Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 5, с. 386 – 392 © 2025 г. 10 марта

Зарядовые состояния одиночных квантовых точек в микрорезонаторной p–n–p гетероструктуре со встроенной кулоновской блокадой

А. И. Галимов[1], *Ю. М. Серов, М. В. Рахлин, Г. В. Климко, С. В. Сорокин, И. В. Седова, М. М. Кулагина, Ю. М. Задиранов, Ю. А. Салий, Д. С. Березина, С. И. Трошков, Т. В. Шубина, А. А. Торопов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2024 г.
После переработки 27 декабря 2024 г.
Принята к публикации 13 января 2025 г.

Исследовано зарядовое состояние одиночных квантовых точек InAs/GaAs в микрорезонаторных p–n–p гетероструктурах в условиях встроенной кулоновской блокады, индуцированной тонким слоем с n-типом проводимости, расположенным вблизи квантовых точек. Оптимальный профиль легирования и толщины слоев в гетероструктуре найдены аналитически путем решения уравнения Пуассона. Число и знак носителей заряда в одиночной квантовой точке определены экспериментальными исследованиями спиновой динамики и статистики однофотонного излучения при резонансном и квазирезонансном возбуждении. Показана возможность получения нейтральных и заряженных, положительно и отрицательно, квантовых точек с вероятностью, превышающей 90 %, что открывает новые возможности для исследования оптических процессов в одиночных квантовых точках и их применения в квантовой фотонике.

DOI: 10.31857/S0370274X25030092, EDN: GFLGFM

1. Введение. Полупроводниковые эпитаксиальные квантовые точки (КТ) нашли широкое применение в физике наноструктур как идеальный двухуровневый объект. К настоящему времени достигнуты впечатляющие успехи в понимании спиновой физики экситонных состояний в КТ [1]. Эпитаксиальные КТ также широко исследуются в квантовой фотонике для генерации "по требованию" одиночных фотонов, в том числе с высокой степенью неразличимости [2, 3]. Высокая эффективность подобных источников однофотонного излучения обеспечивается помещением КТ в микрорезонаторы различных типов, которые обеспечивают усиление слабого излучения КТ и его направленный вывод [3–6]. Отметим, что этот прием достаточно характерен и для прецизионных исследований в области физики наноструктур [7].

Функциональность системы КТ-микрорезонатор во многом определяется зарядовым состоянием КТ. Именно оно определяет выбор оптимального способа возбуждения КТ. Например, для нейтральной КТ эффективным является возбуждение через акустические фононы в симметричном резонаторе с невырожденными оптическими модами [8, 9], а однократно заряженная КТ оптимальна для резонансного возбуждения в асимметричном резонаторе с поляризационным расщеплением мод [10]. Понимание статуса зарядового состояния, необходимого для конкретного применения, и надежный контроль над ним является важнейшей предпосылкой для получения достоверных данных о физических процессах в КТ.

Возможным решением этой проблемы является использование эффекта кулоновской блокады в микрорезонаторной туннельной p–n гетероструктуре с КТ [11, 12]. Однако реализация такого подхода крайне сложна, поскольку предполагает изготовление высокодобротного микрорезонатора, включающего обширную сильно легированную активную область с заметным поглощением света свободными носителями на длине волны излучения КТ. Кроме того, этот подход требует формирования контактов к структуре для приложения электрического поля, что многократно усложняет технологический процесс.

В данной работе представлены результаты исследования зарядового состояния одиночных КТ InAs/GaAs в микрорезонаторных p–n–p гетероструктурах со встроенной кулоновской блокадой, реализуемой на стадии эпитаксиального роста. Эффект кулоновской блокады достигается за счет тонкой подстройки уровня КТ к уровню Ферми в результате формирования p–n–p профиля легирования структуры, содержащей тонкий слой GaAs с n-типом про-

[1]e-mail: galimov@mail.ioffe.ru

водимости на заданном расстоянии от слоя КТ. При этом реализация заданного, нейтрального или заряженного, состояния экситона в КТ осуществляется без приложения внешнего электрического поля.

Величина и знак заряда КТ в гетероструктурах для подтверждения модели определялись в результате экспериментального исследования спиновой динамики и статистики однофотонного излучения при резонансном и квазирезонансном возбуждении. Данный метод идентификации зарядового состояния не требует сильных поперечных магнитных полей, что существенно упрощает эксперименты. Полученные данные хорошо согласуются с результатами расчета электростатического потенциала в модельной p–n–p структуре.

