

## Исследование свойств низкопороговых гетеролазеров с массивами квантовых точек

© С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Д. Бимберг\*, Ж.И. Алферов

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 4 июля 1996 г. Принята к печати 8 июля 1996 г.)

Свойства инжекционных гетеролазеров GaAs–AlGaAs с квантовыми точками (КТ) (In,Ga)As кардинально зависят от числа плоскостей с КТ ( $N$ ), внедренных в активную область. Генерация через основное состояние экситона в квантовой точке при комнатной температуре реализовано в структурах с  $N > 3$ . Для  $N = 1$  при 300 К генерация осуществляется через возбужденное состояние экситона в КТ или через состояния смачивающего слоя. Увеличение числа плоскостей с квантовыми точками приводит к снижению пороговой плотности тока и увеличению дифференциальной квантовой эффективности. При этом, наименьшая пороговая плотность тока  $97 \text{ А/см}^2$  ( $\lambda = 1.05 \text{ мкм}$ , 300 К) достигнута в структурах с максимальным  $N$  ( $N = 10$ ).

С появлением нового поколения инжекционных лазеров — лазеров на квантовых точках (КТ) открываются новые возможности для кардинального снижения порогового тока, повышения его температурной стабильности, улучшения динамических и спектральных характеристик лазеров на гетероструктурах. Ранее было показано [1], что в инжекционных гетеролазерах с одиночной плоскостью с КТ при низких температурах удается реализовать генерацию через основное состояние экситона в квантовой точке и сверхвысокую температурную стабильность порогового тока (характеристическая температура  $T_0 = 350 \text{ К}$ ) в широком температурном диапазоне (50–150 К). Путем увеличения потерь на выход излучения в данных структурах была продемонстрирована возможность сужения спектра усиления, и достигнут режим генерации в одной продольной моде [2].

Вместе с тем термический выброс носителей из квантовых точек при температурах вблизи комнатной приводил при тех же потерях к необходимости увеличения тока инжекции для поддержания режима генерации и к смещению длины волны генерации в сторону больших энергий относительно основного состояния экситона в КТ. При комнатной температуре генерация осуществлялась при энергиях вблизи энергии так называемого смачивающего слоя, неизбежного для механизма роста Странского–Крастанова, характерного для InGaAs/GaAs. В предыдущей работе [3] было показано, что увеличение числа плоскостей с КТ до трех в структуре с массивом вертикально связанных квантовых точек позволяет достичь генерации через основное состояние КТ вплоть до комнатной температуры. Вместе с тем пороговая плотность тока, полученная в указанной работе при 300 К, была достаточно велика ( $\sim 700 \text{ А/см}^2$ ).

В данной работе мы исследовали возможности для дальнейшего улучшения характеристик гетеролазеров на основе структур с квантовыми точками путем оптимизации их геометрии. Структуры были выращены методом

молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (100), легированных кремнием. Режимы выращивания соответствовали описанному в [4,5]. Исследовались лазерные структуры с квантовыми точками InAs и InGaAs, число плоскостей с квантовыми точками ( $N$ ) составляло 1, 3, 6, 10. Исследовались как образцы полосковой геометрии, так и образцы с полным внутренним отражением с замкнутой модой (четырёхсклоутые образцы).

