

Температурные характеристики низкопороговых высокоэффективных лазеров на квантовых точках, излучающих в диапазоне длин волн 1.25–1.29 мкм

© И.И. Новиков[†], М.В. Максимов⁺, Ю.М. Шерняков⁺, Н.Ю. Гордеев⁺, А.Р. Ковш⁺,
А.Е. Жуков⁺, С.С. Михрин⁺, Н.А. Малеев⁺, А.П. Васильев⁺, В.М. Устинов⁺,
Ж.И. Алфёров⁺, Н.Н. Леденцов^{+,*}, Д. Бимберг^{*}

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

^{*} Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 27 марта 2003 г. Принята к печати 1 апреля 2003 г.)

Исследованы температурные зависимости рабочих характеристик низкопороговых (пороговая плотность тока менее 100 А/см²), высокоэффективных (дифференциальная квантовая эффективность до 88%) инжекционных лазерных гетероструктур. Структуры содержали 2, 5 и 10 слоев квантовых точек InAs–GaAs в качестве активной области и излучали в диапазоне длин волн 1.25–1.29 мкм. Показано, что изменение распределения носителей в активной области с неравновесного на равновесный приводит к *N*-образному характеру температурной зависимости пороговой плотности тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности.

1. Введение

В последнее время полупроводниковые лазеры на квантовых точках (КТ) являются предметом активных исследований в связи с перспективой получения улучшенных характеристик по сравнению с характеристиками существующих лазеров на квантовых ямах, например, более высокой температурной стабильности и меньшей пороговой плотности тока [1,2]. К настоящему времени для полупроводниковых лазеров на КТ уже достигнуты рекордно низкие пороговые плотности тока [3,4], рекордно высокая температурная стабильность [5] и высокая внешняя квантовая эффективность [6,7]. Тем не менее, как ожидается, детальное исследование физических процессов в лазерах такого рода должно привести к дальнейшему улучшению их параметров.

Следует отметить, что интерпретация результатов исследований лазеров на КТ может быть значительно усложнена наличием дефектов и дислокаций в активной области, а также большим разбросом КТ по размерам. Дефекты и дислокации в случае, когда их плотность в активной области достаточно велика, могут приводить к появлению тока безызлучательной рекомбинации, соизмеримого или превышающего ток инверсии КТ. В случае широкого распределения КТ по размерам, как правило, трудно определить, осуществляется ли генерация через основное или возбужденные состояния КТ. В настоящей работе представлены результаты исследований температурных характеристик лазерных гетероструктур с активной областью на основе квантовых точек InAs–GaAs, обладающих малым разбросом по размерам (полуширина линии электролюминесценции менее 50 мэВ при комнатной температуре), низкой плотностью дислокаций в активной области (плотность

тока прозрачности менее 6 А/см² на слой КТ) и высокой внешней дифференциальной квантовой эффективностью (88%) [6].

2. Эксперимент

Лазерные гетероструктуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). В качестве активной области структуры содержали 2, 5 или 10 слоев КТ InAs–GaAs, сформированных с использованием активированного распада InGaAs [8]. Подробности конструкции лазерных структур представлены в работе [6].

Лазерные диоды изготавливались в полосковой геометрии с шириной полоска 100 мкм. Образцы крепились на медный теплопровод эпитаксиальными слоями вверх при помощи токопроводящего клея. Лазерные характеристики исследовались при накачке импульсным током (длительность импульса 500 нс, частота повторения 1 кГц).

Были измерены температурные зависимости пороговой плотности тока (J_{th}) и дифференциальной квантовой эффективности (η_{diff}) в диапазоне температур $T = 20–300$ К. Измерения проводились с помощью гелиевого криостата при точности стабилизации температуры 1 К. Для измерения мощности использовался фотоприемник с рабочим диаметром 10 мм.

