

DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-06-00-00

УДК 535.326: 539.120.61: 539.184.2

## Управление частотами фотонов, излучаемых одиночной квантовой точкой в одномерном фотонном кристалле

Адель Ильдусович Гарифуллин<sup>1</sup>✉, Ренат Хамитович Гайнутдинов<sup>2</sup>,  
Марат Актасович Хамадеев<sup>3</sup>

<sup>1, 2, 3</sup>Институт физики Казанского федерального университета, Казань, Россия

<sup>1</sup>Казанский квантовый центр Казанского национального исследовательского технического университета им. А.Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

<sup>1</sup>adel-garifullin@mail.ru

<http://orcid.org/0000-0002-5333-4712>

<sup>2</sup>Renat.Gainutdinov@kpfu.ru

<http://orcid.org/0000-0003-3141-5121>

<sup>3</sup>Marat.Khamadeev@kpfu.ru

<http://orcid.org/0000-0003-2865-9571>

### Аннотация

**Предмет исследования.** Одиночная квантовая точка из InAs в одномерном фотонном кристалле на основе GaAs. **Цель работы.** Разработка метода управления частотами фотонов, излучаемых одиночной квантовой точкой в одномерном фотонном кристалле, на основе эффекта изменения электромагнитной массы электрона в фотонно-кристаллической среде. **Метод.** В основе предлагаемого метода лежит эффект изменения электромагнитной массы электрона в среде фотонного кристалла. Он проявляется в виде поправок к энергетическим уровням электронов, зависящих от оптической плотности среды. Для управления последней предлагаем использовать инъекцию свободных носителей заряда и квадратичный электрооптический эффект Керра. **Основные результаты.** На примере квантовых переходов между *p*- и *s*-состояниями водородоподобной квантовой точки из InAs, помещённой в пустоты одномерного фотонного кристалла из GaAs, была показана принципиальная возможность управления *in situ* частотами фотонов, излучённых квантовой точкой. Это возможно на основе эффекта изменения электромагнитной массы электрона, а также настройки показателя преломления фотонного кристалла с помощью инъекции свободных носителей заряда и электрооптического эффекта Керра. Расчёты, проведённые для описанных выше условий, показали, что диапазон управления энергией фотонов, доступный в эксперименте, оказывается мал (несколько десятков микроэлектронвольт), чтобы использовать его на практике, и эффект смещения уступает по порядку величины таковому, уже наблюдавшемуся в эксперименте. Вместе с тем, обращаем внимание на то, что величина смещения энергетических уровней под действием исследуемого квантово-электродинамического эффекта квадратично зависит от показателя преломления материала, из которого изготовлен фотонный кристалл. Следовательно, ожидаем, что описанный здесь метод будет существенно масштабирован по мере роста оптической плотности вещества. Такие фотонные кристаллы могут быть получены на основе метаматериалов с высоким показателем преломления. **Практическая значимость.** Полученные в работе результаты разработки метода управления частотами фотонов, излучаемых одиночной квантовой точкой в одномерном фотонном кристалле, послужат основой для реализации интерфейса фотон излучатель, который содержит ключевые квантовые функциональные возможности, такие как фотонные кубиты, однофотонные источники света, а также нелинейные квантовые фотон-фотонные вентили.

**Ключевые слова:** фотонные кристаллы, квантовые точки, электромагнитная масса электрона, квантовая электродинамика, эффект Керра

**Благодарность:** работа финансировалась за счёт средств программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Казанского федерального университета при Правительстве Российской Федерации.

**Ссылка для цитирования:** Гарифуллин А.И., Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А. Управление частотами фотонов, излучаемых одиночной квантовой точкой в одномерном фотонном кристалле // Оптический журнал. 2024. Т. 91. № 6. С. 00–00. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-06-00>

**Коды OCIS:** 230.5298, 230.5590, 020.5580, 190.3270.

# Controlling the frequencies of photons emitted by a single quantum dot in a one-dimensional photonic crystal

ADEL I. GARIFULLIN<sup>1</sup>✉, RENAT KH. GAINUTDINOV<sup>2</sup>, MARAT A. KHAMADEEV<sup>3</sup>

<sup>1, 2, 3</sup>*Institute of Physics of the Kazan Federal University, Kazan, Russia*

<sup>1</sup>*Kazan Quantum Center of the Kazan National Research Technical University n.a. A.N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia*

<sup>1</sup>*adel-garifullin@mail.ru*

<http://orcid.org/0000-0002-5333-4712>

<sup>2</sup>*Renat.Gainutdinov@kpfu.ru*

<http://orcid.org/0000-0003-3141-5121>

<sup>3</sup>*Marat.Khamadeev@kpfu.ru*

<http://orcid.org/0000-0003-2865-9571>

## Abstract

**Subject of study.** A single quantum dot from InAs in a one-dimensional photonic crystal based on GaAs. **Aim of study.** Development of a method for controlling the frequencies of photons emitted by a single quantum dot in a one-dimensional photonic crystal based on the effect of changes in the electromagnetic mass of an electron in the photonic crystal medium. **Method.** The proposed method is based on the effect of changing the electromagnetic mass of an electron in the photonic crystal medium. It manifests itself in the form of corrections to the energy levels of electrons, depending on the optical density of the medium. To control the latter, we propose to use the injection of free charge carriers and the quadratic electro-optic Kerr effect. **Main results.** Using the example of quantum transitions between the  $p$ - and  $s$ -states of a hydrogen-like quantum dot from InAs placed in the airvoids of a one-dimensional photonic crystal from GaAs, the fundamental possibility of controlling *in situ* the frequencies of photons emitted by a quantum dot was shown. This is possible based on the effect of changing the electromagnetic mass of an electron, as well as adjusting the refractive index of a photonic crystal by injection of free charge carriers and the electro-optic Kerr effect. The calculations carried out for the conditions described above showed that the range of photon energy control available in the experiment is small (several tens of microelectronvolts) to use in practice, and the displacement effect is inferior in order of magnitude to that already observed in the experiment. At the same time, we draw attention to the fact that the magnitude of the displacement of energy levels under the influence of the quantum electrodynamic effect under study depends quadratically on the refractive index of the material from which the photonic crystal is made. Therefore, we expect that the method described here will be significantly scaled as the optical density of the substance increases. Such photonic crystals can be obtained using metamaterials with a high refractive index. **Practical significance.** The results obtained in the work of developing a method for controlling the frequencies of photons emitted by a single quantum dot in a one-dimensional photonic crystal will serve as the basis for the implementation of the photon-emitter interface, which contains key quantum functionality such as photonic qubits, single-photon light sources, as well as nonlinear quantum photon-photon gates.

**Keywords:** photonic crystals, quantum dots, electromagnetic mass of an electron, quantum electrodynamics, electro-optical Kerr effect

**Acknowledgment:** the work was funded by the strategic academic leadership program "Priority 2030" of Kazan Federal University under the Government of the Russian Federation.

