

Спектральная зависимость фактора уширения линии в лазерах на квантовых точках

© Ф.И. Зубов*[¶], Ю.М. Шерняков⁺, М.В. Максимов⁺, А.Е. Жуков*, Д.А. Лившиц*, А.С. Паюсов⁺, А.М. Надточий⁺, А.В. Савельев*, Н.В. Крыжановская*, Н.Ю. Гордеев⁺*

* 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

[¶] Innolume GmbH, 44263 Дортмунд, Германия

(Получена 15 мая 2013 г. Принята к печати 27 мая 2013 г.)

С помощью анализа спектров усиленного спонтанного излучения определен фактор спектрального уширения линии (α -фактор) в лазерах на основе квантовых точек InAs/InGaAs в широком спектральном диапазоне вблизи энергии основного оптического перехода. Изучено влияние тока накачки и числа слоев квантовых точек на спектральные зависимости α -фактора. Впервые для лазеров с квантовыми точками InAs/InGaAs экспериментально определена температурная зависимость спектров α -фактора. Предложено объяснение наблюдавшемуся аномальному уменьшению α -фактора с ростом температуры.

1. Введение

Фактор уширения спектральной линии лазера, также называемый α -фактором, коэффициентом амплитудно-фазовой связи или фактором Генри, был введен в рассмотрение [1] для объяснения уширения линии одночастотной лазерной генерации по сравнению со значением, предсказываемым формулой Шавлова–Таунса [2]. Количественно α -фактор задается следующим выражением:

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

где N — концентрация инжектируемых носителей заряда, n — эффективный показатель преломления, g — модовое усиление, λ — длина волны излучения.

Актуальность исследования α -фактора связана с тем, что помимо собственно уширения спектральной линии он определяет такие свойства лазера, как паразитная частотная модуляция (чирп), возникающая при амплитудной высокочастотной модуляции, образование отдельных каналов генерации (филаментацию) в многомодовых лазерах с широким полоском, нестабильность частоты следования импульсов (джиттер) в лазерах с синхронизацией мод, стабильность лазерной генерации по отношению к паразитной оптической обратной связи [3]. Для подавления перечисленных нежелательных эффектов требуется снижение значения α -фактора.

В последнее время проявляется большой интерес к исследованию фактора уширения линии в лазерах на квантовых точках (КТ), который вызван тем, что в виду особенностей плотности состояний массива КТ возможна реализация близкого к нулю или по крайней мере существенно меньшего, чем в лазерах на квантовых ямах, значения α -фактора [3]. Анализ работ по

экспериментальному исследованию α -фактора в лазерах на КТ при накачке ниже пороговой обнаруживает большой разброс значений от менее 0.1 [4] до 1.5–3 [5]. В работе [6] наблюдалось убывание α -фактора с током до возникновения генерации, тогда как теория [7] предсказывает его возрастание с накачкой. Противоречиво выглядят также экспериментальные данные по спектральной зависимости фактора уширения линии в лазерах на КТ, измеренные при накачках ниже порога. Так, в работе [8] сообщалось, что α -фактор на длине волны максимума усиления имеет минимум, а в работе [9], наоборот, — максимум, тогда как в работе [10] говорится о спектрально независимом факторе уширения линии. Также стоит отметить отсутствие данных по измерению зависимости спектров α -фактора от температуры. Таким образом, имеется необходимость в дополнительных экспериментальных исследованиях фактора уширения линии лазеров на КТ.

Данная работа посвящена исследованию спектров α -фактора лазеров на InAs/InGaAs КТ вблизи энергии основного состояния. Оптические переходы основного состояния КТ позволяют перекрыть практически значимый диапазон длин волн 1.2–1.3 мкм, который отвечает окну прозрачности стандартного оптического волокна, а также кремния и кремний-германиевых волноводов. В работе изучено влияние тока накачки, температуры, а также числа слоев КТ в активной области на исследуемый параметр. Показано, что температурная зависимость спектра фактора уширения линии преимущественно обусловлена изменением ширины запрещенной зоны активной области лазера.

