

Электролюминесценция в гетероструктурах II типа $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p(n)\text{-GaSb}$ с глубокими квантовыми ямами на гетерогранице

© М.П. Михайлова[¶], Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев,
E. Hulicius*, A. Hospodkova*, J. Pangrac*, T. Šimeček*

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

* Institute of Physics, Academy of Sciences of Czech Republic, v.v.i.,
16200 Prague, Czech Republic

(Получена 1 июня 2009 г. Принята к печати 8 июня 2009 г.)

Исследованы люминесцентные характеристики асимметричных гетероструктур II типа $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ с глубокими квантовыми ямами на гетерогранице, выращенных методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений. Интенсивная положительная и отрицательная люминесценция наблюдалась в интервале энергий фотонов 0.3–0.4 эВ при прямом и обратном смещении соответственно. Изучены зависимости спектров и интенсивности для положительной и отрицательной люминесценции от тока накачки, а также температуры в диапазоне 77–380 К. Установлено, что при температуре выше 75 °С отрицательная люминесценция превосходит по интенсивности положительную люминесценцию на 60%. Предложенные гетероструктуры могут быть использованы в качестве светодиодов (фотодиодов) с переключаемой положительной и отрицательной люминесценцией в среднем ИК-спектральном диапазоне 3–4 мкм.

1. Введение

Гетероструктуры в системе InAs/AlSb представляют большой интерес для исследования фундаментальных физических свойств полупроводников благодаря их уникальной зонной диаграмме с большим разрывом в зоне проводимости на гетерогранице ($\Delta E_c > 1.35$ эВ) [1], что позволяет создавать глубокие квантовые ямы для электронов. Эти гетероструктуры перспективны для создания приборов опто- и микроэлектроники: квантово-каскадных лазеров, транзисторов, резонансно-туннельных диодов, холловских сенсоров и др. [2–5].

Ранее нами наблюдалась интенсивная электролюминесценция (ЭЛ) при комнатной температуре в диапазоне энергий фотонов 0.6–0.7 эВ, обусловленная излучательными переходами в глубокой квантовой яме I типа AlSb/InAsSb/AlSb, вставленной в симметричный $p\text{-GaSb}/n\text{-GaSb}$ -переход, выращенный на подложке GaSb методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ) [6]. Данная квантовая яма заполнялась электронами и дырками с помощью прямой инжекции над широкозонными барьерами $p\text{-AlSb}$ из n - и p -областей „гомоперехода“ в антимониде галлия. При этом в эксперименте наблюдалась только положительная люминесценция.

В данной работе мы сообщаем о первых исследованиях положительной и отрицательной электролюминесценции в спектральном диапазоне 3–4 мкм (0.3–0.4 эВ) в асимметричных гетероструктурах $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$, когда глубокая квантовая яма была вставлена в разьединенный гетеропереход II типа $p\text{-InAs}/p\text{-GaSb}$.

2. Технология изготовления гетероструктур и методика экспериментов

Глубокая квантовая яма шириной 5 нм, образованная двумя барьерами AlSb толщиной 20 нм, между которыми был помещен слой узкозонного твердого раствора InAs_{0.84}Sb_{0.16}, была выращена методом МОГФЭ на подложке $p\text{-InAs}$, ориентированной в плоскости (100). Процесс эпитаксиального наращивания происходил при низком давлении на установке AIXTRON-200 с использованием графитового держателя. В качестве источников газов использовались триэтилгаллий (TEGa), триметилиндий (TMIn), три(тертиарибутил)алюминий (TiBAI), тертиарибутиларсин (tBAS) и триэтилантимонид (TESb). Окончательно гетероструктура содержала также накрывающий слой $p\text{-GaSb}$ толщиной 0.5 мкм. На рис. 1 представлены результаты измерений, приведенных *in situ* в процессе наращивания гетероструктуры с помощью методики спектроскопии анизотропного отражения (reflectance anisotropy spectroscopy) на установке EpiRAS 200 TT LayTec при энергии 3.7 эВ.

