

Лазеры на основе квантовых точек и микрорезонаторов с модами шепчущей галереи

Н.В.Крыжановская, М.В.Максимов, А.Е.Жуков

Рассмотрены микролазеры на основе квантовых точек, резонатор которых обладает осевой симметрией, а спектр излучения определяется модами шепчущей галереи. Описаны возможные конструкции, методы создания и основные характеристики микролазеров. Продемонстрирована возможность достижения лазерной генерации при температурах, превышающих 100°C. Обсуждается возможность создания многоканальных оптических источников, основанных на сочетании широкополосного лазера на квантовых точках и кремниевых микрокольцевых модуляторов.

Ключевые слова: квантовые точки, микрорезонаторы, микролазеры, моды шепчущей галереи.

1. Введение

Ограничения на скорость и дальность передачи информации, накладываемые тепловыделением в металлическом проводнике, обусловили переход к оптической связи. И если первоначально эта замена произошла в дальней связи, организуемой с помощью оптических волокон, то в последние годы ведутся активные разработки оптических систем, пригодных для использования на все более коротких расстояниях – например, для обмена данными между платами компьютера или даже внутри одной платы.

При обсуждении применимости оптического источника для связи в пределах платы наиболее существенным является его малый размер, что обусловлено как малостью пространства, которое должно быть для него отведено, так и незначительностью потребляемой мощности накачки, поскольку она приблизительно масштабируется с площадью прибора. Примером компактных оптических источников могут служить поверхностно излучающие лазеры с вертикальным микрорезонатором, обладающие рекордно низкими пороговыми токами (достижимость порога генерации ниже 100 мкА была продемонстрирована для таких лазеров еще в 1998 г. [1]). В последние годы был достигнут значительный прогресс в направлении повышения скорости передачи свыше 20 Гб/с при прямой модуляции [2]. Так, вертикально излучающие лазеры с оксидными апертурами, работающие на длине волны 850 нм, продемонстрировали скорости 40–44 Гб/с [3, 4]. К тому же

подобные лазеры обладают рекордно низкими тепловыделением и энергопотреблением при переключении, составляющими менее 100 фДж/бит и менее 100 мВт·Гб⁻¹·с соответственно [5].

Однако вертикальный вывод излучения, являющийся достоинством при состыковке лазера с оптическим волокном, требует дополнительных технологических ухищрений для введения оптического сигнала в планарный волновод [6–8]. Кроме того, вертикально излучающие лазеры, характеристики которых позволяют использовать их в оптических системах связи, – конструктивно достаточно сложные приборы. И если это не является значительной проблемой, пока речь идет о связи большой или средней протяженности, трудность изготовления и высокая стоимость лазерных источников становятся факторами, сдерживающими их переход в массовый сегмент оптических систем, используемых на сверхмалых расстояниях.

Более привлекательными для использования в будущих системах оптической связи на плате являются лазеры с микрорезонатором, в которых вывод излучения осуществляется в плоскости структуры. В последнее время подобные лазеры с резонатором в форме микрокольца (МКР) или микродиска (МДР) исследуются наиболее активно. Как и большинство вертикально излучающих лазеров, такие микрокольцевые или микродисковые лазеры имеют осевую симметрию, однако, в отличие от первых, наивысшей добротностью в них обладают моды, распространяющиеся по окружности резонатора, – так называемые моды шепчущей галереи (МШГ). Благодаря тому, что в резонаторах с МШГ волна отражается от боковой поверхности структуры под скользящим углом, они обладают высокой добротностью и в них можно достичь низкороговой генерации, хотя их размеры гораздо меньше типичных для лазерных резонаторов Фабри–Перо. Кроме того, малые размеры МШГ-резонатора, обеспечивая большое расстояние между соседними резонансными длинами волн, способствуют достижению одночастотной генерации.

Первыми полупроводниковыми лазерами такого рода стали МДР-лазеры на основе InGaAsP/InP, содержащие квантовые ямы с длиной волны излучения вблизи 1.55 мкм и работающие при оптической накачке [9, 10], за которыми последовали и инжекционные структуры с

Н.В.Крыжановская. Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Россия, С.-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8, корп.3; e-mail: kryj@mail.ioffe.ru

М.В.Максимов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 2; Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Россия, С.-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8, корп.3; e-mail: maximov@beam.ioffe.ru

А.Е.Жуков. Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Россия, С.-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8, корп.3; Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, Политехническая ул., 2; e-mail: zhukov@beam.ioffe.ru

Поступил в редакцию 28 ноября 2013 г.

квантовыми ямами [11–13]. Успехи в области лазеров полупроводниковой конструкции с активной областью на основе самоорганизующихся квантовых точек (КТ) подтолкнули исследователей к разработкам МШГ-микролазеров, содержащих массивы КТ [14–16].

Одним из ключевых требований, предъявляемых к микролазеру, является его высокая температурная стабильность – возможность сохранения им работоспособности без использования каких-либо дополнительных систем термостабилизации при повышенных температурах, ожидаемых в случае размещения излучателя в непосредственной близости от элементов транзисторной логики. В этом отношении КТ обладают значительным потенциалом, обусловленным дискретным характером энергетического спектра, глубокой локализацией активной области по отношению к волноводу (во всяком случае, в КТ, синтезируемых на подложках GaAs и работающих в спектральном диапазоне около 1.3 мкм [17]), а также применением новых методов подавления температурной чувствительности за счет модулированного легирования акцепторными примесями [18–20]. Сегодня серийно выпускаются торцевые КТ-лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм, специализированные для работы вплоть до 150°C [21], а наибольшая температура, при которой был реализован непрерывный режим работы, составила 220°C [22].

К числу свойств КТ, делающих их привлекательными для использования в качестве активной области микролазеров, относится подавление в них латерального переноса носителей заряда [23,24], тогда как в структурах, содержащих двумерную квантовую яму, носители заряда могут свободно достигать стенок микрорезонатора, и если скорость поверхностной рекомбинации высока (как в системе материалов AlGaInAs/GaAs), эффективность излучательной рекомбинации кардинально ухудшается. В случае же КТ носители быстро захватываются в точки и не могут свободно двигаться в латеральном направлении. Чем больше энергия локализации носителей в КТ, тем меньше диффузионная длина и соответственно слабее влияние поверхностной рекомбинации.

2. Самоорганизующиеся квантовые точки и лазеры на их основе

Массивы КТ представляют собой полупроводниковые гетероструктуры, в которых реализуется предельный (нульмерный) случай размерного квантования. Таким образом, лазеры на основе КТ являются развитием светоизлучающих полупроводниковых приборов с активной областью, обладающей пониженной размерностью, начало которым было положено появлением лазеров на основе квантовых ям [25]. Интерес к разработке технологии формирования КТ и к их использованию в лазерах возник во многом благодаря теоретическим предсказаниям Аракавы и Сакаки [26] о температурной независимости порога лазерной генерации в лазере на КТ.

К настоящему времени наиболее значительные результаты получены с использованием метода самоорганизации массивов КТ при эпитаксиальном осаждении полупроводникового материала, период кристаллической решетки которого отличается на несколько процентов от решетки подложки. Движущей силой морфологической трансформации упруго-напряженного двумерного слоя в массив КТ (рис.1) является возможность уменьшить полную энергию решеточно-рассогласованной системы за

счет частичной релаксации упругих напряжений вблизи вершин трехмерных островков [27].

Впервые лазеры на основе КТ InAs/GaAs, полученных методом самоорганизации в процессе роста, были синтезированы в середине 1990-х годов в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН [28,29]. Двумя наиболее значительными достижениями в области целенаправленного управления свойствами КТ, имеющими самое непосредственное отношение к возможности их использования в лазерах, являются открытие способа формирования многослойных массивов КТ [30,31] и метода управления длиной волны путем изменения материала матрицы [32,33].

Наибольшее оптическое усиление, достижимое в однослойной КТ-структуре, невелико и составляет около 6 см^{-1} [34]. Его явно недостаточно для преодоления оптических потерь, имеющихся в большинстве предназначенных для практического применения полупроводниковых лазеров. В то же время при последовательном осаждении нескольких рядов КТ, что достигается в результате использования между ними тонких прослоек (спейсеров) ненапряженного материала, насыщенное усиление возрастает приблизительно пропорционально числу рядов и может составлять около 50 см^{-1} [22,35,36] (рис.2).

Простейшим способом управления длиной волны самоорганизующихся КТ является увеличение эффективной толщины материала, образующего КТ, т.к. это вызывает рост размера формирующихся островков. Так, варьируя толщину InAs от 1.7 монослоев (что соответствует началу островкового роста) до 3.5 монослоев (начало пластической релаксации напряжений), можно изменить длину волны КТ, помещенных в матрицу GaAs, от 1.05 до 1.2 мкм. Однако одновременно изменяются и другие характеристики массива КТ, включая его поверхностную плотность и однородность по размерам, что может нега-

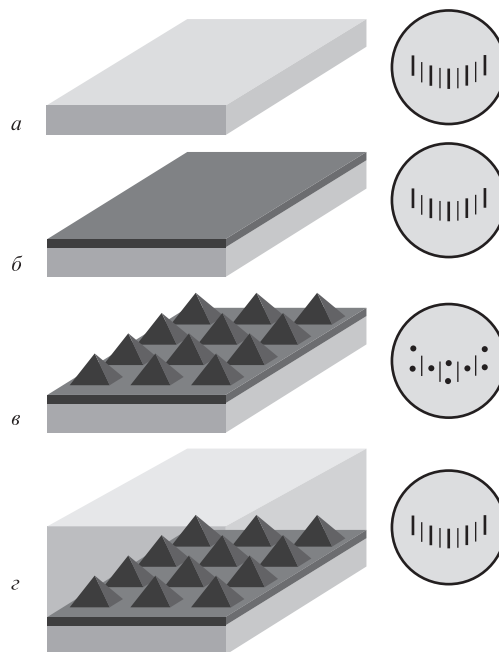


Рис.1. Схематическое изображение стадий формирования КТ InAs/GaAs (слева) и соответствующие картины дифракции быстрых электронов (справа): исходная поверхность GaAs (а); осаждение InAs толщиной менее 1.7 монослоя (б); формирование островков при осаждении InAs толщиной свыше 1.7 монослоя (в) и покрытие массива островков InAs слоем GaAs (г).

