

СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Введение. В начале 90-х годов было обнаружено, что во время эпитаксиального роста InAs на подложке GaAs при превышении некоторого критического значения толщины слоя InAs возникает самопроизвольный переход от послойного роста к формированию трехмерных островков в форме пирамиды (так называемый механизм Странского-Крастанова). Если вовремя приостановить рост островков, а затем зарастить полученную структуру широкозонным GaAs, то образуются когерентные трехмерные нанокристаллы – квантовые точки (КТ). Таким образом, полупроводниковая (ПП) КТ – это нанокластер узкозонного ПП в матрице широкозонного.

Концепция КТ была впервые предложена Х. Сакаки и Я. Аракава в 1982 г [1]. Вначале ими использовался термин “трехмерная квантовая яма (КЯ)”, который впоследствии заменили на “квантовый коробок”. В 90-х годах наиболее популярно стало название КТ.

Из-за разрыва краев энергетических зон на границе гетеросистемы “КТ - матрица” возникает трехмерная потенциальная яма для носителей заряда: электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Квантовое ограничение и повышенное взаимодействие между частицами в КТ приводят к тому, что оптические и транспортные свойства таких систем значительно отличаются от систем более высокой размерности и становятся очень чувствительными к форме и размерам КТ.

Уникальные свойства КТ позволили реализовать низкопороговые термостабильные инжекционные лазеры, превосходящие по своим характеристикам лазеры на квантовых ямах. Имеются серьезные предпосылки широкого применения КТ как активных элементов других оптоэлектронных приборов: оптических усилителей, светодиодов, оптических модуляторов, фотоприемников ИК диапазона, солнечных элементов. Кроме того, на основе КТ возможно создание новых приборов, таких как источников отдельных фотонов, одноэлектронных транзисторов и др.

В 80-е годы уровень технологии не позволял создавать бездефектные КТ. Реализация нуль-мерных эффектов в активной среде ПП лазера была впервые осуществлена путем помещения КЯ в сильное магнитное поле (сила Лоренца ограничивает движение носителей в плоскости КЯ). В этих экспериментах наблюдалось ослабление температурной зависимости порогового тока, сужение ширины линии, а также увеличение диапа-

зона модуляции частоты лазерного излучения, что свидетельствовало о больших потенциальных возможностях лазеров на КТ.

Однако на основе традиционных методов, таких как селективное травление КЯ, рост на профилированных подложках, или конденсация в стеклянных матрицах, создание приборно-ориентированных структур было невозможно. С 1992 г. происходят качественные изменения в технологии получения структур с КТ. Как оказалось, создание КТ с высокими кристаллическим совершенством, квантовым выходом излучательной рекомбинации и однородностью по размерам ($\sim 10\%$) возможно с использованием эффектов самоорганизации ПП наноструктур в гетероэпитаксиальных ПП системах [2,3]. Проявления эффекта спонтанного упорядочивания в массивах островков нанометровых размеров в гетеросистемах Ge/Si и InAs/GaAs позволило получать когерентные (бездислокационные) КТ предельно малых размеров (10–100 нм) с плотностью $10^{10}–10^{12} \text{ см}^{-2}$.

В последнее время стремительно растет число работ, посвященных изучению оптических и электрических свойств КТ, а также механизмам их роста. В этой статье мы кратко обсудим некоторые результаты спектроскопических исследований отдельных самоорганизованных КТ, а также перспективы создания приборов на их основе.

Микрофотолюминесценция. Мультиэкситоны. Самоорганизованные КТ иногда называют искусственными атомами, т.е. атомами, свойствами которых можно управлять технологическим путем. Изучение оптических свойств таких систем возможно в экспериментах с высоким пространственным разрешением, таких как микрофотолюминесценция (микро-ФЛ), сканирующая ближнепольная микроскопия, сканирующая туннельная люминесценция или катодолюминесценция.

В обычных условиях спектр ФЛ образуется за счет большого числа КТ. Разброс массива КТ по размерам приводит к неоднородному уширению линии излучения, величина которого составляет десятки-сотни миллиэлектронвольт.

Пространственное разрешение метода микро-ФЛ ограничено величиной в несколько 100 нм, что позволяет получить спектр излучения сотен отдельных КТ. А для достаточно разреженного массива этот метод дает линию излучения одной КТ. Ширина линии отдельных КТ, измеренная по спектрам микро-ФЛ, не превышает 100 мкэВ при температуре меньше 10 К. Сканирующая ближнепольная микроскопия еще более тонкий метод, позволяющий изучать излучение отдельных КТ (пространственное разрешение менее 100 нм) [4–6].

Оптические методы высокого пространственного разрешения дают возможность определить электронную структуру КТ, времена жизни носителей и механизмы их взаимодействия внутри КТ (например, по температурной зависимости ширины линии). Благодаря этим методам можно увидеть сходства и различия между КТ и реальным атомом.