3. Результаты и обсуждение

Температурные зависимости пороговой плотности тока (J_{th}) для всех структур представлены на рис. 1. Видно, что для структур с 2 и 5 слоями КТ при низких температурах (участок А) наблюдается рост значений J_{th} . При температурах 175 К для 2-слойной и 160 К для 5-слой-

[†] E-mail: novikov@switch.ioffe.ru

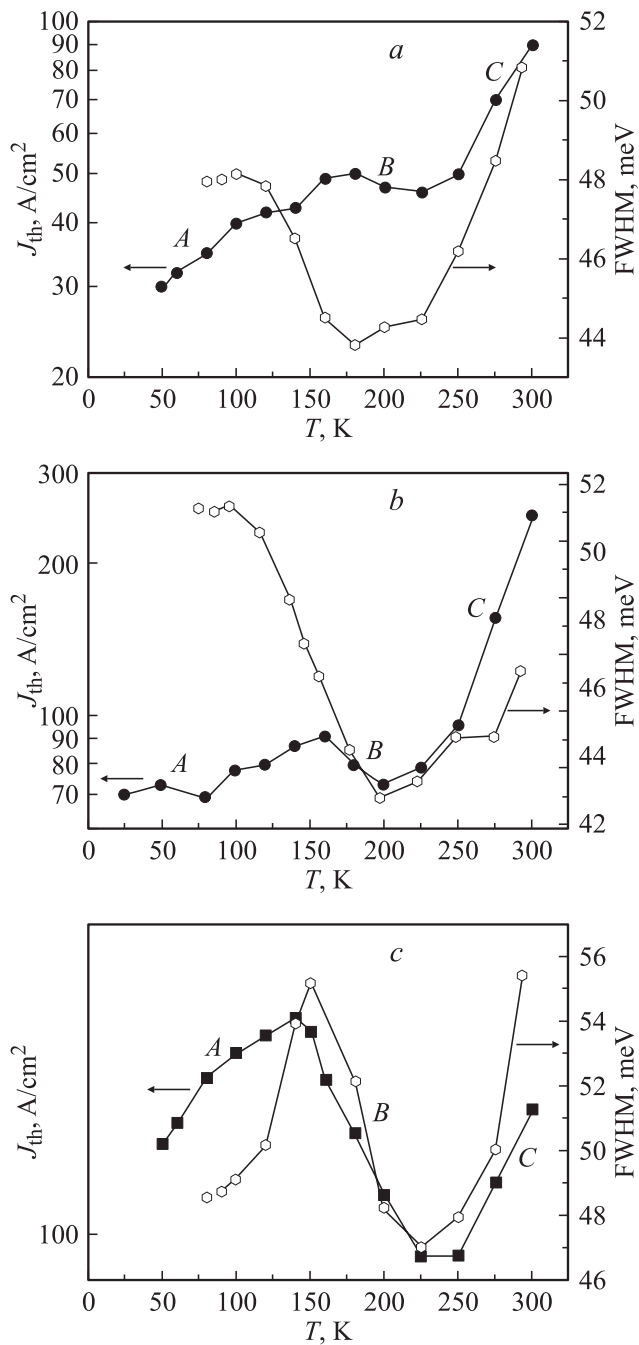


Рис. 1. Температурные зависимости пороговой плотности тока J_{th} (длина резонатора $L = 2$ мм) и полуширины линии электролюминесценции FWHM (длина резонатора $L = 250$ мкм) для лазерных гетероструктур с 2 (a), 5 (b) и 10 (c) слоями квантовых точек в качестве активной области.

ной структур начинается стабилизация и слабое падение J_{th} (участок B). Начиная с температур 200–225 К пороговая плотность тока резко растет (участок C). В то же время для 10-слойной структуры (рис. 1, c) температурная зависимость J_{th} характеризуется более ярко выраженным максимумом при ~ 140 К и минимумом в районе 225 К, а также большим перепадом J_{th} на участке с отрицательной характеристической температурой (T_0).