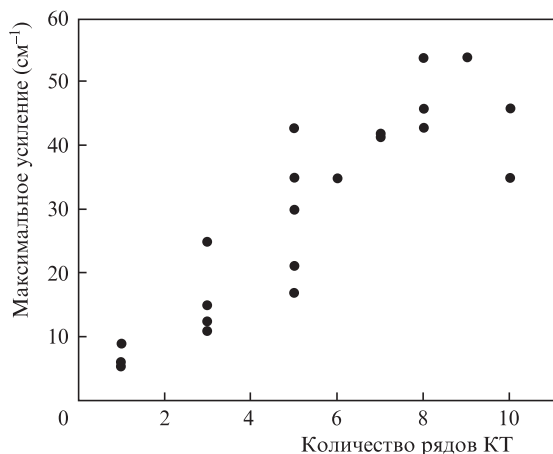


Рис.2. Соотношение между числом рядов и максимальным (насыщенным) оптическим усилением G_{sat} в КТ-лазерах спектральной области около 1.3 мкм.

тивно сказаться на лазерных характеристиках. Кроме того, при осаждении слишком большого количества InAs происходит формирование дислокаций.

Помещение массива КТ в более узкозонную матрицу (например, в квантовую яму InGaAs вместо слоя GaAs) сдвигает излучение КТ в длинноволновую сторону [32, 33] (рис.3). Это дает возможность прецизионного управления длиной волны с помощью изменения параметров покрывающего слоя (его толщины и химического состава), тогда как остальные свойства массива КТ остаются практически неизменными. При определенном сочетании параметров возможно достижение длины волны свыше 1.3 мкм, что открывает возможность использования лазерных структур, синтезированных на подложках GaAs, в системах оптической связи.

Самоорганизующимся квантовым точкам, а именно КТ InAs/InGaAs спектрального диапазона около 1.3 мкм, принадлежат несколько рекордов в области инжекционных лазеров. Среди них – наименьшая пороговая плотность тока (менее 10 A/cm^2 [37, 38]), полная температурная нечувствительность ватт-амперной характеристики [20], а также возможность высокоскоростной передачи дан-

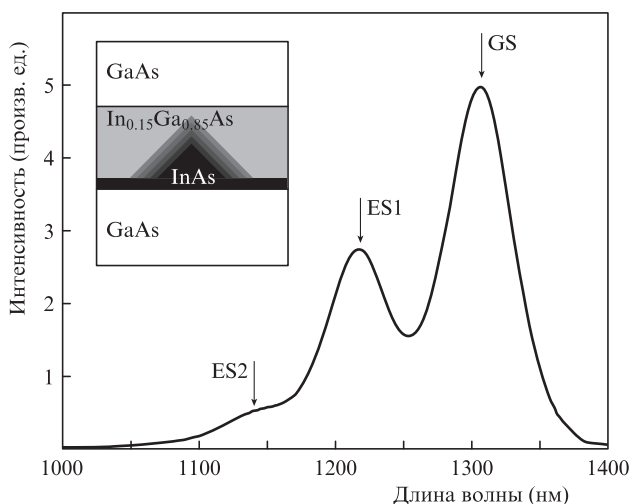


Рис.3. Спектр фотолюминесценции (300 К) и схематическое изображение профиля состава (вставка) КТ InAs/InGaAs. Стрелками отмечены основной (GS), первый (ES1) и второй возбужденный (ES2) оптические переходы КТ.

ных без изменения параметров модуляции в широком температурном диапазоне [39].

3. Резонаторы с модами шепчущей галереи

Стало хорошим тоном начинать повествование об МШГ с упоминания об исследованиях лордом Рэлеем акустических свойств собора св. Павла в Лондоне. Не пропустим и мы этого хрестоматийного примера, добавив к нему также и другой объект всемирного наследия, проявляющий подобный акустический эффект, – стену эха в пекинском Храме Неба, фотография которой помещена на рис.4. Описывая свойства шепчущей галереи, лорд Рэлей писал: «Кажется, что шёпот огибает галерею горизонтально» [40]. Общим свойством этих объектов является то, что в них благодаря отражению звуковых колебаний от стенок формируется высокочастотный резонатор для циркулирующих по окружности акустических волн.

Обладающие осевой симметрией твердотельные резонаторы являются оптическим аналогом рассмотренных архитектурных сооружений. Хотя впервые оптические МШГ наблюдались в резонаторе с усилением (флюорит, легированный ионами самария [41]), длительное время интерес исследователей был в основном сосредоточен на пассивных оптических резонаторах, в которых возможно достижение высоких и сверхвысоких значений добротности Q при компактных размерах. Так, в работе [42] в CaF_2 -резонаторе цилиндрической формы диаметром около 5 мм было достигнуто Q около 6×10^{10} . Для микрорезонаторов в виде кремниевых дисков радиусом 5 мкм Q составило $(5-10) \times 10^5$, а для дисков радиусом 30 мкм Q достигло 5×10^6 [43, 44].

В дальнейшем нас будут интересовать в основном полупроводниковые МДР или МКР. Обычно они представляют собой относительно тонкую (доли микрометра) волноводную структуру, выполненную в форме диска или кольца диаметром от единиц до десятков микрометров, окруженного материалом с меньшим показателем преломления (в том числе воздухом).

Оптические моды диэлектрического цилиндра характеризуются тремя числами (для определенности: m , q и p), описывающими пространственное распределение поля (количество нулей) вдоль окружности волновода, вдоль радиуса и в направлении, перпендикулярном диску, и



Рис.4. Акустический резонатор МШГ – стена эха в Храме Неба, Пекин: изображение на плане и фотография (вставка).

определяющих азимутальный, радиальный и вертикальный порядки моды. При этом зависимость поля от азимутального угла φ имеет вид $\exp(\pm im\varphi)$, а радиальная зависимость внутри цилиндра описывается цилиндрическими функциями Бесселя первого рода m -го порядка J_m .

При малых значениях m и больших q оптическая мода подобна моде резонатора Фабри–Перо (МФП), образованного стенками цилиндра. Однако при больших m и малых q характер поля соответствует волне, прижатой к периферии цилиндра, что и представляет собой моду шепчущей галереи. Характер распределения поля для этих предельных случаев схематически изображен на рис.5. На рис.6 показаны результаты расчета пространственного распределения для МШГ с различными радиальными порядками, а также приведены карты распределения интенсивности излучения от МКР с квантовыми точками, полученные с помощью сканирования поверхности микрорезонатора оптическим волокном (так называемая ближнеполюсная сканирующая оптическая микроскопия), позволяющие визуализировать пространственный характер поля для некоторой фиксированной (резонансной) длины волны.

Добротность МФП, как правило, невелика (менее 100), тогда как для МШГ типична значительно большая добротность (выше 10^3). Это легко понять, если принять во внимание то, что отражение МШГ (в отличие от почти

нормального падения МФП) происходит под существенно более скользкими углами. Соответственно в оптических спектрах МШГ проявляются в виде резких пиков, наложенных на более плавную модуляцию сигнала, обусловленную МФП. В качестве примера на рис.7,а приведены спектры излучения МДР и МКР, содержащих массив КТ. Видно, что в результате формирования полости в центре микродиска, т.е. перехода к микрокольцевому резонатору, удается подавить моды типа мод Фабри–Перо [45]. При этом из спектра исчезают также и многие линии, принадлежавшие МШГ с высокими радиальными порядками.

Аргументом функции Бесселя, описывающей распределение поля вдоль радиальной координаты ρ , является $(2\pi n/\lambda)\rho$, где n – эффективный показатель преломления, определяемый вертикальной волновой структурой; λ – резонансная длина волны. В закрытом цилиндрическом резонаторе (например, в диэлектрическом цилиндре, покрытом металлическими стенками) разрешенные значения λ находятся из граничных условий, которые для ТМ (ТЕ) мод, т.е. мод с нулевой проекцией напряженности магнитного (электрического) поля на ось цилиндра, выражаются как равенство нулю функции Бесселя (ее производной) на боковой поверхности цилиндра.

В открытом диэлектрическом цилиндре оптические моды являются гибридными, однако принято говорить о близости той или иной моды к ТМ или ТЕ типу. Как правило, в полупроводниковых микродисковых лазерах, оптический резонатор которых в вертикальном направлении достаточно тонкий, имеется единственная (фунда-

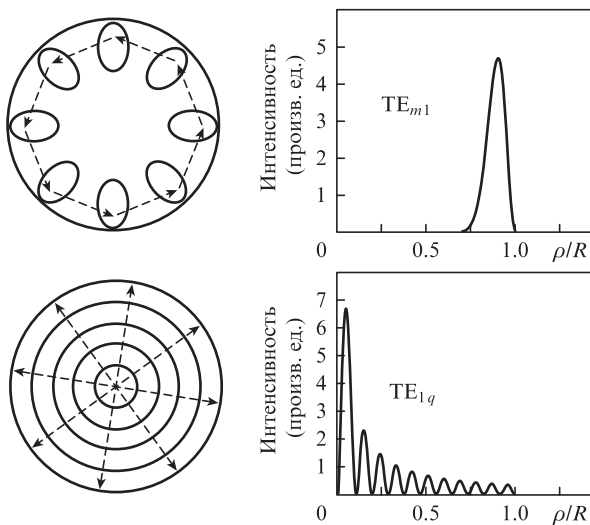


Рис.5. Схематическое изображение пространственного распределения поля оптической моды (слева) и радиального распределения интенсивности (справа) для МШГ (вверху) и Фабри–Перо (внизу).