Накрывающий слой $p\text{-GaSb}$ был преднамеренно не легирован, тогда как подложка $p\text{-InAs}$ была легирована акцепторной примесью марганца до концентрации дырок $p = 10^{17}$ см⁻³ при $T = 300$ К. При низких температурах ($T < 100$ К) данная подложка становилась полупроводником, что позволяло использовать ее при исследовании магнитотранспортных свойств полученной гетероструктуры. Соответствующие эксперименты были проведены в стандартной холловской геометрии с шестью омическими контактами на поверхности в магнитных полях до 5 Тл при температуре 77 К. Для гетероструктуры $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ по результатам

[¶] E-mail: mikh@irop1.ioffe.rssi.ru

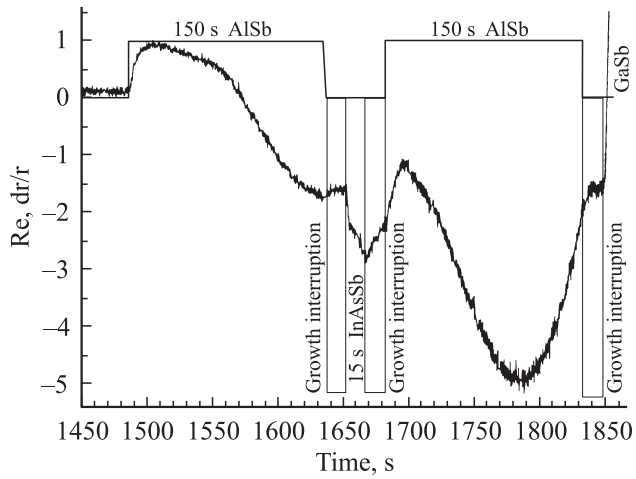


Рис. 1. Спектр анизотропного отражения для структуры с одиночной квантовой ямой AISb/InAsSb/AISb, измеренный *in situ* в процессе выращивания.

магнитотранспортных измерений величина холловской подвижности составляла $\mu_H = 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Данные измерений квантового магнитотранспорта указывали на то, что при температуре жидкого азота на стороне *p*-InAs существует электронный канал, аналогичный тому, что наблюдался нами ранее в одиночных разьединенных гетероструктурах II типа *p*-GaInAs/*p*-InAs [7].

Для исследования электролюминесцентных и электрических характеристик образцы были изготовлены в виде меза-диодов с диаметром мезы $\sim 500 \text{ мкм}$ и размером контакта 50 мкм методом стандартной фотолитографии. При изучении температурных зависимостей в интервале температур выше комнатной $T = 300\text{--}380 \text{ К}$ ($27\text{--}107^\circ\text{C}$) монтаж образцов осуществлялся на специальных держателях, оснащенных термоэлектрическими элементами Пельте (Peltier element). Для измерений при низкой температуре ($T = 77 \text{ К}$) образцы монтировались непосредственно на держатель в криостате, охлаждаемый жидким азотом. Питание образцов осуществлялось прямоугольными импульсами тока с коэффициентом заполнения 50% (меандр) и частотой повторения 512 Гц. Амплитуда импульсов тока варьировалась в интервале $\pm(0\text{--}200) \text{ мА}$. В ходе экспериментов исследовалась электролюминесценция, возникающая как при прямой, так и при обратной полярности приложенного внешнего смещения. Прямая полярность соответствовала такому смещению, когда положительный потенциал был подан на подложку *p*-InAs, а отрицательный — на слой *p*-GaSb соответственно. Спектры ЭЛ изучались с помощью автоматизированной установки с использованием специально разработанной компьютерной программы. Инфракрасное излучение образцов проектировалось на входную щель монохроматора Digikrom-480 с дифракционной решеткой 150 штр/мм. Излучение регистрировалось фотодиодом InSb фирмы Judson, охлаждаемым до температуры жидкого азота, затем сигнал поступал на вход двухкаскадного предусилителя PA-9-44 и далее

преобразовывался с помощью цифрового селективного усилителя SR-810.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Энергетические и транспортные характеристики

Ранее в работе [6] спектр пространственного квантования уровней для электронов и дырок в одиночной квантовой яме AISb/InAsSb/AISb был рассчитан в рамках четырехзонной модели Кейна с учетом смешивания *s*- и *p*-состояний. Энергетическое положение первого электронного уровня соответствовало величине $E_1 = 0.314 \text{ эВ}$, что соизмеримо с шириной запрещенной зоны тройного твердого раствора $\text{InAs}_{0.84}\text{Sb}_{0.16}$: $E_g = 0.294 \text{ эВ}$ (300 К) и 0.376 эВ (77 К). Схематическая зонная диаграмма полученной структуры представлена на рис. 2. При температуре $T = 300 \text{ К}$ разрывы в зоне проводимости и валентной зоне на гетерогранице II типа *p*-InAs/AISb составляли $\Delta E_c = 1.35 \text{ эВ}$ и $\Delta E_v = 0.15 \text{ эВ}$ соответственно [8]. При этом для данной квантовой ямы шириной 5 нм первый электронный уровень оставался незаполненным, так как заполнение должно возникать при ширине ямы более 10 нм [9]. Тогда электроны из валентной зоны *p*-GaSb могли достигать свободных состояний зоны проводимости в *p*-InAs в результате резонансного туннелирования через состояния глубоких доноров в AISb [10]. Таким образом, можно объяснить существование электронного канала на стороне *p*-InAs, что мы и наблюдали при измерении магнитотранспортных характеристик изучаемой структуры.

