

Влияние возбужденного оптического перехода на фактор уширения спектральной линии лазеров на квантовых точках

© А.Е. Жуков^{*†¶}, А.В. Савельев^{*•}, М.В. Максимов^{†*}, Ю.М. Шерняков^{†*}, Е.М. Аракчеева^{*},
Ф.И. Зубов^{*}, А.А. Красивичев^{*}, Н.В. Крыжановская^{*†}

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

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

• Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
194251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 6 июля 2011 г. Принята к печати 11 июля 2011 г.)

Получено аналитическое выражение для фактора уширения спектральной линии лазера на основе квантовых точек, позволяющее в явном виде описать его зависимость от оптических потерь и плотности фотонов. Модель учитывает изменения показателя преломления на основном оптическом переходе вследствие изменения поглощения/усиления на первом возбужденном переходе квантовых точек. Показано, что уменьшение оптических потерь, увеличение насыщенного усиления, а также увеличение энергетического разделения между возбужденным и основным переходами приводит к снижению α -фактора как на пороге, так и за порогом генерации.

1. Введение

Фактор уширения спектральной линии, также называемый α -фактор, коэффициент амплитудно-фазовой связи или фактор Генри был введен в рассмотрение [1] для объяснения уширения линии одночастотной лазерной генерации по сравнению со значением, предсказываемым формулой Шавлова–Таунса [2]. Величина α -фактора также определяет такие свойства лазера, как паразитная частотная модуляция (чирп) [3], образование отдельных каналов генерации (филаментация) [4], нестабильность частоты следования импульсов в лазерах с синхронизацией мод (джиттер) [5], срыв когерентности вследствие паразитной оптической обратной связи [6]. Для подавления перечисленных нежелательных эффектов требуется достижение близких к нулю значений α -факторов.

Экспериментальные значения α -фактора, измеренные в лазерах на основе самоорганизующихся квантовых точек (КТ), сильно разнятся — от менее 0.1 [7] и 1.5–3 [8,9] ниже порога генерации до более 10 за порогом генерации [10]. В работе [11] было экспериментально продемонстрировано, что в случае малого числа рядов КТ в активной области лазера (три ряда) α -фактор на пороге генерации имеет значение 2.4 и резко возрастает до приблизительно 11, начиная с токов выше двух пороговых. В противоположность этому в лазере на основе 10 рядов КТ α -фактор на пороге имеет меньшее значение (1.4) и демонстрирует лишь незначительное возрастание с ростом тока, оставаясь менее 4 вплоть до 12-кратного превышения порога. Таким образом, фактор уширения спектральной линии лазеров на основе КТ и его взаимосвязь с параметрами активной области нуждаются в адекватном описании.

В данной работе нами развита модель, позволяющая в аналитическом виде описать зависимость α -фактора в лазерах на основе КТ от оптических потерь и плотности фотонов, а также объяснить влияние числа рядов КТ и других параметров активной области на эти зависимости. Показано, что основными параметрами, оказывающими влияние на величину α -фактора, являются отношение оптических потерь к насыщенному усилению на основном оптическом переходе, а также энергетическое расстояние между первым возбужденным и основным оптическими переходами КТ.

2. Основные выражения для нахождения α -фактора

Количественно α -фактор дается следующим выражением:

$$\alpha_H = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dg/dN}. \quad (1)$$

Здесь N — концентрация носителей заряда, n и g — показатель преломления и оптическое усиление на длине волны λ лазерной генерации. Очевидно, что величина α -фактора определяется только зависящей от накачки частью показателя преломления (Δn), причем изменение показателя преломления и спектр усиления $g(E)$ связаны между собой дисперсионными соотношениями Крамерса–Кронига [12]. Эта связь может быть представлена в виде

$$\Delta n = -\frac{c\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{g(E)}{E^2 - E_{\text{las}}^2} dE, \quad (2)$$

где c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, E_{las} — энергия лазерного перехода, соответствующая максимуму спектра усиления.