Подобно атомным спектрам, спектры микро-ФЛ квантовых точек имеют характерную структуру, состоящую из набора отдельных узких линий испускания. Такая особенность спектра связана с нуль-мерным характером плотности состояний и отражает переходы носителей между дискретными уровнями в отдельной КТ.

Известное явление в спектроскопии атомных систем – спектральная диффузия – наблюдается в нуль-мерных структурах. Так, спектры ФЛ точек $\text{In}_{0.55}\text{Al}_{0.45}\text{As}$, полученные с помощью ближнепольной оптической спектроскопии, обнаруживают спектральную диффузию отдельных линий испускания при достаточной мощности возбуждения [7].

Тем не менее, между КТ и атомом имеются существенные отличия, связанные с тем, что типичная КТ состоит из тысячи атомов, образующих кристаллическую решетку конечных размеров. Она в свою очередь окружена матрицей атомов другого типа. Взаимодействие носителей в КТ с фононами приводит к особенностям в спектре КТ: широкие (мульти) ЛО-фононные резонансы наблюдаются при резонансном возбуждении ФЛ и в спектрах возбуждения ФЛ [2,8,9].

В спектрах отдельных КТ при низкой температуре наблюдаются мультиэкситонные линии [10,11]. Понижение размерности квантовой системы приводит к стабилизации экситонных состояний, поскольку полное экранирование кулоновского взаимодействия электрона и дырки становится невозможным. Энергия связи и сила осциллятора экситонных состояний растут, так что наблюдение экситонных эффектов становится возможным даже при комнатных температурах.

Наличие нескольких электронов и дырок в малом ограниченном объеме квантовой точки приводит к образованию различных экситонных комплексов: экситоны, биэкситоны, трионы и т.д. [10,12–16]. Если КТ, содержащую один экситон, уподобить атому водорода, то КТ с комплексной мультиэкситонной структурой будет аналогом атома гелия, лития, бериллия и т.д. [15]. Некоторая аналогия с атомными системами прослеживается и в принципе заполнения КТ новыми носителями. Уровни носителей могут быть вырождены и образовывать оболочки. Электроны и дырки заполняют электронные оболочки согласно правилу запрета Паули. В каждой вырожденной оболочке происходит конденсация

электронов и дырок в основное состояние мультиэкситона. Это происходит благодаря наличию скрытой симметрии (аналог правила Хунда для реальных атомов) у функции энергии, описывающей многочастичную систему.

В КТ помимо нейтральных экситонных комплексов: экситон (X), би-экситон ($2X$), трион ($3X$), мультиэкситон (mX), могут образовываться заряженные экситонные комплексы [11,17–19]. В этом случае КТ оказывается положительно или отрицательно заряженной и может рассматриваться как искусственный ион. Захват электрона или дырки носит случайный характер. Поэтому в спектре излучения КТ могут наблюдаться линии, обусловленные заряженными экситонами (X^*), биэкситонами ($2X^*$) и т.д. Суммарный заряд КТ существенно влияет на энергию кванта, излучаемого в результате электронно-дырочной рекомбинации. Замечено, что в положительно заряженной КТ энергия кванта больше, а в отрицательной – меньше по сравнению с нейтральной КТ [11].

В условиях сильного кулоновского взаимодействия носителей в КТ изменение их числа приводит к заметному изменению спектра всей структуры [6,20]. Иными словами, при исследовании КТ оказывается важным учет многочастичных эффектов. Исследование спектров ФЛ отдельной КТ позволяет понять ее внутреннюю электронную структуру. В спектрах массивов КТ кулоновские эффекты затеняются неоднородным уширением линии.

В целом экситонные комплексы оказываются весьма чувствительными к энергии кванта и мощности возбуждения. Они хорошо различаются в спектрах микро-ФЛ отдельных КТ. Для этих спектров характерна определенная закономерность их эволюции при увеличении мощности возбуждения [17,18]. На рис. 1 представлен спектр микро-ФЛ, полученный от КТ In(Ga)As/GaAs при температуре 10 К [17]. Энергия кванта возбуждения равна 1520 мэВ, так что носители возбуждаются в барьерном слое GaAs.