Ранее при исследовании магнитотранспорта в системе одиночных гетеропереходов II типа *p*-GaInAsSb/*p*-InAs нами было показано, что в широких квантовых ямах ($d > 3 \text{ нм}$) в случае рассеяния на неоднородностях гетерограницы подвижность подчиняется закону $\mu \propto d^2$,

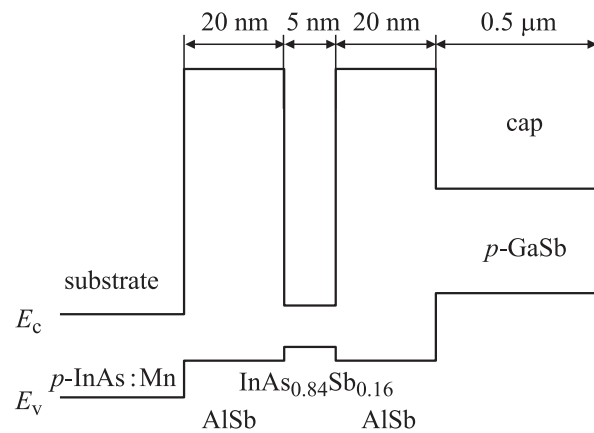


Рис. 2. Схематическая зонная диаграмма асимметричной гетероструктуры с глубокой квантовой ямой AISb/InAsSb/AISb, вставленной в разьединенный гетеропереход II типа *p*-InAs/*p*-GaSb.

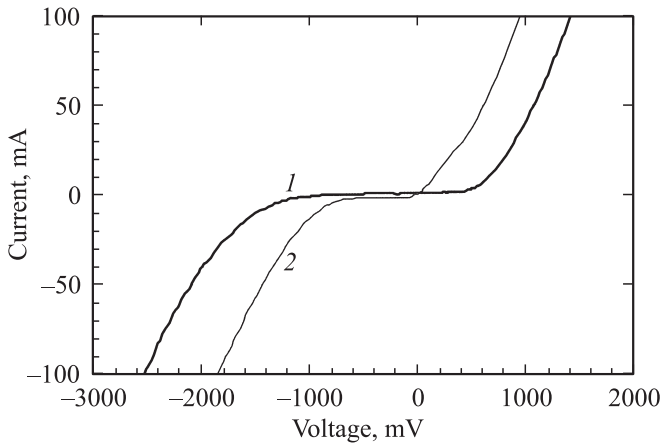


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика гетероструктуры $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ при различных температурах, К: 1 — 77, 2 — 300.

что характерно для структуры $p\text{-GaInAsSb}/p\text{-InAs}$ с электронным каналом на интерфейсе [11], в отличие от известной зависимости $\mu \propto d^6$, которая наблюдалась в узких прямоугольных квантовых ямах ($d \leq 3$ нм) на основе GaAs/AlGaAs , InAs/AlSb , Ge/Si [12,13]. Мы оценили величину транспортного уширения $2\Gamma_{tr} = 2\hbar/\tau_{tr}$ согласно измеренной величине подвижности по соотношению $\mu = e \cdot \tau_{tr}/m^*$ [14], где $m^* = 0.023 m_0$ — величина эффективной массы для InAs . Были получены значения $\tau_{tr} = 0.65 \cdot 10^{-13}$ с и $2\Gamma_{tr} = 20.3$ мэВ.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследуемой структуры для различных температур приведены на рис. 3. При низких температурах ($T = 77$ К) гетероструктура демонстрировала диодную выпрямляющую ВАХ, так как основная область объемного заряда располагалась в $p\text{-InAs}$ при формировании $p\text{-}n$ -перехода в арсениде индия за счет образования электронного канала на гетерогранице $p\text{-InAs/AlSb}$. При комнатной температуре ($T = 300$ К) в прямой ветви ВАХ наблюдался участок с особенностью N -образного типа при напряжениях смещения ~ 0.4 В. Данная особенность существенно отличается от N -образности, наблюдаемой ранее для асимметричных структур $n\text{-InAs/AlSb}/p\text{-GaSb}$ [8]. В нашем случае это свидетельствует о резонансно-туннельном характере тока через акцепторные поверхностные состояния на гетерогранице $p\text{-InAs/AlSb}$, поскольку подобные особенности не наблюдались при приложении обратного смещения. Такой характер поведения ВАХ может быть объяснен изменением величины и знака энергетического разрыва в валентной зоне на гетерогранице InAs/AlSb при понижении температуры за счет существенного различия в коэффициентах теплового расширения контактирующих материалов, поскольку при этом возможно изменение зонной диаграммы структуры со II типа ($T = 300$ К) на I тип ($T = 77$ К).

