

Высокоэффективные ($\eta_D > 80\%$) длинноволновые ($\lambda > 1.25$ мкм) лазеры на основе квантовых точек на подложках GaAs

© С.С. Михрин[¶], А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, 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, D. Vimbeg*, Ж.И. Алфёров

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

* Technical University of Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 23 апреля 2002 г. Принята к печати 25 апреля 2002 г.)

Исследованы инжекционные лазеры с активной областью на основе нескольких рядов самоорганизующихся квантовых точек на подложках GaAs, излучающие, в зависимости от количества рядов квантовых точек и уровня оптических потерь, в диапазоне длин волн 1.25–1.29 мкм. Продемонстрирована рекордная внешняя дифференциальная эффективность 88% и характеристическая температура порогового тока 145 К. Внутренние потери, а также пороговые и спектральные характеристики соотнесены с оптическим усилением и эффективностью излучательной рекомбинации, зависящими от дизайна активной области и режимов ее выращивания.

1. Введение

На протяжении последних лет структуры с квантовыми точками (КТ) в системе InAs/(Al)GaAs притягивали повышенное внимание, обусловленное во многом тем, что использование эффекта спонтанной трансформации слоя InAs в массив трехмерных островков позволяет в лазерных структурах на подложках GaAs достичь длины волны 1.3 мкм, отвечающей минимуму дисперсии и второму окну прозрачности оптического волокна. Применение КТ, помещенных во внешнюю напряженную квантовую яму InGaAs или сформированных методом атомно-слоевой эпитаксии, позволило в лазерах спектрального диапазона 1.3 мкм воспроизводимо получать сверхнизкую пороговую плотность тока (19 А/см² [1], 16–22 А/см² [2]). Однако относительно низкая поверхностная плотность КТ (около $5 \cdot 10^{10}$ см⁻² на один слой КТ), которая обеспечивает низкую плотность тока прозрачности, также приводит и к малому максимальному оптическому усилению, достижимому на основном состоянии КТ. Насыщение усиления приводит, при увеличении потерь на вывод излучения в лазерном резонаторе, к сверхлинейному возрастанию пороговой плотности тока, а затем и к переходу к генерации через первое возбужденное состояние массива КТ, сопровождающемуся коротковолновым сдвигом длины волны [3]. Необходимость сохранения длины волны лазерной генерации в интересующем диапазоне 1.3 мкм и снижения пороговой плотности тока обуславливает использование таких конструкций лазерного резонатора, при которых потери на вывод излучения минимальны — лазеры с четырьмя сколотыми гранями [4], а также лазеры полосковой конструкции с высокоотражающими покрытиями граней [1,5] или большими длинами полоска [2,6].

В соответствии с известным выражением, связывающим эффективность вывода излучения с резонаторными потерями, подобные конструкции принципиально характеризуются низкими значениями *внешней* дифференциальной эффективности, η_D [7]

$$\eta_D = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_{in}}, \quad (1a)$$

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right), \quad (1b)$$

где η_i — внутренняя квантовая эффективность вынужденного излучения, известная также как внутренняя дифференциальная эффективность, α_m и α_{in} — потери на вывод излучения и внутренние потери лазерного резонатора соответственно, L — длина резонатора, R — коэффициенты отражения граней. Например, внешняя дифференциальная эффективность, сообщенная в работе [1], составила всего 2%.

В принципе лазеры на основе самоорганизующихся квантовых точек уже продемонстрировали возможность достижения высокой внешней дифференциальной эффективности. В частности, максимальные значения η_D , превышающие 80%, сообщались для коротковолновых ($\lambda \approx 0.94$ – 0.98 мкм) лазеров [8,9]. Однако в случае более длинноволновых КТ лазеров ($\lambda > 1.22$ мкм), интересных для применений в системах волоконно-оптической связи, наибольшие опубликованные значения η_D составляют всего 55–57% [10–12] для структур на основе нескольких (двух [10] или трех [11,12]) рядов квантовых точек.

Оптическое усиление КТ лазера может быть увеличено осаждением большего числа рядов КТ в активной области. Однако для формирования массива КТ, излучающего вблизи 1.3 мкм, требуется осаждение существенно большего количества InAs по сравнению с более коротковолновыми КТ — типично 5–6 монослоев (МС)

[¶] E-mail: mikhrin@pop.ioffe.rssi.ru

против ≈ 2 МС. Накопление напряжения рассогласования в активной области лазера, излучающего в длинноволновом диапазоне, типично вызывает ухудшение пороговой плотности тока и внутренней эффективности при дальнейшем увеличении числа рядов КТ вследствие, вероятно, образования точечных дефектов. Следует также отметить, что, несмотря на предсказанную теоретическую возможность получения высокой температурной стабильности характеристик лазеров, реально полученные величины T_0 на данный момент уступают лазерам на основе квантовых ям.