2. Микрорезонаторные p–n–p гетероструктуры для управления зарядом КТ. В настоящем исследовании были использованы образцы с КТ в столбчатых микрорезонаторах, изготовленные из пяти гетероструктур, отличающихся концентрацией донорной примеси (Si) в n-области. Гетероструктуры формировались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на GaAs:Si (001) подложке с буферным слоем GaAs толщиной 300 нм. Поверх буферного слоя выращивались 30 (18) пар $\lambda/4$ слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$/GaAs, формирующих нижние (верхние) РБО. Между РБО располагается GaAs резонаторная λ-полость толщиной 266 нм, в центре которой находится массив InAs КТ, сформированных по механизму роста Странского–Крастанова (рис. 1a). Затем методом реактивного ионно-плазменного травления в сочетании с контактной фотолитографией формировались цилиндрические микростолбики с диаметром основания в диапазоне от 1.5 мкм до 4 мкм (рис. 1b). Подобные структуры с высокодобротными микрорезонаторами использовались нами ранее в качестве однофотонных источников [13–15].

Для обеспечения эффекта кулоновской блокады в λ-полость гетероструктуры из GaAs p-типа был введен слой GaAs толщиной w с n-типом проводимости. Для определения профиля распределения электростатического потенциала, соответствующего этому дизайну, был проведен расчет в модели одномерной p–n–p структуры, включающей две полубесконечные области GaAs с p-типом проводимости (концентрация акцепторов N_A), расположенные слева и справа от слоя GaAs n-типа (концентрация доноров N_D). Профиль потенциала рассчитывался путем решения уравнения Пуассона в модели полностью обедненных областей пространственного заряда (ОПЗ) с резкими границами [16]. Наличие удаленных РБО GaAs/AlGaAs с близким уровнем легирования учитывалось путем введения контактной разности потенциалов на границе n- и p-областей (V_0) как подгоночного параметра. Граничные условия для электростатического потенциала и электрического поля выбирались равными нулю на бесконечности слева и справа.

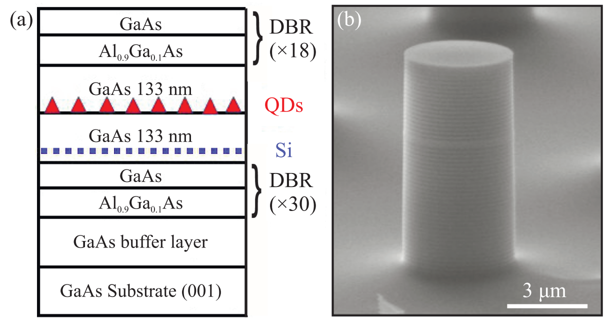

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематичное изображение гетероструктуры с InAs/GaAs КТ (QDs) и РБО (DBR). (b) – Изображение столбчатого микрорезонатора, полученное с помощью растрового электронного микроскопа

Результаты расчета использовались для построения профилей зонной структуры вдоль оси роста в экспериментальных образцах. На рисунке 2a представлен профиль дна зоны проводимости при концентрации доноров в n-области $N_D = 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, а на рис. 2b – потолка валентной зоны при концентрации доноров в n-области $N_D = 1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Такие концентрации соответствуют положению уровня Ферми вблизи дна зоны проводимости или потолка валентной зоны, соответственно.

Вид решения электростатической задачи принципиально зависит от того, является ли n-область структуры полностью обедненной, что, в свою очередь, определяется концентрациями примесей в n- и p-областях (N_D и N_A) и толщиной w области n-типа. При достаточно малом значении N_D реализуется условие полного обеднения, когда две одинаковые ОПЗ на краях n-области смыкаются, так что ширина каждой из них равна $x_n = w/2$. В этом случае электростатический потенциал при $x = x_{QD}$ равен:

$$\phi_{QD}(N_D) = \frac{q}{2\varepsilon}\left(N_A x_{QD}^2 + N_D w x_{QD} + \frac{N_D^2 w^2}{4N_A}\right), \tag{1}$$

где q – величина заряда свободного электрона, $\varepsilon = 12.5\varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость GaAs.

