

# Оптические исследования микродисков на основе субмонослойных квантовых точек InGaAs с асимметричным волноводом, сформированным методом селективного окисления

© С.А. Блохин<sup>†</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>+</sup>, А.Г. Гладышев<sup>+</sup>, Н.А. Малеев<sup>+</sup>, А.Г. Кузьменков<sup>+</sup>,  
Е.М. Аракчеева<sup>+</sup>, Е.М. Танклевская<sup>+</sup>, А.Е. Жуков<sup>+</sup>, А.П. Васильев<sup>+</sup>, Е.С. Семенова<sup>+</sup>,  
М.В. Максимов<sup>+</sup>, Н.Н. Леденцов<sup>+</sup>, В.М. Устинов<sup>+</sup>, Э. Шток<sup>\*</sup>, Д. Бимберг<sup>\*</sup>

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

<sup>\*</sup> Institut für Festkörperphysik, Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 11 сентября 2005 г. Принята к печати 25 сентября 2005 г.)

Получена лазерная генерация в микродисках с асимметричным волноводом, сформированным методом селективного окисления, при оптической накачке в диапазоне температур 5–180 К. В качестве активной области использовались квантовые точки InGaAs, полученные методом субмонослойного осаждения. Экспериментально измеренное значение добротности микродискового резонатора составило не менее  $10^4$ . Температурный сдвиг длины волны резонансной моды обусловлен дисперсионно-температурной зависимостью эффективного показателя преломления микродиска. Наблюдаемая температурная зависимость порога генерации обусловлена температурным выбросом носителей из квантовых точек в GaAs.

PACS: 48.55.Px, 85.60.Jb, 78.45.Lh

## 1. Введение

В последние годы полупроводниковые оптические микрорезонаторы привлекают к себе большое внимание как с точки зрения фундаментальных исследований взаимодействия света с веществом, так и с точки зрения их возможного применения в фотонных интегральных микросхемах и других оптоэлектронных приборах. Весьма перспективным классом микрорезонаторов являются полупроводниковые микродиски, позволяющие получить квантование электромагнитного поля в трех направлениях [1]. В таком микрорезонаторе эффективное трехмерное оптическое ограничение реализуется за счет полного внутреннего отражения на границе полупроводник–воздух в плоскости микродиска и сильного волноводного эффекта в направлении роста структуры. Эффект полного внутреннего отражения приводит к возникновению так называемых мод „шепчущей галереи“, которые распространяются вдоль периферии микродиска и обладают высокой добротностью. К тому же для этих мод характерен малый модовый объем, поскольку практически все поле сосредоточено в очень узкой области вблизи границы микродиска. В результате для излучателя, помещенного в микродиск, может наблюдаться существенное увеличение скорости спонтанной рекомбинации (эффект Пурселя) [2]. В совокупности с малым объемом активной области это открывает в перспективе возможность беспороговой работы лазеров на основе микродисков.

Большой интерес представляют полупроводниковые микродиски, в которых в качестве активной среды используются квантовые точки (КТ), полученные методом самоорганизации в процессе апитаксиального

роста [3–7]. Вследствие трехмерной пространственной локализации носителей в КТ безызлучательная поверхностная рекомбинация на границах микродиска может быть минимизирована, что особенно критично для любого микрорезонатора малого объема. Другой важной особенностью является неоднородное уширение спектра энергетических состояний, связанное с распределением КТ по размерам. Наличие такой активной среды позволяет исследовать модовую структуру микродиска в широком спектральном диапазоне.

Однако следует отметить ряд проблем, возникающих при создании полупроводниковых лазеров на микродисках. Простейший способ получить сильное оптическое ограничение — создать полупроводниковый диск с активной областью и поместить его на небольшой пьедестал. Такая структура будет иметь сильное оптическое ограничение (вследствие большого различия в показателях преломления полупроводника и воздуха), но в то же время будет обладать низкой теплопроводностью и малой механической прочностью. Для того, чтобы устранить эти недостатки, было предложено формировать микродиски на стекле или сапфире методом спекания [8,9]. Однако в таких структурах достаточно сложно реализовать инжекционную накачку. Весьма интересным и перспективным решением является применение технологии селективного окисления слоев AlGaAs для создания скрытых диэлектрических слоев высокой структурного качества с относительно высокой теплопроводностью, низким коэффициентом преломления и малыми оптическими потерями [7,10]. Кроме того, такой способ изготовления позволяет не только повысить механическую прочность микродиска, но и обеспечить инжекцию носителей в активную область с помощью контроля процесса окисления.