На рис. 1 представлены спектры ФЛ образца с вертикально связанными КТ с числом плоскостей  $N = 10$ . При низких плотностях возбуждения в спектре ФЛ присутствует интенсивная линия, связанная с рекомбинацией через основное состояние экситона в вертикально связанных квантовых точках ( $A$ ). Полуширина линии составляет 40–60 мэВ и определяется статистическим распределением точек по размерам. Положение пика ФЛ сильно сдвинуто в длинноволновую сторону по сравнению с рассчитанной энергией оптического перехода для ямы InGaAs эквивалентной толщины. Линия  $A$  остается доминирующей вплоть до комнатной температуры даже при достаточно высоких плотностях возбуждения ( $10^2 \text{ Вт/см}^2$ ). При более высоких плотностях возбуждения ( $10^3 \text{ Вт/см}^2$ ) в спектре появляется линия  $A^*$ , связанная с возбужденным состоянием экситона. При сверхвысоких плотностях возбуждения ( $10^5 \text{ Вт/см}^2$ ) происходит насыщение люминесценции от квантовых точек и в спектре начинают доминировать линии, обусловленные оптическими переходами, связанными с экситонами, локализованными в смачивающем слое ( $WL1$  и  $WL2$ ). Интерпретация природы линий  $A$ ,  $A^*$ ,  $WL1$  и  $WL2$  подтверждается сопоставлением спектров люминесценции, возбуждения люминесценции и калориметрического поглощения, а также результатами расчетов [6–8].

На рис. 2 показана зависимость пороговой плотности тока ( $J_{th}$ ) лазеров от  $N$ . Некоторое увеличение

$J_{th}$  для  $N = 6$  мы связываем с уменьшением толщины промежуточной прослойки GaAs до 5 нм. Для точек InAs, использованных в данной структуре, это, по-видимому, привело к чрезмерным напряжениям в активной области и локальному образованию дефектов и некоторой невоспроизводимости результатов для данной структуры.

Дальнейшее увеличение числа плоскостей с КТ до 10, но применение точек на основе InGaAs позволило добиться в лазерах с замкнутой модой реализации рекордной для лазеров данного спектрального диапазона (1.05 мкм) пороговой плотности тока при 300 К ( $97 \text{ A/cm}^2$ ). Выращивание самосовмещенных КТ позволяет получить массивы туннельно-связанных квантовых точек, где точки, расположенные друг над другом, представляют собой один квантово-механический объект.

Как следует из рис. 3, увеличение  $N$  до 3 приводит к некоторому увеличению характеристической температуры  $T_0$  (от 350 до 380 К) при малых температурах наблюдения. Дальнейшее увеличение числа слоев и (или) уменьшение расстояния  $d$  между плоскостями приводит, однако, к сужению температурного диапазона высокой температуры стабильности. Данный эффект напрямую связан с появлением минизоны разрешенных состояний вместо дискретных уровней, характерных для одиночных квантовых точек. Значения  $T_0$  в данном диапазоне становятся менее воспроизводимы или теряют смысл. Так,

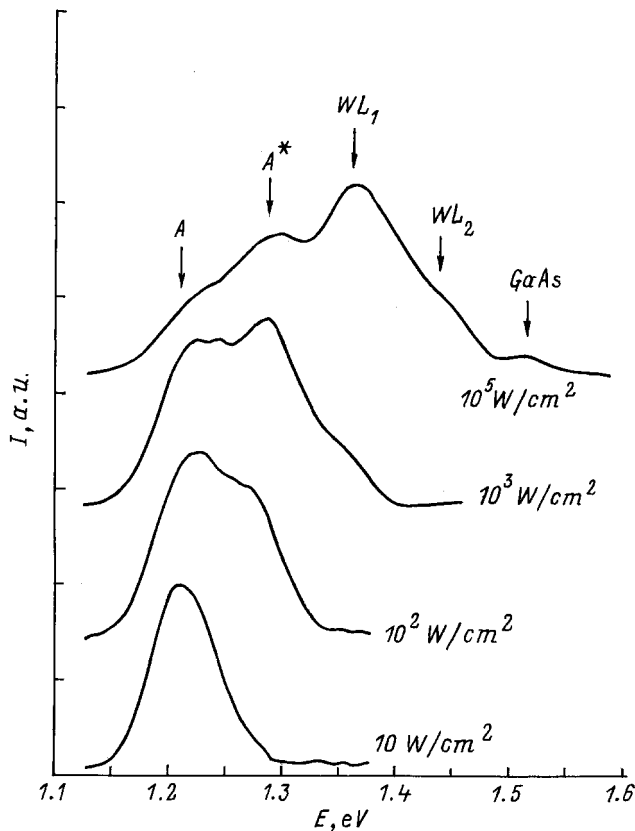


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образца с вертикально-связанными квантовыми точками.