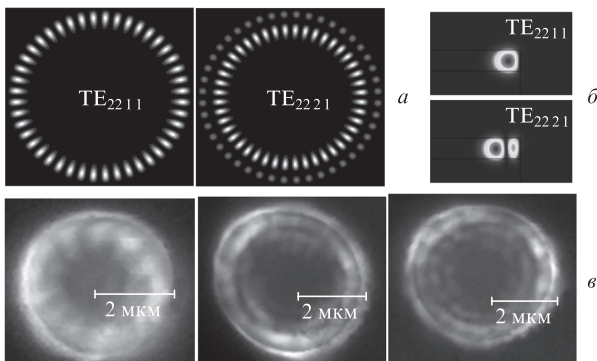


Рис.6. Расчетные распределения поля в микродиске для МШГ различных порядков: вид сверху (а) и вид с торца (б), а также изображения, полученные с помощью ближнеполюсной сканирующей оптической микроскопии (в).

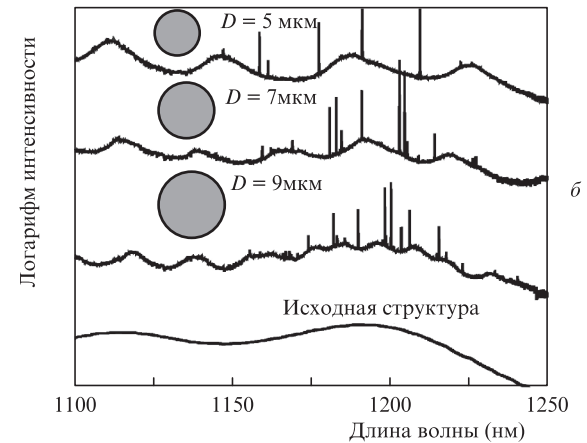
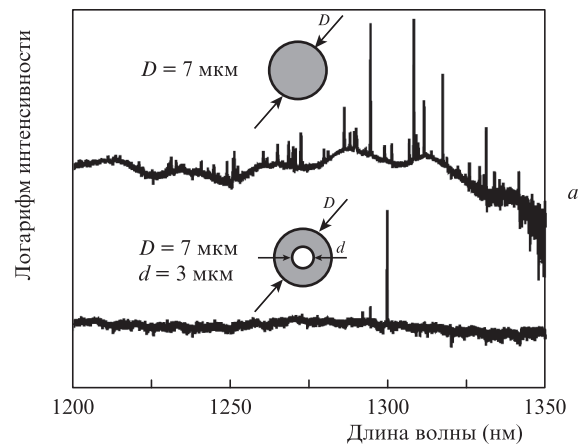


Рис.7. Спектры фотолюминесценции (300 К) МДР и МКР с внешним диаметром 7 мкм, содержащих массив КТ InAs/InGaAs (а), а также спектры излучения (78 К) МДР различного диаметра, содержащих КТ и спектр исходной эпитаксиальной структуры (б).

ментальная) вертикальная мода и доминируют ТЕ-подобные моды. В первом приближении разрешенные значения длины волны в диске радиусом R находятся из условия обращения поля в ноль на границе [10]:

$$(2\pi n/\lambda)R = T_{mq}. \tag{1}$$

Здесь T_{mq} – q -й по счету корень функции Бесселя m -го порядка.

Соотношения, которые могут быть использованы для более точных оценок длины резонансной волны и пространственного характера моды, в том числе ТМ, с учетом частичного проникновения поля за пределы резонатора, детально обсуждаются в [46]. В частности проникновение поля за пределы резонатора, окруженного воздухом, может быть учтено с помощью поправочного члена, который следует вычитать из правой части (1): $(Pn\sqrt{n^2 - 1})^{-1}$. Здесь P – коэффициент, принимающий значение 1 или $1/m^2$ для мод ТЕ и ТМ типа соответственно.

Поскольку при больших m и не слишком больших q корни функции Бесселя приближенно равны m (рис.8), для МШГ больших азимутальных порядков можно приближенно полагать, что резонансная длина волны не зависит от q и определяется соотношением

$$\lambda \approx 2\pi Rn/m, \tag{2}$$

которое означает, что на окружности волновода длиной $2\pi R$ укладывается целое число m волн длиной λ/n .

Выражение (2) может быть использовано для получения полезного соотношения, определяющего межмодовый интервал МШГ в зависимости от длины окружности микрорезонатора (отметим, что спектральное разделение МФП цилиндра определяется его диаметром):

$$\text{FSR} \approx \frac{\lambda^2}{2\pi Rn f_{gr}}. \tag{3}$$

Здесь $f_{gr} = 1 + (\lambda/n)|dn/d\lambda|$ – поправочный коэффициент, который учитывает зависимость показателя преломления от длины волны [47]. Обычно он близок к 1, однако может достигать 1.5 [10] в тех случаях, когда длина волны приближается к краю поглощения одного из материалов, образующих волновод.

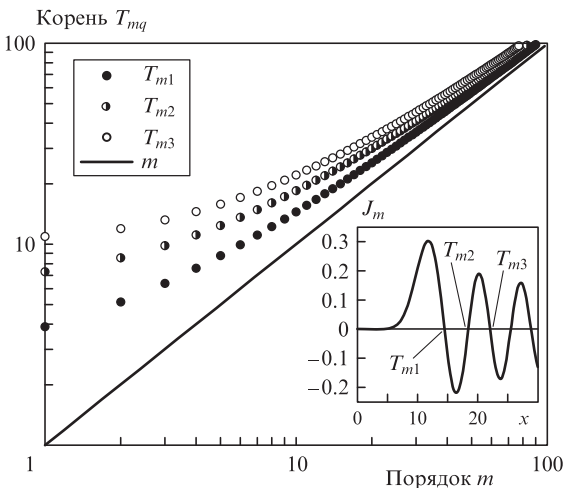


Рис.8. Первые три корня функции Бесселя первого рода $J_m(T_{mq}) = 0$ в зависимости от порядка m , а также их аппроксимация. На вставке – вид функции $J_m(x)$ при $m = 10$.

Когда R уменьшается, спектральный интервал между соседними резонансами растет (рис.7,б), достигая нескольких десятков нанометров в резонаторах микронных размеров. Например, при $n = 3$ длине волны 1.3 мкм в резонаторе на основе GaAs радиусом 5 мкм соответствует FSR около 15 нм. В случае вертикального оптического ограничения, обусловленного наличием воздуха или оксидного слоя, эффективный показатель преломления может уменьшиться, а межмодовый интервал даже увеличиться.

В непоглощающем резонаторе идеальной формы, обладающей осевой симметрией, добротность определяется потерями, возникающими вследствие излучения в окружающее пространство. Эта так называемая излучательная добротность Q_{rad} экспоненциально зависит от азимутального числа [9], вследствие чего она быстро растет при увеличении размеров резонатора (рис.9) и перестает играть существенную роль, когда радиус превышает приблизительно 1 мкм.

На практике добротность резонатора с МШГ в значительной степени определяется поглощением. При этом в пассивных кремниевых резонаторах доминирует поглощение в приповерхностных областях [43], тогда как в резонаторах на основе A^3B^5 определяющим (до порога) является поглощение в активной области [10]. Кроме того, в случае

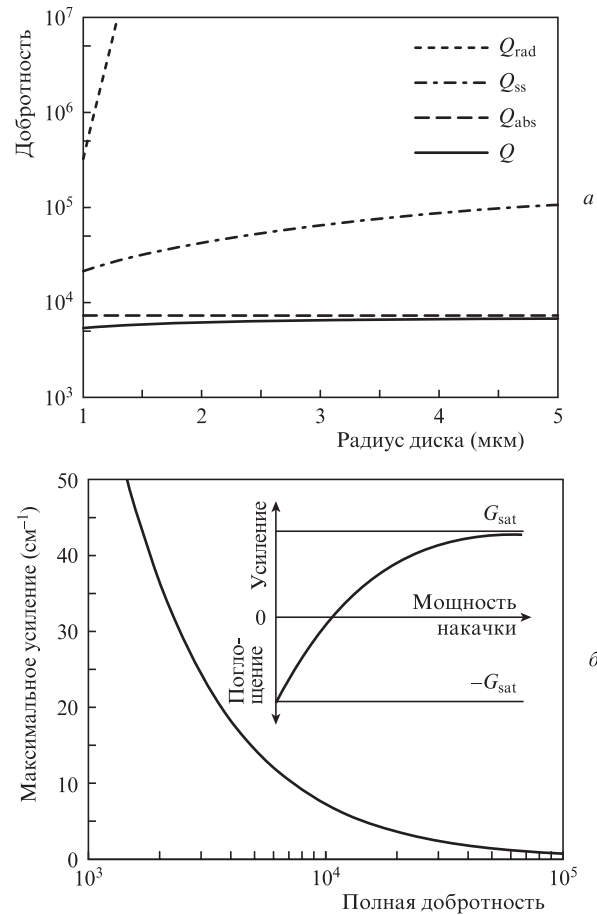


Рис.9. Зависимости полной добротности Q , а также добротности, ограниченной излучением Q_{rad} , поверхностным рассеянием Q_{ss} и поглощением в КТ Q_{abs} от радиуса МДР для первой радиальной моды (расчет выполнен для $\alpha_{act} = 20 \text{ см}^{-1}$, корреляционная длина и среднеквадратичное значение высоты шероховатости равны 10 нм) (а) и связь между добротностью резонатора и оптическим усилением КТ, необходимым для достижения лазерной генерации ($\lambda = 1.3 \text{ мкм}$, $n = 3$); на вставке – схематический вид зависимости оптического поглощения/усиления КТ от мощности накачки (б).

шероховатых стенок и малых размеров резонатора значительно влияние может оказывать поверхностное рассеяние.