<sup>†</sup> E-mail: blokh@mail.ioffe.ru

В связи с этим актуальна задача создания и исследования оптических свойств полупроводниковых микродисков с КТ в качестве активной области с асимметричным волноводом, сформированным методом селективного окисления слоев AlGaAs.

## 2. Эксперимент

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке Riber32P с твердотельным источником As на полуизолирующих подложках GaAs (100). После осаждения буферного слоя GaAs выращивался слой  $\text{Al}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$  толщиной 500 нм, предназначенный для обеспечения эффективного оптического ограничения со стороны подложки с помощью селективного окисления. Активная область помещалась в волновод из GaAs (100 нм) и представляла собой массив КТ InGaAs, полученный методом субмонослойного осаждения напряженных слоев [11]. Такой метод позволяет формировать массивы КТ высокой плотности ( $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). Длина волны управляется числом циклов осаждения субмонослойных рядов InAs и GaAs, толщиной прослоек GaAs, а также количественным соотношением InAs/GaAs, влияющим на высоту трехмерных островков и их эффективную ширину запрещенной зоны [12]. Существенным является то, что субмонослойные КТ состоят из островков InAs одинаковой высоты (1 монослой), поэтому массив субмонослойных КТ характеризуется значительно меньшим (в 2–3 раза) неоднородным уширением по сравнению с КТ, сформированными по механизму Странски–Крастанова.

Для предотвращения утечки неравновесных носителей при проведении оптических исследований в приповерхностную область и в область интерфейса  $(\text{AlGa})_x\text{O}_y$ -GaAs матрица ограничивалась с обеих сторон барьером GaAs (10 нм)- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (20 нм).

С использованием стандартной фотолитографии (фоторезист ФП-9120) и метода сухого травления в пучке ионов  $\text{Ar}^+$  (установка ионного травления MIM TLA 20) были изготовлены меза-структуры диаметром 5 и 6 мкм с глубиной травления  $\sim 0.7$  мкм. Затем с помощью латерального селективного окисления слой  $\text{Al}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$  преобразовывался в слой  $(\text{AlGa})_x\text{O}_y$  с достаточно малым показателем преломления (1.55). В результате в направлении роста формировался асимметричный волновод. Для обеспечения высокой механической стабильности слоев  $(\text{AlGa})_x\text{O}_y$  применялась специальная методика селективного окисления [13]. Сравнительно высокая (относительно воздуха) теплопроводность оксида обеспечивается благодаря тому, что полученный таким образом слой  $(\text{AlGa})_x\text{O}_y$  представляет собой смесь  $\alpha$ - и  $\gamma$ -фаз: аморфной и поликристаллической.

Оптическая накачка микродисков осуществлялась с помощью YAG : Nd-лазера, работающего на второй гар-

монике в непрерывном режиме (длина волны излучения  $\lambda = 532$  нм, мощность  $P_{\text{in}} = 3.3$ –470 мкВт). Лазерный луч фокусировался на одиночный микродиск с помощью объектива Olympus Plan View IR 100 Na. Этот же объектив использовался и для сбора излучения от микродиска. Для исследований в температурном диапазоне 5–300 К образцы помещались в гелиевый криостат проточного типа Oxford Microstat. Детектирование сигнала производилось с помощью охлаждаемой Si-CCD-камеры ( $100 \times 1340$  пикселей) со спектральным разрешением 1 Å.