2. Эксперимент

Для измерения α -фактора обычно используются методики, основанные либо на анализе спектров усиленно-

[¶] E-mail: fedyazu@mail.ru

го спонтанного излучения (в англоязычной литературе метод ASE) [11], либо на измерении отношения коэффициентов частотной и амплитудной модуляции при высокочастотной токовой модуляции (метод FM/AM) [12]. Применяются также методики, связанные с непосредственным измерением ширины линии генерации [13] и с измерением передаточной функции оптического волокна [14].

В данной работе экспериментальное определение фактора уширения линии проводилось с использованием метода анализа спектров усиленного спонтанного излучения. Этот метод позволяет определить α -фактор в широком спектральном диапазоне при токах накачки ниже порога генерации, в то время как другие вышеобозначенные методы дают значения параметра только на длине волны генерации при токах выше порогового.

Согласно (1), для нахождения α -фактора необходимо знать приращение модового усиления и соответствующее приращение показателя преломления для определенной длины волны при небольшом изменении тока накачки (концентрации инжектированных носителей). Для этого исследовался набор спектров электролюминесценции лазеров с резонатором Фабри–Перо, записанных с небольшим изменением тока накачки, не превышающего порог возникновения лазерной генерации. Спектры модового усиления для каждого тока накачки определялись по методу, предложенному Хакки и Паоли [15]. В данном методе спектр усиления вычисляется из измеренной глубины модуляции спектра спонтанного излучения, которая обусловлена конструктивной и деструктивной интерференцией в резонаторе Фабри–Перо. Приращение модового усиления определялось по разнице модовых усилений для данной продольной моды, вычисленных для двух ближайших токов.

Спектры приращения показателя преломления определялись с использованием соотношения

$$dn = \left(\frac{\lambda}{2L\Delta\lambda} \right) d\lambda, \quad (2)$$

где λ соответствует длине волны одной из продольных мод резонатора, L — длина резонатора, $\Delta\lambda$ — межмодовый интервал резонатора Фабри–Перо вблизи длины волны λ , $d\lambda$ — смещение длины волны соответствующей продольной моды при изменении уровня накачки. Выражение (2) можно получить из условия формирования стоячих волн в резонаторе: $2L = m\lambda_m$, где m — целое число, являющееся номером продольной моды, а λ_m — длина волны m -й продольной моды, распространяющейся внутри резонатора.

Исследовались лазерные диоды с одним и с десятью слоями InAs/InGaAs самоорганизующихся КТ в активной области, синтезированные методом молекулярно-пучковой эпитаксии при одинаковых условиях [16]. По спектрам электролюминесценции было установлено, что для обоих типов лазеров центральная длина волны основного перехода приходится на 1255 нм, а для возбужденного перехода — на 1140 нм.

Лазеры имели полосковую конструкцию с шириной гребешкового волновода 4 мкм. Согласно картинам дальнего поля, приборы демонстрировали только одну фундаментальную моду в поперечном направлении во всем исследованном диапазоне токов накачки. Отметим, что наличие лишь одной поперечной моды необходимо для адекватного измерения усиления по методу Хакки и Паоли.

Длины резонаторов исследованных лазеров составляли около 300 мкм, что соответствует межмодовому интервалу $\Delta\lambda$ около 0.8 нм, тогда как разрешающая способность использованной оптической системы не хуже 0.04 нм. Кроме того, такой выбор длины резонатора позволяет предотвратить переход в режим лазерной генерации вплоть до высоких плотностей накачки.

Зеркалами лазерного резонатора являлись сколотые грани полупроводникового кристалла. Просветляющие и отражающие покрытия на сколотые грани не наносились. Лазерные диоды спаивались на теплоотводы p -контактом вниз. Температура теплоотвода задавалась в интервале от 20 до 50 °С при помощи термоконтроллера.

Измерения проводились в непрерывном режиме накачки. Выбор минимальных токов накачки, задававшихся для записи спектров электролюминесценции, связан с обеспечением отношения сигнала к шуму много больше единицы. Диапазон токов накачки сверху был ограничен токами, при которых еще можно пренебречь влиянием разогрева активной области на изменение показателя преломления в лазерной структуре, что проявляется в смещении продольных мод в длинноволновую область спектра.

