

Эффективные излучатели одиночных фотонов на основе селективно-позиционированных InAs-квантовых точек и брэгговских микрорезонаторов

© В.А. Гайслер^{*+◦¶}, А.В. Гайслер*, А.С. Ярошевич*, И.А. Дерезев*, М.М. Качанова*, Ю.А. Живодков*, Т.А. Гаврилова*, А.С. Медведев*, Л.А. Ненашева*, К.В. Грачев*, В.К. Сандырев*, А.С. Кожухов[◦], В.М. Шаяхметов*, А.К. Калагин*, А.К. Бакаров^{*◦}, Д.В. Дмитриев*, А.И. Торопов*, Д.В. Щеглов*, А.В. Латышев^{*◦}, А.Л. Асеев*

* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук им. А.В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия

+ Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

◦ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Разработана и реализована конструкция полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов, сочетающая в себе эффективную токовую накачку селективно-позиционированных InAs-квантовых точек в пределах микронной апертуры, высокую внешнюю квантовую эффективность и низкую расходимость излучения.

1. Введение

Исследования в области мезоскопической квантовой оптики относятся к числу наиболее актуальных задач современной физики, так как они открывают новые перспективы в изучении эффектов квантовой электродинамики, в разработке сверхминиатюрных неклассических излучателей для квантовых информационных систем: излучателей одиночных фотонов (ИОФ) и излучателей пар „запутанных“ фотонов (ИПЗФ) [1–6].

Приборная реализация эффективных излучателей одиночных фотонов относится к числу наиболее сложных задач нанотехнологий. Для ее выполнения необходимо:

- 1) локализовать квантовую систему,
- 2) эффективно накачать ее,
- 3) эффективно собрать излучение.

Все три перечисленные выше проблемы принципиально разрешимы с использованием современных полупроводниковых технологий, позволяющих интегрировать одиночную полупроводниковую квантовую точку (КТ) в полупроводниковый микрорезонатор. Неоспоримым достоинством полупроводниковых ИОФ является также возможность токовой накачки КТ, что позволяет разрабатывать полностью твердотельные излучатели в виде миниатюрных светоизлучающих диодов.

В последние годы направления исследований в этой области сосредоточены на поисках оптимальных технологий получения и позиционирования квантовых точек, на разработке наиболее эффективных способов накачки полупроводниковых квантовых точек, на разработке конструкции микрорезонатора, обеспечивающего максимальную внешнюю квантовую эффективность и минимальную расходимость излучения [5–13].

В данной статье приводятся результаты разработки и реализации полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для ИОФ с токовой накачкой, в котором $Al_xGa_{1-x}As$ -кольцо обеспечивает высокий уровень токового и оптического ограничения, а также используется для селективного позиционирования КТ в пределах токовой и оптической апертуры. В отличие от предыдущих конструкций [7–10] микрорезонатор не содержит оксидных апертурных слоев, задающих высокий уровень механических напряжений, что делает его устойчивым к термоциклированию и работе при криогенных температурах.

2. Конструкция и характеристики микрорезонатора

Схема брэгговского микрорезонатора для ИОФ приведена на рис. 1. Он содержит два полупроводниковых

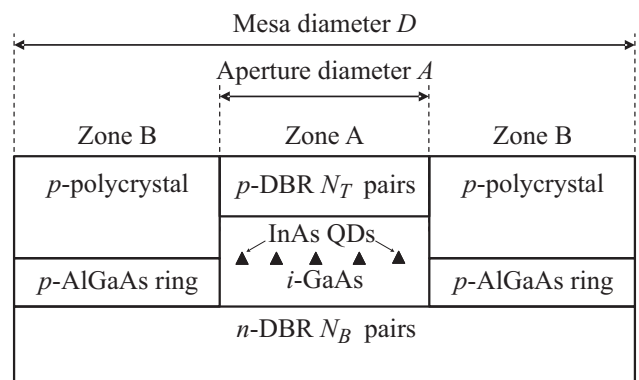


Рис. 1. Схема однофотонного излучателя на основе квантовых точек и брэгговского микрорезонатора.

