

УДК 621.3.049.77

**ПОЛУПРОВОДИКОВЫЙ БРЭГГОВСКИЙ МИКРОРЕЗОНАТОР
ДЛЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ****А.В. Гайслер, Д.В. Щеглов***Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова*

Эффективные излучатели одиночных фотонов (ИОФ) являются ключевым элементом в реализации систем квантовой криптографии и квантовых вычислений. Одним из перспективных вариантов создания излучателей одиночных фотонов является использование одиночных полупроводниковых квантовых точек, интегрированных в светодиод с микрорезонатором. Такой излучатель представляет собой надежный и миниатюрный твердотельный прибор, который не нуждается в использовании лазерной накачки. В последние годы усилия в этой области сконцентрированы на разработке оптимальной конструкции ИОФ, которая обеспечивает наибольшую внешнюю квантовую эффективность и низкую расходимость выходного излучения. В данной работе предложена и реализована конструкция полупроводникового брэгговского микрорезонатора для излучателей одиночных фотонов на основе InAs квантовых точек. Резонатор состоит из двух полупроводниковых брэгговских зеркал *p*- и *n*-типа легирования, AlGaAs апертурного кольца и слоя InAs квантовых точек, расположенного между брэгговскими зеркалами. В сравнении с предыдущими конструкциями микрорезонаторов, содержащих AlO-апертуры, данный тип микрорезонатора состоит только из согласованных по параметрам решетки полупроводниковых материалов, что обеспечивает надежную работу при криогенных температурах и устойчивость к термоциклированию. В работе показано, что AlGaAs кольцо одновременно выполняет функции эффективной оптической и токовой апертуры. Кроме того, это кольцо обеспечивает эффективное селективное позиционирование InAs квантовых точек в пределах своего внутреннего диаметра, размеры которого составляют единицы микрон. В работе также показано, что внешняя квантовая эффективность в микрорезонаторах данного типа может достигать уровня 80 %, в то время как расходимость выходного излучения не превышает числовой апертуры 0,2, что обеспечивает высокую эффективность ввода излучения в стандартное оптическое волокно. Низкотемпературные спектры электролюминесценции изготовленных диодов содержат узкие пики, отвечающие излучению одиночной InAs квантовой точки, что является экспериментальным подтверждением возможности создания эффективных излучателей одиночных фотонов на основе предложенной конструкции микрорезонатора.

Ключевые слова: излучатели одиночных фотонов, брэгговские микрорезонаторы, полупроводниковые квантовые точки.

DOI: 10.17212/1727-2769-2014-4-21-32

Введение

Неклассические состояния света, в частности однофотонные фоковские состояния, являются важнейшим ресурсом в разработке систем квантовой криптографии и квантовых вычислений, в проведении экспериментов в области фундаментальной квантовой физики [1–4]. Источники одиночных фотонов (ИОФ) с неклассической статистикой излучения могут быть реализованы только на основе изолированной квантовой системы: одиночного атома, молекулы, центра окраски или «искусственного атома» – полупроводниковой квантовой точки [5–13]. Для

Исследование выполнено при финансовой поддержке программы президиума РАН № 24 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры» при поддержке Минобрнауки (согл. № 14.621.21.0004) и в рамках исследований по гранту РФФИ 14-22-00143.

создания эффективных ИОФ одновременно требуется: 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 способов получения и позиционирования квантовых точек, на разработке микрорезонаторов, обеспечивающих максимальную внешнюю квантовую эффективность и минимальную расходимость излучения [5–10, 12].

В данной работе продемонстрирована электролюминесценция одиночных InAs квантовых точек, размещенных в пределах полностью полупроводникового брэгговского микрорезонатора, в котором $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ кольцо микронного размера одновременно выполняет функцию эффективной токовой и оптической апертуры, а также используется для селективного позиционирования КТ в пределах этой апертуры. Брэгговский микрорезонатор с $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ кольцом сочетает в себе возможность эффективной токовой накачки КТ, высокую внешнюю квантовую эффективность и низкий уровень расходимости выходного излучения. В отличие от предыдущих конструкций микрорезонаторов для ИОФ, где за основу была взята схема лазера с вертикальным резонатором с оксидной апертурой [7–10], предлагаемый вариант микрорезонатора не содержит оксидных слоев, задающих высокий уровень механических напряжений, что делает его устойчивым к термостратированию и работе при криогенных температурах.