3.2. Электролюминесцентные характеристики

Спектры ЭЛ при температуре $T = 77$ К представлены на рис. 4. При подаче прямого смещения (+ на $p\text{-InAs}$) в спектре ЭЛ наблюдались две ярко выраженные полосы излучения симметричной формы с длинами волн в максимуме $\lambda_1 = 3.05$ и $\lambda_2 = 3.3$ мкм ($h\nu_1 = 0.407$ и $h\nu_2 = 0.376$ эВ соответственно). Полоса ЭЛ с энергией фотона 0.407 эВ отвечает излучательным переходам межзонной рекомбинации в объеме арсенида индия, а более длинноволновая полоса (0.376 эВ) может быть приписана переходам электронов с потолка зоны проводимости на акцепторный уровень Mn (энергия активации $E_A = 28$ мэВ) [15]. Оценка ширины спектров ЭЛ на полувысоте (FWHM) дает следующие значения: $\Delta h\nu_1 = 21$ и $\Delta h\nu_2 = 22$ мэВ. Эти результаты согласуются с расчетной величиной транспортного уширения $2\Gamma_{tr} = 20.3$ мэВ, что свидетельствует о хорошем качестве гетерограницы InAs/AlSb в исследуемой структуре.

При приложении обратного смещения (– на $p\text{-InAs}$) в спектре ЭЛ присутствовала одна асимметричная полоса излучения, максимум которой при токе 25 мА наблюдался вблизи значения 3.45 мкм, что соответствовало энергии фотона 0.36 эВ. По мере увеличения тока от 25 до 200 мА максимум указанной полосы смещался в сторону больших энергий фотона на 17 мэВ и достигал значения 0.377 эВ. Одновременно наблюдалось значительное уменьшение ширины данной полосы излучения: от 42 (25 мА) до 23 мэВ (при 200 мА). Интенсивность излучения в случае обратного смещения была на порядок слабее, чем для прямого смещения при соответствующих абсолютных значениях тока.

Эффект „голубого“ сдвига спектра при обратном смещении может быть объяснен вкладом в излучательную рекомбинацию электронов вблизи уровня Ферми из электронного канала на гетерогранице $p\text{-InAs/AlSb}$

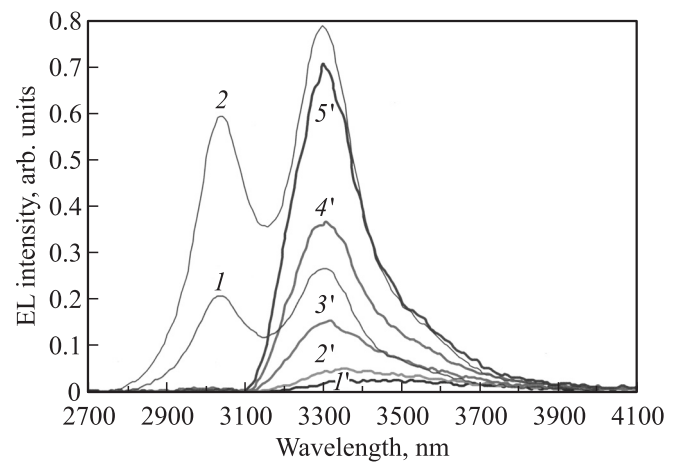


Рис. 4. Спектры электролюминесценции гетероструктуры $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ при температуре 77 К и различных токах накачки. Прямое смещение (+ на $p\text{-InAs}$), мА: 1 — 25, 2 — 50. Обратное смещение (– на $p\text{-InAs}$), мА: 1' — 25, 2' — 50, 3' — 100, 4' — 150, 5' — 200.

на локализованные состояния дырок в квантовой яме AISb/InAsSb/AISb [16]. Уменьшение полуширины спектра с ростом тока накачки, по-видимому, связано с усилением локализации электронов в канале за счет сужения его ширины при увеличении изгиба зоны проводимости при высоких значениях приложенного обратного смещения. Следует также отметить, что наблюдаемая в эксперименте люминесценция при температуре $T = 77$ К была положительной как при прямом, так и при обратном смещении.