¶ E-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

В общем случае для нахождения α -фактора требуется расчет спектра поглощения/усиления $g(E)$, определяемого конкретным видом плотности состояний и вероятностями заполнения носителями заряда этих состояний, а также эволюции спектра с ростом накачки, что само по себе является достаточно сложной задачей. Кроме того, сложная форма спектра усиления подразумевает необходимость численного интегрирования для отыскания Δn , которое должно быть выполнено многократно (при различных накачках), что приводит к невозможности установить в явном виде взаимосвязь α -фактора с параметрами активной области.

Предлагаемый подход основан на использовании полученного в работе приближенного выражения для Δn , позволяющего избежать многократного численного интегрирования и получить в результате аналитическое выражение для α -фактора, находящееся в соответствии с имеющимися экспериментальными данными для лазеров на основе многослойных КТ. Также будет продемонстрировано хорошее согласие результатов предложенного метода с результатами точного вычисления Δn и α -фактора, выполненными для модельной плотности состояний КТ.

3. Модельная плотность состояний

Из выражения (2) следует, что если бы спектр усиления $g(E)$ был симметричен относительно своего максимума (E_{las}), то изменение показателя преломления Δn и соответственно α -фактор были бы равны нулю. В случае КТ в отличие от квантовой ямы спектр усиления основного оптического перехода приблизительно симметричен относительно своего максимума [13], что позволяет ожидать близкие к нулю значения α -фактора. Однако наличие усиления/поглощения на вышележащих по отношению к основному переходу состояниях (возбужденные состояния КТ, смачивающего слоя, матрицы) делает форму спектра усиления несимметричной и может приводить к отличному от нуля α -фактору.

В работе [14] α -фактор вычислялся с учетом заполнения носителями заряда смачивающего слоя, выполненного на основе скоростных уравнений, описывающих захват носителей на основное состояние КТ. Однако, как будет показано далее, значение интеграла, стоящего в выражении (2), экспоненциально убывает с ростом энергетического расстояния между энергией лазерного перехода и энергией переходов, дающих вклад в $g(E)$. В лазерах на основе КТ InAs/InGaAs, работающих на основном оптическом переходе с длиной волны около 1.3 мкм, имеющих наибольшее практическое значение для систем волоконно-оптической связи, энергетическое расстояние между основным и первым возбужденным переходами составляет около 60–80 мэВ, тогда как все прочие оптические переходы удалены значительно сильнее (более 140 мэВ). Это позволяет пренебречь влиянием всех вышележащих оптических переходов,

включая смачивающий слой, за исключением первого возбужденного перехода КТ.

Также будет показано, что форма плотности состояний слабо влияет на окончательный результат, который зависит преимущественно от величины уширения оптических переходов. Хотя точный вид плотности состояний КТ, вообще говоря, неизвестен, это обстоятельство позволяет ввести в рассмотрение модельную плотность состояний КТ, которая описывала бы все существенные особенности реальной плотности состояний — наличие неоднородно уширенных основного и возбужденного оптических переходов, а также конечное число КТ состояний.

Использованная в настоящей работе модельная плотность состояний представляет собой два гауссовых пика, соответствующих основному (GS) и первому возбужденному (ES1) оптическим переходам: $\rho_{\text{GS,ES1}}(E) = \exp[-(E - E_{\text{GS,ES1}})^2/2\sigma^2]$. Здесь σ — параметр, описывающий неоднородное уширение (полуширина на половине высоты $\delta = \sqrt{2 \ln 2} \sigma$), $E_{\text{GS,ES1}}$ — центральная энергия соответствующего перехода, отвечающая КТ среднего (наиболее вероятного) размера. Соответствующий модельной плотности состояний спектр усиления/поглощения равен

$$g_{\text{GS,ES1}}(E) = g_{\text{GS,ES1}}^{\text{sat}} \rho_{\text{GS,ES1}}(E) [2f_{\text{GS,ES1}}(E) - 1]. \quad (3)$$

Здесь $f(E)$ — вероятность заполнения состояний носителями заряда, g^{sat} — наибольшее (насыщенное) усиление на соответствующем переходе, которое достигается при полном заполнении КТ носителями заряда. Зависимость вероятности заполнения от энергии и накачки может быть найдена из скоростных уравнений с учетом темпов захвата и выброса носителей заряда [15]. Однако при комнатной температуре распределение носителей заряда близко к равновесному [16], так что

$$f_{\text{GS,ES1}}(E) = \left\{ 1 + \exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) \right\}^{-1},$$

где F — квазиравновесный уровень Ферми, T — температура, k — постоянная Больцмана.

