

УДК 621.315.592

Приборные характеристики длинноволновых лазеров на основе самоорганизующихся квантовых точек Обзор

© А.Е. Жуков*[†], М.В. Максимов⁺, А.Р. Ковш^{•*}

* 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

[•] Закрытое акционерное общество „Оптоган“,

198205 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 22 марта 2012 г. Принята к печати 26 марта 2012 г.)

Представлен обзор современного состояния полупроводниковых лазеров спектрального диапазона около 1.3 мкм, активная область которых представляет собой массив самоорганизующихся квантовых точек. Рассмотрены их пороговые и температурные характеристики, обсуждаются проблемы преодоления насыщения усиления, повышения дифференциальной эффективности и излучаемой мощности. Обобщены данные по быстродействию в режиме прямой модуляции и характеристикам лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. Обсуждается нелинейное насыщение усиления, фактор спектрального уширения линии, формирование широких спектров усиления и генерации.

Введение

Первые лазеры на основе самоорганизующихся квантовых точек (КТ) появились в начале 90-х годов прошлого столетия [1–3]. Их свойства были не только далеки от идеального поведения, ожидаемого для лазеров с нуль-мерной активной областью [4], но и значительно уступали характеристикам лазеров на квантовых ямах, чья технология к тому времени достигла зрелости. С этого времени, благодаря усилиям множества исследовательских групп по всему миру, произошел значительный прорыв как в совершенствовании методов синтеза структур с КТ, так и в понимании физики явлений, протекающих в КТ, и их взаимосвязи с приборными характеристиками КТ-лазеров.

Обзор ранних работ, посвященных самоорганизующимся квантовым точкам $A^{III}B^V$ и первым лазерам на их основе, был сделан в [5], а теоретические работы, посвященные анализу свойств КТ-лазеров, детально освещены в [6]. В настоящей работе дан обзор современного состояния полупроводниковых лазеров на основе КТ. Мы ограничимся описанием характеристик приборных структур, синтезируемых на подложках GaAs, чья длина волны лежит в спектральном диапазоне приблизительно от 1.15 до 1.35 мкм. Именно на развитие технологии таких длинноволновых лазеров были направлены в последние годы основные усилия, и именно в этой нише КТ-лазеры достигли своих главных успехов, продемонстрировав преимущества по сравнению с лазерами на квантовых ямах.

Быстрому прогрессу КТ-лазеров диапазона длин волн около 1.3 мкм во многом способствовало уникальное

сочетание их специфических свойств, среди которых следует особо выделить большую энергию локализации основного состояния, а также возможность управляемо изменять насыщенное усиление и плотность тока прозрачности за счет выбора числа рядов КТ в активной области. Движущей силой для развития этих лазеров служили потребности множества практических применений, имеющихся для оптических источников этого спектрального диапазона, и, прежде всего, потребности высокоскоростной оптической связи. Так, длине волны около 1.31 мкм соответствует нулевая хроматическая дисперсия стандартного оптического волокна, а также один из минимумов его прозрачности. Кроме того, этот диапазон длин волн отвечает прозрачности кремния, что открывает возможность осуществлять оптический обмен данными непосредственно через кремниевые интегральные микросхемы либо с помощью оптических импульсов, распространяющихся по планарным SiGe-волноводам.

В то же время указанный спектральный диапазон лежит за пределами длинноволновой границы, достижимой в лазерах на основе квантовых ям InGaAs/GaAs, вследствие ограничений, накладываемых пределами псевдоморфного роста. С другой стороны, для лазерных структур на подложках InP при уменьшении длины волны менее чем 1.3 мкм остро встает проблема малых разрывов зон на гетерограницах. Использование квантовых точек на подложках GaAs, способных излучать на длине волны около 1.2–1.3 мкм, позволяет устранить перечисленные выше недостатки структур с квантовыми ямами. Одновременно подобные структуры обладают всеми преимуществами лазеров с нуль-мерной активной областью, такими как низкие значения плотности поро-

[†] E-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

гового тока, его высокая температурная стабильность, а также низкий фактор спектрального уширения линии, возможность управления спектрами усиления и генерации.

Данный обзор построен следующим образом. В разд. 1 будут рассмотрены низкороговые и температурно-стабильные лазеры на квантовых точках. В разд. 2 обсуждаются мощные лазеры на квантовых точках и родственные вопросы, такие как преодоление насыщения усиления, повышение внешней дифференциальной эффективности, исследование надежности. В разд. 3 будет приведено описание динамических характеристик КТ-лазеров, а также фактора спектрального уширения линии. В разд. 4 освещены характеристики КТ-лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. Наконец, разд. 5 посвящен структурам, способным излучать широкие спектры лазерной генерации, а также возможным путям использования подобных лазеров в системах многоканальной оптической связи.

1. Пороговые и температурные характеристики

1.1. Оптическое усиление квантовых точек

Для описания зависимости модового усиления от плотности тока рекомбинации в КТ-лазере в работе [7] было предложено эмпирическое выражение:

$$G(J) = G_{\text{sat}} \left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{J - J_0}{J_0}\right) \right], \quad (1)$$

где J_0 — плотность тока прозрачности, G_{sat} — насыщенное усиление, γ — фактор неидеальности. Пример экспериментальной зависимости усиления от тока и ее аппроксимации с помощью (1) приведен на рис. 1.

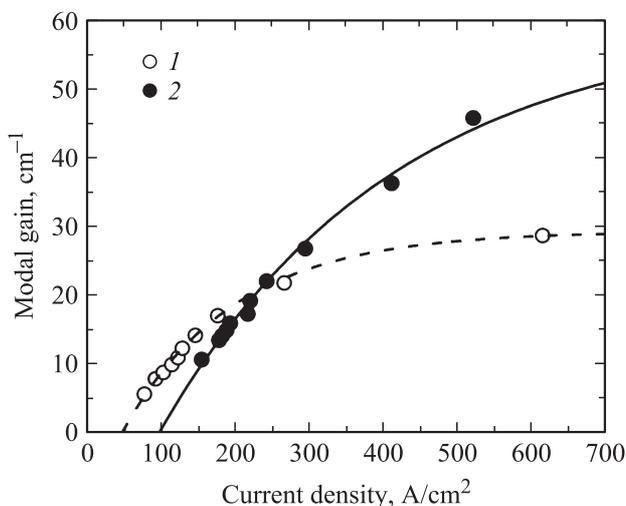


Рис. 1. Зависимости модового усиления от плотности тока в лазерах с 5 (1) и 10 (2) рядами КТ InAs/InGaAs (символы) и их аппроксимация выражением (1) (линии).

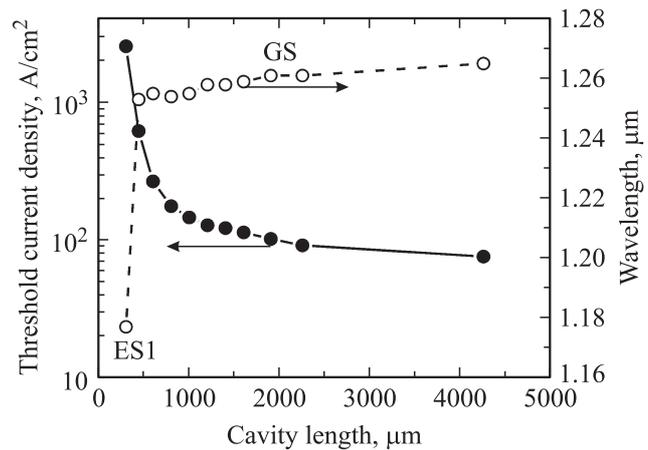


Рис. 2. Зависимости пороговой плотности тока и длины волны лазерной генерации от длины резонатора в лазере на основе 5 рядов КТ InAs/InGaAs.

Лазерная генерация на основном (наиболее длинноволновом) оптическом переходе возможна лишь в том случае, если суммарные оптические потери α не превосходят насыщенного усиления, достижимого на этом переходе. Зависимость пороговой плотности тока и длины волны лазерной генерации от длины лазерного резонатора проиллюстрирована на рис. 2. В данном лазере в длинных (более 0.4 мм) резонаторах генерация происходит на основном переходе с длиной волны около 1.26 мкм, а при меньших длинах — на первом возбужденном переходе с длиной волны около 1.18 мкм.

Насыщенное усиление растет пропорционально поверхностной плотности КТ в одном ряду n_{QD} , числу рядов N_{QD} квантовых точек в активной области лазера и степени их перекрытия с оптической модой Γ , и уменьшается пропорционально спектральному уширению оптического перехода Δ [8]:

$$G_{\text{sat}} \propto \frac{N_{\text{QD}} n_{\text{QD}} \Gamma}{\Delta}. \quad (2)$$

В том случае, если бы КТ обладали только основным уровнем энергии, плотность носителей заряда, заселяющих однослойный массив КТ, не превышала бы $2n_{\text{QD}}$. Это значение для большинства способов формирования КТ заметно меньше той листовой плотности носителей, которая реализуется в двумерных квантовых ямах в режиме лазерной генерации. В связи с этим одним из ожидаемых свойств КТ-лазеров было заметное снижение пороговой плотности тока J_{th} , минимальное значение которой может быть оценено как:

$$J_{\text{th}}^{\text{min}} \approx \frac{e N_{\text{QD}} n_{\text{QD}}}{\tau}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, τ — время жизни носителей заряда на основном состоянии.

Для типичной поверхностной плотности самоорганизующихся КТ около $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ оценка с помощью

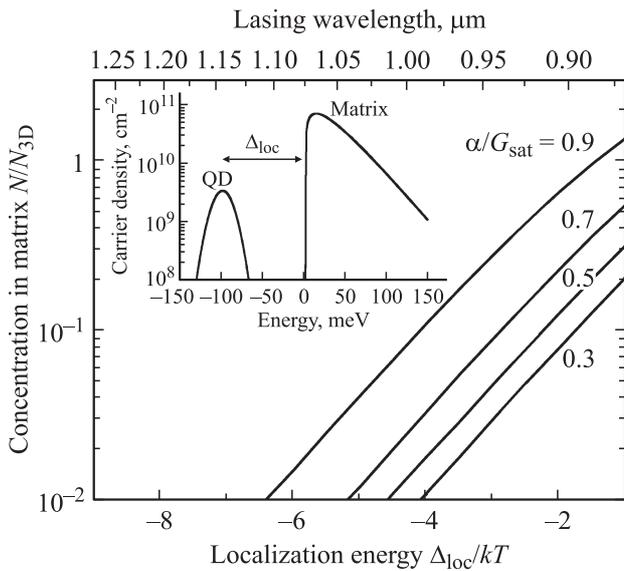


Рис. 3. Зависимости концентрации носителей в матрице от энергии локализации основного состояния КТ при различных уровнях порогового усиления. Верхняя шкала — длина волны КТ для случая GaAs-матрицы. Вставка — заполнение состояний КТ и матрицы при комнатной температуре для $\Delta_{loc} = 100$ мэВ, $\alpha/G_{sat} = 0.7$, $N_{3D} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_{3D} = 0.3$ мкм.

соотношения (3) для одного ряда КТ дает значение менее 10 А/см^2 . Однако, как оказалось, существенный вклад в пороговую плотность тока КТ лазера при комнатной температуре может давать рекомбинация носителей, заселяющих матрицу (рис. 3), что обусловлено значительной разницей между плотностями состояний матрицы и массива КТ. Для того чтобы заселением матрицы можно было пренебречь, энергия локализации Δ_{loc} основного состояния по отношению к континууму должна удовлетворять условию [8]:

$$\Delta_{loc} \gg kT \ln \left[\frac{N_{3D}d_{3D}}{n_{QD}} \left(\frac{1}{1 - \alpha/G_{sat}} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь N_{3D} — эффективная плотность состояний материала матрицы ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$), d_{3D} — толщина слоя матрицы ($\sim 0.1\text{--}0.5$ мкм), член $(1 - \alpha/G_{sat})^{-1}$ описывает рост заселения матрицы при увеличении оптических потерь α . При типичных параметрах КТ-лазеров выполнение условия (4) означает, что Δ_{loc} должно составлять не менее 150 мэВ для носителей каждого типа. Поскольку энергия локализации растет при увеличении длины волны излучения активной области, длинноволновые ($\lambda > 1.2$ мкм) КТ имеют значительное преимущество по сравнению с более коротковолновыми КТ.

1.2. Длинноволновая лазерная генерация, низкопороговые лазеры

Лазерная генерация в структурах с КТ на подложках GaAs в спектральном диапазоне около 1.3 мкм впервые

была достигнута в 1998 г. [9], спустя 4 года после демонстрации первых инжекционных лазеров на основе самоорганизующихся КТ [2,3]. Для достижения длинноволновой люминесценции в этих работах был использован метод атомно-слоевой эпитаксии (АСЭ), т.е. поочередной подачи атомов In, Ga и As. Такой режим формирования КТ способствовал увеличению их размера (примерно в 1.4 раза) при одновременном снижении поверхностной плотности островков в 3–4 раза (до $\sim 1.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) [10] по сравнению с массивами КТ, образующимися с помощью одновременной подачи элементов III и V групп.

В дальнейшем метод АСЭ был модифицирован, что позволило повысить n_{QD} до $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [11]. Однако поверхностная плотность КТ, формируемых этим методом, оставалась низкой, и, как следствие, было мало их насыщенное усиление. Это вынуждало использовать только лазерные резонаторы с малыми оптическими потерями, что, в свою очередь, препятствовало достижению приемлемых значений дифференциального усиления.

Альтернативный метод достижения длинноволновой люминесценции в КТ на подложках GaAs, получивший название „точки-в-яме“ (dots in well, DWELL), был предложен также в 1998 г. [12,13]. Вскоре были продемонстрированы первые лазеры [14,15]. Метод заключается в помещении слоя КТ InAs в тонкую (типично 5–10 нм) квантовую яму $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 10\text{--}30\%$). Для управления длиной волны излучения может быть использовано изменение толщины или химического состава квантовой ямы, в то время как сами КТ могут быть сформированы в условиях, оптимальных для достижения высокой интенсивности люминесценции и высокой однородности размеров [16]. При этом поверхностная плотность у таких КТ примерно в 4–5 раз выше, чем у сформированных методом АСЭ.

Опубликованные данные по пороговой плотности тока J_{th} наиболее низкопороговых длинноволновых КТ-лазеров обобщены на рис. 4. Уже в первых длинноволновых КТ-лазерах на подложках GaAs были достигнуты весьма низкие значения пороговой плотности тока $\sim 80 \text{ А/см}^2$ при комнатной температуре [14,15], а вскоре лазер на основе одного слоя КТ, сформированного методом АСЭ, показал J_{th} , равную 25 А/см^2 в импульсном режиме и 45 А/см^2 в непрерывном [17]. Таким образом, первые квантовые точки преодолели предыдущий рекорд $40\text{--}50 \text{ А/см}^2$, долгое время удерживаемый квантовыми ямам [18–20]. Затем пороговая плотность тока КТ, формируемых методом АСЭ, была снижена до 19 А/см^2 в непрерывном режиме в структуре с оксидной апертурой, предотвращающей латеральное растекание носителей [11]. Лазеры с активной областью точки-в-яме также показали $J_{th} = 16 \text{ А/см}^2$ в импульсном режиме [21], а в непрерывном режиме была достигнута пороговая плотность тока 17 А/см^2 [22].

Наименьшие на сегодня значения пороговой плотности тока для полупроводниковых лазеров любого типа были достигнуты в работах [29,30], в которых были

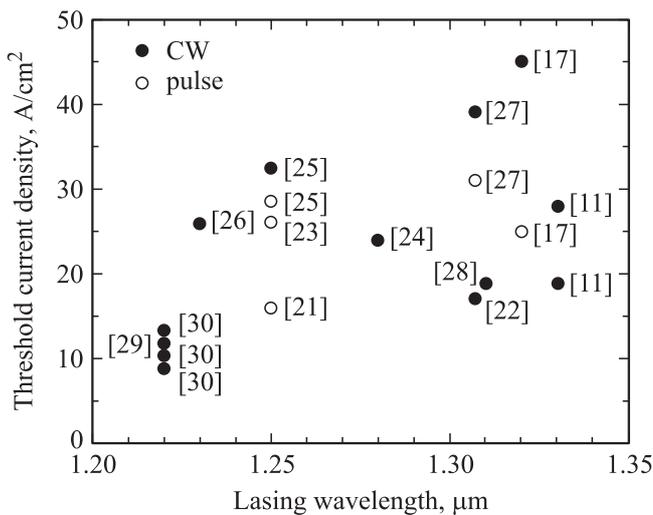


Рис. 4. Сообщенные значения пороговой плотности тока и длины волны лазерной генерации низкороговых длинноволновых КТ-лазеров, синтезированных на подложках GaAs, в непрерывном (GW) и импульсном (pulse) режимах.

показаны значения J_{th} в непрерывном режиме от 8.8 до 13.3 А/см². Авторы оценили плотность тока прозрачности при комнатной температуре не превосходящей 6 А/см², что превосходно согласуется с оценками J_0 для одного ряда КТ. Следует отметить, что использованные в качестве активной области КТ не являются рекордными ни с точки зрения однородности (ширина пика люминесценции на половине высоты 44 мэВ при комнатной температуре), ни с точки зрения удаленности возбужденного оптического перехода (разделение Δ_{GS-ES1} составляет 73 мэВ).

1.3. Высокая температурная стабильность

Помимо сверхнизких значений пороговой плотности тока, другим ожидаемым свойством КТ-лазеров являлось достижение высокой температурной стабильности [4], что позволило бы заметно упростить задачу удержания рабочей точки лазера. Однако первые КТ-лазеры диапазона длин волн около 1.3 мкм демонстрировали весьма низкие значения характеристической температуры порогового тока вблизи комнатной температуры (типично около 50 К) [15,21,24]. Более того, для КТ-лазеров, сформированных как методом АСЭ [9], так и точки-в-яме [15], даже при незначительном увеличении температуры выше комнатной наблюдался переход от генерации на основном оптическом переходе к генерации на возбужденном переходе. Подобное поведение было приписано в основном тепловому выбросу носителей из основного состояния на возбужденные состояния самих КТ, в смачивающий слой и в матрицу, и в меньшей степени — росту с температурой внутренних потерь.