В случае КТ поглощение в активной области α_{act} в отсутствие накачки приблизительно равно по модулю G_{sat} – максимальному (насыщенному) усилению массива КТ (вставка на рис.9). Суммарная величина всех прочих оптических потерь α_{cav} (включая возможные потери на вывод излучения) не может быть больше насыщенного усиления. Таким образом, полные потери в холодном резонаторе ($\alpha_{act} + \alpha_{cav}$) не могут превышать удвоенного насыщенного усиления. Используя связь между добротностью Q и оптическими потерями α в резонаторе,

$$Q \approx \frac{2\pi n}{\lambda \alpha}, \quad (4)$$

можно оценить минимальное значение G_{sat} , необходимое для достижения лазерной генерации при различных добротностях резонатора (рис.9). Видно, что добротности $Q = 10^4$ соответствует насыщенное усиление около 8 см^{-1} ; это легко достижимо даже в случае использования одного-двух рядов КТ в активной области. Однако для перехода в режим лазерной генерации в микрорезонаторе с добротностью 10^3 потребуется использование массива КТ с насыщенным усилением, превышающим 50 см^{-1} . Эти оценки подчеркивают, с одной стороны, достаточно жесткие требования к качеству изготовления микрорезонатора, а с другой – необходимость использования многослойных массивов КТ и обеспечения высокого фактора оптического ограничения активной области в волноводе МШГ-резонатора.

4. Конструкции МШГ-резонаторов на основе материалов A^3B^5

Наиболее распространенными формами микрорезонаторов с МШГ на основе материалов A^3B^5 являются конструкции типа «подвешенный диск» (suspended disk) и мезаструктура в форме поверхностного диска или поверхностного кольца. Микрофотографии этих конструкций изображены на рис.10. Также следует упомянуть менее распространенную разновидность МШГ-резонатора в форме микроколонны (micropillar).

В большинстве конструкций латеральное оптическое ограничение создается за счет оптического контраста полупроводник–воздух, обеспечивающего максимально возможный скачок показателя преломления. Основные отличия конструкций связаны, в основном, с тем, какими средствами достигнуто оптическое ограничение в вертикальном направлении, поскольку недостаточное ограничение может вызывать рост оптических потерь вследствие утечки оптической моды в обкладочные слои. Так, в работе [48], в которой исследовалось влияние параметров слоя $AlGaAs-(AlGa)_xO_y$, образующего пьедестал КТ-лазеров с МДР, было показано, что уменьшение глубины окисления приводит к падению интенсивности линий МШГ, росту порога лазерной генерации и уменьшению добротности вследствие увеличения утечек в область подложки.

Отличительной особенностью структуры типа подвешенного диска является наличие сравнительно тонкой «ножки», соединяющей собственно диск с подложкой. Таким образом, материал МДР ограничен воздухом как в латеральном, так и в вертикальном направлениях (во всяком случае, на периферии диска). Вследствие этого толщина диска много меньше его диаметра. Формирование

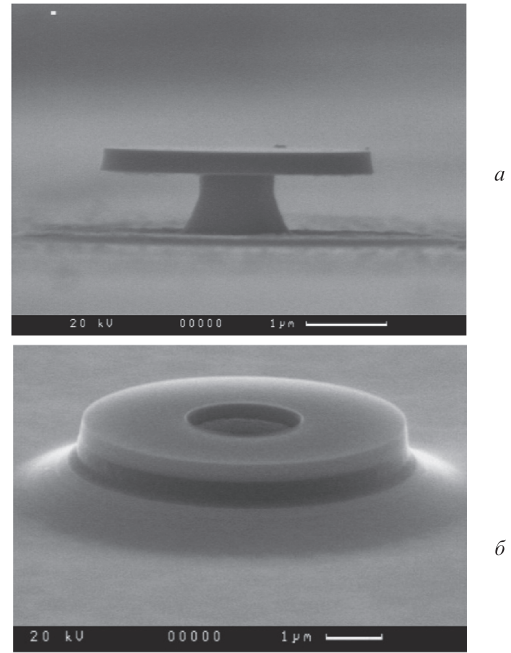


Рис.10. Полученное с помощью растрового электронного микроскопа изображение резонатора МШГ в форме подвешенного диска (а) и микрокольцевой мезаструктуры (б).

ножки происходит за счет селективного травления буферного слоя, которым в структурах на основе GaAs, как правило, служит AlGaAs с высоким содержанием алюминия, а в структурах InGaAsP – фосфид индия.

Микроколонна (см., напр., [49]) характеризуется тем, что высота структуры в разы превышает ее диаметр. Вертикальное ограничение достигается за счет распределенных брэгговских отражателей. Их большая толщина и обуславливает необходимость глубокого травления, делая такие структуры мало пригодными для сопряжения с планарными волноводами. Формирование МКР в них практически невозможно.

В циркулярной мезаструктуре оптическое ограничение в вертикальном направлении, как правило, достигается сверху за счет контраста показателей преломления на границе полупроводник–воздух, а снизу – посредством использования полупроводниковой обкладки с меньшим показателем преломления либо с помощью оксидного слоя. Это обуславливает существенно меньшую толщину такой конструкции по сравнению с ее диаметром и допускает формирование как микродискового, так и микрокольцевого резонатора. Кроме того, возможна реализация как оптической, так инжекционной накачки, а также вывод излучения в близко расположенный волновод (например, гребневый [50]).

Один из вариантов технологии создания микродискового резонатора с квантовыми точками и нижней оксидной обкладкой показан на рис.11. На первом этапе производится синтез эпитаксиальной структуры, содержащей подслой AlGaAs и оптическую полость GaAs, в которую помещен многослойный массив КТ. Толщина δ волноводной полости, где может существовать только фундаментальная мода, может быть приближенно оценена из условия $\delta < \lambda / (2\sqrt{n_2^2 - n_1^2})$, где n_2 и n_1 – показатели преломления материала волновода и обкладок. В типичных случаях δ не превышает долей микрометра.

Формирование мезаструктуры может быть осуществлено с использованием маски с помощью реактивного

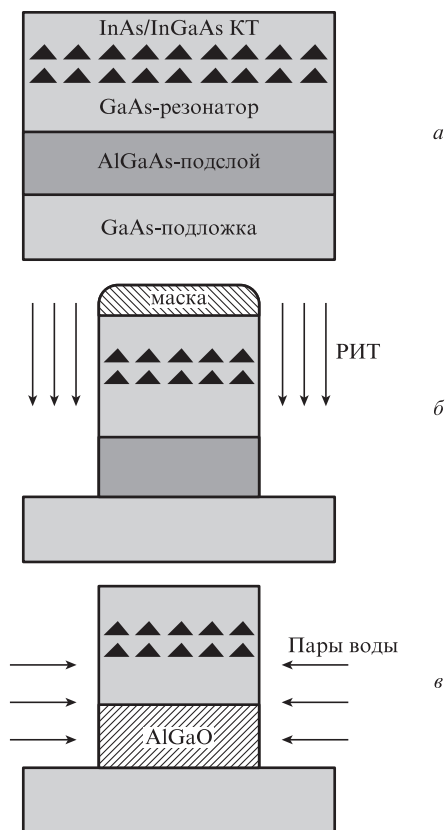


Рис.11. Основные технологические операции при изготовлении МДР с оксидным подслоем: эпитаксиальный синтез структуры с КТ (а), реактивное ионное травление (РИТ) мезаструктуры (б) и селективное оксидирование Al-содержащего подслоя (в).

ионного травления или травления пучком Ar^+ , а также применения жидких травителей. Как правило, ионное травление позволяет сформировать более вертикальные стенки микрорезонатора, но вызывает поверхностные повреждения, тогда как жидкостное травление характеризуется меньшим повреждением поверхности, но может приводить к формированию наклонных стенок; кроме того, зачастую скорость такого травления существенно зависит от химического состава полупроводникового материала, вызывая боковой растрав. В некоторых случаях последнее свойство может быть использовано преднамеренно, например для формирования тонкого основания подвешенного диска. В связи с этим следует упомянуть работу [51], в которой существенно более высокая скорость травления $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ в растворе HF, чем GaAs, была использована для уменьшения радиуса обкладок относительно радиуса волновода. В результате более сильное оптическое ограничение на периферии диска способствовало подавлению утечки в обкладки для МШГ наименьших радиальных порядков.

В том случае, если в подслое $Al_xGa_{1-x}As$ содержание алюминия очень высокое ($x \approx 97\% - 99\%$), он с помощью селективного оксидирования в атмосфере водяного пара при повышенной температуре может быть превращен в оксид $Al_xGa_{1-x}O_y$ [52]. При этом за счет существенно меньшего показателя преломления оксида (около 1.7) по сравнению с исходным полупроводниковым слоем (более 3) достигается сильная локализация оптической моды в вертикальном направлении. В то же время следует учитывать, что хотя оксид и обеспечивает лучший отвод тепла

от активной области, чем воздух, его теплопроводность все же уступает теплопроводности полупроводниковых слоев.

5. МДР- и МКР-лазеры с квантовыми точками в активной области

Хотя реализация вывода излучения в планарный волновод, а также инжекционной накачки в структурах типа подвешенного диска труднодостижимы, именно такая конструкция была использована как в первом МДР-лазере на квантовой яме (1992 г., [9]), так и в структуре с КТ, в которой впервые наблюдались МШГ (1999 г., [14]). Исследовательский интерес к структурам в виде подвешенного диска обусловлен возможностью достижения низкого уровня потерь в таком резонаторе за счет сильного оптического ограничения. В более поздней работе [53] оптическое качество МДР типа подвешенного диска, содержащего КТ, было исследовано с помощью измерения пропускания в спектральном диапазоне около 1.4 мкм, в котором поглощение активной области отсутствует. Измеренная ширина резонансных линий (4.1 пм) соответствует добротности 3.6×10^5 . Отметим, что столь высокие значения добротности позволяют использовать подобные микрорезонаторы с КТ для экспериментов по квантовой электродинамике (cavity quantum electrodynamics) [54].