1. Конструкция и характеристики микрорезонатора

Схема брэгговского микрорезонатора для ИОФ приведена на рис. 1. Он содержит два полупроводниковых 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. Резонансная длина волны для разрабатываемых микрорезонаторов составляла $\lambda \approx 0,9$ мкм. Между зеркалами располагается нелегированный слой GaAs толщиной λ . Посередине 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 D_A . Этот слой окружен кольцом $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ p -типа легирования толщиной $\lambda/4$ с внешним диаметром D_M . 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 , что также подтверждается и экспериментально.

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.

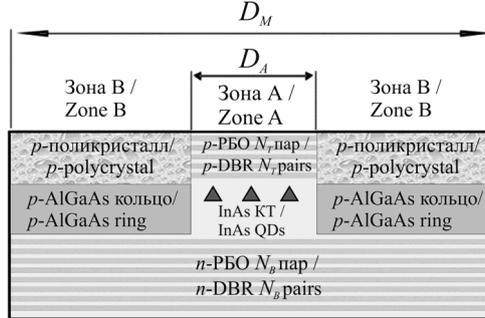


Рис. 1 – Схема однофотонного излучателя

Fig. 1 – Layout of single photon source

Внешняя квантовая эффективность излучателя $\eta_{external}$ определяется произведением двух сомножителей:

$$\eta_{external} = \eta_{internal} \times \eta_{extraction} ,$$

В совершенных бездефектных КТ первый сомножитель – внутренняя квантовая эффективность может достигать $\eta_{internal} \approx 1$ [5, 6, 11–13], таким образом, величина внешней квантовой эффективности однофотонного излучателя определяется значением коэффициента вывода излучения $\eta_{extraction}$. При разработке микрорезонатора его конструкция оптимизировалась с целью достижения максимального значения $\eta_{external} \approx \eta_{extraction}$ фундаментальной моды. Были проведены расчеты основных характеристик фундаментальной моды, таких как: длина волны λ , распределение электрических и магнитных полей, распределение потока электромагнитной энергии (вектор Пойтинга S_p), добротность микрорезонатора для фундаментальной моды Q , объем фундаментальной моды V_{eff} , 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 рассчитывалась следующим образом [5]:

$$\eta_{external} \approx \eta_{extraction} = \beta_{couple} \times \eta_{conf} . \tag{1}$$

В (1) β_{couple} – 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_{couple} одновременно требуется большое значение Q и минимальное значение V_{eff} . Объем моды V_{eff} 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, а приведена зависимость эффективного диаметра моды D_{eff} от диаметра апертуры D_A .

Эффективный диаметр моды D_{eff} определяется согласно выражению [5]

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

В (2) $\varepsilon(r)$ – диэлектрическая проницаемость и $E(r)$ – электрическое поле моды. Интегрирование производится вдоль латерального направления r в сечении микрорезонатора, соответствующем максимуму стоячей волны.

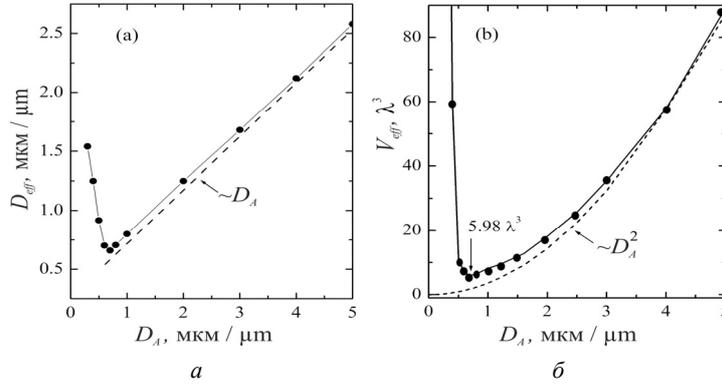


Рис. 2 – Зависимость эффективного диаметра моды D_{eff} от диаметра апертуры D_A для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ и $N_T = 2$ периодов в нижнем и верхнем РБО (а). Зависимость объема моды V_{eff} от D_A (б)