Спектры усиленного спонтанного излучения записывались с использованием спектрометра HoribaJobin Yvon FHR 1000 с линейным InGaAs ПЗС детектором HoribaJobin Yvon Symphony IGA-1024 × 1.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 в качестве примера представлены спектры модового усиления, полученные в результате обработки спектров спонтанного излучения по методу Хакки и Паоли, для лазеров с одним слоем КТ для 20 °С при различных плотностях тока накачки. Спектральный интервал, отображенный на графике, соответствует диапазону длин волн вблизи основного перехода КТ. Видно, что при плотностях тока накачки около 450 А/см² спектр усиления начинает насыщаться. Также видно, что максимум спектра насыщенного усиления приходится на длину волны ~ 1255 нм, а его значение составляет около 7 см⁻¹. С использованием спектральной зависимости модового усиления при 450 А/см² была оценена спектральная полуширина на половине высоты основного оптического перехода массива КТ, равной ~ 37 нм.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости α -фактора при 20 °С для обоих типов лазеров для некоторых значений плотности тока накачки. Ток, приписываемый спектрам α -фактора, является средним

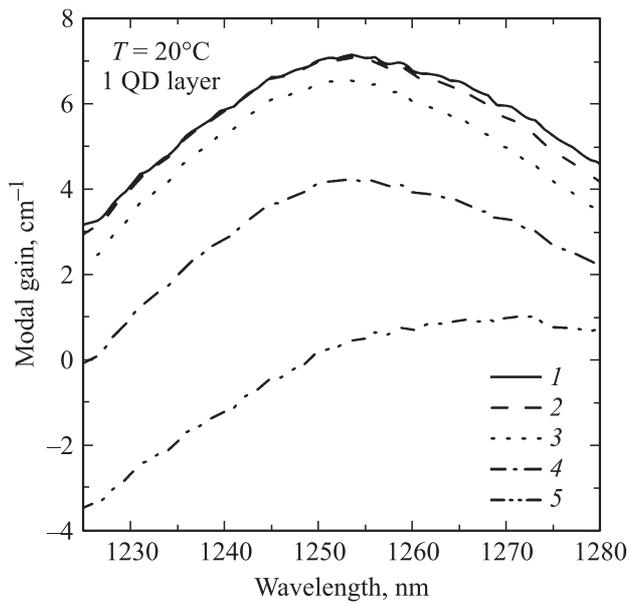


Рис. 1. Спектры модового усиления для лазера с одним слоем КТ для различных значений плотности тока накачки, A/cm^2 : 1 — 450, 2 — 360, 3 — 270, 4 — 180, 5 — 135.

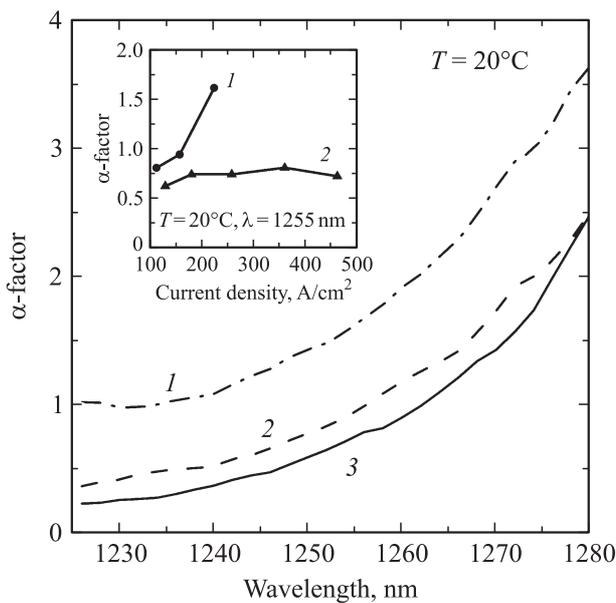


Рис. 2. Спектры α -фактора для лазеров с одним (1, 2) и десятью (3) слоями КТ вблизи полосы основного перехода при $20^\circ C$ при различной накачке, A/cm^2 : 1 — 225, 2 — 160, 3 — 460. На вставке — зависимость α -фактора на длине волны 1255 нм от накачки для структур с одним (1) и десятью (2) слоями КТ.