Излучение из основного состояния (s – оболочки) показано на рис. 2 в увеличенном масштабе. При наименьшем уровне возбуждения наблюдается отдельная узкая линия с энергией 1345,3 мэВ, обозначенная X . Увеличение мощности возбуждения приводит к возникновению в спектре двух линий (X^* и $2X$), отделенных от линии X на $+1,5 \pm 0,1$ и $-2 \pm 0,1$ мэВ соответственно. Одновременно с появлением линии $2X$ возникает излучение из возбужденного состояния (p -оболочка), имеющее энергию фотона на 35–45 мэВ больше. При мощности возбуждения около 100 Вт/см²

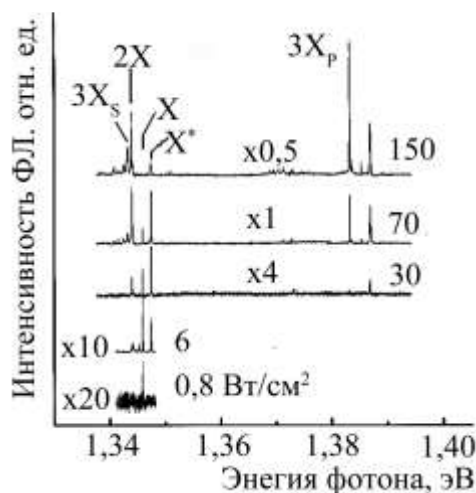


Рис. 1. Спектр микро-ФЛ квантовых точек InAs/GaAs как функция мощности возбуждения (0,8–150 Вт/см²). Возбуждение нерезонансное (энергия кванта 1520 мэВ). Пики около 1385 мэВ связаны с рекомбинацией в *p*-оболочке

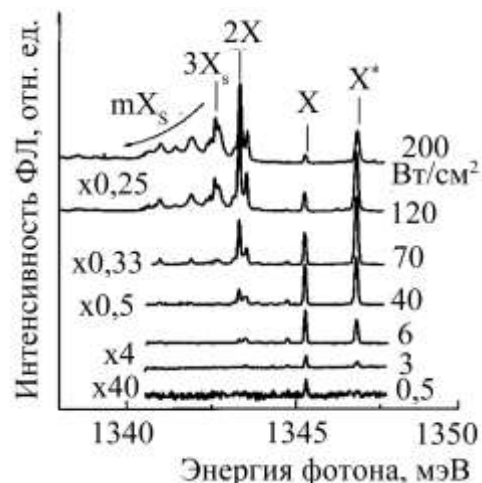


Рис. 2. Часть спектра микро-ФЛ, изображенного на рис. 1, в увеличенном масштабе.

Линии около 1,34 эВ связаны с рекомбинацией экситонов *s*-оболочки и мультиэкситонов

спектр усложняется из-за появления со стороны меньших энергий мультиэкситонных линий mX ($m \geq 3$ – число электронно-дырочных пар, образующих мультиэкситон), которые становятся доминирующими при дальнейшем увеличении накачки. Эти линии связаны с рекомбинацией экситона из *s*-оболочки, возмущенного присутствием экситонов в выше лежащих (*p*, *d*) оболочках. Важно отметить, что подобные спектры имели и другие КТ, что говорит о том, что такое их поведение отражает внутренние свойства самой КТ и не связано с внешними возмущениями.

При достаточно большой интенсивности накачки (>100 мкВт при диаметре лазерного пятна 3 мкм [20]), а также при высоких температурах (за счет термоэмиссии носителей из КТ) все линии излучения уширяются, и спектр утрачивает особенности, связанные с различными экситонными состояниями внутри КТ. Это явление связано с тем, что при возрастании мощности возбуждения растет плотность электронно-дырочной плазмы в широкозонной матрице. Соответственно, кулоновское взаимодействие между носителями в КТ и плазмой увеличивается, что приводит к значительному уширению линий и утрате нуль-мерных свойств КТ. Эти и другие оптические исследования свидетельствуют о том, что атомоподобный спектр КТ отчетливо проявляется при невысоких температурах и небольших мощностях возбуждения. В то же время, нуль-мерные свойства КТ оказываются очень чувствительны к кулоновским эффектам – они утрачиваются, когда заряд в КТ может флуктуировать (высокие тем-

пературы и/или интенсивная инжекция носителей) либо когда локализованный экситон взаимодействует с плотной электронно-дырочной плазмой. Например, при типичном уровне инжекции для лазера на КТ при комнатной температуре ширина линии усиления отдельной КТ имеет значение ~ 10 мэВ, что однако меньше чем для лазера на КЯ (~ 60 мэВ). Таким образом, кулоновские эффекты накладывают определенные внутренние ограничения на применимость КТ как активной среды в оптоэлектронных приборах.

Однородное уширение линии. Комбинация высокого пространственного и спектрального разрешения позволяет непосредственно измерять естественную ширину линии отдельных оптических переходов в КТ. Однородная ширина линии Γ связана со временем дефазировки τ соотношением: $\Gamma = 2\hbar/\tau$ [14].