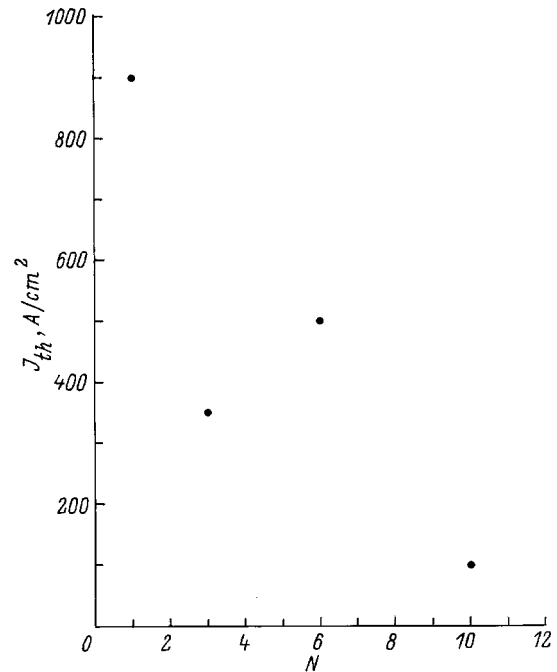


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности тока от количества слоев в образцах с замкнутой модой.

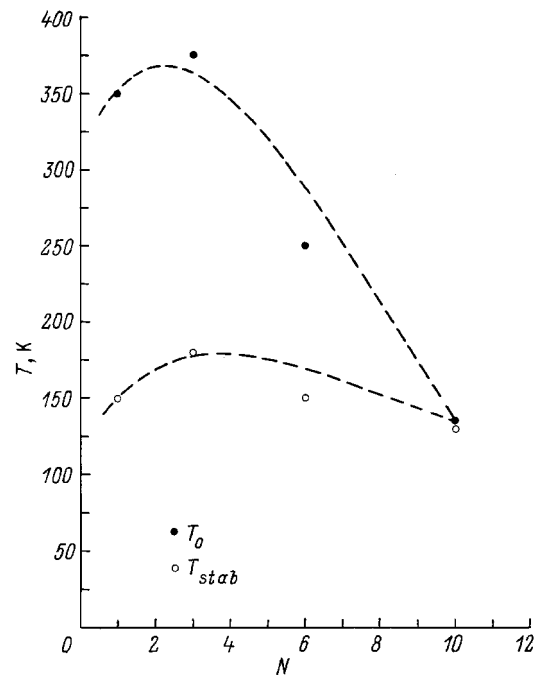


Рис. 3. Зависимость  $T_0$  в температурном диапазоне высокой стабильности пороговой плотности тока и верхнего предела этого диапазона ( $T_{stab}$ ) от числа слоев в образцах с замкнутой модой.

для  $N = 6$  и  $N = 10$  в низкотемпературном диапазоне наблюдается даже участок отрицательного  $T_0$  (снижения  $J_{th}$  с ростом  $T$ ), что мы связываем с испарением носителей из точек меньшего размера и их перезахватом

