

Управление заселенностью верхней рабочей подзоны электрическим полем в структурах с асимметричными барьерами для униполярного лазера

© Ю.А. Алещенко[¶], А.Е. Жуков⁺, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, П.С. Копьев⁺, В.М. Устинов⁺

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

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

(Получена 8 августа 2007 г. Принята к печати 30 октября 2007 г.)

Выполнены экспериментальные и теоретические исследования трехъямных структур, представляющих собой прототип предложенного нами активного униполярного лазера на квантовых ямах с сильно асимметричными по высоте барьерами. Показано, что приложение к структурам внешнего электрического поля позволяет получить эффект, аналогичный трансформации размерности состояний в структуре с оптимальными параметрами. Несмотря на значительное увеличение толщин барьеров в исследованных трехъямных структурах по сравнению с оптимизированной структурой, производство матричных элементов, определяющих усиление, сохраняет значительную величину ($175\text{--}200$ против 250 \AA^2 в структуре с оптимальными параметрами) в широком диапазоне электрических полей.

PACS: 73.21.Cd, 78.45.+h, 78.55.Cr

1. Введение

Возможность получения вынужденного излучения между подзонами одной энергетической зоны в полупроводниковых квантовых ямах была предсказана Р.Ф. Казариновым и Р.А. Сурисом в 1971 г. [1] при рассмотрении сверхрешетки, помещенной в сильное постоянное электрическое поле, параллельное оси роста структуры. Используя эти идеи, группа сотрудников Bell Laboratories во главе с Ф. Капассо в 1994 г. получила вынужденное излучение и лазерный эффект в среднем инфракрасном диапазоне для инжекционного полупроводникового лазера нового типа, названного квантовым каскадным лазером (ККЛ) [2]. Генерация излучения в описанном приборе происходила благодаря межподзонным переходам в зоне проводимости туннельно-связанных квантовых ям, т.е. использовались носители заряда одного типа (электроны). Поэтому ККЛ является униполярным прибором, в нем отсутствует $p\text{--}n$ -переход, имеющийся в традиционных диодных лазерах, в которых излучательная рекомбинация происходит между электронными и дырочными состояниями. Такая конструкция ККЛ имеет ряд преимуществ. В отличие от диодных лазеров длина волны излучения униполярного лазера определяется квантовым ограничением, т.е. толщиной слоев в активной области, а не шириной запрещенной зоны материала. К достоинствам униполярных лазеров относятся также высокая температурная стабильность и возможность работы при комнатной температуре вследствие подавления процессов оже-релаксации. Оба фактора связаны с одинаковым знаком эффективной массы в параллельных рабочих подзонах униполярного лазера.

К сожалению, использование параллельных рабочих подзон в униполярном лазере имеет и серьезный недостаток, затрудняющий достижение значительной инверсной населенности в такой системе. Сходство начальных и конечных электронных состояний в униполярном лазере приводит к тому, что фактически одного продольного оптического (LO) фонона с отличным от нуля импульсом достаточно для электронной релаксации между параллельными подзонами, независимо от расстояния между ними. Вместе с тем невозможно увеличить время жизни электронов путем уменьшения перекрытия волновых функций, поскольку это приводит к уменьшению оптической эффективности лазера. Поэтому времена жизни электронов для межподзонных переходов в структурах униполярных лазеров оказываются в пикосекундном диапазоне. В этих условиях для достижения значительного усиления обычно применяют эффект каскадирования, т.е. активная область повторяется в лазерной структуре 25–100 раз. Активные элементы чередуются с инжекторами в виде апериодических сверхрешеток, роль которых состоит в обеспечении электронного транспорта и фильтрации энергии. В результате, несмотря на значительные достижения последних лет [3,4], структура ККЛ остается чрезвычайно сложной, что препятствует широкому применению новых приборов.

В качестве одного из способов упрощения униполярного лазера в работах [5,6] была предложена и реализована конструкция квантового фонтанного лазера, в которой для создания инверсной населенности используется селективное оптическое возбуждение электронов из основного состояния в верхнее лазерное состояние активной области. Основные преимущества фонтанного лазера перед ККЛ связаны с отсутствием тока в структуре. В этом случае отпадает необходимость в переносе и охлаждении носителей заряда в области инжекто-

[¶] E-mail: yuriale@sci.lebedev.ru

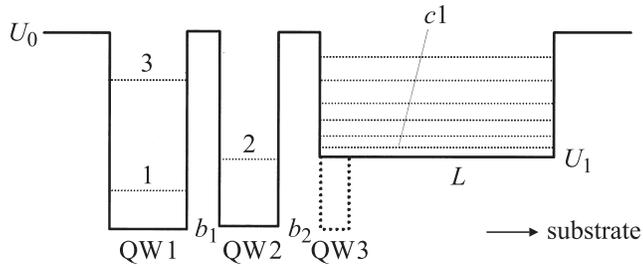


Рис. 1. Зонная диаграмма активного элемента униполярного лазера с переменной размерностью состояний: U_0 — высокий барьер, U_1 — низкий барьер; QW1, QW2, QW3 — квантовые ямы; b_1, b_2 — барьерные слои; L — область, в которой формируется квазинепрерывный спектр, $c1$ — нижнее состояние квазинепрерывного спектра.