Fig. 2 – Dependence of D_{eff} vs D_A for microcavity with $N_B = 15$ and $N_T = 2$ (а). Dependence of mode volume V_{eff} vs D_A (б)

Зависимость $D_{eff}(D_A)$ носит немонотонный характер. По мере уменьшения диаметра апертуры D_A диаметр моды D_{eff} уменьшается, в диапазоне от $D_A \approx 0,7$ мкм до ($D_A = 5$) мкм эта зависимость носит линейный характер (рис. 2, а). Из рисунка видно, что вплоть до значений $D_A \approx 0,7$ мкм $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ кольцо задает высокий уровень оптического ограничения: $D_{eff} < D_A$. Однако при очень малых значениях ($D_A < \lambda$) апертура уже не обеспечивает эффективную локализацию энергии моды в латеральном направлении, в этой области с уменьшением D_A диаметр моды резко возрастает. При $D_A \rightarrow 0$ эффективный диаметр моды $D_{eff} \rightarrow \infty$, мода преобразуется в плоскую волну. На рис. 2, б приведена зависи-

мость $V_{eff}(D_A)$, на котором объем моды задается в единицах λ^3 . Эта зависимость носит также немонотонный характер, в диапазоне от $D_A \approx 0,7$ мкм до $D_A = 5$ мкм она хорошо аппроксимируется квадратичной функцией, а при $D_A < 0,7$ мкм с уменьшением диаметра апертуры объем моды резко возрастает. Минимальный объем моды достигается при $D_A \approx 0,7$ мкм и составляет около $6\lambda^3$.

Объем моды V_{eff} , добротность Q , фактор Парселла F_P и параметры β_{couple} , η_{conf} рассчитывались с использованием следующих выражений.

$$V_{eff} = \frac{\iiint_V \varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max(\varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2)}. \quad (3)$$

В (3) интегрирование проводится по всему объему микрорезонатора V .

$$Q = \frac{\iiint_V \frac{DE + BH}{2} dV}{\sum_S \iint S_P dS} \omega_{Cavity}. \quad (4)$$

В (4) D , B – индукции электрического и магнитного поля, E , H – напряженности электрического и магнитного поля, S_P – вектор Пойтинга, ω_{Cavity} – частота фундаментальной моды. В (4) интегрирование проводится по объему микрорезонатора V при вычислении энергии моды (числитель) и по поверхностям, ограничивающим объем микрорезонатора, при вычислении мощности потерь (знаменатель).

$$F_P = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_{eff}}. \quad (5)$$

В (5) n – показатель преломления.

$$\beta_{couple} = \frac{F_P}{F_P + 1},$$

$$\eta_{conf} = \frac{\iint_{S_{Top}} S_P \cdot dS}{\sum_i \iint_{S_i} S_P \cdot dS}. \quad (6)$$

В (6) в числителе интегрирование проводится по верхней поверхности микрорезонатора S_{Top} , в знаменателе – по всем поверхностям S_i , ограничивающим объем микрорезонатора: верхней S_{Top} , нижней S_{Bot} и боковой S_{Side} .

Добротность моды Q определяется главным образом числом периодов брэгговских отражателей N_T и N_B и несущественно зависит от диаметра апертуры

D_A . Конфигурационный параметр фундаментальной моды η_{conf} определяется отношением числа периодов N_B и N_T , для симметричного резонатора ($N_B = N_T$) $\eta_{conf} \approx 0.5$ и при $N_B \gg N_T$ $\eta_{conf} \rightarrow 1$.