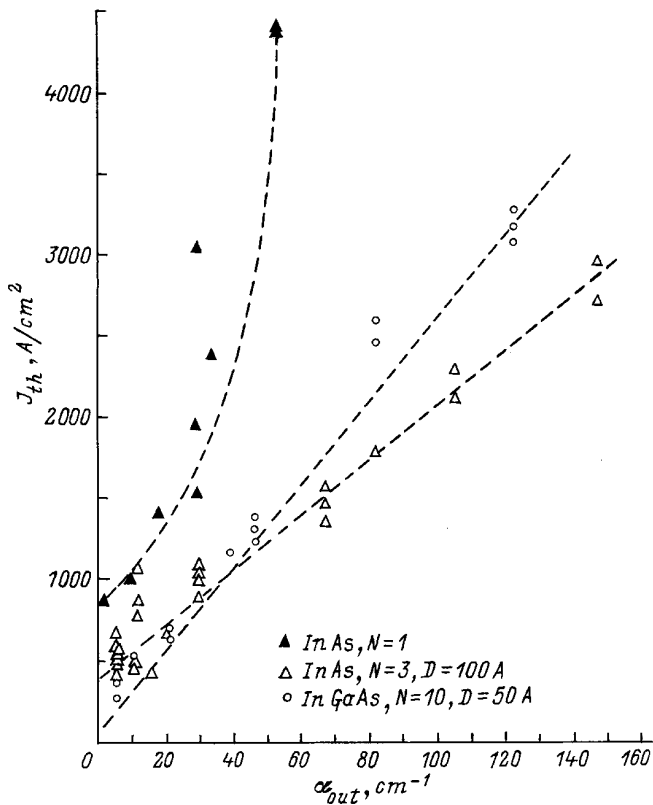


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности тока от потерь на выход излучения из резонатора.

точками большего размера, что приводит к некоторому увеличению усиления для генерации через основное состояние. При  $T = 120$  К для структуры с  $N = 10$  мы получили пороговую плотность тока  $J_{th} = 18$  А/см<sup>2</sup>, что является абсолютным рекордным значением для лазера на основе квантовых точек.

Зависимости пороговой плотности тока от потерь на выход излучения представлены на рис. 4. Как видно, в структуре с  $N = 1$  наблюдается резкий сверхлинейный рост  $J_{th}$  с ростом потерь. В отличие от этого в структурах с мультиплицированными точками зависимость носит линейный характер вплоть до больших значений потерь. Следует отметить, что такой характер нетипичен для структур с квантовой ямой, где также наблюдается сверхлинейный рост. Структура с 10 плоскостями КТ дает наибольший наклон.

На рис. 5 представлены зависимости дифференциальной квантовой эффективности от величины потерь на выход излучения. Следует отметить, что с увеличением числа плоскостей с квантовыми точками растет и дифференциальная квантовая эффективность. Наилучшие значения получены для структуры с  $N = 10$ .

Интегральный коэффициент усиления на пороге генерации, оцененный по методике, изложенной в [2], представлен на рис. 6. Из расчета следует, что структуры с  $N = 3, 6, 10$  демонстрируют значительно большие зна-

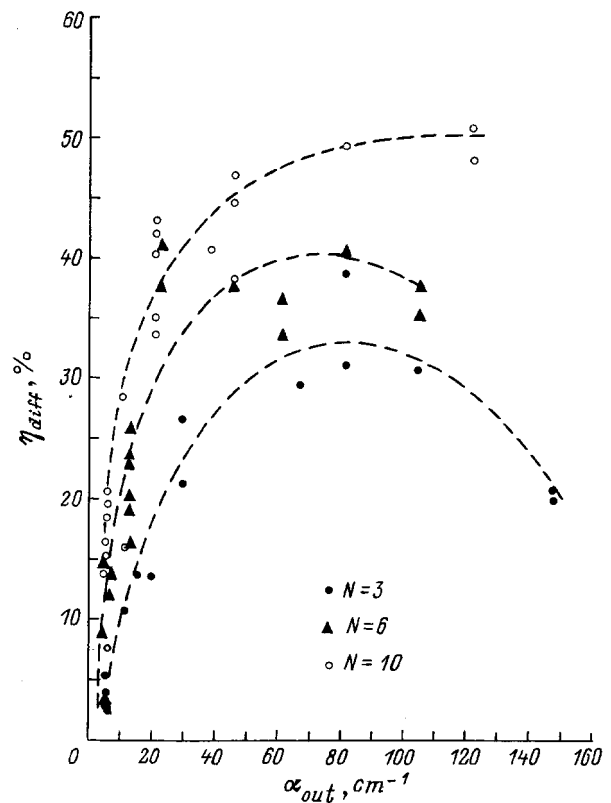


Рис. 5. Зависимость дифференциальной квантовой эффективности от потерь на выход излучения из резонатора.