## 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена схема структуры и фотография микродиска диаметром 5 мкм, полученная методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). Следует отметить высокую планарность всех гетерограниц и вертикальность стенки микродиска, а также тот факт, что неровность травленных границ микродиска не превышает разрешения РЭМ 10–20 нм.

В связи с тем, что часть лазерного излучения отражается от поверхности, введем понятие эффективной мощности  $P_{\text{eff}}$  (поглощенной мощности). Воспользуемся выражением для многопроходного поглощения в диске [14]

$$P_{\text{eff}} = P_{\text{in}}(1 - R)(1 - e^{-\alpha d}) / (1 - Re^{-\alpha d}),$$

где  $P_{\text{in}}$  — входная мощность,  $R$  — коэффициент отражения лазерного луча от поверхности диска,  $\alpha$  — коэффициент поглощения в микродиске ( $\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ ) и  $d$  — толщина диска (140 нм). Следует отметить, что коэффициенты отражения лазерного излучения на границах воздух-полупроводник и полупроводник-оксид слегка различаются, но в первом приближении их можно положить равными  $\sim 30\%$ . В результате получим эффективность поглощения лазерного излучения  $\sim 55\%$ .

На рис. 2 показаны типичные спектры фотолюминесценции (ФЛ) при температуре  $T = 5$  К для микродисков различного диаметра. Для сравнения приведен спектр (reference) исходной структуры (без меза-структуры). Отметим, что для массива субмонослойных КТ InGaAs характерна сильная люминесценция с максимумом на

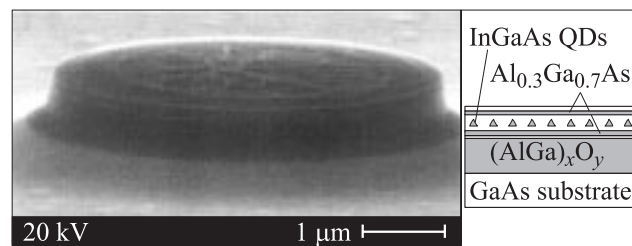
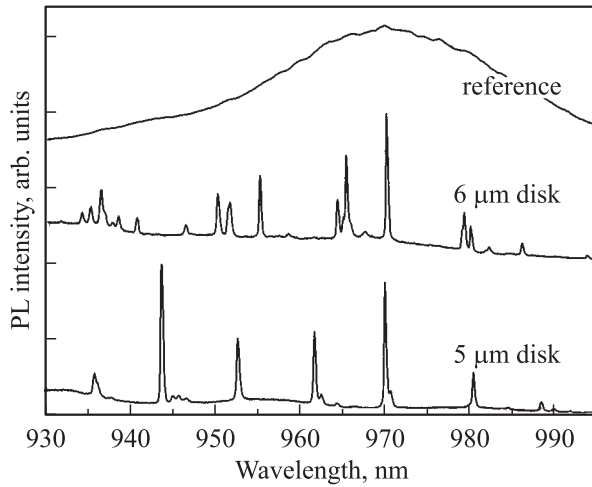
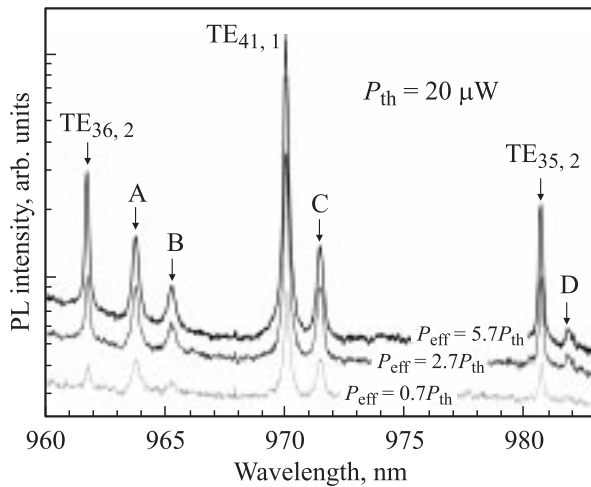


Рис. 1. Схема структуры и РЭМ-изображение микродиска диаметром 5 мкм.



