

Эмиссионные спектры лазера на сверхрешетке квантовых точек In(Ga)As/GaAs

© М.М. Соболев[¶], М.С. Буяло, В.Н. Неведомский, Ю.М. Задиранов, Р.В. Золотарева, А.П. Васильев, В.М. Устинов, Е.Л. Портной

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 марта 2015 г. Принята к печати 16 марта 2015 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований спектральных характеристик лазера с активной областью на основе 10-слойной системы вертикально-коррелированных квантовых точек In(Ga)As/GaAs с толщиной прослойки GaAs между квантовыми точками InAs 4.5 нм при спонтанной и стимулированной эмиссии в зависимости от тока и длительности импульса накачки. Результаты, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, поляризационной анизотропии электролюминесценции и поглощения, позволили определить, что исследуемая система туннельно-связанных квантовых точек InAs, разделенных тонкими барьерами GaAs, является сверхрешеткой квантовых точек. Обнаружено, что с ростом тока накачки лазера с активной областью на основе 10-слойной системы сверхрешетки квантовых точек In(Ga)As/GaAs интенсивность электролюминесценции растет линейно, а положение максимума электролюминесценции сдвигается в область больших энергий, что определяется зависимостью распределения плотности состояний мини-зоны от тока накачки. При превышении порогового тока наблюдалась мультимодальная лазерная генерация, идущая через основные состояния мини-зоны. Одна из мод генерации связывается с бесфононной линией, а другая определяется репликой продольного оптического фонона (ЛО-фонона) квантовой точки. Полученные результаты свидетельствуют, что в сверхрешетке квантовых точек In(Ga)As/GaAs при лазерной накачке между электронами дискретных состояний мини-зоны и оптическими фононами реализуется режим сильного связывания, приводящий к формированию поляронов квантовых точек, образующихся в результате резонансного перемешивания электронных состояний с энергиями разделения, сравнимыми с энергией оптических фононов.

1. Введение

В настоящее время существует неослабевающий и значительный интерес к исследованию фундаментальных оптических свойств вертикально-коррелированных квантовых точек (ВККТ), находящихся применение при создании высокоскоростных лазеров [1], оптических модуляторов [2] и усилителей [3]. Проведенные нами ранее с помощью электрических [4–6] и оптических методов [7–10] исследования 10-слойных систем туннельно-связанных КТ InAs, разделенных тонкими барьерами GaAs шириной от 3 до 6 нм, позволили получить экспериментальные доказательства возможного формирования искусственных сверхрешеток КТ (СРКТ) в таких системах. Было выявлено, что в исследуемых структурах In(Ga)As/GaAs волновые функции электронов из-за сильного связывания между КТ могут делокализоваться, а их энергии распределиться, формируя мини-зоны. Если приложить к таким структурам низкое однородное электрическое поле, то вырождение энергий в мини-зонах снимается и происходит образование серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ванье–Штарка. Как было показано в работах [7–10], для систем СРКТ In(Ga)As/GaAs, в отличие от структур с несвязанными КТ, характерно низкое значение оптической поляризационной анизотропии спектров электролюминесценции (ЭЛ) и поглощения, что делает такую структуру перспективной

для создания оптических поляризационно-независимых модуляторов, востребованных в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС). В работах [11,12] была показана возможность использования 10-слойной системы СРКТ In(Ga)As/GaAs в качестве активной области двухсекционного лазера, в которой был реализован режим пассивной синхронизации мод.

В данной работе мы исследуем спектральные характеристики лазера с активной областью на основе 10-слойной системы СРКТ In(Ga)As/GaAs при спонтанной эмиссии и стимулированной генерации в зависимости от тока инжекции в импульсном режиме и длительности накачки. Кроме того, представлены результаты наших исследований поляризационной оптической анизотропии ЭЛ и поглощения 10-слойной системы ВККТ InAs/GaAs, встроенной в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины.

2. Экспериментальные образцы

Образцы, содержащие туннельно-связанные ВККТ, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках n^+ -GaAs с ориентацией (001). Массивы КТ были сформированы в режиме роста Странского–Крастанова в результате 10-кратного осаждения 2.1 монослоя InAs с прослойкой GaAs толщиной $d = 4.5$ нм. Эпитаксиальные структуры состояли из легированного буферного слоя n -GaAs, легированного нижнего слоя n -Al_{0.35}Ga_{0.75}As толщиной 1.5 мкм,

[¶] E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

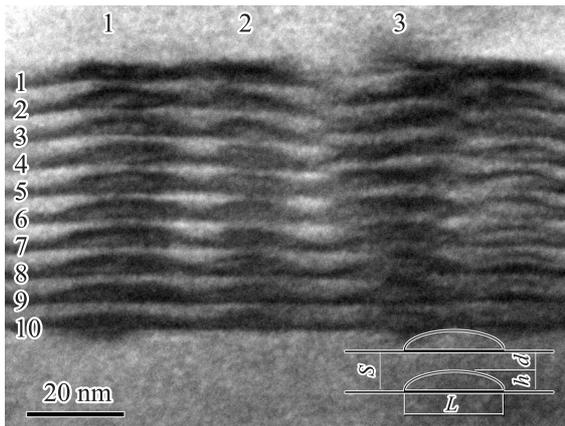


Рис. 1. Темнопольное изображение поперечного сечения ($1\bar{1}0$) образца с $g = (002)$. 1–10 слева — нумерация слоев КТ, 1–3 сверху — нумерация стеков КТ, которые использовались для измерений. В правом нижнем углу — схема обозначений измеряемых параметров.