¶ E-mail: haisler@isp.nsc.ru

брэгговских отражателя (РБО) p - и n -типа легирования. Верхнее выходное зеркало содержит N_T пар $\lambda/4$ чередующихся слоев GaAs и $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$, нижнее зеркало образовано N_B парами $\lambda/4$ чередующихся слоев GaAs и AlAs. Между зеркалами располагается нелегированный слой GaAs толщиной λ . По середине GaAs-слоя в максимуме стоячей волны микрорезонатора находится слой InAs КТ, которые возбуждаются при пропускании тока через $p-i-n$ -структуру. На рис. 1 InAs КТ обозначены треугольниками. Слой i -GaAs с InAs КТ имеет форму диска с диаметром A . Этот слой окружен кольцом $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ p -типа легирования толщиной $\lambda/4$ с внешним диаметром D . Кольцо $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ задает токовую и оптическую апертуру излучателя (зона A). Над этим кольцом (зона B) располагается поликристаллическое кольцо p -типа проводимости, из которого осуществляется инжекция дырок в апертурную область.

Из-за наличия широкозонного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -кольца ($x \approx 0.6$) ток преимущественно протекает в пределах апертурной области, образованной слоем GaAs, содержащего InAs КТ. Согласно расчетам вольт-амперных характеристик для гетероструктур зоны A и зоны B , эффективность токового ограничения, задаваемая отношением плотностей тока в этих зонах $K_{CC} = j_A/j_B$, находится на уровне не ниже 10^3 .

Важнейшим параметром однофотонного излучателя является параметр внешней квантовой эффективности. Применительно к ИОФ на основе одиночных полупроводниковых КТ он задается отношением числа фотонов, формирующих выходной сигнал, к числу электронно-дырочных пар, инжектированных в КТ.

Внешняя квантовая эффективность излучателя η_{external} определяется произведением двух сомножителей:

$$\eta_{\text{external}} = \eta_{\text{internal}} \times \eta_{\text{extraction}}. \quad (1)$$

В совершенных бездефектных КТ первый сомножитель — внутренняя квантовая эффективность может достигать $\eta_{\text{internal}} \approx 1$ [5,6,11–13]. Таким образом, величина внешней квантовой эффективности однофотонного излучателя определяется значением коэффициента вывода излучения $\eta_{\text{extraction}}$. При разработке микрорезонатора его конструкция оптимизировалась с целью достижения максимального значения $\eta_{\text{external}} \approx \eta_{\text{extraction}}$ фундаментальной моды. Были проведены расчеты основных характеристик фундаментальной моды, таких как: частота фундаментальной моды ω_{cavity} , распределение электрических и магнитных полей, распределение потока электромагнитной энергии (вектор Пойтинга), добротность микрорезонатора для фундаментальной моды Q , объем фундаментальной моды V , ее эффективный диаметр D_{eff} и фактор Парселла F_p [5]. Расчеты выполнялись с использованием одномерной модели характеристических матриц [14] и трехмерной модели собственных мод [15]. Внешняя квантовая эффективность излучателя расчи-

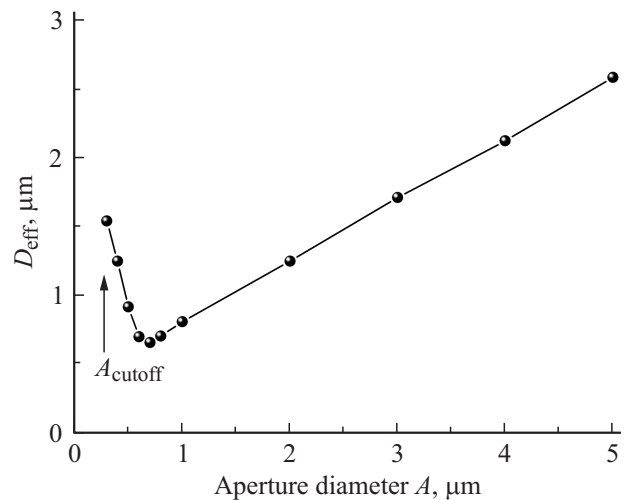


Рис. 2. Зависимость эффективного диаметра моды D_{eff} от диаметра апертуры A для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ и $N_T = 2$ периодов в нижнем и верхнем РБО.

