

## Эталонные источники малоуровневого оптического излучения на основе нанотехнологий

**Ф. В. БУЛЫГИН\***, **В. Н. КРУТИКОВ\***, **И. А. БИЛЕНКО\***, **Я. А. ИЛЮШИН\*\***,  
**В. Л. ЛЯСКОВСКИЙ\***

\* Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Россия, e-mail: vlyask@vniiofi.ru

\*\* Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*Рассмотрены вопросы создания эталонных источников низкоуровневого оптического сигнала на основе наноразмерных диафрагм и полупроводниковых квантовых точек. Предложено использовать технологию фокусированного ионного пучка для выделения одиночных квантовых точек.*

**Ключевые слова:** эталон, малые уровни излучения, квантовые точки.

*The problems of creation of low intensity optical signal standard sources based on the nanosize apertures and semiconductor quantum dots are considered. The use of the focused ionic beam technology for isolation of a single quantum dot is suggested.*

**Key words:** standard, low level radiations, quantum dots.

Значительный прогресс, достигнутый в создании высокоэффективных детекторов видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов позволяет создавать чувствительные фотоприемники, используемые в телекоммуникационных и диагностических системах, а также в лазерных навигации и локации, в частности, при позиционировании спутников системы ГЛОНАСС. Современные средства передачи единицы средней мощности оптического излучения позволяют осуществлять поверку источников и приемников при средней мощности излучения менее 1 нВт (например, рабочий эталон средней мощности в волоконно-оптических системах передачи, Госреестр СИ № 26440-04), при этом относительная и абсолютная погрешности, как правило, составляют единицы процентов и более. Существует быстро растущая потребность в средствах метрологического обеспечения приборов, работающих с малыми уровнями оптического излучения от десятка микроватт и до подсчета отдельных фотонов (интенсивность 1 фотон в секунду соответствует средней мощности порядка  $10^{-19}$  Вт), с минимально возможной погрешностью. Можно выделить актуальные на сегодняшний день, тесно связанные между собой задачи:

создание эталонных комплексов, обеспечивающих поверку и калибровку источников и приемников оптического излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах с погрешностью  $10^{-4}$  и менее при рабочей мощности  $10^{-9}$  —  $10^{-6}$  Вт (устройств с «предсказуемой» квантовой эффективностью);

привязка параметров разрабатываемых устройств к существующим эталонам, включая абсолютные криогенные радиометры;

привязка абсолютной погрешности создаваемых устройств к параметрам, определяемым исключительно через мировые и природные константы (разработка «квантовой кандеры» [1]);

передача единицы средней мощности от существующих и создаваемых эталонов в область уровней, соответствующую единичным фотоотсчетам;

метрологическое обеспечение измерений, касающихся неклассических состояний световых волн (переплетенные и неразличимые состояния, антибандинг).

В настоящее время на роль квантового эталона силы света претендуют генераторы, основанные на использовании малоразмерных полупроводниковых структур — квантовых точек [2], и параметрические генераторы коррелированных фотонных пар [3]. В первом случае возможность генерации заданного числа фотонов обеспечивается возбуждением единственного активного электрона в квантовой точке (КТ), во втором — существует возможность подсчета «холостых» фотонов. Достижение неопределенности ниже 0,01 % при применении обоих методов требует решения технологических и фундаментальных проблем. При использовании квантовых точек серьезная проблема заключается в реализации адресного возбуждения единичных КТ. Создание полупроводниковых структур с низкой плотностью КТ в сочетании с применением нанодиафрагм [4] открывает возможный путь к решению этой проблемы. Существенно повысить эффективность генерации и детектирования слабых световых сигналов можно благодаря использованию микрорезонаторов с малым эффективным модальным объемом [5, 6]. Для практической реализации эталонных источников и приемников низкоуровневого оптического излучения необходимо создание материалов, поверхностные и объемные структура и свойства которых определены с чрезвычайно высокой точностью.