нелегированного слоя GaAs толщиной 480 нм, содержащего 10 слоев КТ In(Ga)As, легированного верхнего слоя $p\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщиной 1.5 мкм и легированного контактного слоя $p^+\text{-GaAs}$. Таким образом, слои самоорганизованных КТ InAs были встроены в центре нелегированной GaAs-матрицы. Показатель преломления верхнего и нижнего слоев $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ отличался от показателя преломления центрального слоя, таким образом обеспечивая ограничение света в центре нелегированной области, содержащей ВККТ. Специальные режимы выращивания позволяют предотвратить формирование дислокаций в активной области. Более подробное описание лазерной структуры и режимов роста приведено в работе [13]. Вертикальное выстраивание КТ наблюдали с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). ПЭМ-изображения свидетельствовали, что латеральный размер КТ варьировался в пределах $L \approx 20.0\text{--}33.0$ нм, высота — в пределах $h \approx 3.1\text{--}4.4$ нм, а расстояние между слоями КТ при этом было $d \approx 4.5$ нм (рис. 1). Профиль легирования формировал $p\text{-}i\text{-}n$ -переход, который позволял варьировать вертикальное электрическое поле в ВККТ, изменяя приложенное электрическое напряжение между n - и p -контактами. Из этой структуры были изготовлены полосковые одномодовые двухсекционные лазеры с длинами секций 3.3×0.2 мм и оценочной шириной полоска 7 мкм, которые припаивались к теплоотводу и исследовались при комнатной температуре. Подобная конструкция обычно используется для импульсной генерации лазера в режиме синхронизации мод [14,15].

3. Результаты и обсуждение

Измерения ЭЛ и поглощения в 10-слойной системе ВККТ In(Ga)As/GaAs с толщиной прослойки GaAs меж-

ду КТ InAs 4.5 нм, встроенной в двухсекционный лазер с секциями одинаковой длины, проводились при комнатной температуре и при волноводном распространении света в плоскости, перпендикулярной направлению роста структуры. Методика эксперимента и ее особенности впервые были подробно описаны нами в работах [16,17]. Секции электрически изолированы разрывом в контакте, но излучение из одной секции проникает в другую практически без потерь по волноводу лазера. На одну секцию подается прямое смещение ниже порогового, при этом она является источником излучения в диапазоне 1100–1330 нм, на вторую подается обратное напряжение от +0.5 до –15.0 В, и она является секцией поглотителя. Излучение из секций эмиссии и поглощения пропусклось через поляризатор, попадало на щель монохроматора и регистрировалось охлаждаемым фотодиодом.

На рис. 2 показаны спектры ЭЛ (кривые 1 и 2) для секции эмиссии, когда на нее подается прямое смещение, и поглощения света (кривые 3–6) для секции поглотителя при приложенном к ней напряжении обратного смещения. Спектры были измерены для двух направлений поляризации: в плоскости, перпендикулярной оси роста (плоскость $x\text{--}y$) (кривые 1 и 3, 4), и вдоль направления роста (ось z) (кривые 2 и 5, 6) структуры. Обычно под этими направлениями поляризации понимаются ТЕ- и ТМ-моды соответственно. Как было установлено в наших предыдущих работах [7–10], минимальная степень оптической поляризационной анизотропии поглощения наблюдается в туннельно-связанных СРКТ. Это определяется проявлением эффекта вовлечения основных состояний тяжелых дырок в оптические переходы света, поляризованного как в плоскости перпендикуляр-

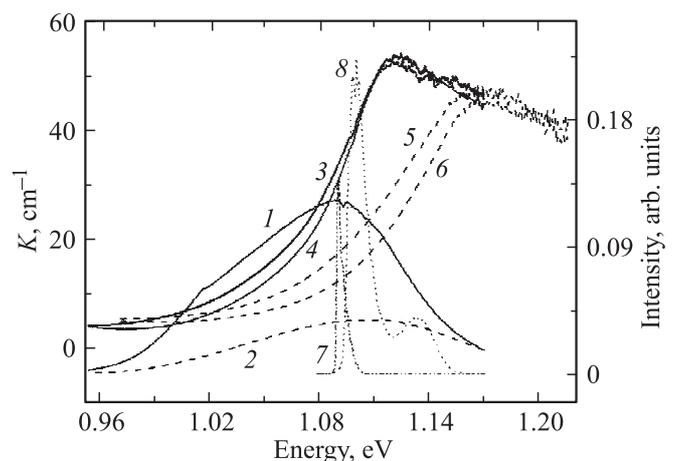


Рис. 2. Спектры ЭЛ (1, 2), коэффициента поглощения K (3, 6) и генерации лазера при импульсном токе накачки 350 (7), 560 мА (8) в лазерах на основе 10-слойной системы In(Ga)As/GaAs СРКТ с толщиной прослойки GaAs 4.5 нм. 1, 3, 4 — перпендикулярная поляризация, 2, 5, 6 — параллельная поляризация. Напряжение обратного смещения, В: 3, 5 — 0; 4, 6 — 8.0.