Природа однородного уширения в КТ пока недостаточно выяснена. Для КТ, полученных в различных материальных системах, ширина линии испускания может различаться. Для самоорганизованных точек InAs на подложке GaAs (100) ширина линии при температуре 4 К составляет около 50–60 мкэВ. Это соответствует времени дефазировки около 10 пс [21]. А для квантовых точек CdSe в матрице ZnSe при температуре 7К ширина линии имеет значение около 200 мкэВ [22].

Представляет интерес вопрос о влиянии размера КТ на время дефазировки. Вообще говоря, при увеличении размера КТ, расстояние между уровнями размерного квантования уменьшается, и вероятность рассеивания на фононах увеличивается. Реальный массив КТ всегда имеет некоторое распределение по размерам. Результаты статистических исследований ширины линии излучения отдельных точек InGaAs/GaAs по всему массиву, показали, что малые изменения энергии локализации носителей (за счет изменения формы и размеров КТ) не влияют значительно на ширину линии излучения, а значит и на время дефазировки [23].

Температурная зависимость ширины линии излучения отдельных КТ является важным спектроскопическим параметром, отражающим механизм дефазировки экситона. Несмотря на большое число экспериментальных работ [7,10,11,22] природа этого механизма в КТ до конца не ясна.

Температурная зависимость ширины линии излучения экситона $\Gamma(T)$ в структурах бóльшей размерности, например КЯ, определяется взаимодействием экситона с фононами. Она задается вероятностью рассеяния экситона с основного на возбужденные уровни посредством поглощения фононов [14]:

$$\Gamma(T) - \Gamma(T=0) = \gamma_{\text{ак}} T + \gamma_{\text{оп}} \frac{1}{\exp(\hbar\omega_{\text{ЛО}}/kT)}.$$

Здесь первое слагаемое дает вклад рассеяния на акустических фононах, а второе – на оптических. При низких температурах ($kT < \hbar\omega_{\text{ЛО}}$) вторым слагаемым можно пренебречь из-за малой концентрации ЛО-фононов. При высоких температурах первое слагаемое пренебрежимо мало, т.к. $\gamma_{\text{оп}} \gg \gamma_{\text{ак}}$.

Для КТ теоретически предсказано, что ширина линии излучения не зависит от температуры. Это объясняется дискретностью плотности состояний КТ, так что энергия фононов не соответствует разности энергетических уровней в КТ. Таким образом, термическое уширение линии не должно наблюдаться из-за подавления рассеивания носителей на фононах (эффект узкого фононного горла). Однако это предсказание не подтверждается на опыте: с увеличением температуры ширина линии отдельной КТ увеличивается [21,22,24].

Рассмотрим это явление на примере КТ InAs в матрице AlGaAs [24]. Часть спектра микро-ФЛ этих точек в узком интервале энергий при температуре 10 К представлена на рис. 3.

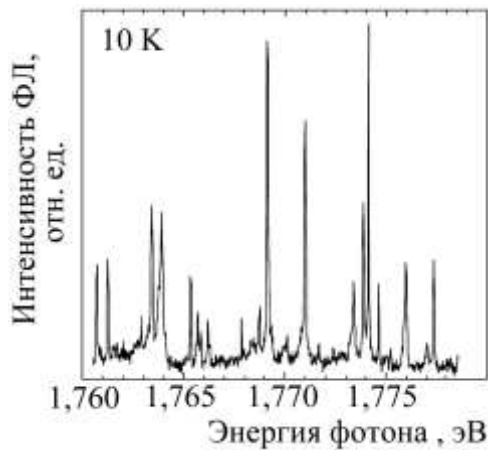


Рис. 3. Спектр ФЛ квантовых точек InAs/AlGaAs при температуре 10 К и мощности возбуждения $\sim 300 \text{ Вт/см}^2$ [24]

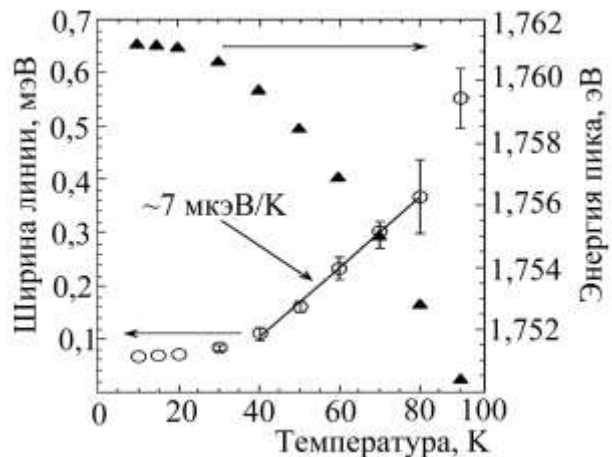


Рис. 4. Зависимость ширины линии излучения отдельной квантовой точки InAs/AlGaAs и соответствующей ей энергии кванта от температуры [24]

Мощность возбуждения составляет величину 300 Вт/см^2 , тогда как уширение линии происходит при мощностях больших 600 Вт/см^2 . Плотность КТ составляла $(1,0\text{--}1,6) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а средние высота и диаметр соответственно $1,5\text{--}3 \text{ нм}$ и $20\text{--}40 \text{ нм}$. Несмотря на то, что некоторые пики перекрываются из-за большой плотности КТ, наблюдаются ультразвукие линии шириной около $55\text{--}60 \text{ мкэВ}$.