Уменьшение пороговой плотности тока при увеличении температуры в лазерах на КТ ранее наблюдалось различными авторами [9,10]. В работе [9] появление отрицательной T_0 объяснялось тепловым выбросом электронов и дырок из КТ с малой энергией локализации носителей (КТ малого размера) и перезахватом в точки с большей энергией локализации (КТ большего размера). Данный процесс соответствует переходу от неравновесного к равновесному распределению носителей в активной области [11] и характеризуется уменьшением эффективной ширины спектров электролюминесценции и усиления. Таким образом, плотность тока, необходимая для достижения требуемого для начала генерации усиления, также падает с ростом температуры. В противоположность результатам данной работы, рост J_{th} при низких температурах (рис. 1, участок A) авторами [9,10] не наблюдался. Это может объясняться тем, что величина разброса КТ по размерам в работах [9,10] была больше, а энергия локализации носителей меньше, поэтому переход от неравновесного распределения носителей к равновесному распределению начался при меньших температурах, чем в нашем случае.

По-видимому, для исследованных нами лазеров область отрицательной T_0 (участок B) также отвечает переходу от неравновесного к равновесному распределению носителей в массиве КТ. В то же время участки A и C (см. рис. 1) соответствуют непосредственно неравновесному и равновесному случаям. Доказательством этому служат и температурные зависимости ширины линии электролюминесценции на полувысоте (рис. 1) (full width at half maximum — FWHM). Зависимости измерялись для всех структур в одинаковых условиях: длина резонатора 250 мкм (такая длина обеспечивала высокие потери на выход излучения, а также сильно уменьшала эффекты перепоглощения), плотность тока накачки 20 A/cm^2 . Хорошо видно совпадение диапазона температур, отвечающего уменьшению ширины линии, и области отрицательной характеристической температуры, особенно для структуры с 10 слоями квантовых точек.

Были проведены спектральные измерения, позволившие определить длину волны генерации λ во всем температурном диапазоне. Результаты представлены на вставке рис. 2. Зависимость носит линейный характер и позволяет утверждать, что во всем исследованном температурном диапазоне лазерная генерация происходит через основное состояние квантовых точек.

Зависимости дифференциальной квантовой эффективности от температуры для образцов длиной 2 мм представлены на рис. 2. Все зависимости имеют хорошо различимый минимум при 180–200 К. Необычным является тот факт, что увеличение η_{diff} сопровождается и увеличением пороговой плотности тока (участок C на рис. 1).

На рис. 3 представлены ватт-амперные характеристики для структуры с 5 слоями квантовых точек при различных температурах. При комнатной температуре

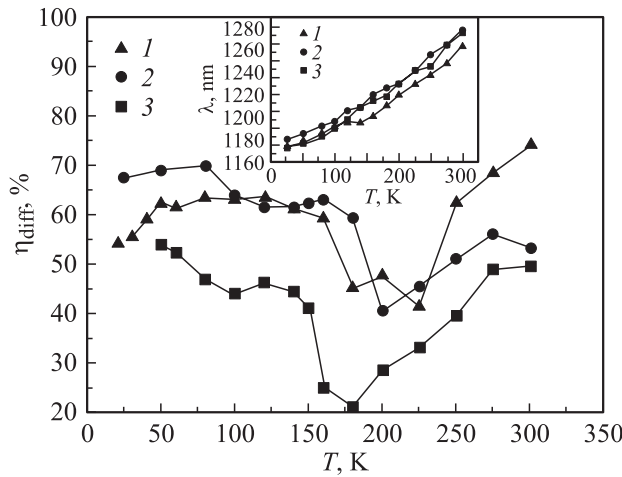


Рис. 2. Температурные зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности (η_{diff}) для гетероструктур с 2 (1), 5 (2) и 10 (3) слоями квантовых точек в диапазоне $T = 20\text{--}300\text{ K}$. Длина резонатора $L = 2\text{ мм}$. На вставке — соответствующие температурные зависимости длины волны излучения.

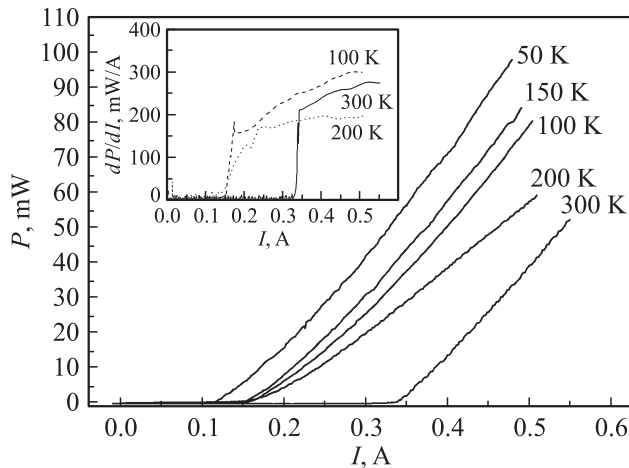


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики структуры с 5 слоями квантовых точек с длиной резонатора $L = 2\text{ мм}$ при различных температурах. На вставке — зависимость производной мощности по току (dP/dI) от тока накачки (I) при различных температурах.