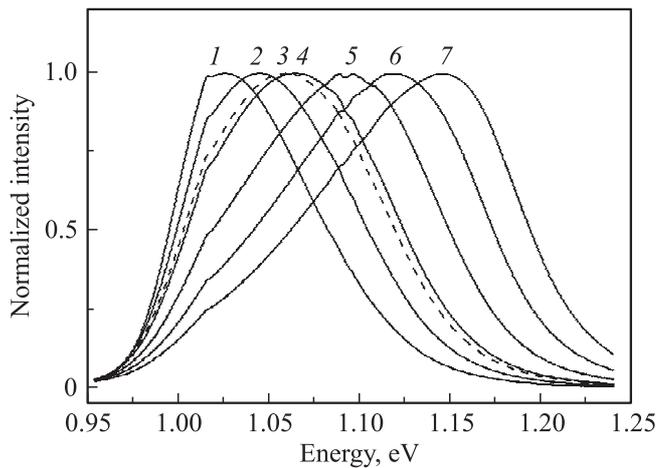


Рис. 3. Нормированные спектры ЭЛ в лазерах на основе 10-слойной системы СРКТ In(Ga)As/GaAs с толщиной прослойки GaAs 4.5 нм при различных токах накачки, мА: 1 — 3.3, 2 — 6.5, 3 — 9.8, 4 — 10.6, 5 — 12, 6 — 43, 7 — 73.

ной оси роста ($x-y$), так и вдоль направления роста структуры (z), и связано с двумерностью системы СРКТ. Исследуемая в данной работе структура ВККТ In(Ga)As/GaAs имела поляризационную анизотропию поглощения для ТЕ- и ТМ-мод, равную $P \approx 0.06$. Это значение было рассчитано с использованием соотношения, приведенного в [8]. Полученный результат дает основание считать, что исследуемая нами система туннельно-связанных КТ InAs, разделенных тонкими барьерами GaAs, является сверхрешеткой КТ.

На рис. 3 приведены нормированные спектры ЭЛ в зависимости от тока накачки. Первые четыре спектра ЭЛ получены при непрерывной накачке, остальные четыре — при импульсной накачке. Необходимость использования импульсной накачки обусловлена нагревом лазера при высоких токах инжекции. С ростом тока накачки положение максимума сдвигается в область больших энергий от 1.027 до 1.146 эВ, спектр уширяется от 87 до 130 мэВ. Интенсивность ЭЛ при этом растет линейно с увеличением тока инжекции. Известно, что для СР при среднем поле, $eFs < \Delta_{mb}$ (где e — заряд электрона, F — электрическое поле, s — период сверхрешетки, Δ_{mb} — ширина мини-зоны сверхрешетки), мини-зона электронов разрывается с образованием серии дискретных состояний с волновыми функциями, распределенными на несколько периодов сверхрешетки с длиной локализации $L = \Delta_{mb}/F$ [4,7,14,15]. Для исследуемой структуры, к которой приложено прямое смещение ~ 1.0 В, встроенное электрическое поле $p-n$ -перехода будет ~ 24 В/см. С учетом того что расстояние между слоями КТ равно 4.5 нм, среднее энергетическое расстояние между соседними состояниями лестницы Ваннье–Штарка в таком случае будет $\epsilon_m = eFs \approx 11.8$ мэВ, а ширина расщепленной мини-зоны сверхрешетки, содержащей 10 слоев самоорга-