Различные линии имеют схожую температурную зависимость энергии пика. На рис. 4 представлена температурная зависимость ширины линии и энергии пика одной из КТ [24]. С увеличением температуры энергия пика уменьшается, что отражает температурную зависимость ширины запрещенной зоны. При этом линия сохраняет лоренцеву форму, что свидетельствуют об ее однородном уширении. В интервале температур от 10 до 40 К ширина линии не изменяется, оставаясь равной ~ 90 мкэВ. С увеличением температуры от 40 до 80 К ширина линии отдельной КТ линейно увеличивается от 110 до 370 мкэВ, подчиняясь зависимости $\Gamma = \Gamma(T=0) + \gamma_{\text{ак}} T$. Температурный коэффициент уширения линии $\gamma_{\text{ак}} = 7$ мкэВ/К.

Отметим, что для точек $\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}/\text{GaAs}$ линейное уширение линии составило всего 0,5 мкэВ/К вплоть до $T=60$ К [25]. Полученное на основе экстраполяции значение однородного уширения при 0 К $\Gamma(0)$ составило мене 1,5 мкэВ, что соответствует времени дефазировки по крайней мере 900 пс. Время жизни экситона, полученное из временной зависимости ФЛ, было ~ 1 нс. То есть когерентность в КТ сохраняется в течение времени жизни экситона, независимого от температуры вплоть до 60 К. Это может быть важным при использовании электронных состояний в КТ в качестве квантовых битов информации.

Малая величина температурного уширения линии свидетельствует о частичном подавлении рассеивания носителей на фононах. Это явление объясняет замедленную релаксацию электрона из возбужденного состояния в основное (время междуровневой релаксации 10–40 пс [26]). Большое время жизни электрона (дырки) в возбужденном состоянии фактически означает наличие “метастабильного” уровня в КТ, что является необходимым условием получения инверсной населенности уровней в КТ. Иными словами, замедленная релаксация электрона открывает возможность создания лазеров дальнего ИК диапазона на внутризонных переходах в КТ [27].

Квантовая точка в микрорезонаторе. В резонаторе изменяется состояние электромагнитного вакуума. Поэтому при помещении диполя в резонатор изменяется характер его спонтанного излучения. Идея контроля над спонтанным излучением с помощью микрорезонаторов возникла в пионерской работе Парселла по модификации спонтанного излучения атомов.

Скорость излучательного перехода атома из возбужденного состояния $|i\rangle$ в состояние с меньшей энергией $|f\rangle$ зависит от плотности доступных фотонных состояний $\rho(\nu_c)$, где ν_c – частота перехода. В режиме слабого

взаимодействия эта скорость определяется золотым правилом Ферми:

$$\gamma = \left(\frac{2\pi}{\hbar} \right) \rho(\nu_c) \left| \langle f | H | i \rangle \right|^2,$$

где H – гамильтониан системы атом – вакуумное поле. За счет изменения $\rho(\nu_c)$ спонтанное излучение может быть усилено или подавлено. Это может быть сделано с помощью оптического резонатора, который уменьшает число разрешенных мод, но увеличивает интенсивность вакуумного поля для резонансных мод.

Согласно теории, скорость спонтанного излучения квазимонохроматический диполя, находящегося в резонансе с дискретной модой трехмерного резонатора и помещенный в ее пучность, увеличивается (уменьшается) в число раз, определяемое фактором Парселла [28]:

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

где V – объем моды, Q – добротность резонатора, λ – длина волны в вакууме, n – показатель преломления.

Для того чтобы значительно увеличить скорость спонтанного испускания, необходимо обеспечить высокую добротность, при этом объем моды резонатора должен быть порядка длины волны. Поэтому для излучения в оптическом диапазоне значительно сложнее модифицировать излучательное время жизни, чем в микроволновом.

Наиболее распространенными полупроводниковыми трехмерными микрорезонаторами являются микродиски, фотонные кристаллы и микростолбы. Однако для обычных излучателей (объемный кристалл, КЯ), ширина спектра которых значительно больше, чем ширина резонансных мод этих резонаторов, эффект Парселла по существу не наблюдается.