значением токов двух спектров спонтанного излучения, по которым спектр α -фактора был определен.

Как видно, для обоих типов лазеров не наблюдается какой-либо особенности в спектре α -фактора на длине волны, соответствующей максимуму спектра усиления. В исследованном спектральном диапазоне для всех

токов накачки имеет место монотонный рост фактора уширения линии с увеличением длины волны. Так, для лазеров с десятью слоями КТ при плотности накачки $460 A/cm^2$ на коротковолновом и длинноволновом краях исследованного спектрального диапазона α -фактор составил 0.2 и 2.5, соответственно. В лазере с одним слоем КТ во всем диапазоне длин волн наблюдается существенный рост α -фактора с ростом тока накачки, что находится в согласии с теорией [7]. В то же время в лазере с 10 рядами КТ фактор уширения линии оставался практически неизменным с накачкой и был значительно меньше, чем в лазере с одним рядом КТ.

На вставке к рис. 2 представлены зависимости α -фактора от тока накачки на длине волны 1255 нм. В лазере с одним слоем КТ значение исследованного параметра меняется от 0.8 при накачке $110 A/cm^2$ до 1.6 при $225 A/cm^2$, в то время как в лазере с десятью слоями КТ в диапазоне плотностей токов от 130 до $460 A/cm^2$ α -фактор сохраняется вблизи значения 0.75.

Для лазеров с десятью слоями КТ также исследовалось влияние температуры на спектральную зависимость фактора уширения линии. Насколько нам известно, таких измерений ранее не проводилось. Результаты представлены на рис. 3 для температурного диапазона от 20 до $50^\circ C$. Все представленные спектры соответствуют плотности тока накачки $460 A/cm^2$. Как видно, наблюдается уменьшение α -фактора во всем исследованном диапазоне длин волн с ростом температуры, что является довольно неожиданным результатом, поскольку при измерениях выше порога генерации ранее наблюдался рост α -фактора на длине волны лазерной

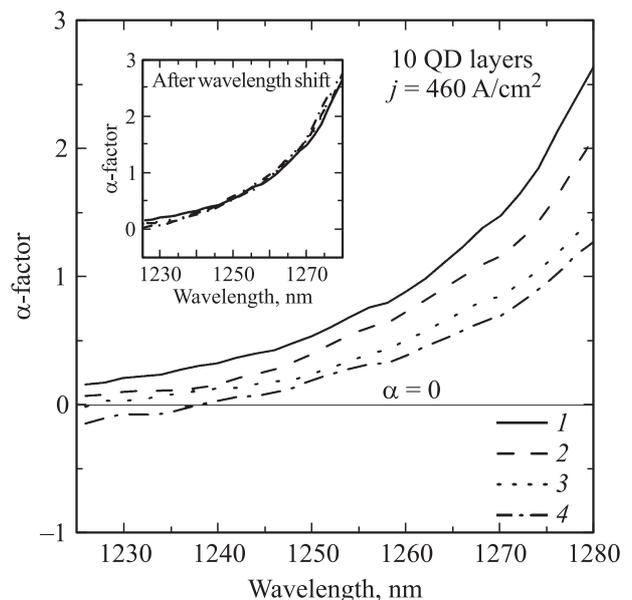


Рис. 3. Эволюция спектра α -фактора с температурой для лазеров с десятью слоями КТ вблизи полосы основного перехода: 1 — $20^\circ C$, 2 — $30^\circ C$, 3 — $40^\circ C$ и 4 — $50^\circ C$. На вставке — спектры α -фактора при повышенных температурах, совмещенные со спектром при $20^\circ C$ посредством трансляции их вдоль оси длин волн.