На рис. 3 представлены результаты расчетов внешней квантовой эффективности $\eta_{external}$ для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ пар слоев в нижнем

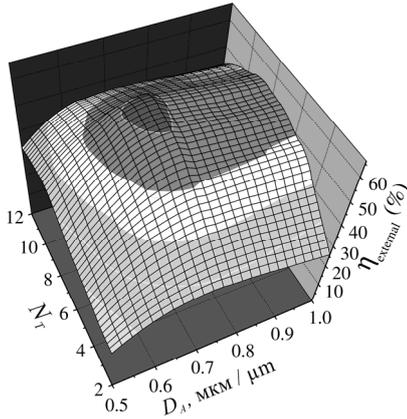


Рис. 3 – Внешняя квантовая эффективность для микрорезонатора, содержащего $N_B = 15$ пар слоев в нижнем зеркале, в зависимости от диаметра апертуры D_A и числа пар слоев в верхнем зеркале N_T
Fig. 3 – External quantum efficiency for the microcavity with $N_B = 15$ as a function of an aperture diameter D_A and number of pairs in top DBR N_T

$N_T = 8$ $Q \approx 500$, а для $D_A = 0,7$ мкм и $N_T = 2$ $Q \approx 80$, что влечет за собой уменьшение F_P , β_{couple} и $\eta_{external}$.

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_{couple} превышать уровень 0,9 и η_{conf} также может превышать уровень 0,9 для асимметричных микрорезонаторов. Расчеты для микрорезонаторов с $N_B = 35$ (коэффициент отражения зеркала 0,998) и N_T в интервале 15–25 демонстрируют значения $\eta_{external} \geq 80\%$. Максимальное значение $\eta_{external} = 88\%$ получено при расчете характеристик микрорезонатора с $N_B = 35$ и $N_T = 19$.

В работе 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 $NA = \sin(\alpha_{div})$ от диаметра апертуры микрорезонатора D_A . Максимальный уровень расходимости $NA \approx 0,21$ достигается при $D_A = 0,7$ мкм, что

зеркале (коэффициент отражения зеркала 0,978), варьируемыми параметрами являлись диаметр апертуры D_A и число пар слоев в верхнем зеркале N_T .

Максимальное значение $\eta_{external} = 59\%$ достигается при $D_A = 0,7$ мкм и $N_T = 8$. При $D_A < 0,7$ мкм возрастает D_{eff} (см. рис. 2), что задает увеличение модового объема V_{eff} , снижение F_P , β_{couple} и $\eta_{external}$. Снижение $\eta_{external}$ при $D_A > 0,7$ мкм также связано с ростом D_{eff} , V_{eff} и уменьшением β_{couple} . При постоянном D_A с увеличением $N_T > 8$ уменьшение внешней квантовой эффективности $\eta_{external}$ обусловлено снижением уровня η_{conf} .

С уменьшением $N_T < 8$ причиной снижения $\eta_{external}$ является значительное уменьшение добротности. Так, для $D_A = 0,7$ мкм и

соответствует минимальному значению диаметра моды D_{eff} (рис. 2, а). Как видно из рис. 4, микрорезонатор характеризуется низким уровнем расходимости излучения $NA \leq 0.2$, что обеспечивает высокую эффективность ввода излучения в стандартное оптическое волокно [16].