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции (PL) микродисков диаметром 5 и 6 мкм при 5 К. Для сравнения приведен спектр ФЛ исходной структуры.  $P_{\text{eff}} = 260$  мкВт.



**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции (PL) микродиска диаметром 5 мкм в диапазоне 960–985 нм при различной оптической накачке. Температура образца 5 К.  $P_{\text{th}} = 20$  мкВт — порог генерации.

длине волны 0.97 мкм и шириной пика на половине высоты 40 нм (рис. 2). Видно, что в спектрах ФЛ микродисков наблюдается множество узких (шириной менее 1 нм) пиков, отсутствующих в спектре ФЛ исходной структуры. Мы связываем обнаруженные пики с модами „шепчущей галереи“, возникающими в микрорезонаторах в случае полного внутреннего отражения. Видно, что с увеличением диаметра микродиска наблюдается увеличение количества мод, что связано с уменьшением межмодового расстояния. Это, кстати, сильно затрудняет идентификацию модового состава микродиска диаметром 6 мкм, поэтому все основные исследования были проведены для микродисков с диаметром 5 мкм. Спектры ФЛ микродиска диаметром 5 мкм при различных мощностях

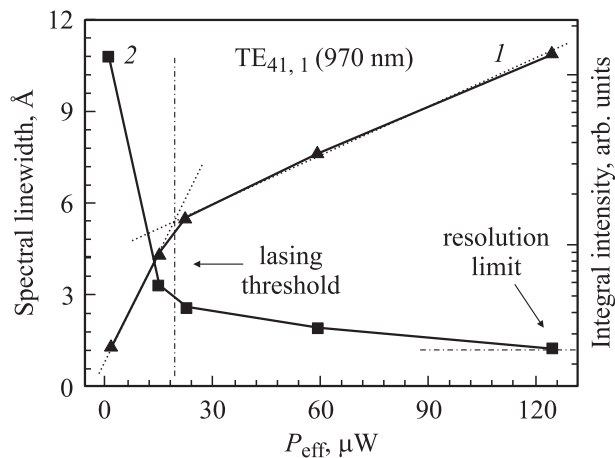
оптической накачки  $P_{\text{eff}}$ , измеренные при температуре 5 К, представлены на рис. 3. В диапазоне длин волн 945–985 нм (область максимума ФЛ субмонослойных КТ InGaAs) наблюдается 7 пиков.

Определение модовой структуры тонкого диэлектрического диска представляет собой достаточно сложную задачу. Однако с помощью метода эффективного показателя преломления (если толщина диска меньше длины волны в диске) трехмерная система может быть сведена к двумерной. При этом микродиск можно представить в виде цилиндрического волновода, внутри которого волна распространяется по кругу (благодаря эффекту полного внутреннего отражения), а в направлении роста  $z$  — стоячая волна. В результате оптическое поле ( $z$ -компонента электрического поля для ТМ-поляризации или магнитного поля для ТЕ-поляризации) может быть представлено в виде

$$\Psi(r, \theta, z) \propto J_m(2\pi n_{\text{eff}} r / \lambda_{m,n}) \cos(m\theta) \cos(pz),$$

где  $r, \theta, z$  — цилиндрические координаты,  $J_m$  — функция Бесселя  $m$ -го порядка,  $n_{\text{eff}}$  — эффективный показатель преломления микродиска,  $\lambda_{m,n}$  — длина волны резонансной моды диска. Модовый состав микродиска в первом приближении может быть найден из граничного условия первого рода (поле на границе диска равно нулю) [2]. Таким образом, моды тонкого диэлектрического диска можно охарактеризовать тремя модовыми числами — планарным  $p$ , отвечающим за количество узлов поля вдоль направления роста; азимутальным  $m$ , определяющим количество узлов поля, укладывающихся на половине окружности в поперечном сечении микродиска; радиальным  $n$ , показывающим число пучностей поля вдоль радиуса диска. Кроме того, благодаря цилиндрической симметрии моды диска двукратно вырождены. Такие моды имеют одинаковые модовые числа, но обладают различными фазами в азимутальном направлении. Поэтому любое искажение формы микродиска может снять вырождение и привести к нежелательному взаимодействию между этими модами. Однако теоретические расчеты показывают, что при относительно небольших искажениях этот эффект мал для мод высшего порядка (по азимутальному числу).