генерации с увеличением температуры [17]. Вследствие уменьшения α -фактора с ростом температуры, начиная с температуры около 40°C , в области исследованных длин волн спектр α -фактора пересекает нулевое значение. Так, при 40°C фактор уширения линии равен нулю на длине волны около 1227 нм , а при повышении температуры до 50°C нулевое значение исследуемого параметра достигается на $\sim 1238\text{ нм}$. Стоит также отметить, что при повышенных температурах по-прежнему наблюдался монотонный рост фактора уширения линии с увеличением длины волны.

Для теоретического исследования эволюции спектров α -фактора с накачкой и температурой в лазерах на основе КТ нами использовалась модельная плотность состояний и соответствующий ей спектр усиления/поглощения, предложенные в работе [18]. Модельная плотность состояний задавалась двумя гауссовыми пиками, относящимися к основному (GS) и первому возбужденному (ES) переходам. Распределение уровней энергии для валентной зоны и зоны проводимости считалось симметричным. Полагалось, что кратность вырождения состояний возбужденной полосы в 3 раза больше, чем основной. В расчетах использовалось равновесное распределение носителей заряда. Изменение степени накачки отражалось в изменении значения максимального усиления $g_{\text{GS}}^{\text{max}}$ на основном переходе и, соответственно, его отношения к насыщенному усилению $\xi = g_{\text{GS}}^{\text{max}}/g_{\text{GS}}^{\text{sat}}$. Положение центра полосы основного состояния задавалось равным 1255 нм , для возбужденного состояния — 1140 нм , ширина плотности состояний на половине высоты как для основного, так и для возбужденного перехода полагалась 60 мЭВ . Для нахождения спектров α -фактора определялись спектры приращения показателя преломления $\Delta n(E)$ по спектрам приращения усиления $\Delta g(E)$, связь между которыми может быть представлена с использованием дисперсионного соотношения Крамерса–Кронига:

$$\Delta n(E) = -\frac{c\hbar}{\pi} \text{V.p.} \int_0^\infty \frac{\Delta g(E')}{E'^2 - E^2} dE', \quad (3)$$

где c — скорость света, \hbar — постоянная Планка, V.p. означает, что интеграл берется в смысле его главного значения.

Использованная модель позволила получить хорошее согласие численных результатов с полученными экспериментальными зависимостями. На рис. 4 представлены расчетные спектры α -фактора для диапазона длин волн вблизи основного состояния при 20°C для значений отношения $\xi = 0.63, 0.7$ и 0.76 . Для сравнения, в однослойном лазере при плотности тока 225 А/см^2 (измеренный спектр α -фактора представлен на рис. 2) максимальное усиление на основной полосе достигает 75% от насыщенного значения. Таким образом, использованный в расчете уровень накачки соответствует диапазону тока, использованному в эксперименте.

Как видно из данных рис. 4, так же как и в эксперименте, расчетное значение α -фактора растет с увеличением