Существенное отличие в спектрах ЭЛ в зависимости от приложенного смещения было обнаружено при высоких температурах (300–380 К). Соответствующие спектры представлены на рис. 5. При прямом смещении (+ на p -InAs) в спектре ЭЛ наблюдалась одна интенсивная положительная полоса излучения с максимумом при

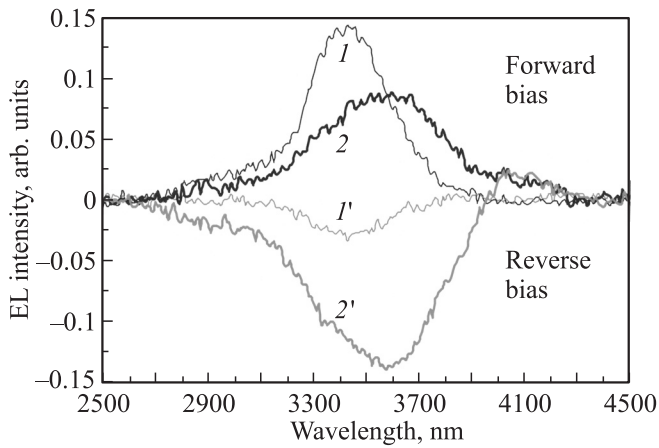


Рис. 5. Спектры электролюминесценции гетероструктуры p -InAs/AISb/InAsSb/AISb/ p -GaSb для случая прямого смещения (+ на p -InAs) мА; и обратного смещения (– на p -InAs) при токе накачки 50 мА и различных температурах, °С: 1 и 1' — 28, 2 и 2' — 106.

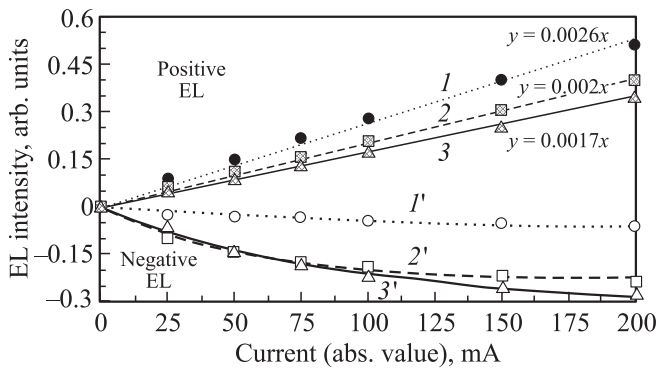


Рис. 6. Зависимость мощности электролюминесценции от абсолютной величины тока для структуры p -InAs/AISb/InAsSb/AISb/ p -GaSb при различных температурах. Положительная ЭЛ (прямое смещение): 1 — 28, 2 — 75, 3 — 106°С. Отрицательная ЭЛ (обратное смещение): 1' — 28, 2' — 75, 3' — 106°С. Кривые 1', 2' и 3' построены по формуле $y = P_0[\exp(-x/I_0) - 1]$, параметры аппроксимации P_0 и I_0 см. в таблице.

Параметры аппроксимации для кривых 1', 2' и 3' на рис. 6

Температура, °С	P_0 , отн.ед.	I_0 , мА
28	0.084	120
75	0.24	55
106	0.32	90

$\lambda = 3.5$ мкм (0.355 эВ) и полушириной порядка 50 мЭВ. Эту полосу мы связываем с межзонными переходами в арсениде индия. При этом (рис. 6) для положительной люминесценции зависимость мощности излучения от тока была линейной вплоть до 200 мА как при комнатной температуре (28°С), так и при более высоких температурах (75 и 106°С). С ростом температуры выше комнатной наклон этой линейной зависимости, а значит, и квантовый выход ЭЛ уменьшались вследствие увеличения вклада безызлучательной оже-рекомбинации. При этом наблюдался „красный“ сдвиг спектра ЭЛ с коэффициентом $\Delta E_g/\Delta T = -0.22$ мЭВ/К (+2.18 нм/К), что соответствует литературным данным по температурной зависимости ширины запрещенной зоны InAs [17]. Помимо упомянутой полосы излучения, в спектрах ЭЛ также присутствовала менее интенсивная полоса („плечо“) в спектральной области 3.9–4.3 мкм, о происхождении которой будет сказано далее.