тывалась следующим образом [5]:

$$\eta_{\text{external}} \approx \eta_{\text{extraction}} = \beta_{\text{coupl}} \times \eta_{\text{conf}}. \quad (2)$$

Здесь β_{coupl} — эффективность связи фотона с фундаментальной модой, которая задается фактором Парселла [5], и η_{conf} — конфигурационный параметр фундаментальной моды, задающий отношение мощности потока, формирующего выходной сигнал излучателя, к суммарной мощности потерь в микрорезонаторе. Для достижения больших значений β_{coupl} одновременно требуется большое значение Q и минимальное значение V . Объем моды V определяется эффективностью локализации энергии электромагнитного поля в аксиальном и латеральном направлениях микрорезонатора. Брэгговские GaAs/AlGaAs зеркала задают эффективную локализацию энергии в аксиальном направлении. Эффективная локализация энергии электромагнитного поля в латеральном направлении обеспечивается $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ -кольцом с относительно низким показателем преломления в сравнении с показателями преломления материалов GaAs и InAs, образующих апертурную область. Эффективность оптического ограничения в латеральном направлении для данного типа микрорезонаторов иллюстрирует рис. 2. На рис. 2 приведена зависимость эффективного диаметра моды D_{eff} от диаметра апертуры A . Эффективный диаметр моды D_{eff} определялся согласно выражению [5]

$$D_{\text{eff}} = \frac{\int \varepsilon(r)|E(r)|^2 dr}{\max(\varepsilon(r)|E(r)|^2)}, \quad (3)$$

где $\varepsilon(r)$ — диэлектрическая проницаемость и $E(r)$ — электрическое поле моды. Интегрирование производится вдоль латерального направления r в сечении микрорезонатора, соответствующем максимуму стоячей волны. Зависимость $D_{\text{eff}}(A)$ носит немонотонный характер.

По мере уменьшения диаметра апертуры A диаметр моды D_{eff} уменьшается. Однако при очень малых значениях $A < \lambda$ апертура уже не обеспечивает эффективную локализацию энергии моды в латеральном направлении, в этой области с уменьшением A диаметр моды возрастает. Минимальное значение D_{eff} достигается при $A \approx 0.8$ мкм. При $A_{\text{cutoff}} \approx 0.35$ мкм происходит отсечка фундаментальной моды, при $A \rightarrow 0$ она преобразуется в плоскую волну. Вплоть до значений $A \approx 0.7$ мкм эффективность оптического ограничения $K_{\text{OC}} = D_{\text{eff}}/A < 1$.

Объем моды V , добротность Q , фактор Парселла F_P и параметры β_{coupl} , β_{conf} рассчитывались с использованием следующих выражений:

$$V = \frac{\iiint \varepsilon(\bar{r}) |E(\bar{r})|^2 d^3\bar{r}}{\max(\varepsilon(\bar{r}) |E(\bar{r})|^2)}, \quad (4)$$

здесь интегрирование проводится по объему микрорезонатора;

$$Q = \frac{\iiint \frac{D E + B H}{2} dV}{\sum \iint S dS} \omega_{\text{cavity}}, \quad (5)$$

здесь D , B — индукции электрического и магнитного поля; E , H — напряженности электрического и магнитного поля, ω_{cavity} — частота фундаментальной моды, S — вектор Пойтинга, интегрирование проводится по объему микрорезонатора при вычислении энергии моды (числитель) и по поверхностям, ограничивающим объем микрорезонатора, при вычислении мощности потерь (знаменатель);

$$F_P = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V}, \quad (6)$$

$$\beta_{\text{coupl}} = \frac{F_P}{F_P + 1}, \quad (7)$$

$$\eta_{\text{conf}} = \frac{\iint S_{\text{out}} dS}{\sum \iint S dS}, \quad (8)$$

в числителе интегрирование проводится по верхней поверхности микрорезонатора, в знаменателе — по всем поверхностям, ограничивающим объем микрорезонатора.

На рис. 3 представлены результаты расчетов внешней квантовой эффективности η_{external} для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ пар слоев в нижнем зеркале (коэффициент отражения зеркала 97.8%), варьируемыми параметрами являлись диаметр апертуры A и число пар слоев в верхнем зеркале N_T . Максимальное значение $\eta_{\text{external}} = 59\%$ достигается при $A = 0.8$ мкм и $N_T = 8$. При $A < 0.8$ мкм возрастает D_{eff} (рис. 2), что задает увеличение модового объема V , снижение F_P , β_{coupl} и η_{external} . Снижение η_{external} при $A > 0.8$ мкм также связано с ростом D_{eff} , V и уменьшением β_{coupl} . При постоянном A с увеличением $N_T > 8$ уменьшение внешней квантовой эффективности η_{external} обусловлено снижением уровня η_{conf} , который для симметричного резонатора ($N_B = N_T$) не может превосходить значения 0.5. С уменьшением $N_T < 8$ причиной снижения η_{external} является значительное уменьшение добротности. Так, для $A = 0.8$ мкм и