В настоящей работе показано, что оптимизация конструкции и условий выращивания как самих квантовых точек, так и лазерной структуры в целом позволяет увеличить количество рядов квантовых точек в активной области лазера по крайней мере до десяти, не вызывая ухудшения пороговых характеристик. Увеличение пороговой плотности тока с числом рядов КТ связано в подобных структурах в первую очередь с повышением тока прозрачности, который оценен равным 6 А/см^2 на один слой КТ. Увеличение насыщенного усиления приводит к существенному расширению диапазона потерь на вывод излучения, при котором наблюдается длинноволновая генерация через основное состояние КТ. В сочетании с близкой к 100% внутренней дифференциальной эффективностью и низкими внутренними потерями (1.2 см^{-1}) это позволило достичь рекордно высокой внешней дифференциальной эффективности 88% в структуре с 10 рядами КТ. Характеристическая температура порогового тока также возрастает и составила 145 К. Подобное сочетание приборных характеристик делает подобные массивы КТ весьма привлекательными для применений в качестве активной области передающих модулей ВОЛС — вертикально излучающих лазеров и одномодовых лазеров полосковой конструкции, в которых требуемые значения порогового усиления весьма высоки.

2. Эксперимент

Исследуемые лазерные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в геометрии раздельного ограничения носителей заряда и световой волны. Активная область лазерных структур включала 2, 5 или 10 рядов квантовых точек InAs, помещенных во внешнюю напряженную квантовую яму InGaAs и разделенных спейсерными слоями GaAs толщиной 33 нм. КТ были получены осаждением слоя InAs эффективной толщиной 3 МС с последующим заравниванием слоем $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 5 нм. Ширина AlGaAs/GaAs-волновода составляла приблизительно 0.4 мкм. Эмиттерные слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с эффективным содержанием алюминия x порядка 70% толщиной 1.5 мкм легировались Si и Be для достижения концентрации соответственно электронов и дырок на уровне $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Необходимо отметить, что при выращивании данной серии лазерных структур использовались оптимизиро-

ванные условия осаждения эмиттерных слоев с высоким содержанием Al для улучшения их оптического и структурного совершенства, а также самой активной области, уделяя особое внимание воспроизводимости таких параметров ее осаждения, как температура и поток мышьяка. Как будет показано далее сравнением с лазерами, выращенными в стандартных условиях МПЭ (см., например, [12]), такая оптимизация сильно влияет на приборные характеристики.

Из выращенных структур были изготовлены лазеры полосковой конструкции шириной 100 мкм в геометрии мелкой мезы с длиной полоска в пределах 0.5–2 мм. На грани резонатора, полученные скалыванием, какое-либо покрытие не наносилось. В некоторых случаях исследовались также лазерные структуры с четырьмя сколотыми гранями. Приборные характеристики исследовались в температурном диапазоне 20–65°C при возбуждении импульсами тока длительностью 1 мкс частотой 2 кГц.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Дифференциальная эффективность и внутренние потери

Внешняя дифференциальная эффективность и пороговая плотность тока оценивались с помощью измерения при импульсной накачке характеристик свет — ток лазеров полосковой конструкции при температуре 20°C. На рис. 1 в качестве примера приведена зависимость полной оптической мощности P_{out} от тока накачки I для лазера на основе 10 рядов КТ с длиной полоска около

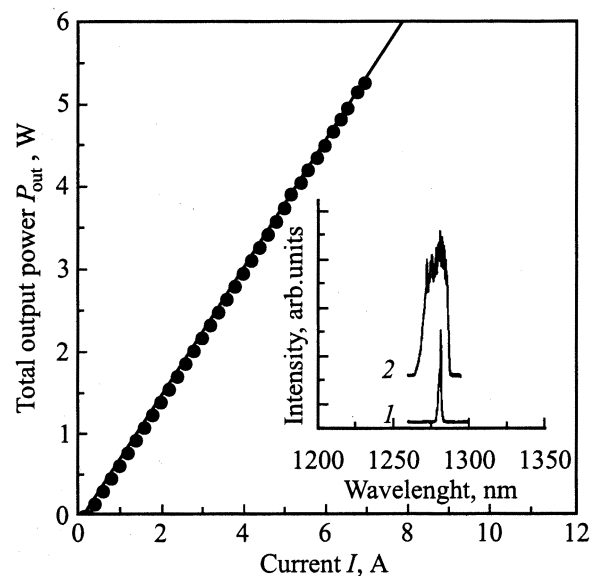


Рис. 1. Зависимости полной оптической мощности от тока для лазера длиной 1.5 мм с активной областью на основе 10 рядов КТ (символы) и аппроксимация выражением (2). На вставке — спектры излучения при токе 1.1 и $15 I_{\text{th}}$.