При изменении полярности питающего напряжения (– на p -InAs) происходило изменение фазы регистрируемого оптического сигнала, т.е. наблюдалась отрицательная люминесценция. Спектры отрицательной люминесценции находились в том же интервале энергий фотонов, что и спектры положительной люминесценции, наблюдаемые при тех же температурах. Положение максимумов полос излучения для соответствующих спектров положительной и отрицательной электролюминесценции совпадали, скорость температуры дрейфа максимумов и его направление также были одинаковыми, как это отмечалось ранее другими авторами [18,19]. Экспериментальные данные указывают на то, что оба излучательных процесса происходят в одном и том же месте объема арсенида индия.

На рис. 6 также представлена зависимость мощности отрицательной ЭЛ от абсолютной величины тока для трех температур (28, 75 и 106°С). Как видно из рисунка, интенсивность меняется с током нелинейно и может быть аппроксимирована соотношением

$$y = P_0[\exp(-x/I_0) - 1], \quad (1)$$

параметры P_0 и I_0 для соответствующих температур приведены в таблице.

При комнатной температуре ($T = 28$ °С) интенсивность отрицательной люминесценции была значительно слабее, чем интенсивность положительной люминесценции во всем исследованном диапазоне токов (0–200 мА). По мере увеличения температуры картина соотношений интенсивностей менялась. При 75°С отрицательная

люминесценция превосходила по интенсивности положительную люминесценцию при значениях в интервале абсолютных величин тока от нуля до 90 мА, а для случая 106°C аналогичная ситуация имела место для большего диапазона токов от нуля до 150 мА. Следует также отметить, что для трех исследованных температур интенсивность отрицательной люминесценции почти не изменялась в диапазоне 150–200 мА, т.е. на соответствующих графиках наблюдаются области насыщения. При этом параметр P_0 , равный уровню насыщения „мощности“ отрицательной ЭЛ, возрастал почти в 4 раза при увеличении температуры от 28 до 106°C (см. таблицу).

На рис. 7 показана зависимость интенсивности ЭЛ от температуры. Как видно из рисунка, интенсивность положительной ЭЛ уменьшается с ростом температуры, тогда как интенсивность отрицательной ЭЛ, напротив, увеличивается. При высоких температурах ($T > 75^\circ\text{C}$) соответствующие кривые сближаются. Это позволяет использовать рассматриваемые гетероструктуры для создания светодиодов со слабой температурной зависимостью люминесценции, работающих в режиме переключения прямого и обратного смещения. Данная особенность имеет принципиальное значение для различных практических приложений.

Впервые отрицательная люминесценция была обнаружена и исследована в узкозонных полупроводниках InSb, CdHgTe, помещенных во взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное поля (магнитоконцентрационный эффект) [18,19]. Впоследствии для возбуждения отрицательной люминесценции использовался механизм экстракции носителей заряда из области, примыкающей к обратному смещенному $p\text{-}n$ -переходу, в диодах InSb, InAs, CdHgTe, InAsSbP, InAsSbP/InAs, а также в структурах на основе сверхрешеток II типа InAs/GaSb и InAs/InAsSb [18–21].

Следует отметить, что в спектрах ЭЛ при обратном смещении, как и в случае прямого смещения, наблюдалась слабая положительная полоса в области 3.9–4.3 мкм (рис. 5). Максимум данной полосы

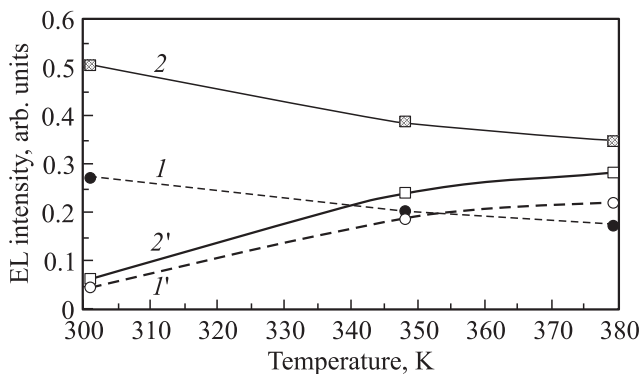


Рис. 7. Зависимость мощности электролюминесценции от температуры для структуры $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ при различных значениях тока накачки. Положительная ЭЛ (прямое смещение), мА: 1 — 100, 2 — 200. Отрицательная ЭЛ (обратное смещение), мА: 1' — 100, 2' — 200.

($h\nu \approx 0.303$ эВ) находился на расстоянии ~ 50 мэВ от пика, обусловленного межзонной рекомбинацией в InAs. Присутствие в окрестности 4.1 мкм полосы ЭЛ, которая остается положительной независимо от приложенного смещения, может быть объяснено наличием поверхностных акцепторных состояний Mn на гетерогранице [22].