Выражение (1) отражает квадратичную зависимость величины электростатического потенциала в месте расположения КТ от концентрации доноров

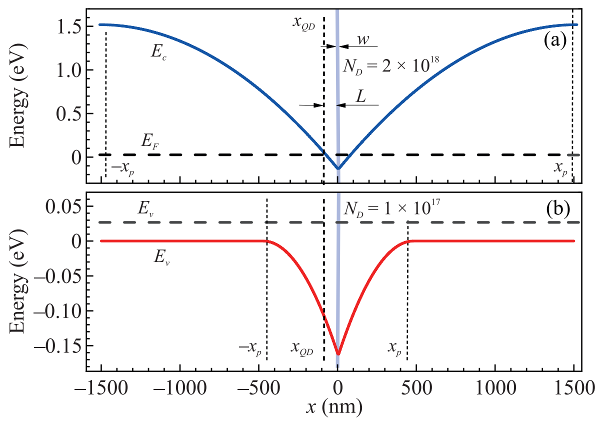

Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассчитанный энергетический профиль дна зоны проводимости (a) и потолка валентной зоны (b) барьеров GaAs в модельной p–n–p гетероструктуре, включающей полубесконечные области p-GaAs, слой n-GaAs с концентрацией: (a) – $N_D = 2 \cdot 10^{18}\,\text{см}^{-3}$ и (b) – $N_D = 1 \cdot 10^{17}\,\text{см}^{-3}$ и слой КТ InAs/GaAs при $x = x_{QD}$. В качестве нуля энергии выбрано значение $E_V(-\infty) = 0$. При расчете использовались следующие значения параметров: $N_A = 1.0 \cdot 10^{15}\,\text{см}^{-3}$, контактная разность потенциалов $V_0 = 1.65\,\text{В}$, $w = 9.4\,\text{нм}$, расстояние от n-области до слоя КТ $|x_{QD}| = 88\,\text{нм}$. Пунктирной линией на рисунках показана энергия Ферми $E_F = 26.7\,\text{мэВ}$

в n-области. В приводимых расчетах концентрация примесных атомов была зафиксирована на уровне $N_A \sim 1 \cdot 10^{15}\,\text{см}^{-3}$, что отражает оценку фонового уровня легирования в процессе роста конкретных образцов. Энергия связи основного C акцептора (E_A) составляет 26.7 мэВ, и при температуре измерений (10 K) его термической активацией можно пренебречь [17]. При этом энергия Ферми $E_F = E_A$ и выбор концентрации доноров N_D в n-области позволяет в определенных пределах управлять расположением энергетических уровней носителей заряда в КТ относительно энергии Ферми, что, в свою очередь, определяет зарядовое состояние КТ.

При достаточно большой величине N_D обеднение n-области оказывается неполным ($x_n < w/2$), и величина электростатического потенциала при $x = x_QD$ равна

$$\phi_{QD}(N_D) = \\ = \frac{q}{2\varepsilon}\left(N_A x_{QD}^2 + N_A(2x_p)x_{QD} + \frac{N_A(2x_p)^2}{4}\right). \quad (2)$$

Толщины p- и n-областей x_p и x_n выражаются через N_A и N_D как

$$x_p(N_D) = N_D\sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN_A N_D(N_D + N_A)}}, \quad (3)$$

$$x_n = x_p\frac{N_A}{N_D}, \quad (4)$$

где V_0 – контактная разность потенциалов на границе n- и p-областей. Зависимость величины электростатического потенциала от N_D, определяемая выражениями (2) и (3), оказывается существенно более слабой, чем квадратичная зависимость, определяемая выражением (1).

Таким образом, при большом значении N_D (рис. 2a) в результате искривления зон в образующихся протяженных ОПЗ энергия Ферми располагается ближе к основному уровню электронов в КТ, так что КТ оказывается нейтральной или даже заряженной отрицательно. При малой величине N_D энергия Ферми располагается непосредственно над краем валентной зоны (рис. 2b). В этом случае энергия основного уровня дырок в КТ превышает E_F и дырки могут перемещаться из p-области в КТ, заряжая ее однократно или двухкратно.