**For citation:** Garifullin A.I., Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A. Controlling the frequencies of photons emitted by a single quantum dot in a one-dimensional photonic crystal [in Russian] // *Opticheskii Zhurnal*. 2024. V. 91. № 6. P. 00–00. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-06-00-00>

OCIS codes: 230.5298, 230.5590, 020.5580, 190.3270.

## ВВЕДЕНИЕ

Квантовые точки (КТ) являются перспективной платформой для создания базовых элементов квантовых компьютеров [1–3], таких как эффективные однофотонные источники [4–8] и детекторы [9], устройств для нанофотоники и наноплазмоники [10], фотовольтаики [11], биологических приложений и др. [12]. Вышеперечисленные приложения основаны на уникальных оптических свойствах КТ, таких как широкий спектр поглощения и узкая спектральная линия люминесценции, перестраиваемая длина волны излучения КТ, связанная с квантово-размерными эффектами, высокая фотостабильность и высокий квантовый выход флуоресценции [10].

В последнее десятилетие большое внимание привлекают КТ, помещённые в периодическую среду фотонного кристалла (ФК) [13]. ФК, состоящие из периодического массива оптических резонаторов, имеют острые пики в плотности фотонных состояний и пространственные перераспределения электромагнитного поля, что приводит к эффекту сильной связи квантовых излучателей с электромагнитным полем. Данные системы перспективны для создания фотонных кубитов и микролазеров [14], однофотонных источников с управляемой частотой фотонов [15], для наблюдения и исследования фундаментальных квантово-электродинамических (КЭД) эффектов [3, 16]. Преимуществом систем КТ в ФК является экстремально малый оптический модовый объём и хорошая интеграция с оптическими волноводами и электроникой на чипе [13, 17]. Вместе с тем, чтобы изменить длину волны излучения КТ, требуется изготовить их заново с другими параметрами. В связи с этим, актуальной задачей является разработка методов управления спектрами КТ *in situ*. Таким образом, целью данной работы является разработка метода управления частотами фотонов, излучаемых одиночной квантовой точкой в одномер-

ном фотонном кристалле, на основе эффекта изменения электромагнитной массы электрона в фотонно-кристаллической среде.

В данной статье рассматривается управление спектром излучения одиночной КТ из InAs, помещённой в одномерный ФК из GaAs [17]. Как было указано выше, в основе предлагаемого метода лежит эффект изменения электромагнитной массы электрона в среде ФК [18]. Он проявляется в виде поправок к энергетическим уровням электронов, зависящих от оптической плотности среды. Для управления последней предлагается использовать инъекцию свободных носителей заряда и квадратичный электрооптический эффект Керра [19].

Известно [20], что взаимодействие электрона, помещённого в вакуумные полости ФК, с собственным полем излучения чувствительно к модификации собственных электромагнитных мод структуры, но обычно рассмотрение этого эффекта ограничено лэмбовским сдвигом [21]. В работе [18] показано, что такая модификация должна влиять и на механизм формирования электромагнитной массы свободного электрона. Это ведёт к поправке  $\delta m_{pc}$  к собственной энергии электрона, которая не может быть спрятана в физической массе заряженной частицы. Применительно к атомам этот эффект приводит к сдвигам энергетических уровней и значительному изменению энергии ионизации атомов [22]. Важным является то, что исследуемый КЭД-эффект усиливается, когда среда ФК состоит из метаматериалов с высоким показателем преломления [23, 24]. Это связано с тем, что собственно-энергетическая поправка  $\delta m_{pc}$  квадратично зависит от показателя преломления оптически плотных компонент ФК. Будучи анизотропной по отношению к направлению импульса электрона, данная поправка зависит от состояния заряженной частицы и на несколько порядков больше лэмбовского сдвига в вакууме [22].

## МОДИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНА С СОБСТВЕННЫМ ПОЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМЕРНОМ ФК

В течение долгого времени электромагнитная масса электрона оставалась загадкой в связи с тем, что это расходящаяся величина и её невозможно измерить экспериментально [25]. В дальнейшем, при решении задачи о лэмбовском сдвиге, был предложен принцип перенормировок [26]. Согласно этому принципу, физическая масса электрона  $m_e$  представляется в виде суммы голой массы  $m_0$  и электромагнитной массы  $m_{em}$ :

$$m_e = m_0 + m_{em}. \quad (1)$$

В работе [18] было показано, что модификация взаимодействия электрона, помещённого в вакуумные полости ФК, с собственным полем излучения приводит к изменению электромагнитной массы электрона. В исследуемом эффекте электромагнитная масса электрона, фактически, впервые начинает проявлять себя явно.

Поскольку новая поправка — это наблюдаемая, ей должен соответствовать некоторый квантово-механический оператор. В [18] для него было выведено выражение для случая трёхмерного ФК:

$$\delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) = \frac{\alpha}{\pi^2} \left[ \sum_n \int_{FBZ} \frac{d^3\mathbf{k}}{\omega_{kn}^2} \sum_{\mathbf{G}} |\hat{\mathbf{I}}_p \cdot \mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G})|^2 - \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2k^2} \sum_{\lambda=1}^2 |\hat{\mathbf{I}}_p \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_\lambda(\mathbf{k})|^2 \right], \quad (2)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $\hat{\mathbf{I}}_p = \hat{\mathbf{p}}/|\hat{\mathbf{p}}|$  — оператор направления импульса электрона, собственные векторы  $\mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G})$  являются амплитудами блоховских плоских волн  $\mathbf{E}_{kn}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}}$ , соответствующие им собственные значения  $\omega_{kn}(\mathbf{k})$  — дисперсионные соотношения [27],  $n$  — номер зоны (состояния),  $\boldsymbol{\varepsilon}_\lambda(\mathbf{k})$  обозначает единичный вектор поляризации поля ( $\lambda$ ) в вакууме. Величина волнового вектора  $\mathbf{k}$  ограничивается первой зоной Бриллюэна (FBZ),  $\mathbf{G}$  — вектор обратной решётки ФК ( $\mathbf{G} = N_1\mathbf{b}_1 + N_2\mathbf{b}_2 + N_3\mathbf{b}_3$ ), где  $\mathbf{b}_i$  — примитивные базисные векторы обратной решётки). Первое слагаемое в правой части выражения (2) является электромагнитной мас-

сой электрона в среде ФК, тогда как второе слагаемое — в вакууме.

В данной работе мы рассматриваем одномерный ФК. Такие среды проще и удобнее как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения. Например, поляризационная структура электромагнитного поля представляется в явном виде с самого начала:

$$\mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G}) = \sum_{\lambda=1}^2 E_{kn\lambda}(G) \boldsymbol{\varepsilon}_\lambda(\mathbf{k}_G), \quad (3)$$

где  $\boldsymbol{\varepsilon}_1(\mathbf{k}_G)$  и  $\boldsymbol{\varepsilon}_2(\mathbf{k}_G)$  — единичный вектор ТЕ- (поперечно-электрической) и ТМ- (поперечно-магнитной) поляризации, соответственно,  $\mathbf{k}_G = \mathbf{k} + G\mathbf{e}_z$ .