ватт-амперная характеристика хорошо описывается известной линейной зависимостью выходной мощности P от тока накачки I

$$P = \frac{\varepsilon \eta_{\text{diff}}}{q} (I - I_{\text{th}}), \quad (1)$$

где ε — энергия фотонов, q — заряд электрона, I_{th} — пороговый ток.

В то же время при низких температурах (например, при 200 K) зависимость мощности от тока характеризуется нелинейным участком вблизи порога и только при дальнейшем увеличении тока накачки начинает удовлетворительно описываться формулой (1). Поэтому значение дифференциальной квантовой эффективности

при конкретной температуре определялось на линейном участке ватт-амперной характеристики, когда начальный градиентный рост прекращался. На вставке к рис. 3 приведена зависимость производной полной световой мощности по току, т.е. фактически, с точностью до множителя, зависимости η_{diff} от тока при различных температурах. Хорошо видно, что значение производной выше порога лазерной генерации достаточно сильно зависит от тока накачки.

Рост дифференциальной квантовой эффективности с увеличением температуры в лазерах на квантовых точках наблюдался и ранее [12]. Эту зависимость авторы объясняют ростом величины однородного уширения с температурой. В работе [13] выдвигается предположение о том, что возможной причиной подобного поведения η_{diff} является увеличение порога многомодовой генерации с ростом температуры. В случае, если выжигание пространственных дыр является основным фактором, приводящим к многомодовой генерации, количество одновременно возбуждаемых мод уменьшается с ростом температуры, и, следовательно, зависимость выходной мощности от тока становится более близкой к линейной.

Нами также были проведены исследования пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности при температурах выше комнатной: в диапазоне $T = 20\text{--}80^\circ\text{C}$. Образцы длиной 2 мм напаялись на медный теплоотвод при помощи индиевого припоя эпитаксиальными слоями вниз.

Зависимость длины волны от температуры представлена на вставке к рис. 4. Видно, что для структур с 5 и 10 слоями КТ зависимость носит линейный характер, в то время как для структуры с двумя слоями КТ наблюдается скачкообразное уменьшение длины волны при 70°C , связанное с переходом лазерной генерации на возбужденное состояние.

На рис. 4 представлена температурная зависимость дифференциальной квантовой эффективности для всех

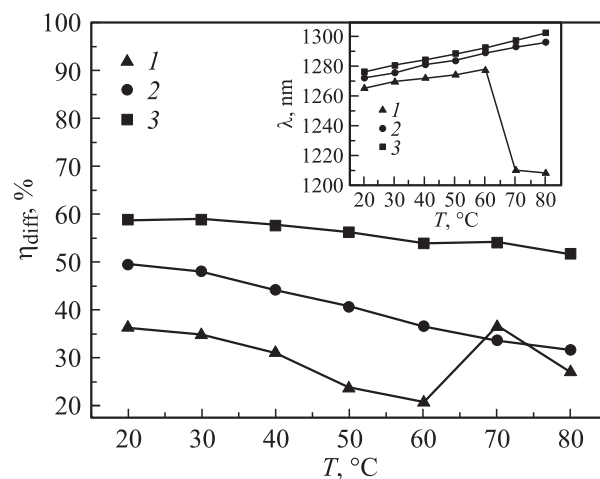


Рис. 4. Температурные зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности (η_{diff}) для гетероструктур с 2 (1), 5 (2) и 10 (3) слоями квантовых точек в диапазоне $T = 20\text{--}80^\circ\text{C}$. Длина резонатора $L = 2\text{ мм}$. На вставке — зависимости длины волны генерации от температуры.