**Применение полупроводниковых квантовых точек для создания эталонных генераторов малоуровневого оптического излучения.** Полупроводниковой КТ называют фрагмент полупроводника, размеры которого по трем про-

странственным измерениям сопоставимы с дебройлевской длиной волны электрона и дырки. Таким образом, КТ представляет трехмерную потенциальную яму, в которой движение носителей заряда ограничено по всем трем направлениям. Это приводит к изменению энергетического спектра электронов и дырок, он становится дискретным и зависит от геометрических размеров КТ. На каждом энергетическом уровне КТ, если он не вырожденный, может находиться не более двух электронов. При возбуждении одной электронно-дырочной пары резко уменьшается вероятность возбуждения еще одной пары с такой же энергией. Таким образом, одновременная генерация более одного фотона становится практически невозможной. Данная особенность позволила экспериментально продемонстрировать генерацию светового потока с неклассической статистикой: сразу после каждого фотоотсчета вероятность наблюдения следующего фотона близка к нулю [7]. Это свойство, получившее название антибандинг (antibunching), является ключевым для реализации оптической квантовой криптографии.

Среднее число  $n$  фотонов, излучаемых квантовой точкой за время  $T$ , в предположении, что она облучается когерентным светом, интенсивность которого достаточно велика, может быть оценена по приближенной формуле

$$\langle n_v \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} (n-1/2) \exp(-n(n-1)T). \quad (1)$$

Из (1) следует, что при указанных условиях отсутствует зависимость среднего числа испускаемых фотонов от среднего числа фотонов падающего света. Результаты расчетов, приведенных в [8], показывают, что если начальное среднее число фотонов мало (КТ находится в невозбужденном состоянии), то квадратурная компонента выходного излучения, описываемого оператором

$$S_1 = \frac{1}{2} \langle a^+(T)a(T) \rangle [1 + \exp(T)] - \langle a^+(T) \rangle^2, \quad (2)$$

где  $a^+(T)$ ,  $a(T)$  — операторы соответственно рождения и уничтожения частиц, может принимать отрицательные значения. Это означает, что выходное излучение находится в состоянии, когда дисперсия интенсивности может быть меньше, чем в классическом (когерентном) случае.

Для успешного применения подобных источников в метрологии необходимо разрешить несколько существующих проблем. Так, при использовании конфокального микроскопа [7] для возбуждения КТ и регистрации ее излучения оптическая связь составляет не более 15 %. В результате вероятность детектирования фотона на каждый импульс излучения не превышает 3 % для коллоидных КТ и десятой доли процента — для выращенных по эпитаксиальной технологии. Значительно увеличить связь и одновременно разрешить технологическую проблему возбуждения не более одной изолированной КТ можно с использованием различных вариантов адресного возбуждения и вывода излучения. На рис. 1, а представлена схема с использованием переходного плазменного световода. Такой световод, представляющий собой тонкую полоску из проводника (Au), нанесенного на подложку, достаточно легко может быть изготовлен средствами планарной эпитаксии. Недостатком метода является высокое затухание световой волны в плазменном световоде. В [9] был успешно реализован вариант с применением растянутого кварцевого волокна. Заявленная эффективность

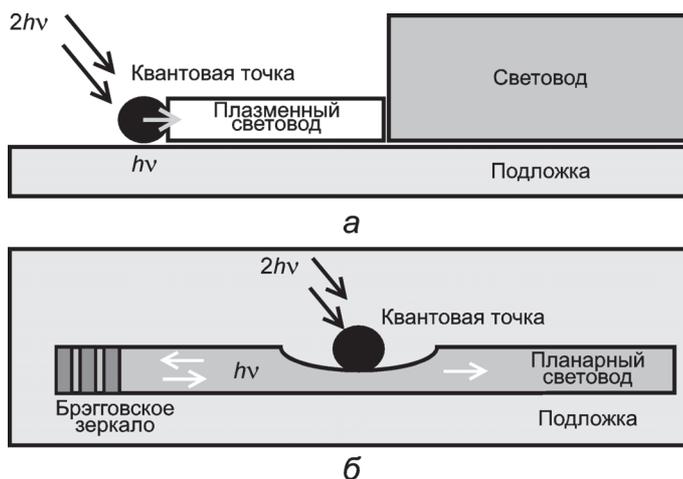


Рис. 1. Реализация связи квантовой точки с планарным световодом:

- а — при использовании переходного плазменного световода;
- б — путем выбора оптимальной геометрии взаимодействия

преобразования составляла 7,6 %. Возможная схема, сочетающая упомянутые выше достоинства, представлена на рис. 1, б. Сужение на планарном световоде приводит к появлению зоны выпадающего поля, которое служит для связи с излучающей КТ.