Отметим, что структура была спроектирована так, чтобы все ТМ-моды и ТЕ-моды высших порядков (планарное модовое число  $p > 0$ ) были подавлены. Кроме того, радиальные моды высших порядков (радиальное модовое число  $n > 1$ ) обладают большими потерями и меньшей добротностью и, как следствие, не являются резонансными (лазерными) модами [3]. Тогда, воспользовавшись описанным выше подходом к анализу модового состава микродиска, мы однозначно идентифицировали три пика на длинах волн  $\lambda = 961.8, 970.2$  и  $980.6$  нм как  $\text{TE}_{36,2}$ ,  $\text{TE}_{41,1}$  и  $\text{TE}_{35,2}$  (нижние индексы соответствуют модовым числам  $m, n$ ). Все остальные пики (А, В, С, D) являются модами с более высоким радиальным модовым числом.



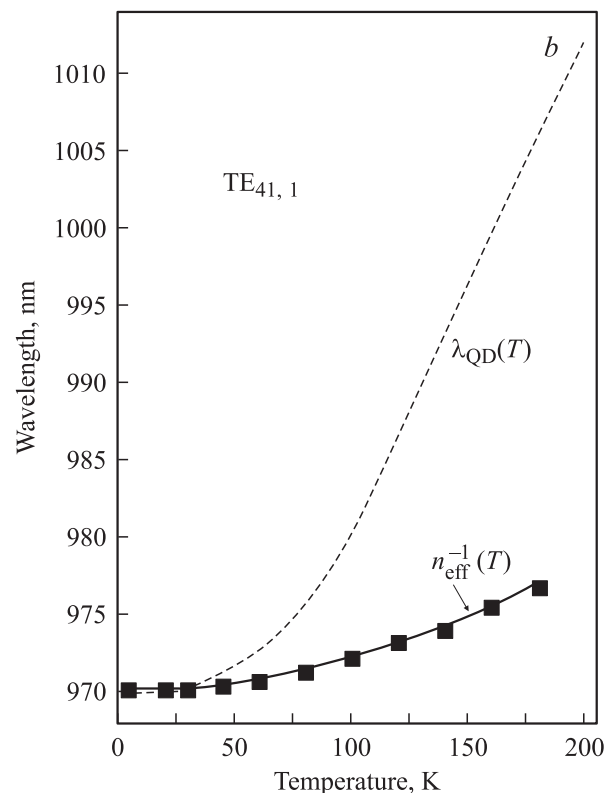
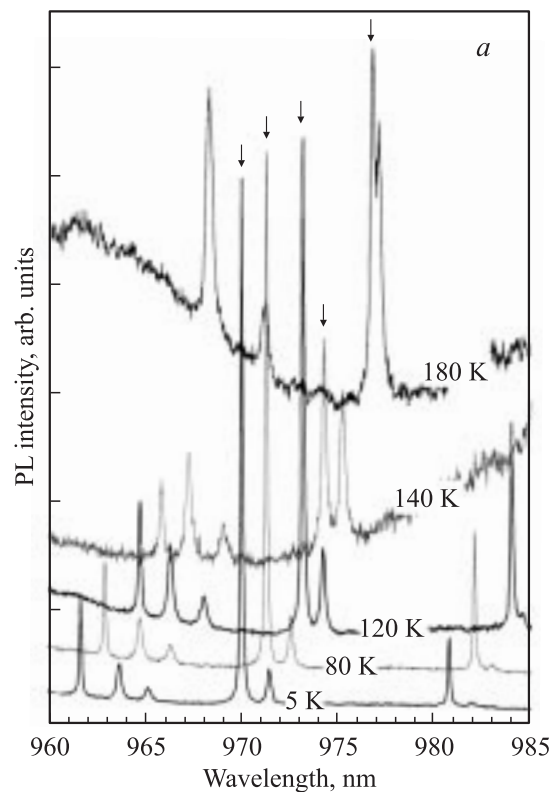
**Рис. 4.** Интегральная интенсивность ( $I$ ) и ширина линии ( $2$ ) резонансной моды  $TE_{41,1}$  в зависимости от оптической накачки.