На рис. 1 представлены спектры усиления/поглощения, вычисленные в соответствии с (3) для комнатной температуры, $\sigma = 15$ мэВ (так что ширина плотности состояний на половине высоты около 35 мэВ), $\gamma \equiv g_{\text{ES1}}^{\text{sat}}/g_{\text{GS}}^{\text{sat}} = 3$, $\Delta \equiv E_{\text{ES1}} - E_{\text{GS}} = 75$ мэВ. Видно, что область спектра усиления, соответствующая основному оптическому переходу, приблизительно симметрична относительно своего максимума (E_{las}), что согласуется с экспериментальными данными [13]. На вставке к рис. 1 показана зависимость положения максимума спектра усиления E_{las} и усиления в максимуме $g_{\text{GS}}^{\text{max}}$ от параметра $g \equiv g_{\text{GS}}(E_{\text{GS}})/g_{\text{GS}}^{\text{sat}}$, который является мерой накачки. Как видно, E_{las} близко к центральной энергии основного перехода E_{GS} , а $g_{\text{GS}}^{\text{max}}$ приблизительно равно $g_{\text{GS}}(E_{\text{GS}})$ — усилению, достигаемому на центральной энергии основного перехода.

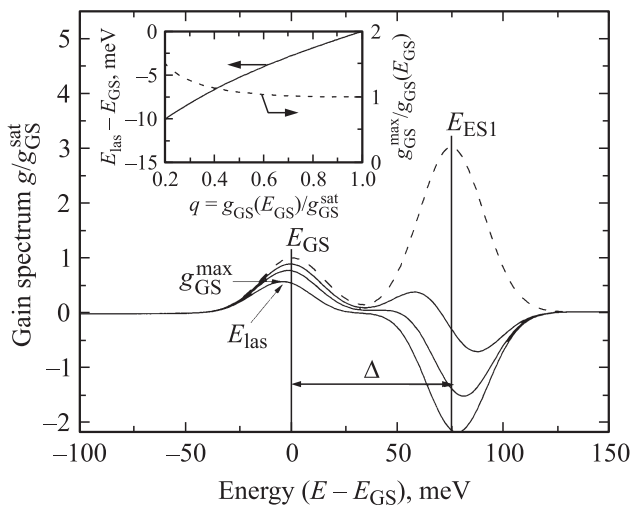


Рис. 1. Спектры усиления/поглощения квантовых точек, имеющих плотность состояний в виде двух гауссовых пиков, при различной накачке (сплошные линии). Штриховая линия соответствует полному заполнению состояний. На вставке — положение максимума спектра усиления E_{las} относительно E_{GS} и отношение максимального усиления g_{GS}^{max} к $g_{GS}(E_{GS})$ в зависимости от $q = g_{GS}(E_{GS})/g_{GS}^{sat}$.

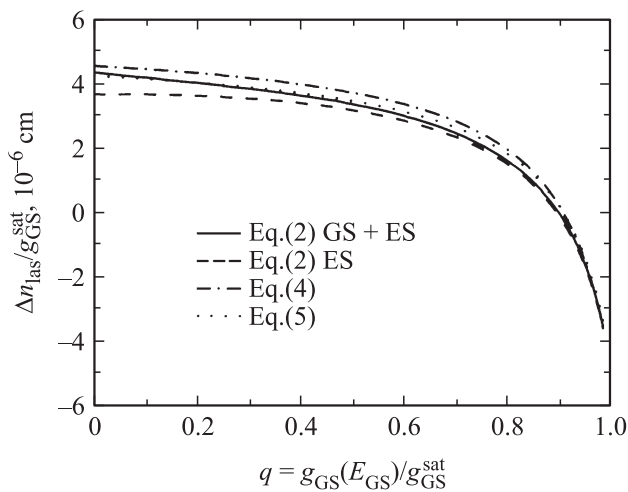


Рис. 2. Изменение показателя преломления на длине волны лазерного перехода (в максимуме спектра усиления основного перехода) в зависимости от усиления $g_{GS}(E_{GS})$, достигаемого в центре основного перехода: сплошная линия — выражение (2) с учетом как основного, так и первого возбужденного переходов; штриховая линия — выражение (2) с учетом только первого возбужденного перехода; штрихпунктирная линия — выражение (4), пунктирная линия — выражение (5).