ра, не требуется „тонкой настройки“ энергетических уровней структуры для обеспечения беспрепятственного туннелирования электронов от каскада к каскаду, не стоит остро проблема деградации материала, актуальная для сильноточных приборов. Конструкция фонтанного лазера в результате оказывается более простой; к материалам, составляющим структуру, предъявляются менее жесткие требования. Еще одним важным преимуществом оптической накачки является то обстоятельство, что фонтанный лазер может работать без значительного разогрева при мощностях накачки гораздо выше пороговых. Основным недостатком фонтанного лазера является необходимость во внешнем источнике оптической накачки.

Нами предложена оригинальная конструкция активного элемента униполярного лазера [7]. В основе конструкции лежит физическая идея о подавлении межподзонной безызлучательной релаксации за счет использования зависимости волновых функций в квантовой яме с сильно асимметричными по высоте барьерами от квазиимпульса в плоскости слоев [8,9]. В таких структурах локализованное состояние электрона существует в ограниченном диапазоне величин двумерных волновых векторов k : $0 < k < k_c$. При $k = k_c$ происходит трансформация размерности электронных состояний 2D–3D [10]. Этот эффект позволяет резко увеличить время безызлучательной рекомбинации в активном элементе униполярного лазера, в котором нижняя лазерная подзона относится к квантовой яме с сильно асимметричными барьерами. Такая подзона существует только при малых импульсах продольного движения, что позволяет исключить однофононные межподзонные переходы. В результате оптимизации [7,11] структур GaAs/AlGaAs с переменной размерностью состояний в качестве активного элемента униполярного лазера нами получены теоретические значения времени безызлучательной рекомбинации, которые в несколько раз превышают соответствующий параметр для структур ККЛ [3], фонтанного лазера [6] и дают значительный выигрыш в инверсной населенности.

Зонная диаграмма оптимизированного активного элемента униполярного лазера с переменной размерностью состояний изображена на рис. 1. Инверсная населенность реализуется между состояниями 3 и 2 либо при селективном оптическом межзонном возбуждении, либо (при уровне легирования, обеспечивающем заселенность состояния 1) путем накачки между состояниями 1 и 3. Состояние 2 существует в узком интервале волновых векторов в плоскости слоев, что препятствует безызлучательной релаксации носителей в это состояние с верхнего лазерного уровня 3. Для быстрого опустошения нижнего лазерного состояния 2 расстояние по энергии между состояниями 2 и 1 соответствует энергии оптического фона GaAs ($\hbar\omega_{LO} \approx 36$ мэВ). Дополнительный барьер b_2 и квантовая яма QW3 (выделена пунктиром) вводятся для повышения степени локализации нижнего лазерного состояния 2, обладающего свойством трансформации размерности 2D–3D, в QW2. В этом случае эффект существования локализованного состояния 2 только при малых импульсах продольного движения играет существенную роль в подавлении безызлучательной релаксации с верхнего лазерного состояния 3. Барьер b_2 затрудняет также уход носителей заряда из состояния 3 в непрерывный спектр. Эффективность этого механизма и возможность управления размерностью нижней лазерной подзоны в описанном активном элементе, в том числе и внешним электрическим полем, была подтверждена в выполненных нами ранее теоретических и экспериментальных исследованиях одноямных [10] и двухямных [12,13] структур с асимметричными барьерами.

В настоящей работе предприняты теоретические и экспериментальные исследования особенностей перестройки электронного спектра в прототипах активного элемента униполярного лазера с переменной размерностью состояний во внешнем электрическом поле. Подобные исследования для описанной трехямной структуры с асимметричными барьерами представляют значительный интерес в силу антикроссинга уровней в сложных системах и выхода состояния с переменной размерностью в непрерывный спектр, а также из-за возможности реализации рассматриваемой ситуации в инжекционном униполярном лазере.

2. Методика эксперимента

Трехямные структуры, оптимизированные в качестве прототипа активного элемента фонтанного лазера [14], выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100). Структуры включали следующие слои (в направлении к подложке, параметры номинальные): верхний защитный легированный кремнием слой n^+ -GaAs (уровень легирования $N_D = 10^{18}$ см $^{-3}$) толщиной 10 нм; легированный кремнием высокий барьер n^+ -Al $_{0.35}$ Ga $_{0.65}$ As ($N_D = 6.2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$) толщиной 30 нм; нелегированный

высокий барьер $i\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ толщиной 10 нм; квантовая яма GaAs шириной 8.2 нм (QW1); разделительный высокий барьер $i\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ толщиной 1.4 нм; квантовая яма GaAs шириной 5.1 нм (QW2); разделительный высокий барьер $i\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ толщиной 3.0 нм; квантовая яма GaAs шириной 2.5 нм (QW3); низкий барьер $i\text{-Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{As}$ толщиной 34 нм; легированный высокий барьер $i\text{-Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ толщиной 50 нм; легированный кремнием буферный слой $n^+\text{-GaAs}$ ($N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 50 нм; буферный слой из нелегированного GaAs толщиной 250 нм. Таким образом, последовательность слоев в активной области в направлении к подложке выражалась соотношением 8.2(QW1)/1.4/5.1(QW2)/3.0/2.5(QW3)/34.0, где номинальные толщины слоев указаны в нанометрах. Уровни легирования слоев структуры были подобраны таким образом, чтобы обеспечить условие плоских зон, важное для нормальной работы униполярного лазера.