На рис. 4 приведены зависимости интегральной интенсивности и ширины линии люминесценции для моды  $TE_{41,1}$ , доминирующей в спектрах ФЛ, от эффективной оптической накачки. Отметим две характерные особенности: наличие порогового поведения интенсивности с накачкой (порог генерации  $P_{th} = 20$  мкВт) и сужение линии люминесценции. Таким образом, полученные результаты позволяют говорить о лазерной генерации в микродисках на КТ.

Одна из наиболее важных характеристик любого резонатора — добротность  $Q$ , характеризующая оптические потери в резонаторе. Теоретические оценки показывают, что в случае идеального микродиска можно реализовать резонатор с высокой добротностью ( $Q = 10^{13}$ ) [15]. В то же время типичные экспериментальные значения добротности находятся в диапазоне  $10^3 - 10^4$  и ниже. Связано это с тем, что измеряемую добротность  $Q$  можно представить в следующем виде:

$$Q^{-1} = Q_m^{-1} + Q_a^{-1} + Q_{sr}^{-1},$$

где  $Q_m^{-1}$  описывает радиационные потери идеального микродиска,  $Q_a^{-1}$  учитывает потери, обусловленные оптическим поглощением,  $Q_{sr}^{-1}$  включает в себя потери вследствие рассеяния на неровностях поверхности на границе диска [2]. Если активная область микродиска представляет собой квантовую яму (КЯ), то вследствие большого коэффициента поглощения в КЯ ( $\alpha \approx 100 - 200 \text{ см}^{-1}$ ) происходит уменьшение реальной добротности пассивного микрорезонатора ( $Q^{-1} \propto \alpha$ ), а добротность необходимо определять на пороге просветления КЯ [10]. В случае КТ эффект просветления, при котором (как в случае КЯ) наблюдалось бы немонотонное поведение линии излучения, отсутствует (см. рис. 4), что объясняется существенно меньшим поглощением в КТ ( $\alpha \approx 5 - 10 \text{ см}^{-1}$ ). Следовательно, основным фактором, лимитирующим добротность микродиска с субмонослойными КТ, является шероховатость вертикальной



**Рис. 5.** Спектры фотолюминесценции (PL) микродиска диаметром 5 мкм при различных температурах ( $a$ ) и температурная зависимость длины волны резонансной моды  $TE_{41,1}$  ( $b$ ), точки  $P_{eff} = 260$  мкВт.  $b$ : штриховая линия — положение максимума ФЛ субмонослойных КТ  $\lambda_{QD}$  в зависимости от температуры.

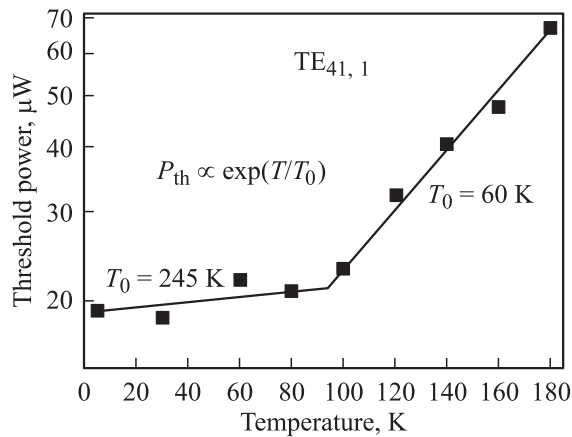


Рис. 6. Зависимость порога генерации резонансной моды  $TE_{41,1}$  микродиска диаметром 5 мкм от температуры.