Поскольку положение энергетических уровней электрона в КТ определяется ее размером, для обеспечения заданных спектральных характеристик необходимо иметь возможность задавать и строго контролировать геометрические параметры используемых наноструктур. При изготовлении КТ методами коллоидного синтеза дисперсия по диаметрам обычно составляет 10 — 20 %, что при исследовании оптических свойств большого количества КТ приводит, в частности, к изменению спектра их люминесценции, который превращается из дельта-функции в полосу люминесценции полушириной порядка 50 нм.

В данной работе предлагается создавать источник низкогоуровневого излучения на основе одиночных КТ с использованием фокусированного ионного пучка для модификации поверхности образца. При этом вокруг выбранной КТ осуществляется травление поверхности образца вместе с находящимися на ней лишними точками. Размер стравливаемой поверхности должен быть таким, чтобы при возбуждении одиночной точки не возбуждались соседние.

Были проведены эксперименты по выделению из массива коллоидных КТ, расположенных на кремниевой подложке, небольшого ансамбля из 2—3 таких точек. Для этого с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) NVision 40 на подложке находили отдельно расположенные КТ и измеряли их диаметр (рис. 2, а). При помощи данного РЭМ можно проводить прецизионное травление образца встроенным фокусированным ионным пучком. Месторасположение измеренных КТ отмечалось вытравленной вокруг них кольцевой канавкой (рис. 2, б) диаметром 2,5 мкм, хорошо видной в оптический микроскоп. На подготовленном таким образом образце появлялась возможность исследовать оптические свойства одиночных КТ с измеренными геометрическими параметрами.

Некоторые виды КТ обладают специфическими свойствами, которые могут затруднять их применение в метрологии

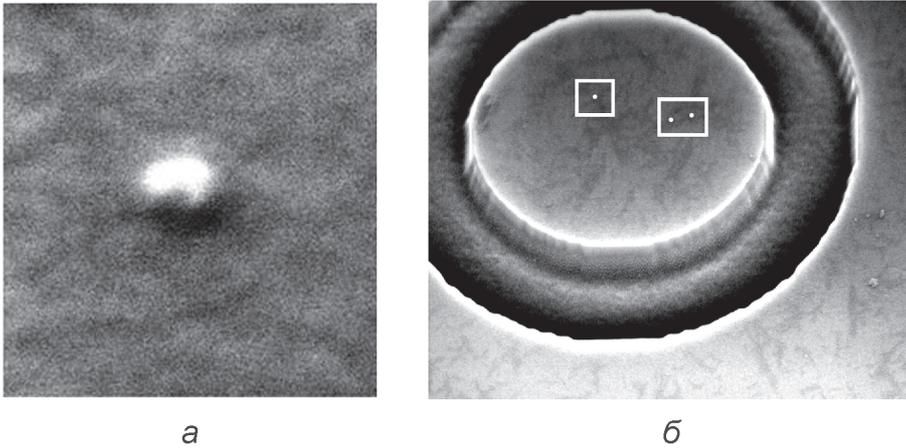


Рис. 2. Полученные с использованием растрового электронного микроскопа изображения отдельной коллоидной квантовой точки (а) и нескольких групп точек на «острове» кремниевой подложки, сформированном методом ионного травления (б)

ческих устройствах. Так, источникам на коллоидных квантовых точках CdSe/ZnS, позволяющим реализовать эффективное возбуждение и излучающим в видимом диапазоне, присущ эффект мерцания — спонтанное прекращение люминесценции на время от долей секунды до нескольких минут. По-видимому, данный эффект связан с различными видами безызлучательной релаксации и туннелирования носителей заряда из квантовой точки, включая оже-эффект [10]. Решение этой проблемы состоит в подборе соответствующей матрицы либо в формировании вокруг КТ периодической структуры, в которой движение носителей заряда будет запрещено.