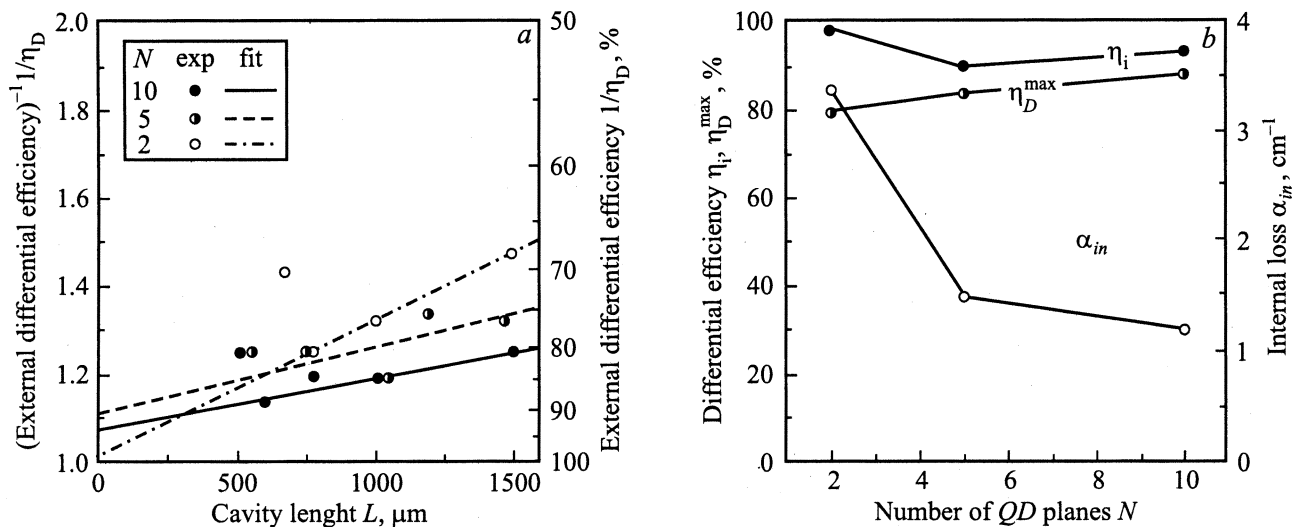


Рис. 2. *a* — зависимости внешней дифференциальной эффективности η_D от длины лазера полосковой конструкции для структур с разным числом рядов КТ (символы) и аппроксимация выражением (1) (линии); *b* — максимальная внешняя дифференциальная эффективность η_D^{max} , внутренняя квантовая эффективность η_i и внутренние потери α_{in} в зависимости от количества рядов КТ.

1.5 мм. На вставке к рисунку показаны спектры излучения выше порога генерации. Длина волны генерации составляет 1.28 мкм и сохраняется вплоть до весьма больших значений выходной мощности (более 5 Вт). Подгонка экспериментальных данных (символы) к известному соотношению свет — ток выше порога лазерной генерации [7] (линия):

$$P_{\text{out}} = \frac{\varepsilon \eta_D}{q} (I - I_{\text{th}}), \quad (2)$$

где ε — энергия излучаемых фотонов, q — заряд электрона, позволяет определить для данного прибора пороговый ток I_{th} и внешнюю дифференциальную эффективность η_D равными 220 мА (147 А/см²) и 80% (0.78 Вт/А) соответственно.

На рис. 2, *a* обобщается зависимость внешней дифференциальной эффективности от длины резонатора для лазерных структур с различным числом рядов КТ в активной области. Приведены данные только для таких длин резонатора, при которых лазерная генерация происходит через основное состояние КТ (длина волны лежит в диапазоне 1.25–1.29 мкм). Все исследуемые лазеры обладают внешней дифференциальной эффективностью, превышающей 60%. Максимальные измеренные значения η_D составляют 80, 84 и 88% для 2, 5 и 10 рядов КТ соответственно. Насколько нам известно, эти значения являются лучшими из сообщенных не только для длинноволновых лазеров на основе КТ, но и для инжекционных лазеров любого типа диапазона 1.3 мкм, выращенных на подложках GaAs [13], а также одними из лучших для лазеров на основе квантовых точек любого спектрального диапазона [8,9].

Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются зависимостью вида (1а) (линия на рис. 2, *a*), позволяя оценить внутреннюю дифференциальную эффективность