Использование МДР типа подвешенного диска позволило впервые получить лазерную генерацию (при 77 К) в МШГ-резонаторе с КТ [15]. Активной областью служил одиночный массив КТ InAs, помещенных в матрицу GaAs. В спектре излучения диска диаметром 3 мкм при оптической накачке в спектральном диапазоне 0.96–1 мкм наблюдались четыре узкие линии, которые были идентифицированы как моды $TE_{19,1}$, $TE_{15,2}$, $TE_{18,1}$ и $TE_{14,2}$. О достижении режима лазерной генерации свидетельствовал характерный излом зависимости интегральной интенсивности излучения от мощности накачки. В дальнейшем в структурах типа подвешенного диска при оптической накачке была достигнута лазерная генерация при комнатной температуре [55], в том числе и в непрерывном режиме [56]. По сравнению с ранее исследованными лазерами этого типа, содержащими один-два ряда КТ, число слоев КТ было увеличено до пяти, что позволило повысить усиление. Сами КТ при этом имели длину волны излучения, близкую к 1.3 мкм (при 300 К), что обеспечивало более глубокую локализацию носителей заряда, подавляя их тепловой выброс из активной области при повышенных температурах.

Несколько ранее [57] лазерная генерация при оптической накачке в непрерывном режиме была достигнута в МДР, выполненном в виде мезаструктуры и также содержащем пять рядов КТ, излучающих в спектральном диапазоне 1.3 мкм. Интересно отметить, что единственное отличие от предшествующей работы [58] тех же авторов, в которой впервые была достигнута генерация в МШГ-резонаторе с КТ при комнатной температуре, заключалось в отказе от конструкции типа подвешенного диска. Подслой AlGaO, ранее выполнявший функции опоры микродиска, не был уменьшен в диаметре, что позволило снизить тепловое сопротивление структуры.

В схожей структуре, имеющей геометрию МКР с внешним и внутренним диаметрами 6 и 2 мкм соответственно, была достигнута рекордно высокая для КТ-микрорезонаторов с МШГ-резонатором температура лазерной генерации

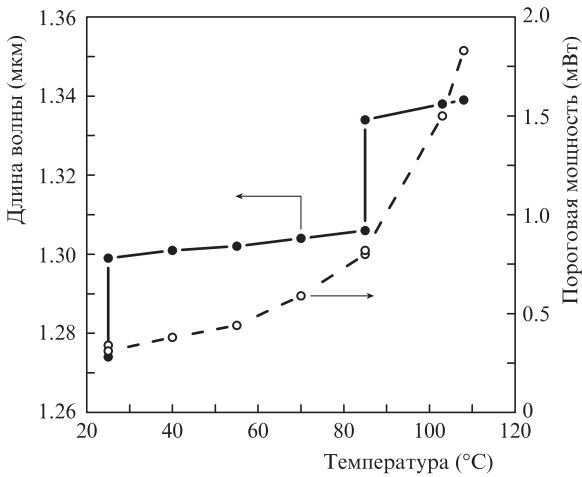


Рис.12. Температурные зависимости длины волны и порога лазерной генерации в МДР диаметром 7 мкм, содержащем массив КТ.

107 °С [59] (рис.12). Видно, что лазеры на основе МКР характеризуются слабой температурной зависимостью длины волны излучения – менее 0.1 нм/К, что существенно меньше вызванного изменением ширины запрещенной зоны сдвига длины волны в КТ-лазерах с резонатором Фабри–Перо (около 0.5 нм/К). Причина данного эффекта в МКР, как и в случае поверхностно излучающих лазеров с вертикальным микрорезонатором, заключается в том, что в обоих случаях длина волны излучения определяется не спектральным положением максимума усиления активной области, а частотой моды резонатора (при условии, что она находится в пределах спектра усиления). Изменение температуры ΔT порождает изменение показателя преломления $\beta n \Delta T$ и вызывает сдвиг резонансной длины волны λ в красную сторону на $\Delta \lambda \approx \beta \lambda \Delta T$. Полагая для $\lambda \sim 1.3$ мкм и $T = 300$ К температурный коэффициент показателя преломления β равным $7 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [60], можно оценить сдвиг $\Delta \lambda$ примерно в 0.09 нм/°С.

Особый практический интерес представляет достижение одночастотной генерации, что может быть реализовано за счет уменьшения размеров микролазера. Насколько нам известно, наименьший диаметр резонатора, при котором была при комнатной температуре достигнута лазерная генерация, составляет 2.7 мкм [61], тогда как большинство МДР и МКР, работающих при комнатной температуре, имеют размеры от 4.5 до 7 мкм [51, 53, 55–57, 62]. Ограничения на минимальный размер резонатора связаны с ростом порога лазерной генерации вследствие как снижения добротности резонатора, так и увеличения относительного вклада поверхностной рекомбинации.

Хотя, как отмечалось, межмодовый интервал в циркулярных резонаторах диаметром в несколько микрометров может составлять более 20 нм, МШГ различных радиальных порядков, в случае их наличия, образуют собственные последовательности резонансов, которые могут перекрываться, существенно усложняя оптический спектр. Поскольку с ростом радиального порядка q максимум интенсивности моды все сильнее сдвигается к оси резонатора, МШГ высоких радиальных порядков должны сильнее подавляться в микрокольце, чем в микродиске того же диаметра. Однако даже в микрокольцевом лазере с диаметром внутреннего отверстия $d = 2$ мкм и внешним диаметром $D = 6$ мкм доминируют моды с $q = 2$ и 3 [63]. Дальнейшее увеличение внутреннего диаметра приводит к постепенно-

му снижению порога лазерной генерации, за которым, начиная с $d \approx 0.8D$, следует его резкое возрастание [61].

Сложная модовая структура МШГ-резонаторов проявляется в большом числе пиков интенсивности излучения в допороговых спектрах или в спектрах, снятых при небольшом превышении порога генерации (рис.13). Однако с дальнейшим увеличением накачки начинает доминировать основная линия, положение которой наиболее близко к максимуму спектра усиления. Для МКР с КТ сообщалось о достижении коэффициента подавления боковых мод 20 дБ [45], что позволяет говорить о квазиодно-модовом режиме лазерной генерации. МКР, спектры лазерного излучения которого приведены на рис.13, интересен еще и тем, что он смонтирован на кремниевую подложку [64]. Достижение низкороговой лазерной генерации в такой структуре позволяет сделать вывод о принципиальной возможности гибридной интеграции микролазеров на основе КТ и кремниевой электроники.

Лазерная генерация в МДР-резонаторе с КТ при инжекционной накачке, насколько нам известно, впервые была получена в 2003 г. [65]. В этой работе сообщалось о генерации при температуре 5 К в структуре типа подвешенного диска, верхний электрический контакт к которому был реализован с помощью воздушного мостика из Ti/Pt/Au между верхней поверхностью МДР и контактной площадкой, нанесенной на изолирующее основание из Si_3N_4 .

В дальнейшем были продемонстрированы инжекционные лазеры на основе микродисковых мезоструктур, чья геометрия более пригодна для реализации электрической накачки. Такие структуры могут быть легко планаризованы с помощью диэлектрика, в котором вскрыто окно для верхнего электрического контакта. В качестве изолирующего покрытия может быть использован, например, бензоциклобутен [66] – материал, сочетающий преимущества низкого показателя преломления (около 1.5) и достаточно высокой теплопроводности ($0.7 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$). С использованием такой конструкции в работе [51] была достигнута лазерная генерация при комнатной температуре с порогом 0.45 мА в диске диаметром 6.5 мкм. В более простой геометрии МКР с диаметром 80 мкм, верхняя поверхность которого полностью покрыта металлическим контактом, не-

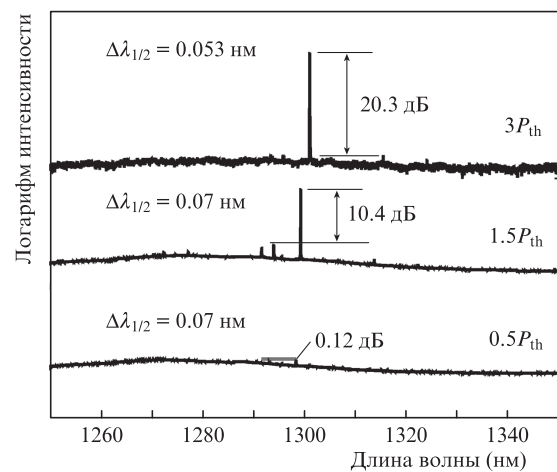


Рис.13. Спектры излучения МКР с КТ, смонтированного на поверхность кремния, при комнатной температуре и различной мощности возбуждения (ниже и выше порога генерации P_{th}); $\Delta \lambda_{1/2}$ – ширина спектра на полувысоте.

прерывный режим генерации был реализован при температурах вплоть до 50°C [67]. В этой работе также было продемонстрировано, что увеличение внутреннего диаметра снижает порог лазерной генерации и подавляет излучение мод высоких радиальных порядков.

По сравнению с МШГ-резонаторами в форме подвешенного диска, планарные МДР и МКР легче сопрягаются с различными устройствами интегральной оптики. Эванесцентный вывод излучения из микрорезонатора может быть осуществлен в гребнёвый волновод, расположенный достаточно близко от микролазера на одной с ним плоскости. О реализации такого вывода излучения из кольцевого лазера с активной областью на основе КТ, хотя и с резонатором миллиметровых размеров, сообщалось в [68]. Другой пример возможной схемы интеграции лазера с МШГ-резонатором и кремниевой фотоники описан в [69]. МДР диаметром 7.5 мкм был сформирован из эпитаксиальной структуры на основе InP и перенесен затем на кремниевую подложку с заглубленным слоем SiO₂. Вывод лазерного излучения осуществлялся в проходящий под периферийной областью МДР кремниевый волновод. Введенная в волновод мощность излучения в непрерывном режиме достигала при этом 10 мкВт при эффективности 20 мкВт/мА. В работе [70] описана схожая схема интеграции, с тем отличием, что МКР-лазер на основе InP помещен на кремниевый микродиск такого же диаметра, в одной плоскости с которым был сформирован гребнёвый волновод, тоже на основе кремния. Вся структура располагалась над заглубленным оксидным слоем. Такие схемы интеграции могут быть применены и для микролазеров на основе КТ.

