delta = 20.4 \text{мэВ}$, $\Gamma = 2.8 \text{мэВ}$, $E_0 = E_{GS}$;

b — $g_e = 50 \text{нс}^{-1}$, $g_c = 178 \text{нс}^{-1}$, $\Lambda = 6.0 \text{мэВ}$, $\Delta = 15.6 \text{мэВ}$, $\Gamma = 8.7 \text{мэВ}$, $E_0 = E_{GS} - 17 \text{мэВ}$.

За счет ускорения выброса носителей и уменьшения $G_0(E_0)$ с температурой увеличивается значение g_c (при фиксированной мощности лазера), что приводит к уменьшению величины Λ более чем на порядок. Рост Γ от 2.8 до 8.6 мэВ приводит к уменьшению ширины линии лазерной генерации на 11.6 мэВ в соответствии с (3). Таким образом, видно, что изменения всех трех параметров Δ , Λ , Γ с ростом температуры действуют однонаправленно на сужение линии лазерной генерации. Тем не менее стоит отметить, что ключевым является уменьшение Λ — замедленный выброс носителей и, следовательно, рост времени захвата носителей в КТ, что приводит к более активному „выжиганию“ носителей светом при низких температурах. Чтобы подчеркнуть значимость Λ , можно отметить, что при низких температурах ширина линии генерации практически не зависит от Γ . На вставке слева к рис. 4 показана зависимость ширины линии генерации Ω от выходной мощности лазера. Отметим, что в этом случае рост спектральной ширины генерации происходит только за счет увели-

чения Λ , так как Δ и Γ не меняются. Расхождение в области больших Ω , по нашему мнению, связано с приближенным характером теории, основанной на параболическом представлении спектра усиления [6], и возможным участием возбужденных состояний КТ в лазерной генерации. Таким образом, результаты вычислений на основе развитого теоретического подхода полностью согласуются с экспериментальными зависимостями ширины линии генерации как от температуры, так и от тока накачки (т.е. выходной мощности, см. вставку к рис. 4). Некоторое расхождение в области низких мощностей может быть связано с участием альтернативных механизмов уширения линии генерации [4].

В заключение следует отметить, что были экспериментально исследованы спектры лазерной генерации инжекционных лазеров на квантовых точках в широком температурном диапазоне и апробирован аналитический подход к описанию ширины спектра лазерной генерации в зависимости от выходной мощности (тока накачки) и температуры. Было показано, что ширина линии лазерной генерации Ω определяется тремя параметрами: параметром ширины спектра усиления на пороге генерации Δ , параметром насыщения Λ , определяющим интенсивность „выжигания“ спектральных провалов в спектре усиления, и величиной однородного уширения Γ . Ключевым фактором, приводящим к увеличению Ω с понижением температуры, является увеличение Λ . Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями и подтверждают адекватность предложенного подхода.

Работа поддержана в разных частях целевой программой Федерального агентства по образованию „Развитие Научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)“, фондом РФФИ, программой президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, программой ОФН РАН „Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров“, научной программой Санкт-Петербургского научного центра РАН. И.И. Новиков выражает благодарность за финансовую поддержку в рамках гранта Президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых (МК-5162.2008.2).

Список литературы

- [1] A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov. In: *Long-Wavelength Quantum Dot Lasers. Ser. Frontiers in Quantum Dots Research* (Nova Science Publishers, Hauppauge N.Y., 2006).

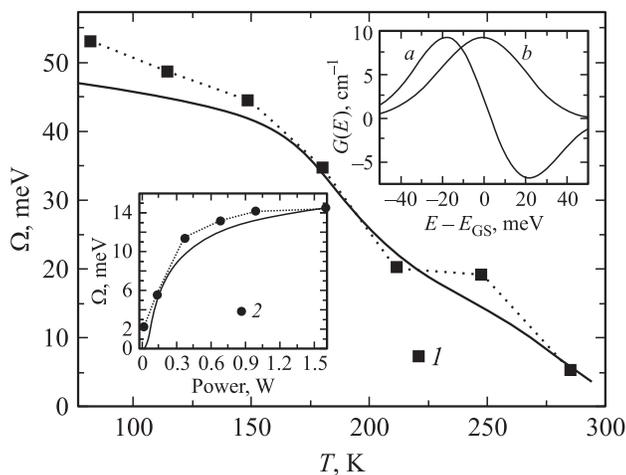


Рис. 4. Экспериментальная зависимость ширины спектра лазерной генерации от температуры (символы 1) и результаты моделирования (сплошная линия) при выходной мощности $P = 165 \text{мВт}$. Вставка слева — зависимость ширины Ω от выходной мощности W при температуре $T = 285 \text{К}$: эксперимент (символы 2) и теория (сплошная линия). Вставка справа — спектры усиления на пороге генерации при температуре $T, \text{К}$: a — 150, b — 285.

- [2] A.E. Жуков, A.P. Ковш, E.B. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров. ФТП, **41**, 625 (2007).
- [3] P. Eliseev, H. Li, A. Strintz, G.T. Liu, T.C. Newell, K.J. Malloy, L.F. Lester. IEEE J. Quant. Electron., **36**, 479 (2000).
- [4] L.V. Asryan, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **74**, 1215 (1999).
- [5] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, A. Sakamoto. Phys. Rev. B, **61**, 7595 (2000).
- [6] A.B. Савельев, И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, A.E. Жуков. Квант. электрон. (2009). Принята в печать.
- [7] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, R. Heitz, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. Phys. Rev. B, **62**, 16 671 (2000).
- [8] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semicond Sci. Technol., **18**, 774 (2003).
- [9] I. Favero, G. Cassaboies, R. Ferreira, D. Darson, C. Voisin, J. Tignon, C. Delalande, G. Bastard, Ph. Roussignol, J.M. Gerard. Phys. Rev. B, **68**, 233 301 (2003).
- [10] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11**, 554 (1996).
- [11] A.B. Савельев, М.В. Максимов, В.М. Устинов, Р.П. Сейсян. ФТП, **40**, 88 (2006).
- [12] И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, A.P. Ковш, A.E. Жуков, С.С. Михрин, H.A. Малеев, A.П. Васильев, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров, H.H. Леденцов, Д. Бимберг. ФТП, **37**, 1270 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Temperature and current dependences of lasing spectral width of quantum dot lasers

A.V. Savelyev^{*,+,×}, I.I. Novikov[×], M.V. Maximov^{*,+,×}, Yu.M. Shernyakov^{+,×}, A.E. Zhukov^{*,+,×}

* Physics and Technology University,
Russian Academy of Sciences,
195220 St. Petersburg, Russia

+ St. Petersburg Physics and Technology Center
for Research and Education,
Russian Academy of Sciences,
195220 St.Petersburg, Russia

× Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Temperature and power dependences of lasing spectral width of InAs/GaAs self-organized quantum dot array lasers have been studied experimentally. Theoretical analysis and modeling have demonstrated that temperature and power dependences can be adequately described in the frame of developed analytical approach. Gain saturation in quantum dots due to increase of average carrier's capture and escape times has been evaluated as a key reason for spectrum widening at low temperatures.