и внутренние потери равными соответственно 98.5, 90 и 93% и 3.4, 1.5 и 1.2 см⁻¹ для 2, 5 и 10 рядов КТ. Зависимость этих параметров, а также максимальной измеренной дифференциальной эффективности от числа рядов КТ в активной области приведена на рис. 2, *b*. Во всех случаях значения η_i остаются в пределах 90–100%. Таким образом, в отличие от [2] мы не наблюдаем какой-либо закономерной зависимости внутренней дифференциальной эффективности от конструкции активной области КТ лазера (в нашем случае от числа рядов КТ). Возможно, это связано с более высоким достигнутым уровнем внутренней дифференциальной эффективности в исследуемых нами структурах, поскольку в указанной работе проводилось сопоставление лазеров, обладающих η_i в диапазоне 30–55%. В связи с этим следует отметить некоторую условность аппроксимации значений внешней дифференциальной эффективности выражением (1а), поскольку такая подгонка подразумевает неизменность как внутренней дифференциальной эффективности, так и внутренних потерь для всех длин резонатора. В противоположность, в работе [14] отмечалось существование зависимости самих значений η_i и α_{in} от потерь, обусловленной взаимосвязью всех этих параметров с положением квази-уровней Ферми в активной области лазера. В дополнение, неизбежный разброс данных обусловлен возможной неоднородностью эпитаксиальной структуры и несовершенством изготовления полосковой конструкции (например, несовершенством сколов).

Таким образом, применительно к η_i и α_{in} , полученным указанной аппроксимацией, можно говорить лишь о средних значениях этих параметров. Тем не менее их изменение при изменении конструкции активной области позволяет судить об определенных тенденциях. В частности, мы наблюдаем монотонное уменьшение

внутренних потерь при увеличении числа рядов КТ, особенно заметное при переходе от двух к пяти слоям КТ. Внутренние потери в инжекционном лазере обобщают вклады различных механизмов [15]. Наиболее значимыми среди них являются потери вследствие рассеяния на несовершенствах волновода, поглощение на свободных носителях в волноводе и поглощение на свободных носителях в эмиттерных слоях. Вклад волноводного рассеяния во внутренние потери главным образом контролируется совершенством эпитаксиальной ростовой технологии, в том числе планарностью интерфейсов эмиттер–волновод, возможными структурными включениями и т.д. На начальном этапе исследований лазеров на основе КТ существовало мнение, что квазипериодическая структурная модуляция в середине волновода лазерной структуры, вызванная трехмерными островками КТ, может привести к резкому возрастанию внутренних потерь. Значительные по величине внутренние потери ($30\text{--}50\text{ см}^{-1}$), наблюдавшиеся в первых КТ лазерах, казалось, подтверждают эту гипотезу. Однако дальнейшие исследования с использованием многослойных КТ лазеров не подтверждают это предположение. В самом деле, увеличение плотности КТ, т.е. плотности рассеивающих центров в лазерном волноводе, приводит не к увеличению, а к снижению внутренних потерь (рис. 2, *b*). Следовательно, самоорганизующиеся островки не оказывают заметного влияния на величину внутренних потерь лазера. Таким образом, основной вклад связан с поглощением на свободных носителях.

Вклад во внутренние потери от поглощения на свободных носителях в эмиттерных слоях и в волноводе пропорционален концентрации свободных носителей в соответствующей области. В случае эмиттерных слоев концентрация свободных носителей определяется уровнем легирования, и квантовые точки не влияют на этот тип потерь. В противоположность, концентрация носителей в волноводном слое и соответствующие внутренние потери могут значительно зависеть от конструкции КТ активной области. Когда поверхностная плотность массива КТ возрастает, увеличивая величину насыщенного усиления, требуемое пороговое усиление достигается при меньшей энергии квазиуровня Ферми, что приводит к уменьшению заселенности состояний матрицы (волновода) и, таким образом, снижению внутренних потерь, в согласии с экспериментально наблюдаемой зависимостью (рис. 2, *b*). Причины близости значений внутренних потерь, оцененных для 5- и 10-слойного лазеров, будут понятны после исследования характеристик усиления этих структур.

3.2. Оптическое усиление

Существенное увеличение внешней дифференциальной эффективности в лазерах на основе нескольких слоев КТ обусловлено, помимо обсуждавшегося выше снижения внутренних потерь, также и расширением

диапазона потерь на вывод излучения, при котором возможно достижение лазерной генерации через основное состояние КТ. В связи с этим представляется необходимым обсудить характеристики усиления исследуемых многослойных лазеров. Экспериментальные соотношения между длиной резонатора и пороговой плотностью тока, а также оцененные значения внутренних потерь позволяют построить зависимость пороговой плотности тока от полных потерь ($\alpha_m + \alpha_{in}$), как это показано символами на рис. 3, *a* для лазерных структур с различным числом рядов КТ. Как видно, при увеличении числа рядов КТ в активной области лазера наблюдается увеличение тока, соответствующего нулевым потерям (тока прозрачности) вследствие большего числа состояний КТ в активной области. В то же время в лазере с 5 и 10 рядами КТ пороговая плотность тока возрастает при увеличении потерь более слабо по сравнению с лазером на основе 2 рядов КТ, что указывает на возросшее оптическое усиление. В этих лазерах значения пороговой плотности тока J_{th} лежат в диапазоне $100\text{--}200\text{ А/см}^2$ для полосков, длина которых превышает 1 мм, и возрастает до 500 А/см^2 при $L = 0.5$ мм. Максимальное оптическое усиление составляет приблизительно 23 см^{-1} .