6. Микрокольцевые модуляторы

В отличие от МШГ-резонаторов, содержащих активную область на основе материалов A³B⁵, резонаторы на основе кремния не способны излучать свет. В то же время такие «пассивные» резонаторы позволяют управлять излучением, испущенным сторонним источником, и представляют поэтому особый интерес. Впервые планарная структура, состоящая из пассивного МДР и двух расположенных на одной подложке волноводов, была предложена в [71] для реализации оптического фильтра-ответвителя (рис. 14), который из множества длин волн, распространяющихся по первому волноводу, пропускает во второй волновод только излучение, соответствующее длине волны резонанса МДР. В рамках настоящего обзора нас будет интересовать возможность сопряжения подобных МШГ-резонаторов с широкополосными лазерными источниками на основе КТ.

Уникальным свойством самоорганизующихся КТ, находящим самым разнообразным применениям, является возможность получения с их помощью сверхшироких спектров оптического усиления и лазерной генерации, которые могут достигать 200 нм [72] и 75 нм [73, 74] соответственно. Большая ширина спектров связана с неоднородным уширением оптических переходов КТ, обусловленным разбросом островков по размерам, с дополнительным преднамеренным уширением, достигаемым с помощью использования нескольких рядов КТ, которые отличаются друг от друга центральной длиной волны, а также с частичным перекрытием основного и возбужденных оптических переходов КТ.

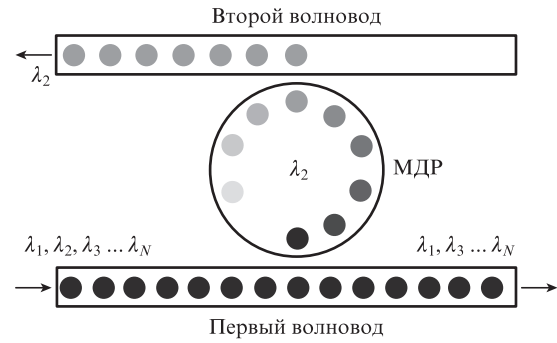


Рис.14. Схематическое изображение интегрального оптического фильтра-ответвителя на основе МДР.

Широкие спектры лазерной генерации способствуют сокращению длительности импульсов в лазерах с синхронизацией мод [75]. Однако основные перспективны практического использования лазеров, способных излучать широкие спектры лазерной генерации, открываются в системах многоканальной оптической связи. Низкие значения шума относительной интенсивности (не хуже –125 дБ/Гц), достижимые в спектрально-выделенной моде лазерного резонатора Фабри–Перо, открывают возможность для использования продольных мод в качестве отдельных оптических каналов, которые могут быть промодулированы с высокой скоростью (10 Гб/с [76]).

Кремниевый МКР можно использовать в качестве спектрально-селективного модулятора излучения КТ-лазера. Принцип действия такого компактного быстродействующего оптического модулятора [77] становится понятен из рис. 15. Магистральный волновод и кольцевой микрорезонатор находятся достаточно близко друг от друга, так что распространяющееся по волноводу лазерное излучение может захватываться в микрокольцо, вызывая ослабление сигнала на выходе. Длина волны, на которую приходится минимум пропускания, соответствует резонансной МШГ микрокольцевого резонатора. Прикладывая напряжение к структуре микрокольца и изменяя тем самым показатель преломления в нем [78], можно менять резонансную длину волны λ_{res} , управляя таким образом величиной пропускания на длине волны некоторого оптического канала.

Широкие перспективы для использования в системах оптических межсоединений (optical interconnect) открыва-

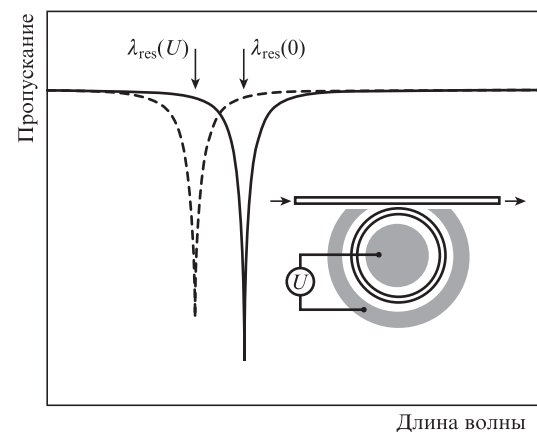


Рис.15. Схематическое изображение модулятора на основе кремниевого МКР и спектры его пропускания при различном напряжении, приложенном к модулятору.

ет сочетание широкополосного КТ-лазера и каскадного модулятора на основе микрокольцевых резонаторов, настроенных на различные длины волн. По сравнению с многоканальной оптической системой [79], состоящей из нескольких гибридных микрокольцевых лазеров на основе A^3B^5 и кремния, излучение которых вводится в один планарных волновод, система на основе многочастотного КТ-лазера существенно проще в изготовлении. При этом один оптический источник обеспечивает спектральную полосу шириной несколько десятков нанометров. Описанный в [80] вариант такой системы схематически изображен на рис.16. Высокая однородность спектральной плотности мощности излучения КТ-лазера [73] обеспечивает приблизительное равенство мощностей отдельных каналов, а высокая стабильность интенсивности излучения КТ-лазера после разделения на отдельные каналы позволяет осуществить их высокоскоростную модуляцию.

В работе [81] с помощью кремниевой pin-структуры, из которой были сформированы кремниевые кольцевые резонаторы различных радиусов в диапазоне 4.98–5.04 мкм, была продемонстрирована возможность независимой модуляции со скоростью 4 Гб/с излучения перестраиваемого лазера на четырех отдельных длинах волн вблизи 1.55 мкм. В дальнейшем в подобных структурах скорость модуляции была увеличена до 10–18 Гб/с [82–84]. Возможность модуляции интенсивности одной из продольных мод многочастотного КТ-лазера с помощью захвата излучения кольцевым микрорезонатором диаметром 3 мкм на основе волноводной структуры кремний-на-изоляторе была продемонстрирована в работе [85].

Настройка резонансной длины волны отдельного модулятора, входящего в каскад, может быть осуществлена путем соответствующего выбора его размера. При этом максимальный размер кольцевого резонатора R_{max} может быть оценен с помощью (3) из того условия, что в пределах спектральной полосы Ω , используемой для оптической связи, находится не более одной резонансной частоты микрокольца (рис. 17):

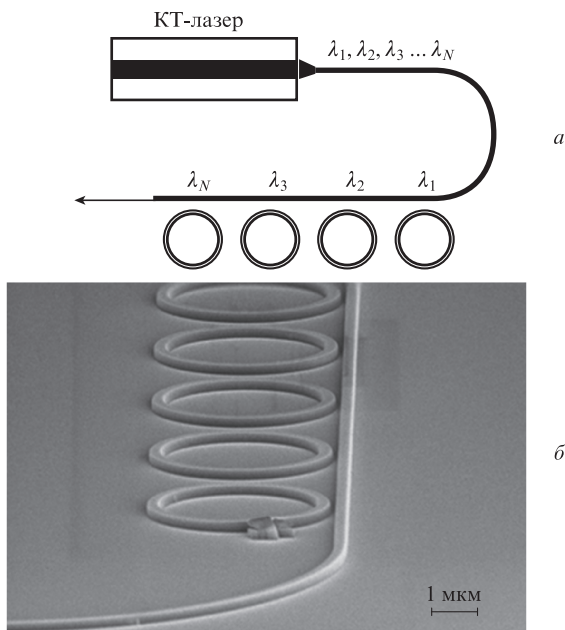


Рис.16. Схематическое изображение многоканального оптического источника на основе широкополосного лазера на КТ и каскада МКР-модуляторов (а) и микрофотография каскадного модулятора (изображение предоставлено Innolume GmbH) (б).

$$R_{max} = \lambda^2 / (2\pi n \Omega). \tag{5}$$

В нашем случае Ω – ширина спектра генерации КТ-лазера с центральной длиной волны λ .

Изменение радиуса колец ΔR вызывает сдвиг резонансной длины волны на $\Delta\lambda \approx (\Delta R / R_{max}) \lambda$, а число каналов N , которое можно разместить в пределах спектра излучения КТ-лазера, равно $(\Omega / \Delta\lambda) + 1$. С учетом (5) получаем, что максимальное число каналов

$$N_{max} = \lambda / (2\pi n \Delta R) + 1. \tag{6}$$

Таким образом, в случае управления резонансной частотой только с помощью изменения размеров МКР максимальное число каналов ограничено точностью, которую можно гарантировать при формировании МКР различного диаметра. Полагая ΔR равным 0.01 мкм (это, по-видимому, на сегодня предел для воспроизводимой технологии), для длин волн вблизи 1.3 мкм получаем, что N_{max} составляет всего около 8.

Для создания разнесенных резонансных частот при номинально одинаковом размере микрорезонатора, а также для компенсации непреднамеренного сдвига длины волны, вызванного несовершенством изготовления, может быть использован локальный нагрев [86–88], реализуемый, например, с помощью интегрированного нагревателя. Вызванное температурой изменение оптического пути в полупроводниковом материале определяется в основном температурной зависимостью показателя преломления, что с учетом температурного коэффициента кремния $\beta \sim 5 \times 10^{-5} K^{-1}$ [60] дает сдвиг $\Delta T \sim 0.07 \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

Сдвиг резонансной длины волны должен превышать $\delta\lambda$ – уширение линии, вызванное конечной добротностью резонатора, а также ее расщепление в дублет вследствие шероховатости поверхности, снимающей вырождение мод, распространяющихся по и против часовой стрелки [89, 90]. Хотя были продемонстрированы кремниевые МДР с добротностью $Q > 10^6$ и относительным расщеплением $Q_\beta \sim 3 \times 10^5$ [44], кремниевые МКР обладают не столь высоким оптическим качеством ($Q = 2 \times 10^4$ и $Q_\beta \sim 3 \times 10^4$, см., напр., [81]), так что хорошей оценкой будет $\delta\lambda \sim 0.1 \text{ nm}$. Таким образом, шаг изменения температуры МКР одного размера должен составлять не менее 1.5°C . Следовательно, вполне реальным представляется реализация по крайней мере 5–10 различных резонансных частот для

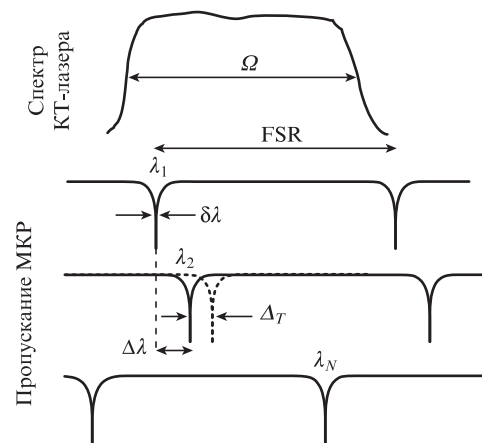


Рис.17. Соотношение между спектральными характеристиками излучения КТ-лазера и каскадного модулятора на основе МКР, необходимое для реализации многоканального оптического источника.