Полупроводниковая КТ, помещенная в микрорезонатор, стала новым направлением изучения в физике наноструктур ввиду перспективности использования этого объекта в качестве активного элемента различных приборов. Узкая ширина линии отдельной КТ приводит к эффективному взаимодействию с модами микрорезонатора, а неоднородное распределение по размерам в ансамбле точек обеспечивает резонансное усиление излучения одних и гашение излучения других. На основе КТ, помещенных в планарные микрорезонаторы на распределенных брегговских отражателях (РБО), созданы планарные светодиоды, которые могут составить конкуренцию вертикально-излучающим лазерам для волоконной оптики [29,30]. Однако из-за наличия вытекающих мод для КТ в планар-

ных микрорезонаторах фактор Парселла значительно ниже, чем для атомов. Поэтому для существенного изменения излучательного времени жизни в КТ необходимо ограничить свет во всех трех направлениях – использовать трехмерные микрорезонаторы.

Различные ПП микрорезонаторы использовались для усиления спонтанного излучения КТ, включая микродиски и двухмерные фотонные кристаллы. Использование микрополостей оказалось более практично.

Квантовые точки, заключенные в микрополость, являются перспективным объектом исследования для криптографии, поскольку на их основе можно создать источник отдельных фотонов [28,31,32]. В микрополостях свет ограничен в вертикальном направлении брэгговскими отражателями, а в латеральном – за счет полного внутреннего отражения. В процессе эпитаксиального роста планарного микрорезонатора на РБО квантовые точки выращиваются в центре разделительного слоя. В процессе травления этой структуры формируется микрополость, содержащий одну КТ. (Высокая температура подложки и другие технологические условия обеспечивают низкую поверхностную плотность точек).

Изучение микрополостей (рис. 5) началось в начале 90-х гг. с целью уменьшения порогового тока ПП лазера. В качестве активной среды использовались КЯ. Но поверхностная рекомбинация на травленых поверхностях резонатора приводила к плохим приборным характеристикам такой структуры. С появлением КТ стало возможным надежная локализация носителей и, соответственно, снижение поверхностной рекомбинации. По сравнению с другими трехмерными резонаторами микрополость обеспечивает лучшую диаграмму направленности. Основная часть излучения выходит из резонатора снизу вверх через верхний РБО, отражательная способность которого значительно меньше нижнего. Свет, исходящий из основной моды такого микрополости, хорошо аппроксимируется гауссовым пучком, что важно для использования такого источника вместе с оптическим волокном, детекторами и другими элементами, где необходимо оптическое сопряжение.

На рис. 6 представлен спектр ФЛ (температура 4 К) отдельной КТ InAs в матрице GaAs, помещенной в микрополость, а также независимо измеренное время жизни при спонтанной рекомбинации в зависимости от длины волны. Излучение КТ находится в резонансе с фундаментальной модой микрополости, при этом наблюдается существенное уменьшение времени жизни экситона на длине волны, соответствующей этой моде. С другой стороны, время жизни носителей на переходах, не находящихся в

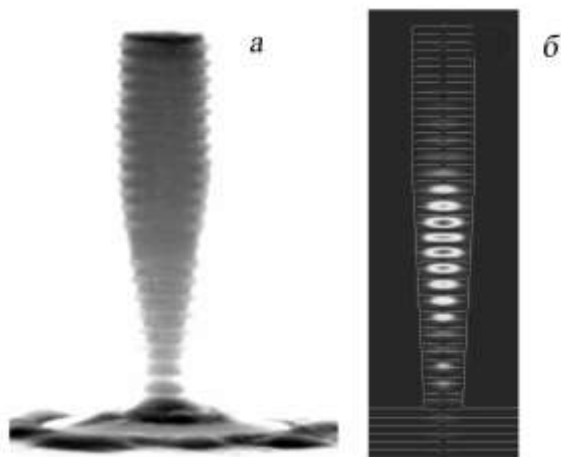


Рис. 5. Изображение микростолба с диаметром при вершине 0,6 мкм и высотой 4,2 мкм, полученное на сканирующем электронном микроскопе (а), амплитуда электрического поля фундаментальной моды резонатора на микростолбе (б)

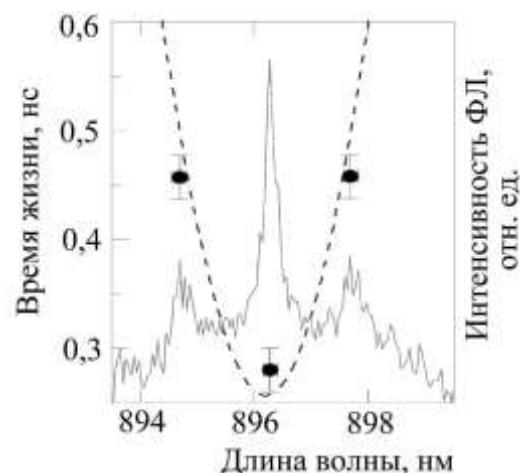


Рис. 6. Излучательное время жизни и интенсивность ФЛ экситона в КТ, помещенной в резонатор на микростолбе с диаметром у вершины 0,5 мкм.