низующихся КТ In(Ga)As/GaAs, оказывается равной ~ 118 мэВ. Это значение близко к ширине спектра поглощения при токе накачки 73 мА. В работе [18] теоретически и экспериментально было показано, что для кривой поглощения с участием мини-зоны характерно наличие максимума и плеча со стороны высоких энергий, что связано с наличием точек сингулярности в распределении плотности состояний мини-зоны при $k_z = \pi/s$ и $k_z = 0$ (где k_z — длина волнового вектора в направлении z) в зоне Бриллюэна. Для слабо легированных слоев сверхрешетки заселенность электронами верхнего края мини-зоны может изменяться с увеличением температуры [18] и тока инжекции, что мы и наблюдали для спектров ЭЛ с ростом тока накачки (рис. 3). Когда к секции поглотителя приложено слабое электрическое поле, мини-зона СРКТ InAs/GaAs расщепляется на лестницу локализованных состояний. Спектр энергий лестницы Ваннье–Штарка в СР в таком случае определяется с помощью соотношения $E = E_0 + n eFs$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), где E_0 — энергия перехода в изолированной КТ. Измерения спектра поглощения, проведенные при комнатной температуре с помощью двухсекционной конструкции лазера с СРКТ InAs/GaAs, позволили установить наличие одного максимума поглощения, положение которого слабо зависело от приложенного электрического поля, и он связывался с оптическим переходом с $n = 0$ (рис. 2). Другие максимумы поглощения, которые могли быть связаны с оптическими переходами с участием состояний лестницы Ваннье–Штарка с $n > 0$, при комнатной температуре в наших измерениях не обозначились. При этом части кривой поглощения слева и справа от максимума поглощения с ростом величины поля смещались в сторону больших и малых энергий соответственно вследствие зависимости состояний энергии лестницы Ваннье–Штарка от величины электрического поля. На рис. 4 представлена ватт-амперная характеристика в

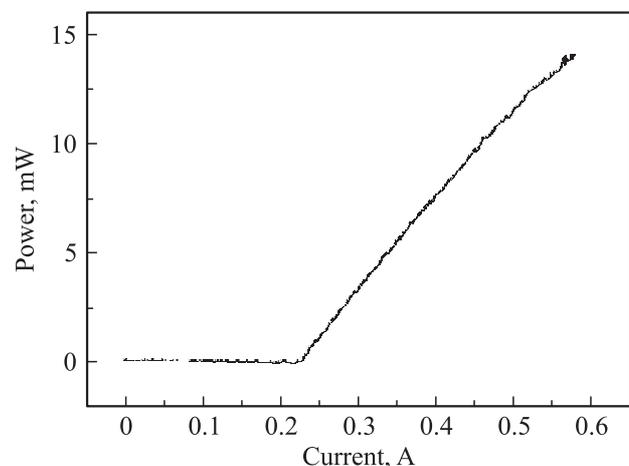


Рис. 4. Ватт-амперная характеристика в импульсном режиме для одной из секций двухсекционного лазера с длиной секции 3.3×0.2 мм.

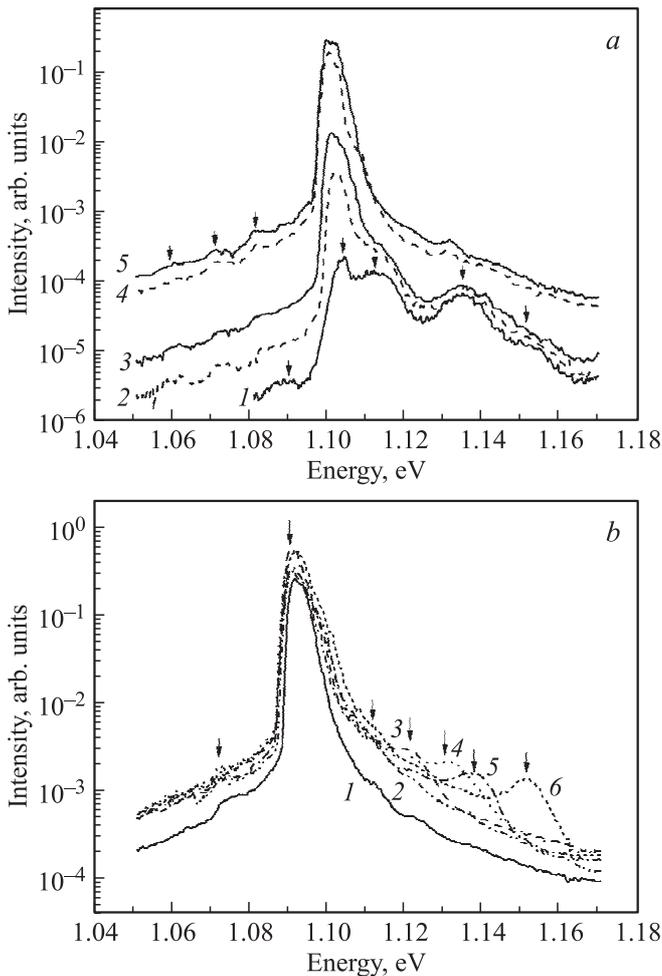


Рис. 5. Спектры генерации лазера на основе 10-слойной системы СРКТ In(Ga)As/GaAs с толщиной прослойки GaAs 4.5 нм: *a* — ток накачки 550 мА, длительность излучаемого импульса света, нс: 1 — 2.5, 2 — 10, 3 — 30, 4 — 280, 5 — 550. *b* — длительность излучаемого импульса света 550 нс, ток накачки, мА: 1 — 320, 2 — 390, 3 — 450, 4 — 500, 5 — 530, 6 — 680.