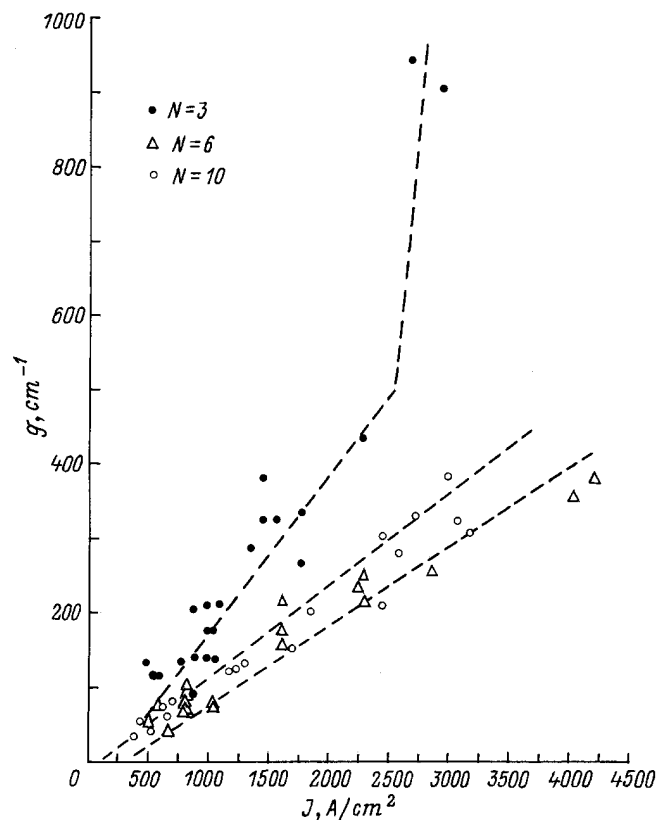


Рис. 6. Зависимость усиления от плотности тока накачки.

чения коэффициента усиления, чем структура с  $N = 1$ . При этом для  $N = 6, 10$  зависимость носит монотонный характер, а для  $N = 3$  наблюдается характерный перелом, связанный с переходом к режиму генерации через состояния смачивающего слоя при длине волны вблизи 933 нм, как это наблюдалось ранее для лазеров с одиночной плоскостью с КТ, полученных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МО ГФЭ) [3]. Подобный переход не наблюдается для структур с  $N = 6, 10$ . Таким образом, максимальное достигнутое усиление в структурах с набором плоскостей с КТ составляет около  $300 \text{ см}^{-1}$ . При этом для  $N = 6, N = 10$  насыщения усиления не наблюдается по крайней мере до  $4.5 \text{ кА/см}^2$ .

При расчете интегрального усиления мы исходили из обычного для лазерных структур предположения, что внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации близок к 1. Поскольку волноводные и эмиттерные слои во всех описанных структурах были одинаковы, степень локализации оптического излучения в волноводной области не изменялась.

Зависимость длины волны генерации от температуры для структуры с  $N = 10$  при больших длинах резонатора или в образцах с замкнутой модой всегда носит монотонный характер. Энергия генерации совпадает в пределах нескольких мэВ с энергией максимума линии фотолюминесценции квантовых точек при малых и умеренных плотностях возбуждения, обусловленной рекомбинацией основного состояния экситонов в КТ (рис. 7, а). Увеличение потерь на выход излучения приводит, как уже отмечалось, к возрастанию  $J_{th}$ . Кроме того, при этом наблюдается монотонный коротковолновый сдвиг линии генерации. Зависимость длины волны генерации от  $J_{th}$  представлена на рис. 7, б. Монотонный характер этих зависимостей позволяет утверждать, что в исследуемых лазерах в широком диапазоне температур (вплоть до комнатной) и во всем диапазоне плотностей порогового тока генерация происходит через состояния КТ.