Зонная диаграмма структуры соответствовала рис. 1 при расстояниях по энергии между подзонами 1 и 3 $\varepsilon_3 - \varepsilon_1 = 120 \text{ мЭВ}$ и между нижними электронными подзонами 1 и 2 $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 36 \text{ мЭВ}$ (значение, близкое к энергии LO-фонона). В этом случае время электронной релаксации между нижними подзонами не превышает 0.5 пс, что обеспечивает быстрый отток электронов с нижнего лазерного уровня ε_2 . Согласно нашим расчетам, при указанных выше параметрах слоев время безызлучательной релаксации между лазерными подзонами 3 и 2 $\tau_{32} = 7 \text{ пс}$, что в 4.7 раза больше, чем в системе с симметричными барьерами [14]. В такой системе время перехода с верхнего лазерного уровня 3 на первый уровень квазинепрерывного спектра $c1$ достигает $\tau_{3c1} = 4 \text{ пс}$.

Для компенсации возможных технологических отклонений параметров структур от номинальных в конструкции образцов была предусмотрена возможность подстройки подзон за счет приложения внешнего электрического поля. С этой целью в верхнем и буферном слоях $n^+\text{-GaAs}$ формировались управляющие электроды. Верхний электрод в виде полупрозрачной пленки Ni напылялся через маску с размерами $3 \times 7 \text{ мм}$. Далее он сам служил маской для травли вокруг него структуры до нижнего буферного n^+ -слоя, используемого в качестве нижнего электрода. С помощью In к верхнему и нижнему электродам припаивались проводники. Образцы 1 и 2 были получены из структур с описанными выше номинальными параметрами, приготовленных в различных циклах роста.

Оптические свойства структур исследовались методом фотолюминесценции (ФЛ) при температуре 80 К и возбуждении излучением Ar^+ -лазера Stabilite 2017 (Spectra-Physics) с длиной волны 514.5 нм в режиме микрозонда. Плотность мощности лазерного излучения на образце составляла $\sim 100 \text{ Вт/см}^2$. Вследствие того что переходы из более высоких электронных подзон в основное состояние валентной зоны характеризуются

гораздо меньшими матричными элементами, чем переходы из нижней электронной подзоны, для регистрации слабых вкладов таких подзон необходимо значительно подавить уровень паразитно рассеянного излучения. По этой причине рассеянное излучение анализировалось тройным монохроматором Jobin Yvon T64000 в режиме вычитания дисперсии и регистрировалось ПЗС матрицей Spectrum One (Spex), охлаждаемой жидким азотом. Спектральное разрешение прибора в процессе измерений было лучше 0.3 мЭВ.

3. Спектры фотолюминесценции трехъямных структур

В спектрах ФЛ квантовой области образцов 1 и 2, снятых без внешнего электрического поля, доминирует асимметричный пик с максимумом в области энергий $\hbar\omega = 1.5570 - 1.5620 \text{ эВ}$. При приложении отрицательных напряжений („-“ на верхнем электроде) со стороны высоких энергий основного пика ФЛ появляется четкое плечо, поэтому для анализа поведения этого пика в электрическом поле использовалась программа разложения спектральных линий Spectra Calc на гауссианы с подгонкой суммарной кривой к экспериментальному пику. Наряду с основным пиком ФЛ в спектре образца 2 проявился слабый пик в области 1.6100 эВ. В спектрах ФЛ обоих образцов были также зарегистрирова-