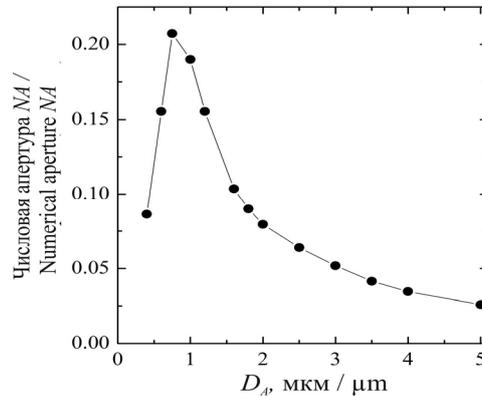


Рис. 4 – Зависимость $NA = \sin(\alpha_{div})$ от диаметра апертуры D_A

Fig. 4 – Dependence of $NA = \sin(\alpha_{div})$ vs D_A

2. Экспериментальные результаты

Структуры для лабораторных образцов излучателей выращивались с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке Ribet C21. Излучатель формируется в несколько этапов. Первый этап заключается в выращивании 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). После чего, с использованием жидкостного травления, формируется кольцо p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с внешним диаметром D_M и внутренним диаметром D_A (см. рис. 1). Диаметр мезы D_M составляет 18 мкм, диаметр апертуры D_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, таким образом, чтобы слой p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ был бы с гарантией отравлен до верхнего $\lambda/4$ слоя GaAs нижнего РБО. Затем на установке МЛЭ осуществляется повторный рост, при котором выращивается нелегированный слой GaAs толщиной λ , содержащий в середине InAs КТ. Слой InAs КТ выращивался по механизму Странского–Крастанова [11–13]. На поверхности GaAs выращивается нелегированный слой InAs критической толщины ($\sim 1,8$ 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. Низкая плотность КТ на уровне $\sim 10^8 \text{ см}^{-2}$ достигалась с использованием методики роста, описанной в работе [17]. На последнем этапе изготовления излучателей наносились диэлектрические слои и формировались контактные площадки (рис. 5).

Квантовые точки, находящиеся в пределах внутреннего диаметра D_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 *B* плотность тока значительно ниже, и кроме того, КТ, находящиеся в этой зоне, не могут возбуждаться при пропускании тока, так как они находятся вдали от *p-n*-перехода в *p*-области структуры.

Условия для повторного роста в зоне *A* и *B* существенно отличаются друг от друга. В пределах зоны *A* 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 *B* повторный рост начинается со слоя $\text{Al}_X\text{Ga}_{1-X}\text{As}$ ($X = 0,6$), содержащего трудноустраняемые 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 *A*.

На рис. 5 приведено изображение излучателя, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, на котором отчетливо видна монокристаллическая апертурная область (зона *A*) и поликристаллическая область (зона *B*). Диаметр апертуры $D_A \approx 1,5$ мкм.

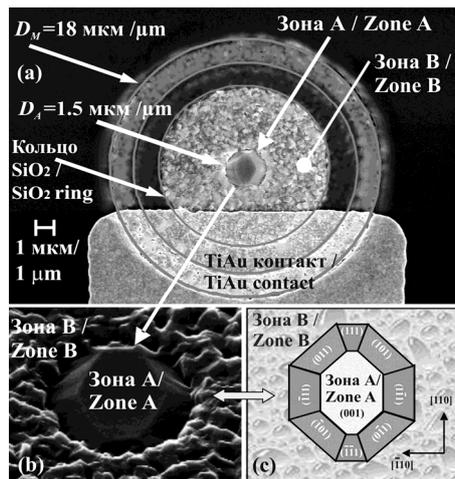


Рис. 5 – Изображение излучателя, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (*a*, *б*), кристаллографические грани апертурной области (*c*)

Fig. 5 – SEM image of a single photon source (*a*, *b*), crystallographic planes of aperture zone (*c*)

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), биэкситонных (XX) и

трионных состояний (X^+ – один электрон и две дырки в КТ, X^- – два электрона и одна дырка) [5, 6, 12, 13]. При наименьшей мощности возбуждения в спектрах люминесценции в первую очередь проявляются пики экситонов X , при увеличении мощности в спектрах появляются пики биэкситонов 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, что неоднократно подтверждалось в экспериментах с использованием интерферометра Ханбери–Браун–Твисса, где измерялась автокорреляционная функция второго порядка вероятности регистрации двух фотонов [5–8].

Лабораторные образцы излучателей, исследованные в данной работе, содержат $N_B = 15$ 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 на рис. 6). Приведенные данные экспериментально подтверждают возможность создания ИОФ на базе разработанной конструкции микрорезонатора.