Улучшение температурной стабильности наблюдалось при увеличении числа рядов КТ (росте насыщенного усиления) и/или уменьшении оптических потерь в резонаторе как результат уменьшения заселения вышележащих состояний (рис. 3). Например, в работе [21] было показано увеличение T_0 с 45 до 84 К при изменении N_{QD} с 1 до 3, а в [14] был продемонстрирован рост T_0 с 42 до 63 К при увеличении длины резонатора с 0.15 до 0.4 мм. В работе [31], благодаря возросшему насыщенному усилению активной области в структуре с 5 и 10 рядами КТ, впервые было продемонстрировано высокое значение $T_0 = 150$ К (вплоть до 50°C) при одновременном достижении высокой внешней дифференциальной эффективности (80%). В многослойных КТ-структурах также был расширен температурный диапазон, в котором сохранялась генерация в непрерывном режиме на основном оптическом переходе (до 105°C в структуре с 5 рядами КТ [27]).

Дальнейший прогресс был достигнут за счет использования модулированного *p*-легирования [32] — технологии, при которой атомы акцепторной примеси вводятся в спейсерные слои, разделяющие ряды КТ. В [33] было показано, что увеличение легирования с 0 до 52 акцепторов на КТ приводит к улучшению характеристической температуры с 85 до 161 К, которая сохранялась вплоть до 80°C. Оптимизация этого метода позволила достичь полной температурной нечувствительности порогового тока вплоть до 75 [34] и 85°C [35].

Сегодня серийно выпускаются КТ-лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм, специфицированные для работы вплоть до 150°C [36]. Наибольшая температура, при которой был реализован непрерывный режим работы КТ-лазера спектрального диапазона 1.3 мкм, составила 220°C, при этом порог генерации в диапазоне 30–220°C изменился от 15 до 75 мА [37]. Помимо технологии модулированного легирования акцепторной примесью ключом к достижению столь высоких рабочих температур, по мнению авторов, стала реализация высокого насыщенного усиления (54 см⁻¹ при 25°C) в сочетании с достаточно большим (80 мэВ) разделением между основным и первым возбужденным оптическими переходами, что препятствовало переходу к генерации через возбужденное состояние во всем температурном диапазоне.

Также следует отметить, что модулированное *p*-легирование увеличивает температурную стабильность дифференциального усиления, что оказывается важным ввиду применения КТ-лазеров в системах оптической связи. Например, в нелегированном КТ-лазере в температурном диапазоне 20–80°C наблюдалось падение дифференциального усиления от 10⁻¹⁴ до 2.9 · 10⁻¹⁵ см⁻², тогда как в лазере с 12 акцепторными атомами на КТ дифференциальное усиление оставалось существенно более стабильным, снижаясь от 9.8 · 10⁻¹⁵ до 7.7 · 10⁻¹⁵ см⁻² [38].

2. Модовое усиление и мощность

2.1. Преодоление насыщения усиления

Высокая мощность излучения в спектральном диапазоне 1.2–1.3 мкм требуется, например, для генерации видимого излучения с помощью удвоения частоты, создания систем накачки рамановских волоконных усилителей, а также для медицинских применений, в том числе хирургических и косметических. На момент своего появления длинноволновые КТ-лазеры обладали максимальной мощностью всего в несколько сотен милливольт со 100 мкм ширины полоска [14,15]. И хотя в 1999 г. появилось первое сообщение о достижении мощности в непрерывном режиме свыше 1 Вт [39], их характеристики все еще заметно уступали не только лазерам на квантовых ямах, но и более коротковолновым КТ-лазерам, максимальная мощность которых к тому времени составляла около 4 Вт [40,41].

Предельная мощность этих первых лазеров была ограничена ранним тепловым загибом ватт-амперной характеристики, который, в свою очередь, был вызван их низкой внешней дифференциальной эффективностью η_D . Как известно, η_D растет при увеличении потерь на вывод излучения α_m . В то же время в КТ-лазере наибольшее значение α_m , которое может быть реализовано с помощью уменьшения длины резонатора или просветления рабочего зеркала, близко к величине насыщенного усиления за вычетом внутренних потерь α_{in} , так что $\eta_D^{max} \propto (G_{sat} - \alpha_{in})/G_{sat}$. Таким образом, ключом к повышению рабочей мощности КТ-лазера является реализация высокого насыщенного усиления, способствующего достижению больших значений внешней дифференциальной эффективности. Высокое модовое усиление оказывается также важным и для реализации высокой скорости передачи данных, что будет обсуждаться в разд. 3.

Особенностью длинноволновых КТ-лазеров в том числе и формируемых методом точки-в-яме, является низкое значение G_{sat} , которое для одного слоя КТ составляет несколько обратных сантиметров. Меры, используемые как самостоятельно, так и в различных сочетаниях с целью повышения усиления, включают в соответствии с (2):

- 1) применение нескольких рядов КТ в активной области лазера (увеличение N_{QD}) [15];
- 2) применение специальных режимов роста, позволяющих повысить плотность КТ в каждой из плоскостей (увеличение n_{QD}), — например, метод точки-в-яме вместо АСЭ;
- 3) применение специальных режимов, позволяющих уменьшить разброс КТ по размерам (снижение Δ ; например, в работе [42] сообщалось о $\Delta = 25$ мэВ при типичном значении 40–50 мэВ);
- 4) использование высококонтрастных оптических волноводов (повышение Γ) [43].

Наибольшее насыщенное усиление длинноволновых КТ-лазеров на сегодня составляет 54 см^{-1} [36,44], а среднее значение насыщенного усиления, отнесенное к числу рядов КТ, около 6 см^{-1} (рис. 5, a). Снижение G_{sat}/N_{QD} до $\sim 4 \text{ см}^{-1}$ в структурах с большим числом рядов КТ может быть связано с удалением боковых рядов от максимума оптической моды. Важным параметром для оценки характеристик КТ-лазера является отношение насыщенного усиления к полной поверхностной плотности N_{QD}/n_{QD} . Согласно данным, приведенным на рис. 5, b, отношение $G_{sat}/(N_{QD}n_{QD})$ в среднем равно $1.2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-1}/\text{см}^{-2}$ при наибольшем значении около $1.9 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-1}/\text{см}^{-2}$ [45,46].

2.2. Внутренние потери, внешняя эффективность и оптическая мощность

Еще одним ключевым параметром, влияющим на возможность достижения высоких значений внешней дифференциальной эффективности, являются низкие внут-

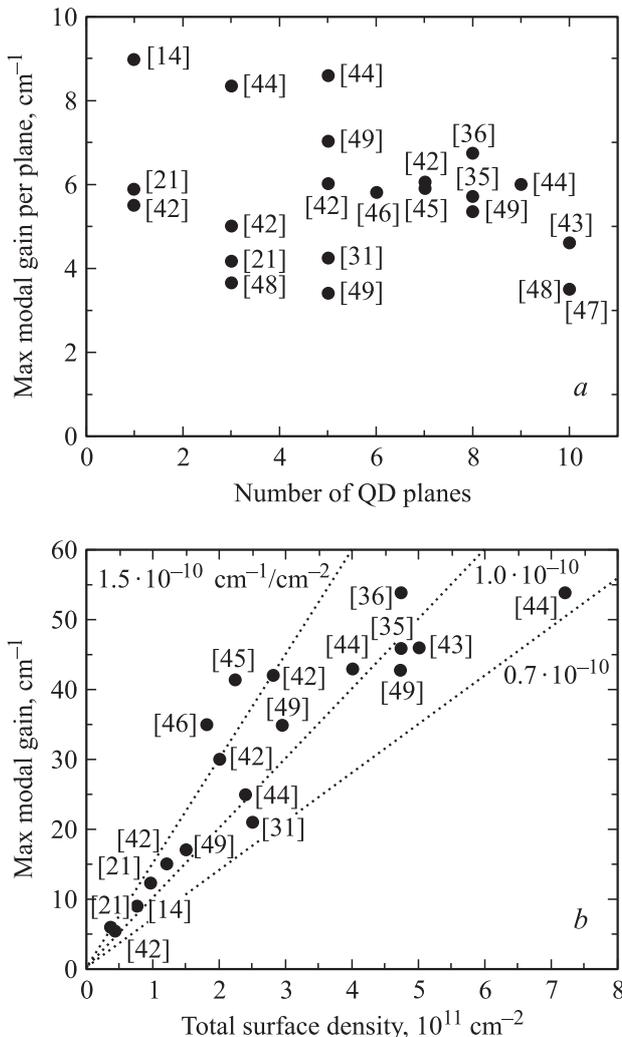


Рис. 5. Насыщенное усиление длинноволновых КТ-лазеров в расчете на один ряд КТ в зависимости от числа рядов КТ (a) и полное насыщенное усиления в зависимости от полной поверхностной плотности КТ (b).

ренные потери. В должным образом оптимизированных лазерных структурах основная часть внутренних потерь связана с поглощением на свободных носителях. При этом поглощение в эмиттерах лазерной структуры может быть подавлено с помощью известных приемов снижения уровня легирования вблизи волновода, а также с помощью подавления проникновения световой волны в эмиттеры. Таким образом, для улучшения лазерных характеристик ключевой проблемой является снижение поглощения на свободных носителях в волноводе лазерной структуры и непосредственно в активной области.

Как обсуждалось в связи с рис. 3, в длинноволновых КТ-лазерах, обладающих значительной энергией локализации основного состояния по отношению к матрице, при не слишком низких значениях насыщенного усиления, концентрация носителей заряда в волноводе весьма мала. Более того, в отличие от лазеров на основе квантовых ям, в которых значительная часть носителей заряда сосредоточена в активной области, где они имеют возможность свободного движения в плоскости ямы, в КТ-лазере носители в активной области локализованы на дискретных состояниях, а число их невелико. Низкие внутренние потери в диапазоне $0.6\text{--}1.2\text{ см}^{-1}$ сообщались для лазеров на основе КТ InAs/InGaAs [21,25,31,50]. Рекордно низкие внутренние потери, оцененные равными 0.25 см^{-1} , были продемонстрированы в работе [30]. Это достижение улучшает предыдущий рекорд в 0.34 см^{-1} , принадлежавший лазерам на квантовых ямах [51].

Одновременная оптимизация всех параметров, оказывающих влияние на внешнюю дифференциальную эффективность КТ-лазеров, все еще остается достаточно сложной задачей. В частности, в упоминавшейся выше работе [30], несмотря на рекордно низкие внутренние потери, внутренняя дифференциальная квантовая эффективность составила всего 47%, так что наибольшее значение η_D не превысило 40%. На сегодня наибольшее значение внешней дифференциальной квантовой эффективности длинноволновых КТ-лазеров остается равным 88%, как было достигнуто в 2002 г. [31].

На рис. 6 приведены лучшие сообщенные значения максимальной мощности, достигнутой в длинноволновых КТ-лазерах. В лазерах с широким полоском ($>100\text{ мкм}$) предельный уровень удельной мощности в среднем составляет около 50 мВт/мкм , достигая в лучших образцах значений около 80 мВт/мкм [52]. Наибольшая достигнутая мощность от одиночного лазерного диода составила 15.7 Вт (при апертуре 200 мкм) [52], что сравнимо с лучшими значениями, сообщенными для лазеров на квантовых ямах [51,53]. Наибольший сообщенный коэффициент полезного действия длинноволновых КТ-лазеров 56% [54], что пока еще уступает наибольшим значениям $\text{кпд} \approx 74\text{--}76\%$ лазеров на квантовых ямах [51,55].

Лазеры с узким полоском (шириной менее 10 мкм) используются с целью снижения рабочих токов, а также в тех случаях, когда требуется достижение высокой

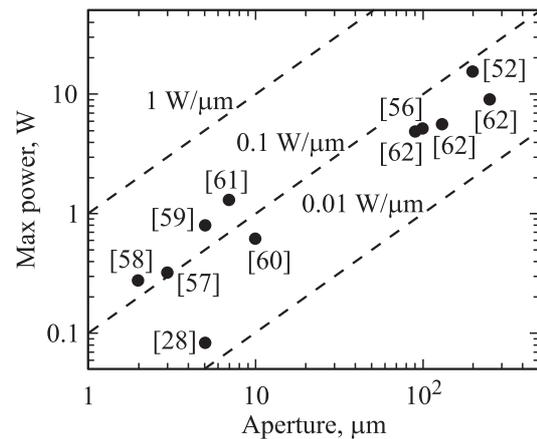


Рис. 6. Сообщенные значения максимальной мощности, достигнутые в длинноволновых КТ-лазерах, в зависимости от ширины лазерного полоска.

пространственной когерентности лазерного излучения. В таких КТ-лазерах наибольшее абсолютное значение мощности составило 1.3 Вт при ширине полоска 7 мкм [61]. Уменьшение ширины полоска приводит к росту электрического и теплового сопротивлений диода, а также плотности оптической мощности на зеркале, что и приводит к меньшим абсолютным значениям мощности в таких лазерах по сравнению с лазерами с более широким полоском.

В то же время в последнем случае препятствием к достижению высокой пространственной когерентности является филаментация лазерного излучения. В этом отношении КТ-лазеры обладают определенными преимуществами перед лазерами на квантовых ямах, позволяя сохранять высокую пространственную когерентность излучения в более широких лазерных полосках. В частности, в работе [63] было продемонстрировано сохранение высокого качества излучения ($M^2 < 2$) в КТ-лазерах ($\lambda \approx 1.3\text{ мкм}$) с гребешковым волноводом шириной 9 мкм , тогда как в лазере аналогичной конструкции с квантовой ямой величина M^2 превышала 4. Такое поведение обусловлено возможностью достижения в КТ-лазерах низкого фактора спектрального уширения линии (см. разд. 3), величина которого и определяет стабильность по отношению к филаментации [63].

В настоящее время серийно выпускаются длинноволновые КТ-лазеры с мощностью в пространственно-одномодовом режиме 300 мВт из волокна [64]. Возможность повысить стабильность генерации в пространственно-одномодовом режиме при одновременном сохранении достаточно большой ширины полоска была продемонстрирована в [65] с помощью монолитного фильтра мод высоких порядков. В работе было показано, что тогда как при ширине полоска 7 мкм в лазере без фильтрующей секции, моды высоких порядков возникали уже при токе менее 100 мА . В случае использования лазера с фильтрующей секцией длиной 100 мкм режим

генерации на фундаментальной моде сохранялся вплоть до тока накачки 2.5 А. Это в свою очередь позволило достичь мощности в пространственно-одномодовом режиме 0.72 Вт. Улучшение картин дальнего поля за счет фильтрующей секции наблюдалось также и в лазерах с шириной полоска 10 и 15 мкм. Следует также упомянуть о недавней работе [60], в которой с помощью использования полоска S-образной формы в лазере с полоском шириной 10 мкм удалось достичь в пространственно-одномодовом режиме выходную мощность 310 мВт с зеркала. Наибольшая мощность в пространственно-одномодовом режиме, достигнутая на сегодня в КТ-лазерах диапазона 1.3 мкм, насколько нам известно, составляет около 0.8 Вт [59].

2.3. Надежность

На начальном этапе исследований лазеров на основе КТ, в особенности длинноволновых лазеров, их надежность вызывала сомнения вследствие значительного упругого напряжения активной области. В 2000-х годах, в связи с совершенствованием технологии работающих в непрерывном режиме лазеров спектрального диапазона 1.2–1.3 мкм были проведены первые оценки временной стабильности их характеристик. В работе [66] было обнаружено, что после 450 ч эксплуатации при 60°C не произошло заметного изменения выходной мощности, а в работе [54] аналогичное наблюдение было сделано по итогам испытаний в течение 3000 ч при 40°C.

Систематическое исследование надежности лазеров на основе КТ InAs/InGaAs было предпринято в работе [67], в которой были проведены тесты по ускоренному старению при 65 и 85°C группы лазеров гребешковой конструкции в течение более 2000 ч. На рис. 7, а показано относительное изменение в течение теста мощности, измеряемой при фиксированном токе. Как видно, ни один из лазеров не показал внезапной деградации характеристик, а также не достиг критерия отказа (падение мощности на 20%) в результате постепенной деградации. Оценки, сделанные при различных температурах испытания (см. вставку к рис. 7, а), позволили определить среднее время до отказа при стандартных условиях эксплуатации равным $1.2 \cdot 10^6$ ч.

Ранее отмечалось, что самоорганизующиеся КТ весьма нестабильны по отношению к высокотемпературному отжигу, что обусловлено перемешиванием атомов In и Ga в сильнонапряженной активной области [68]. В результате, под воздействием высоких температур в КТ-лазерах наблюдается выраженный коротковолновый сдвиг излучения. Например, в работе [69] сообщалось о сдвиге длины волны генерации с 1290 до 916 нм в результате отжига лазерной структуры при 700°C. В связи с этим имели место опасения возможной нестабильности спектральных характеристик КТ-лазеров в процессе их длительной эксплуатации. Тесты по ускоренному старению показали [67], что ширина спектра

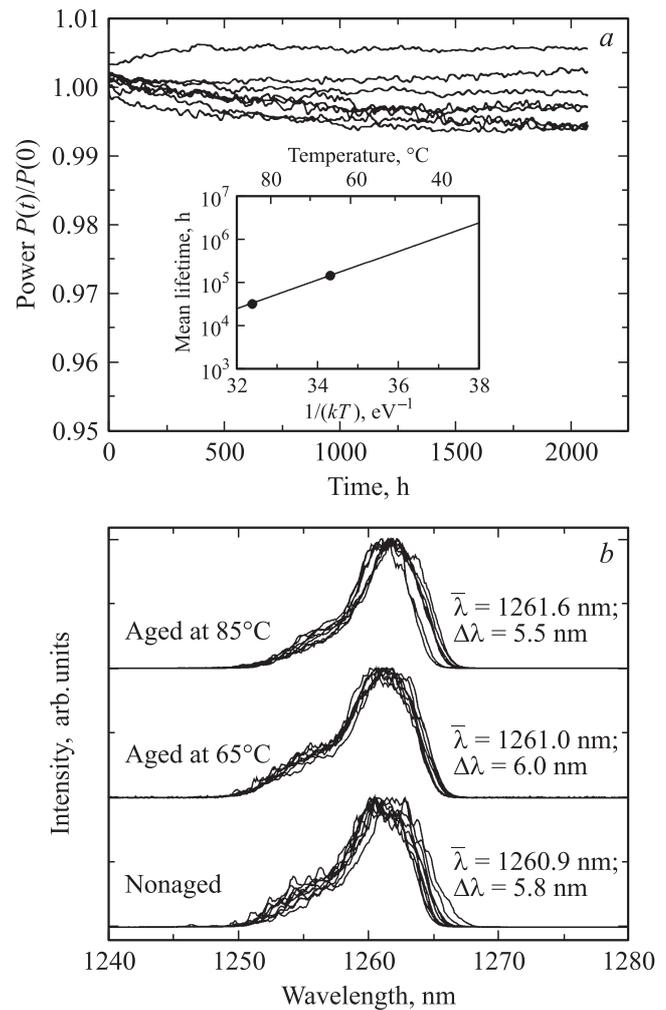


Рис. 7. Относительное изменение излучаемой мощности в ходе испытания при 65°C (а). На вставке — зависимость среднего времени до отказа от температуры. Спектры лазерной генерации лазеров, прошедших ускоренные испытания при различных температурах, а также не подвергнутых высокотемпературному испытанию (б).