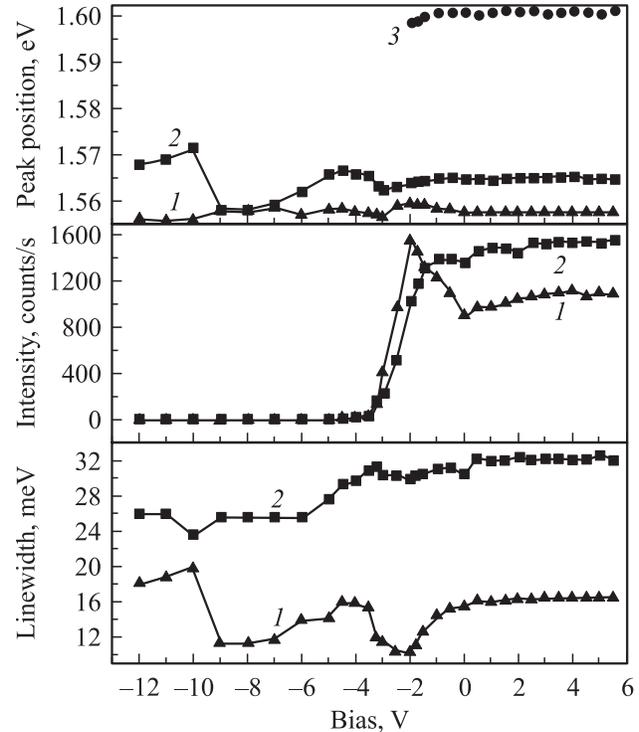


Рис. 2. Зависимости от напряжения энергий, интенсивностей и ширин пиков в квантовой области трехъямной структуры 1, полученных из анализа контура основного пика фотолюминесценции (1, 2), а также энергии пика низкого барьера (3).

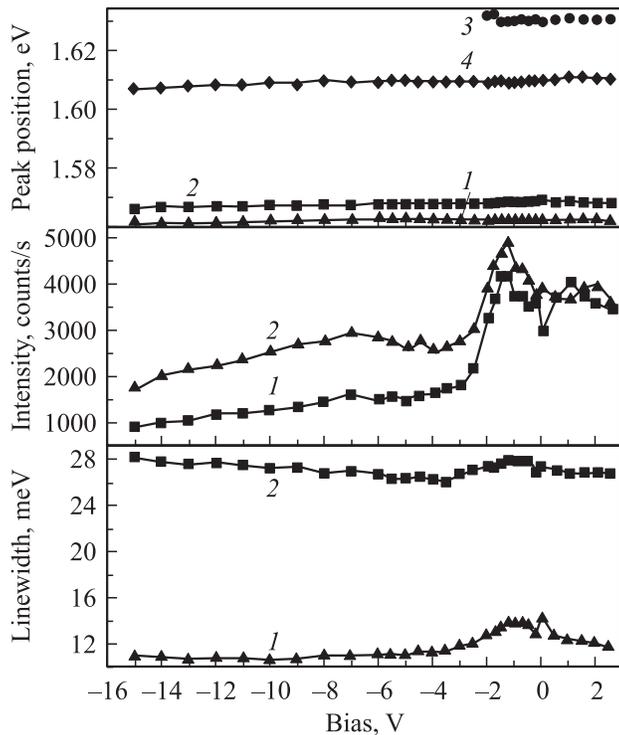


Рис. 3. Зависимости от напряжения энергий, интенсивностей и ширин пиков в квантовой области трехъямной структуры 2, полученных из анализа контура основного пика фотолуминесценции (1, 2), а также энергий пика низкого барьера (3) и дополнительного пика в области 1.6100 эВ (4).

ны слабые вклады низкого и высокого барьеров при энергиях $\hbar\omega = 1.6007$ и 1.9631 эВ (образец 1), 1.6300 и 2.0280 эВ (образец 2). С учетом энергий связи экситонов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [15] наблюдаемые пики соответствовали содержанию AlAs в слоях низкого и высокого барьеров 6.6 и 31.5% (образец 1), 9.0 и 35.9% (образец 2) соответственно.

На рис. 2 и 3 представлены полученные из анализа контура основного пика ФЛ параметры составляющих его пиков (положение в спектре, интенсивность и ширина) в зависимости от напряжения смещения для образцов 1 и 2. На рис. 2 и 3 приведены также зависимости от напряжения положения пика низкого барьера, а для образца 2 на рис. 3 зависимость от напряжения положения дополнительного пика в области 1.6100 эВ. Как видно из рисунков, электрическое поле разрывает экситон в низком барьере уже при напряжении около -2 В, в то время как пики, обусловленные квантовой областью структуры, сохраняются и при гораздо меньших напряжениях. Такое же поведение характерно и для дополнительного пика ФЛ при энергии 1.6100 эВ в спектре образца 2 (кривая 4). По этой причине мы относим этот пик также к вкладу квантовой области.

Обращают на себя внимание немонотонные зависимости положений пиков ФЛ, составляющих основной пик, от приложенного напряжения для образца 1, в то

время как для образца 2 эти зависимости достаточно плавные. Однако зависимости интенсивностей и ширин обсуждаемых пиков от напряжения для обоих образцов оказались немонотонными. Такие немонотонные зависимости могут быть связаны с антикроссингом лазерных подзон с состояниями квазинепрерывного спектра, локализованными в области низкого барьера.