Оператор собственно-энергетической поправки к электромагнитной массе свободного электрона, помещённого в вакуумные полости одномерного ФК, имеющего цилиндрическую симметрию, был выведен в [22] и имеет вид

$$\delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) = A + (\hat{\mathbf{I}}_p \cdot \hat{\mathbf{I}}_{pc})^2 B, \quad (4)$$

где  $\hat{\mathbf{I}}_{pc}$  — единичный вектор, направленный перпендикулярно слоям одномерного ФК,

$$A = \frac{\alpha}{\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \int_{FBZ} dk_z \times \left( \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \frac{k_{Gz}^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right) - \frac{4\alpha}{3\pi} \int dk,$$

$$B = \frac{\alpha}{\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \int_{FBZ} dk_z \times \left( \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \frac{2k_p^2 - k_{Gz}^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} - \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right).$$

Здесь  $\omega_{kn1}$  и  $\omega_{kn2}$  — дисперсионные соотношения для блоховских мод с ТЕ- и ТМ-поляризацией [27]. Собственными состояниями оператора (4) являются состояния с определённым импульсом. Для атомного электрона в состоянии  $|\Psi\rangle$  мы используем первый порядок теории возмущений, в котором соответствующая поправка равна матричному элементу  $\langle \Psi | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | \Psi \rangle$ .

## ГАМИЛЬТониан атомов в ФК и фотонно-кристаллическая поправка к электромагнитной массе электрона в $s$ - и $p$ -состояниях

Таким образом, гамильтониан атома в среде ФК должен быть дополнен операторами  $\delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p)$  для каждого электрона. Эффект для ядра также должен иметь место, однако в процессах атомной физики им можно пренебречь. В случае атома водорода гамильтониан принимает наиболее простой вид:

$$\hat{H}_{pc} = \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) + \hat{H}, \quad (5)$$

где  $\hat{H}$  — гамильтониан атома водорода в свободном пространстве (в вакууме) с собственными значениями  $E_i$  и собственными векторами  $|\Psi_i\rangle$ . Атомные состояния и энергии определяются уравнением Шредингера:

$$\hat{H}_{pc} |\Psi_{i,pc}\rangle = E_{i,pc} |\Psi_{i,pc}\rangle. \quad (6)$$

В первом порядке теории возмущений мы будем считать, что собственные векторы состояний атомной системы в среде ФК неизменны  $|\Psi_{i,pc}^{(1)}\rangle = |\Psi_i\rangle$ . Тогда выражение для энергии атома можно записать следующим образом

$$E_i^{(1)} = \langle \Psi_i | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | \Psi_i \rangle + E_i. \quad (7)$$

Необходимо отметить, что поправка  $E_i^{(1)}$  —  $E_i$  зависит только от орбитального  $l$  и его проекции магнитного  $m_l$  квантовых чисел:  $\langle \Psi | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | \Psi \rangle = \langle l, m_l | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | l, m_l \rangle$  [26].

При рассмотрении КТ будет использоваться одноэлектронное приближение, при котором многоэлектронная задача сводится к одноэлектронной, и воздействие на рассматриваемый электрон всех остальных электронов описывается некоторым самосогласованным периодическим полем [28]. В настоящей работе будет применяться это приближение к одиночной КТ из InAs [29] с водородоподобной структурой энергетических уровней и будут исследоваться переходы из  $p$ - в  $s$ -состояние, которые формируют в InAs зону проводимости и валентную зону, соответственно.

Волновые функции электрона в импульсном представлении  $\Psi_{l,m_l}(\mathbf{p})$  в  $s$ -состоянии

( $l = 0, m_l = 0$ ) и  $p$ -состояниях ( $p_0$  ( $l = 1, m_l = 0$ ) и  $p_{\pm 1}$  ( $l = 1, m_l = \pm 1$ )) принимают вид

$$\Psi_{0,0}(\mathbf{p}) = \frac{1}{p} \sqrt{\frac{2}{p}} \frac{4p}{(1+p^2)^2} \frac{1}{\sqrt{4\pi}}, \quad (8)$$

$$\Psi_{1,0}(\mathbf{p}) = \frac{-i 128}{p \sqrt{3\pi}} \frac{p^2}{(1+4p^2)^3} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos\Theta, \quad (9)$$

$$\Psi_{1,\pm 1}(\mathbf{p}) = \mp \frac{i 128}{p \sqrt{3\pi}} \frac{p^2}{(1+4p^2)^3} \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin\Theta e^{\pm i\Phi}, \quad (10)$$

где  $p$  — абсолютное значение импульса электрона,  $\Theta, \Phi$  — зенитный и азимутальный углы [28]. Используя выражение (4), были рассчитаны матричные элементы оператора фотонно-кристаллической поправки к электромагнитной массе электрона для его различных состояний (8–10).

$$\begin{aligned} \langle \delta m_{pc} \rangle_{0,0} &= \frac{2\alpha}{3\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \times \\ &\times \int dk_z \left( \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right) - \frac{4\alpha}{3\pi} \int dk, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta m_{pc} \rangle_{1,0} &= \frac{2\alpha}{5\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \times \\ &\times \int dk_z \left[ \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \left( 1 + \frac{2k_p^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} \right) + \right. \\ &\left. + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right] - \frac{4\alpha}{3\pi} \int dk, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta m_{pc} \rangle_{1,\pm 1} &= \frac{2\alpha}{5\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \times \\ &\times \int dk_z \left[ \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \frac{2k_{Gz}^2 + k_p^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} + \right. \\ &\left. + \frac{2|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right] - \frac{4\alpha}{3\pi} \int dk. \end{aligned} \quad (13)$$

Уравнения (11)–(13) в том виде, в котором они записаны выше, всё ещё содержат ультра-

фиолетовые расходимости. Так происходит из-за того, что базовая теория, позволяющая вычислить модовый состав ФК, описывает только оптический диапазон частот, а потому в ней часто пренебрегают дисперсией материала [27]. Вместе с тем, при переходе к большим частотам все вещества в природе демонстрируют прозрачность — это обеспечивает сходимость интегралов, приведённых выше. Её можно обеспечить либо параметром обрезания, специально подобранным под конкретную среду [18], либо разбивая частотный диапазон на убывающие участки с постоянным показателем преломления [22].