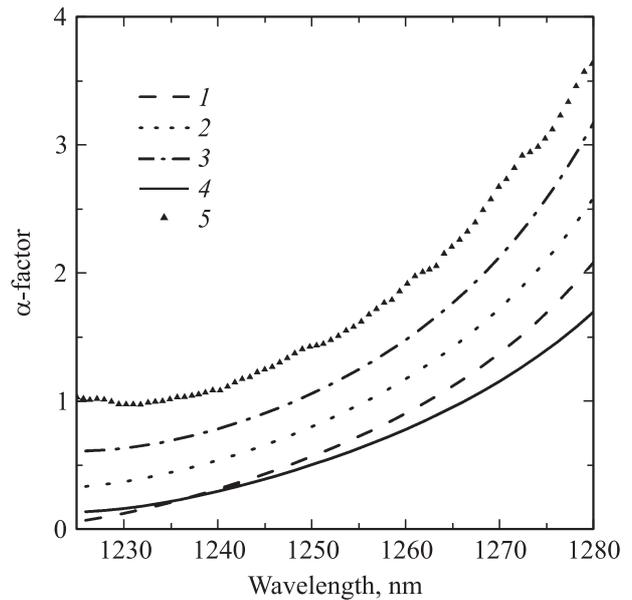


Рис. 4. Расчетные спектры α -фактора (1 — $\xi = 0.63$, $T = 20^\circ\text{C}$; 2 — $\xi = 0.70$, $T = 20^\circ\text{C}$; 3 — $\xi = 0.76$, $T = 20^\circ\text{C}$; 4 — $\xi = 0.63$, $T = 120^\circ\text{C}$) и экспериментальный спектр α -фактора лазера с одним слоем КТ (5 — $\xi = 0.75$, $T = 20^\circ\text{C}$, $j = 225\text{ А/см}^2$). Спектр 4 рассчитан без учета изменения ширины запрещенной зоны с ростом температуры.

длины волны. Кроме того, как это наблюдалось экспериментально для лазера с одним слоем КТ, α -фактор растет с увеличением тока накачки. По сути изменение α -фактора вызвано изменением положения уровня Ферми, сопровождающимся ростом заселения возбужденных уровней. Поскольку в десятислойном лазере плотность состояний КТ в 10 раз больше, чем в однослойном лазере, использованное в расчетах изменение значения максимального усиления будет соответствовать пропорционально большему диапазону изменения тока накачки. Именно поэтому при таком же изменении тока накачки фактор уширения линии оставался практически неизменным в десятислойном лазере, в то время как в однослойном лазере наблюдалось его существенное увеличение (рис. 2).

Влияние температуры на спектр α -фактора обусловлено как изменением заполнения состояний носителями заряда, так и температурным изменением ширины запрещенной зоны активной области. Относительный вклад этих факторов до настоящего времени не обсуждался в литературе. На рис. 4 проиллюстрировано влияние температуры на спектр фактора уширения линии (штриховая и сплошная линии) без учета изменения энергетических зон с температурой. Как видим, в длинноволновой части спектра с ростом температуры от 20 до 120°C имеет место незначительное снижение α -фактора, а в коротковолновой, наоборот, — некоторый подъем. Однако при небольших изменениях температуры, как было в эксперименте (см. рис. 3), эти изменения α -фактора не превышают 3%, что едва ли могло бы быть раз-

решимо в эксперименте. Иными словами, значительное уменьшение фактора уширения линии с температурой, наблюдавшееся экспериментально, не может быть объяснено лишь „размытием“ функции Ферми с ростом температуры.

С ростом температуры ширина запрещенной зоны активной области уменьшается, что приводит к смещению максимума спектра усиления в длинноволновую область. Это обстоятельство, по нашему мнению, необходимо учитывать при описании температурной зависимости спектра α -фактора. Действительно, спектры, представленные на рис. 3, посредством трансляции вдоль оси длин волн могут быть совмещены друг с другом, как это представлено на вставке к рис. 3. При этом точность такого совмещения оказывается не хуже величины повторяемости измерений фактора уширения линии, составляющей ± 0.15 . Скорость температурного сдвига спектра α -фактора определена равной $0.53 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, что близко к значениям скорости смещения линии лазерной генерации лазеров с активной областью на основе InAs КТ, составляющей $0.45 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [19]. Таким образом, можно заключить, что главный вклад в изменение α -фактора с температурой вносит температурное изменение ширины запрещенной зоны материалов активной области лазера.

Обнаруженное уменьшение с ростом температуры значения α -фактора на фиксированной длине волны представляет интерес для приборных применений. Так, при достижении определенной, сравнительно невысокой, температуры, которая может быть задана при помощи системы термостабилизации, на некоторой длине волны спектр α -фактора проходит через нуль (см. рис. 3). Соответственно, одночастотный лазер (например, лазер с распределенной обратной связью), излучающий на данной длине, будет иметь α -фактор, равный или близкий к нулю.