Коротковолновый сдвиг линии лазерной генерации согласуется с монотонным сдвигом линии фотолюминесценции, наблюдаемым при больших плотностях возбуждения. Этот сдвиг связан с заполнением возбужденных состояний экситона в КТ, обуславливающих излучение в более коротковолновой области спектра. Как следует из рис. 7, б, для структуры с  $N = 10$  длина волны генерации, однако, не достигает длины волны, соответствующей смачивающему слою (933 нм) даже при  $J = 4 \text{ кА/см}^2$ , в отличие от структур с  $N = 1$  и  $N = 3$ .

В работе [2] в лазере с одной плоскостью КТ наблюдалось сужение спектра излучения при уменьшении длины резонатора и, таким образом, при высоких плотностях порогового тока. При малых плотностях тока спектр усиления остается широким, что, как уже отмечалось для лазеров с КТ [3], может приводить к необычайно широкому спектру лазерной генерации при комнатной температуре. Эффект объясняется отсутствием транспорта экситонов и носителей между соседними кванто-

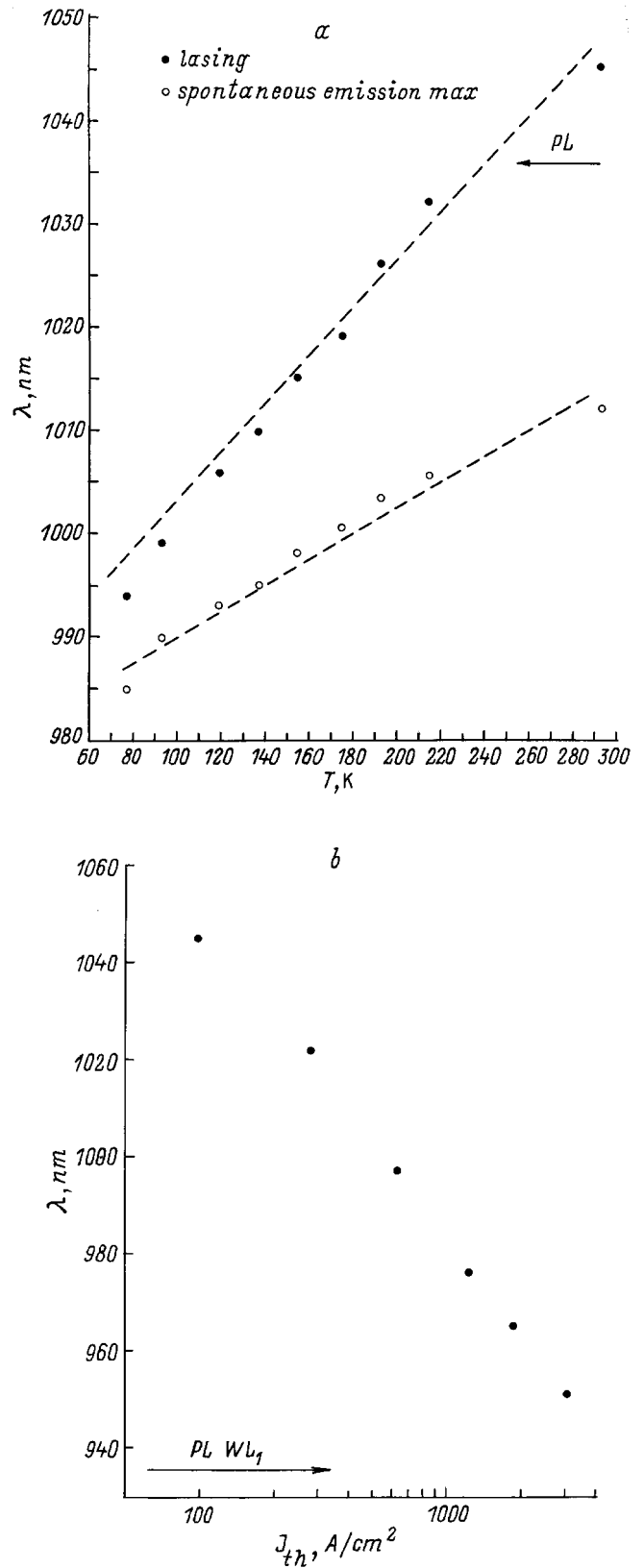
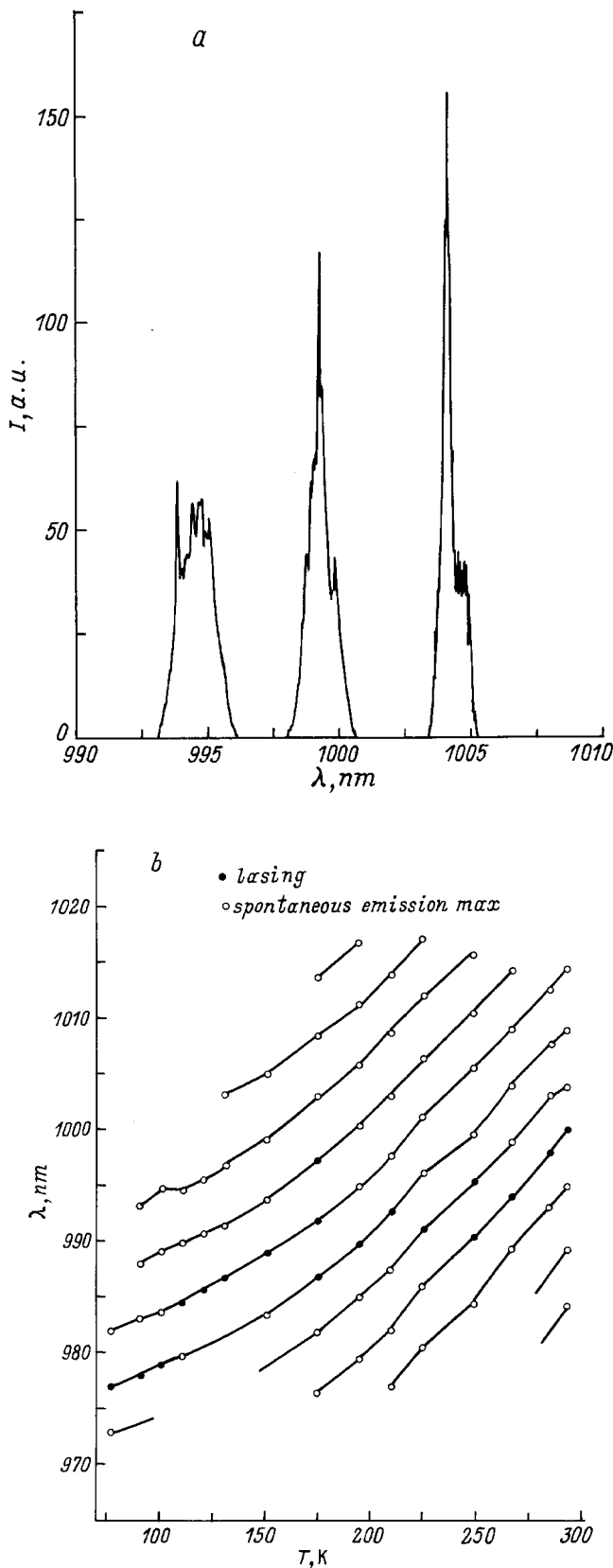


Рис. 7. а — зависимость длины волны генерации и максимума спонтанного излучения от температуры в образце с замкнутой модой на основе структуре с  $N = 10$ ; б — зависимость длины волны генерации от пороговой плотности тока для полоскового лазера на основе структуры с  $N = 10$ .



