

©1995 г.

ОБНАРУЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ОДИНОЧНЫХ РАЗЪЕДИНЕННЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ II ТИПА p -GaInAsSb/ p -InAs

М.П.Мизайлова, Г.Г.Зегря, К.Д.Мусеев, И.Н.Тимченко, Ю.П.Яковлев

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

(Получена 28 сентября 1994 г. Принята к печати 3 октября 1994 г.)

Впервые обнаружена электролюминесценция в одиночных изотипных разъединенных гетеропереходах II типа p -GaInAsSb/ p -InAs и при приложении внешнего электрического поля. Два узких пика люминесценции с полушириной ~ 10 – 20 мэВ наблюдались при $T = 77$ К в спектральном диапазоне 3–5 мкм. Спектральное положение и интенсивность пиков изменялись с изменением тока накачки. Интенсивная электролюминесценция наблюдалась вплоть до комнатной температуры. Показано, что такие узкие полосы электролюминесценции обусловлены не прямой туннельной излучательной рекомбинацией пространственно разделенных электронов и дырок, локализованных в глубоких квантовых ямах по разные стороны гетерограницы. Предсказана возможность создания нового перестраиваемого источника инфракрасного излучения, использующего в активной области изотипный разъединенный p – p -гетеропереход II типа.

Четверные твердые растворы GaInAsSb, изопериодные с подложкой GaSb, могут образовывать в зависимости от состава гетеропереходы II типа как ступенчатые [1,2], так и разъединенные [3,4]. В работах [1–8] были изучены люминесцентные, электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов II типа GaInAsSb/GaSb и установлены основные черты их зонных энергетических диаграмм. Отличительной особенностью гетеропереходов II типа является пространственное разделение электронов и дырок на гетерогранице, сопровождающееся их локализацией в самосогласованных квантовых ямах по обе стороны гетерограницы [9], в отличие от гетероперехода I типа, например GaAs–AlGaAs, где квантовая яма образуется вблизи гетерограницы лишь со стороны узкозонного полупроводника. Эти особенности зонной диаграммы обуславливают уникальность свойства гетеропереходов II типа и сильно влияют на характеристики оптоэлектронных приборов на их основе [1,2,4,5,8]. Исследования фотолюминесценции одиночных p – p - [2,6], n – n - ступенчатых [7] переходов II типа

GaInAsSb/GaSb показали, что в таких системах вблизи гетерограницы существуют достаточно глубокие квантовые ямы, способные эффективно локализовать носители заряда вплоть до температуры $T > 77$ К. Была продемонстрирована возможность получения интенсивной излучательной рекомбинации, обусловленной интерфейсными туннельными переходами носителей, локализованных на гетерогранице II типа. Получение и изучение таких материалов важно также и в прикладном отношении: они перспективны для создания источников излучения и фотодетекторов для спектрального диапазона 2–5 мкм ^[1,5,10–12]. Так, в работе ^[5] впервые был реализован квантово-размерный лазер на ступенчатом гетеропереходе II типа в системе GaInAsSb/GaSb.

Однако люминесцентные свойства разьединенных гетеропереходов до настоящего времени не исследовались. Между тем такие гетеропереходы в силу особенностей своей зонной диаграммы обладают необычными свойствами ^[3,4]. Разьединенный гетеропереход отличается от ступенчатого тем, что дно зоны проводимости одного из полупроводников находится по энергии выше валентной зоны другого полупроводника (например GaSb/InAs ^[13]). В разьединенном гетеропереходе в равновесии благодаря взаимному перераспределению носителей тока из контактирующих материалов вблизи гетерограницы возникают самосогласованные квантовые ямы. Приложение внешнего электрического поля к таким гетеропереходам позволяет управлять относительным расположением зон на гетерогранице и, следовательно, изменять заселенность квантовых ям ^[14]. Благодаря малой эффективной массе носителей заряда в системе твердых растворов GaSb–InAs требования к резкости гетерограницы и размытию интерфейса менее жесткие, чем в случае системы GaAs–AlGaAs. Самосогласованные квантовые ямы получаются глубокими ^[2,37], при этом можно наблюдать эффекты размерного квантования при достаточно высоких температурах (вплоть до близких к комнатной).

В настоящей работе впервые обнаружена электролюминесценция, обусловленная рекомбинацией пространственно разделенных электронов и дырок, локализованных в квантовых ямах на гетерогранице в одиночных разьединенных изотипных p – p -гетеропереходах II типа.