На рис. 2 показана зависимость изменения показателя преломления в максимуме спектра усиления основного перехода от накачки, вычисленная согласно (2) для модельной плотности состояний при $E_{GS} = 950$ мэВ (что соответствует длине волны генерации около 1.3 мкм). Также приведены результаты расчета, при котором в спектре усиления/поглощения учитывалась только компонента $g_{ES1}(E)$, обусловленная первым возбужденным

переходом. Наблюдается превосходное согласие для двух случаев. Таким образом, вкладом в величину Δn той части спектра усиления, которая соответствует основному оптическому переходу, можно пренебречь, что обусловлено отмеченной выше приближительной симметрией $g_{GS}(E)$ относительно E_{las} .

4. Приближенное выражение для расчета показателя преломления

Будем полагать, что максимум спектра усиления независимо от накачки достигается в центре основного оптического перехода, т.е. $E_{las} = E_{GS}$. Кроме того положим, что заполнение состояний, соответствующих первому возбужденному переходу, одинаково и равно зависящей от накачки вероятности заполнения соответствующих состояний в КТ наиболее вероятного размера, т.е. $f_{ES1}(E) = f(E_{ES1})$. Тогда, с учетом (3) и пренебрегая влиянием на Δn основного оптического перехода, из (2) следует приближенное выражение для показателя преломления:

$$\Delta n \approx -\frac{c\hbar}{\pi} g_{ES1}(E_{ES1}) I_{KK}, \quad (4)$$

где $g_{ES1}(E_{ES1})$ — зависящее от накачки значение поглощения/усиления в центре первого возбужденного оптического перехода,

$$I_{KK} = \int_0^{\infty} \rho_{ES1}(E) (E^2 - E_{GS}^2)^{-2} dE$$

— интеграл Крамерса–Кронига, взятый от плотности состояний возбужденного оптического перехода.

Зависимость Δn от $q = g_{GS}(E_{GS})/g_{GS}^{sat}$, вычисленная с помощью приближенного выражения (4), показана на рис. 2. Как видно, наблюдается превосходное согласие между ранее обсуждавшимся точным решением и приближенным во всем диапазоне накачек. Данный результат фактически означает, что основное влияние на изменение показателя преломления оказывает среднее значение поглощения/усиления возбужденного оптического перехода (при энергии E_{ES1}), тогда как конкретная форма спектра играет незначительную роль. Это обстоятельство позволяет получить простое выражение для оценки значения интеграла Крамерса–Кронига I_{KK} .

Можно показать, что если плотность состояний возбужденного оптического перехода равна 1 в интервале энергий от $E_{ES1} - \delta$ до $E_{ES1} + \delta$ и нулю для всех прочих энергий, то $I_{KK} \approx \delta/(E_{GS}\Delta)$. Таким образом, чем больше расстояние Δ между возбужденным и основным оптическим переходами и чем меньше спектральная ширина возбужденного перехода, тем меньше изменение показателя преломления он вызывает. С учетом этого (4) преобразуется к виду

$$\Delta n \approx -\frac{c\hbar}{\pi} \frac{\delta}{E_{GS}\Delta} g_{ES1}(E_{ES1}). \quad (5)$$

Параметр δ приближенно равен полуширине возбужденного оптического перехода на половине высоты, которая для квантовых точек InAs/InGaAs спектрального диапазона 1.3 мкм составляет около 15–20 мэВ. Учитывая, что $\Delta \approx 60\text{--}80$ мэВ, $I_{\text{КК}}$ по порядку величины составляет несколько 10^{-4} мэВ $^{-1}$. На рис. 2 приведена зависимость Δn от q , вычисленная с помощью аппроксимации выражением (5), полагая $\delta = \sqrt{2 \ln 2} \sigma$. Вновь наблюдается превосходное согласие с результатами вычислений с помощью (2).