**Рис. 8.** *a* — спектр излучения полоскового лазера на основе структуры с  $N = 6$  при  $J = 1.1J_{th}$  при комнатной температуре; *b* — зависимости длины волны генерации от температуры для полоскового лазера на основе структуры с  $N = 6$ .

выми точками и их дисперсией по размерам. Для МВЕ лазеров эффект уширения спектра лазерной генерации сильнее выражен для структур с большим  $N$ , так как именно для таких лазеров реализуется режим генерации через основное состояние экситона в КТ, обладающее наибольшей пространственной локализацией.

Поскольку волновод лазеров полосковой конструкции при ширине 40–60 мкм допускал существование множества поперечных мод, в отдельных случаях вблизи порога генерации возникала генерация в нескольких поперечных модах одновременно. Спектр излучения лазера на основе структуры с  $N = 6$  при  $J = 1.1J_{th}$  представлен на рис. 8, *a*. На рис. 8, *b* приведена температурная зависимость длины волны генерации на пороге для того же образца. Отдельно отмечены максимумы спектра спонтанного излучения, соответствующие поперечным модам лазера. Их температурная зависимость может быть объяснена особенностями поперечного растекания носителей в верхних слоях лазера оксидно-полосковой конструкции.

Таким образом, в структурах с вертикально связанными квантовыми точками удается преодолеть эффект насыщения усиления, увеличить  $T_0$  вблизи комнатной температуры, реализовать низкие пороговые плотности тока и режим генерации через основное состояние экситона в КТ вплоть до комнатной температуры.

В заключение авторы выражают благодарность В.Б. Халфину за полезные обсуждения полученных результатов.

## Список литературы

- [1] 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. Gosele, J. Heydenreich. *Electron. Lett.* **30**, 1416 (1994).
- [2] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, M.P. Soshnikov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev. *Proc. of SPIE's Optical Dimension and Materials (OPTDIM) Conf.* (Kiev, Ukraine, 1995) p. 287.
- [3] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, M.P. Soshnikov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, I.N. Kochnev, V.P. Komin, P.S.Kop'vev. *Abstract of SPIE's Int. Symp. Photonics West* (San Jose, USA, 1996) proc. N2693-80.
- [4] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, M.V. Maksimov, A.F. Tsatsul'nikov, N.A. Bert, A.A. Kosogov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. *Proc. Mater. Research Society* (Boston, USA, 1995) V. 417. P. 141.
- [5] N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, S.V. Zaitsev, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maksimov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, A.O. Kosogov, U. Gosele, S.S. Ruvimov [to be published in *Proc. Mater. Research Society* (San Francisco, USA, 1996)].
- [6] А.Ф. Цацуньников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, Б.В. Воловик, И.Л. Крестников, А.Р. Ковш, А.В. Сахаров, Н.А. Берт, П.С. Копьев, Д. Бимберг, Ж.И. Алферов. *ФТП* **31**, 1822 (1996).

- [7] А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, С.С. Рувимов, В.М. Устинов, В.В. Комин, И.В. Кочнев, П.С. Копьев, Д. Бимберг, Ж.И. Алферов. ФТП **31**, 1793 (1996).
- [8] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Bohrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Richter, U. Gosele, J. Heydenreich. 7th Int. Conf. on Modulated Semiconductor Structures (Madrid, Spain, June 1995) [to be published in Sol. St. Electron.].

*Редактор В.В. Чалдышев*

### **Study of characteristics of low-threshold heterolasers with clusters of quantum dots**

S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, V.M. Ustinov,  
A.E. Zhukov, A.Yu. Yegorov, M.V. Maximov,  
A.F. Tsatsulnikov, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev,  
D. Simberg\*, Zh. Alferov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Peterburg, Russia

\* Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität Berlin,  
D-10623 Berlin, Germany

E-mail: sergey@zaitsev.ioffe.rssi.ru