Для исследования была выбрана и создана методом ЖФЭ одиночная гетероструктура GaInAsSb/InAs, в которой в качестве подложки использовался p -InAs (100), легированный Zn до концентрации $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Эпитаксиальный широкозонный слой твердого раствора Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-x} ($x = 0.17$) толщиной 2 мкм был изопериодным с подложкой с точностью $\Delta a/a = 2 \cdot 10^{-4}$. Слой твердого раствора также легировался Zn до концентрации $p = 10^{17} \div 10^{18}$ см⁻³. Ширина запрещенной зоны твердого раствора, по данным фотолюминесценции, составляла $E_g = 0.650$ эВ при $T = 2$ К и 0.630 эВ при $T = 77$ К. Полуширина спектра фотолюминесценции при $T = 2$ К была 14 мэВ, что свидетельствовало о хорошем качестве структур. Энергетическая зонная диаграмма гетероперехода GaInAsSb/InAs была установлена нами ранее ^[15] при исследовании вольт-амперных, вольт-емкостных и фотоэлектрических характеристик, и было показано, что такие переходы являются разьединенными, при этом величина щели между зоной проводимости GaInAsSb и валентной зоной InAs составила $\Delta \sim 60$ мэВ.

Из таких гетероструктур были изготовлены методом стандартной фотолитографии меза-диоды 300 мкм с омическими контактами, точечными к эпитаксиальному слою и сплошными к подложке на основе сплава Au:Zn. Все исследуемые образцы при температуре жидкого азота имели выпрямляющие вольт-амперные характеристики. Образцы крепились на держатель в криостате с окном из сапфира и исследовались в основном при температуре жидкого азота. Спектры снимались на решеточном монохроматоре МДР-4 и регистрировались с помощью охлаждаемого фоторезистора из InSb с использованием метода синхронного детектирования.

При приложении к гетеропереходу $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-GaSb}$ постоянно электрического поля, перпендикулярного гетерогранице, начиная с напряжения ~ 0.4 В наблюдалась электролюминесценция, по интенсивности сопоставимая с интенсивностью обычной стандартной светодиодной $p\text{-}n$ -гетероструктуры, излучающей в диапазоне 3–3.5 мкм (InAs/InAsSbP).

Когда смещение прикладывалось к структуре таким образом, чтобы отрицательная полярность была на узкозонном материале (далее так называемое «обратное» смещение), в спектрах электролюминесценции при $T = 77$ К наблюдались три четко выраженные полосы излучения, обозначенные на рис. 1 как 1, 2, 3 и лежащие в спектральном диапазоне 3–5 мкм, интенсивность и спектральное положение которых менялись с изменением тока через структуру. На рис. 1 представлены спектры электролюминесценции при нескольких значениях тока через структуру для одной из исследованных гетероструктур $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$. Как видно из рисунка, две эмиссионные полосы (1 и 2) были узкими и интенсивными, а третья — более слабой и широкой. Энергии узких полос люминесценции при $T = 77$ К составили в максимуме $h\nu_1 = 316$ мэВ и $h\nu_2 = 378$ мэВ, энергия фотона в максимуме коротковолновой отдельно стоящей полосы $h\nu_3 = 633$ эВ. Полуширины полос составляли соответственно 10, 20 и 60 мэВ. В то же время интенсивность и спектральное положение широкой полосы люминесценции $h\nu_3$ практически не менялись с током накачки, при этом ее интенсивность была ниже на порядок интенсивности узких полос.

С ростом тока начиная с 3–5 мА вначале возгалась полоса люминесценции $h\nu_1$, затем появилась полоса $h\nu_2$, которая преобладала в спектре по интенсивности при дальнейшем увеличении тока, как это видно на рис. 1. При этом при малых токах ($i \sim 20\text{--}30$ мА) зависимость интенсивности I от тока хорошо описывалась кубическим законом, тогда как при увеличении тока эта зависимость становилась линейной (рис. 2, а). На рис. 2, б также представлено относительное изменение интенсивности I_2/I_1 в максимуме узких полос люминесценции, $h\nu_2$ и $h\nu_1$.