5. Приближенное выражение для α -фактора

С учетом (5) из (1) следует приближенное выражение для α -фактора:

$$\alpha_H \approx \frac{2}{\pi} \frac{\delta}{\Delta} \frac{d_{\text{ES1}}(E_{\text{ES1}})}{dg_{\text{GS}}(E_{\text{GS}})}. \quad (6)$$

Мы учли, что $g_{\text{GS}}^{\text{max}} \approx g_{\text{GS}}(E_{\text{GS}})$, а также что $\lambda \approx 2\pi c\hbar/E_{\text{GS}}$. Таким образом, значение α -фактора в лазере на квантовых точках определяется изменением усиления/поглощения в спектре первого возбужденного оптического перехода в ответ на изменение усиления на основном переходе. Связь между $g_{\text{ES1}}(E_{\text{ES1}})$ и $g_{\text{GS}}(E_{\text{GS}})$ можно получить из (3):

$$g_{\text{ES1}}(E_{\text{ES1}}) = \gamma g_{\text{GS}}^{\text{max}} \left[\frac{2}{1 + \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\left(\frac{1-q}{1+q}\right)} - 1 \right]. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (6), выражение для α -фактора преобразуется к окончательному виду:

$$\alpha_H = \frac{8}{\pi} \frac{\delta}{\Delta} \gamma \frac{\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\left(\frac{1}{1+q}\right)^2}{\left[1 + \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\left(\frac{1-q}{1+q}\right)\right]^2} \quad (8)$$

Порог генерации достигается, когда максимум усиления сравнивается с полными оптическими потерями β в лазерном резонаторе. Таким образом, полученное выражение позволяет описать зависимость α -фактора на пороге генерации от потерь. В этом случае вместо q в (8) следует подставить приведенные потери $q_0 = \beta/g_{\text{GS}}^{\text{sat}}$.

На рис. 3 показана зависимость α -фактора от оптических потерь, вычисленная с помощью выражений (1) и (2) для ранее рассмотренной модельной плотности состояний КТ. На рис. 3 также приведена соответствующая зависимость, вычисленная с помощью приближенного выражения (8). Видно, что наблюдается превосходное согласие между точным расчетом и приближением в рамках развитой модели. Выражение (8) предсказывает резкое возрастание α -фактора (до 10 для данных, использованных в расчетах) при приближении оптических потерь к насыщенному усилению основного оптического перехода, когда q_0 стремится к 1. В то же время при низких значениях оптических потерь α -фактор близок к нулю.

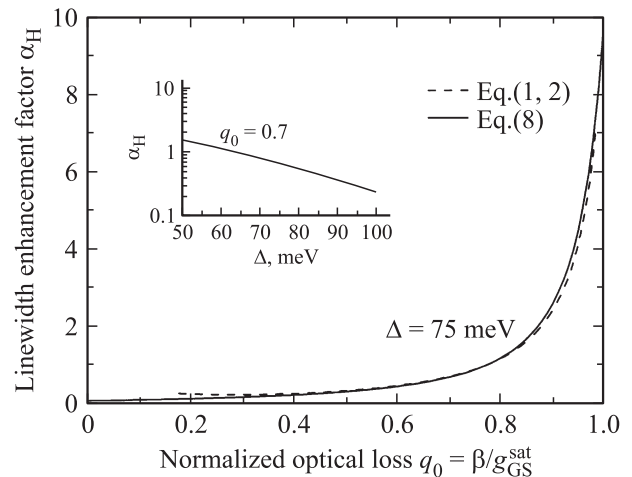


Рис. 3. Зависимость α -фактора на пороге генерации от оптических потерь, нормированных на насыщенное усиление основного оптического перехода: расчет для $\Delta = 75$ мэВ с помощью выражения (8) (сплошная линия), а также (1) и (2) (штриховая линия). На вставке — зависимость α от разделения между основными и первым возбужденным оптическим переходами Δ (расчет для $q_0 = 0.7$).