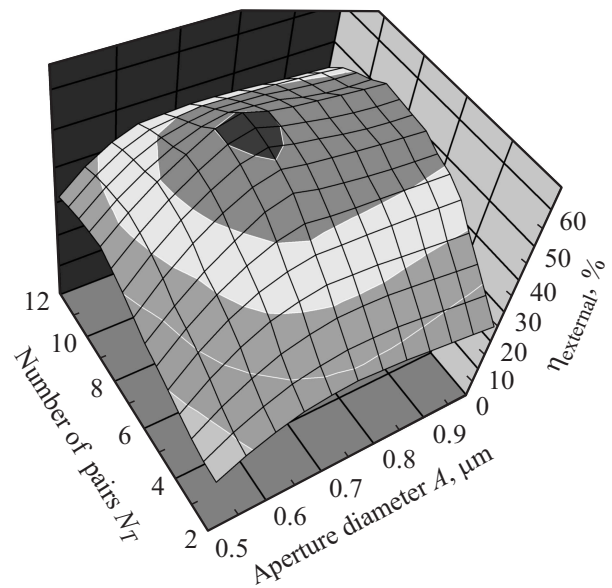


Рис. 3. Внешняя квантовая эффективность для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ пар слоев в нижнем зеркале, в зависимости от диаметра апертуры A и числа пар слоев в верхнем зеркале N_T .

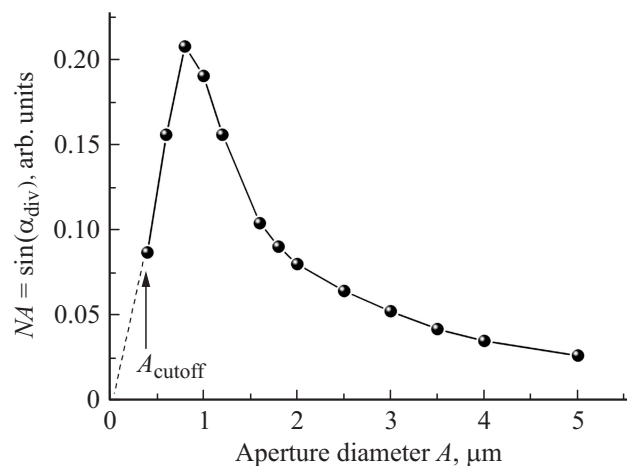


Рис. 4. Зависимость $NA = \sin(\alpha_{\text{div}})$ от диаметра апертуры A для микрорезонатора с $N_B = 15$ и $N_T = 2$.

$N_T = 8$ $Q \approx 500$, а для $A = 0.8$ мкм и $N_T = 2$ $Q \approx 80$, что влечет за собой уменьшение F_P , β_{coupl} и η_{external} .

Дальнейшее увеличение внешней квантовой эффективности может быть достигнуто в микрорезонаторах с предельно высоким уровнем добротности $\sim 10^4$. В этом случае F_P может превышать уровень 10, β_{coupl} превышать уровень 90% и η_{conf} также может превышать 90% уровень для асимметричных микрорезонаторов. Расчеты для микрорезонаторов с $N_B = 35$ (коэффициент отражения 99.85%) и N_T в интервале 15–25 демонстрируют значения $\eta_{\text{external}} \geq 80\%$. Максимальное значение $\eta_{\text{external}} = 88.4\%$ получено при расчете характеристик микрорезонатора с $N_B = 35$ и $N_T = 19$.

Проведен расчет расходимости излучения фундаментальной моды микрорезонатора. Угол расходимости α_{div} определялся по уровню $1/e^2$ плотности мощности выходного излучения. Результаты расчета для микрорезонатора с $N_B = 15$ и $N_T = 2$ приведены на рис. 4, где представлена зависимость числовой апертуры $NA = \sin(\alpha_{\text{div}})$ от диаметра апертуры микрорезонатора A . Максимальный уровень расходимости $NA \approx 0.21$ достигается при $A = 0.8$ мкм, где эффективный диаметр моды D_{eff} имеет наименьшее значение (рис. 2). Как видно из рисунка, разработанный микрорезонатор характеризуется низким уровнем расходимости излучения $NA \leq 0.2$, что обеспечивает высокую эффективность ввода излучения в стандартное оптическое волокно.