С повышением температуры $T > 77$ К максимум полос электролюминесценции смещался в длинноволновую область, при этом в спектре при высоких температурах оставалась только одна полоса эмиссии $h\nu_2$. Температурное изменение энергии максимума этой полосы в интервале 77–300 К было практически линейным и хорошо соответствовало коэффициенту температурного изменения ширины запрещенной зоны InAs $\Delta E_g/\Delta T = -2.8 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. При этом интенсивность электролюминесценции в температурном интервале 77–300 К падала в ~ 25 раз.

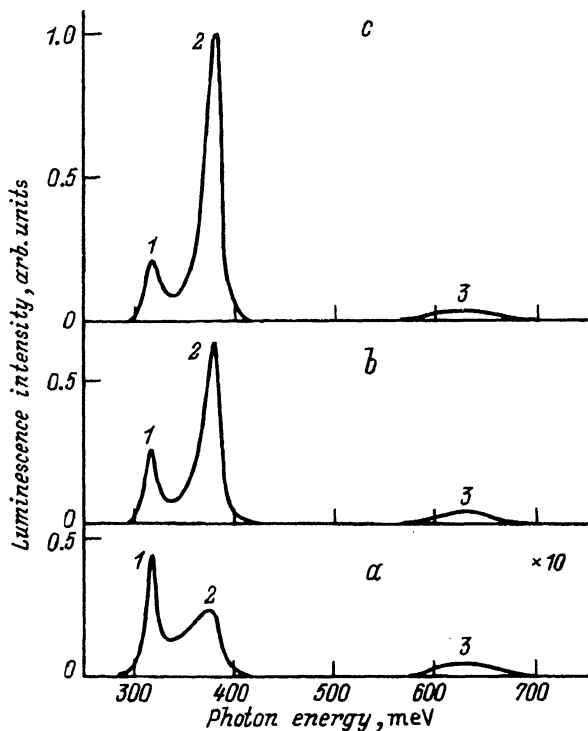


Рис. 1. Спектры электролюминесценции гетероструктуры $p\text{-GaIn}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ при обратном смещении (отрицательный потенциал на подложке $p\text{-InAs}$). $T = 77$ К. Ток через структуру i , мА: а — 50, б — 100, с — 130. Пики 1, 2, 3 см. текст.

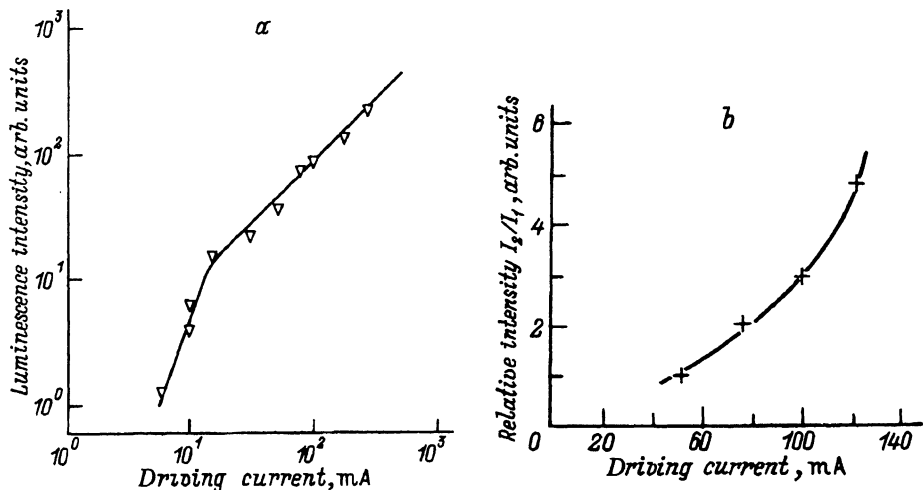


Рис. 2. а — зависимость интенсивной электролюминесценции в максимуме полосы $h\nu_2 = 382$ мэВ при $T = 77$ К от тока через структуру для гетероперехода $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$. б — относительное изменение интенсивности I_2/I_1 в максимуме двух полос люминесценции $h\nu_1 = 316$ мэВ и $h\nu_2 = 378$ мэВ с ростом тока через гетероструктуру $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$.