Энергетическое смещение спектральной линии, излученной атомом или КТ, будет определяться разницей в приведённых выше поправках:

$$\Delta z_1 = \langle \delta m_{\text{pc}} \rangle_{1,0} - \langle \delta m_{\text{pc}} \rangle_{0,0} = \frac{4\alpha}{15\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \times \int dk_z \left[ \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \frac{2k_p^2 - k_{Gz}^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} - \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right], \quad (14)$$

$$\Delta z_2 = \langle \delta m_{\text{pc}} \rangle_{1,\pm 1} - \langle \delta m_{\text{pc}} \rangle_{0,0} = \frac{2\alpha}{15\pi} \sum_{n,G} \int k_p dk_p \times \int dk_z \left[ \frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \frac{k_{Gz}^2 - 2k_p^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right]. \quad (15)$$

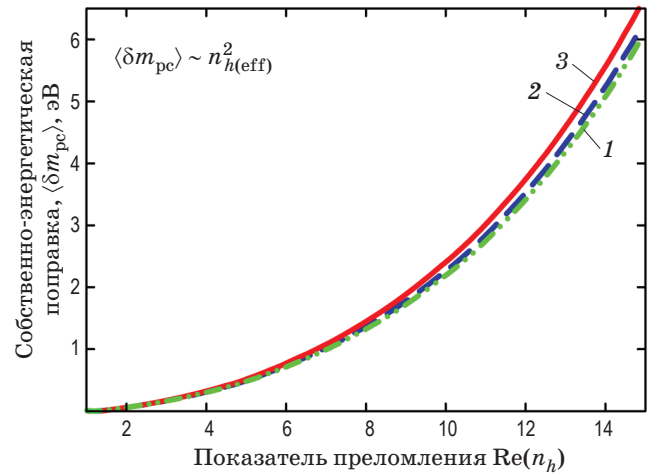
## УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ОДИНОЧНОЙ КТ В ОДНОМЕРНОМ ФК

Квадратичная зависимость от показателя преломления слоёв ФК (рис. 1) является важным свойством собственно-энергетической поправки  $\delta m_{\text{pc}}$ . Такая чувствительность открывает дорогу к управлению спектральными линиями КТ без необходимости синтеза новых образцов.

Ультрабыстрая оптическая настройка среды ФК в фемтосекундном и пикосекундном временном масштабе активно исследуется в последние годы. Эта технология может быть использована в новых приложениях, таких как оптические переключатели или в обработке сигналов. К наиболее многообещающим методам сверхбыстрой настройки относят оптически индуцированное изменение показателя преломления одного или обоих слоёв ФК

посредством инжекции свободных носителей заряда, оптического эффекта Керра или оптического эффекта Штарка [19, 31–34]. Изменение показателя преломления, обусловленное инжекцией свободных носителей заряда, включает три вклада: это сдвиг Бурштейна–Мосса межзонных переходов (связанный с заполнением зоны), вклады Друде и перенормировка запрещённой зоны (её усадка) [19]. Мы рассматриваем вклады Друде, связанные с носителями заряда, возбуждаемыми однофотонными и многофотонными процессами, а также вклад оптического эффекта Керра в изменение показателя преломления оптически плотного слоя одномерного ФК на основе арсенида галлия.

Первые вклады появляются, когда энергия пучка накачки ( $\hbar\Omega \approx 1,55$  эВ) немного



**Рис. 1.** Квадратичная зависимость собственно-энергетической поправки  $\langle \delta m_{\text{pc}} \rangle$  от показателя преломления  $n_h$  вещества, из которого состоят слои одномерного ФК с пустотами, для различных состояний связанного электрона в КТ:  $s$ -состояние ( $l = 0, m_l = 0$ ) (кривая 2),  $p_0$ -состояние ( $l = 1, m_l = 0$ ) (кривая 3) и  $p_{\pm 1}$ -состояние ( $l = 1, m_l = \pm 1$ ) (кривая 1). Параметры ФК: толщина вакуумных слоёв  $d_1/T = 1/3$  и слоёв материала  $d_h/T = 2/3$ , где  $T = 750$  нм — период ФК, параметр обрезания  $\omega_{\text{max}}^{\text{kn}} = 10,65$  эВ

**Fig. 1.** The quadratic dependence of the self-energy correction  $\langle \delta m_{\text{pc}} \rangle$  on the refractive index  $n_h$  of the substance, which consists of one-dimensional PC layers with voids, for various states of the bound electron in a QD:  $s$ -state ( $l = 0, m_l = 0$ ) (curve 2),  $p_0$ -state ( $l = 1, m_l = 0$ ) (curve 3) and  $p_{\pm 1}$ -state ( $l = 1, m_l = \pm 1$ ) (curve 1). PC parameters: the thickness of the vacuum layers  $d_1/T = 1/3$  and the material layers  $d_h/T = 2/3$ , where  $T = 750$  nm is the PC period, the cutoff parameter  $\omega_{\text{max}}^{\text{kn}} = 10,65$  eV

превышает энергию электронно запрещённой зоны GaAs ( $E_g = 1,42$  эВ при  $T = 295$  К) [19]. Вклад электрооптического эффекта Керра проявляется, когда энергия накачки ниже  $E_g/2$ . В данной работе рассматривается каплеобразная одиночная КТ из арсенида индия, которая расположена на поверхности арсенида галлия. Так как электронная запрещённая зона InAs меньше, чем GaAs, КТ создаёт трёхмерную потенциальную яму для электронов и дырок. [35]. В настоящей работе не учитывается электрон-фононное взаимодействие, которое начинается с криогенных температур. В работе [19] было показано, что для арсенида галлия термически индуцированные изменения показателя преломления примерно на 2–3 порядка меньше, чем изменения, вызванные заполнением зоны и вкладами Друде. Таким образом, тепловыми эффектами можно пренебречь.

Рассмотрим вклады Друде и вклад электрооптического эффекта Керра в показатель преломления арсенида галлия более детально. Основываясь на данных из работы [19], можно положить, что при инжекции свободных носителей заряда, которая происходит под действием оптического импульса с длиной волны  $\lambda = 880$  нм и интенсивностью  $I_\Omega \approx 0,4$  ГВт/см<sup>2</sup>, изменение показателя GaAs  $\Delta n$  будет равно 0,01. При этом показатель преломления  $n$  невозмущённого GaAs на длине волны  $\lambda = 880$  нм ( $\approx 1,55$  эВ) составляет 3,666 (рис. 2) [36, 37].

Рассчитанные величины энергетических переходов в одиночной КТ из InAs, находящейся на слое из GaAs одномерного ФК, с помощью механизма инжекции свободных носителей заряда представлены в табл. 1.