Выражение (8) предсказывает приблизительно экспоненциальную зависимость α -фактора от величины спектрального разделения Δ между первым возбужденным и основным оптическим переходами. В частности, при $q_0 = 0.7$ увеличение Δ от 50 до 100 мэВ приводит более чем к шестикратному снижению α -фактора (см. вставку, к рис. 3). Увеличение Δ приводит к заметному снижению α -фактора вследствие меньшего изменения заполнения возбужденного уровня. В самом деле, если Δ очень велико, возбужденный уровень всегда пуст, и соответственно не происходит какого-либо изменения поглощения на нем при изменении накачки. Кроме того, следует учесть, что значение интеграла Крамерса–Кронига $I_{\text{КК}}$ также убывает с ростом Δ . Следует также отметить, что, согласно (8), α -фактор линейно возрастает с ростом полуширины δ возбужденного оптического перехода.

В том случае, если бы усиление выше порога оставалось постоянным, также не изменялся бы и α -фактор. Однако наличие различных механизмов, уменьшающих оптическое усиление с ростом концентрации фотонов, приводит к возрастанию концентрации носителей заряда в активной области с током. Это явление, известное как нелинейное насыщение усиления или компрессия усиления, весьма характерно для лазеров на основе КТ, которые обладают коэффициентом нелинейного насыщения усиления ϵ около 10^{-15} см 3 , что более чем на порядок превосходит значения, типичные для лазеров на основе квантовых ям.

Для сохранения баланса между усилением и потерями за порогом генерации максимальное значение усиления возрастает с концентрацией фотонов S в $(1 + \epsilon S)$ раз относительно своего порогового значения. Следовательно-

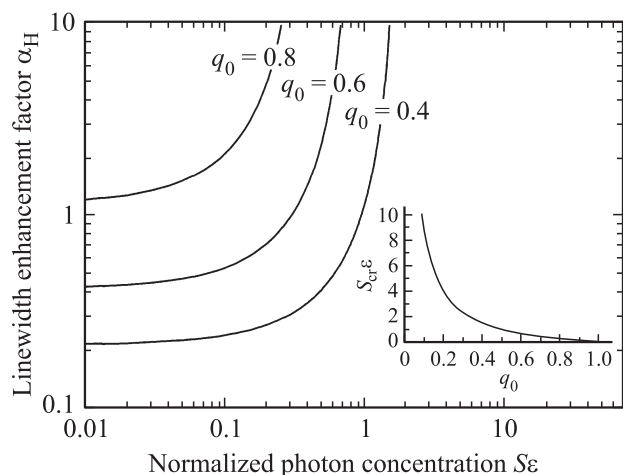


Рис. 4. Зависимость α -фактора за порогом генерации от нормированной концентрации фотонов в резонаторе для различных приведенных оптических потерь q_0 . На вставке — зависимость критической концентрации фотонов от q_0 .

но, для описания зависимости α -фактора от концентрации фотонов в выражение (8) следует подставить $q = q_0(1 + \epsilon S)$. Соответствующая зависимость, вычисленная для различных значений приведенных оптических потерь q_0 , представлена на рис. 4. Как видно, возрастание S приводит к увеличению α -фактора, что обусловлено продолжающимся за порогом генерации возрастанием заселения носителями заряда возбужденного состояния. Как видно, чем меньше приведенные оптические потери, тем меньше значение α -фактора на пороге генерации (при $S = 0$), а также тем при больших концентрациях фотонов начинается резкое возрастание α -фактора (зависимость от q_0 критической концентрации фотонов $S_{cr} = (1/q_0 - 1)/\epsilon$, при которой α -фактор достигает своего максимального значения, показана на вставке к рис. 4).

Таким образом, для снижения α -фактора на пороге генерации и подавления его возрастания за порогом требуется снижение оптических потерь, а при фиксированных потерях — использование массива КТ, обладающего большим насыщенным усилением. Последнее может быть достигнуто использованием многослойных массивов квантовых точек, что кажется парадоксальным, так как при увеличении числа рядов КТ возрастает также и плотность возбужденных состояний.