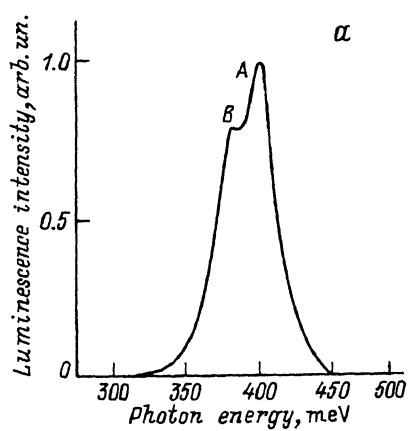
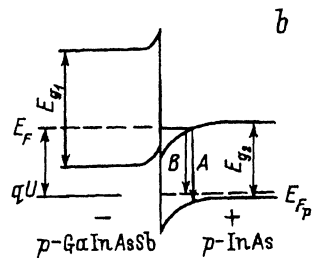


Рис. 3. *a* — спектр электролюминесценции структуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при прямом смещении (+ на узкозонном полупроводнике). $T = 77$ К. *b* — зонная энергетическая диаграмма гетероперехода $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ при прямом смещении. Стрелками показаны переходы, соответствующие рекомбинации электрона с уровня E_2 , с дырками в области плоских зон InAs — (A) и с дырками, связанными на акцепторах — (B).



Излучательная рекомбинация в гетероструктурах $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ наблюдалась нами также и при «прямом» смещении («+» на $p\text{-InAs}$). Спектр электролюминесценции, представленный на рис. 3, *a*, содержал в этом случае лишь одну полосу излучения с полушириной 20–30 мэВ. В спектре имелись два близко расположенные максимума: $h\nu = 397$ и 382 мэВ, при этом интенсивность и относительная величина этих максимумов зависели от уровня легирования узкозонного p -слоя.

Для анализа наблюдаемых спектров спонтанного излучения рассмотрим зонную энергетическую диаграмму p - p -гетероструктуры $\text{GaInAsSb}/\text{InAs}$ при обратном смещении электрического поля, которая приведена на рис. 4. Поскольку наиболее поразительным фактом явилось само наблюдение электролюминесценции в структуре с дырочной проводимостью, рассмотрим вначале механизм появления достаточно количества электронов в таких гетероструктурах.

В разъединенном гетеропереходе, в силу того что валентная зона широкозонного полупроводника находится по энергии выше зоны проводимости узкозонного, электроны перетекают из валентной зоны широкозонного материала в зону проводимости узкозонного. Большинство из них скапливается на состояниях вблизи дна зоны проводимости узкозонного полупроводника у гетерограницы. Оставшиеся в широкозонном материале дырки притягивают электроны к поверхности раздела, что приводит к возникновению внутреннего электрического поля на гетерогранице и, следовательно, к изгибу зон. При приложении отрицательного потенциала к узкозонному полупроводнику (qU на рис. 4) края зоны проводимости и валентной зоны сдвигаются, соответственно, вверх в узкозонном материале и вниз — в широкозонном.

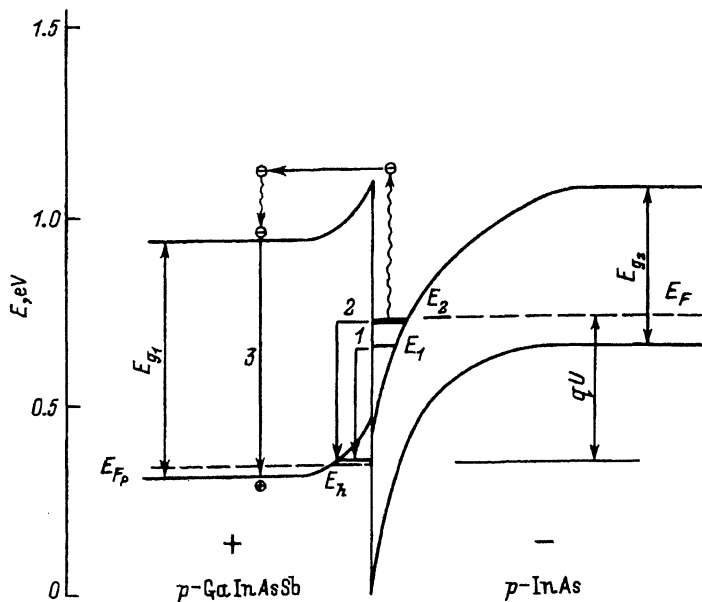


Рис. 4. Зонная энергетическая диаграмма гетероперехода $p\text{-GaIn}_{0.17}\text{As}_{0.22}\text{Sb}/p\text{-InAs}$ при обратном смещении ($V = 0.48$ В). Стрелками 1, 2, 3 показаны возможные каналы рекомбинации, соответствующие полосам люминесценции 1, 2, 3 на рис. 1. E_1, E_2 — первый и второй уровни электрона в квантовой яме, E_k — уровень локализации дырок. E_f, E_{F_p} — квазиуровни Ферми. Волнистая линия — выброс оже-электрона в широкозонный материал GaInAsSb.