**Нанодиафрагмы для получения низкоуровневых калиброванных потоков оптического излучения.** Передачу единицы средней мощности от существующих и создаваемых эталонов в область уровней, соответствующую единичным фотоотсчетам, можно выполнять с использованием калиброванного аттенюатора, в качестве которого может выступать субволновое отверстие. Такие отверстия специальной формы позволяют осуществить дополнительную фильтрацию излучения в зависимости от его поляризации и частоты. Применяют также комбинированный подход, когда субволновое отверстие служит для пространственной селекции излучения накачки, обеспечивая адресное возбуждение изолированной КТ.

Прохождение электромагнитной (ЭМ) волны через отверстие в диэлектрическом или проводящем экране — типичная ситуация, повсеместно возникающая в практике использования ЭМ-излучения различных диапазонов. В классической работе [11] были выявлены основные закономерности прохождения такой волны через малое отверстие в бесконечно тонком идеально проводящем экране, в частности, закон зависимости интенсивности рассеянного света от длины волны, аналогичный закону рассеяния Рэлея  $I \sim \lambda^{-4}$ . Согласно [11] полное эффективное сечение прохождения волны через отверстие

$$A = \frac{64}{27\pi} k^4 a^6 \left(1 - \frac{3}{8} \sin^2 \theta\right), \quad (3)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $a$  — радиус отверстия;  $\theta$  — угол падения волны на плоскость экрана.

Из (3) следует, что для отверстия диаметром 70 нм при нормальном падении оптического излучения с длиной волны 1 мкм эффективное сечение отверстия оказывается в 2000 раз меньше геометрического сечения. Таким образом, доля энергии, прошедшей сквозь отверстие, составляет одну двухтысячную от энергии, падающей на геометрическую площадь отверстия. При прохождении оптического излучения через отверстие в экране конечной толщины наблюдается некоторая аналогия с волноводным распространением. При длине волны больше критической ее амплитуда экспоненциально уменьшается по мере прохождения через отверстие в экране. В этом случае можно получить еще более высокие показатели ослабления оптического излучения, чем это следует из идеализированной теоретической модели Бете [11].

По сравнению с аттенюаторами с ослаблением, равномерно распределенным по некоторому объему поглощающей среды, устройства на основе нанодиафрагм обладают рядом конструктивных и технологических преимуществ. В частности, они могут быть изготовлены по существующим технологиям и интегрированы в оптико-электронные наносхемы. Для экранов конечной толщины из различных материалов решения сложны, громоздки и могут быть получены лишь для наиболее простых геометрических структур (отверстие цилиндрической или прямоугольной формы в плоском экране). В случае отверстия произвольной геометрии в неидеально проводящем экране, как правило, необходимо применять численные методы (RCWA [12], FDTD [13, 14]), конечных элементов и т. д.) Метод FDTD, несмотря на относительно высокие вычислительные затраты, требует минимальных усилий для адаптации расчетного кода к сложной геометрии объекта. В условиях непрерывного роста производительности доступных вычислительных ресурсов метод FDTD является одним из наиболее предпочтительных и перспективных. Так, в работе [15], выполненной с использованием вычислительных ресурсов высокопроизводительного суперкомпьютерного комплекса СКИФ-ГРИД НИВЦ МГУ, методом FDTD были получены поляризационно-частотные характеристики пропускания различных структур на основе проводящих и диэлектрических материалов.

**Закключение.** Прогресс, достигнутый к настоящему времени в технологии изготовления и методах измерения параметров таких наноструктур, как изолированные квантовые точки и нанодиафрагмы, открывает новые возможности для реализации эталонных источников малоуровневого оптического излучения. Проведенные расчеты и результаты предварительных измерений позволяют создавать экспериментальные образцы источников на основе адресно возбуждаемых квантовых точек в самом ближайшем будущем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт 16.552.11.7056) с применением оборудования Центра коллективного пользования ВНИИОФИ.