6. Заключение

Таким образом, получено аналитическое выражение для фактора уширения спектральной линии лазера на основе квантовых точек, описывающее его зависимость от оптических потерь в лазерном резонаторе и плотности фотонов. При фиксированных оптических потерях увеличение насыщенного усиления позволяет снизить значение α -фактора на пороге генерации, а также по-

давить его возрастание за порогом, что находится в согласии с известными экспериментальными данными. Модель также предсказывает снижение α -фактора с ростом энергетического расстояния между первым возбужденным и основным переходами КТ и при уменьшении спектральной ширины возбужденного перехода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ ОФИ-М, программы Фундаментальных исследований президиума РАН „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, программы Фундаментальных исследований ОНИТ РАН „Фундаментальные проблемы развития эпитаксиальных технологий наноструктур“, Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“.

Список литературы

- [1] С.Н. Henry. IEEE J. Quant. Electron., **18** (2), 259 (1982).
- [2] A.L. Schawlow, С.Н. Townes. Phys. Rev., **112** (6), 1940 (1958).
- [3] T.L. Koch, J.E. Bowers. Electron. Lett., **20** (25), 1038 (1984).
- [4] E.H. Lang, D. Mehuys, D.F. Welch, L. Golberg. IEEE J. Quant. Electron., **30** (3), 685 (1994).
- [5] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lämmlin, D. Bimberg, M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Yu.M. Shernyakov, A.R. Kovsh. Appl. Phys. Lett., **85** (7), 843 (2004).
- [6] D. O'Brien, S.P. Hegaarty, G. Huyet, J.C. McInerney, T. Kettler, M. Laemmlin, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, S.S. Mikhlin, A.R. Kovsh. Electron. Lett., **39** (25), 1819 (2003).
- [7] T.C. Newell, D.J. Bossert, A. Stintz, B. Fuchs, K.J. Malloy, L.F. Lester. IEEE Phot. Technol. Lett., **11** (12), 1527 (1999).
- [8] J. Muszalski, H. Houlihan, G. Huyet, B. Corbett. Electron. Lett., **40** (7), 428 (2004).
- [9] A.A. Ukhanov, A. Stintz, P.G. Eliseev, K.J. Malloy. Appl. Phys. Lett., **84** (7), 1058 (2004).
- [10] B. Dagens, A. Markus, J.X. Chen, J.-G. Provost, D. Make, O. Le Gouezugou, J. Landreau, A. Fiore, B. Thedrez. Electron Lett., **41** (6), 323 (2005).
- [11] D.-Y. A. Martinez, K. Merghem, G. Moreau, A. Lematre, J.-G. Provost, O. Le Gouezugou, M. Fischer, I. Krestnikov, A.R. Kovsh, A. Ramdane. Electron Lett., **43** (4), 222 (2007).
- [12] R. de L. Kronig. J. Opt. Soc. Am., **12** (6), 547 (1926).
- [13] A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, S.S. Mikhlin, A.E. Zhukov, D.A. Livshits, N.A. Maleev, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Gubenko, I.M. Gadjiev, E.L. Portnoi, J.S. Wang, J.Y. Chi, D.N. Ouyang, D. Bimberg, J.A. Lott. Proc. SPIE, **5349**, 31 (2004).
- [14] S. Melnik, G. Huyet, A.V. Uskov. Opt. Express, **14** (7), 2950 (2006).
- [15] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semicond. Sci. Technol., **18** (8), 774 (2003).
- [16] A.B. Савельев, И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, А.Е. Жуков. ФТП, **43** (12), 1641 (2009).

Редактор Т.А. Полянская

Effect of excited-state optical transition on linewidth enhancement factor of quantum dot lasers

A.E. Zhukov*†•, A.V. Savelyev*•, M.V. Maximov†*,
Yu.M. Shernyakov†*, E.M. Arakcheeva*, F.I. Zubov*,
A.A. Krasivichev*, N.V. Kryzhanovskaya*†

* St. Petersburg Academic University —
Nanotechnology Research and Education Centre
of Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

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

• St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Dependence of the line width enhancement factor of quantum dot lasers on optical loss and photon density is analytically evaluated. The model takes into consideration variation of the refractive index on the ground-state optical transition caused by variation of the gain/absorption on the first excited-state optical transition of the quantum dots. It is demonstrated that lower optical loss, higher saturated gain and larger energy separation between the ground-state and excited-state optical transitions result in lower α -factor both at laser threshold, and above the threshold.