Это приводит к углублению потенциальных квантовых ям для электронов и дырок вблизи гетерограницы. Когда квазиуровень Ферми в узкозонном материале пересекает уровень размерного квантования электронов в яме, происходит заполнение этого уровня электронами. Аналогичным образом происходит заполнение дырочного уровня дырками в квантовой яме со стороны широкозонного полупроводника.

Согласно зонной диаграмме гетероперехода GaInAsSb/InAs, представленной на рис. 4, электроны, локализованные в яме узкозонного материала, могут рекомбинировать только с дырками, локализованными в широкозонном материале благодаря туннелированию через границу. Отметим, что при обратном смещении вблизи гетерограницы со стороны узкозонного материала нет свободных дырок, с которыми электроны могли бы рекомбинировать. По нашему мнению, наблюдаемые на опыте при $T = 77$ К две полосы электролюминесценции с максимумами $h\nu_1 = 316$ мэВ и $h\nu_2 = 378$ мэВ соответствуют переходам с двух уровней размерного квантования электронов E_1 и E_2 на уровень дырок E_k в квантовой яме широкозонного материала (на диаграмме рис. 3 эти переходы показаны стрелками 1 и 2).

Появление широкой полосы со слабой интенсивностью люминесценции и энергией максимума $h\nu_3 = 633$ мэВ, близкой к ширине запрещенной зоны широкозонного материала GaInAsSb ($E_g = 630$ эВ при $T = 77$ К), по нашему мнению, связано с рекомбинацией дырок в широкозонном слое с оже-электронами, возникающими в процессе рекомбинации на гетерогранице (речь идет об оже-возбуждении элек-

трона через барьер в широкозонном материале, высота которого порядка ~ 0.2 эВ, что меньше энергии оже-электрона, энергия которого $\epsilon_\theta \sim 0.4$ эВ). (Этот канал рекомбинации показан волнистой линией и стрелкой \mathcal{Z} на рис. 4). О том, что эта широкая полоса люминесценции связана с рекомбинацией носителей в объеме полупроводника, свидетельствует также тот факт, что ее интенсивность и полуширина практически не менялись с изменением тока через структуру. Интенсивность этой полосы была более чем на порядок слабее, чем интенсивность основных полос люминесценции $h\nu_1$ и $h\nu_2$ что свидетельствует о том, что в исследуемых структурах скорость излучательной рекомбинации G_R больше скорости оже-рекомбинации G_A , т.е. $\tau_R^{-1}/\tau_A^{-1} \gg 1$, где $\tau_R^{-1} = \frac{G_R}{n}$, $\tau_A^{-1} = \frac{G_A}{n}$, n — концентрация электронов.

Как показали наши расчеты, модель треугольной ямы [16] оказалась непригодной для расчета положения уровней в квантовых ямах в случае исследуемой здесь одиночной гетероструктуры. Однако, зная из опыта расстояние между узкими пиками люминесценции 1 и 2 ($\Delta E_{1-2} = 62$ мэВ) и величины энергий фотонов в максимуме этих пиков, можно приближенно оценить положение уровней размерного квантования для электронов E_1 и E_2 (см. зонную диаграмму рис. 4). При этой оценке считалось, что уровень локализации дырок близок к краю валентной зоны широкозонного материала. Мы получили следующие приближенные оценки для энергетического положения первого и второго уровней размерного квантования электронов в структуре GaInAsSb/InAs: $E_1 = 210$ мэВ, $E_2 = 270$ мэВ.

Заметим, что излучательная рекомбинация, соответствующая наиболее интенсивному пику электролюминесценции $h\nu_2$, начинается тогда, когда квазиуровень Ферми пересекает верхний уровень размерного квантования E_2 . Это позволяет нам также оценить концентрацию двумерных носителей n_s в ямах, приравнивая энергию Ферми $2D$ -электронов ϵ_F к энергии E_2 . При этом получим $\epsilon_F = \frac{\pi\hbar^2}{m_c} n_s$, $E_2 = \epsilon_F$, отсюда $n_s = 2.6 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$.