Экспериментальные соотношения модового усиления и пороговой плотности тока аппроксимировались логарифмической функцией (линии), обычно используемой при описании характеристик лазеров на основе квантовых ям:

$$g = G_0 \ln(J_{th}/J_0), \quad (3)$$

где G_0 — параметр усиления, J_0 — ток прозрачности активной области. На рис. 3, *b* эти параметры усиления, а также их значения, приведенные к числу рядов КТ (G_0/N , J_0/N), представлены в зависимости от количества рядов КТ. Оцененные значения J_0 монотонно возрастают с увеличением N и составляют 25, 38 и 58 А/см^2 для 2, 5 и 10 рядов КТ соответственно.

Плотность тока прозрачности (т.е. тока, необходимого для создания инверсной заселенности активной области) может быть оценена из времени жизни τ и полной поверхностной плотности массива (произведения плотности КТ в одном слое точек n_{QD} и количества рядов КТ в активной области лазера N):

$$J_0 = N \frac{qn_{QD}}{\tau}. \quad (4a)$$

Здесь q — заряд электрона, а время жизни определяется соотношением между темпами излучательной и безызлучательной (в том числе в волноводном слое) рекомбинаций, обозначенными индексами r и nr соответственно:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (4b)$$

Простые оценки в предположении 100% эффективности излучательной рекомбинации ($\tau_r \ll \tau_{nr}$), с учетом типичных значений поверхностной плотности массива

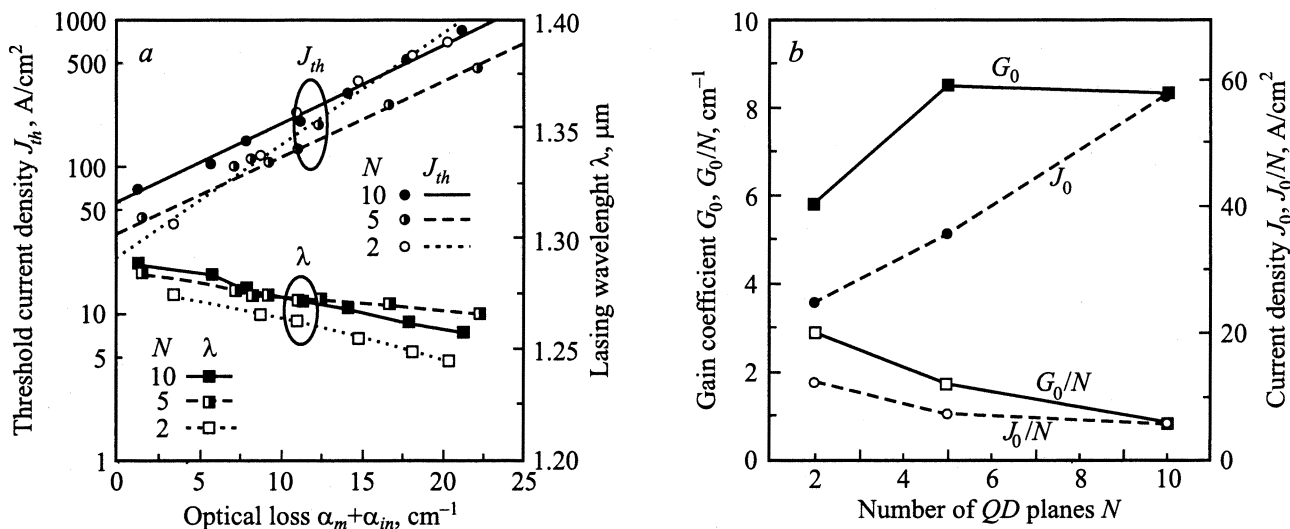


Рис. 3. *a* — зависимость пороговой плотности тока J_{th} и длины волны генерации λ (символы) от полных оптических потерь для структур с разным числом рядов КТ. Линии — аппроксимация выражением (3); *b* — параметр усиления G_0 и плотность тока прозрачности J_0 , а также их значения, приведенные к числу рядов КТ (G_0/N , J_0/N), в зависимости от количества рядов КТ.

самоорганизующихся КТ и времени излучательной рекомбинации ($4-5 \cdot 10^{10}$ см⁻² и 1–2 нм соответственно [3]) позволяют оценить плотность тока прозрачности около 5 А/см² на один ряд КТ. Значения плотности тока прозрачности на один ряд КТ, полученные для 5- и 10-слойного лазера, составляют 6–7 А/см², что превосходно согласуется с приведенными оценками и позволяет говорить об отсутствии в этих многослойных лазерах каких-либо иных каналов рекомбинации, кроме излучательной рекомбинации через основное состояние КТ. В то же время приведенное значение плотности тока прозрачности в 2-слойном лазере несколько выше и составляет 12.5 А/см². Как нам представляется, это является результатом дополнительного вклада рекомбинации через состояния матрицы (волновода) вследствие более сильного заполнения высоко лежащих состояний в этой структуре, что согласуется также и с большими внутренними потерями в 2-слойном лазере.