поверхности (стенки) диска. Необходимо также отметить, что наличие поверхностной неровности  $\sim 50$  нм может привести к резкому падению добротности микродиска и полностью подавить лазерную генерацию [15].

Таким образом, с помощью простейших оценок ( $Q \sim \lambda/\Delta\lambda$ ) мы получили добротность резонансной моды не менее  $10^4$ , что сопоставимо с лучшими результатами для микродисков на КТ, полученных с помощью электронной литографии и плазмохимического травления [3,4]. Подчеркнем, что полученное значение добротности ограничено пределом разрешения регистрирующей системы.

Были проведены исследования фотолюминесценции микродисков в зависимости от оптической накачки при различных температурах (см. рис. 5, а). Нам удалось достичь лазерной генерации в микродиске диаметром 5 мкм вплоть до температуры 180 К, при этом порог составил 66 мкВт. Следует отметить, что температурный сдвиг резонансной моды в длинноволновую область ( $d\lambda/dT \approx 0.5 \text{ \AA}/\text{K}$ ) соответствует дисперсионно-температурной зависимости эффективного показателя преломления микродиска (см. рис. 5, б), а не температурной зависимости ширины запрещенной зоны активной области микродиска.

На рис. 6 приведена зависимость порога генерации  $P_{th}$  от температуры. Можно выделить две области с разной характеристической температурой  $T_0$ . Ход полученной зависимости коррелирует с температурной зависимостью интегральной интенсивности фотолюминесценции субмонослойных КТ InGaAs и объясняется температурным выбросом носителей из КТ в матрицу. При низких температурах носители распределены случайным образом по состояниям КТ и транспорт между КТ подавлен. При этих условиях безызлучательной рекомбинацией, в том числе и поверхностной, можно пренебречь. При температурах меньше 100 К порог генерации микродиска, зависящий фактически только от добротности и усиления, мал и составляет 20 мкВт. Характеристическая

температура на участке 5–100 К составляет  $T_0 \approx 245$  К. С увеличением температуры становится возможным выброс носителей из КТ (вследствие сравнительно слабой локализации носителей в субмонослойных КТ) в матрицу с последующей безызлучательной рекомбинацией как в матрице, так и на границе микродиска. Это приводит к резкому увеличению порога и уменьшению  $T_0$  до 60 К и исчезновению генерации при температурах выше 180 К.

## 4. Заключение

Созданы высокодобротные полупроводниковые микродиски на подложке GaAs с асимметричным волноводом воздух/GaAs/(AlGa)<sub>x</sub>O<sub>y</sub>, сформированным методом селективного оксидирования. Получена лазерная генерация в микродисках такого типа с субмонослойными КТ InGaAs в качестве активной области при оптической накачке в диапазоне температур 5–180 К. Выше порога генерации наблюдается резкое увеличение интенсивности ФЛ, сопровождаемое уменьшением спектральной ширины люминесценции резонансных мод. Экспериментальное значение добротности резонансных мод микродиска ограничено пределом разрешения регистрирующей системы и составляет не менее  $10^4$ . Сдвиг резонансной моды в длинноволновую область с увеличением температуры обусловлен дисперсионно-температурной зависимостью эффективного показателя преломления микродиска. Наблюдается немонотонная зависимость порога генерации от температуры, что обусловлено сравнительно слабой локализацией носителей в субмонослойных КТ InGaAs.

Работа выполнена при поддержке в рамках проекта SANDIE NMP4-CT-2004-500101, CRDF, проекта SFB296 Deutsche Forschungsgemeinschaft, РФФИ (грант № 05-02-16922а), программы Отделения физических наук РАН „Новые материалы и структуры“ и программы фундаментальных исследований президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“.

Авторы благодарны В.М. Бусову и С.И. Трошкову за исследования структур методом растровой электронной микроскопии.