Отметим также, что, в силу того что на границе II типа электроны и дырки расположены по разные стороны от гетерограницы, наблюдаемая нами непрямая излучательная рекомбинация возможна лишь благодаря взаимному туннелированию электронов и дырок через гетерограницу. При этом важно то, что тяжелые дырки в силу их трансформации в легкие дырки на гетерогранице туннелируют под барьером на большую глубину с массой легкой дырки [17,18], что существенно увеличивает матричный элемент оптического перехода за счет интеграла перекрытия между локализованными состояниями электронов и легких дырок, что объясняет высокую интенсивность наблюдаемого рекомбинационного излучения. Меньшая полуширина длинноволнового пика $h\nu_1$ по сравнению с пиком $h\nu_2$ (10 и 20 мэВ соответственно) объясняется более сильной локализацией электронов, связанных на уровне E_1 .

С ростом температуры должна происходить постепенная делокализация носителей в ямах, что будет приводить к уширению линий люминесценции и гашению полосы люминесценции, связанной со вторым уровнем размерного квантования E_2 , что и наблюдается на опыте. Однако заметная интенсивность излучения полос $h\nu_2$ наблюдается при температурах выше 77 К.

Рассмотрим теперь механизм электролюминесценции в p - p -структуре при прямом смещении. При такой полярности, как это показано на зонной диаграмме рис. 3, b , зона проводимости и валентная зона узкозонного полупроводника (InAs) смещаются вниз, а широкозонного, соответственно — вверх. Излучательная рекомбинация становится возможной, когда уровень Ферми в широкозонном материале пересекает уровень электронов в яме. При этом электроны, локализованные на уровне E_2 , могут рекомбинировать туннельным образом только с дырками в области плоских зон в объеме InAs, а также с дырками, связанными на акцепторах (что соответствует полосам излучения А и В $h\nu_A = 382$ мэВ и $h\nu_B = 387$ мэВ на спектре рис. 3, a). Уровень акцептора в InAs может быть оценен при этом как $E_A = 15$ мэВ, что согласуется, например, с данными работы [19]. По нашему мнению, описанный здесь механизм излучательной рекомбинации $2D$ -электронов с дырками в объеме InAs, имеющий место в структурах p -GaInAsSb/ p -InAs при «прямом» смещении, аналогичен наблюдаемому ранее при фотовозбуждении в одиночных гетеропереходах GaAs/GaAlAs [20] и Si-МОП структурах [21].

Очевидно, что обнаруженный нами эффект необычной электролюминесценции, обусловленный туннельными переходами между локализованными электронами и дырками в разьединенном гетеропереходе, ее высокая интенсивность и очень узкие линии излучения открывают возможность создания новых источников инфракрасного излучения для спектрального диапазона 3–5 мкм, в том числе непрерывных перестраиваемых лазеров, в которых в качестве активного слоя используется разьединенный p - p -гетеропереход II типа. В исследуемых нами гетероструктурах, меняя состав твердого раствора и концентрацию легирующей примеси, можно управлять расстоянием между уровнями размерного квантования электронов, а также между уровнями электронов и дырок, тем самым можно, в разумных пределах, управлять энергией излучения и создавать источник излучения заданной частоты. Нужно подчеркнуть еще одно важное преимущество использования рассмотренных выше гетероструктур для создания инфракрасных лазеров с низкими пороговыми токами. В нашем случае следует ожидать, что процессы безызлучательной оже-рекомбинации будут существенно подавлены, во-первых, за счет использования гетеропереходов II типа, что должно приводить к более слабой температурной зависимости таких процессов по сравнению с гетеропереходами I типа, как показано в [22]. Кроме того, здесь мы имеем дело с непрямой излучательной рекомбинацией локализованных носителей, и это позволяет значительно ослабить влияние на оже-процессы эффекта «резонанса зон» ($E_g = \Delta_0$, где Δ_0 — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны), который играет важную роль в объемных узкозонных полупроводниках p -типа [23].

Отметим, что обнаруженный нами эффект туннельной электролюминесценции на разьединенной p - p -гетероструктуре GaInAsSb/InAs может наблюдаться и на других разьединенных гетеропереходах (например GaSb-InAs, InAs-GaInSb, InGaAs-GaAsSb).