3. Идентификация зарядового состояния КТ. Для определения характерного равновесного зарядового состояния КТ, представленных в табл. 1, были случайным образом отобраны столбчатые микрорезонаторы, в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) которых при надбарьерном возбуждении присутствовали яркие линии излучения одиночных КТ, спектрально совпадающие с модой микрорезонатора.

Таблица 1. Параметры исследуемых гетероструктур с КТ: N_D – концентрация доноров, L – расстояние между n-областью и слоем КТ, X^N – доля КТ с зарядом N

#	N_D, см^{-3}	L, нм	X^{-2}, %	X^{-1}, %	X_0, %	X^{+1}, %	X^{+2}, %
1	0	–	0	0	0	4	96
2	$2 \cdot 10^{18}$	133	0	10	90	0	0
3	$1 \cdot 10^{17}$	133	0	0	0	78	22
4	$1 \cdot 10^{17}$	88	0	0	0	95	5
5	$2 \cdot 10^{18}$	88	30	70	0	0	0

Для отобранных структур было реализовано резонансное возбуждение π-импульсом наблюдаемых линий в схеме с кросс-поляризационной фильтрацией, фокусируя лазерный луч на верхний торец микрорезонатора. Измеряемая при этом кинетика затухания ФЛ одиночной КТ позволила достоверно различать линии излучения нейтральных КТ от заряженных по наличию характерных осцилляций, вызванных квантовыми биениями между когерентно возбужденными состояниями тонкой структуры экситона [13, 18].

Полное отсутствие ФЛ при резонансном возбуждении характеризует КТ как многозарядные (два и более носителей заряда). При надбарьерном возбуждении захват неосновных (фотовозбужденных) носителей заряда позволяет наблюдать линию излучения трионного состояния такой КТ, однако генерация электрон-дырочной пары на основных уровнях КТ при резонансном возбуждении оказывается невозможной из-за полного заполнения двукратно-вырожденного основного электронного или дырочного уровня.

С целью определения знака заряда однократно заряженных КТ, демонстрирующих отсутствие осцилляций в кинетике линейно-поляризованной резонансной ФЛ, исследовалась спиновая динамика в поперечном магнитном поле величиной до 500 мТл. Для неосновных носителей заряда она определялась по измеренной с временным разрешением кинетике циркулярно-поляризованных компонент ФЛ, возбуждаемой через акустические фононы циркулярно-поляризованным излучением импульсного лазера, отстроенного по спектру от линии излучения КТ на величину ~ 1 нм [19]. Вычисленная по этим измерениям осциллирующая степень поляризации (рис. 3a, b) отражает прецессию спина, ориентированного в начальный момент времени вдоль оси роста структуры циркулярно-поляризованным лазерным импульсом, а уменьшение амплитуды осцилляций позволяет оценить характерное время спиновой релаксации неосновного носителя заряда – электрона в положительном трионе и дырки в отрицательном.

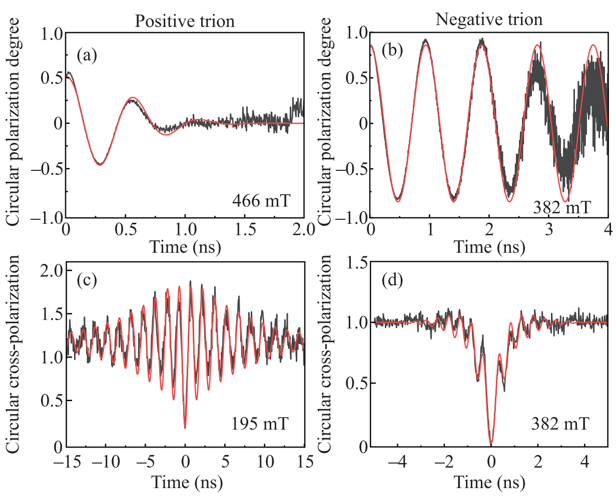

Рис. 3. (Цветной онлайн) Кривая затухания степени циркулярной поляризации (a), (b) и кросс-корреляционная функция (c), (d), измеренные при 10 K в поперечном магнитном поле в образцах # 1 (a), (c) с положительно заряженной КТ и # 2 (b), (d) с отрицательно заряженной КТ

Для исследования спиновой динамики основных (резидентных) носителей заряда в тех же структурах измерялась кросс-корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ между циркулярно-поляризованными компонентами излучения, возбуждаемого непрерывным линейно поляризованным лазером с той же спектральной отстройкой от линии КТ. Типичный осциллирующих характер кросс-корреляционной функции резко различается для положительно и отрицательно заряженных КТ (рис. 3c, d). Данные осцилляции обусловлены прецессией спина резидентного носителя в КТ между двумя актами возбуждения [19, 20].