3. Экспериментальные результаты

На основе разработанной конструкции микрорезонатора были изготовлены лабораторные образцы излучателей. Излучатель формируется в несколько этапов. Первый этап заключается в выращивании методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке n -GaAs с ориентацией (001) нижнего РБО n -типа легирования и $\lambda/4$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ слоя p -типа легирования (рис. 1). Рост структур проводился на установке Riber C21. После чего с использованием жидкостного травления формируется кольцо p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с внешним диаметром D и внутренним диаметром A (рис. 1). Диаметр мезы D составляет 18 мкм, диаметр апертуры A варьируется в интервале 1–10 мкм. При формировании кольца глубина травления задавалась с небольшим превышением толщины p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ слоя, реальная глубина травления определялась с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ) и учитывалась при проведении повторного роста. Затем на установке МЛЭ осуществляется повторный рост, при котором выращивается нелегированный слой GaAs, содержащий InAs КТ. Слой InAs КТ выращивался по механизму Странского–Крастанова [11–13]. На поверхности GaAs выращивается нелегированный слой InAs критической толщины (~ 1.8 монослоя), по достижении которой формируется массив самоорганизованных InAs КТ. Слой InAs КТ зарастается нелегированным слоем GaAs с толщиной $\lambda/2$. На поверхности этого слоя выращивается верхний РБО p -типа легирования. Чтобы достичь требуемые оптические характеристики микрорезонатора и необходимую плотность КТ, режимы роста тщательно подбирались и корректировались с учетом спектральных данных по фотолюминесценции и отражению, полученных на тестовых структурах. Был проведен ряд экспериментов, в которых плотность КТ варьировалась в широких пределах, $\sim 10^7$ – 10^{10} см $^{-2}$, что задавалось толщиной InAs-слоя, а также временем ростовой паузы между окончанием роста слоя InAs и началом роста GaAs. Для дальнейших исследований выбирались структуры с оптимальной плотностью КТ, в которых в пределах

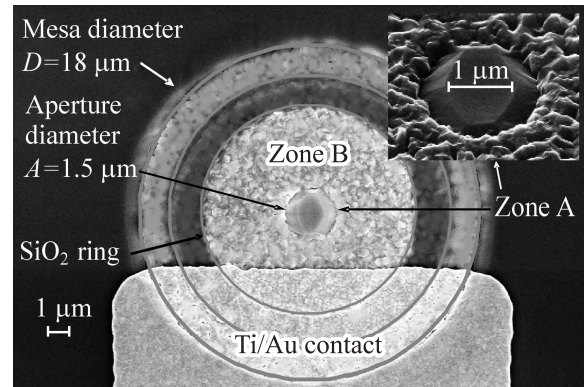


Рис. 5. Изображение излучателя, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, с $D = 18$ мкм, $A \approx 1.5$ мкм, $N_B = 15$, $N_T = 2$.

резонансной полосы в спектрах электролюминесценции проявляются пики, отвечающие излучению одиночных InAs КТ. Плотность КТ в этих структурах составляла $\sim 10^8$ – 10^9 см $^{-2}$. Отклонение экспериментального значения резонансной длины волны микрорезонаторов от расчетного не превышало 1–2%. На последнем этапе изготовления излучателей наносились диэлектрические слои и формировались контактные площадки (рис. 5).

Квантовые точки, находящиеся в пределах внутреннего диаметра A (зона А, рис. 1), расположены в области p – n -перехода, поэтому они могут эффективно возбуждаться при подаче положительного смещения на структуру. Как отмечалось, в зоне В плотность тока значительно ниже и, кроме того, КТ, находящиеся в этой зоне, не могут возбуждаться при пропускании тока, так как они находятся в p -области структуры.

Условия для повторного роста в зоне А и В существенно отличаются друг от друга. В пределах зоны А повторный рост начинается со слоя GaAs и осуществляется в штатном режиме, при этом формируются высококачественные КТ и совершенные РБО, что подтверждается данными по фотолюминесценции и отражению. В зоне В повторный рост начинается со слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.6$), содержащего трудно удаляемые окислы алюминия, что приводит к значительному ухудшению качества выращиваемых слоев, к образованию поликристаллических областей (рис. 1, 5). В этих условиях КТ практически не образуются или образуются дефектные КТ с нулевой квантовой эффективностью, что подтверждается спектральными данными по фотолюминесценции.