Литература

1. **Zwinkels J. C. e. a.** Photometry, radiometry and «the candela»: evolution in the classical and quantum world // *Metrologia*. 2010. V. 47. N 5. P. R15—R32.
2. **Heiss D.** Charge and spin readout scheme for single self-assembled quantum dots // *Phys. Rev.* 2008. V. B 77. N 23. P. 235442.
3. **Migdall A. L. e. a.** Tailoring single-photon and multiphoton probabilities of a singlephotonon-demand source. *Phys. Rev.* 2002. A 66. P. 053805.
4. **Yuan Z. e. a.** Electrically Driven Single-Photon Source // *Sci.* 2002. V. 295. P. 102.
5. **Heindl T. e. a.** Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34 % overall efficiency // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 011107.
6. **Городецкий М. Л., Фомин А. Е.** Собственные частоты и добротность в геометрической теории мод шепчущей галереи // *Квантовая электроника*. 2007. V. 37. P. 167—172.
7. **Brokmann X. e. a.** Colloidal CdSe/ZnS quantum dots as single-photon sources // *New J. Phys.* 2004. V. 6. P. 99.
8. **Bandilla A.** Simple Analytical Formulae for Squeezing in Unsaturated Two-photon Absorption // *J. Modern Opt.* 1987. V. 34. P. 903.

9. **Fujiwara M. e. a.** Highly Efficient Coupling of Photons from Nanoemitters into Single-Mode Optical Fibers // *Nano Lett.* 2011. V. 11. P. 4362—4365.
10. **Wang L. W. e. a.** Theory of Auger Processes in CdSe Quantum Dots // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 056404.
11. **Bethe H. A.** Theory of Diffraction by Small Holes // *Phys. Rev.* 1944. V. 66. P. 163.
12. **Moharam M. G. e. a.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // *J. Opt. Soc. Am.* 1995. V. A 12. P. 1077.
13. **Yee S. K.** Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. 1966. V. 14. P. 302.
14. **Taflove, Hagness S. C.** *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method.* Boston: Artech House, 2000.
15. **Ежов А. А., Илюшин Я. А., Федянин А. А.** Поляризаационные характеристики наноструктурированных оптических материалов // *Распространение радиоволн: Сборник докл. XXIII Всерос. науч. конф. Йошкар-Ола, 2012.* С. 321.

Дата принятия 01.11.2012 г.

553.535.2

## Диффузный формирова­тель равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении пучка лазерного излучения

К. Ш. АБДРАХМАНОВ\*, А. М. РАЙЦИН\*\*

\* Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Россия, e-mail: tiratron@vniiofi.ru

\*\* Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия, e-mail: arcadiyram@rambler.ru

Дано описание устройства для формирования равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении пучка лазерного излучения. Представлены результаты расчетов и экспериментов. Приведены рекомендации по выбору оптимальных геометрических размеров формирова­теля.

**Ключевые слова:** энергия, диаметр пучка, расходимость пучка, интенсивность, диффузия, рассеяние.

The device for formation of uniform distribution of intensity in the cross-section of laser radiation is described. The results of calculations and experiments are presented. The recommendations on the choice of shaper optimum geometrical sizes are given.

**Key words:** energy, beam diameter, beam divergence, intensity, diffusion, dispersion.

Современные средства измерений пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения (ПЭХЛИ) часто содержат в своем составе многоэлементные измерительные преобразователи (МИП). Цифровая обработка сигналов, измеренных МИП, регламентирована стандартом [1] и позволяет найти все требуемые в эксперименте ПЭХЛИ. Для определения погрешности их измерения такие МИП должны быть метрологически аттестованы [2].

Для аттестации МИП на его вход удобно подавать излучение, имеющее равномерное распределение интенсивности по сечению пучка, создаваемое специальными формирова-

телями. Формирова­тель равномерного распределения интенсивности (ФРПИ) в общем случае представляет собой оптическое устройство, преобразующее произвольное распределение интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка в равномерное.

Существующие устройства ФРПИ можно разделить на две группы: *активные*, при использовании которых равномерное распределение достигается уже на выходе лазера подбором оптимальных условий накачки и концентрации активной среды, использованием зеркал резонатора специальной формы [3] либо внесением в резонатор различ-