Изменение показателя преломления арсенида галлия с помощью эффекта Керра осу-

ществляется зондирующим пучком на частоте  $\omega$  при наличии пучка накачки с частотой  $\Omega$

$$\Delta n(\omega) = 2\text{Re}\left[\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\Omega, \Omega)E(\Omega)E^*(\Omega)\right]/2n = 2n_2I_\Omega, \quad (16)$$

где  $\chi^{(3)}$  — оптическая восприимчивость третьего порядка и  $n_2$  — нелинейный показатель преломления. Нелинейный показатель преломления  $n_2$  для GaAs равен  $3 \times 10^{-4}$  см<sup>2</sup>ГВт<sup>-1</sup> [19]. Для оценки эффекта Керра мы рассматривали распространение пикосекундных импульсов с длиной волны  $\lambda = 1900$  нм и интенсивностью  $I_\Omega \approx 40,4$  ГВт/см<sup>2</sup> согласно параметрам из работы [31]. Под действием данного нерезонансного возбуждения среды одномерного ФК из GaAs и одиночной КТ из InAs изменение показателя преломления оптически плотного слоя ФК структуры  $\Delta n$  составило 0,024. Величина  $n$  невозмущённого GaAs на длине волны  $\lambda = 1900$  нм ( $\approx 0,63$  эВ)

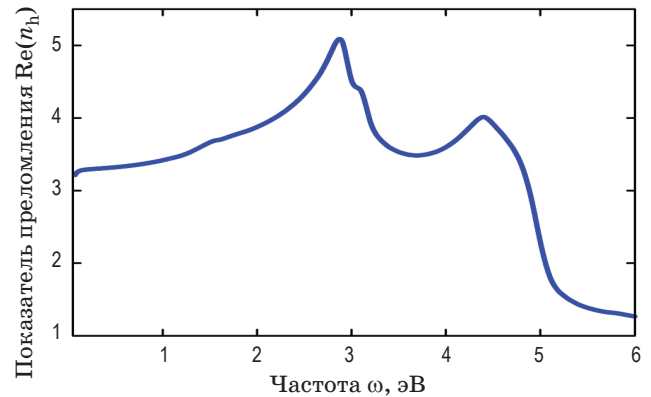


Рис. 2. Функция дисперсии  $n_h(\omega)$  для GaAs [36, 37]  
Fig. 2. Dispersion function  $n_h(\omega)$  for GaAs [36, 37]

**Таблица 1.** Поправки к энергиям переходов одиночной КТ из InAs на слое одномерного ФК из GaAs, вызванные эффектом изменения электромагнитной массы электрона. Показаны величины поправок (столбец 2) при невозмущённых внешних полях слоев из GaAs, а также величины поправок (столбец 3) при изменённом показателе преломления слоёв GaAs вкладами Друде

**Table 1.** Corrections to the transition energies of a single QD from InAs on a layer of one-dimensional PC from GaAs caused by the effect of a change in the electromagnetic mass of an electron. The values of the corrections (column 2) for GaAs layers undisturbed by the external field, as well as the values of the corrections (column 3) for the changed refractive index of GaAs layers by Drude contributions are shown

Поправки	Невозмущённый GaAs ( $n \approx 3,666$ ), мэВ	GaAs с вкладами Друде ( $n \approx 3,676$ ), мэВ	Разница, мэВ
$\Delta z_1$	1,524	1,473	-51,5
$\Delta z_2$	-0,762	0,736	25,7

**Таблица 2.** Поправки к энергиям переходов одиночной КТ из InAs на слое одномерного ФК из GaAs, вызванные эффектом изменения электромагнитной массы электрона. Показаны величины поправок (столбец 2) при невозмущённых внешним полем слоях из GaAs, а также величины поправок (столбец 3) при изменённом показателе преломления слоёв GaAs с помощью электрооптического эффекта Керра

**Table 2.** Corrections to the transition energies of a single QD from InAs on a layer of one-dimensional PC from GaAs caused by the effect of a change in the electromagnetic mass of an electron. The values of corrections (column 2) for GaAs layers undisturbed by the external field, as well as the values of corrections (column 3) for the changed refractive index of GaAs layers using the electro-optic Kerr effect are shown

Поправки	Невозмущённый GaAs ( $n \approx 3,342$ ), мЭВ	GaAs с эффектом Керра ( $n \approx 3,366$ ), мЭВ	Разница, мкЭВ
$\Delta z_1$	1,710	1,674	–35,2
$\Delta z_2$	–0,855	–0,837	17,6

составила 3,342 (рис. 2) [36, 37]. В данном исследовании рассматривается только реальная часть показателя преломления  $\text{Re}(n_h)$  арсенида галлия, мнимая же часть ведёт к уширению спектральных линий. Рассчитанные величины энергетических переходов в одиночной КТ из InAs, находящейся на слое из GaAs одномерного ФК, с помощью эффекта Керра представлены в табл. 2.

Рассчитанные значения поправок к энергиям перехода между  $p$ - и  $s$ -состояниями электрона КТ из арсенида индия в среде одномерного ФК из слоёв арсенида галлия и вакуумных слоёв в невозмущённом случае составили единицы мЭВ, в то время как диапазон изменения энергии переходов с помощью инжекции свободных носителей заряда и электрооптического эффекта Керра оказался на два порядка меньше. В силу квадратичной зависимости величины собственно-энергетической поправки  $\langle \delta m_{pc} \rangle$  от показателя преломления  $n_h$  оптически плотного слоя GaAs ФК, сдвиг энергий переходов может быть больше. Для этого необходимо изменение  $n_h$ , например, с помощью инжекции свободных носителей заряда и электрооптического эффекта Керра. В случае этих эффектов дополнительные поправки-сдвиги к энергиям рассматриваемых переходов электрона КТ из арсенида индия в среде одномерного ФК из слоёв арсенида галлия и вакуумных слоёв составили десятки мкЭВ. Изучаемый КЭД эффект усиливается, когда ФК состоит из слоёв

с большим оптическим контрастом, а также с большим нелинейным показателем преломления  $n_2$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере квантовых переходов между  $p$ - и  $s$ -состояниями водородоподобной КТ из InAs, помещённой в пустоты одномерного ФК из GaAs, была показана принципиальная возможность управления *in situ* частотами фотонов, излучённых КТ. Это возможно на основе эффекта изменения электромагнитной массы электрона, а также настройки показателя преломления ФК с помощью инжекции свободных носителей заряда и электрооптического эффекта Керра.

Расчёты, проведённые для описанных выше условий, показали, что диапазон управления энергией фотонов, доступный в эксперименте, оказывается мал, чтобы использовать его на практике, и эффект смещения уступает по порядку величины таковому, уже наблюдавшемуся в эксперименте в работах [38–40]. Вместе с тем, важно отметить, что величина смещения энергетических уровней под действием исследуемого КЭД-эффекта квадратично зависит от показателя преломления материала, из которого изготовлен ФК. Следовательно, ожидается, что описанный здесь метод будет существенно масштабирован по мере роста оптической плотности вещества. Такие ФК могут быть получены с помощью метаматериалов с высоким показателем преломления [23, 24].