Точками обозначены экспериментальные данные, пунктиром – расчетные. Сплошной линией показан спектр ФЛ [28]

резонансе с модой резонатора, мало отличается от своих значений в отсутствие резонатора. Это говорит о том, что изменение времени жизни связано именно с взаимодействием излучения КТ с резонаторной модой, а не связано, например, с безызлучательной рекомбинацией. Время жизни экситона КТ в резонаторе уменьшается в 4,6 раза. Без резонатора оно составляет 1,3 нс, а внутри резонатора достигает значения 280 пс. Вклад спонтанных переходов в основную моду самого узкого микростолба в 0,4 мкм (чем меньше диаметр, тем меньше объем, занимаемый модой) достигает значений порядка 78 % [28].

В работе [32] для точек InAs/GaAs, заключенных в микростолб, скорость спонтанного излучения была усилена в 5,8 раз, так что 83% излучаемого света оказалось в одной моде резонатора. Таким образом, локализация в одном месте электронной волны и оптического поля приводит к существенному улучшению оптических свойств КТ.

Несмотря на то, что исследования в этой области ведутся сравнительно недавно (с 2000 г.), уже сейчас получены значительные результаты: продемонстрирована эффективная генерация отдельных фотонов квантовой точкой InAs, помещенной в микростолб [32].

Источники отдельных фотонов были продемонстрированы при контролируемом возбуждении молекул, центров азотных вакансий в алмазе и при инъекции носителей в КЯ. Использование КТ в качестве однофотонных источников имеет свои преимущества. Это, в первую очередь,

большая сила осциллятора и узкая линия излучения. Кроме того, формирование КТ совместимо с современными полупроводниковыми технологиями и возможна интеграция КТ с другими оптоэлектронными элементами.

Получение отдельных фотонов с помощью КТ возможно без использования микрорезонатора [32–34]. Энергия кванта, излучаемого КТ, зависит от ее зарядового состояния из-за кулоновского взаимодействия носителей (многочастичные эффекты). Поэтому при возбуждении КТ лазерным импульсом каждая пара электрон-дырка, рекомбинируя, создает фотон с уникальной длиной волны. При этом лишь последняя пара создаст квант с длиной волны отдельного экситона. Все кванты, кроме последнего, могут быть отфильтрованы с помощью спектрального фильтра. Таким образом, КТ может конвертировать лазерные импульсы с макроскопическим числом фотонов в однофотонные импульсы, синхронизированные с лазерными импульсами. Однако эффективность такого источника будет очень малой. Для того чтобы увеличить выход излучения и его направленность КТ помещают в микрорезонатор. Наиболее пригодным резонатором для источника отдельных фотонов является микростолб. Для такого прибора достигнута внешняя квантовая эффективность около 38 % [31].

В будущем разработка технологии получения нуль-мерных излучателей в микрорезонаторах, возможно, приведет к появлению нового поколения оптических приборов в том числе для квантовой криптографии и метрологии.

Литература

1. *Arakawa Y., Sakaki H.* Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current // *Appl. Phys. Lett.* 1982. Vol. 40, № 11. P. 939–941.
2. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры (обзор) / Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Щукин и др. // *ФТП.* 1998. Т. 32, № 4. С. 385–410.
3. *Shchukin V. A., Bimberg D.* Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces // *Rev. of Modern Phys.* 1999. Vol. 71, №. 4. P. 1125–1171.
4. Photoluminescence of single InAs quantum dots obtained by self-organised growth on GaAs / J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Israël et al. / *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73, № 5. P. 716–719.
5. Finite linewidth observed in photoluminescence spectra of individual In_{0.4}Ga_{0.6}As quantum dots / J. L. Spithoven, J. Lorbacher, I. Manke et al. // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1999. Vol. 17, № 4. P. 1632–1638.
6. *Zrenner A.* A close look on single quantum dots. // *J. of Chem. Phys.* 2000. Vol. 112, № 18. P. 7790–7798.