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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Quantum information with continuous variables of atoms and light / ed. by N. Cerf, G. Leuchs, E. Polzik. – London: Imperial College Press, 2007. – 604 p.
2. Linear optical quantum computing with photonic qubits / P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling, G.J. Milburn // Review of Modern Physics. – 2007. – Vol. 79, iss. 1. – P. 135–174. – doi: 10.1103/RevModPhys.79.135.

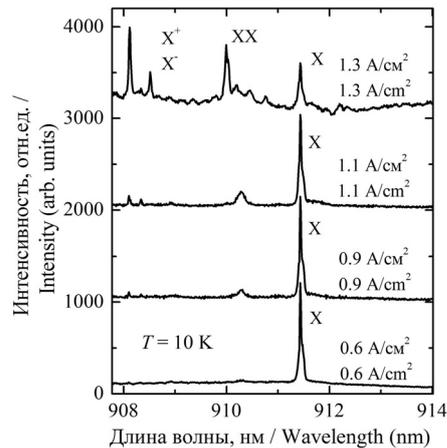


Рис. 6 – Спектры электролюминесценции излучателя при $T = 10$ К

Fig. 6 – Electroluminescence spectra of the developed emitter at $T = 10$ K

3. Quantum state reconstruction of the single-photon Fock state / A.I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek, S. Schiller // *Physical Review Letters*. – 2001. – Vol. 87, iss. 5. – Art. 050402. – doi: 10.1103/PhysRevLett.87.050402.
4. **Zavatta A., Viciani S., Bellini M.** Tomographic reconstruction of the single-photon Fock state by high-frequency homodyne detection // *Physical Review A*. – 2001. – Vol. 70, iss. 5. – Art. 053821. – doi: 10.1103/PhysRevA.70.053821.
5. *Single quantum dots, fundamentals, applications and new concepts* / ed. by P. Michler. – Berlin: Springer-Verlag, 2003. – 348 p.
6. *Single semiconductor quantum dots* / ed. by P. Michler. – Berlin: Springer-Verlag, 2009. – 389 p.
7. Electrically driven single quantum dot polarised single photon emitter / A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hopfer, D. Bimberg, V.A. Haisler, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, A.K. Kalagin // *Electronics Letters*. – 2006. – Vol. 42, iss. 13. – P. 774–775. – doi: 10.1049/el:20061076.
8. Electrically pumped, micro-cavity based single photon source driven at 1 GHz / A. Lochmann, E. Stock, J.A. Toefflinger, W. Unrau, A. Toropov, A. Bakarov, V. Haisler, D. Bimberg // *Electronics Letters*. – 2009. – Vol. 45, iss. 11. – P. 566–567. – doi: 10.1049/el:2009.1056.
9. Modeling highly efficient RCLED-type quantum-dot-based single photon emitters / M.C. Münnix, A. Lochmann, D. Bimberg, V.A. Haisler // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2009. – Vol. 45, iss. 9. – P. 1084–1088. – doi: 10.1109/JQE.2009.2020995.
10. Lateral positioning of InGaAs quantum dots using a buried stressor / A. Strittmatter, A. Schliwa, J.-H. Schulze, T.D. Germann, A. Dreismann, O. Hitzemann, E. Stock, I.A. Ostapenko, S. Rodt, W. Unrau, U.W. Pohl, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. Haisler // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100, iss. 9. – P. 093111–1–093111–3. – doi: 10.1063/1.3691251.
11. **Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N.** *Quantum dot heterostructures*. – Chichester: John Wiley & Sons, 1999. – 328 p.
12. *Semiconductor nanostructures* / ed. by D. Bimberg. – Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. – 357 p.
13. *Self-assembled quantum dots* / ed. by Z.W. Wang. – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 463 p.
14. **Yeh P.** *Optical waves in layered media*. – Singapore: John Wiley & Sons, 1991. – 406 p.
15. Comparison of optical VCSEL models on the simulation of oxide-confined devices / P. Bienstman, R. Baets, J. Vukusic, A. Larsson, M.J. Noble, M. Brunner, K. Gulden, P. Debernardi, L. Fratta, G.P. Bava, H. Wenzel, B. Klein, O. Conradi, R. Pregla, S.A. Riyopoulos, J.-F.P. Seurin, S.L. Chuang // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2001. – Vol. 37, iss. 12. – P. 1618–1631. – doi: 10.1109/3.970909.
16. **Mitschke F.** *Fiber optics: physics and technology*. – Berlin: Springer-Verlag, 2009, 290 p.
17. Fine structure of the exciton states in InAs quantum dots / A.V. Gaisler, A.S. Yaroshevich, I.A. Derebezev, A.K. Kalagin, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.V. Shcheglov, V.A. Gaisler, A.V. Latyshev, A.L. Aseev // *JETP Letters*. – 2013. – Vol. 97, iss. 5. – P. 274–278. – doi: 10.1134/S0021364013050056.