фиксированного размера резонатора. Учитывая, что такой способ управления длиной волны может быть применен независимо к МКР каждого размера, совокупное число каналов может составить около 50, что позволит говорить о реализации на плате оптической системы со спектральным уплотнением каналов. Даже если скорость модуляции одного такого канала составит 10 Гб/с, совокупная скорость передачи многоканального источника на основе КТ-лазера может достичь 0.5 Тб/с.

Отметим, что существуют и другие возможности управления резонансной длиной волны. Например, в [91] сообщалось о сдвиге длины волны вблизи 1.5 мкм на 10 нм с помощью электромеханического смещения подвижной части микрорезонатора на 1 мкм (что соответствовало изменению размеров МКР на 1.7%). В числе более экзотических способов следует упомянуть продемонстрированную в [92] возможность настройки длины волны на крайнюю меру на 0.5 нм с помощью управляемого напряжением покрытия части волновода полимерного МКР каплей жидкости (водного раствора Na_2SO_4), изменяющей эффективный показатель преломления.

7. Заключение

Сегодня мы становимся свидетелями того, как у самоорганизующихся КТ появляется новая область для приборных применений, связанная с возможностью использования светоизлучающих приборов с активной областью на основе КТ для реализации оптических межсоединений на плате. Получившее активное развитие в последние годы направление исследований нацелено на создание температурно-стабильных микродисковых или микрокольцевых лазеров, которые затем могут быть гибридно интегрированы с кремниевой фотоникой. В этой области достигнуты температуры генерации свыше 100°C, продемонстрирована возможность переноса микрорезонаторов на кремний без ухудшения их качества, реализован непрерывный режим генерации, в том числе при инжекционной накачке, показана достижимость сильной дискриминации побочных мод, а также низкая температурная чувствительность длины волны излучения.

Эти достижения базируются на таких особенностях массивов КТ, как глубокая локализация носителей в активной области, управление длиной волны излучения в широких пределах (вплоть до 1.3 мкм) на подложках GaAs, подавление чувствительности к рекомбинации на боковых стенках, возможность достижения высоких значений оптического усиления с помощью вертикального мультиплицирования рядов КТ.

Параллельно развивается альтернативный подход, который базируется на сочетании КТ-лазера с традиционной конструкцией резонатора, способного, однако, излучать в режиме лазерной генерации в широком спектральном диапазоне, и массива модуляторов на основе микрокольцевых резонаторов. На сегодня в этом направлении сделаны лишь первые шаги, но его развитие сулит возможность реализации на плате оптических систем со спектральным уплотнением каналов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение №8200), РФФИ (грант №13-02-12032 оф_м), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов», Программы фундаментальных исследований ОНИТРАН

№5 «Фундаментальные проблемы физики и технологии эпитаксиальных наноструктур и приборов на их основе».

- Langenfelder T., Grothe H. *Electron. Lett.*, **34**, 2034 (1998).
- Suzuki N., Hatakeyama H., Fukatsu K., Anan T., Yashiki K., Tsuji M. *Conf. OFC (Anaheim, CA, USA, 2006, OFA4)*.
- Blokhin S.A., Lott J.A., Mutig A., Fiol G., Ledentsov N.N., Maximov M.V., Nadochiy A.M., Shchukin V.A., Bimberg D. *Electron. Lett.*, **45**, 501 (2009).
- Westbergh P., Safaisini R., Haglund E., Kögel B., Gustavsson J.S., Larsson A., Geen M., Lawrence R., Joel A. *Electron. Lett.*, **48**, 1145 (2012).
- Moser P., Hofmann W., Wolf P., Lott J.A., Larisch G., Payusov A., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 231106 (2011).
- Kash J.A., Doany F.E., Schares L., et. al. *Conf. OFC (Anaheim, CA, USA, 2006, OFA3)*.
- Cheng J., Yang K., Patel K.M., Eustis T., Jin X.-J., Luong S.Q., Guilfoyle P.S. *Avionics, Fiber-Optics and Photonics Technol. Conf. (Victoria, BC, Canada, 2007, p. 36)*.
- Bardinal V., Camps T., Reig B., Barat D., Daran E., Doucet J.B. *Adv. Opt. Technol.*, **2011**, 609643 (2011).
- McCall S.L., Levi A.F.J., Slusher R.E., Pearton S.J., Logan R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 289 (1992).
- Slusher R.E., Levi A.F.J., Mohideen U., McCall S.L., Pearton S.J., Logan R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 1310 (1993).
- Levi A.F.J., Slusher R.E., McCall S.L., Tanbun-Ek T., Coblenz D.L., Pearton S.J. *Electron. Lett.*, **28**, 1010 (1992).
- Baba T., Fujita M., Sakai A., Kihara M., Watanabe R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 878 (1997).
- Fujita M., Inoshita K., Baba T. *Electron. Lett.*, **34**, 278 (1998).
- Gayral B., Gerard J.M., Lemaître A., Dupuis C., Manin L., Pelouard J.L. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1908 (1999).
- Cao H., Xu J.Y., Xiang W.H., Ma Y., Chang S.-H., Ho S.T., Solomon G.S. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 3519 (2000).
- Michler P., Kiraz A., Zhang L., Becher C., Hu E., Imamoglu A. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 184 (2000).
- Zhukov A.E., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Vasil'ev A.P., Semenova E.S., Maleev N.A., Ustinov V.M., Kulagina M.M., Nikitina E.V., Soshnikov I.P., Shernyakov Yu.M., Lvshits D.A., Kryzhanovskaya N.V., Sizov D.S., Maximov M.V., Tsatsul'nikov A.F., Ledentsov N.N., Bimberg D., Alferov Zh.I. *Physica E*, **17**, 589 (2003).
- Shchekin O.B., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2758 (2002).
- Fathpour S., Mi Z., Bhattacharya P., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Krestnikov I.L., Kozhukhov A.V., Ledentsov N.N. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5164 (2004).
- Tanaka Y., Ishida M., Takada K., Yamamoto T., Song H.-Z., Nakata Y., Yamaguchi M., Nishi K., Sugawara M., Arakawa Y. *Conf. CLEO (San Jose, CA, USA, 2010, CTuZ1)*.
- <http://www.qdlaser.com>.
- Kageyama T., Nishi K., Yamaguchi M., Mochida R., Maeda Y., Takemasa K., Tanaka Y., Yamamoto T., Sugawara M., Arakawa Y. *Conf. CLEO (Munich, Germany, 2011, PDA1)*.
- Ouyang D., Ledentsov N.N., Bimberg D., Kovsh A.R., Zhukov A.E., Mikhlin S.S., Ustinov V.M. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, L53 (2003).
- Moore S.A., O'Faolain L., Cataluna M.A., Flynn M.B., Kotlyar M.V., Krauss T.F. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1861 (2006).
- Dingle R., Henry C.H. U.S. Patent 3, 982, 207 (1976).
- Arakawa Y., Sakaki H. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 939 (1982).
- Shchukin V.A., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Epitaxy of Nanostructures (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2004)*.
- Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Егоров А.Ю., Жуков А.Е., Максимов М.В., Табатадзе И.Г., Копьев П.С. *ФТП*, **28**, 1483 (1994).
- Egorov A.Yu., Zhukov A.E., Kop'ev P.S., Ledentsov N.N., Maksimov M.V., Ustinov V.M. *8th Int. Conf. MBE (Osaka, Japan, 1994, p. 385)*.
- Egorov A.Yu., Жуков А.Е., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Максимов М.В., Устинов В.М., Цацульников А.Ф., Берг Н.А., Косогов А.О., Бимберг Д., Алферов Ж.И. *ФТП*, **30**, 1682 (1996).
- Ustinov V.M., Egorov A.Yu., Kovsh A.R., Zhukov A.E., Maksimov M.V., Tsatsul'nikov A.F., Gordeev N.Yu., Zaitsev S.V., Shernyakov Yu.M., Bert N.A., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bohrer J., Bimberg D., Kosogov A.O., Werner P., Gosele U. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 689 (1997).