Как уже было отмечено в работах [18,19], природа отрицательной ЭЛ, возникающей при приложении обратного смещения к $p\text{-}n$ -переходу, объясняется эксклюзией (экстракцией) носителей из области объемного заряда, что приводит к уменьшению интенсивности излучательной рекомбинации ниже теплового фона структуры. Одновременно с этим происходит уменьшение скорости оже-рекомбинации, поскольку в процессе экстракции носителей их концентрация снижается. Кроме того, как было показано в работе [23], скорость оже-рекомбинации на гетерогранице II типа может быть существенно подавлена. Насыщение мощности отрицательной ЭЛ, наблюдавшееся в наших экспериментах, по-видимому, свидетельствует об истощении активной области исследуемых структур при обратном смещении, соответствующем абсолютному значению тока ~ 200 мА. Рост отрицательной ЭЛ при увеличении температуры выше комнатной может быть объяснен излучательной рекомбинацией носителей, проходящих через узкую квантовую яму AlSb/InAsSb/AlSb благодаря резонансной инжекции, что приводит к подавлению оже-процесса при высокой температуре.

Как показывает анализ физических процессов в обратном смещенном $p\text{-}n$ -переходе, существование отрицательной люминесценции непосредственно связано с наличием фоточувствительности [19]. Предварительные результаты исследования фотоэлектрических свойств гетероструктуры $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ были представлены в нашей работе [24]. Это позволяет использовать данную гетероструктуру для создания светодиодов и фотодиодов, работающих при температуре выше комнатной в качестве источника и(или) приемника ИК-излучения за счет переключения прикладываемого смещения [25].

4. Заключение

Асимметричные гетероструктуры II типа $p\text{-InAs/AlSb/InAsSb/AlSb}/p\text{-GaSb}$ с глубокой квантовой ямой на гетерогранице были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Впервые исследована положительная электролюминесценция в диапазоне энергий фотонов 0.3–0.4 эВ при температуре 77 и 300 К. При $T = 77$ К наблюдались два пика ЭЛ с максимумами на длинах волны 3.05 мкм (0.407 эВ) и 3.3 мкм (0.376 эВ), обусловленными излучательной рекомбинацией зона-зона и зона-акцептор соответственно.

Обнаружена интенсивная отрицательная ЭЛ в диапазоне температур 28–106°C и исследована ее зависимость от тока накачки и энергии фотона. При температуре свыше 75°C в диапазоне токов от нуля до

100–150 мА мощность отрицательной ЭЛ превышала мощность положительной ЭЛ на 55–65%.

При комнатной температуре обнаружен положительный пик ЭЛ с максимумом в окрестности 4.1 мкм, полярность которого не зависит от полярности приложенного смещения. Предполагается, что этот эффект связан с наличием поверхностных состояний на гетерогранице при резонансном туннелировании электронов через квантовую яму с участием фононов.

Изученные структуры перспективны для создания неохлаждаемых светодиодов и фотодиодов, работающих в спектральном диапазоне 3–4 мкм в приборах ночного видения, а также в системах газового анализа, экологического мониторинга и медицины. При этом возбуждение и регистрацию сигналов положительной и отрицательной ЭЛ в соответствующих приборах можно осуществлять на одном диоде за счет использования режима переключения прямого и обратного смещения.

Авторы благодарят В.И. Иванова-Омского за полезные обсуждения.

Работа частично поддержана грантами Президиума РАН, программой ОФН РАН и грантами РФФИ.