SEMICONDUCTOR BRAGG MICROCAVITY FOR SINGLE PHOTON SOURCES

Gaisler A.V., Sheglov D.V.

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

The realization of efficient single photon sources (SPS) is a crucial requirement for the implementation of quantum cryptography and quantum computing systems. One attractive approach uses single semiconductor quantum dots which are integrated into a resonant cavity light emitting diode. Such a single photon source is a robust, compact solid-state device which does not need a pumping laser. Over recent years the main efforts in this field have been concentrated on

the development of an optimal SPS design that can provide a high external quantum efficiency and low divergence of the output light. A new design of the semiconductor Bragg microcavity for the InAs quantum dot based single photon source has been developed and realized in this work. The microcavity consists of two semiconductor Bragg mirrors of the p - and n - type doping, an AlGaAs aperture ring and an InAs quantum dot layer between the Bragg mirrors. In comparison with the previous SPS microcavity designs with AlO apertures, this microcavity consists of only semiconductor lattice-matched materials, which provides stable work at cryogenic temperatures and rigidity to temperature cycling. It has been demonstrated that the AlGaAs ring plays a role of both an effective optical and current aperture simultaneously. Moreover, this ring provides effective selective positioning of InAs quantum dots only inside the inner diameter of this ring which is of the order of a few microns. It has been demonstrated that an external quantum efficiency of this type of the SPS microcavity can be as high as 80 %, whereas the output light divergence does not exceed the 0.2 numerical aperture, which provides a high coupling efficiency with standard optical fibers. The low temperature electroluminescence spectra of the created diodes contain sharp lines attributed to the emission of a single InAs quantum dot, which is an experimental proof of a possibility to use this design for implementing effective single photon sources.

Keywords: Single photon source, Bragg microcavity, semiconductor quantum dot.