## Список литературы

- [1] S.L. McCall, A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.J. Pearton, R.A. Logan. Appl. Phys. Lett., **60**, 289 (1992).
- [2] R.E. Slusher, A.F.J. Levi, U. Mohideen, S.L. McCall, S.J. Pearton, R.A. Logan. Appl. Phys. Lett., **63**, 1310 (1993).
- [3] B. Gayral, J.M. Gerard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin, J.L. Pelouard. Appl. Phys. Lett., **75**, 1908 (1999).
- [4] P. Micher, A. Kiraz, L. Zhang, C. Becher, E. Hu, A. Imamoglu. Appl. Phys. Lett., **77**, 184 (2000).
- [5] H. Cao, J.Y. Xu, W.H. Xiang, Y. Ma, S.-H. Chang, S.T. Ho, G.S. Solomon. Appl. Phys. Lett., **76**, 3519 (2000).
- [6] T. Ide, T. Baba, J. Tatebayashi, S. Imamoto, T. Nakaoka, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett., **85**, 1326 (2004).

- [7] Tian Yang, O. Shchekin J.D. O'Brien, D.G. Deppe. *Electron. Lett.*, **39**, 1657 (2003).
- [8] B. Corbett, J. Justice, L. Considine, S. Walsh, W.M. Kelly. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **8**, 855 (1996).
- [9] S.M.K. Thiyagarajan, A.F.J. Levi, C.K. Lin, I. Kim, P.D. Dapkus, S.J. Pearton, D.G. Deppe. *Electron. Lett.*, **34**, 2333 (1998).
- [10] D.S. Song, J.K. Hwang, C.K. Kim, D.H. Jang, Y.H. Lee. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **12**, 954 (2000).
- [11] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, N.A. Maleev, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, I.S. Tarasov, D.A. Dedarev, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, I.P. Soshnikov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledeytsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **35**, 1845 (1999).
- [12] S.S. Mikhrin, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, D.A. Livshits, N.A. Maleev, A.P. Vasil'ev, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, N.A. Pihtin, I.S. Tarasov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *26th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (Edinburgh, 2002) paper L2.3.
- [13] С.А. Блохин, А.Н. Смирнов, А.В. Сахаров, А.Г. Гладышев, Н.В. Крыжановская, Н.А. Малеев, А.Е. Жуков, Е.С. Семенова, Д.А. Бедарев, Е.В. Никитина, М.М. Кулагина, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов. *ФТП*, **39**, 782 (2005).
- [14] R. Nozaki, A. Nakagawa, D. Sano, T. Baba. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **9**, 1355 (2003).
- [15] A.I. Rahachou, I.V. Zozoulenko. *J. Appl. Phys.*, **94**, 7929 (2003).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## Optical study of asymmetrical waveguide submonolayer InGaAs QD microdisks formed by selective oxidation

S.A. Blokhin<sup>+</sup>, N.V. Kryzhanovskaya<sup>+</sup>,  
A.G. Gladyshev<sup>+</sup>, N.A. Maleev<sup>+</sup>, A.G. Kuzmenkov<sup>+</sup>,  
E.M. Arakcheeva<sup>+</sup>, E.M. Tanklevskaya<sup>+</sup>, A.E. Zhukov<sup>+</sup>,  
A.P. Vasil'ev<sup>+</sup>, E.S. Semenova<sup>+</sup>, M.V. Maximov<sup>+</sup>,  
N.N. Ledentsov<sup>+</sup>\*, V.M. Ustinov<sup>+</sup>, E. Stock\*,  
D. Bimberg\*

<sup>+</sup> Ioffe Physicotechnical Institute  
Russian Academy of Sciences,

194021 St. Petersburg, Russia

\* Institut für Festkörperphysik,

Technische Universität,

D-10623 Berlin, Germany

**Abstract** Lasing under optical pumping was obtained in asymmetrical waveguide microdisks formed by selective wet oxidation in the temperature range 5–180 K. InGaAs quantum dots formed by submonolayer deposition were used as an active region. Experimental Q-factor value of microdisk resonator is above  $10^4$ . The temperature shift of the resonance mode wavelength corresponds to the dependence of microdisk effective refractive index on temperature and wavelength. Observed temperature dependence of the threshold excitation power is due to temperature carrier escape from quantum dots to GaAs.