генерации остается неизменной, а длина волны возрастает весьма незначительно (на 0.7 нм или менее чем на 0.1%, рис. 7, б) после 2070 ч непрерывной работы при 85°C, что свидетельствует о высокой стабильности КТ по отношению к температурам, при которых обычно эксплуатируется лазерный диод.

2.4. Двухуровневая генерация

Даже если лазерная генерация в КТ-лазере началась на длине волны основного оптического перехода, при достаточно больших токах накачки в спектрах генерации возникает дополнительная, более коротковолновая линия, соответствующая первому возбужденному оптическому переходу [70,71]. Такое явление получило название двухуровневая генерация (рис. 8, а). На основе анализа скоростных уравнений (rate equations) [70–72],

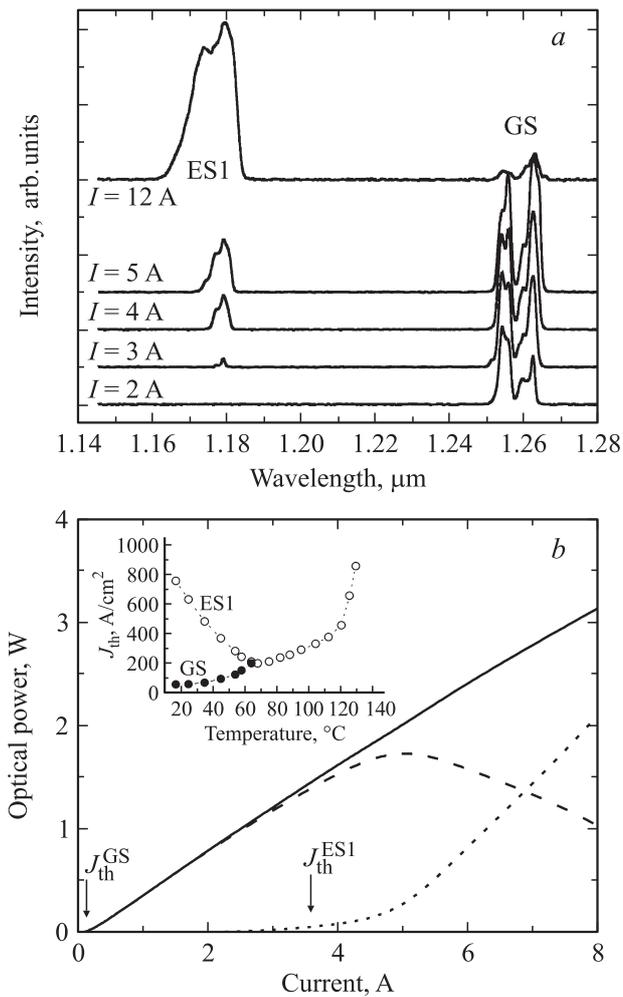


Рис. 8. Спектры генерации при различных токах накачки (а) и выходная мощность различных спектральных компонент в зависимости от тока накачки (b) при 17°C для лазера на основе 1 ряда КТ InAs/InGaAs. На вставке — зависимости порога генерации J_{th}^{GS} и порога двухуровневой генерации J_{th}^{ES1} от температуры.

а также управляющих уравнений (master equations) [73] был сделан вывод, что возникновение генерации на возбужденном переходе обусловлено медленным захватом носителей заряда на основное состояние КТ, приводящим к постепенному увеличению концентрации носителей на возбужденном состоянии, сопровождающемуся возрастанием усиления на возбужденном оптическом переходе вплоть до достижения порогового условия. Отметим, что время захвата τ_c уменьшается при увеличении степени заполнения основного состояния КТ f_{GS} :

$$\tau_c = \frac{\tau_0}{1 - f_{GS}}, \quad (5)$$

$$f_{GS} = \frac{1 + \alpha/G_{sat}}{2}. \quad (6)$$

Время захвата на пустое состояние τ_0 было определено равным 3–7 пс [70,71,74].

Основной интерес для приборных применений представляет обычно только та часть мощности, которая излучается на основном (наиболее длинноволновом) переходе. Мощность спектральной компоненты, соответствующей основному переходу, достигает максимума вблизи порога двухуровневой генерации, после чего снижается (рис. 8, b). Было обнаружено, что тогда как порог генерации на основном переходе при увеличении температуры возрастает, порог начала двухуровневой генерации снижается, так что диапазон токов, в котором в спектре присутствует только спектральная компонента основного перехода, уменьшается вплоть до нуля (см. вставку к рис. 8, b). Увеличение насыщенного усиления и (или) снижение оптических потерь вызывает расширение диапазона генерации на основном переходе.

В качестве возможных причин гашения лазерной мощности основного оптического перехода за порогом двухуровневой генерации были названы увеличение температуры активной области лазера (саморазогрев) [75,76], а также увеличение однородного уширения с ростом накачки [77]. Кроме того, в работе [78] было предположено, что гашение лазерной генерации основного состояния связано с асимметрией электронно-дырочного теплового распределения.

3. Динамические характеристики

3.1. Предельное быстродействие при прямой модуляции

Анализ малосигнального отклика одночастотного лазера на основе скоростных уравнений показывает, что максимальная скорость модуляции, достигаемая при переходе лазерного диода в режим сильного демпфирования релаксационных колебаний, определяется так называемым К-фактором [79]:

$$f_{-3dB,max} = 2\sqrt{2\pi/K} \approx 9/K, \quad (7)$$

$$K = K_{ph} + K_\epsilon, \quad K_{ph} = 4\pi^2\tau_{ph}, \quad K_\epsilon = 4\pi^2 \frac{\epsilon}{v_{gr}a}. \quad (8)$$

Здесь K_{ph} и K_ϵ — слагаемые К-фактора, обусловленные конечным временем жизни фотонов и нелинейным насыщением усиления соответственно, τ_{ph} — время жизни фотонов в резонаторе, v_{gr} — групповая скорость фотонов, a — дифференциальное усиление, ϵ — коэффициент нелинейного насыщения усиления, описывающий уменьшение оптического усиления активной области с ростом концентрации фотонов (явление, известное как нелинейное насыщение, самонасыщение или компрессия усиления).

Если бы эффектом нелинейного насыщения усиления можно было пренебречь, предельная скорость модуляции достигалась бы при наименьшем возможном времени жизни фотонов в резонаторе, которое в случае лазера на основе КТ определяется насыщенным усилением ($\tau_{ph} \geq (v_{gr}G_{sat})^{-1}$) [80]. В этом приближении $f_{-3dB,max}$

оценивается ~ 60 ГГц (для $G_{\text{sat}} = 30 \text{ см}^{-1}$), что примерно в 5 раз превышает лучшие экспериментально наблюдаемые значения.

Особенностью лазеров с активной областью на основе самоорганизующихся КТ является сильно выраженный эффект компрессии усиления. Сообщенные значения коэффициента нелинейного насыщения усиления для КТ-лазеров диапазона длин волн около 1.3 мкм оценены равными $(3-4) \cdot 10^{-16}$ [81], 10^{-15} [82], $1.5 \cdot 10^{-15}$ [38] и, наконец, $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3$ [61], что более чем на порядок превосходит его величину в лазерах на квантовых ямах ($\epsilon \approx 10^{-17} \text{ см}^3$). Это приводит к тому, что релаксационные колебания в КТ-лазерах сильно демпфированы уже при малых токах смещения, а при определении их характеристик быстродействия необходимо учитывать слагаемое K -фактора, обусловленное нелинейным насыщением усиления [83].

Зависимость K -фактора от оптических потерь α может быть с учетом (8) представлена в виде [83]

$$K = \frac{4\pi^2}{v_{\text{gr}}} \left[\frac{1}{\alpha} + \frac{\epsilon}{a_{\text{max}} \left(1 - \frac{\alpha}{G_{\text{sat}}}\right)} \right], \quad (9)$$

где a_{max} — наибольшее значение дифференциального усиления (при нулевых потерях). Как следует из (9) и проиллюстрировано на рис. 9, a , слагаемое K -фактора, обусловленное конечным временем жизни фотонов в резонаторе (K_{ph}), убывает при увеличении оптических потерь в лазерном резонаторе. В то же время слагаемое, обусловленное нелинейным насыщением усиления (K_{ϵ}), возрастает с ростом α , что обусловлено уменьшением дифференциального усиления активной области при приближении потерь к насыщенному усилению. В результате совместного действия двух противоположных тенденций, в зависимости K -фактора от потерь имеется минимум, который достигается при некоторых оптимальных потерях, заметно меньших, чем насыщенное усиление. Ему соответствует предельная частота модуляции f_{peak} (наибольшее достижимое значение $f_{-3\text{dB,max}}$).

На рис. 9, b показана зависимость максимальной частоты модуляции от оптических потерь для различных значений насыщенного усиления. Как видно, предельная частота модуляции f_{peak} возрастает с ростом G_{sat} . Согласно расчетам, значению G_{sat} около 30 см^{-1} соответствует f_{peak} около 8 ГГц, а увеличение насыщенного усиления до 50 см^{-1} (что близко к лучшим сообщенным значениям G_{sat} , рис. 5) позволяет повысить предельную частоту модуляции до 11 ГГц [74,84]. Таким образом, существует корреляция между максимальным модовым усилением КТ-лазера и предельной частотой модуляции.

В работах [74,84] было получено следующее выражение для K -фактора КТ-лазера, несколько отличное от (9):

$$K = 4\pi^2(\tau_{\text{ph}} + \tau_c). \quad (10)$$

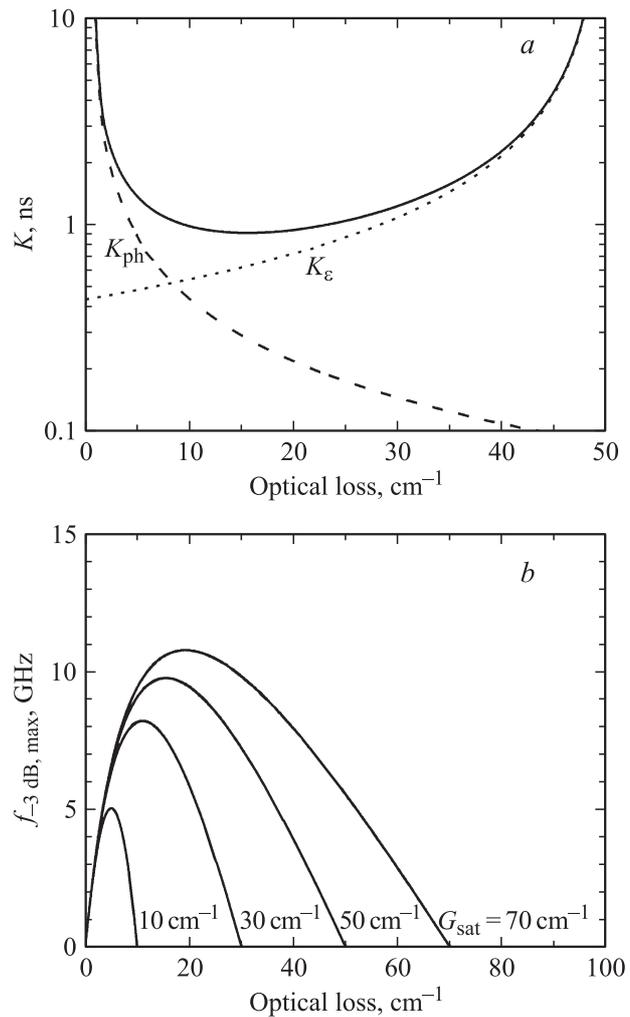


Рис. 9. Зависимости K -фактора (сплошная линия) и его составляющих, обусловленных временем жизни фотонов (штриховая линия) и нелинейным насыщением усиления (пунктирная линия), от потерь для $G_{\text{sat}} = 50 \text{ см}^{-1}$ (a), а также зависимость максимальной частоты модуляции от потерь при различных значениях насыщенного усиления (b). Для расчетов использовано значение $\epsilon/a_{\text{max}} = 0.1 \text{ см}$ и $v_{\text{gr}} = 0.9 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$.

Как видно, (9) и (10) совпадают, если предположить, что коэффициент нелинейного насыщения усиления и время захвата связаны между собой следующим образом:

$$\epsilon = 2\tau_0 v_{\text{gr}} a_{\text{max}}. \quad (11)$$

Насколько нам известно, подобное выражение не было получено ранее на основе каких-либо теоретических предположений, однако представляется вполне естественным, так как на медленный захват как на причину выраженной компрессии усиления в КТ указывалось неоднократно. Приведенные выше оценки времени захвата на пустое основное состояние КТ $\tau_0 \approx 5 \text{ пс}$ позволяют оценить коэффициент нелинейного насыщения усиления ϵ около 10^{-15} см^3 , в превосходном согласии с его экспериментальными оценками.

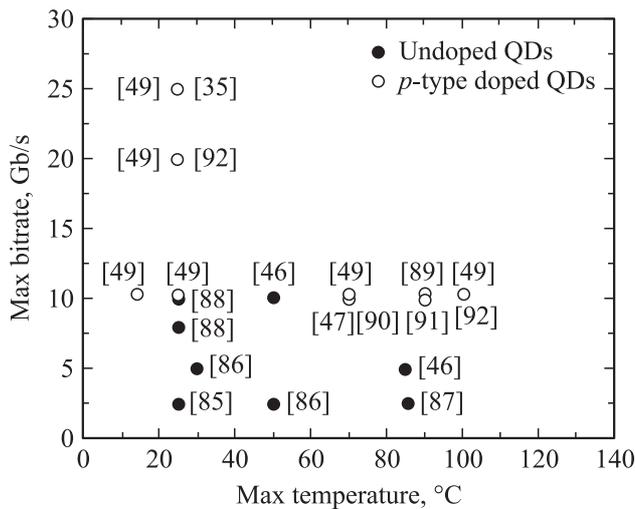


Рис. 10. Сообщенные значения скорости прямой модуляции в зависимости от температуры измерений для КТ-лазеров диапазона 1.3 мкм.

3.2. Прямая модуляция

Быстродействующие лазеры спектрального диапазона около 1.3 мкм вызывают значительный интерес в связи с возможностью их использования для высокоскоростной оптической связи. Длины волн 1.26–1.36 мкм соответствуют так называемому О-диапазону волоконно-оптической связи, в котором в современном одномодовом волокне на основе кварца достигается малое (~ 0.35 дБ/км) затухание оптического сигнала. Кроме того, в этом диапазоне располагается длина волны, отвечающая нулевой хроматической дисперсии стандартного волокна (~ 1.31 мкм).

Насколько нам известно, впервые о высокоскоростной прямой модуляции КТ-лазеров этого спектрального диапазона сообщалось в работе [85], в которой авторами был продемонстрирован лазер с распределенной обратной связью с активной областью типа точки-в-яме, достигший при комнатной температуре скорости передачи 2.5 Гб/с. Вскоре этот рекорд был улучшен до 5 Гб/с в лазере с резонатором Фабри–Перо и активной областью на основе 5 рядов КТ [86]. В этой же работе впервые была продемонстрирована безошибочная передача на расстояние 4 км по одномодовому волокну и 500 м по многомодовому волокну. Максимальная частота малосигнальной модуляции $f_{-3dB,max}$ в этой лазерной структуре была оценена равной 3.7 ГГц. В аналогичной 5-слойной структуре была получена близкая оценка $f_{-3dB,max} = 3.5$ ГГц, а также была продемонстрирована дальность передачи 16 км на скорости 2.5 Гб/с до 85°C [87].

За счет использования 10 рядов КТ максимальная частота модуляции была увеличена до 7.4 ГГц, что позволило достичь безошибочной передачи на скоростях 8 и 10 Гб/с при комнатной температуре [88]. В дальнейшем в лазере с многослойными нелегированными КТ ско-

рость 10 Гб/с была продемонстрирована при 50°C, а для скорости 5 Гб/с температурный интервал был расширен до 85°C [46]. На рис. 10 проиллюстрированы лучшие сообщенные значения скорости передачи с использованием КТ-лазеров спектрального диапазона 1.3 мкм и наивысшая температура, при которой эта скорость была достигнута.

Заметное улучшение высокотемпературных характеристик быстродействующих КТ-лазеров было достигнуто с помощью технологии модулированного легирования акцепторной примесью. Еще в 2004 г. в работе [47] с помощью лазера на основе 10-слойного массива КТ с *p*-легированием была продемонстрирована скорость 10 Гб/с вплоть до 70°. В дальнейшем в аналогичных структурах скорость передачи 10 Гб/с была достигнута в интервале 20–90°C без температурной компенсации тока, т.е. при фиксированных значениях тока смещения и тока модуляции [89–91]. В работе [92] для аналогичной структуры, из которой были изготовлены одночастотные РОС-лазеры, сообщалось о безошибочной передаче со скоростью 10 Гб/с по одномодовому волокну на расстоянии 21 км как при комнатной температуре, так и при 70°C.

Использование плотного массива КТ в активной области, обладающего максимальным модовым усилением 46 см^{-1} , позволило увеличить максимальную частоту малосигнальной модуляции $f_{-3dB,max}$ до 11 ГГц [35], что хорошо согласуется с предельной частотой модуляции для соответствующего значения G_{sat} , представленной на рис. 9, *b*. Это в свою очередь позволило авторам цитированной работы впервые в КТ-лазере спектрального диапазона 1.3 мкм достичь при комнатной температуре скорости передачи 20 Гб/с [93]. В этой же работе сообщалось о температурно-нечувствительной (при фиксированных условиях накачки) передаче данных на скорости 10.3 Гб/с вплоть до 10°C, что, насколько нам известно, является наибольшей сообщенной температурой высокоскоростной передачи с использованием КТ-лазеров этого спектрального диапазона. В дальнейшем эти же авторы продемонстрировали скорость передачи 25 Гб/с [35,49].