импульсном режиме для двухсекционного лазера. Пороговый ток составлял $I_{th} = 225$ мА. Ватт-амперная характеристика лазера близка к линейной вплоть до 680 мА, что свидетельствует об отсутствии перегрева активной области.

Спектры лазерной генерации, измеренные для тока накачки 550 мА с разными длительностями импульса, показаны на рис. 5, *a*. При длительности импульса тока накачки 80 нс длительность излучаемого импульса света составляла $\tau_i = 2.5$ нс, при этом эмиссионный спектр состоит из трех хорошо определяемых продольных мод генерации с энергиями максимумов излучения $\hbar\omega \approx 1.1040, 1.1118$ и 1.1354 эВ и одной моды с низкой интенсивностью ($\hbar\omega \approx 1.1503$ эВ). Максимумы линий генерации отстоят от первой линии на энергии $\sim 7.8, 31.4$ и 46.9 мэВ соответственно. Отношения интенсивностей трех максимумов излучения к первому

для $\tau_i = 2.5$ нс были соответственно равны 0.58, 0.28 и 0.054. С увеличением длительности импульса тока накачки темп роста интенсивности первой моды генерации был экспоненциальным, медленнее темп был для второй моды, приводя к тому, что первые две моды практически сливались в одну. Интенсивность двух оставшихся мод излучения с ростом длительности импульса τ_i увеличивалась незначительно, и они становились слабо различимыми на фоне спектра непрерывного оптического излучения, интенсивность которого по отношению к модам с максимумами излучения при $\hbar\omega \approx 1.1354$ и 1.1503 эВ увеличивалась сильнее. Ширина линии генерации с энергией 1.1040 эВ на уровне ее полувысоты изменялась от 4.5 до 5.5 мэВ. На рис. 5, *b* показаны спектры излучения лазера с увеличением тока накачки и при фиксированной длительности импульса $\tau_i = 550$ нс. В спектрах излучения лазера при увеличении тока накачки до 450 мА наблюдался рост линии с энергией максимума излучения ~ 1.0901 эВ. При больших значениях тока накачки интенсивность этой линии генерации не растет. Одновременно и последовательно с ростом тока накачки возгоралась очередная линия генерации, при следующем повышении тока накачки эта линия генерации претерпевала тушение, и возгоралась следующая линия (рис. 5, *b*). Для каждого из четырех значений тока накачки мы наблюдали одну новую линию генерации с энергиями соответственно $\sim 1.1216, 1.1313, 1.1384$ и 1.1513 эВ. Слабо выделяющаяся на фоне спонтанной эмиссии линия излучения с энергией ~ 1.1216 эВ, так же как и линия с энергией ~ 1.1111 эВ, наблюдалась при всех значениях тока накачки и не зависела от его величины. В показанных на рис. 5, *a* спектрах с левой стороны от линии генерации при ~ 1.1040 эВ наблюдалось еще четыре слабо модулированные линии генерации с энергиями $\sim 1.0899, 1.0818, 1.0724$ и 1.0619 эВ. Таким образом, если суммировать результаты, показанные на рис. 5, *a, b*, то имеется десять хорошо различимых линий генерации со средним энергетическим шагом между ними ~ 9.9 мэВ. При этом основной линией лазерной генерации в спектрах, приведенных на рис. 5, *a*, является линия с энергией ~ 1.1040 эВ, а на рис. 5, *b* — линия с энергией ~ 1.0901 эВ. Эти две линии генерации, так же как и остальные восемь линий, связаны с оптическими переходами с участием состояний электронов, образующих мини-зону сверхрешетки КТ. В таком случае мы полагаем, что возгорание очередной моды генерации и ее перемещение в сторону больших энергий с ростом тока накачки (рис. 5, *b*) могут быть связаны с изменением заселенности электронами верхнего края мини-зоны. Подобный эффект мы наблюдали и для спектров спонтанной эмиссии ЭЛ при низких значениях тока накачки (рис. 3). Наблюдаемая в спектрах генерации линия с энергией ~ 1.1354 эВ отстоит от линии ~ 1.1040 эВ на ~ 31.4 мэВ. Это значение близко к энергии продольного оптического фона (ЛО-фона) в КТ InAs [19], но существенно меньше, чем разность энергий между линиями излучения основного и воз-