В заключение авторы благодарят В.И. Переля за полезное обсуждение и ценные замечания. Работа частично поддержана Международным научным фондом — грант № R 46000.

Список литературы

- [1] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, M.P. Mikhailova, A.A. Rogachev, Yu.P. Yakovlev. *Superlatt. Microstruct.*, **8**, 375 (1990).
- [2] A.N. Titkov, A.N. Baranov, V.N. Cheban, Yu.P. Yakovlev. *Proc. XX Int. Conf. Phys. Semicond.* (Thessalonki, 1990) v. 2, 985.
- [3] М.А. Афраилов, А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, И.Н. Тимченко, В.В. Шерстнев, И.Н. Ясиевич, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **24**, 876 (1990).
- [4] M.P. Mikhailova, A.N. Baranov, A.N. Imenkov, Yu.P. Yakovlev. *SPIE*, **1361**, 675 (1990).
- [5] А.Н. Баранов, Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков, Ю.Н. Шерняков, А.А. Рогачев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **20**, 2217 (1986).
- [6] A.N. Titkov, A.N. Baranov, V.N. Cheban, A.A. Rogachev, Yu.P. Yakovlev. *JETP Lett.*, **48**, 378 (1988).
- [7] М.Е. Бреслер, А.Н. Титков, Ю.П. Яковлев, Э. Гулициус, И. Освальд, И. Панграц, Т. Шимечек. *ФТП*, **27**, 615 (1993).
- [8] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1279 (1994).
- [9] H.Krömer, G. Griffiths. *IEEE EL. Dev. Lett.*, **EDL-4**, 20 (1983).
- [10] А.В. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **17**, 54 (1991).
- [11] H.K. Choi, S.G. Eglash. *IEEE J. Quant. Electron.*, **27**, 1555 (1991).
- [12] И.А. Андреев, М.А. Афраилов, А.Н. Баранов, С.Г. Конников, М.А. Мирсагатов, М.П. Михайлова, О.В. Салата, В.Е. Уманский, Г.М. Филаретова, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **15**, 15 (1989).
- [13] C.L. Chang, L. Esaki. *Surf. Sci.*, **98**, 70 (1980).
- [14] G. Döhler. *Surf. Sci.*, **98**, 108 (1980).
- [15] M.P. Mikhailova, I.A. Andreev, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. *Abstracts II Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, June 20-24, 1994) p. 82.
- [16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1974) с. 209.
- [17] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. *ЖЭТФ*, **101**, 327 (1992).
- [18] G.G. Zegrya, M.Yu. Mikhailov. *Abstracts II Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, June 20-24, 1994) p. 100.
- [19] Ф.П. Кесаманлы, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов, Л.А. Николаева, М.Н. Пивоваров. *ФТП*, **2**, 56 (1968).
- [20] I.V. Kukushkin, K.Von-Klitzing, K. Plog. *Phys. Rev. B.*, **37**, 8504 (1988).
- [21] П.Д. Алтухов, А.В. Иванов, Ю.П. Ломасов, А.А. Рогачев. *Письма ЖЭТФ*, **38B**, 5 (1983).
- [22] G.G. Zegrya, P. Voisin, D.K. Nelson, A.N. Starukhin, A.N. Titkov. *Abstracts II Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, June 20-24, 1994) p. 102.
- [23] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Ясиевич. *ФТП*, **16**, 592 (1982).

Редактор В.В. Чалдышев

Observation of electroluminescence due to localized carriers in II-type broken-gap p -GaInAsSb/ p -InAs single heterojunctions

M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, K.D. Moiseev, I.N. Timchenko,
Yu.P. Yakovlev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

We report the first observation of electroluminescence in II-type broken-gap isotype p -GaInAsSb/ p -InAs single heterojunction under an external electric field. Two narrow luminescence peaks with a full width at the half-maximum (FWHM) 10–20 meV were observed at $T = 77$ K within the spectral range of 3–5 μm . Spectral position and intensity of the emission bands can be changed by the drive current. Intensive spontaneous emission was being obtained up to the room temperature. It was found that an unusual electroluminescence takes place due to indirect tunnel radiative recombination of spatially separated electrons and holes that are localized in deep adjacent quantum wells at different sides of the heterointerface. A novel tunable infrared light source with employing the II-type broken-gap p - p heterojunction as an active layer is proposed.