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Krasheninnikov A.V., Openov L.A. Elementary quantum-dot gates for single-electron computing // JETP Lett. 1996. V. 64. P. 231–236. <https://doi.org/10.1134/1.567180>

## REFERENCES

1. Krasheninnikov A.V., Openov L.A. Elementary quantum-dot gates for single-electron computing // JETP Lett. 1996. V. 64. P. 231–236. <https://doi.org/10.1134/1.567180>



2. O'Brien J.L., Furusawa A., Vučković J. Photonic quantum technologies // *Nature Photon.* 2009. V. 3. № 12. P. 687–695. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.229>
3. Heindel T., Kim J.H., Gregersen N. et al. Quantum dots for photonic quantum information technology // *Adv. Opt. Photonics.* 2023. V. 15. № 3. P. 613–738. <https://doi.org/10.1364/AOP.490091>
4. Рахлин М.В., Беляев К.Г., Сорокин С.В. и др. Однофотонный источник при 80 К на основе диэлектрической наноантенны с CdSe/ZnSe-квантовой точкой // *Письма в ЖЭТФ.* 2018. Т. 108. № 3. С. 201–205. <https://doi.org/10.1134/S0370274X18150109>
5. Senellart P., Solomon G., White A. High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources // *Nature Nanotech.* 2017. V. 12. № 11. P. 1026–1039. <https://doi.org/10.1038/nnano.2017.218>
6. Lee C.M., Buyukkaya M.A., Aghaeimeibodi S. et al. A fiber-integrated nanobeam single photon source emitting at telecom wavelengths // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. № 17. P. 171101(1–5). <https://doi.org/10.1063/1.5089907>
7. Uppu R., Midolo L., Zhou X. et al. Quantum-dot-based deterministic photon-emitter interfaces for scalable photonic quantum technology // *Nature Nanotech.* 2021. V. 16. № 12. P. 1308–1317. <https://doi.org/10.1038/s41565-021-00965-6>
8. Гайнутдинов Р.Х., Набиева Л.Я., Гарифуллин А.И. и др. Эффекты сильного взаимодействия в спектрах излучения квантовой точки, связанной с фононным резервуаром // *Письма в ЖЭТФ.* 2021. Т. 114. № 4. С. 221–227. <https://doi.org/10.31857/S1234567821160047>
9. Livache C., Martinez B., Goubet N. et al. A colloidal quantum dot infrared photodetector and its use for intraband detection // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. № 1. P. 2125(1–10). <https://doi.org/10.1038/s41467-019-10170-8>
10. Еремчев И.Ю., Еремчев М.Ю., Наумов А.В. Многофункциональный люминесцентный наноскоп дальнего поля для исследования одиночных молекул и квантовых точек (к 50-летию Института спектроскопии РАН) // *УФН.* 2019. Т. 189. № 3. С. 312–322. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038461>
11. Hosokawa H., Tamaki R., Sawada T. et al. Solution-processed intermediate-band solar cells with lead sulfide quantum dots and lead halide perovskites // *Nature communications* // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. № 1. P. 43(1–8). <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07655-3>
12. Вишератина А.К., Мартыненко И.В., Орлова А.О. и др. Исследование биосовместимых комплексов квантовых точек ZnS, допированных ионами  $Mn^{2+}$ , с хлоридом  $E6$  // *Оптический журнал.* 2014. Т. 81. № 8. С. 31–37.
13. Faraon A., Majumdar A., Englund D. et al. Integrated quantum optical networks based on quantum dots and photonic crystals // *New J. Phys.* 2011. V. 13. № 5. P. 055025(1–13). <https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/5/055025>
14. Yu Y., Xue W., Semenova E. et al. Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser // *Nat. Photonics.* 2017. V. 11. № 2. P. 81–84. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.248>
15. Chuprina I.N., Kalachev A.A. Generating frequency-bin qubits via spontaneous four-wave mixing in a photonic molecule // *Phys. Rev. A.* 2019. V. 100. № 4. P. 043843(1–7). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.100.043843>
16. Lermer M., Gregersen N., Dunzer F. et al. Bloch-wave engineering of quantum dot micropillars for cavity
2. O'Brien J.L., Furusawa A., Vučković J. Photonic quantum technologies // *Nature Photon.* 2009. V. 3. № 12. P. 687–695. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.229>
3. Heindel T., Kim J.H., Gregersen N. et al. Quantum dots for photonic quantum information technology // *Adv. Opt. Photonics.* 2023. V. 15. № 3. P. 613–738. <https://doi.org/10.1364/AOP.490091>
4. Rakhlin M.V., Belyaev K.G., Sorokin S.V. et al. Single-photon emitter at 80 K based on a dielectric nanoantenna with a CdSe/ZnSe quantum dot // *JETP Lett.* 2018. V. 108. P. 201–204. <https://doi.org/10.1134/S0021364018150109>
5. Senellart P., Solomon G., White A. High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources // *Nature Nanotech.* 2017. V. 12. № 11. P. 1026–1039. <https://doi.org/10.1038/nnano.2017.218>
6. Lee C.M., Buyukkaya M.A., Aghaeimeibodi S. et al. A fiber-integrated nanobeam single photon source emitting at telecom wavelengths // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. № 17. P. 171101(1–5). <https://doi.org/10.1063/1.5089907>
7. Uppu R., Midolo L., Zhou X. et al. Quantum-dot-based deterministic photon-emitter interfaces for scalable photonic quantum technology // *Nature Nanotech.* 2021. V. 16. № 12. P. 1308–1317. <https://doi.org/10.1038/s41565-021-00965-6>
8. Gainutdinov R.Kh., Nabieva L.Y., Garifullin A.I. et al. Strong interaction effects in the emission spectra of a quantum dot coupled to a phonon reservoir // *JETP Lett.* 2021. V. 114. P. 188–194. <https://doi.org/10.1134/S0021364021160050>
9. Livache C., Martinez B., Goubet N. et al. A colloidal quantum dot infrared photodetector and its use for intraband detection // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. № 1. P. 2125(1–10). <https://doi.org/10.1038/s41467-019-10170-8>
10. Eremchev I.Y., Eremchev M.Y., Naumov A.V. Multifunctional far-field luminescence nanoscope for studying single molecules and quantum dots: (50th anniversary of the Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences) // *Phys.-Uspekhi.* 2018. V. 62. № 3. P. 294–303. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.06.038461>
11. Hosokawa H., Tamaki R., Sawada T. et al. Solution-processed intermediate-band solar cells with lead sulfide quantum dots and lead halide perovskites // *Nature communications* // *Nat. Commun.* 2019. V. 10. № 1. P. 43(1–8). <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07655-3>
12. Visheratina A.K., Martynenko I.V., Orlova A.O. et al. Investigation of biocompatible complexes of  $Mn^{2+}$ -doped ZnS quantum dots with chlorin e6 // *Journal of Optical Technology.* 2014. V. 81. № 8. P. 444–448. <https://doi.org/10.1364/JOT.81.000444>
13. Faraon A., Majumdar A., Englund D. et al. Integrated quantum optical networks based on quantum dots and photonic crystals // *New J. Phys.* 2011. V. 13. № 5. P. 055025(1–13). <https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/5/055025>
14. Yu Y., Xue W., Semenova E. et al. Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser // *Nat. Photonics.* 2017. V. 11. № 2. P. 81–84. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.248>
15. Chuprina I.N., Kalachev A.A. Generating frequency-bin qubits via spontaneous four-wave mixing in a photonic molecule // *Phys. Rev. A.* 2019. V. 100. № 4. P. 043843(1–7). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.100.043843>
16. Lermer M., Gregersen N., Dunzer F. et al. Bloch-wave engineering of quantum dot micropillars for cavity