Аппроксимация измеренных зависимостей позволила определить характерные времена спиновой релаксации носителей заряда обоих типов. Времена релаксации использовались в качестве основного отличительного признака при определении знака заряда КТ, поскольку спиновая релаксация для электрона в КТ происходит существенно быстрее, чем для дырки, за счет более эффективного сверхтонкого взаимодействия с флуктуирующими ядерными спинами [21–24].

Результаты измерений спиновой динамики для положительных и отрицательных трионов приведены на рис. 3 для образцов # 1 и # 2 из табл. 1. Для отрицательно заряженной КТ спиновая релаксация фотовозбужденной дырки, ассоциированная с зависимостью степени поляризации на рис. 3b, происходит на масштабе времен, существенно превышающем радиационное время жизни трионного состояния. Аппроксимация полученных данных позволяет сделать нижнюю оценку в 5 нс как для времени продольной релаксации спина T_{1h}, так и для времени дефазировки спина в флуктуирующем ядерном поле T_{2h}^*. Быстрое затухание осцилляций корреляционной функции для той же структуры (рис. 3d) удовлетворительно описывается при аппроксимации дефазировки спина электрона во флуктуирующем ядерном поле с характерными временами $T_{2e}^* \approx 1$ нс, $T_{1e} \approx 10$ нс [25].

Для положительно заряженной КТ на рис. 3a, напротив, наблюдается быстрое затухание амплитуды осцилляций при измерении спиновой динамики неосновного носителя заряда, определяемое также быстрой дефазировкой спина электрона с характерным временем $T_{2e}^* \approx 0.5$ нс. В то же время корреляционная функция показывает существенно более долгое время жизни спина основных носителей заряда, а ее аппроксимация дает времена спиновой релаксации дырки $T_{2h}^* \approx 11$ нс, $T_{1h} \approx 9$ нс. Таким образом, для положительных трионов время дефазировки спина основного носителя заряда, отражаемое кросс-корреляционной функцией, значительно превышает время дефазировки спина неосновных носителей, наблюдаемое в кинетике ФЛ, тогда как для отрицательных трионов соотношение этих времен строго противоположно.

Знак заряда многозарядных КТ не может быть определен вышеописанным методом из-за невозможности квазирезонансного возбуждения с испусканием акустических фононов. Однако наличие достаточной выборки структур на каждом образце позволило определить знак заряда по однократно заряженным, положительно или отрицательно, КТ, присутствующим на том же образце. Результат согласуется с общими соображениями о влиянии легирования на равновесное зарядовое состояние КТ. Статистика, собранная в ходе проведенных измерений, представлена в табл. 1.

4. Результаты и обсуждение. Для определения связи между измеренной статистикой зарядовых состояний КТ и концентрацией донорной примеси в n-области могут быть использованы зависимости от N_D энергии краев валентной зоны и зоны проводимости барьерных слоев GaAs в месте расположения КТ (рис. 4), рассчитанные с использованием выражений:

$$E_V(N_D) = -q\phi_{QD}(N_D), \tag{5}$$

$$E_C(N_D) = E_V(N_D) + E_g, \tag{6}$$

где $E_g = 1.519$ эВ – ширина запрещенной зоны GaAs, а $\phi_{QD}(N_D)$ – электростатический потенциал, рассчитанный по формуле (1) или (2).

Как видно из рис. 4, с ростом N_D энергия зон быстро уменьшается вплоть до достижения критического значения, соответствующего условию неполного обеднения ($x_n < w/2$). Энергия дна зоны проводимости E_C при этом приближается к энергии Ферми E_F. При дальнейшем росте N_D энергия зон фактически остается постоянной. Как будет показано ниже, возможность кулоновской блокады реализуется, когда двукратно вырожденный уровень энергии электрона или дырки находится вблизи уровня Ферми.