Дальнейшее продвижение в область более высоких скоростей требует существенного роста оптического усиления КТ. Однако простое увеличение числа рядов КТ не позволит заметно повысить пиковое значение скорости модуляции, поскольку входящее в (9) максимальное дифференциальное усиление, пропорциональное отношению насыщенного усиления к плотности тока прозрачности, не зависит от числа рядов квантовых точек. Полученное в работе [83] выражение для предельной частоты модуляции при неограниченном возрастании числа рядов КТ:

$$f_{sat} \equiv f_{peak}(N_{QD} \rightarrow \infty) \rightarrow \frac{v_{gr}}{\sqrt{2\pi}} \frac{a_{max}}{\epsilon} \quad (12)$$

позволяет оценить быстродействие КТ-лазеров при современном уровне технологии ($a_{max} \approx 10^{-14} \text{ см}^2$,

$\varepsilon \approx 10^{-15} \text{ см}^3$) на уровне 20 ГГц, что соответствует 30–35 Гб/с. Дальнейшему увеличению скорости передачи при прямой модуляции будет способствовать формирование более упорядоченных массивов КТ, что позволит повысить дифференциальное усиление, а также использование новых схем инжекции носителей, способных обеспечить более быстрое заполнение носителями заряда основного состояния КТ.

3.3. Фактор спектрального уширения линии

Фактор уширения спектральной линии, также называемый α -фактор, коэффициент амплитудно-фазовой связи или фактор Генри был введен в рассмотрение [94] для объяснения уширения линии одночастотной лазерной генерации по сравнению со значением, предсказываемым формулой Шавлова–Таунса [95]. Величина α -фактора также определяет такие свойства лазера как паразитная частотная модуляция (чирп) [96], образование отдельных каналов генерации (филаментация) [64,97], нестабильность частоты следования импульсов в лазерах с синхронизацией мод (джиттер) [98], срыв когерентности вследствие паразитной оптической обратной связи [99]. Для подавления перечисленных нежелательных эффектов требуется достижение близких к нулю значений α -фактора.

Если бы спектр усиления был симметричен относительно своего максимума, то изменение показателя преломления на длине волны лазерной генерации и соответственно α -фактор были бы равны нулю. В отличие от квантовой ямы спектр усиления основного оптического перехода КТ приблизительно симметричен относительно своего максимума, что позволяет ожидать близкие к нулю значения α -фактора.

В работах [100,101] для КТ-лазеров спектрального диапазона 1.3 мкм сообщалось о значениях α -фактора, измеренного на пороге генерации, $\alpha_H = 1.5\text{--}3$. При этом было показано [100], что уменьшение длины лазерного резонатора (увеличение оптических потерь) приводит к росту α_H , что было приписано снижению дифференциального усиления КТ при приближении их усиления к насыщению. При измерении за порогом генерации α -фактор оказался возрастающим с ростом тока. Например, в [71] сообщалось об увеличении α_H в диапазоне токов $(1\text{--}4.5)I_{th}$ от ~ 3.5 до 11, т.е. значений, характерных для лазеров с объемной активной областью и квантовых ям. В работе [102] сообщалось о катастрофическом росте α_H до 57 непосредственно перед началом двухуровневой генерации, что указывает на связь между величиной α -фактора и степенью заполнения основного состояния КТ.

Поскольку степень заполнения КТ при фиксированных оптических потерях в резонаторе зависит от насыщенного усиления активной области (выражение (6)), естественно ожидать, что на значение α -фактора оказывает влияние число рядов КТ. В работе [103] было обнаружено, что α_H вблизи порога генерации снижается

от 2.4 для $N_{QD} = 3$ до 1.4 при $N_{QD} = 10$. Выше порога α_H растет относительно медленно вплоть до некоторого критического тока, выше которого резко возрастает. Это критическое значение тока возросло от $2I_{th}$ до $5I_{th}$ при увеличении числа рядов КТ с 3 до 5, а для структуры с 10 рядами КТ резкого возрастания α_H не наблюдалось вплоть до $\sim 12I_{th}$. В последнем случае α -фактор оставался ниже 4 вплоть до максимальных токов, что соответствует лучшим лазерам на квантовых ямах на подложках InP этого спектрального диапазона, значение α_H в которых типично составляет 4–6.

Разброс КТ по размерам приводит к тому, что форма спектра усиления на основном переходе оказывается не в точности симметричной относительно своего максимума, что может являться одной из причин отличного от нуля α_H . Выполненные в работе [104] прямые вычисления для гауссовской плотности состояний показали, что α_H на пороге генерации возрастает на 0.6 при увеличении неоднородного уширения от 5 до 40 мЭВ.

Как считается в настоящее время, значение α -фактора в КТ-лазерах в основном определяется нерезонансными носителями заряда (на возбужденных состояниях КТ, в смачивающем слое и матрице), наличие которых делает форму спектра усиления несимметричной. В работе [105] на основе анализа скоростных уравнений, учитывающих накопление нерезонансных носителей заряда вследствие конечного времени захвата на основное состояние КТ, было получено следующее выражения для α -фактора на пороге и выше порога генерации ($I \geq I_{th}$):

$$\alpha_H = \alpha_{QD} + \alpha_{NR} \frac{\tau_0/\tau}{(1 - f_{GS})^2} \frac{f_{GS}(1 + I/I_{th}) - 1}{2f_{GS} - 1}. \quad (13)$$

Коэффициенты α_{QD} и α_{NR} описывают вклады в α -фактор, обусловленные носителями заряда на основном состоянии КТ (например, вследствие дисперсии размеров) и на нерезонансных состояниях соответственно. Сами значения α_{QD} и α_{NR} в цитируемой работе являются подгоночными параметрами, при этом $\alpha_{QD} \approx 1$, а $\alpha_{NR} \gg 1$.

В работе [106] также было проанализировано влияние возбужденных состояний. В приближении болцмановского заполнения вышележащих состояний было получено аналитическое выражение для α_{NR} :

$$\alpha_{NR} = \frac{8}{\pi} \frac{\delta_{ES1}}{\Delta_{GS-ES1}} \kappa_{ES1} \frac{\exp\left(\frac{\Delta_{GS-ES1}}{kT}\right) \left(\frac{1}{1+q}\right)^2}{\left[1 + \exp\left(\frac{\Delta_{GS-ES1}}{kT}\right) \left(\frac{1-q}{1+q}\right)\right]^2}, \quad (14)$$

$$q = \alpha/G_{sat}(1 + \varepsilon s).$$

Здесь Δ_{GS-ES1} — энергетическое разделение между возбужденным и лазерным переходами, δ_{ES1} — полуширина возбужденного оптического перехода на половине высоты, κ_{ES1} — степень вырождения возбужденного перехода, s — концентрация фотонов в резонаторе. В случае нескольких возбужденных переходов их вклады суммируются.

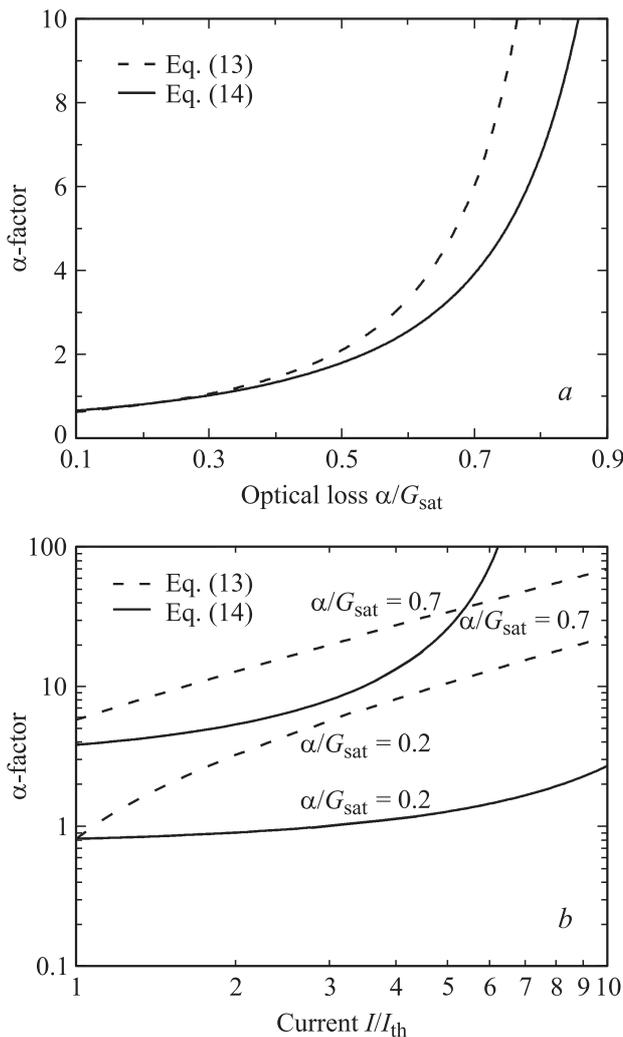


Рис. 11. Расчет зависимости α -фактора на пороге генерации от уровня потерь (а) и от тока накачки выше порога при различном уровне потерь (b). Штриховые линии — выражение (13) ($\alpha_{NR} = 130$, $\tau = 1$ нс, $\tau_0 = 1$ пс); сплошные линии — выражение (14) ($T = 300$ К, $\Delta = 70$ мэВ, $\delta = 23.5$ мэВ, $\kappa = 3$, $\varepsilon = 10^{-15}$ см³).

Выражения (13) и (14) дают близкие значения α -фактора на пороге генерации (рис. 11, а). В хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями, α_H возрастает при увеличении потерь и (или) уменьшении насыщенного усиления. При этом рост α_H происходит наиболее резко, когда степень заполнения основного состояния f_{GS} приближается к 1, т.е. когда потери α близки к насыщенному усилению G_{sat} . Кроме того, модель [106] предсказывает снижение α -фактора с ростом энергетического расстояния между первым возбужденным и основным переходами КТ и при уменьшении спектральной ширины возбужденного перехода.

Зависимости α_H от тока накачки выше порога, предсказываемые (13) и (14), существенно отличаются. Как проиллюстрировано на рис. 11, b, выражение (14) хорошо описывает обсуждавшиеся выше экспериментально

наблюдаемые тенденции — медленное возрастание α_H с током на начальном этапе и его последующий резкий рост. Более того, модель [106] предсказывает, что в случае малых оптических потерь α_H может оставаться заметно меньше 10 вплоть до токов, значительно превышающих порог генерации.

Температурная зависимость α -фактора впервые была исследована в работе [107], в которой было показано, что значение α_H на пороге генерации возрастает от ~ 2 до ~ 5 с ростом температуры от 20 до 50°C. В работе [38] было обнаружено, что с ростом температуры возрастают также и значения α_H , измеряемые выше порога генерации. Например, α -фактор, измеренный при токе 40 мА, возрастал от ~ 2.5 до 6.2 при увеличении температуры в диапазоне 20–80°C. Кроме того, было обнаружено, что чем выше температура наблюдения, тем при меньших токах начинается участок резкого возрастания α -фактора (90 мА при 80°C против 120 мА при 40°C). Такое поведение было приписано снижению дифференциального усиления с ростом температуры.

В работе [38] также было продемонстрировано, что использование модулированного легирования КТ акцепторной примесью позволяет достичь высокой температурной стабильности α -фактора. В лазере, содержащем 12 атомов углерода на одну квантовую точку, значения α_H практически не зависели от температур, оставаясь при малых токах равными около 3. Кроме того, было предотвращено резкое увеличение α -фактора с ростом тока вплоть до 130 мА при повышенных температурах. Эти результаты служат подтверждением предположения, что ответственным за температурное поведение α -фактора является температурная зависимость дифференциального усиления, которая в КТ-структурах с модулированным легированием в значительной степени подавлена (разд. 1).

3.4. Стабильность по отношению к паразитной обратной связи

Вследствие разного рода внешних отражений (например, при стыковке лазерного диода с волокном) часть лазерного излучения, вышедшего за его пределы, может вновь попадать в резонатор. При достаточно высоком уровне паразитной обратной связи возникает так называемый срыв когерентности лазерного излучения, проявляющийся в резком увеличении уровня оптического шума (шума относительной интенсивности) и приводящий к росту вероятности появления ошибочных битов [108]. Для предотвращения этого явления используются оптические изоляторы. Отказ от них в случае использования лазерных диодов, обладающих высокой стабильностью по отношению к паразитной обратной связи, позволил бы снизить стоимость, а также упростить монтаж.

Порог срыва когерентности для случая не слишком низких значений α -фактора ($\alpha_H \geq 1$) может быть оценен

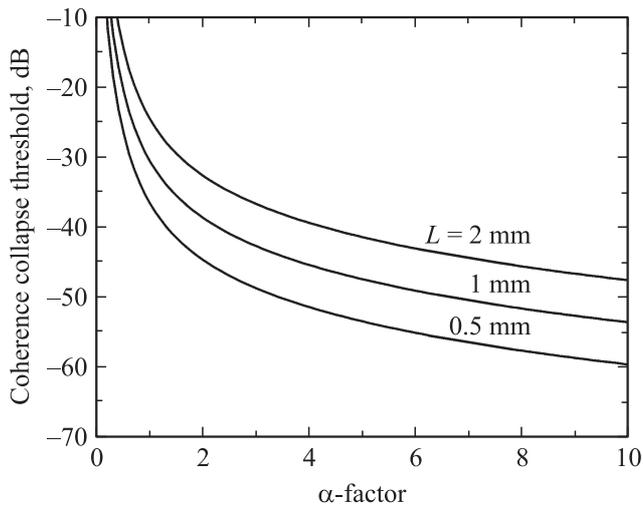


Рис. 12. Расчет зависимостей порога коллапса когерентности от величины α -фактора при различных длинах резонатора ($\gamma_R = 5$ ГГц, $R = 10\%$).

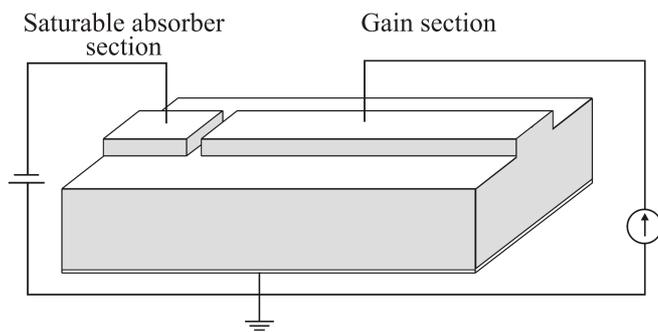


Рис. 13. Схематическое изображение двухсекционного лазера с синхронизацией мод.

с помощью следующего выражения [99]:

$$f_{cc} = \frac{\gamma_R^2 T_R^2 (1 + \alpha_H^2)}{16C^2 \alpha_H^4}, \quad (15)$$

где γ_R — коэффициент демпфирования релаксационных колебаний, T_R — время обхода лазерного резонатора, $C = (1 - R)/2\sqrt{R}$, R — коэффициент отражения выходного зеркала. Как видно, уменьшение α -фактора (рис. 12), а также увеличение коэффициента демпфирования, как это имеет место в КТ-лазерах, приводят к меньшей чувствительности лазера к паразитной обратной связи.

В работе [109] для КТ-лазера спектрального диапазона 1.3 мкм значение порога срыва когерентности было оценено около -8 дБ, тогда как в лазерах на основе квантовых ям f_{cc} значительно ниже и типично составляет около -30 дБ. Таким образом, снижение α -фактора в КТ-лазерах, а также достижение его высокой температурной стабильности в структурах с модулиро-

ванным p -легированием позволяет отказаться от оптических изоляторов и упростить, а в некоторых случаях исключить, термостабилизацию.

4. КТ-лазеры с синхронизацией мод

4.1. Режим синхронизации мод

Для различных применений, в том числе для оптической связи, генерации тактовых импульсов, оптического зондирования и т. д., представляют интерес лазеры, работающие в режиме синхронизации мод (СМЛ) [110], способные излучать последовательность коротких (порядка пс) импульсов. В лазере, работающем в непрерывном режиме, начальные фазы продольных мод, дающих вклад в излучаемую мощность, распределены случайно, что обусловлено различными моментами их зарождения. В случае же синхронизации начальных фаз, что имеет место в СМЛ, выходное излучение представляет собой последовательность коротких оптических импульсов, частота повторения которых F_R определяется временем полного обхода резонатора T_R :

$$F_R = \frac{1}{T_R} = \frac{v_{gr}}{2L}. \quad (16)$$

Наибольший интерес представляют СМЛ в монолитном исполнении, работающие в режиме пассивной синхронизации мод, что обусловлено их компактностью, стабильностью, простотой изготовления и отсутствием необходимости в высокочастотных электрических источниках в процессе работы. Монолитные СМЛ впервые были реализованы в конце 80-х годов прошлого столетия [111,112] с помощью полоскового полупроводникового резонатора с двухсекционным верхним контактом (рис. 13). Одна из секций, через которую пропускается прямой ток, работает как оптический усилитель, а вторая, к которой приложено обратное смещение, служит в качестве насыщающегося поглотителя.

Для достижения режима пассивной синхронизации мод необходимо, чтобы энергия насыщения E_{sat} поглотителя была бы меньше E_{sat} усилителя [113]. В случае самоорганизующихся КТ это требование может быть легко удовлетворено, поскольку E_{sat} обратно пропорциональна дифференциальному усилению, которое в КТ заметно снижается при их заполнении носителями заряда, как это происходит в секции усилителя. В свою очередь это позволяет использовать один и тот же массив КТ в качестве активной среды как секции усилителя, так и насыщающегося поглотителя. СМЛ на основе КТ ($\lambda \approx 1.28$ мкм) впервые был продемонстрирован в 2001 г. в работе [114], в которой сообщалось о формировании импульсов длительностью 15 пс, следовавших с частотой 7.4 ГГц, за счет пассивной синхронизации мод в двухсекционном лазере.

4.2. Длительность импульсов

КТ оказались идеальным кандидатом для использования в СМЛ. Это обусловлено, в частности, тем, что, если синхронизованы все продольные моды, длительность импульсов $\Delta\tau$ обратно пропорциональна ширине спектра. Таким образом, для КТ-лазеров, способных обладать очень широкими спектрами излучения, можно ожидать достижения суб-пикосекундных оптических импульсов (рис. 14). Этому также способствует то обстоятельство, что длинноволновые КТ InAs/InGaAs могут обеспечить усиление сверхкоротких (200 фс) оптических импульсов в спектральном диапазоне, который превышает 100 нм [115].