4. Теория

4.1. Расчет перестройки электронного спектра во внешнем электрическом поле

С помощью методики, описанной и обоснованной в [12] для двухъямных структур с асимметричными барьерами, были выполнены расчеты электронного спектра трехъямной структуры с номинальными параметрами $8.2(\text{QW1})/1.4/5.1(\text{QW2})/3.0/2.5(\text{QW3})/34.0$. Расчеты показывают, что для такой структуры в спектрах ФЛ, снятых при температуре 80 К в нулевом поле, должны проявляться бы пики при энергиях 1.56, 1.61 и 1.63 эВ, обусловленные квантовой областью. Одновременный учет вкладов тяжелых и легких дырок не позволяет добиться соответствия между экспериментальными спектрами ФЛ и спектром структуры с номинальными параметрами. Таким образом, теоретические расчеты свидетельствуют об отклонении параметров исследуемых структур от номинальных (оптимальных). На этом основании в дальнейших расчетах варьировались ширины квантовых ям и барьеров для подгонки к экспериментальным зависимостям положений пиков от напряжения. Интегралы перекрытия волновых функций электронов и дырок, участвующих в соответствующих переходах, были рассчитаны и сопоставлены с интенсивностями наблюдаемых экспериментально пиков ФЛ. Далее в качестве примера подробно проиллюстрированы результаты расчетов для структуры 1; приведены также основные результаты, полученные для структуры 2.

Для структуры 1 наилучшее согласие экспериментальных и теоретических данных было получено при следующих геометрических параметрах слоев (в нм) в активной области: $7.2(\text{QW1})/3.0/4.5(\text{QW2})/3.0/4.5(\text{QW3})/34.0$ при содержании AlAs в низком барьере $x_2 = 0.066$ (экспериментальное значение). Далее в тексте эта структура будет упоминаться как модельная структура I. Тот факт, что при этом следует допустить существенное увеличение ширины QW3 с асимметричными барьерами по сравнению с номинальной шириной, не является неправдоподобным и может быть связан просто с нерезкостью гетероперехода между низким барьером ($x_2 = 0.066$) и GaAs. Рассчитанные зависимости энергий межзонных переходов от внешнего поля для такой структуры представлены на рис. 4. Размеры символов на рисунке пропорциональны интегралу перекрытия волновых функций электронов и дырок, участвующих в соответствующих переходах, т. е. интенсивности ФЛ. Переходы при низких энергиях осуществляются из электронных состояний,

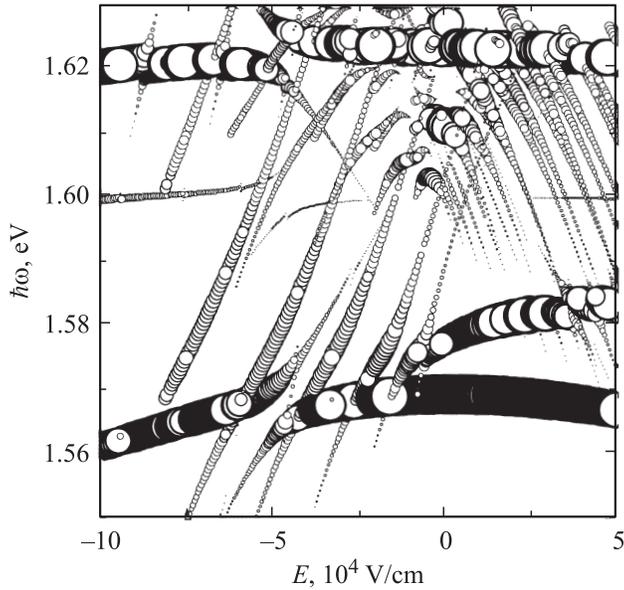


Рис. 4. Теоретические зависимости от электрического поля E энергий межзонных переходов $\hbar\omega$ и интенсивностей фотолюминесценции для модельной структуры 7.2(QW1)/3.0/4.5(QW2)/3.0/4.5(QW3)/34.0, дающей наилучшее согласие с экспериментом для образца 1. Размеры символов отражают интенсивность.

локализованных в QW3 (нижняя кривая) и QW1. Теоретические зависимости энергий переходов от поля для этой структуры содержат особенности, обусловленные антикроссингом уровней и переходом состояний в непрерывный спектр, и коррелируют с экспериментальными кривыми на рис. 3. Высокоэнергетический пик, появление которого предсказывает теория, может не проявляться в экспериментальных спектрах ФЛ, так как содержание AlAs в низком барьере структуры 1 невелико ($x_2 = 0.066$) и соответствующее электронное состояние оказывается выше барьера.

Для структуры 2 наилучшее согласие с экспериментальными данными получено при конфигурации образца 6.4(QW1)/3.0/4.5(QW2)/4.0/5.8(QW3)/34.0 при $x_2 = 0.09$ (экспериментальное значение). Далее по тексту эта структура будет упоминаться как модельная структура II. Для такой конфигурации вновь ширина QW3 оказывается гораздо больше номинального значения, а ширины QW2 и QW1, напротив, несколько меньше. Расчеты свидетельствуют о значительной интенсивности и высокоэнергетического пика при энергии 1.61 эВ, который действительно проявляется в экспериментальном спектре ФЛ образца 2 (кривая 4 на рис. 3). Теоретические зависимости энергий межзонных переходов от внешнего электрического поля для образца 2 в целом напоминают соответствующие кривые для образца 1 (рис. 4), однако в случае образца 2 переходы при низких энергиях осуществляются с участием электронных состояний, локализованных в QW1 (нижняя кривая) и QW3. Эти зависимости также имеют особенности,

обусловленные антикроссингом уровней и переходом состояний в непрерывный спектр, признаки которых в экспериментальных спектрах образца 2 (рис. 3) маскируются близостью низкоэнергетических пиков ФЛ. Различия спектров ФЛ для образцов 1 и 2 могут быть связаны не только с выявленными нами в расчетах различиями в толщинах квантовых ям и барьеров, но и некоторым различием в легировании.