Список литературы

- [1] A. Nakagawa, H. Kroemer, J.H. English. *Appl. Phys. Lett.*, **54** (19), 1893 (1989).
- [2] R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, C. Alibert, A.N. Baranov, C. Marcadet, C. Renard, M. Garcia, C. Sirtori, D. Revin, J. Cockburn. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (2), 167 (2004).
- [3] W. Kruppa, M.J. Yang, B.R. Bennett, J.B. Boos. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (5), 774 (2004).
- [4] R.E. Carnahan, M.A. Maldonado, K.P. Martin, A. Nogaret, R.J. Higgins, L.A. Cury, D.K. Maude, J.C. Portal, J.F. Chen, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (12), 1385 (1993).
- [5] N. Kuze, K. Nagase, S. Muramatsu, S. Miya, T. Iwabuchi, A. Ichii, I. Shibusaki. *J. Cryst. Growth*, **150** (pt 2), 1307 (1995).
- [6] K.D. Moiseev, E.V. Ivanov, G.G. Zegrya, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius, A. Hospodkova, J. Pangrac, K. Melichar, T. Simecek. *Appl. Phys. Lett.*, **88** (13) 132 102 (2006).
- [7] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, А.Ф. Липаев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **40** (5), 519 (2006).
- [8] L.F. Luo, R. Beresford, W.I. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **55** (19), 2023 (1989).
- [9] S. Ideshita, A. Furukawa, Y. Mochizuki, M. Mizuta. *Appl. Phys. Lett.*, **60** (20), 2549 (1992).
- [10] Fu-Cheng Wang, W.E. Zhang, C.H. Yang, M.J. Yang, B.R. Bennett. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (10), 1417 (1996).
- [11] M.P. Mikhailova, K.D. Moiseev, T.I. Voronina, T.S. Lagunova, Yu.P. Yakovlev. *J. Appl. Phys.*, **102** (11), 113 710 (2007).
- [12] H. Sakaki, Y. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue. *Appl. Phys. Lett.*, **51** (23), 1934 (1987).
- [13] K. Schmalz, I.N. Yassievich, E.J. Collart, D.J. Gravesteijn. *Phys. Rev. B*, **54** (23), 16 799 (1996).
- [14] S. Sasa, M. Nakai, M. Furukawa, M. Inoue, D. Larrabee, J. Kono. *Proc. 12th Int. Conf. Narrow Gap Semiconductors* (Toulouse, France, 2005) [Inst. Phys. Conf. Ser. 187], ed. by J. Kono, J. Leotin (N.Y.–London, Taylor & Francis Group, 2006) pt IV, p. 363.

- [15] Д.Г. Андрианов, В.В. Каратаев, Г.В. Лазарева, Ю.Б. Муравлев, А.С. Савельев. *ФТП*, **11**, 1252 (1977).
- [16] M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. *Sol. St. Electron.*, **40**, 673 (1996).
- [17] *Handbook Series of Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinstein, S. Rumyantsev, M. Shur (Singapore–N.Y.–London–Hong Kong, World Scientific Publishing, 1996) v. 1.
- [18] В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. *ФТП*, **41** (3), 257 (2007).
- [19] T. Ashley, G.R. Nash. In: *Mid-Infrared Semiconductor Optoelectrics (Springer Series in Optical Science)* ed. by A. Krier (London, Springer-Verlag, 2006) pt III, p. 453.
- [20] M.J. Pullin, H.R. Hardaway, J.D. Heber, C.C. Phillips. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (22), 3437 (1999).
- [21] L.J. Olafsen, I. Vurtgafman, W.W. Bewley, C.L. Felix, E.H. Aifer, J.R. Meyer, J.R. Waterman, W. Mason. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (18), 2681 (1999).
- [22] F. Marczinowski, J. Wiebe, J.-M. Tang, M.E. Flatte, F. Meier, M. Morgenstern, R. Wiesendanger. *Phys. Rev. Lett.*, **99** (15), 157 202 (2007).
- [23] Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова, Т.Н. Данилова, А.Н. Именков, К.Д. Моисеев, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **33** (3), 351 (1999).
- [24] M.P. Mikhailova, I.A. Andreev, K.D. Moiseev, E.V. Ivanov, N.D. Stoyanov, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius, A. Hospodkova, J. Pangrac, K. Melichar, T. Simecek. *Proc. SPIE*, **7138**, 713 813 (2008).
- [25] T. Ashley, J.G. Crowder, V.P. Mannheim, S.D. Smith. PCT patent application WO 00/02263. Published Jan. 13, 2000.

Редактор Л.В. Беляков

Electroluminescence in type II p -InAs/AlSb/InAsSb/AlSb/ $p(n)$ -GaSb heterostructures with deep quantum wells at the interface

M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev, E. Hulicius*, A. Hospodkova*, J. Pangrac*, T. Šimeček*

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Physics,
Academy of Sciences of Czech Republic, v.v.i.,
16200 Prague, Czech Republic

Abstract Luminescent properties of asymmetric type II p -InAs/AlSb/InAsSb/AlSb/ p -GaSb heterostructures with deep quantum wells at the interface grown by metal-organic vapor phase epitaxy were studied. Intense positive and negative luminescence was observed in the range of photon energies 0.3–0.4 eV at forward and reverse bias, respectively. There were investigated dependences of spectra and intensity for positive and negative luminescence on drive current and temperature in the range 77–380 K as well. It was found that negative luminescence intensity exceeds positive one as high as 60% at the temperature above 75°C. The heterostructures to be proposed can be employed as light emitting diode/photodiode device with switching positive-to-negative luminescence for the mid-infrared spectral range 3–4 μm.