Зарядовое состояние КТ в структуре в основном определяется двумя факторами: расположением одночастичных уровней энергии электронов или дырок в незаряженной КТ относительно энергии Ферми и энергией кулоновского взаимодействия носителей заряда, пространственно ограниченных в КТ [26]. В типичных КТ InAs/GaAs основной вклад в энергию электронных и дырочных уровней определяется эффектом размерного квантования в направлении роста гетероструктуры. Пренебрегая в первом приближении кулоновскими корреляциями по сравнению с

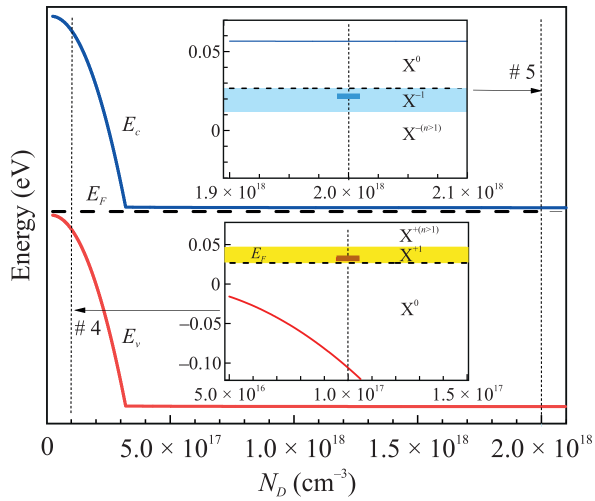

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные зависимости от N_D энергии краев валентной зоны E_V и зоны проводимости E_C барьерных слоев GaAs в месте расположения КТ. На вставках крупным планом показаны участки зависимостей $E_C(N_D)$ (верхняя вставка) и $E_V(N_D)$ (нижняя вставка) для образцов # 4 и # 5 из табл. 1 соответственно. Положения уровней E_E и E_h показаны на вставках в виде горизонтальных полос, центр которых соответствует значению N_D равному $1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ для # 4 и $2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ для # 5. Закрашенные полосы на вставках соответствуют энергиям электронных и дырочных уровней в области кулоновской блокады

эффектами размерного квантования, можно оценить суммарную энергию локализации основных состояний электрона и дырки как $E_\Sigma = E_e + E_h \approx E_g - E_{PL}$, где E_e и E_h – энергии уровней электрона и дырки относительно краев зоны проводимости и валентной зоны барьерных слоев GaAs соответственно, E_g – ширина запрещенной зоны GaAs, а E_{PL} – энергия фотона, соответствующая длине волны излучения КТ, которая определяется положением моды оптических микрорезонаторов и близка для всех исследованных КТ (~ 919 нм).

Несмотря на то, что величина $E_\Sigma \approx 0.17$ эВ фиксирована, значения составляющих энергий локализации электрона и дырки (E_e и E_h) могут заметно отличаться для различных КТ. Имеющиеся в литературе теоретические оценки показывают существенную зависимость отношения E_e/E_h от формы и размера КТ [27, 28]. Можно предположить, что именно эта зависимость определяет возможность реализации различных зарядовых состояний для разных КТ, сформированных методом Странского–Крастанова в одной и той же гетероструктуре, что наблюдается в табл. 1.

Следует отметить, что, несмотря на свою малость по сравнению с эффектом размерного квантования, кулоновское взаимодействие носителей заряда в КТ имеет принципиальное значение для реализации однократно заряженных КТ, поскольку уровни электронов (дырок) двухкратно вырождены по проекции спина (углового момента), а энергии состояний в однократно и двухкратно заряженной КТ отличаются только на характерную энергию кулоновского отталкивания двух носителей заряда (~ 20 мэВ для InAs/GaAs КТ [11]), что и определяет эффект кулоновской блокады.