4.2. Расчет параметров, определяющих инверсную населенность во внешнем электрическом поле

Переход состояний в непрерывный спектр приводит к существенному изменению интегралов перекрытия I электронных и дырочных состояний и их зависимости от величины волнового вектора k . Нами проведены расчеты зависимости интегралов перекрытия от поля, $I(E)$, для различных k . Показано, что сильная зависимость $I(k)$ имеет место в сравнительно узких интервалах по внешнему полю. Тем не менее соответствующим выбором внешнего смещения можно реализовать ситуацию значительного подавления фоновой релаксации и в структурах с параметрами, отличными от номинальных.

Были выполнены расчеты зависимости от поля времен безызлучательной релаксации τ_{32} из верхнего лазерного состояния 3, локализованного в QW1, в нижнее лазерное состояние 2, локализованное в QW2, для структуры с номинальными параметрами, а также для модельных структур I и II, обеспечивающих наилучшее согласие с экспериментальными спектрами ФЛ образцов 1 и 2 соответственно. Для структуры с номинальными параметрами 8.2(QW1)/1.4/5.1(QW2)/3.0/2.5(QW3)/34.0 и $x_2 = 0.09$ наряду с максимумом $\tau_{32} = 9$ пс в нулевом поле наблюдается резонансный максимум $\tau_{32} = 57$ пс в поле напряженностью -10^4 В/см. Последний связан с антикроссингом состояний, вызывающим перераспределение вероятности и локализацию в области барьера уровня 2, локализованного при $k = 0$ в QW2. Оказалось, что это приводит к большему эффекту, чем переход связанного состояния в квазинепрерывный спектр с ростом k .

Для получения максимальной величины τ_{32} наряду с требованием подавления релаксации с испусканием оптических фононов между активными уровнями структуры необходимо минимизировать время ухода электронов с нижнего лазерного уровня 2 (для этого расстояние между этим уровнем и нижним уровнем 1, локализованными в QW1, должно быть близким к энергии оптического фонона) и получить произведение дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$ достаточно большой величины (для увеличения усиления). В структуре с номинальными параметрами достигается одновременное выполнение этих требований в условиях плоских зон. Величина $Z_{13}Z_{23}$ при этом равна 250 \AA^2 .

На рис. 5 представлены зависимости времени безызлучательной межподзонной релаксации τ_{32} между ак-

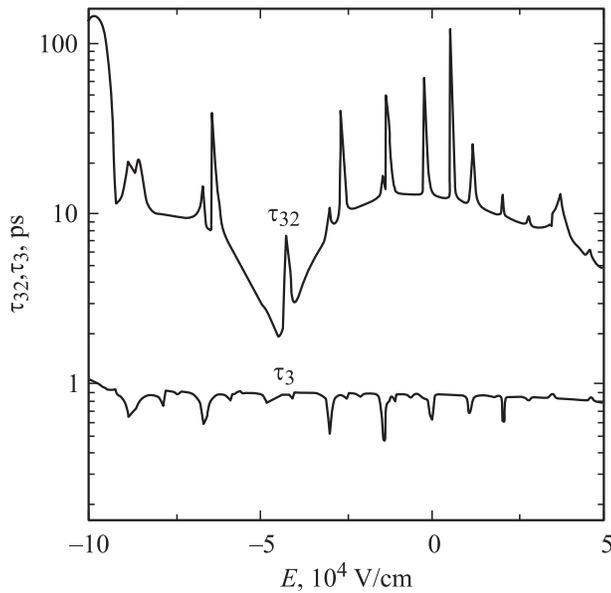


Рис. 5. Зависимости времени безызлучательной межподзонной релаксации τ_{32} между активными подзонами ϵ_3 , ϵ_2 и суммарного времени жизни τ_3 на верхнем лазерном уровне от напряженности электрического поля E для модельной трехъямной структуры I.

тивными подзонами 3 и 2 и суммарного времени жизни τ_3 на верхнем лазерном уровне от напряженности электрического поля E для модельной структуры I. Тот факт, что величины τ_{32} в широком диапазоне полей сопоставимы с соответствующими значениями для структуры с номинальными параметрами, обусловлен в основном более широким разделительным барьером между QW1 и QW2 (3 нм против 1.4 нм в номинальной структуре) и непосредственно с эффектом трансформации размерности не связан. Наибольший интерес для нас представляют резкие выбросы величины τ_{32} при некоторых значениях поля. Сравнение положений этих пиков с рассчитанными нами полевыми зависимостями вероятности нахождения электрона во второй подзоне QW1 $W_1^{(2)}$ (верхняя лазерная подзона) и в первой подзоне QW2 $W_2^{(1)}$ (нижняя лазерная подзона) показывает, что эти пики коррелируют с положениями минимумов вероятности нахождения электрона в нижней лазерной подзоне. В свою очередь, эти минимумы проявляются при напряженностях поля, соответствующих антикроссингам нижней лазерной подзоны с одним из состояний n_c квазинепрерывного спектра. Причина такого увеличения τ_{32} состоит в сильной зависимости волновых функций нижней лазерной подзоны от волнового вектора: при $k = 0$ волновая функция состояния 2 в основном локализована в QW2, а при k , соответствующем энергии $\epsilon_3 - \hbar\omega_{LO}$, — в области низкого барьера. Формально время τ_{32} возрастает при этом более чем на порядок. Более того, согласно расчетам, наибольшую амплитуду для рассматриваемых структур I и II имеют