Для стабильного режима синхронизации мод необходимо, чтобы время восстановления поглотителя τ_{abs} было бы меньше времени между соседними импульсами ($\tau_{abs} < T_R$). Как оказалось, КТ являются не только средой, обладающей широкой полосой усиления, но одновременно и быстро восстанавливающимся поглотителем. Так, в экспериментах с полупроводниковыми зеркалами с насыщающимся поглотителем (SESAM, semiconductor saturable absorber mirror) было продемонстрировано, что поглотители на основе КТ обладают способностью к восстановлению за время около 1 пс [116]. Малое время восстановления также важно для достижения короткой длительности импульсов. Уменьшению τ_{abs} в монолитных СМЛ способствует обратное смещение, удаляющее фотовозбужденные носители заряда из секции поглотителя. В частности, в работе [117] наблюдалось экспоненциальное уменьшение длительности импульсов от ~ 10 пс до 780 фс при увеличении смещения, приложенного к секции поглотителя.

Хотя большинство опубликованных СМЛ на основе КТ продемонстрировали генерацию импульсов длитель-

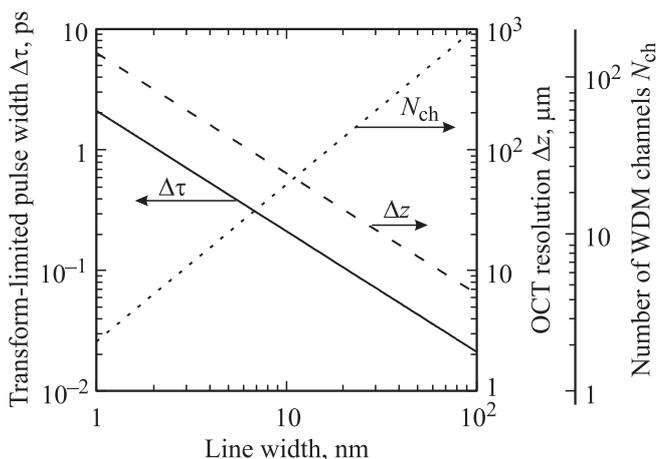


Рис. 14. Временная длительность фурье-ограниченных импульсов в лазере с синхронизацией мод (сплошная линия), пространственного разрешения метода ОКТ (штриховая линия) и числа каналов в системе со спектральным уплотнением при интервале между каналами 100 ГГц (пунктирная линия) в зависимости от ширины спектра генерации.

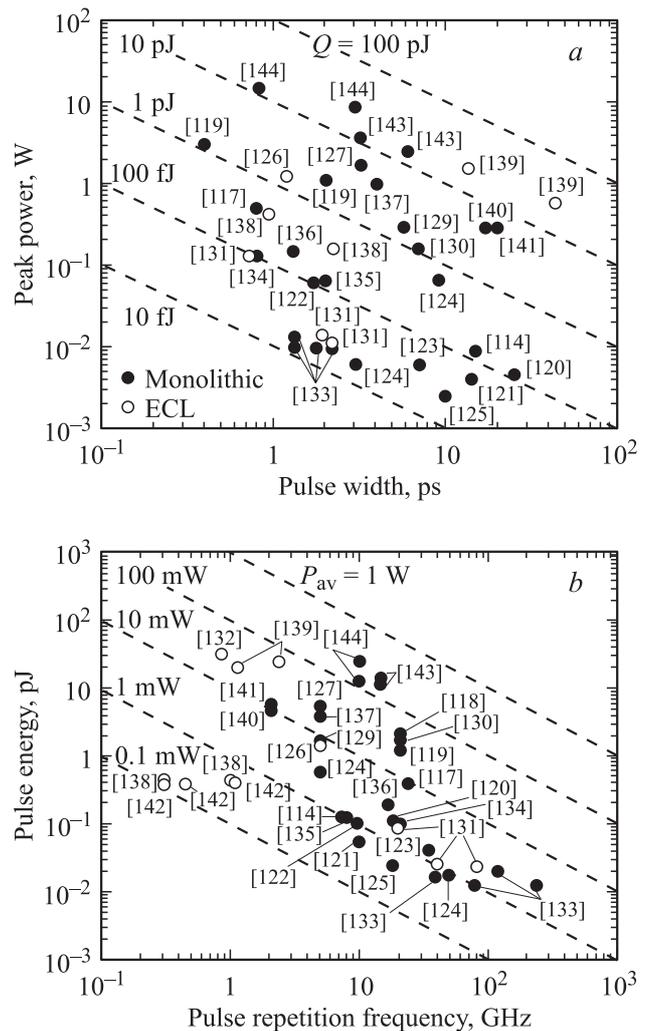


Рис. 15. Сообщенные значения длительности и пиковой мощности импульсов (a), а также частоты следования и энергии импульсов (b) в КТ-лазерах, работающих в режиме синхронизации мод.

ностью в несколько пикосекунд (рис. 15, a), на сегодня имеется уже значительное число сообщений о возможности продвижения в субпикосекундный диапазон. Наименьшая достигнутая на сегодня в таких лазерах длительность импульсов составляет всего 390 фс [118,119]. Важно подчеркнуть, что этот результат был получен в лазере, не использующем какие-либо дополнительные средства сжатия импульсов.

4.3. Генерация тактовой частоты, временной джиттер

Рост рабочей частоты современных микропроцессоров свыше нескольких ГГц ограничен не только предельным топологическим размером технологии изготовления интегральных схем, но и в значительной степени временными задержками, связанными с RC-цепочками, а также с увеличивающимся потреблением электриче-

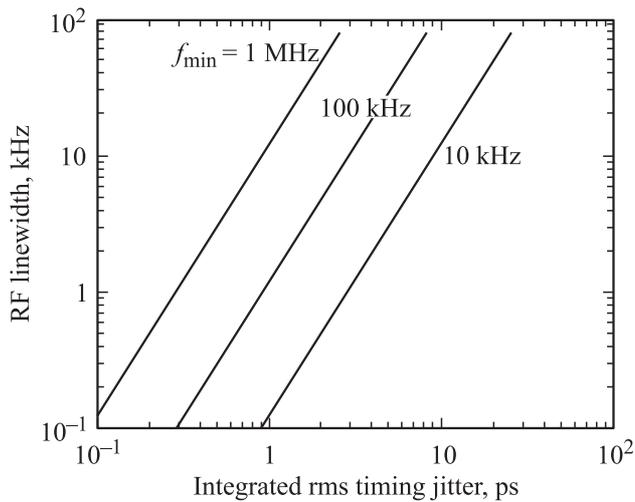


Рис. 16. Связь между интегральным временным джиттером ($F_R = 10$ ГГц, верхний предел интегрирования 100 МГц) и полной шириной на половине высоты СВЧ линии для лазера в режиме пассивной синхронизации мод при различных значениях нижнего предела интегрирования f_{\min} .

ской мощности при электрической передаче сигналов по медным межсоединениям. Использование оптических межсоединений (optical interconnect) для передачи тактового сигнала позволило бы преодолеть эти недостатки электрической передачи [145]. Монолитные СМЛ, излучающие последовательность оптических импульсов с частотой следования в диапазоне 5–20 ГГц, являются весьма перспективными кандидатами для использования в качестве генераторов тактовой частоты [146,147].

Благодаря малым размерам монолитных СМЛ они могут быть размещены непосредственно на кремниевой микросхеме, используя для передачи оптического тактового сигнала волноводы, захороненные в подложку, как это описано в [148]. Одним из важнейших при этом является требование высокой температурной стабильности СМЛ. В работе [127] были продемонстрированы лазеры, работающие в режиме пассивной синхронизации мод при 60°C. При этом пиковая мощность импульсов составила 1.7 Вт, а длительность 3.2 пс, что ставит этот результат в число лучших СМЛ на основе КТ (рис. 15, а). В работе [149] пассивная синхронизация мод была продемонстрирована вплоть до 80°C, при этом наблюдалось незначительное изменение частоты следования импульсов при повышении температуры (от 21.02 до 20.94 ГГц в диапазоне 20–80°C).

Другим важным достоинством СМЛ на основе КТ для генерации тактовой частоты и родственных применений является высокая стабильность частоты следования импульсов, мерой которой обычно является либо ширина СВЧ спектра $\Delta\nu_{RF}$, формируемого СМЛ с пассивной синхронизацией мод, либо величина интегрального временного джиттера $\sigma_{T,i}$ [150]. На рис. 16 проиллюстрирована взаимосвязь между этими параметрами, рассчитанная в соответствии с [151]. На низкий

временной джиттер было указано уже в первой работе, посвященной лазерам с синхронизацией мод на основе КТ, где была достигнута $\Delta\nu_{RF} = 370$ кГц [114]. В дальнейшем интегральный временной джиттер КТ СМЛ был количественно оценен на уровне менее 1 пс (в диапазоне частот 30 кГц–30 МГц) [129]. О рекордно низком интегральном временном джиттере 0.39 пс в интервале 20 кГц–50 МГц сообщалось в работе [152]. Отметим, что СМЛ на основе квантовых ям, работающие в режиме пассивной синхронизации, типично имеют интегральный временной джиттер более 10 пс [153].

Ключевым фактором, определяющим фазовый шум и, как следствие, временной джиттер, является вызванное носителями заряда изменение показателя преломления на длине волны лазерной генерации [98]. Это явление характеризуется фактором спектрального уширения линии, который, как обсуждалось в разд. 2, может быть в КТ-лазерах заметно ниже, чем в лазерах на основе квантовых ям. Стабильность генератора тактовой частоты на основе КТ-СМЛ оказывается существенно лучше, чем у высококачественных электронных осцилляторов. Например, ширина на половине высоты СВЧ спектра $\Delta\nu_{RF}$, формируемого таким лазером, типично составляет несколько десятков кГц, при том что центральная частота равна около 10 ГГц. В работе [151] было показано, что ширина СВЧ линии КТ-СМЛ может достигать 1.6 кГц (при $F_R = 16$ ГГц). Эту величину следует сравнить с наименьшим значением $\Delta\nu_{RF} = 2$ кГц (при $F_R = 10$ ГГц), сообщенным для СМЛ на основе квантовых ям [154].

Еще более повысить стабильность позволяет использование режима гибридной синхронизации мод, о реализации которого в КТ-СМЛ впервые сообщалось в работе [120]. В КТ-СМЛ с внешним резонатором, работающем в режиме гибридной синхронизации мод, достигнута рекордно узкая линия в 10 ГГц при частоте следования импульсов 860 МГц [155]. Лазеры, работающие в режиме гибридной синхронизации, имеют, однако, тот недостаток, что требуют внешнего СВЧ источника.

4.4. Управление частотой следования импульсов

Как видно из рис. 15, б, большинство СМЛ на основе КТ предназначалось для генерации оптических импульсов с относительно низкой частотой повторения, лежащей в диапазоне 5–25 ГГц. В то же время лазеры, работающие в режиме синхронизации мод, позволяют продвинуться в диапазон, существенно превосходящий предельные частоты отсечки при прямой модуляции, что делает их перспективными для использования в системах высокоскоростной оптической передачи данных. Наиболее простой способ увеличения частоты следования импульсов в СМЛ заключается в уменьшении длины его резонатора. Так, согласно (16), для достижения частоты импульсов 80 ГГц потребуется лазерный

резонатор длиной L около 0.5 мм. Таким образом, оптическое усиление на основном переходе должно быть достаточно велико, с тем чтобы избежать генерации на длине волны возбужденного перехода в коротком лазерном резонаторе.

На сегодня имеется несколько сообщений о достижении частот повторения в диапазоне 35–50 ГГц с помощью КТ-СМЛ. Наибольшая частота следования импульсов составляет 80 ГГц, что было достигнуто в лазерной структуре с 15 рядами КТ [131]. Следует отметить, что в лазерах с относительно невысоким насыщенным усилением при увеличении тока, протекающего через секцию усилителя, возможно переключение из режима синхронизации на длинах волн основного перехода в режим синхронизации на возбужденном переходе. Такое поведение впервые наблюдалось в СМЛ, предназначенном для генерации импульсов с частотой около 21 ГГц, активная область которого содержала 5 рядов КТ [130].

Другим способом повышения частоты, который может быть реализован в СМЛ, является использование режима гармонической синхронизации мод, при котором в резонаторе одновременно циркулируют несколько (N) оптических импульсов, что приводит к пропорциональному увеличению частоты $F = NF_R$. Достичь удвоения частоты следования импульсов позволяет так называемая синхронизация на сталкивающихся импульсах, при которой два импульса, распространяющиеся во взаимно противоположных направлениях, „сталкиваются“ друг с другом в центральной части резонатора, в которой располагается секция поглотителя. Первая демонстрация КТ-СМЛ, работающего в режиме сталкивающихся импульсов (20 ГГц), относится к 2005 г. [156]. К настоящему времени продемонстрирована возможность генерации с частотой до 238 ГГц (6-я гармоника) [133], что является, насколько нам известно, наибольшей частотой следования импульсов в КТ-СМЛ.

Другой областью применения СМЛ является их использование в лазерных радарх и системах лазерной микрообработки (micro-machining), где требуется генерация мощных импульсов с низкой частотой повторения (менее ГГц). Низкие частоты также востребованы и в двухфотонной микроскопии, где уровень детектируемого сигнала при фиксированной средней мощности лазера накачки обратно пропорционален частоте. Наименьшая частота повторения, сообщенная для монолитных КТ-СМЛ, составляет 2.1 ГГц [140,141], что было достигнуто в лазере длиной 2 см. При этом энергия оптических импульсов достаточно высока (~ 5 пДж, рис. 15, *b*), чему в немалой степени способствует возможность достижения в КТ-лазерах приемлемой внешней эффективности (в данном примере 0.13 мВт/мА) даже при столь большой длине резонатора. Тем не менее представляется несомненным, что для продвижения в область еще меньших частот более перспективным является использование СМЛ с внешним резонатором.

4.5. Мощность и энергия импульсов

Высокая мощность оптических импульсов желательна для большинства применений, однако в некоторых случаях достижение ее высоких значений приобретает особую значимость. Так, в случае использования лазера для удвоения частоты мощность 2-й гармоники будет пропорциональна квадрату мощности импульсов накачки. Благодаря перераспределению в СМЛ лазерного излучения в короткие оптические импульсы пиковая мощность P_{peak} оптических импульсов может значительно превышать среднюю мощность P_{av} лазерного излучения:

$$P_{\text{peak}} = (T_R/\Delta\tau)P_{\text{av}}.$$

Хотя сама средняя мощность растет при увеличении тока, протекающего через секцию усилителя, это обычно сопровождается уширением оптических импульсов (см., например, [123]). Эти две тенденции, противоположно влияющие на величину пиковой мощности, устанавливают оптимальную рабочую точку СМЛ. Импульсы наибольшей мощности обычно достигаются при умеренных значениях средней мощности, когда $\Delta\tau$ близка к минимуму. Например, при $P_{\text{av}} = 45$ мВт, когда $\Delta\tau$ составила 2 пс, в работе [119] была достигнута пиковая мощность 1.1 Вт, тогда как при переходе в субпикосекундный режим P_{av} уменьшилась до 25 мВт, однако пиковая мощность возросла до ~ 3 Вт. Оптимальное смещение поглотителя для мощных СМЛ также устанавливается в результате компромисса между уменьшением длительности импульсов и подавлением средней мощности (вплоть до полного гашения генерации) с ростом обратного смещения.

Наибольшая энергия импульса, которая может быть достигнута в монолитном КТ-СМЛ, может быть оценена при допущении, что все КТ, располагающиеся в активной области площадью S , одновременно испускают по одному фотону с энергией E :

$$Q_{\text{max}} = EN_{\text{QD}}n_{\text{QD}}S. \quad (17)$$

Полагая полную поверхностную плотность КТ в 10-слойной структуре равной $5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и считая размеры резонатора равными 5 мкм \times 4 мм, для лазера с центральной длиной волны около 1.3 мкм оценка Q_{max} составляет 16 пДж. Следует обратить внимание, что энергия импульса прямо пропорциональна длине секции усиления и, следовательно, убывает с ростом частоты следования импульсов. Эта тенденция прослеживается на рис. 15, *b*.

В соответствии с приведенными выше оценками наибольшее значение средней мощности может составить около 160 мВт вне зависимости от частоты, поскольку $P_{\text{av}} = Q/T_R$. В реальности наилучшее достигнутое значение P_{av} составляет, насколько нам известно, 45 мВт [119] в лазере с фиксированной шириной резонатора, тогда как типичные значения составляют 1–10 мВт (рис. 15, *b*). Дополнительный выигрыш в мощности, как средней, так

и пиковой, может быть достигнут с помощью расширяющегося волновода (так называемый tapered или flared волновод [157]), впервые примененного в КТ-СМЛ в работе [128]. По сравнению с СМЛ, имеющим фиксированную ширину, использование секции усилителя с углом расширения 3.6° (что обеспечивает размер выходной апертуры 100 мкм) привело к увеличению средней мощности с 1 до 10 мВт и пиковой мощности с 24 мВт до 0.5 Вт [117]. Недавно в КТ-СМЛ подобной геометрии были достигнуты рекордные значения средней (260 мВт) и пиковой мощностей (15 Вт) [143,144].

4.6. Лазеры с внешним резонатором

Хотя первые работы по СМЛ были выполнены именно с использованием внешних резонаторов [158], исследования затем сосредоточились в основном на монолитных структурах. В то же время СМЛ позволяют легко варьировать частоту следования импульсов, в том числе и в области очень низких значений, а также дают возможность изменять в определенных пределах центральную длину волны излучения. Например, в работе [159] было показано, что с помощью изменения угла наклона внешней дифракционной решетки центральная длина волны КТ-СМЛ может меняться от ~ 1.28 до 1.19 мкм за счет перехода генерации от основного к первому возбужденному оптическому переходу при сохранении стабильного режима синхронизации мод (длительность импульсов в обоих случаях была ~ 1 пс).