бужденных состояний ($\delta\hbar\omega \approx 100$ мэВ) [20]. Необычным является то, что энергия генерации с участием ЛО-фонона выше, чем энергия лазерной генерации, связанной с одним из основных состояний мини-зоны СРКТ ($1e-1h$), так как обычно ЛО-фононная реплика расположена в спектре ниже перехода $1e-1h$. В работах [21–23] было показано, что взаимодействие электрона с ЛО-фононом в слабой полярной системе (GaAs) в объемном материале хорошо описывается моделью Хуана-Рис. Кроме того было показано, что ЛО-фононы из-за маленького электрон-фононного связывания играют незначительную роль при работе лазера в объемном GaAs . Начальные и конечные состояния перехода носителей должны иметь маленькое различие по энергии и большое в моментах, чтобы выполнялось условие сохранения момента и энергии для эмиссии и поглощения фонона. В случае гетероструктур с квантовыми ямами из-за нарушения трансляционной инвариантности и правила сохранения момента может наблюдаться рост темпа рекомбинации с участием не только фононов центра зоны Бриллюэна [24]. В случае сверхрешеток наличие изгиба зоны Бриллюэна (Brillouin-zone folding) может способствовать образованию большого числа мод с $k \approx 0$ [25]. Однако в КТ электрон-фононное взаимодействие из-за пространственной локализации, а также перекрытия электронных и колебательных волновых функций существенно усиливается. Недавно было показано теоретически и экспериментально, что в самоорганизованных системах КТ InAs/GaAs между электронами и оптическими фононами реализуется режим сильного связывания, обусловленный дискретной природой электронного континуума и приводящий к формированию поляронов КТ, образующихся в результате резонансного перемешивания различных электронных состояний с энергиями разделения, сравнимыми с энергиями оптических фононов [19,26–31]. Появился ряд сообщений о наблюдении фононных реплик и поляронов в системах с КТ, которые обуславливаются взаимодействием экситонов с оптическими фононами [19,26–31]. Для КТ имеются только дискретные состояния, для которых энергия разделения много больше, чем энергия фононов. Таким образом, взаимодействие с единичным фононом подавляется из-за несохранения энергии и становится возможным только релаксация через мультифононный процесс электрон-электронного рассеяния. Детальные измерения показали, что релаксация носителей из возбужденного состояния в основное состояние характеризуется временами $\sim (100-200)$ пс [32]. Для сверхрешеток КТ энергии разделения дискретных состояний могут быть сравнимыми с энергией фононов. Электрон-фононное взаимодействие может привести как к эмиссии фонона, переводя электрон из высокого бесфононного состояния в более низкое, так и к квазирезонансному поглощению фонона, переводя электрон в более высокое состояние при наличии соответствующих состояний [19]. По-видимому, наблюдаемая нами генерация излучения лазера с участием уровня, находящегося вы-

ше на ~ 31.4 мэВ относительно перехода $1e-1h$, связана с участием в этом процессе ЛО-фононов. Наблюдаемые оптические переходы с участием ЛО-фононов позволяют определить параметр Хуана-Рис S из отношения интенсивностей ЛО-фононной реплики и бесфононной линии, который оказался равным 0.28, что в 100 раз больше параметра в объемном InAs , предсказываемого адиабатическим приближением Хуана-Рис ($S_b = 0.0033$) [19]. К настоящему времени существует несколько объяснений для столь больших величин параметра Хуана-Рис S : наличие пьезоэлектрического поля [19] и встроенного электрического поля диполя, образуемого заряженными точечными дефектами и носителями в КТ [26,33,34], которые могут привести к усилению ЛО-фононного связывания. Высокое значение S может также служить подтверждением, что эффект неадиабатичности [27] играет более существенную роль для понимания электрон-фононного связывания в СРКТ $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$. Таким образом, в СРКТ $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ при лазерной накачке между электронами дискретных состояний мини-зоны и оптическими фононами реализуется режим сильного связывания, приводящий к формированию поляронов КТ, образующихся в результате резонансного перемешивания электронных состояний с энергиями разделения, сравнимыми с энергией оптических фононов. После того как выяснилась принадлежность линий с $\hbar\omega \approx 1.1040$ и 1.1354 эВ, разберемся с линиями $\hbar\omega \approx 1.1118$ и 1.1503 эВ, показанными на рис. 5, *a*, для которых разность энергий равна $\hbar\omega \approx 38.5$ мэВ. Для определения природы этих линий был изготовлен еще один лазер, для которого были произведены измерения генерации лазерного излучения для разных значений тока накачки (рис. 2). Этот лазер при его накачке током 350 мА имел одну бесфононную линию генерации (рис. 2, линия 7).

Увеличение тока накачки до 530 мА приводило к появлению новой линии генерации ($\hbar\omega \approx 1.1325$ эВ) с участием ЛО-фонона (рис. 2, линия 8). Отсюда следует предположение, что вторая пара линий генерации ($\hbar\omega \approx 1.1118$ и 1.1503 эВ), показанная на рис. 5, *a*, может быть связана соответственно с бесфононным оптическим переходом и с участием ЛО-фонона, приписываемого барьеру GaAs [32]. Их появление в спектрах, по-видимому, связано с тем, что в активной области первого лазера имеется по крайней мере два типа колонн складированных КТ, формирующих СРКТ, отличающихся латеральными размерами. Для второго лазера этот разброс латеральных размеров колонн складированных КТ не существен. Он не обуславливает проявление других пар линий генерации (бесфононной и с участием ЛО-фонона).

После выявления природы мод генерации исследуемых лазеров становятся понятными наблюдаемые закономерности в изменении их интенсивностей в зависимости от длительности излучаемого импульса света (рис. 5, *a*) и величины тока накачки (рис. 2, линия 7 и 8).