пики τ_{32} , находящиеся в той же области полей, где расстояние между нижними подзонами ϵ_{21} близко к энергии оптического фонона, что обеспечивает быстрый уход электронов с нижнего лазерного уровня. Таким образом, приложение внешнего электрического поля к исследуемой структуре позволяет добиться эффекта, аналогичного трансформации размерности электронных состояний в структуре с оптимальными параметрами. Несмотря на значительное увеличение ширин барьеров в исследуемой структуре I по сравнению с их номинальными ширинами, произведение дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$, определяющих усиление, остается значительными в широком диапазоне полей, достигая величины 200 \AA^2 (рис. 6).

Сказанное остается справедливым и для модельной структуры II, для которой также были рассчитаны полевые зависимости времени безызлучательной релаксации между лазерными подзонами τ_{32} и полного времени жизни в верхней лазерной подзоне τ_3 , вероятности нахождения электрона во второй подзоне QW1 $W_1^{(2)}$ и в первой подзоне QW2 $W_2^{(1)}$, расстояний между активными лазерными уровнями, а также произведения дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$. В этом случае рост τ_{32} при определенных напряженностях внешнего электрического поля оказывается даже более значительным, чем для модельной структуры I (образец 1), а произведение дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$ достигает 175 \AA^2 .

Следует только иметь в виду, что сильная зависимость волновых функций нижней лазерной подзоны от волнового вектора, приводящая к росту τ_{32} , обусловлена антикроссингом этого состояния и одного из состояний квазинепрерывного спектра n_c с энергией ϵ_{n_c} . При $\epsilon_3 - \hbar\omega_{LO}$ состояние n_c оказывается в основном локализованным в QW2, в результате чего время релаксации

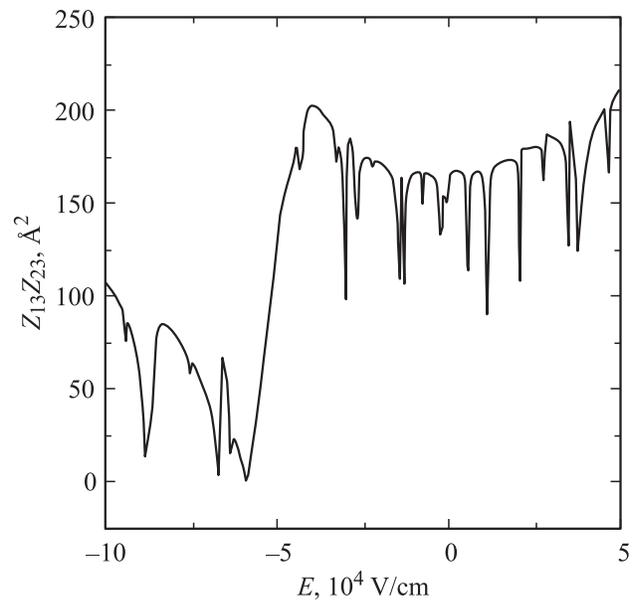


Рис. 6. Зависимость от поля произведения дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$ для модельной трехъямной структуры I.

в это состояние оказывается порядка величины τ_{32} вне резонанса. В силу близости энергий состояний ε_2 и n_c дальнейшая потеря энергии электроном возможна за счет как внутризонной релаксации, так и межподзонного перехода n_c-2 , в результате суммарное время перехода с верхнего активного уровня 3 на уровень 2 может быть существенно меньше времени прямого перехода τ_{32} . Тот факт, что внутризонная релаксация для подзоны n_c в конце концов приведет к уходу электрона из QW2 в область низкого барьера, позволяет без точного расчета динамики в рамках скоростных уравнений утверждать, что в условиях антикроссинга уровней 2 и одного из уровней квазинепрерывного спектра n_c суммарное время релаксации в состояние 2 можно увеличить в несколько раз. Таким образом, использование внешнего электрического поля в принципе позволяет для имеющихся структур добиться условий проявления эффекта, аналогичного эффекту трансформации размерности состояний в системе с оптимальными параметрами.