структур. (В силу особенностей эксперимента, для температур выше комнатной измерения проводились на образцах, отличных от использованных в измерениях при низких температурах. Этим объясняется невозможность рассмотрения зависимости на рис. 4 как продолжение зависимости на рис. 2). Особенностью является большее значение дифференциальной квантовой эффективности при 70°C по сравнению со значением при 60°C. Необходимо отметить, что ранее на подобных структурах нами наблюдалось уменьшение, а не увеличение дифференциальной квантовой эффективности при переходе генерации с основного на возбужденное состояние [14]. Объяснение этого эффекта требует дальнейших исследований.

4. Заключение

Впервые показано, что в лазерах с малым разбросом квантовых точек по размерам, большой энергией локализации носителей в точках, низкой пороговой плотностью тока и малыми потерями зависимости пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности от температуры имеют N -образный характер. Такой вид температурных зависимостей, по видимому, обусловлен переходом от неравновесного к равновесному распределению носителей в активной области. Ожидается, что детальное понимание взаимосвязи температурных зависимостей рабочих характеристик лазеров на КТ с параметрами массива точек (плотность, энергия локализации, разброс по размерам), а также конструкции лазерной структуры (число слоев КТ, ширина и легирование волноводной области) позволит провести оптимизацию лазерной структуры и полностью реализовать теоретически предсказанные преимущества лазеров на КТ.

Работа выполнена при поддержке INTAS, РФФИ и программы Министерства науки „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Chichester, 1998).
- [2] N.N. Ledentsov. IEEE Select. Top. Quant. Electron., **8** (5), 1015 (2002).
- [3] O.V. Shchekin, G. Park, D.L. Huffaker, Q. Mo, D.G. Deppe. IEEE Phot. Technol. Lett., **12** (9), 1120 (2000).
- [4] 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** (11), 1272 (2000).
- [5] O.V. Shchekin, J. Ahn, D.G. Deppe. Electron. Lett., **38** (14), 712 (2002).
- [6] 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. Лавшиц, Н.В. Крыжановская, Д.С. Сизов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, D. Bimberg, Ж.И. Алфёров. ФТП, **36**, 1400 (2002).

- [7] A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, S.S. Mikhlin, A.R. Vasil'ev, Yu.M. Shemyakov, M.V. Maximov, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. Electron. Lett., **38** (19), 1104 (2002).
- [8] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernaykov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, R. Heitz, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. Phys. Rev. B, **62** (24), 16 671 (2000).
- [9] А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, П.С. Копьев, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. ФТП, **31**, 483 (1997).
- [10] O. Shchekin, G. Park, D. Huffaker, D. Deppe. Appl. Phys. Lett., **77**, 466 (2002).
- [11] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11**, 554 (1996).
- [12] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, A. Sakamoto. Phys. Rev. B, **61**, 7595 (2000).
- [13] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **36** (10), 1151 (2000).
- [14] M.V. Maximov, L.V. Asryan, Yu.M. Shernyankov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. IEEE J. Quant. Electron., **37** (5), 676 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Temperature characteristics of low threshold and high efficient quantum-dot lasers emitting in the wavelength range 1.25–1.29 μm

I.I. Novikov⁺, M.V. Maximov⁺, Yu.M. Shernyakov⁺, N.Yu. Gordeev⁺, A.R. Kovsh⁺, A.E. Zhukov⁺, S.S. Mikhlin⁺, N.A. Maleev⁺, A.P. Vasil'ev⁺, V.M. Ustinov⁺, Zh.I. Alferov⁺, N.N. Ledentsov^{+,*}, and D. Bimberg*

⁺ Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia
^{*} Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Deutschland

Abstract Temperature dependencies of operating characteristics of low threshold (threshold current densities less than 100 A/cm²), high efficient (differential quantum efficiency up to 88%) injection laser heterostructures have been investigated. Laser structures contained 2, 5 and 10 sheets of quantum dots in active region and emitted in wavelength range 1.25–1.29 μm . The change of non-equilibrium to equilibrium carrier distribution in the active region is shown to lead to N -shape temperature dependencies of threshold current density and external quantum efficiency.