REFERENCES

1. Cerf N., Leuchs G., Polzik E., eds. Quantum information with continuous variables of atoms and light. London, Imperial College Press, 2007. 604 p.
2. Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J. Linear optical quantum computing with photonic qubits. *Review of Modern Physics*, 2007, vol. 79, iss. 1, pp. 135–174. doi: 10.1103/RevModPhys.79.135
3. Lvovsky A.I., Hansen H., Aichele T., Benson O., Mlynek J., Schiller S. Quantum state reconstruction of the single-photon Fock state. *Physical Review Letters*, 2001, vol. 87, iss. 5, art. 050402. doi: 10.1103/PhysRevLett.87.050402
4. Zavatta A., Viciani S., Bellini M. Tomographic reconstruction of the single-photon Fock state by high-frequency homodyne detection. *Physical Review A*, 2001, vol. 70, iss. 5, art. 053821. doi: 10.1103/PhysRevA.70.053821
5. Michler P., ed. Single quantum dots, fundamentals, applications and new concepts. Berlin, Springer-Verlag, 2003. 348 p.
6. Michler P., ed. Single semiconductor quantum dots. Berlin, Springer-Verlag, 2009. 389 p.
7. Lochmann A., Stock E., Schulz O., Hopfer F., Bimberg D., Haisler V.A., Toropov A.I., Bakarov A.K., Kalagin A.K. Electrically driven single quantum dot polarised single photon emitter. *Electronics Letters*, 2006, vol. 42, iss. 13, pp. 774–775. doi: 10.1049/el:20061076
8. Lochmann A., Stock E., Toefflinger J.A., Unrau W., Toropov A., Bakarov A., Haisler V., Bimberg D. Electrically pumped, micro-cavity based single photon source driven at 1 GHz. *Electronics Letters*, 2009, vol. 45, iss. 11, pp. 566–567. doi: 10.1049/el:2009.1056
9. Münnix M.C., Lochmann A., Bimberg D., Haisler V.A. Modeling highly efficient RCLED-type quantum-dot-based single photon emitters. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2009, vol. 45, iss. 9, pp. 1084–1088. doi: 10.1109/JQE:2009.2020995
10. Strittmatter A., Schliwa A., Schulze J.-H., Germann T.D., Dreismann A., Hitzemann O., Stock E., Ostapenko I.A., Rodt S., Unrau W., Pohl U.W., Hoffmann A., Bimberg D., Haisler V. Lateral positioning of InGaAs quantum dots using a buried stressor. *Applied Physics Letters*, 2012, vol. 100, iss. 9, pp. 093111–1–093111–3. doi: 10.1063/1.3691251
11. Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. Quantum dot heterostructures. Chichester, John Wiley & Sons, 1999. 328 p.
12. Bimberg D., ed. Semiconductor nanostructures. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 2008. 357 p.
13. Wang Z.W., ed. Self-assembled quantum dots. New York, Springer Science+Business Media, 2008. 463 p.
14. Yeh P. Optical waves in layered media. Singapore, John Wiley & Sons, 1991. 406 p.
15. Bienstman P., Baets R., Vukusic J., Larsson A., Noble M.J., Brunner M., Gulden K., Debernardi P., Fratta L., Bava G.P., Wenzel H., Klein B., Conradi O., Pregla R., Ruyopoulos S.A., Seurin J.-F.P., Chuang S.L. Comparison of optical VCSEL models on the simulation of

oxide-confined devices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2001, vol. 37, iss. 12, pp. 1618–1631. doi: 10.1109/3.970909

16. Mitschke F. *Fiber optics: physics and technology*. Berlin, Springer-Verlag, 2009. 290 p.
17. Gaisler A.V., Yaroshevich A.S., Derebezov I.A., Kalagin A.K., Bakarov A.K., Toropov A.I., Shcheglov D.V., Gaisler V.A., Latyshev A.V., Aseev A.L. Fine structure of the exciton states in InAs quantum dots. *JETP Letters*, 2013, vol. 97, iss. 5, pp. 274–278. doi: 10.1134/S0021364013050056

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Гайслер Алексей Владимирович – родился в 1987 году, младший научный сотрудник Института физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова. Область научных интересов: физика полупроводниковых наноструктур и нанофотоника. Email: alex729@mail.ru.

Gaisler Aleksei Vladimirovich (b. 1987) – junior scientific researcher at A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences. His research interests are currently focused on physics of semiconductor nanostructures and nanophotonics. Email: alex729@mail.ru.



Щеглов Дмитрий Владимирович – канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Института физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова. Область научных интересов: физика конденсированного состояния, прецизионные измерения и наноразмерное структурирование поверхности полупроводников и металлов зондовыми методами. Автор более 50 научных работ и 7 патентов. Email: sheglov@isp.nsc.ru.

Shcheglov Dmitrii Vladimirovich – PhD (Phys.&Math.), senior scientific researcher at A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences. His research interests are currently focused on physics of condensed matter, precision measurements and nanoscale modification of semiconductor and metal surfaces using scanning microprobe techniques. He is the author of more than 50 scientific papers and 7 patents. Email: sheglov@isp.nsc.ru.

*Статья поступила 07 ноября 2014 г.
Received November 07, 2014*

To Reference:

Gaisler A.V., Shcheglov D.V. Poluprovodnikovyi breggovskii mikrorezonator dlya izluchatelei odinochnykh fotonov [Semiconductor Bragg microcavity for single photon sources]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii – Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2014, no. 4, pp. 21–32.