В 2005 г. был продемонстрирован первый КТ-СМЛ ($F_R \approx 2.4\text{--}6$ ГГц) с внешним резонатором [126], в котором использовался двухсекционный лазерный диод, одна из граней которого имела низкий коэффициент отражения (менее 10^{-5}), что было сделано для предотвращения генерации с частотой, задаваемой длиной внутреннего резонатора. С помощью схожей конструкции была достигнута рекордно низкая частота повторения импульсов 310 МГц [142]. Альтернативная конструкция была использована в работе [155], в которой в качестве насыщающегося поглотителя использовался односекционный диодом также на основе КТ. В этой работе была продемонстрирована возможность плавного варьирования частоты следования импульсов в широких пределах — от 1.5 ГГц до 350 МГц. Столь низкие частоты соответствуют времени обхода резонатора около 3 нс, что превосходит время жизни носителей заряда в КТ (~ 1 нс). В такой ситуации возможно возникновение нестабильностей в режиме синхронизации мод, связанных с усиленным спонтанным излучением, что ограничивает продвижение в область еще более низких частот. Благодаря возможности использования внешнего полупроводникового усилителя на основе КТ в КТ-СМЛ с внешним резонатором были достигнуты весьма высокие значения средней мощности 27 мВт при частоте импульсов 0.86 ГГц [132], что соответствует рекордной энергии импульсов 31.4 пДж, наибольшей

для КТ-СМЛ (для монолитных КТ-СМЛ наибольшее значение Q составляет 26 пДж) [143,144].

5. КТ-лазеры с широкими спектрами усиления и лазерной генерации

5.1. Широкие спектры усиления

Как отмечалось выше, широкие спектры лазерной генерации способствуют снижению временной длительности импульсов в СМЛ. Лазеры, способные излучать широкие спектры лазерной генерации, также перспективны для использования в системах многоканальной оптической связи. При разделении между каналами 50–100 ГГц, что в настоящее время обычно используется в сетях со спектральным уплотнением каналов, спектр шириной 20 нм способен обеспечить несколько десятков отдельных оптических каналов (рис. 14). Кроме того, большая спектральная ширина линии излучения необходима для реализации оптической когерентной томографии (ОКТ) [160] — неинвазивного метода исследования внутренней структуры частично прозрачных живых тканей. Пространственное разрешение ОКТ по глубине улучшается при увеличении спектральной ширины источника и при достижении спектров шириной около 100 нм оказывается менее 10 мкм (рис. 14), что существенно превышает пространственное разрешение при ультразвуковом исследовании (~ 1 мм).

Первоочередной задачей при разработке лазерных источников, способных обладать широкими спектрами генерации, является создание активной среды, имеющей широкий спектр усиления. Кроме того, структуры с широкими спектрами усиления представляют интерес и

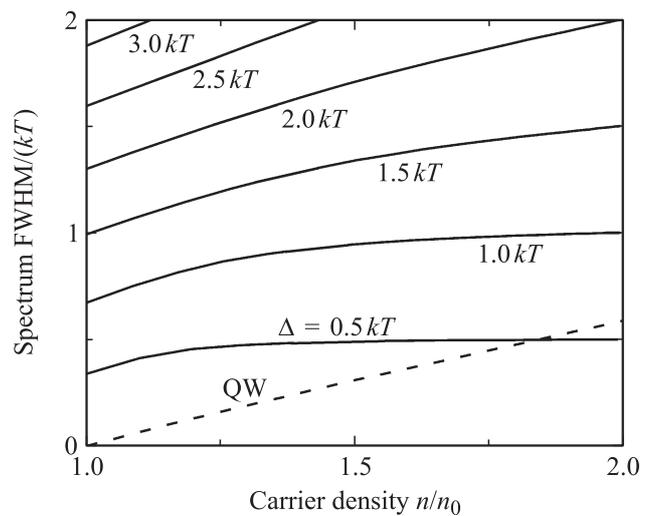


Рис. 17. Ширина спектра усиления квантовой ямы (штриховая линия) и массивов квантовых точек (сплошные линии), имеющих различное неоднородное уширение, в зависимости от концентрации носителей заряда, нормированной на концентрацию порога инверсии.

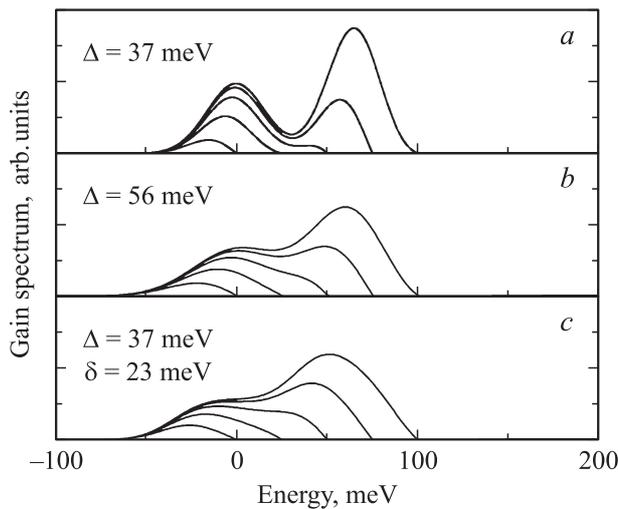


Рис. 18. Эволюция спектра усиления КТ с ростом накачки для массивов с различным неоднородным уширением Δ (*a* — типичная ситуация, *b* — сильно неоднородный массив), а также для случая трех рядов КТ, центральная энергия которых отличается на δ (*c*).

для создания на их основе лазеров, перестраиваемых в широком спектральном диапазоне. В случае квантовых ям ширина спектра усиления Q_G при фиксированной температуре однозначно связана с плотностью носителей заряда в ней (рис. 17). При этом Q_G возрастает с накачкой сравнительно медленно. Например, при накачке, соответствующей плотности тока прозрачности, ширина спектра усиления равна нулю, а при в 2 раза большей накачке — всего около 0.5 нТ.

Наличие дополнительной степени свободы — разброса КТ по размерам — позволяет варьировать Ω_G и накачку, при которой эта ширина достигается независимо друг от друга. Ненулевая ширина спектра будет в КТ достигаться даже при токе прозрачности (когда массив КТ заполнен носителями в среднем наполовину), что обусловлено наличием заметной доли КТ, размер которых больше среднего. При этом сама плотность тока прозрачности не зависит от неоднородного уширения Δ и определяется только поверхностной плотностью КТ, которая может быть весьма мала. Когда же основное состояние полностью заселено, ширина спектра усиления Ω_G достигает значения Δ , типично составляющего несколько десятков нанометров.

При достаточно большой накачке в спектре усиления возникает полоса, соответствующая первому возбужденному переходу. В обычном случае она отделена от полосы основного перехода областью провала усиления (рис. 18, *a*). В том же случае, когда уширение оптических переходов Δ становится сопоставимо с энергетическим разделением между основным и возбужденным переходами (типично $\Delta_{GS-ES1} \approx 70$ мэВ), формируется непрерывный спектр усиления (рис. 18, *b*). Распространение получил метод последовательного осаждения несколь-

ких рядов КТ, средняя длина волны которых в каждом ряду несколько отличается друг от друга, что в случае конструкции точки-в-яме может быть достигнуто с помощью варьирования от ряда к ряду толщины покрывающей квантовой ямы [161] (рис. 18, *c*).

О ширине спектров усиления, достижимых в структурах с КТ, позволяют судить данные по диапазону перестройки лазеров с внешним резонатором. Например, для структур точки-в-яме сообщалось о возможности перекрытия спектрального диапазона шириной 150 нм (1.1–1.25 мкм) в лазере, перестраиваемом с помощью внешней дифракционной решетки [162]. Авторы отмечали, что пороговая плотность тока не превысила 1.1 кА/см², тогда как достижение сходного по ширине диапазона перестройки потребовало бы в случае квантовой ямы на порядок больших плотностей тока (см., например, [163]). В работе [164] был продемонстрирован рекордный для КТ-лазеров диапазон непрерывной перестройки в 201 нм (1033–1234 нм), а в [165] была достигнута рекордная мощность (более 200 мВт при 632 мВт в максимуме) в лазере с диапазоном перестройки 160 нм. Данные, полученные с помощью сверхлюминесцентных диодов (СЛД) на основе КТ (рис. 19), также подтверждают возможность достижения с помощью КТ сверхшироких спектров усиления. На сегодня имеет значительное число сообщений о спектрах излучения СЛД шириной около 100 нм, а наибольшие сообщенные значения превышают 140 нм [166–169].

5.2. Широкие спектры лазерной генерации

Лазерная генерация в резонаторе со спектрально-независимыми оптическими потерями начинается на длине волны, отвечающей максимуму спектра усиления. При дальнейшем увеличении тока, вследствие нелинейного насыщения усиления, наблюдается возгорание дополнительных мод, приводящее к уширению спектра генерации. В работе [61] было получено приближенное выражение, позволяющее установить связь между спектральной шириной Ω полосы генерации на половине высоты и концентрацией фотонов в резонаторе s :

$$s(\Omega) = \frac{(2\sqrt{2}/3)(\Omega/\Omega_G)^3}{1 - (\Omega/\Omega_G)^2} \frac{\Omega_G}{\delta_{FR}\epsilon}. \quad (18)$$

Здесь δ_{FR} — спектральное расстояние между продольными модами резонатора Фабри–Перо.

Из (18) следует, что высокие значения коэффициента нелинейного насыщения усиления ϵ , наблюдаемые в КТ-лазерах, способствуют формированию более широких по сравнению с лазерами на основе квантовых ям спектров лазерной генерации. Сравнение экспериментальных данных, полученных в лазерах различного типа, показывает, что ширина спектра лазерной генерации возрастает с ростом плотности тока в КТ-лазерах приблизительно в 20 раз быстрее, чем в лазерах на квантовых ямах [192], так что достижения спектров гене-

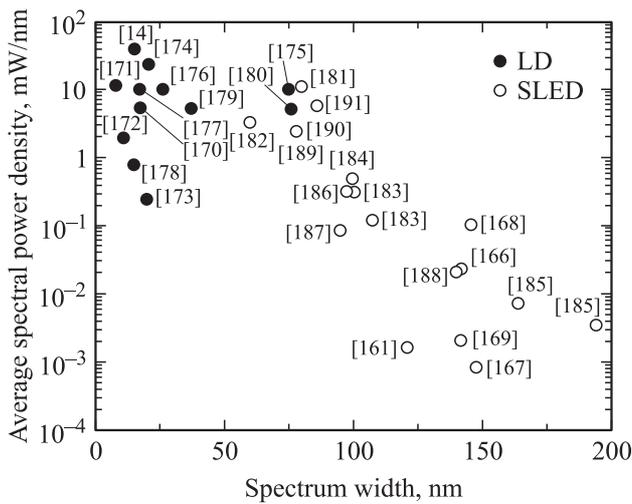


Рис. 19. Сообщенные значения спектральной плотности мощности и ширины спектров излучения (на половине высоты) лазерных диодов (черные символы) и сверхлюминесцентных диодов (белые символы) на основе КТ.

рации шириной более 10 нм в последнем случае требуют неприемлемо высокой плотности накачки (несколько десятков кА/см² [193,194]).

Впервые о наблюдении необычно широких спектров генерации в КТ-лазерах сообщалось в [195] для температуры жидкого азота (~ 50 нм), а в [14] и для комнатной температуры (~ 15 нм). Затем последовало множество публикаций, в которых также были продемонстрированы КТ, обладающие широкими спектрами генерации (рис. 19). Наибольшая ширина спектров составила 75 нм [175,180], что было достигнуто за счет примерного равенства интенсивностей полос основного и первого возбужденного оптических переходов. При этом сообщенная в [175] неоднородность спектральной плотности мощности в пределах полосы генерации не превышала 4.5 дБ благодаря использованию преднамеренно внесенного разброса центральной длины волны излучения КТ плоскостей.

Для большинства приборных применений лазеров, обладающих широкими спектрами генерации, ключевым является одновременное получение достаточно высокой спектральной плотности мощности. В частности, от уровня мощности, приходящейся на одну продольную моду спектра, зависит вероятность появления ошибочных битов в случае использования лазера с широким спектром генерации в качестве источника для многоканальной оптической связи. Одновременное достижение Ω более 15 нм и спектральной плотности мощности свыше 10 мВт/нм позволило бы реализовать оптический источник, способный излучать несколько десятков каналов, на каждый из которых приходится оптическая мощность более 1 мВт. Впервые о реализации таких параметров лазерного излучения было сообщено в [177] (см. также рис. 19).

5.3. Многоканальная оптическая связь

Использование широкополосного лазерного источника для многоканальной связи предполагает разделение спектра на отдельные моды, независимо модулируемые с высокой скоростью [196]. Если мощность одной моды достаточно велика (при типичных параметрах системы более 0.1–1 мВт [192], см. также вставку к рис. 20), вероятность появления ошибочных битов BER определяется стабильностью оптической мощности, мерой которой является значение шума относительной интенсивности <RIN>, усредненное в пределах полосы приемника B:

$$BER_{\min} \approx \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{(ER - 1)/(ER + 1)}{\sqrt{2\langle RIN \rangle B}} \right], \quad (19)$$

где ER — коэффициент экстинкции (глубина модуляции) излучения. Как видно из данных расчета, приведенных на рис. 20, безошибочная передача со скоростью порядка 10 Гб/с потребует значения <RIN> не хуже –120 дБ/Гц. Однако в обычном многочастотном лазере отдельные продольные моды обладают низкой стабильностью интенсивности [197], что не позволяет реализовать с их помощью безошибочную передачу на высокой скорости.

Уникальной особенностью КТ-лазеров, способствующей использованию лазеров в системах многоканальной оптической связи, оказалась возможность достижения с их помощью низкого уровня оптического шума. В [198] для 10 спектрально выделенных продольных мод значение <RIN> в диапазоне до 10 ГГц было измерено равным около –126 дБ/Гц, и впервые была продемонстрирована безошибочная (BER < 10⁻¹³) передача на скорости 10 Гб/с с использованием продольной моды,

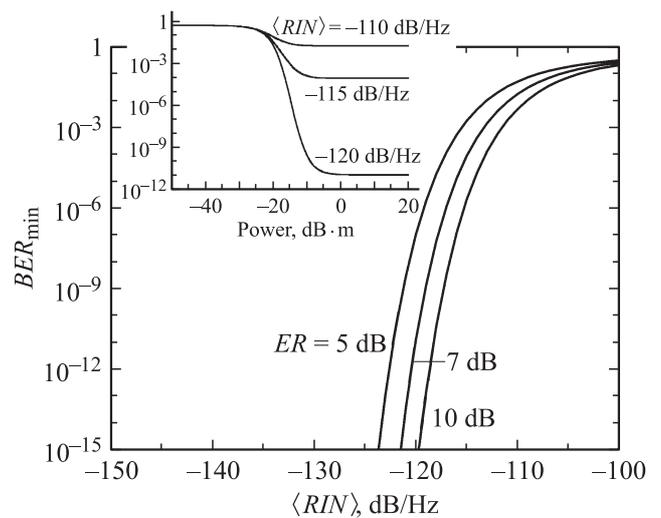


Рис. 20. Зависимости частоты появления ошибочных битов от среднего значения шума относительной интенсивности (для B = 10 ГГц) при разных значениях коэффициента экстинкции. На вставке — зависимости от мощности при различных значениях шума относительной интенсивности для ER = 7 дБ.

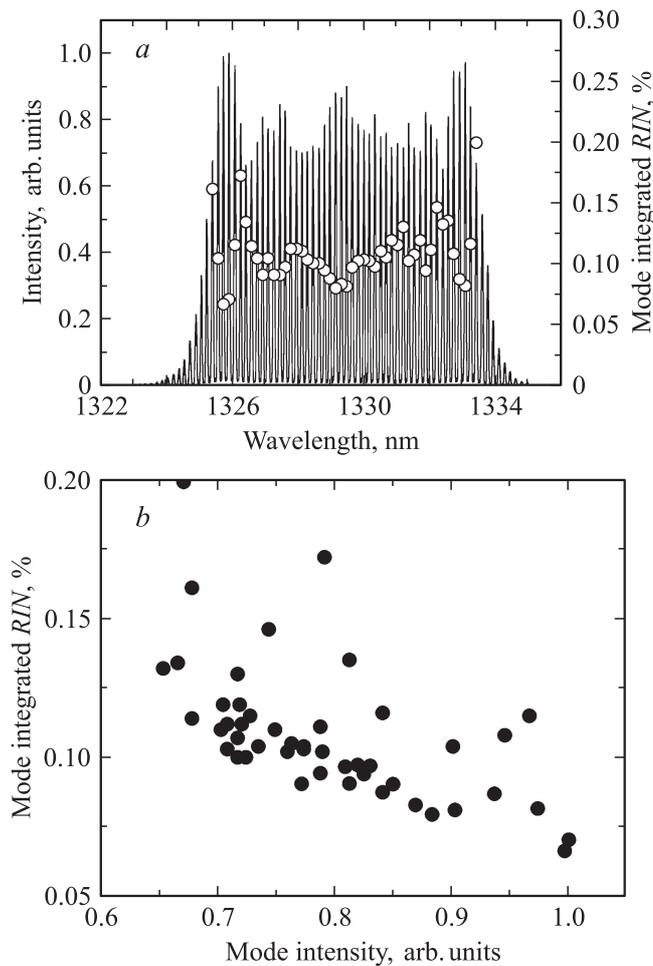


Рис. 21. Спектр излучения многочастотного лазера на КТ (сплошная линия) и интегральный шум относительной интенсивности спектрально-выделенных продольных мод (символы) (а), а также корреляция между шумом моды и ее интенсивностью (б).

выделенной из спектра многочастотного лазера, в качестве оптического канала.

В дальнейшем в [179] были продемонстрированы КТ-лазеры, у которых величиной $\langle RIN \rangle$ не хуже -127 дБ/Гц обладали 20 продольных мод, идущих с интервалом 27 ГГц, а также 50 мод с интервалом 40 ГГц, каждая из которых имела мощность около 1 мВт (рис. 21, а). Как видно из рис. 21, б, наименьший уровень шума достигается для наиболее интенсивных мод и возрастает к краям спектра излучения. Возможность демultipлексирования спектра КТ-лазера на отдельные каналы с помощью стандартной дифракционной решетки на основе массива волноводов (arrayed waveguide grating, AWG), имеющей спектральный шаг 50 ГГц, была показана в [179]. Кроме того, было продемонстрировано, что мощность спектральных каналов может быть увеличена с помощью полупроводникового оптического усилителя на основе КТ без ухудшения шумовых характеристик [199].