Экспоненциальный темп роста интенсивности бесфононной линии генерации в таком случае обуславливается увеличением заселенности носителями состояний $1e$ и $1h$ СРКТ при росте длительности излучаемого импульса света и тока накачки. В то же время заселенность состояний поляронов, образующихся в результате резонансного перемешивания состояний электронов и ЛО-фононов, происходит значительно медленнее из-за ограниченного ресурса в количестве ЛО-фононов по сравнению с концентрацией возбужденных носителей.

4. Заключение

Были проведены исследования спектральных характеристик лазера с активной областью на основе 10-слойной системы ВККТ In(Ga)As/GaAs с $d = 4.5$ нм при спонтанной эмиссии и стимулированной генерации в зависимости от тока и длительности импульса накачки. Результаты, полученные с помощью ПЭМ, поляризационной анизотропии ЭЛ и поглощения, позволили определить, что исследуемая система туннельно-связанных КТ InAs, разделенных тонкими барьерами GaAs, является СРКТ. Выявлено, что с ростом тока накачки лазера с активной областью на основе 10-слойной системы СРКТ In(Ga)As/GaAs интенсивность спонтанной ЭЛ растет линейно, положение максимума ЭЛ сдвигается в область больших энергий от 1.027 до 1.146 эВ, а спектр уширяется от 87 до 130 мэВ. Установлено, что наблюдаемые закономерности в спектрах ЭЛ определяются зависимостью распределения плотности состояний мини-зоны от тока накачки. Показано, что при превышении порогового тока наблюдалась мультимодальная лазерная генерация, идущая через основные состояния мини-зоны. Одна из мод генерации связывались с бесфононной линией, а другая определялась ЛО-фононной репликой КТ. Полученные результаты свидетельствуют, что в СРКТ In(Ga)As/GaAs при лазерной накачке между электронами дискретных состояний мини-зоны и оптическими фононами реализуется режим сильного связывания, приводящий к формированию поляронов КТ, образующихся в результате резонансного перемешивания электронных состояний с энергиями разделения, сравнимыми с энергией оптических фононов.

Работа выполнена при частичном финансировании из проектов РФФИ 12-02-00388-а.

Список литературы

- [1] A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, S.S. Mikhrin, A.E. Zhukov, D.A. Livshits, N.A. Maleev, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Gubenko, I.M. Gadzhiev, E.L. Portnoi, J.S. Wang, J. Chi, D. Ouyang, D. Bimberg, J.A. Lott. Proc. SPIE, **5349**, 31 (2004).
- [2] М.М. Соболев, Е.Л. Портной, И.М. Гаджиев, И.М. Бакшаев, В.С. Михрин, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов. ФТП, **26**, 512 (2009).
- [3] T. Erneux, E.A. Viktorov, P. Mandel, T. Piwonski, G. Huyet, J. Houlihan. Appl. Phys. Lett., **94**, 113 501 (2009).
- [4] М.М. Соболев, А.П. Васильев, В.Н. Неведомский. ФТП, **44**, 790 (2010).
- [5] М.М. Sobolev, A.P. Vasil'ev, V.N. Nevedomskii, I.M. Gadzhiev, I.O. Bakshaev, E.L. Portnoi. AIP Conf. Proc., **1399**, 391 (2011).
- [6] М.М. Sobolev, V.N. Nevedomskii, R.V. Zolotareva, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov. AIP Conference Proceedings, **1583**, 248 (2014).
- [7] М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов, Е.Л. Портной. ФТП, **45**, 1095 (2011).
- [8] М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов, Р.В. Золотарева, Е.Л. Портной. ФТП, **46**, 93 (2012).
- [9] М.М. Sobolev, I.M. Gadzhiev, I.O. Bakshaev, V.N. Nevedomskii, M.S. Buyalo, Yu.M. Zadiranov, R.V. Zolotareva. AIP Conf. Proc., **1566**, 512 (2013).
- [10] М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, М.С. Буяло, В.Н. Неведомский, Ю.М. Задиранов, Р.В. Золотарева, А.П. Васильев, В.М. Устинов. ФТП, **48**, 1059 (2014).
- [11] М.С. Буяло, М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, Ю.М. Задиранов, Н.Д. Ильинская, Е.Л. Портной. Письма ЖТФ, **37**, 31 (2011).
- [12] M. Sobolev, M. Buyalo, I. Gadzhiev, I. Bakshaev, Y. Zadiranov, E. Portnoi. Nanoscale Res. Lett., **7**, 545 (2012).
- [13] А.Е. Жуков, А.П. Васильев, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Е.С. Семенов, А.Ю. Егоров, В.А. Одноблюдов, Н.А. Малеев, Е.В. Никитина, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.М. Шерняков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Ж.И. Алферов. ФТП, **38**, 1461 (2004).
- [14] C. Hamaguchi, M. Yamaguchi, M. Morifuji, H. Kubo, K. Taniguchi, C. Gmachl, E. Gornik. Semicond. Sci. Technol., **9**, 1994 (1994).
- [15] D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, G.W. Smith, C.R. Whitehouse. Phys. Rev. B, **42**, 3591 (1990).
- [16] М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.С. Михрин, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов, Е.Л. Портной. ФТП, **43**, 512 (2009).
- [17] V.V. Nikolaev, N.S. Averkiev, M.M. Sobolev, I.M. Gadzhiev, I.O. Bakshaev, M.S. Buyalo, E.L. Portnoi. Phys. Rev. B, **80**, 205 304 (2009).
- [18] M. Helm, W. Hilber, G. Strasser, R. DeMeester, F.M. Peeters. J. Phys., **29**, 625 (1999).
- [19] R. Heitz, I. Mukhametzhanov, O. Stier, A. Madhukar, D. Bimberg. Phys. Rev. Lett., **83**, 4654 (1999).
- [20] P.W. Fry, L. Harris, S.R. Parnell, J.J. Finley, A.D. Ashmore, D. J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill, J.C. Clark. Appl. Phys. Lett., **87**, 615 (2000).
- [21] K. Huang, A. Rhys. Proc. Royal Soc. (London), Ser. A, **204**, 406 (1950).
- [22] S. Nomura, T. Kobayashi. Phys. Rev. B, **45**, 1305 (1992).
- [23] N.C. Constantinou, B. K. Ridley, Phys. Rev. B, **41**, 10 622 (1990).
- [24] A.S. Barker, jr., J.L. Merz, A.C. Gossard. Phys. Rev. B, **17**, 3181 (1978).
- [25] N. Holonyak, jr., R.M. Kolbas, W.D. Laidig, M. Altarelli, R.D. Dupuis, P.D. Dapkus. Appl. Phys. Lett., **34**, 502 (1979).
- [26] A. Lemaitre, A.D. Ashmore, J.J. Finley, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, T.F. Krauss. Phys. Rev. B, **63**, 161 309(R) (2001).
- [27] D. Dufäker, K. Fredrik, L.O. Mereni, V. Dimastrodonato, G. Juska, E. Pelucchi, P.O. Holtz. Phys. Rev. B, **87**, 085 317 (2013).