32. Жуков А.Е., Ковш А.Р., Егоров А.Ю., Малеев Н.А., Устинов В.М., Воловик Б.В., Максимов М.В., Цацульничков А.Ф., Леденцов Н.Н., Шерняков Ю.М., Лунев А.В., Мусихин Ю.Г., Берг Н.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И. *ФТП*, **33**, 180 (1999).
33. Ustinov V.M., Maleev N.A., Zhukov A.E., Kovsh A.R., Egorov A.Yu., Lunev A.V., Volovik B.V., Krestnikov I.L., Musikhin Yu.G., Bert N.A., Kop'ev P.S., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bimberg D. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2815 (1999).
34. Zhukov A.E., in *Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology – New Series*. Ed. by H. Weber, P. Loosen, R. Poprawe (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2011, Vol. VIII/1B3, p. 95–131).
35. Maximov M.V., Ustinov V.M., Zhukov A.E., Kryzhanovskaya N.V., Payusov A.S., Novikov I.I., Gordeev N.Yu., Shernyakov Yu.M., Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Kovsh A. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 105004 (2008).
36. Amano T., Aoki S., Sugaya T., Komori K., Okada Y. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **13**, 1273 (2007).
37. Freisem S., Ozgur G., Shavritranuruk K., Chen H., Deppe D.G. *Electron. Lett.*, **44**, 679 (2008).
38. Deppe D.G., Shavritranuruk K., Ozgur G., Chen H., Freisem S. *Electron. Lett.*, **45**, 54 (2009).
39. Tanaka Y., Ishida M., Maeda Y., Akiyama T., Yamamoto T., Song H.-Z., Yamaguchi M., Nakata Y., Nishi K., Sugawara M., Arakawa Y. *Conf. OFC (San Diego, CA, USA, 2009, OWJ1)*.
40. Rayleigh L. *Philos. Mag.*, **20**, 1001 (1910).
41. Garrett C.G.B., Kaiser W., Bond W.L. *Phys. Rev.*, **124**, 1807 (1961).
42. Grudinin I.S., Ilchenko V.S., Maleki L. *Phys. Rev. A*, **74**, 063806 (2006).
43. Borselli M., Srinivasan K., Barclay P.E., Painter O. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3693 (2004).
44. Borselli M., Johnson T.J., Painter O. *Opt. Express*, **13**, 1515 (2005).
45. Zhukov A.E., Maximov M.V., Gordeev N.Yu., Savelyev A.V., Kryzhanovskaya N.V., Shernyakov Y.M., Nadtochiy A.M., Payusov A.S., Zubov F.I., Korenev V.V. *Int. Conf. Nonlinear Optics/Laser Applications and Technol. Conf. (Moscow, Russia, 2013, Plenary 2)*.
46. Городецкий М.Л. *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (М.: Физматлит, 2011).
47. *Properties of aluminum gallium arsenide*. Ed. by S. Adachi (London, UK: INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, 1993).
48. Крыжановская Н.В., Блохин С.А., Максимов М.В., Надточий А.М., Жуков А.Е., Федорова К.В., Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Ильинская Н.Д., Бимберг Д. *ФТП*, **45**, 992 (2011).
49. Astratov V.N., Yang S., Lam S., Jones B.D., Sanvitto D., Whittaker D.M., Fox A.M., Skolnick M.S., Tahraoui A., Fry P.W., Hopkinson M. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 071115 (2007).
50. Hill M.T., Anantathanasarn S., Zhu Y., Oei Y.-S., van Veldhoven P.J., Smit M.K., Nötzel R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 446 (2008).
51. Mao M.-H., Chien H.-C., Hong J.-Z., Cheng C.-Y. *Opt. Express*, **19**, 14145 (2011).
52. Choquette K.D., Geib K.M., Ashby C.I.H., Twisten R.D., Blum O., Hou H.Q., Follstaedt D.M., Hammons B.E., Mathes D., Hull R. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **3**, 916 (1997).
53. Srinivasan K., Borselli M., Johnson T.J., Barclay P.E., Painter O., Stintz A., Krishna S. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 151106 (2005).
54. Walther H., Varcoe B.T.H., Englert B.-G., Becker T. *Rep. Prog. Phys.*, **69**, 1325 (1996).
55. Ide T., Baba T., Tatebayashi J., Iwamoto S., Nakaoka T., Arakawa Y. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1326 (2004).
56. Ide T., Baba T., Tatebayashi J., Iwamoto S., Nakaoka T., Arakawa Y. *Opt. Express*, **13**, 1615 (2005).
57. Yang T., Shchekin O., O'Brien J.D., Deppe D.G. *Electron. Lett.*, **39**, 1657 (2003).
58. Yang T., Cao J.-R., Lee P.-T., Shih M.-H., Shafiiha R., Farrell S.G., O'Brien J.D., Shchekin O., Deppe D.G. *Conf. CLEO (Baltimore, MD, USA, 2003, CWK3)*.
59. Крыжановская Н.В., Жуков А.Е., Надточий А.М., Словинский И.А., Максимов М.В., Кулагина М.М., Савельев А.В., Аракчеева Е.М., Задиранов Ю.М., Трошков С.И., Липовский А.А. *ФТП*, **46**, 1063 (2012).
60. McCauley J.A., Donnelly V.M., Veron M., Taha I. *Phys. Rev. B*, **49**, 7408 (1994).
61. Крыжановская Н.В., Жуков А.Е., Надточий А.М., Максимов М.В., Моисеев Э.И., Кулагина М.М., Савельев А.В., Аракчеева Е.М., Липовский А.А., Зубов Ф.И., Kapsalis A., Mesaritakis C., Syvridis D., Mintairov A., Livshits D. *ФТП*, **47**, 1396 (2013).
62. Крыжановская Н.В., Блохин С.А., Гладышев А.Г., Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Аракчеева Е.М., Танклевская Е.М., Жуков А.Е., Васильев А.П., Семенова Е.С., Максимов М.В., Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шток Э., Бимберг Д. *ФТП*, **40**, 1128 (2006).
63. Zhukov A.E., Kryzhanovskaya N.V., Savelyev A.V., Nadtochiy A.M., Arakcheeva E.M., Zubov F.I., Korenev V.V., Maximov M.V., Shernyakov Yu.M., Kulagina M.M., Slovinskiy I.A., Livshits D.A., Kapsalis A., Mesaritakis Ch., Syvridis D., Mintairov A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **8552**, 855202 (2012).
64. Надточий А.М., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Жуков А.Е., Моисеев Э.И., Кулагина М.М., Вашанова К.А., Задиранов Ю.М., Мухин И.С., Аракчеева Е.М., Livshits D., Липовский А.А. *Письма в ЖТФ*, **23**, 70 (2013).
65. Zhang L., Hu E. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 319 (2003).
66. Ushigome R., Fujita M., Sakai A., Baba T., Kokubun Y. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 6364 (2002).
67. Munsch M., Claudon J., Malik N.S., Gilbert K., Grosse P., Gerard J.-M., Albert F., Langer F., Schlereth T., Pieczarka M.M., Hofling S., Kamp M., Forchel A., Reitzenstein S. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 031111 (2012).
68. Cao H., Deng H., Ling H., Liu C., Smagley V.A., Caldwell R.B., Smolyakov G.A., Gray A.L., Lester L.F., Eliseev P.G., Osinski M. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 203117 (2005).
69. Van Campenhout J., Rojo-Romeo P., Regreny P., Seassal C., Van Thourhout D., Di Cioccio L., Lagahe C., Fedeli J.-M., Baets R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6898**, 68980L (2008).
70. Liang D., Fiorentino M., Srinivasan S., Bowers J.E., Beausoleil R.G. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **17**, 1528 (2011).
71. Marcattili E.A.J. *Bell Syst. Tech. J.*, **48**, 2103 (1969).
72. Varangis P.M., Li H., Liu G.T., Newell T.C., Stintz A., Fuchs B., Malloy K.J., Lester L.F. *Electron. Lett.*, **36**, 1544 (2000).
73. Kovsh A., Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Weimert J., Zhukov A. *Opt. Lett.*, **32**, 793 (2007).
74. Lee C.-S., Guo W., Basu D., Bhattacharya P. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 101107 (2010).
75. Rafailov E.U., Cataluna M.A., Sibbett W., Il'inskaya N.D., Zadiranov Yu.M., Zhukov A.E., Ustinov V.M., Livshits D.A., Kovsh A.R., Ledentsov N.N. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 081107 (2005).
76. Gubenko A., Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Kovsh A., West L., Bornholdt C., Grote N., Zhukov A. *Electron. Lett.*, **43**, 1430 (2007).
77. Xu Q., Schmidt B., Pradhan S., Lipson M. *Nature*, **435**, 325 (2005).
78. Soref R.A., Bennett B.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 123 (1987).
79. Van Campenhout J., Liu L., Romeo P.R., Van Thourhout D., Seassal C., Regreny P., Di Cioccio L., Fedeli J.-M., Baets R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 1345 (2008).
80. Gubenko A., Kovsh A., Wojcik G., Livshits D., Krestnikov I., Mikhrin S. U.S. Patent 8, 411, 711 (2013).
81. Xu Q., Schmidt B., Shakya J., Lipson M. *Opt. Express*, **14**, 9430 (2006).
82. Dong P., Liao S., Feng D., Liang H., Zheng D., Shafiiha R., Kung C.-C., Qian W., Li G., Zheng X., Krishnamoorthy A.V., Asghari M. *Opt. Express*, **17**, 22484 (2009).
83. Xu Q., Manipatruni S., Schmidt B., Shakya J., Lipson M. *Opt. Express*, **15**, 430 (2007).
84. Manipatruni S., Qianfan X., Schmidt B., Shakya J., Lipson M. *IEEE Proc. Lasers and Electro-Optics Soc. (Lake Buena Vista, FL, USA, 2007, p. 537)*.
85. Wojcik G.L., Yin D., Kovsh A.R., Gubenko A.E., Krestnikov I.L., Mikhrin S.S., Livshits D.A., Fattal D.A., Fiorentino M., Beausoleil R.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7230**, 72300M (2009).
86. Rasras M.S., Gill D.M., Patel S.S., White A.E., Tu K., Chen Y., Carothers D.N., Pomerene A.T., Grove M.J., Sparacin D., Michel J., Beals M.A., Kimerling L.C. *Conf. OFC (Anaheim, CA, USA, 2006, PDP13)*.
87. Chen L., Sherwood-Droz N., Lipson M. *Opt. Lett.*, **32**, 3361 (2007).
88. Shen X., Han K., Liu H.-S., Li H., Tang G. *Int. Workshop Metamaterials (Nanjing, China, 2008, p. 149)*.
89. Weiss D., Sandoghdar V., Hare J., Lef'evre-Seguin V., Raimond J., Haroche S. *Opt. Lett.*, **22**, 1835 (1995).
90. Little B.E., Laine J.T., Chu S.T. *Opt. Lett.*, **22**, 4 (1997).
91. Ikeda T., Hane K. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 221113 (2013).
92. Shamai R., Levy U. *Opt. Express*, **17**, 1116 (2009).