4. Заключение

Таким образом, с увеличением длины волны вблизи полосы основного перехода в широком диапазоне токов накачки наблюдается монотонный рост фактора уширения линии. В лазере с одним слоем КТ имеет место существенный рост α -фактора с увеличением накачки во всем исследованном спектральном диапазоне, тогда как в лазере на основе 10 рядов КТ фактор уширения линии оставался практически неизменным и был значительно меньше, чем в лазерах с одним рядом КТ. Впервые для лазеров с КТ InAs/InGaAs экспериментально установлена зависимость спектров α -фактора от температуры до порога возникновения лазерной генерации. Расчеты, выполненные с использованием модельной плотности состояний КТ, показали, что основной причиной изменения фактора уширения линии с температурой является изменение ширины запрещенной зоны материалов гетероструктуры лазера. Уменьшение α -фактора с ростом температуры при фиксированной длине волны может

быть использовано для достижения равного или близкого нулю этого параметра в одночастотных лазерах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки (ФЦП „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] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш. ФТП, **46** (10), 1249 (2012).
- [4] S. Fathpour, Z. Mi, P. Bhattacharya. J. Phys. D: Appl. Phys., **38** (13), 2103 (2005).
- [5] J. Muszalski, J. Houlihan, G. Huyet, B. Corbett. Electron. Lett., **40** (7), 428 (2004).
- [6] D.-Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, G. Moreau, A. Lemaître, J.-G. Provost, O. Le Gouezigou, M. Fischer, I. Krestnikov, A.R. Kovsh, A. Ramdane. Electron. Lett., **43** (4), 222 (2007).
- [7] S. Melnik, G. Huyet, A. Uskov. Opt. Express, **14** (7), 2950 (2006).
- [8] K.C. Kim, I.K. Han, J.I. Lee, T.G. Kim. Nanotechnology, **21** (13), 134 010 (2010).
- [9] S. Ghosh, S. Pradhan, P. Bhattacharya. Appl. Phys. Lett., **81** (16), 3055 (2002).
- [10] P.K. Kondratko, S.-L. Chuang, G. Walter, T. Chung, N. Holonyak. Appl. Phys. Lett., **83** (23), 4818 (2003).
- [11] I.D. Henning, J.V. Collins. Electron. Lett., **19** (22), 927 (1983).
- [12] C. Harder, K. Vahala, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., **42** (4), 328 (1983).
- [13] A. Villafranca, J.A. Lázaro, I. Salinas, I. Garcés. IEEE Phot. Techn. Lett., **17** (11), 2268 (2005).
- [14] F. Devaux, Y. Sorel, J.F. Kerdiles. J. Lightwave Technol., **11** (12), 1937 (1993).
- [15] B.W. Hakki, T.L. Paoli. J. Appl. Phys., **44** (9), 4113 (1973).
- [16] A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, S.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. J. Cryst. Growth, **251** (1–4), 729 (2003).
- [17] D.-Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, J.-G. Provost, M. Fischer, I. Krestnikov, A. Kovsh. Appl. Phys. Lett., **92** (19), 191 109 (2008).
- [18] А.Е. Жуков, А.В. Савельев, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Е.М. Аракчеева, Ф.И. Зубов, А.А. Красивичев, Н.В. Крыжановская. ФТП, **46** (2), 235 (2012).
- [19] A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, S.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev, Yu.M. Shemyakov, M.V. Maximov, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Electron. Lett., **38** (19), 1104 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Spectral, current and temperature dependency of linewidth enhancement factor in quantum dot lasers

*F.I. Zubov**, *Yu.M. Shernyakov^{+*}*, *M.V. Maximov^{+*}*,
*A.E. Zhukov**, *D.A. Livshits[•]*, *A.S. Payusov⁺*,
A.M. Nadtochiy⁺, *A.V. Savelyev**,
*N.V. Kryzhanovskaya**, *N.Yu. Gordeev^{+*}*

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

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

[•] Innolume GmbH,
44263 Dortmund, Germany

Abstract Through the analysis of amplified spontaneous emission linewidth enhancement factor (α -factor) in InAs/InGaAs quantum dot lasers is obtained within wide spectral range near the ground optical transition. The influence of pumping current and number of quantum dot layers on α -factor spectral dependencies is studied. For the first time temperature dependence of α -factor spectra was experimentally investigated for lasers with InAs/InGaAs quantum dots. An explanation of observed anomalous reduction of α -factor with temperature rise is given.