На вставках к рис. 4 крупным планом показаны участки зависимостей $E_C(N_D)$ (верхняя вставка) и $E_V(N_D)$ (нижняя вставка), соответствующие параметрам образцов # 4 и # 5, в которых преобладают однократно заряженные КТ с резидентными дыркой или электроном. Энергии основных уровней в таких КТ находятся в пределах узких (~ 20 мэВ) энергетических областей, прилегающих к энергии Ферми (закрашенные полосы на вставках к рис. 4). Оценка значений E_e и E_h, выполненная с использованием формул (1)–(6) с учетом условия $E_e + E_h \approx 0.17$ эВ, удовлетворяет условиям реализации однократно заряженных КТ для этих образцов одновременно только при использовании набора параметров, приведенного в подрисуночной подписи к рис. 1. Значения N_A, N_D и E_F совпадают с технологически заданными номинальными параметрами, значение ширины n-области $w = 9.4$ нм оказывается меньше номинального значения $w = 10$ нм на незначительную величину, а оптимальные значения подгоночных переменных V_0 и E_e/E_h выбраны как $V_0 = 1.65$ В и $E_e/E_h = 1/4$. При этом E_e либо E_h в образцах находятся в пределах области кулоновской блокады для уровней однократно заряженной КТ с разными знаками заряда.

Оценка значений E_e и E_h, выполненная с полученным набором оптимальных параметров для образцов # 1 и # 2, также хорошо согласуется с измеренной статистикой реализации зарядовых состояний. Согласно расчету для референсного образца # 1, в котором n-область отсутствует, уровень E_h находится на 109 мэВ выше энергии Ферми, что полностью согласуется с реализацией 96 % многократно положительно заряженных КТ. Для образца # 2 с сильно легированной n-областью, удаленной от КТ на 133 нм, уровень E_e находится выше энергии Ферми на 87 мэВ, что согласуется с реализацией 90 % нейтральных КТ.

Большее расхождение расчета с экспериментом наблюдается для образца # 3 с умеренно легированной n-областью, удаленной от КТ на 133 нм. В этом случае E_h находится на 25 мэВ выше энергии Ферми, что соответствует области реализации многозарядных КТ вблизи границы области однократно положительно заряженных КТ. В эксперименте в этом образце действительно наблюдается 22 % многозарядных КТ, однако превалируют однократно заряженные положительные КТ (78 %), что, возможно, указывает на несколько большую, чем 20 мэВ, величину энергии кулоновского отталкивания двух дырок, заключенных в КТ. Отметим, что оценка этой величины носит приблизительный характер и, кроме того, может зависеть от формы и размеров конкретной КТ.

5. Заключение. Предложен относительно простой способ реализации эффекта кулоновской блокады, позволяющий получать однократно заряженные одиночные КТ. Способ реализуется непосредственно в процессе эпитаксиального роста микрорезонаторной гетероструктуры путем введения тонкого n-легированного слоя вблизи плоскости КТ. Экспериментальные исследования спиновой динамики и статистики однофотонного излучения позволили получить полную информацию о зарядовом состоянии одиночной КТ, излучение которой связано с фундаментальной модой столбчатого микрорезонатора. Разработана аналитическая модель, позволяющая определять профиль легирования и толщину слоев гетероструктуры, обеспечивающие существенное увеличение вероятности реализации нужного зарядового состояния КТ, сформированных по механизму роста Странского–Крастанова. В результате исследования спиновой динамики и однофотонной статистики излучения одиночных КТ в гетероструктурах, выращенных в соответствии с рассчитанным дизайном, были получены нейтральные и многократно заряженные КТ с вероятностью 90–96 %, а однократно заряженные КТ с вероятностью 70–95 %, что открывает новые возможности для исследования оптических процессов в одиночных КТ и их применения в квантовой фотонике.

Финансирование работы. Исследования А. И. Галимова, Ю. М. Серова, М. В. Рахлина, Г. В. Климко, С. В. Сорокина, И. В. Седовой, М. М. Кулагиной, Ю. М. Задиранова, С. И. Трошкова, Т. В. Шубиной и А. А. Торопова поддержаны госкорпорацией "Росатом" в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт # 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт # R2152 от 19.11.2021).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. M. Glazov, *Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures*, Oxford University Press, Oxford (2018).