- [28] S. Hameau, Y. Guldner, O. Verzellen, R. Ferreira, G. Bastard, J. Zeman, A. Lemaître, J.M. Gerard. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4152 (1999).
- [29] O. Verzellen, R. Ferreira, G. Bastard. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 146 803 (2002).
- [30] M. Gong, G. Chen, L. He, C.F. Li, J.S. Tang, F.W. Sun, Z.C. Niu, S.S. Huang, Y.H. Xiong, H.Q. Ni, G.C. Guo. *EPL*, **90**, 37 004 (2010).
- [31] S. Werner, J.S. Reparaz, M.R. Wagner, P. Zimmer, N.N. Ledentsov, J. Kabuss, M.R. Dachner, M. Richter, A. Knorr, C. Thomsen, A. Hoffmann. *J. Appl. Phys.* **110**, 074 303 (2011).
- [32] R. Heitz, M. Veit, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **56**, 10 435 (1997).
- [33] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **31**, 1249 (1997).
- [34] М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.А. Берг, Н.А. Черкашин, Н.Н. Леденцов, Д.А. Бедарев. *ФТП*, **34**, 200 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Emission spectra of In(Ga)As/GaAs quantum-dot superlattice lasers

M.M. Sobolev, M.S. Buyalo, V.N. Nevedomskiy, Yu.M. Zadiranov, R.V. Zolotareva, A.P. Vasil'ev, V.M. Ustinov, E.L. Portnoi

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract This paper presents results of experimental investigation of spectral characteristics of the laser with active region based on 10-layer system of In(Ga)As/GaAs vertically correlated quantum dots (QDs) with a 4.5 nm GaAs layer between InAs QDs, measured at spontaneous and stimulated emission, depending on the current and the duration of the pump pulse. The results obtained by transmission electron microscopy, polarization anisotropy of electroluminescence and absorption measurements allowed to determine that the studied system of tunnel-coupled InAs QDs separated by thin barriers GaAs is a superlattice of quantum dots (SLQD). It was found that with increase of laser pump current the electroluminescence intensity increases linearly, and the position of the maximum electroluminescence shifts to higher energies, which is determined by the dependence on pump current of the miniband density states distribution. Multimodal lasing above threshold through miniband ground states was observed. One of the lasing mode was attributed to zero-phonon line, the other one was determined by longitudinal optical phonon (LO-phonon) of QDs. The obtained results show, that regime of strong binding between discrete electron states on miniband and optical phonons is realized at laser pumping in the In(Ga)As/GaAs SLQD, leading to QD polarons formation, formed as a result of resonant mixing of electron states with separation energy comparable with the energy optical phonons.