Таким образом, при скорости передачи, реализуемой с помощью одной продольной моды, по крайней мере 10 Гб/с, и учитывая, что один лазерный диод способен одновременно излучать несколько десятков продольных мод, обладающих низким шумом интенсивности, совокупная скорость передачи многоканального источника на основе КТ может достигать 0.5 Гб/с. По сравнению с традиционным источником для многоканальной оптической связи на основе массива одночастотных лазерных диодов, лазер с широким спектром генерации обладает такими неоспоримыми преимуществами, как простота изготовления, задание спектрального разделения для всех каналов единственным параметром — длиной резонатора, возможностью одновременной стабилизации и отслеживания длин волн всех каналов одновременно, а также малым размером.

6. Заключение

В заключение следует выделить основные особенности длинноволновых лазеров на основе квантовых точек, которые позволяют говорить о них как о новом классе полупроводниковых лазеров, обладающих улучшенными и принципиально новыми приборными характеристиками:

- длина волны лазерной генерации в спектральном диапазоне, трудно достижимом для лазеров на основе квантовых ям;

- управление поверхностной плотностью КТ в широких пределах, позволяющее достигать как ее низких значений (например, для реализации сверхнизкопороговых лазеров), так и высоких (например, для достижения высокого модового усиления);

- рекордно низкие плотности порогового тока и внутренние потери, в том числе за счет большой энергии локализации основного состояния КТ, подавляющей заселение волновода носителями заряда;

- предельный уровень мощности, сравнимый с лучшими лазерами на основе квантовых ям;

- температурно-независимые ватт-амперных характеристики;

- низкие значения α -фактора в широком диапазоне токов накачки, что приводит, в том числе, к подавлению филаментации и снижению чувствительности к паразитной обратной связи;

- высокие скорости оптической передачи при прямой модуляции, в том числе без температурной подстройки и в широком диапазоне температур;

- высокая стабильность режима пассивной синхронизации мод, низкий временной джиттер, достижение рекордных значений мощности импульсов, субпикосекундных импульсов и возможности варьирования частоты следования импульсов в широких пределах;

- сверхширокие спектры усиления при низких уровнях накачки, что способствует реализации лазеров с

широким диапазоном перестройки длины волны и суперлюминесцентных диодов со сверхширокими спектрами излучения;

— сверхширокие спектры лазерной генерации в сочетании с высокой спектральной плотностью мощности и низким уровнем шума относительной интенсивности, позволяющие реализовать многоканальные источники для высокоскоростной оптической передачи.

Авторы искренне признательны Н.Н. Леденцову, В.М. Устинову, А.Ю. Егорову, А.В. Савельеву, Д.А. Лившицу, И.Л. Крестникову за многолетние совместные усилия, направленные на развитие лазеров на основе квантовых точек.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке различных программ фундаментальных исследований РАН и грантов РФФИ.

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, И.Г. Табатадзе, П.С. Копьёв. *ФТП*, **28**, 1483 (1994).
- [2] A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov, M.V. Maksimov, V.M. Ustinov. *Workbook of 8th Int. Conf. on MBE* (Osaka, Japan, 1994) p. 385.
- [3] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Goesele, J. Heydenreich. *Electron. Lett.*, **30**, 1416 (1994).
- [4] Y. Arakawa, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 939 (1982).
- [5] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьёв, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **32**, 385 (1998).
- [6] Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. *ФТП*, **38**, 3 (2004).
- [7] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 118 (1999).
- [8] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, N.A. Maleev. *Quantum dot lasers* (Oxford University Press, 2003).
- [9] D.L. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O.B. Shchekin, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2564 (1998).
- [10] D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 520 (1998).
- [11] G. Park, O.B. Shchekin, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 230 (2000).
- [12] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, А.Ю. Егоров, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, Б.В. Воловик, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, Ю.М. Шерняков, А.В. Лунев, Ю.Г. Мусихин, Н.А. Берг, П.С. Копьёв, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **33**, 180 (1999).
- [13] V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, A.Yu. Egorov, A.V. Lunev, B.V. Volovik, I.L. Krestnikov, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2815 (1999).
- [14] L.F. Lester, A. Stinz, H. Li, T.C. Newell, E.A. Pease, B.A. Fuchs, K.J. Malloy. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 931 (1999).
- [15] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, B.V. Volovik, D.A. Bedarev, Yu.M. Shernyakov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1926 (1999).
- [16] A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.R. Kovsh, A.Yu. Egorov, N.A. Maleev, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 575 (1999).
- [17] G. Park, O.B. Shchekin, S. Csutak, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3267 (1999).
- [18] Ж.И. Алфёров, С.В. Иванов, П.С. Копьёв, Н.Н. Леденцов, М.Э. Луценко, М.И. Немов, Б.Я. Мельцер, В.М. Устинов, С.В. Шапошников. *ФТП*, **24**, 152 (1990).
- [19] N. Chand, E.E. Becker, J.P. van der Zeil, S.N.G. Chu, N.K. Dutta. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1704 (1991).
- [20] G.W. Turner, H.K. Choi, M.J. Manfra. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 876 (1998).
- [21] G.T. Liu, A. Stintz, H. Li, T.C. Newell, A.L. Gray, P.M. Varangis, K.J. Malloy, L.F. Lester. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36**, 1272 (2000).
- [22] I.R. Sellers, H.Y. Liu, K.M. Groom, D.T. Childs, D. Robbins, T.J. Badcock, M. Hopkinson, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick. *Electron. Lett.*, **40**, 1412 (2004).
- [23] G.T. Liu, A. Stinz, H. Li, K.J. Malloy, L.F. Lester. *Electron. Lett.*, **35**, 1163 (1999).
- [24] X. Huang, A. Stinz, C.P. Hains, G.T. Liu, J. Cheng, K.J. Malloy. *Electron. Lett.*, **36**, 41 (2000).
- [25] X. Huang, A. Stintz, C.P. Hains, G.T. Liu, J. Cheng, K.J. Malloy. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 227 (2000).
- [26] O.B. Shchekin, G. Park, D.L. Huffaker, Q. Mo, D.G. Deppe. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1120 (2000).
- [27] H.Y. Liu, I.R. Sellers, T.J. Badcock, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, K.M. Groom, M. Gutiérrez, M. Hopkinson, J.S. Ng, J.P.R. David, R. Beanland. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 704 (2004).
- [28] H.Y. Liu, D.T. Childs, T.J. Badcock, K.M. Groom, I.R. Seller, M. Hopkinson, R.A. Hogg, D.J. Robbins, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 1139 (2005).
- [29] S. Freisem, G. Ozgur, K. Shavritranuruk, H. Chen, D.G. Deppe. *Electron. Lett.*, **44**, 679 (2008).
- [30] D.G. Deppe, K. Shavritranuruk, G. Ozgur, H. Chen, S. Freisem. *Electron. Lett.*, **45**, 54 (2009).
- [31] 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. *Electron. Lett.*, **38**, 1104 (2002).
- [32] O.B. Shchekin, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2758 (2002).
- [33] O.B. Shchekin, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3277 (2002).
- [34] S. Fathpour, Z. Mi, P. Bhattacharya, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, I.L. Krestnikov, A.V. Kozhukhov, N.N. Ledentsov. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5164 (2004).
- [35] Y. Tanaka, M. Ishida, K. Takada, T. Yamamoto, H.-Z. Song, Y. Nakata, M. Yamaguchi, K. Nishi, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics* (San Jose, USA, 2010).
- [36] <http://www.qdlaser.com>

- [37] T. Kageyama, K. Nishi, M. Yamaguchi, R. Mochida, Y. Maeda, K. Takemasa, Y. Tanaka, T. Yamamoto, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics Europe* (Munich, Germany, 2011).
- [38] D.-Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, J.-G. Provost, M. Fischer, I. Krestnikov, A. Kovsh. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 191 109 (2008).
- [39] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, S.S. Mikhlin, N.A. Maleev, E.Yu. Kondrat'eva, D.A. Livshits, M.V. Maximov, B.V. Volovik, D.A. Bedarev, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1345 (1999).
- [40] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, N.A. Maleev, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, I.S. Tarasov, D.A. Bedarev, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, I.P. Soshnikov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **35**, 1845 (1999).
- [41] F. Heinrichsdorff, C. Ribbat, M. Grundmann, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 556 (2000).
- [42] A. Salhi, G. Rain'ò, L. Fortunato, V. Tasco, G. Visimberga, L. Martiradonna, M.T. Todaro, M. De Giorgi, R. Cingolani, A. Trampert, M. De Vittorio, A. Passaseo. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **14**, 1188 (2008).
- [43] M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, N.V. Kryzhanovskaya, A.S. Payusov, I.I. Novikov, N.Yu. Gordeev, Yu.M. Shernyakov, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, A. Kovsh. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 105 004 (2008).
- [44] T. Amano, S. Aoki, T. Sugaya, K. Komori, Y. Okada. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **13**, 1273 (2007).
- [45] A. Salhi, L. Martiradonna, G. Visimberga, V. Tasco, L. Fortunato, M.T. Todaro, R. Cingolani, A. Passaseo, M. De Vittorio. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1735 (2006).
- [46] M.T. Todaro, A. Salhi, L. Fortunato, R. Cingolani, A. Passaseo, M. De Vittorio, P. Della Casa, F. Ghiglieno, L. Bianco. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **19**, 191 (2007).
- [47] N. Hatori, K. Otsubo, M. Ishida, S. Okumura, T. Akiyama, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. 30th Eur. Conf. on Optical Commun.* (Stockholm, Sweden, 2004).
- [48] M. Ishida, M. Sugawara, T. Yamamoto, N. Hatori, H. Ebe, Y. Nakata, Y. Arakawa. *J. Appl. Phys.*, **101**, 013 108 (2007).
- [49] Y. Tanaka, K. Takada, M. Ishida, Y. Nakata, T. Yamamoto, M. Yamaguchi, K. Nishi, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. Commun. Photon. Conf. Exhibition Asia* (Shanghai, China, 2010).
- [50] С.С. Михрин, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, Е.С. Семёнова, В.М. Устинов, М.М. Кулагина, Е.В. Никитина, И.П. Сошников, Ю.М. Шерняков, Д.А. Лившиц, Н.В. Крыжановская, Д.С. Сизов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **36**, 1400 (2002).
- [51] Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **39**, 388 (2005).
- [52] P. Crump, S. Patterson, S. Elim, S. Zhang, M. Bougher, J. Patterson, S. Das, W. Dong, M. Grimshaw, J. Wang, D. Wise, M. DeFranza, J. Bell, J. Farmer, M. DeVito, R. Martinsen, A. Kovsh, F. Toor, C.F. Gmachl. *Proc. SPIE*, **6456**, 64560E (2007).
- [53] V. Gapontsev, I. Berishev, G. Ellis, A. Komissarov, N. Moshegov, A. Ovtchinnikov, O. Raisky, P. Trubenko, V. Ackermann, E. Shcherbakov. *Proc. SPIE*, **6104**, 61040K (2006).
- [54] S.S. Mikhlin, A.R. Kovsh, I.L. Krestnikov, A.V. Kozhukhov, D.A. Livshits, N.N. Ledentsov, Yu.M. Shernyakov, I.L. Novikov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 340 (2005).
- [55] P.A. Crump, M. Grimshaw, J. Wang, W. Dong, S. Zhang, S. Das, J. Farmer, M. DeVito, L.S. Meng, J.K. Brasseur. *Proc. Quant. Electron. Laser Sci. Conf.* (Long Beach, USA, 2006).
- [56] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, A.P. Vasil'ev, E.S. Semenova, N.A. Maleev, V.M. Ustinov, M.M. Kulagina, E.V. Nikitina, I.P. Soshnikov, Yu.M. Shernyakov, D.A. Livshits, N.V. Kryzhanovskaya, D.S. Sizov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *Physica E*, **17**, 589 (2003).
- [57] J.S. Wang, G. Lin, R.S. Hsiao, C.S. Yang, C.M. Lai, C.Y. Liang, H.Y. Liu, T.T. Chen, Y.F. Chen, J.Y. Chu, J.F. Chen. *Appl. Phys. B*, **81**, 1097 (2005).
- [58] Q. Cao, S.F. Yoon, C.Y. Liu, C.Y. Ngo. *Nanoscale Res. Lett.*, **2**, 303 (2007).
- [59] A. Kovsh, A. Gubenko, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, L. West, G. Wojcik, D. Yin, C. Bornholdt, N. Grote, M.V. Maximov, A. Zhukov. *Proc. SPIE*, **6996**, 69960V (2008).
- [60] K.C. Kim, I.K. Han, J.I. Lee, T.G. Kim. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 261 106 (2010).
- [61] A.E. Zhukov, M.V. Maximov, N.Yu. Gordeev, A.V. Savelyev, D.A. Livshits, A.R. Kovsh. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 014004 (2011).
- [62] Ch. Ribbat, R.L. Sellin, I. Kaiander, F. Hopfer, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 952 (2003).
- [63] J.R. Marcianti, G.P. Agrawal. *IEEE J. Quant. Electron.*, **32**, 590 (1996).
- [64] <http://www.innolume.com>
- [65] Н.Ю. Гордеев, И.И. Новиков, А.М. Кузнецов, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, А.Е. Жуков, А.В. Чунарева, А.С. Паюсов, Д.А. Лившиц, А.Р. Ковш. *ФТП*, **44**, 1401 (2010).
- [66] Е.Ю. Лундина, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, И.Н. Каяндер, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, А.Е. Жуков, Н.А. Малеев, С.С. Михрин, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ЖТФ*, **73**, 140 (2003).
- [67] I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, A. Kozhukhov, A. Kovsh, N. Ledentsov, A. Zhukov. *Electron. Lett.*, **41**, 1330 (2005).
- [68] A.O. Kosogov, P. Werner, U. Goesele, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 3072 (1996).
- [69] Е.В. Никитина, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семёнова, А.Г. Гладышев, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов. *Письма ЖТФ*, **30**, 55 (2004).
- [70] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 774 (2003).
- [71] A. Markus, J.X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, J.-G. Provost, C. Paranthoën, A. Fiore. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **9**, 1308 (2003).
- [72] L. Jiang, L.V. Asryan. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 2611 (2006).

- [73] A. Markus, A. Fiore. *Phys. Status Solidi A*, **201**, 338 (2004).
- [74] M. Ishida, N. Hatori, T. Akiyama, K. Otsubo, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 4145 (2004).
- [75] H.-M. Ji, T. Yang, Y.-L. Cao, P.-F. Xu, Y.-X. Gu, Zh.-G. Wang. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49**, 072103 (2010).
- [76] Y.J. Kim, Y.K. Joshi, A.G. Fedorov. *J. Appl. Phys.*, **107**, 073104 (2010).
- [77] M. Sugawara, N. Hatori, H. Ebe, M. Ishida, Y. Arakawa, T. Akiyama, K. Otsubo, Y. Nakata. *J. Appl. Phys.*, **97**, 043 523 (2005).
- [78] E.A. Viktorov, P. Mandel, Y. Tanguy, J. Houlihan, G. Huyet. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 053 113 (2005).
- [79] R.M. Spencer, J. Greenberg, L.F. Eastman, C.-Y. Tsai, S.S. O'Keefe. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **8**, 417 (1997).
- [80] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 221 112 (2010).
- [81] H. Su, L.F. Lester. *J. Phys. D*, **38**, 2112 (2005).
- [82] M. Kuntz, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Yu.M. Shernyakov. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3846 (2002).
- [83] А.Е. Жуков, Е.М. Аракчеева, Н.Ю. Гордеев, Ф.И. Зубов, Н.В. Крыжановская, М.В. Максимов, А.В. Савельев. *ФТП*, **45**, 996 (2011).
- [84] M. Ishida, N. Hatori, T. Akiyama, K. Otsubo, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics* (San Francisco, USA, 2004).
- [85] H. Su, L. Zhang, A.L. Gray, R. Wang, T.C. Newell, K.J. Malloy, L.F. Lester. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, 1504 (2003).
- [86] K.T. Tan, C. Marinelli, M.G. Thompson, A. Wonfor, M. Silver, R.L. Sellin, R.V. Penty, I.H. White, M. Kuntz, M. Lämmlin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, A.R. Kovsh. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 1415 (2004).
- [87] B. Dagens, A. Martinez, J.-G. Provost, D. Make, O. LeGouezigou, L. Ferlazzo, K. Merghem, A. Lemaitre, A. Ramdane, B. Thedrez. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 589 (2006).
- [88] M. Kuntz, G. Fiol, M. Laemmlin, C. Schubert, A.R. Kovsh, A. Jacob, A. Umbach, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **41**, 244 (2005).
- [89] T. Yamabana, S. Ide, K. Mori, T. Yamamoto, M. Kawai, M. Sugawara, M. Ishida, Y. Arakawa. *Proc. Optical Fiber Commun. Conf.* (Anaheim, USA, 2006).
- [90] M. Sugawara, T. Akiyama, N. Hatori, M. Ishida, H. Ebe, T. Yamamoto, Y. Nakata, Y. Arakawa. *Proc. Optical Fiber Commun. Conf.* (Anaheim, USA, 2006).
- [91] M. Ishida, N. Hatori, K. Otsubo, T. Yamamoto, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Electron. Lett.*, **43**, 219 (2007).
- [92] F. Gerschuets, M. Fischer, J. Koeth, M. Chacinski, R. Schatz, O. Kjebon, A. Kovsh, I. Krestnikov, A. Forchel. *Electron. Lett.*, **42**, 1457 (2006).
- [93] Y. Tanaka, M. Ishida, Y. Maeda, T. Akiyama, T. Yamamoto, H.-Z. Song, M. Yamaguchi, Y. Nakata, K. Nishi, M. Sugawara, Y. Arakawa. *Proc. Optical Fiber Commun. Conf.* (San Diego, USA, 2009).
- [94] C.H. Henry. *IEEE J. Quant. Electron.*, **18**, 259 (1982).
- [95] A.L. Schawlow, C.H. Townes. *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
- [96] T.L. Koch, J.E. Bowers. *Electron. Lett.*, **20**, 1038 (1984).
- [97] R.J. Lang, D. Mehuys, D.F. Welch, L. Golgberg. *IEEE J. Quant. Electron.*, **30**, 685 (1994).
- [98] L.W. Shi, Y.H. Chen, B. Xu, Z.C. Wang, Y.H. Jiao, Z.G. Wang. *J. Phys. D*, **40**, R307 (2007).
- [99] J. Helms, K. Petermann. *IEEE J. Quant. Electron.*, **26**, 833 (1990).
- [100] J. Muszalski, J. Houlihan, G. Huyet, B. Corbett. *Electron. Lett.*, **40**, 428 (2004).
- [101] A.A. Ukhanov, A. Stintz, P.G. Eliseev, K.J. Malloy. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1058 (2004).
- [102] B. Dagens, A. Markus, J.X. Chen, J.-G. Provost, D. Make, O. Le Gouezigou, J. Landreau, A. Fiore, B. Thedrez. *Electron. Lett.*, **41**, 323 (2005).
- [103] D.-Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, G. Moreau, A. Lemaitre, J.-G. Provost, O. Le Gouezigou, M. Fischer, I. Krestnikov, A.R. Kovsh, A. Ramdane. *Electron. Lett.*, **43**, 222 (2007).
- [104] J. Oksanen, J. Tulkki. *J. Appl. Phys.*, **94**, 1983 (2003).
- [105] S. Melnik, G. Huyet, A. Uskov. *Opt. Express*, **14**, 2950 (2006).
- [106] 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**, 235 (2012).
- [107] O. Carroll, I. O'Driscoll, S.P. Hegarty, G. Huyet, J. Houlihan, E.A. Viktorov, P. Mandel. *Opt. Express*, **14**, 10 831 (2006).
- [108] F. Grillot, B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, J. Py, V. Voiriot, J.L. Lafrayette. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, 101 (2002).
- [109] D. O'Brien, S.P. Hegarty, G. Huyet, J.G. McInerney, T. Kettler, M. Laemmlin, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, S.S. Mikhrin, A.R. Kovsh. *Electron. Lett.*, **39**, 1819 (2003).
- [110] P.T. Ho, L.A. Glasser, E.P. Ippen, H.A. Haus. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 241 (1978).
- [111] P.P. Vasil'ev, A.B. Sergeev. *Electron. Lett.*, **25**, 1049 (1989).
- [112] S. Sanders, L. Eng, J. Paslaski, A. Yariv. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 310 (1990).
- [113] D.J. Derickson, R.J. Helkey, A. Mar, J.R. Karin, J.G. Wasserbauer, J.E. Bowers. *IEEE J. Quant. Electron.*, **28**, 2186 (1992).
- [114] X. Huang, A. Stintz, H. Li, L.F. Lester, J. Cheng, K.J. Malloy. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2825 (2001).
- [115] E.U. Rafailov, P. Loza-Alvarez, W. Sibbett, G.S. Sokolovskii, D.A. Livshits, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, 1023 (2003).
- [116] E.U. Rafailov, S.J. White, A.A. Lagatsky, A. Miller, W. Sibbett, D.A. Livshits, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 2439 (2004).
- [117] M.G. Thompson, A. Rae, R.L. Sellin, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, D.A. Livshits, I.L. Krestnikov. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 133 119 (2006).
- [118] E.U. Rafailov, M.-A. Cataluna, W. Sibbett, N.D. Il'inskaya, Yu.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics* (San Francisco, USA, 2004) v. 2, p. 1031.
- [119] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, W. Sibbett, N.D. Il'inskaya, Yu.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 081 107 (2005).
- [120] K.T. Tan, M.G. Thompson, C. Marinelli, K.A. Williams, R.V. Penty, I.H. White, I.N. Kaiander, R.L. Sellin, D. Bimberg, D.-J. Kang, M.G. Blamire, F. Visinka, S. Jochum, S. Hansmann. *Proc. 16th Annual Meeting of the IEEE LEOS* (2003) v. 2, p. 826.