2. H. Wang, Y. He, Y.-H. Li et al. (Collaboration), Nat. Photonics **11**, 361 (2017).
3. K. Madsen, S. Ates, J. Liu, A. Javadi, S. Albrecht, I. Yeo, S. Stobbe, and P. Lodahl, Phys. Rev. B **90**, 155303 (2014).
4. M. Arcari, I. Sollner, A. Javadi, S. Hansen, S. Mahmoodian, J. Liu, H. Thyrrestrup, E. Lee, J. Song, S. Stobbe, and P. Lodahl, Phys. Rev. Lett. **113**, 093603 (2014).
5. H. Wang, H. Hu, T.-H. Chung et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **122**, 113602 (2019).
6. C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. Solomon, and Y. Yamamoto, Nature **419**, 6907 (2002).
7. K. J. Vahala, Nature **424**, 839 (2003).
8. S.E. Thomas, M. Billard, N. Coste et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 233601 (2021).
9. O. Ortiz, F. Pastier, A. Rodriguez, P. Priya, A. Lemaitre, C. Gomez-Carbonell, I. Sagnes, A. Harouri, P. Senellart, V. Giesz, M. Esmann, and N. D. Lanzillotti-Kimura, Appl. Phys. Lett. **117**, 183102 (2020).
10. H. Wang, Y.-M. He, T.-H. Chung et al. (Collaboration), Nat. Photonics **13**, 770 (2019).
11. R. J. Warburton, B. T. Miller, C. S. Durr, C. Bodefeld, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, P. M. Petroff, and S. Huant, Phys. Rev. B **58**, 16221 (1998).
12. A. Högele, S. Seidl, M. Kroner, K. Karrai, R. J. Warburton, B. D. Gerardot, and P. M. Petroff, Phys. Rev. Lett. **93**, 217401 (2004).
13. A.I. Galimov, M.V. Rakhlin, G.V. Klimko, Yu.M. Zadiranov, Yu.A. Guseva, S.I. Troshkov, T.V. Shubina, and A.A. Toropov, JETP Lett. **113**, 252 (2021).
14. M.V. Rakhlin, A.I. Galimov, I.V. Diakonov et al. (Collaboration), J. Lumin. **253**, 119496 (2023).
15. M. Dryazgov, Yu. Biriukov, I. Dyakonov, K. Taratorin, A. Korneev, M. Rakhlin, A. Galimov, G. Klimko, S. Sorokin, M. Kulagina, Yu. Zadiranov, A. Toropov, F. Bergmann, S. Straupe, and S. Kulik, Optica Quantum **1**, 14 (2023).
16. S. L. Chuang, *Physics of Photonic Devices*, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, USA (2009).
17. H. S. Nguyen, G. Sallen, M. Abbarchi, R. Ferreira, C. Voisin, P. Roussignol, G. Cassabois, and C. Diederichs, Phys. Rev. B **87**, 115305 (2013).
18. H. Ollivier, I. Maillette, D. Wenniger et al. (Collaboration), ACS Photonics **7**(4), 1050 (2020).
19. N. Coste, M. Gundin, D. A. Fioretto, S. E. Thomas, C. Millet, E. Mehdi, N. Somaschi, M. Morassi, M. Pont, A. Lemaitre, N. Belabas, O. Krebs, L. Lanco, and P. Senellart, Quantum Science and Technology **8**, 025021 (2023).
20. N. Coste, D. A. Fioretto, N. Belabas et al. (Collaboration), Nat. Photonics **17**, 582 (2023).
21. A. Bechtold, D. Rauch, F. Li, T. Simmet, P.-L. Ardelt, A. Regler, K. Müller, N. A. Sinitsyn, and J. J. Finley, Nat. Phys. **11**, 1005 (2015).
22. B. Eble, C. Testelin, P. Desfonds, F. Bernardot, A. Balocchi, T. Amand, A. Miard, A. Lemaîitre, X. Marie, and M. Chamarro, Phys. Rev. Lett. **102**, 146601 (2009).
23. D. Cogan, O. Kenneth, N. H. Lindner, G. Peniakov, C. Hopfmann, D. Dalacu, P. J. Poole, P. Hawrylak, and D. Gershoni, Phys. Rev. X **8**, 041050 (2018).
24. D. Cogan, Z.-E. Su, O.Kenneth, and D. Gershoni, Phys. Rev. B **105**, L041407 (2022).
25. I. A. Merkulov, Al. L. Efros, and M. Rosen, Phys. Rev. B **65**, 205309 (2002).
26. Ph. Lelong, O. Heller, and G.Bastard, Physica E **2**, 678 (1998).
27. J.-Y. Marzin and G. Bastard, Solid State Commun. **92**, 437 (1994).
28. R. K. Willardson, M. Sugawara, and E. R. Weber, *Self-Assembled InGaAs/GaAs Quantum Dots*, Academic Press, San Diego, USA (1999).