При увеличении количества рядов КТ полный параметр усиления G_0 должен возрастать линейно, если каждый ряд КТ дает одинаковый вклад в оптическое усиление. Очевидно, что в реальной ситуации усиление каждой из плоскостей КТ должно быть взято с определенным весом, зависящим, в частности, от интенсивности оптической моды в месте расположения данной плоскости. Экспериментально наблюдаемые значения G_0 составляют 5.8, 8.5 и 8.3 см⁻¹ для 2, 5 и 10 рядов КТ соответственно, что в пересчете на один ряд КТ дает 2.9, 1.7 и 0.83 см⁻¹ (рис. 3, *b*). Таким образом, значение G_0/N , характеризующее усредненный вклад одной плоскости КТ в полное усиление, снижается при увеличении количества рядов КТ в активной области. В связи с этим мы хотели бы отметить, что если несколько рядов КТ повторно осаждено в активной

области, боковые плоскости КТ располагаются в стороне от максимума оптической моды лазерного резонатора. Это приводит к уменьшению вклада дополнительных КТ плоскостей в полное оптическое усиление. Наши вычисления распределения интенсивности оптической моды для использованной геометрии волновода лазера с разным количеством рядов КТ дают для 5- и 10-слойного лазера снижение среднего фактора оптического ограничения до 91 и 71% от соответствующей величины для 2-слойного лазера. Другим фактором, приводящим к снижению параметра усиления G_0/N в многослойных структурах, может являться неоднородное распределение концентрации носителей по КТ разных рядов, разделенных относительно толстыми спейсерами толщиной 33 нм. Дальнейшее увеличение G_0 может быть достигнуто снижением толщины спейсерных слоев, что приведет к концентрации активных слоев в центральной части волновода и их более однородному заполнению носителями. Однако уменьшение толщины спейсеров требует оптимизации режимов выращивания для подавления возможной релаксации упругих напряжений в многослойных структурах.

На рис. 3, *a* представлена также зависимость длины волны генерации от полных потерь. Во всем представленном диапазоне потерь лазерная генерация происходит через основное состояние КТ. В зависимости от уровня потерь и количества рядов КТ в активной области длина волны генерации составляет 1.245–1.29 мкм. Как видно, увеличение потерь вызывает некоторый коротковолновый сдвиг длины волны, причем при одинаковых потерях излучение лазера на основе двух рядов КТ заметно более коротковолновое по сравнению с лазерами на основе 5 и 10 рядов. Фактически длина волны генерации следует за положениями квазиуровней Ферми

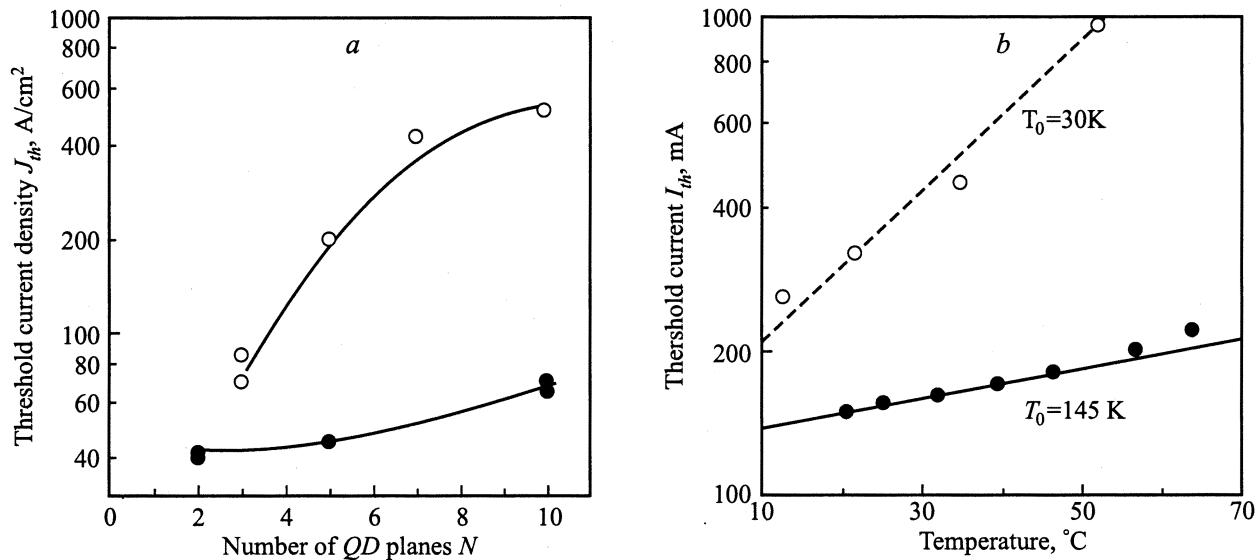


Рис. 4. *a* — пороговая плотность тока J_{th} лазеров с четырьмя сколотыми гранями в зависимости от количества рядов КТ для стандартной (открытые кружки) и оптимизированной (закрашенные кружки) лазерных структур; *b* — температурные зависимости порогового тока I_{th} лазеров полосковой конструкции на основе стандартной (открытые кружки, $N = 3$, $L = 2$ мм) и оптимизированной (закрашенные кружки, $N = 5$, $L = 1.5$ мм) лазерных структур, а также аппроксимация выражением (5) (линии).