- [121] M.G. Thompson, C. Marinelli, K.T. Tan, K.A. Williams, R.V. Penty, I.H. White, I.N. Kaiander, R.L. Sellin, D. Bimberg, D.-J. Kang, M.G. Blamire, F. Visinka, S. Jochum, S. Hansmann. *Electron. Lett.*, **39**, 1121 (2003).
- [122] A.E. Gubenko, I.M. Gadjiev, N.D. Il'inskaya, Yu.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, E.L. Portnoi, A.R. Kovsh, D.A. Livshits, N.N. Ledentsov. *Dig. 19th IEEE Int. Semicond. Laser Conf. (Matsue-shi, Japan, 2004)* p. 51.
- [123] 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**, 843 (2004).
- [124] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lammlin, D. Bimberg, M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, A. Wonfor, R. Sellin, R.V. Penty, I.H. White, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Yu.M. Shernyakov, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, C. Schubert, V. Marembert. *New J. Phys.*, **6**, 181 (2004).
- [125] M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, K.A. Williams, R.V. Penty, I.H. White, M. Kuntz, D. Ouyang, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, D.-J. Kang, M.G. Blamire. *Electron. Lett.*, **40**, 346 (2004).
- [126] M.T. Choi, W. Lee, J.M. Kim, P.J. Delfyett. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 221 107 (2005).
- [127] A. Gubenko, D. Livshits, I. Krestnikov, S. Mikhlin, A. Kozhukhov, A. Kovsh, N. Ledentsov, A. Zhukov, E. Portnoi. *Electron. Lett.*, **41**, 1124 (2005).
- [128] M.G. Thompson, F.K. Lau, R.L. Sellin, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, D.A. Livshits, N.N. Ledentsov, I.L. Krestnikov. *Proc. 31st European Conf. on Optical Commun. (Glasgow, UK, 2005)* v. 2, p. 165.
- [129] L. Zhang, L. Cheng, A.L. Gray, S. Luong, J. Nagyvary, F. Nabulsi, L. Olona, K. Sun, T. Tumolillo, R. Wang, C. Wiggins, J. Zilko, Z. Zou, P.M. Varangis, H. Su, L.F. Lester. *Proc. Optical Fiber Commun. Conf. (Anaheim, USA, 2005)*.
- [130] M.A. Cataluna, W. Sibbett, D.A. Livshits, J. Weimert, A.R. Kovsh, E.U. Rafailov. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 081 124 (2006).
- [131] M. Laemmlin, G. Fiol, C. Meuer, M. Kuntz, F. Hopfer, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **42**, 697 (2006).
- [132] A.D. McRobbie, M.A. Cataluna, D.A. Livshits, W. Sibbett, E.U. Rafailov. *Proc. 19th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Soc. (Montreal, Canada, 2006)*.
- [133] A.R. Rae, M.G. Thompson, R.V. Penty, I.H. White, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, D.A. Livshits, I.L. Krestnikov. *Proc. 19th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Soc. (Montreal, Canada, 2006)*.
- [134] M.G. Thompson, A.R. Rae, R.V. Penty, I.H. White, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, D.A. Livshits, I.L. Krestnikov. *Proc. Optical Fiber Commun. Conf. (Anaheim, USA, 2006)*.
- [135] M.T. Todaro, J.-P. Tournenc, S.P. Hegarty, C. Kelleher, B. Corbett, G. Huyet, J.G. McInerney. *Optics. Lett.*, **31**, 3107 (2006).
- [136] J.P. Tournenc, S. O'Donoghue, M.T. Todaro, S.P. Hegarty, M.B. Flynn, G. Huyet, J.G. McInerney, L. O'Faolain, T.F. Krauss. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 2317 (2006).
- [137] L. Zhang, L.-S. Cheng, A.L. Gray, H. Huang, S.P.G. Kutty, H. Li, J. Nagyvary, F. Nabulsi, L. Olona, E. Pease, Q. Sun, C. Wiggins, J.C. Zilko, Z. Zou, P.M. Varangis. *Proc. SPIE*, **6115**, 611 502 (2006).
- [138] M. Xia, M.G. Thompson, R.V. Penty, I.H. White. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (San Jose, USA, 2008)*.
- [139] Y. Ding, D.I. Nikitichev, I. Krestnikov, D. Livshits, M.A. Cataluna, E.U. Rafailov. *Electron. Lett.*, **46**, 1516 (2010).
- [140] Y. Li, M. Breivik, C.-Y. Feng, C.-Y. Lin, N. Patel, W. Zortman, M. Crowley, L.F. Lester. *Proc. 23rd Annual Meeting IEEE Photon. Soc. (Denver, USA, 2010)*.
- [141] Y. Li, M. Breivik, C.-Y. Feng, B.-O. Fimland, L.F. Lester. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **23**, 1019 (2011).
- [142] M. Xia, M.G. Thompson, R.V. Penty, I.H. White. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **17**, 1264 (2011).
- [143] D.I. Nikitichev, Y. Ding, M. Ruiz, M. Calligaro, N. Michel, M. Krakowski, I. Krestnikov, D. Livshits, M.A. Cataluna, E.U. Rafailov. *Appl. Phys. B*, **103**, 609 (2011).
- [144] D.I. Nikitichev, M. Ruiz, Y. Ding, M. Tran, Y. Robert, M. Krakowski, M. Rossetti, P. Bardella, I. Montrosset, I. Krestnikov, D. Livshits, M.A. Cataluna, E.U. Rafailov. *Proc. Conf. Lasers and Electro-Optics Europe (Munich, Germany, 2011)*.
- [145] Z. Gaburro. In: *Silicon Photonics (Springer Verlag, 2004)* v. 94, p. 121.
- [146] G.A. Keeler, B.E. Nelson, D. Agarwal, C. Debaes, N.C. Helman, A. Bhatnagar, D.A.B. Miller. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **9**, 477 (2003).
- [147] B. Ackland, B. Razavi, L. West. *Proc. IEEE Custom Integrated Circuit Conf. (San Jose, USA, 2005)*.
- [148] C. Bjorkman, L.C. West, D. Maydan, S. Broydo. *US Patent 7,110,629 (2006)*.
- [149] M.A. Cataluna, E.U. Rafailov, A.D. McRobbie, W. Sibbett, D.A. Livshits, A.R. Kovsh. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1500 (2006).
- [150] D. von der Linde. *Appl. Phys. B*, **39**, 201 (1986).
- [151] F. Kéfélian, S. O'Donoghue, M.T. Todaro, J.G. McInerney, G. Huyet. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 1405 (2008).
- [152] M.G. Thompson, A.R. Rae, R.V. Penty, I.H. White, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, D.A. Livshits, I.L. Krestnikov. *Proc. Optical Fiber Commun. Conf. (Anaheim, USA, 2006)*.
- [153] D.J. Derickson, P.A. Morton, J.E. Bowers, R.L. Thornton. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 3372 (1991).
- [154] L. Hou, M. Haji, B. Qiu, J. Akbar, A.C. Bryce, J.H. Marsh. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **23**, 1079 (2011).
- [155] A.D. McRobbie, M.A. Cataluna, D.A. Livshits, W. Sibbett, E.U. Rafailov. *Electron. Lett.*, **43**, 812 (2007).
- [156] M.G. Thompson, C. Marinelli, X. Zhao, R.L. Sellin, R.V. Penty, I.H. White, I.N. Kaiander, D. Bimberg, D.-J. Kang, M.G. Blamire. *Electron. Lett.*, **41**, 248 (2005).
- [157] A. Mar, R. Helkey, W.X. Zou, D.B. Young, J.E. Bowers. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3558 (1995).
- [158] P.T. Ho, L.A. Glasser, E.P. Ippen, H.A. Haus. *Appl. Phys. Lett.*, **33** (3), 241 (1978).
- [159] J. Kim, M.-T. Choi, P.J. Delfyett. *Proc. 19th Annual Meeting Lasers and Electro-Optics Soc. (Montreal, Canada, 2006)*.
- [160] D. Huang, E.A. Swanson, C.P. Lin, J.S. Schuman, W.G. Stinson, W. Chang, M.R. Hee, T. Flotire, K. Gregory, C.A. Puliafito, J.G. Fujimoto. *Science*, **254**, 1178 (1991).
- [161] L.H. Li, M. Rossetti, A. Fiore, L. Occhi, C. Velez. *Electron. Lett.*, **41**, 41 (2005).
- [162] H. Li, G.T. Liu, P.M. Varangis, T.C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K.J. Malloy, L.F. Lester. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 759 (2000).

- [163] L.E. Eng, D.G. Mehuys, M. Mittelstein, A. Yariv. *Electron. Lett.*, **26**, 1675 (1990).
- [164] P.M. Varangis, H. Li, G.T. Liu, T.C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K.J. Malloy, L.F. Lester. *Electron. Lett.*, **36**, 1544 (2000).
- [165] A.Yu. Nevsky, U. Bressel, I. Ernsting, Ch. Eisele, M. Okharpkin, S. Schiller, A. Gubenko, D. Livshits, S. Mikhlin, I. Krestnikov, A. Kovsh. *Appl. Phys. B*, **92**, 501 (2008).
- [166] X.Q. Lv, N. Liu, P. Jin, Z.G. Wang. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 1742 (2008).
- [167] Е.В. Андреева, А.Е. Жуков, В.В. Прохоров, В.М. Устинов, С.Д. Якубович. *Квант. электрон.*, **36**, 527 (2006).
- [168] Z.Y. Zhang, R.A. Hogg, B. Xu, P. Jin, Z.G. Wang. *Opt. Lett.*, **33**, 1210 (2008).
- [169] Z.Y. Zhang, I.J. Luxmoore, C.Y. Jin, H.Y. Liu, Q. Jiang, K.M. Groom, D.T. Childs, M. Hopkinson, A.G. Cullis, R.A. Hogg. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 081 112 (2007).
- [170] P. Eliseev, H. Li, A. Stintz, G.T. Liu, T.C. Newell, K.J. Malloy, L.F. Lester. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36**, 479 (2000).
- [171] С.С. Михрин, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, И.Н. Каяндер, Е.Ю. Кондратьева, Д.А. Лившиц, И.С. Тарасов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **34**, 117 (2000).
- [172] Ch. Ribbat, R. Sellin, M. Grundmann, D. Bimberg. *Phys. Status Solidi B*, **224**, 819 (2001).
- [173] Д.А. Лившиц, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, Н.А. Малеев, С.С. Михрин, А.П. Васильев, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, G. Lin, J. Chi. *Письма ЖТФ*, **30**, 21 (2004).
- [174] H.S. Djie, B.S. Ooi, X.-M. Fang, Y. Wu, J.M. Fastenau, W.K. Liu, M. Hopkinson. *Opt. Lett.*, **32**, 44 (2007).
- [175] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, A. Zhukov. *Opt. Lett.*, **32**, 793 (2007).
- [176] А.Е. Жуков, В.М. Устинов, А.Р. Ковш. *Proc. 15th Int. Symp. Nanostructures Phys. Technol.* (Novosibirsk, Russia, 2007).
- [177] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Е.В. Никитина, В.М. Устинов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **47**, 625 (2007).
- [178] J. Liu, Zh. Lu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barrios, D. Poitras. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 81 (2008).
- [179] 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).
- [180] Ch.-S. Lee, W. Guo, D. Basu, P. Bhattacharya. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 101 107 (2010).
- [181] D.C. Heo, J.D. Song, W.J. Choi, J.I. Lee, J.C. Jung, I.K. Han. *Electron. Lett.*, **39**, 863 (2003).
- [182] Z.Y. Zhang, Z.G. Wang, B. Xu, P. Jin, Z.Z. Sun, F.Q. Liu. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 27 (2004).
- [183] N. Liu, P. Jin, Z.-G. Wang. *Electron. Lett.*, **41**, 1400 (2005).
- [184] M. Rossetti, L. Li, A. Markus, A. Fiore, L. Occhi, C. Velez, S. Mikhlin, I. Krestnikov, A. Kovsh. *IEEE J. Quant. Electron.*, **43**, 676 (2007).
- [185] Y.-C. Xin, A. Martinez, T. Saiz, A.J. Moscho, Y. Li, T.A. Nilsen, A.L. Gray, L.F. Lester. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **19**, 501 (2007).
- [186] Y.C. Yoo, I.K. Han, J.I. Lee. *Electron. Lett.*, **43**, 1045 (2007).
- [187] D. Childs, K.M. Groom, S.K. Ray, H.Y. Liu, M. Hopkinson, R.A. Hogg. *South African J. Sci.*, **105**, 276 (2009).
- [188] S. Haffouz, M. Rodermans, P.J. Barrios, J. Lapointe, S. Raymond, Z. Lu, D. Poitras. *Electron. Lett.*, **46**, 1144 (2010).
- [189] Q. Jiang, Z.Y. Zhang, M. Hopkinson, R.A. Hogg. *Electron. Lett.*, **46**, 295 (2010).
- [190] Z.Y. Zhang, Q. Jiang, M. Hopkinson, R.A. Hogg. *Opt. Express*, **18**, 7055 (2010).
- [191] X. Li, P. Jin, Q. An, Z. Wang, X. Lv, H. Wei, J. Wu, J. Wu, Z. Wang. *Nanoscale Res. Lett.*, **6**, 625 (2011).
- [192] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш. *Квант. электрон.*, **38**, 409 (2008).
- [193] С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, К.С. Борщев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **40**, 1017 (2006).
- [194] Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, К.С. Борщев, И.Н. Арсентьев, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41**, 1003 (2007).
- [195] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1561 (1999).
- [196] A. Kovsh, A. Gubenko, A. Zhukov, D. Livshits, I. Krestnikov. *US Patent 7.555.027* (2009).
- [197] R. Schimpe. *Z. Phys. B*, **52**, 289 (1983).
- [198] A. Gubenko, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, A. Kovsh, L. West, C. Bornholdt, N. Grote, A. Zhukov. *Electron. Lett.*, **43**, 1430 (2007).
- [199] D. Yin, A. Gubenko, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, A. Kovsh, G. Wojcik. *Proc. SPIE*, **7631**, 76311R (2009).

Редактор Т.А. Полянская

Device characteristics of long-wavelength lasers based on self-organized quantum dots (A review)

A.E. Zhukov^{*,†}, M.V. Maximov^{*,†}, A. R. Kovsh^{*,†}

* St. Petersburg Academic University–Nanotechnology Research and Education Centre of Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia
[†] Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia
[•] Closed joint-stock company „Optogan“, 198205 St. Petersburg, Russia

Abstract A review is presented on the present status of 1.3 μm diode lasers with the active region based on self-organized quantum dots. Their threshold and temperature characteristics are considered. Issues related to prevention of gain saturation, increase of slope efficiency and enhancement of output power are addressed. The data are summarized on direct modulation speed as well as performance of mode-locked lasers. Nonlinear gain saturation, linewidth enhancement factor and formation of broad gain and lasing spectra are discussed.