7. Robinson H. D., Goldberg B. B. Light-induced spectral diffusion in self-assembled quantum dots // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 61, № 8. P. R5086–R5089.
8. Phonons and radiative recombination in self-assembled quantum dots / S. Fafard, R. Leon, D. Leonard et al. // *Phys. Rev. B*. 1995. Vol. 52, № 8. P. 5752–5755.
9. Electronic structure and phonon-assisted luminescence in self-assembled quantum dots / A. Garcia-Cristobal, A. W. Minnaert, V. M. Fomin et al. // *Phys. stat. sol. (b)* 1999. Vol. 215. P. 331–336.
10. Multiexciton spectroscopy of a single self-assembled quantum dot / E. Dekel, D. Gershoni, E. Ehrenfreund et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80, № 22. P. 4991–4994.
11. Optical spectroscopy of single quantum dots at tunable positive, neutral, and negative charge states / D. V. Regelman, E. Dekel, D. Gershoni et al. // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 64. P. 165301-1–165301-7.
12. Carrier-carrier correlations and their effect on optically excited single semiconductor quantum dots / E. Dekel, D. Regelman, D. Gershoni et al. // *Phys. stat. sol. (b)*. 2000. Vol. 221. P. 43–48.
13. Cascade evolution and radiative recombination of quantum dot multiexcitons studied by time-resolved spectroscopy / E. Dekel, D. V. Regelman, D. Gershoni et al. // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 62, № 16. P. 11038–11044.
14. Biexciton versus exciton lifetime in a single semiconductor quantum dot / G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert et al. // *Phys. Rev. B*. 1999. Vol. 60, № 21. P. 4417–4420.
15. Hidden symmetries in the energy levels of excitonic “artificial atoms” / M. Bayer, O. Stern, P. Hawrylak et al. // *Nature*. 2000. Vol. 405. P. 923–926.
16. Gammon D. Semiconductor physics: electrons in artificial atoms // *Nature*. 2000. Vol. 405. P. 899–900.
17. Charge and neutral exciton complexes in individual self-assembled In(Ga)As quantum dots / J. J. Finley, A. D. Ashmore, A. Lemaitre et al. // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 63. P. 073307-1–073307-4.
18. Single-photon emission from exciton complexes in individual quantum dots / R.M. Thompson, R.M. Stevenson, A.J. Shields et al // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 64. P. 201302-1–201302-4.
19. Optical investigations of individual InAs quantum dots: Level splittings of exciton complexes / L. Landin, M.-E. Pistol, C. Pryor et al. // *Phys. Rev. B*. 1999. Vol. 60, № 4. P. 16640–16646.
20. Novel prospects for self-assembled InAs/GaAs quantum boxes / J. M. Gerard, A. Lemaitre, B. Legrand et al. // *J. of Crystal Growth*. 1999. Vol. 201/202. P. 1109–1116.
21. Ota K., Usami N., Shiraki Y. Temperature dependence of microscopic photoluminescence spectra of quantum dots and quantum wells // *Physica E*. 1998. № 2. P. 573–577.
22. Temperature-dependent micro-photoluminescence of individual CdSe self-assembled quantum dots / J. C. Kim, H. Rho, L. M. Smith et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75, № 2. P. 214–216.
23. Linewidth statistics of single InGaAs quantum dot photoluminescence lines / K. Leosson, J. R. Jensen, J. M. Hvam, W. L. Langbein // *Phys. stat. sol. (b)*. 2000., Vol. 221. P. 49–53.

24. Microscopic photoluminescence study of InAs single quantum dots grown on (100) GaAs / K. Asaoka, Y. Ohno, S. Kishimoto, T. Mizutani // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. Vol. 38. P. 546–549.
25. Bayer M., Forchel A. Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{GaAs}$ self-assembled quantum dots // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 041308-1–041308-4.
26. Ledentsov N. N. Quantum dot lasers: the birth and future trends // ФТП. 1999. Т. 33, № 9. 1039–1043.
27. Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами / Л. Е. Воробьев, Д. А. Фирсов, В.А. Шалыгин и др. // УФН. 1999. Т. 169, № 4. С. 459–464.
28. Solomon G. S., Pelton M., Yamamoto Y. Single-mode spontaneous emission from a single quantum dot in a three-dimensional microcavity // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86, № 17. P. 3903–3906.
29. High efficiency planar microcavity LED's: comparison of design and experiment / H. De Neve, J. Blondelle, R. Baets et al. // IEEE Photonics Technology Lett. 1995. Vol. 7, № 3. P. 287–289.
30. Huang H., Deppe D.G. Obtaining high efficiency at low power using a quantum-dot microcavity light-emitting diode // IEEE J. QE. Vol. 36, № 6. P. 674-679.
31. Pelton M. An efficient source of single photons: a single quantum dot in a micropost microcavity. Diss. for the degree of doctor of philosophy. Stanford University, California, January 2002. 134 p.
32. Efficient source of single photons: a single quantum dot in a microcavity / M. Pelton, C. Santori, J. Vuckovic et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89, № 23. P. 233602-1–233602-4.
33. Single quantum dots emit single photons at a time: Antibunching experiments / V. Zwiller, H. Blom, P. Jonsson et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78, № 17. P. 2476–2478.
34. Quantum Cascade of Photons in Semiconductor Quantum Dots / E. Moreau, I. Robert, L. Manin et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87, № 18. P. 183601-1–183601-4.