на пороге генерации. Увеличение концентрации носителей, требуемой для достижения условия генерации, и связанное с этим расхождение квазиуровней Ферми и вызывают наблюдаемый коротковолновый сдвиг длины волны при возрастании потерь. При этом увеличение энергии Ферми приводит к возрастанию концентрации носителей не только в активной области, но и в волноводе лазера. Чем выше усиление активной среды, тем меньшее расхождение квазиуровней Ферми требуется для того, чтобы удовлетворить возросшие потери. Это означает не только меньший коротковолновый сдвиг длины волны генерации в лазере с высоким усилением (5 или 10 рядов), но и меньшую заселенность лазерного волновода, что хорошо согласуется с обсуждавшимся снижением внутренних потерь при увеличении числа рядов КТ. Близкое совпадение параметров усиления для 5- и 10-слойного лазеров приводит как к близким спектральным характеристикам этих лазеров, так и к отмечавшейся близости внутренних потерь.

3.3. Оптимизация режимов выращивания

Как отмечалось выше, исследуемые лазеры были выращены в оптимизированных условиях, позволяющих подавить образование точечных дефектов и дислокаций в активной области многослойных структур. На рис.4, *a* представлены зависимости пороговой плотности тока J_{th} от количества рядов КТ для структур, выращенных в стандартных (открытые символы) и оптимизированных (закрашенные символы) условиях. Чтобы сделать сравнение структур с разным количеством рядов КТ более однозначным, мы приводим данные для лазеров с четырьмя сколотыми гранями. Лазерные структуры

подобной геометрии, благодаря образованию кольцевой лазерной моды, позволяют минимизировать потери на вывод излучения. При этом достигается минимальная пороговая плотность тока, определяемая лишь внутренними потерями лазерного резонатора, что позволяет оценить верхний предел тока прозрачности для данной активной области. Отметим, что для лазеров, выращенных в оптимизированных условиях, значения J_{th} лазеров с четырьмя сколотыми гранями хорошо согласуются с величиной тока прозрачности, оцененной из характеристик усиления.

Как видно из рисунка, при использовании оптимизированных условий выращивания пороговая плотность тока заметно слабее меняется в зависимости от количества рядов КТ в активной области. Увеличение пороговой плотности тока с увеличением количества рядов в данном случае объясняется в основном возрастанием тока прозрачности с увеличением количества рядов КТ. Однако в том случае, когда увеличение количества рядов сопровождается возникновением центров безызлучательной рекомбинации, J_0 может возрастать с N более быстро, в соответствии с выражением (4). Именно такая ситуация, по-видимому, имеет место в случае стандартного режима выращивания. Таким образом, оптимизация условий выращивания позволяет получить более структурно совершенный массив КТ.

Безызлучательная рекомбинация в активной области и волноводе, помимо возрастания порогового тока, может приводить также и к его более резкой зависимости от температуры. В свою очередь подавление безызлучательной рекомбинации благодаря использованию оптимизированных условий выращивания позволило суще-

ственно улучшить температурную стабильность характеристик лазеров на квантовых точках. На рис. 4, *b* символами представлены зависимости порогового тока I_{th} от температуры для лазеров полосковой конструкции, изготовленных из эпитаксиальных структур, выращенных в стандартных либо оптимизированных условиях. Линиями показана аппроксимация экспериментальных данных к зависимости:

$$I_{th}(T) = I_{th}\Big|_{20^{\circ}\text{C}} \exp\left(\frac{T - 20^{\circ}\text{C}}{T_0}\right), \quad (5)$$

где T_0 — характеристическая температура порогового тока.

В случае использования стандартных условий I_{th} весьма резко возрастает с температурой, а значение T_0 составляет всего 30 К, тогда как во всех исследованных лазерах, выращенных в оптимизированных условиях, при сопоставимой длине полоска величина T_0 превышала 100 К. Как показано на рис. 4, *b*, значение характеристической температуры составляет 145 К в лазере длиной 1.5 мм на основе оптимизированной 5-слойной структуры. Насколько нам известно, данное значение в настоящее время является наибольшим достигнутым для лазеров на КТ, работающих в диапазоне длин волн 1.3 мкм, на 15% превышая предыдущее лучшее сообщение [11].