Два названных фактора обеспечивают эффективное позиционирование КТ в пределах апертуры А.

На рис. 5 приведено изображение излучателя, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), на котором отчетливо видна монокристаллическая апертурная область (зона А) и поликристаллическая область (зона В). Диаметр апертуры $A \approx 1.5$ мкм.

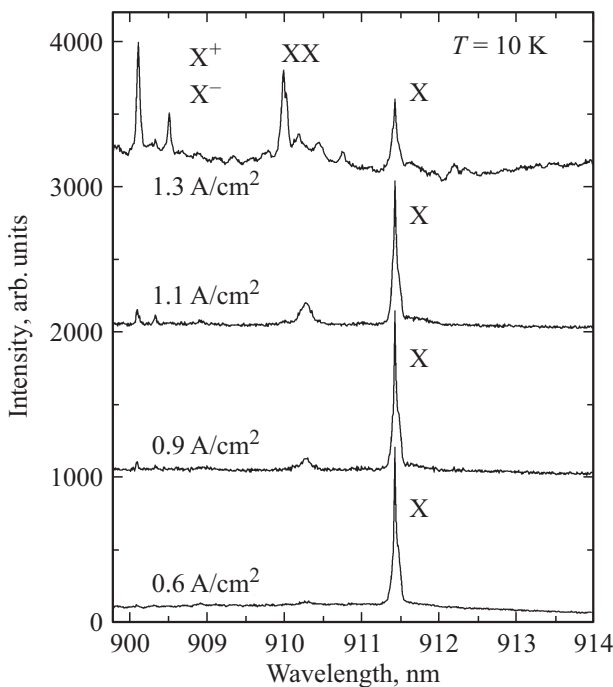


Рис. 6. Спектры электролюминесценции излучателя при $T = 10$ К для плотностей тока накачки 0,6, 0,9, 1,1, 1,3 А/см².

В InAs КТ малого размера, исследуемых в данной работе (спектральный диапазон излучения 0,9–1,0 мкм), электронные и дырочные уровни содержат лишь основные состояния. На электронном уровне могут находиться два электрона с противоположными спинами (проекция спина электронов на ось роста z составляет $\pm 1/2$). В валентной зоне локализуются только тяжелые дырки (проекция моментов на ось роста $\pm 3/2$) [6]. Таким образом, спектр излучения одиночной InAs КТ может содержать набор пиков, соответствующих различным зарядовым состояниям КТ и отвечающих рекомбинации экситонных (X), биекситонных (XX) и трионных состояний (X^+ — один электрон и две дырки в КТ, X^- — два электрона и одна дырка) [5,6,11–13]. При наименьшей мощности возбуждения в спектрах люминесценции в первую очередь проявляются пики экситонов X, при увеличении мощности в спектрах появляются пики биекситонов XX и трионов X^+ , X^- , спектр излучения при этом может содержать все пики одновременно. Любое из перечисленных выше зарядовых состояний КТ (X, XX, X^+ , X^-) при рекомбинации может быть источником одиночных фотонов. Однако для реализации эффективного ИОФ требуется, чтобы спектр содержал лишь один пик. Спектральная фильтрация этих пиков затруднительна, поскольку они сосредоточены в диапазоне нескольких нанометров. Таким образом, наиболее оптимальным является использование низких уровней возбуждения, когда в спектре излучения проявляется лишь один пик, отвечающий рекомбинации экситона X.

Лабораторные образцы излучателей, исследованные в данной работе, содержали $N_B = 15$ периодов в нижнем

РБО и $N_T = 2$ периода в верхнем, что обеспечивает добротность на уровне $Q \approx 80$ и задает ширину резонансной полосы $\Gamma \approx 12$ нм. Были получены структуры, в которых при криогенных температурах и низком уровне возбуждения в пределах резонансной полосы в спектрах электролюминесценции проявляются узкие линии, отвечающие излучению одиночных InAs КТ. На рис. 6 приведены спектры электролюминесценции излучателя, записанные при $T = 10$ К при различных уровнях токового возбуждения. При наименьшем уровне возбуждения в спектре проявляется одиночная линия, отвечающая рекомбинации экситона X (нижний спектр на рис. 6). По мере увеличения накачки в спектре появляются дополнительные пики XX, X^+ , X^- (три верхних спектра рис. 6). Приведенные данные экспериментально подтверждают возможность создания ИОФ на базе разработанной конструкции микрорезонатора.