- quantum electrodynamics experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 5. P. 057402(1–4). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.057402>
17. Wei Y., Zhao T., Yao B. et al. Bright and highly-polarized single-photon sources in visible based on droplet-epitaxial GaAs quantum dots in photonic crystal cavities // *Opt. Mater. Express.* 2020. V. 10. № 1. P. 170–177. <https://doi.org/10.1364/OME.379424>
18. Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A., Salakhov M.Kh. Electron rest mass and energy levels of atoms in the photonic crystal medium // *Phys. Rev. A.* 2012. V. 85. № 5. P. 053836(1–7). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.053836>
19. Mondia J.P., Tan H.W., Linden S. et al. Ultrafast tuning of two-dimensional planar photonic-crystal waveguides via free-carrier injection and the optical Kerr effect // *JOSA B.* 2005. V. 22. № 11. P. 2480–2486. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.22.002480>
20. John S., Wang J. Quantum optics of localized light in a photonic band gap // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. № 16. P. 12772–12789. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.12772>
21. Wang X.H., Kivshar Y.S., Gu B.Y. Giant lamb shift in photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 7. P. 073901(1–4). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.073901>
22. Gainutdinov R.Kh., Garifullin A.I., Khamadeev M.A. et al. Quantum electrodynamics in photonic crystals and controllability of ionization energy of atoms // *Phys. Lett. A.* 2021. V. 404. P. 127407(1–7). <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2021.127407>
23. Lee S. Colloidal superlattices for unnaturally high-index metamaterials at broadband optical frequencies // *Opt. Express.* 2015. V. 23. P. 28170(1–12). <https://doi.org/10.1364/OE.23.028170>
24. Kim R., Chung K., Kim J.Y. et al. Metal nanoparticle array as a tunable refractive index material over broad visible and infrared wavelengths // *ACS Photonics.* 2018. V. 5. P. 1188–1195. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.7b01497>
25. Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. Atom-photon interactions, basic processes and applications. Weinheim: WILEY Interscience, 2004. 656 p.
26. Schweber S.S. An introduction to relativistic quantum field theory. New York: Courier, 2011. 905 p.
27. Skorobogatiy M., Yang J. Fundamentals of photonic crystal guiding. New York: Cambridge University Press, 2009. 267 p.
28. Richter M., Carmele A., Sitek A. et al. Few-photon model of the optical emission of semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. № 8. P. 087407(1–4). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.087407>
29. Diakite Y.I., Malozovsky Y., Bamba C.O. et al. First principle calculation of accurate electronic and related properties of zinc blende Indium Arsenide (zb-InAs) // *Materials.* 2022. V. 15. № 10. P. 3690(1–14). <https://doi.org/10.3390/ma15103690>
30. Flugge S. Practical quantum mechanics. New York: Springer, 2011. 636 p.
31. Hu X., Zhang Q., Liu Y. et al. Ultrafast three-dimensional tunable photonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. № 13. P. 2518–2520. <https://doi.org/10.1063/1.1615309>
32. Hartsuiker A., Harding P.J., Nowicki-Bringuier Y.R. et al. Kerr and free carrier ultrafast all-optical switching of GaAs/AlAs nanostructures near the three photon edge of GaAs // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. № 8. P. 083105. <https://doi.org/10.1063/1.3000098>
- quantum electrodynamics experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 5. P. 057402(1–4). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.057402>
17. Wei Y., Zhao T., Yao B. et al. Bright and highly-polarized single-photon sources in visible based on droplet-epitaxial GaAs quantum dots in photonic crystal cavities // *Opt. Mater. Express.* 2020. V. 10. № 1. P. 170–177. <https://doi.org/10.1364/OME.379424>
18. Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A., Salakhov M.Kh. Electron rest mass and energy levels of atoms in the photonic crystal medium // *Phys. Rev. A.* 2012. V. 85. № 5. P. 053836(1–7). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.85.053836>
19. Mondia J.P., Tan H.W., Linden S. et al. Ultrafast tuning of two-dimensional planar photonic-crystal waveguides via free-carrier injection and the optical Kerr effect // *JOSA B.* 2005. V. 22. № 11. P. 2480–2486. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.22.002480>
20. John S., Wang J. Quantum optics of localized light in a photonic band gap // *Phys. Rev. B.* 1991. V. 43. № 16. P. 12772–12789. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.12772>
21. Wang X.H., Kivshar Y.S., Gu B.Y. Giant lamb shift in photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 7. P. 073901(1–4). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.073901>
22. Gainutdinov R.Kh., Garifullin A.I., Khamadeev M.A. et al. Quantum electrodynamics in photonic crystals and controllability of ionization energy of atoms // *Phys. Lett. A.* 2021. V. 404. P. 127407(1–7). <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2021.127407>
23. Lee S. Colloidal superlattices for unnaturally high-index metamaterials at broadband optical frequencies // *Opt. Express.* 2015. V. 23. P. 28170(1–12). <https://doi.org/10.1364/OE.23.028170>
24. Kim R., Chung K., Kim J.Y. et al. Metal nanoparticle array as a tunable refractive index material over broad visible and infrared wavelengths // *ACS Photonics.* 2018. V. 5. P. 1188–1195. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.7b01497>
25. Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. Atom-photon interactions, basic processes and applications. Weinheim: WILEY Interscience, 2004. 656 p.
26. Schweber S.S. An introduction to relativistic quantum field theory. New York: Courier, 2011. 905 p.
27. Skorobogatiy M., Yang J. Fundamentals of photonic crystal guiding. New York: Cambridge University Press, 2009. 267 p.
28. Richter M., Carmele A., Sitek A. et al. Few-photon model of the optical emission of semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. № 8. P. 087407(1–4). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.087407>
29. Diakite Y.I., Malozovsky Y., Bamba C.O. et al. First principle calculation of accurate electronic and related properties of zinc blende Indium Arsenide (zb-InAs) // *Materials.* 2022. V. 15. № 10. P. 3690(1–14). <https://doi.org/10.3390/ma15103690>
30. Flugge S. Practical quantum mechanics. New York: Springer, 2011. 636 p.
31. Hu X., Zhang Q., Liu Y. et al. Ultrafast three-dimensional tunable photonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. № 13. P. 2518–2520. <https://doi.org/10.1063/1.1615309>
32. Hartsuiker A., Harding P.J., Nowicki-Bringuier Y.R. et al. Kerr and free carrier ultrafast all-optical switching of GaAs/AlAs nanostructures near the three photon edge of GaAs // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. № 8. P. 083105. <https://doi.org/10.1063/1.3000098>