Суммарное время жизни на верхнем активном уровне τ_3 для структур I (рис. 5) и II слабо изменяется с полем, имея резкие минимумы при полях, соответствующих резонансам τ_{32} , когда состояние ε_2 оказывается „размазанным“ по структуре, в результате чего идет эффективная релаксация на состояния квазинепрерывного спектра. Кроме того, минимумы возникают при условии $\varepsilon_{n_c} \approx \varepsilon_3 - \hbar\omega_{LO}$, т.е. когда имеется уровень n_c , отстоящий от верхнего лазерного уровня 3 на энергию оптического фонона. Время жизни τ_3 при этом уменьшается в несколько раз, что в принципе может отразиться и на интенсивности межзонной ФЛ.

5. Заключение

Таким образом, в работе выполнены экспериментальные и теоретические исследования эволюции характеристик электронных состояний в электрическом поле в трехъямных структурах GaAs/AlGaAs, представляющих собой прототип активного элемента униполярного лазера на квантовых ямах с сильно асимметричными по высоте барьерами. Несмотря на значительное отличие параметров структур от номинальных, расчеты указывают на резкое увеличение τ_{32} для них при напряженностях поля $E \sim 10^3$ В/см, отвечающих антикроссингам состояния 2 с состояниями квазинепрерывного спектра над низким барьером. Это связано с сильной зависимостью волновой функции этого состояния от k . При $k = 0$ волновая функция состояния 2 локализована в QW2, а при k , соответствующем энергии $\varepsilon_3 - \hbar\omega_{LO}$, — в области низкого барьера. Таким образом, приложение внешнего электрического поля к исследованным структурам приводит к эффекту, аналогичному эффекту трансформации размерности состояний в структуре с оптимальными параметрами. Произведение дипольных матричных элементов $Z_{13}Z_{23}$, определяющих усиление,

оказывается весьма значительным ($\sim 175-200$ против $\sim 250 \text{ \AA}^2$ в оптимальной структуре) в широком диапазоне электрических полей.

Авторы благодарят С.С. Шмелева за изготовление электрических контактов к структуре, В.Г. Плотниченко и В.В. Колташева за помощь в проведении оптических измерений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программ фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН „Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур“ и „Низкоразмерные квантовые структуры“.

Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сулис. ФТП, **5** (4), 797 (1971).
- [2] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu, A.Y. Cho. Science, **264** (5158), 553 (1994).
- [3] F. Capasso, C. Gmachl, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Phys. Today, **55** (5), 34 (2002).
- [4] F. Liu, Y. Zhang, Q. Zhang, D. Ding, B. Xu, Z. Wang, D. Jiang, B. Sun. Semicond. Sci. Technol., **15** (12), L44 (2000).
- [5] F.H. Julien, A. Sa'ar, J. Wang, J.-P. Leburton. Electron. Lett., **31** (10), 838 (1995).
- [6] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. Appl. Phys. Lett., **71** (25), 3619 (1997).
- [7] Yu.A. Aleshchenko, V.V. Капаев, Yu.V. Копаев, N.V. Корныakov. Nanotechnology, **11**, 206 (2000).
- [8] В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма ЖЭТФ, **65** (2), 188 (1997).
- [9] В.Ф. Елесин, А.В. Цуканов, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма ЖЭТФ, **66** (11), 709 (1997).
- [10] Ю.А. Алещенко, И.П. Казаков, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев. Письма ЖЭТФ, **67** (3), 207 (1998).
- [11] V.V. Капаев, Yu.V. Копаев, N.V. Korniyakov. Proc. 9th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, Russia, 2001) p. 522.
- [12] Ю.А. Алещенко, А.Е. Жуков, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, П.С. Копьев, В.М. Устинов. ЖЭТФ, **125** (4), 879 (2004).
- [13] Yu.A. Aleshchenko, V.V. Капаев, Yu.V. Копаев, P.S. Кор'ев, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. Int. J. Nanoscience, **3** (1, 2), 203 (2004).
- [14] O. Gauthier-Lafaye, S. Sauvage, P. Boucaud, F.H. Juline, F. Glotin, R. Prazeres, J.-M. Ortega, V. Thierry-Mieg, R. Planel. J. Appl. Phys., **83** (6), 2920 (1998).
- [15] L. Pavesi, M. Guzzi. J. Appl. Phys., **75** (10), 4779 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Control of the population of the upper laser subband with an electric field in structures with asymmetric barriers for an unipolar laser

Yu.A. Aleshchenko, A.E. Zhukov⁺, V.V. Kapaev, Yu.V. Kopaev, P.S. Kop'ev⁺, V.M. Ustinov⁺

P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
119991 Moscow, Russia

⁺ Ioffe Pysicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Experimental and theoretical studies of triple-well structures were carried out. These structures represent a prototype of the active element of an unipolar laser based on quantum wells with strongly asymmetric in height barriers. The application of an external electric field to the structures is shown to be similar to the effect of dimensionality transformation of the electron states in the structure with optimal parameters. In spite of a considerable increase in the barrier thicknesses in triple-well structures studied as compared to the optimized ones, the product of matrix elements, which defines the gain, retains a significant value (175–200 as opposed to 250 \AA^2 in the structure with optimal parameters) within a broad electric field domain.