4. Заключение

Таким образом, в работе предложена и реализована конструкция полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов на основе InAs-квантовых точек с токовой накачкой. Конструкция обеспечивает селективное позиционирование InAs-квантовых точек в пределах апертуры микронного размера, обеспечивает высокий уровень внешней квантовой эффективности и низкий уровень расходимости выходного излучения.

Работа поддержана программой президиума РАН № 24 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“ и Министерством образования и науки РФ. Ряд экспериментов в данной работе проведен на оборудовании Центра коллективного пользования „Наноструктуры“.

Список литературы

- [1] Y. Yamaoto, A. Imamoglu. *Mesoscopic Quantum Optics* (John Wiley & Sons, Inc., 1999).
- [2] D. Bouwmeester, A.K. Ekert, A. Zeilinger. *The Physics of Quantum Information* (Springer, Berlin, 2000).
- [3] Y. Yamaoto, F. Tassone, H. Cao. *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics* (Springer, Berlin, 2000).
- [4] J. Kim, S. Somani, Y. Yamaoto. *Nonclassical Light from Semiconductor Lasers and LEDs* (Springer, Berlin, 2001).
- [5] *Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and Concepts*, ed. by P. Michler (Springer, Berlin, 2003).
- [6] *Single Semiconductor Quantum Dots*, ed. by P. Michler (Springer, Berlin, 2009).
- [7] A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hapfer, D. Bimberg, V.A. Haisler, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.K. Kalagin. *Electron. Lett.*, **42**, 774 (2006).
- [8] A. Lochmann, E. Stock, J.A. Toefflinger, W. Unrau, A. Toropov, A. Bakarov, V. Haisler, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **45**, 566 (2009).

- [9] M.C. Münnix, A. Lochmann, D. Bimberg, V.A. Haisler. *IEEE J. Quant. Electron.*, **45**, 1084 (2009).
- [10] A. Strittmatter, A. Schliwa, J.-H. Schulze, T.D. Germann, A. Dreismann, O. Hitzemann, E. Stock, I.A. Ostapenko, S. Rodt, W. Unrau, V.W. Pohl, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. Haisler. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 093 111 (2012).
- [11] D. Bimberg, M. Grundmann, N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (John Wiley & Sons, Ltd., Chichester, 1999).
- [12] *Semiconductor Nanostructures*, ed. by D. Bimberg (Springer-Verlag, Berlin, 2008).
- [13] *Self-Assembled Quantum Dots*, ed. by Z.M. Wang (Springer Science + Business Media, LLC, N.Y., 2008).
- [14] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media* (John Wiley & Sons, Inc., 1991).
- [15] P. Bienstman, R. Baets, J. Vukusic, A. Larsson, M.J. Noble, M. Brunner, K. Gulden, P. Debernardi, L. Fratta, G.P. Bava, M. Wenzel, B. Klein, O. Conradi, R. Pregla, S.A. Riyopoulos, J.-F.P. Seurin, L.Ch. Shun. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37**, 1618 (2001).

Редактор А.Н. Смирнов

Effective single photon emitters based on selective positioned InAs quantum dots and Bragg microcavities

V.A. Gaisler^{*+°}, A.V. Gaisler^{*}, A.S. Jaroshevich^{*}, I.A. Derebezov^{*}, M.M. Kachanova^{*}, Y.A. Zhivodkov^{*}, T.A. Gavrilova^{*}, A.S. Medvedev^{*}, L.A. Nenasheva^{*}, K.V. Grachev^{*}, V.K. Sandyrev^{*}, A.S. Kozhuhov^{*}, V.M. Shayahmetov^{*}, A.K. Kalagin^{*}, A.K. Bakarov^{*}, D.V. Dmitriev^{*}, A.I. Toropov^{*}, D.V. Shcheglov^{*}, A.V. Latyshev^{*°}, A.L. Aseev^{*}

* Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

+ Novosibirsk State Technical University, 630092 Novosibirsk, Russia

° Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The design of semiconductor Bragg microcavity for single photon emitters has been developed and realized. The construction of microcavity assigns an effective current pumping of selective positioned InAs quantum dots in micron size aperture, high external quantum efficiency and low divergence of output light.