4. Заключение

Оптимизация конструкции и режимов выращивания лазеров на основе большого числа рядов самоорганизующихся квантовых точек, излучающих в диапазоне 1.25–1.3 мкм, позволила подавить формирование центров безызлучательной рекомбинации, обусловленных релаксацией напряжения в многослойных КТ структурах. В результате достигнуто снижение пороговой плотности тока и уменьшение его температурной зависимости. Значение характеристической температуры T_0 составило 145 К, что является лучшим значением для длинноволновых лазеров на КТ, выращенных на подложках GaAs. Плотность тока прозрачности оценена равной 6–7 А/см² на один ряд КТ, что находится в хорошем согласии с предсказаниями для идеального случая. Показано, что внутренние потери в лазерах на основе самоорганизующихся КТ обусловлены в основном поглощением света на свободных носителях, заполняющих лазерный волновод. Увеличение числа рядов КТ позволяет улучшить характеристики усиления, приводя к снижению внутренних потерь, а также уменьшению пороговой плотности тока и большей стабильности длины волны излучения при увеличении потерь на вывод излучения. В результате совокупности эффекта снижения внутренних потерь до 1.2 см⁻¹, возможности использовать режим высоких потерь на вывод излучения и близкой к 100% внутренней дифференциальной эффективности в исследуемых лазерах достигнуты рекордные значения *внешней* дифференциальной эффективно-

сти 88%. Дальнейшая оптимизация многослойных КТ структур должна позволить использование более узких спейсерных слоев, разделяющих ряды КТ, что приведет к еще большему возрастанию усиления в результате повышения фактора оптического ограничения и более однородного заполнения состояний активной области.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 00-02-17039), программы „Физика твердотельных наноструктур“, программы INTAS и NanOp.

Авторы А.Е. Жуков и В.М. Устинов выражают благодарность „Фонду содействия отечественной науке“.

Список литературы

- [1] G. Park, O.B. Shchekin, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 230 (2000).
- [2] G.T. Liu, A. Stinz, H. Li, T.C. Newell, A.L. Gray, P.M. Varangis, K.J. Malloy, L.F. Lester. *IEEE J. Quant. Electron.*, **36**, 1272 (2000).
- [3] A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. *Selected Topics in Electronics and Systems*, v. 16. *Advances in semiconductor lasers and applications to optoelectronics*, ed. by M. Dutta, M.A. Stroschio (World Scientific, Singapore, 2000) p. 263.
- [4] Yu.M. Shernyakov, D.A. Bedarev, E.Yu. Kondrat'eva, P.S. Kop'ev, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, M.V. Maximov, S.S. Mikhrin, A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Ustinov, B.V. Volovik, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **35**, 898 (1999).
- [5] G. Park, O.B. Shchekin, S. Csutak, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3267 (1999).
- [6] G.T. Liu, A. Stinz, H. Li, K.J. Malloy, L.F. Lester. *Electron. Lett.*, **35**, 1163 (1999).
- [7] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [8] F. Klopff, J.P. Reithmaier, A. Forchel. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1419 (2000).
- [9] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, 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).
- [10] X. Huang, A. Stinz, C.P. Hains, G.T. Liu, J. Cheng, K.J. Malloy. *Electron. Lett.*, **36**, 41 (2000).
- [11] H. Chen, Z. Zou, O.B. Shchekin, D.G. Deppe. *Electron. Lett.*, **36**, 1703 (2000).
- [12] 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).
- [13] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, R41 (2000).
- [14] P.M. Smowton, P. Blood. *IEEE J. Quant. Electron.*, **3**, 491 (1997).
- [15] P. Blood. In: *Physics and technology of heterostructure devices*, ed. by D.V. Morgan, R.H. Williams (Peter Perigrinus, 1991) Ch. 7, p. 231.

Редактор Л.В. Беляков

**Highly-efficient ($\eta_D > 80\%$)
long-wavelength ($\lambda > 1.25 \mu\text{м}$) diode
lasers on GaAs substrates based
on quantum dots**

*S.S. Mikhrin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, N.A. Maleev,
A.P. Vasil'ev, E.S. Semenova, V.M. Ustinov,
M.M. Kulagina, E.V. Nikitina, I.P. Soshnikov,
Yu.M. Shernyakov, D.A. Livshits, N.V. Kryjanovskaya,
D.S. Sizov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov,
N.N. Ledentsov, D. Bimberg*, Zh.I. Alferov*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Technical University of Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

Abstract Diode lasers based on several planes of self-organized quantum dots on GaAs substrates were investigated. Depending on number of quantum dots planes and optical loss, the lasing wavelength was in the range of $1.25\text{--}1.29 \mu\text{м}$. A record high external differential efficiency of 88% and the threshold current characteristic temperature of 145 K have been measured. Internal loss, threshold and spectral characteristics were correlated with optical gain and radiative recombination efficiency, which are shown to be strongly dependent on active region design and growth regimes.