33. Morita K., Takahashi T., Kanbara T. et al. Large optical Kerr signal of GaAs/AlAs multilayer cavity with InAs quantum dots embedded in strain-relaxed barriers // *Physica E: Low-dimensional systems and nanostructures*. 2010. V. 42. № 10. P. 2505–2508. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.12.035>
34. Rivoire K., Buckley S., Majumdar A. et al. Fast quantum dot single photon source triggered at telecommunications wavelength // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. № 8. P. 083105. <https://doi.org/10.1063/1.3556644>
35. Ramsay A. A review of the coherent optical control of the exciton and spin states of semiconductor quantum dots // *Semicond. Sci. Technol.* 2010. V. 25. № 10. P. 103001(1–23). <https://doi.org/10.1088/0268-1242/25/10/103001>
36. Aspnes D., Kelso S., Logan R. et al. Optical properties of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. № 2. P. 754–767. <https://doi.org/10.1063/1.337426>
37. Skauli T., Kuo P.S., Vodopyanov K.L. et al. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94. P. 6447–6455. <https://doi.org/10.1063/1.1621740>
38. Kim H., Shen T.C., Sridharan D. et al. Magnetic field tuning of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. № 9. P. 091102(1–3). <https://doi.org/10.1063/1.3562344>
39. Aghaeimeibodi S., Lee C.M., Buyukkaya M.A. et al. Large stark tuning of InAs/InP quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. № 7. P. 071105(1–4). <https://doi.org/10.1063/1.5082560>
40. Katsumi R., Ota Y., Osada A. et al. In situ wavelength tuning of quantum-dot single-photon sources integrated on a CMOS-processed silicon waveguide // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. № 4. P. 041103(1–5). <https://doi.org/10.1063/1.5129325>
33. Morita K., Takahashi T., Kanbara T. et al. Large optical Kerr signal of GaAs/AlAs multilayer cavity with InAs quantum dots embedded in strain-relaxed barriers // *Physica E: Low-dimensional systems and nanostructures*. 2010. V. 42. № 10. P. 2505–2508. <https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.12.035>
34. Rivoire K., Buckley S., Majumdar A. et al. Fast quantum dot single photon source triggered at telecommunications wavelength // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. № 8. P. 083105. <https://doi.org/10.1063/1.3556644>
35. Ramsay A. A review of the coherent optical control of the exciton and spin states of semiconductor quantum dots // *Semicond. Sci. Technol.* 2010. V. 25. № 10. P. 103001(1–23). <https://doi.org/10.1088/0268-1242/25/10/103001>
36. Aspnes D., Kelso S., Logan R. et al. Optical properties of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. № 2. P. 754–767. <https://doi.org/10.1063/1.337426>
37. Skauli T., Kuo P.S., Vodopyanov K.L. et al. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 94. P. 6447–6455. <https://doi.org/10.1063/1.1621740>
38. Kim H., Shen T.C., Sridharan D. et al. Magnetic field tuning of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. № 9. P. 091102(1–3). <https://doi.org/10.1063/1.3562344>
39. Aghaeimeibodi S., Lee C.M., Buyukkaya M.A. et al. Large stark tuning of InAs/InP quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. № 7. P. 071105(1–4). <https://doi.org/10.1063/1.5082560>
40. Katsumi R., Ota Y., Osada A. et al. In situ wavelength tuning of quantum-dot single-photon sources integrated on a CMOS-processed silicon waveguide // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 116. № 4. P. 041103(1–5). <https://doi.org/10.1063/1.5129325>

#### АВТОРЫ

**Адель Ильдусович Гарифуллин** — канд. физ.-мат. наук, ассистент кафедры оптики и нанофотоники Института физики Казанского федерального университета, 420008, Казань, Россия; научный сотрудник Казанского квантового центра Казанского национального исследовательского технического университета им. А.Н. Туполева — КАИ, 420111, Казань, Россия; Scopus ID: 57210419430; <https://orcid.org/0000-0002-5333-4712>; [adel-garifullin@mail.ru](mailto:adel-garifullin@mail.ru)

**Ренат Хамитович Гайнутдинов** — доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры оптики и нанофотоники Института физики Казанского федерального университета, 420008, Казань, Россия; Scopus ID: 7003727146; <https://orcid.org/0000-0003-3141-5121>; [Renat.Gainutdinov@kpfu.ru](mailto:Renat.Gainutdinov@kpfu.ru)

**Марат Актасович Хамадеев** — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры оптики и нанофотоники Института физики Казанского федерального университета, 420008, Казань, Россия; Scopus ID: 24278802900; <http://orcid.org/0000-0003-2865-9571>; [Marat.Khamadeev@kpfu.ru](mailto:Marat.Khamadeev@kpfu.ru)

Статья поступила в редакцию 06.10.2023

Одобрена после рецензирования 15.12.2023

Принята к печати 29.04.2024

#### AUTHORS

**Adel I. Garifullin** — PhD in Physics and Mathematics, Assistant of the Department of Optics and Nanophotonics of the Institute of Physics of the Kazan Federal University, 420008, Kazan, Russia; Researcher of the Kazan Quantum Center of the Kazan National Research Technical University n.a. A.N. Tupolev — KAI, 420111, Kazan, Russia; Scopus ID: 57210419430; <https://orcid.org/0000-0002-5333-4712>; [adel-garifullin@mail.ru](mailto:adel-garifullin@mail.ru)

**Renat Kh. Gainutdinov** — D.Sci. in Physics and Mathematics, Full Professor of the Department of Optics and Nanophotonics of the Institute of Physics of the Kazan Federal University, 420008, Kazan, Russia; Scopus ID: 7003727146; <https://orcid.org/0000-0003-3141-5121>; [Renat.Gainutdinov@kpfu.ru](mailto:Renat.Gainutdinov@kpfu.ru)

**Marat A. Khamadeev** — PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor of the Department of Optics and Nanophotonics of the Institute of Physics of the Kazan Federal University, 420008, Kazan, Russia; Scopus ID: 24278802900; <https://orcid.org/0000-0003-2865-9571>; [Marat.Khamadeev@kpfu.ru](mailto:Marat.Khamadeev@kpfu.ru)

The article was submitted to the editorial office 06.10.2023

Approved after review 15.12.2023

Accepted for publication 29.04.2024