

# Мощные светодиоды на основе гетероструктур InAs/InAsSbP для спектроскопии метана ( $\lambda \approx 3.3$ мкм)

© А.П. Астахова, А.С. Головин, Н.Д. Ильинская, К.В. Калинина, С.С. Кижаяв<sup>†</sup>,  
О.Ю. Серебренникова, Н.Д. Стоянов, Zs.J. Horvath\*, Ю.П. Яковлев

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

\* Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Hungarian Academy of Sciences,  
Budapest 114, H-1525 Hungary

(Получена 1 июля 2009 г. Принята к печати 16 июля 2009 г.)

Исследованы два типа конструкций светодиодов на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAs/InAsSbP, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на подложках *p*- и *n*-InAs. Изучены вольт-амперные и электролюминесцентные характеристики созданных светодиодов. Показано, что конструкция светодиода со светоизлучающим кристаллом (чипом), смонтированным эпитаксиальным слоем к корпусу прибора и выводом излучения через подложку *n*-InAs, обеспечивает лучший отвод тепла и, как следствие, устойчивость спектральных характеристик при увеличении тока инжекции и более высокую квантовую эффективность излучательной рекомбинации. Внутренний квантовый выход светоизлучающих структур с длиной волны  $\lambda = 3.3\text{--}3.4$  мкм достигал величины 22.3%. Оптическая мощность излучения светодиодов в квазинепрерывном режиме составляла 140 мВт при токе 1 А, а в импульсном режиме достигала значения 5.5 мВт при токе 9 А.

## 1. Введение

Светодиоды среднего инфракрасного диапазона являются исключительно перспективными источниками излучения для целей газового анализа. В отличие от тепловых источников излучения они миниатюрнее, менее энергоемки, менее инерционны, а главное, излучают в узком спектральном диапазоне и не требуют дополнительных фильтров. В диапазоне длин волн 3.3–3.4 мкм находятся основные характеристические полосы поглощения СН-групп, в частности, таких веществ, как метан, спирты и проч., поэтому создание высокоэффективных светодиодов, работающих в этом диапазоне, представляется весьма актуальной задачей.

Технология создания источников спонтанного и когерентного излучения для видимого и ближнего инфракрасного спектрального диапазонов на основе GaN, GaAs и InP хорошо развита. Эти приборы обладают внутренним квантовым выходом, близким к 1 [1,2]. В среднем инфракрасном диапазоне ситуация гораздо сложнее. Внутренний квантовый выход светодиодов, работающих в области длин волн  $\lambda \approx 3$  мкм, ниже в 4–5 раз [3–5]. Это объясняется существенной ролью процессов оже-рекомбинации и утечкой носителей через гетеробарьер. Из-за большой разницы в показателях преломления InAs и воздуха внешний квантовый выход составляет 0.2–0.3%, а средняя оптическая мощность излучения у коммерческих светодиодов данного диапазона не превышает 30 мВт. Основные пути улучшения эффективности светоизлучающих приборов связаны с разработкой конструкций, обеспечивающих минимальную локальную температуру в активной области при протекании тока, увеличение величины барьеров для

электронов и дырок на границах активной области и обеспечение максимального вывода излучения из полупроводниковых кристаллов [4].

Данная работа является продолжением наших работ по созданию светоизлучающих диодов средней инфракрасной области спектра [6,7] и направлена на увеличение внешнего квантового выхода светодиодных гетероструктур. В данной работе мы представляем наши результаты по разработке светодиодов различной конструкции, излучающих на длине волны 3.4 мкм.

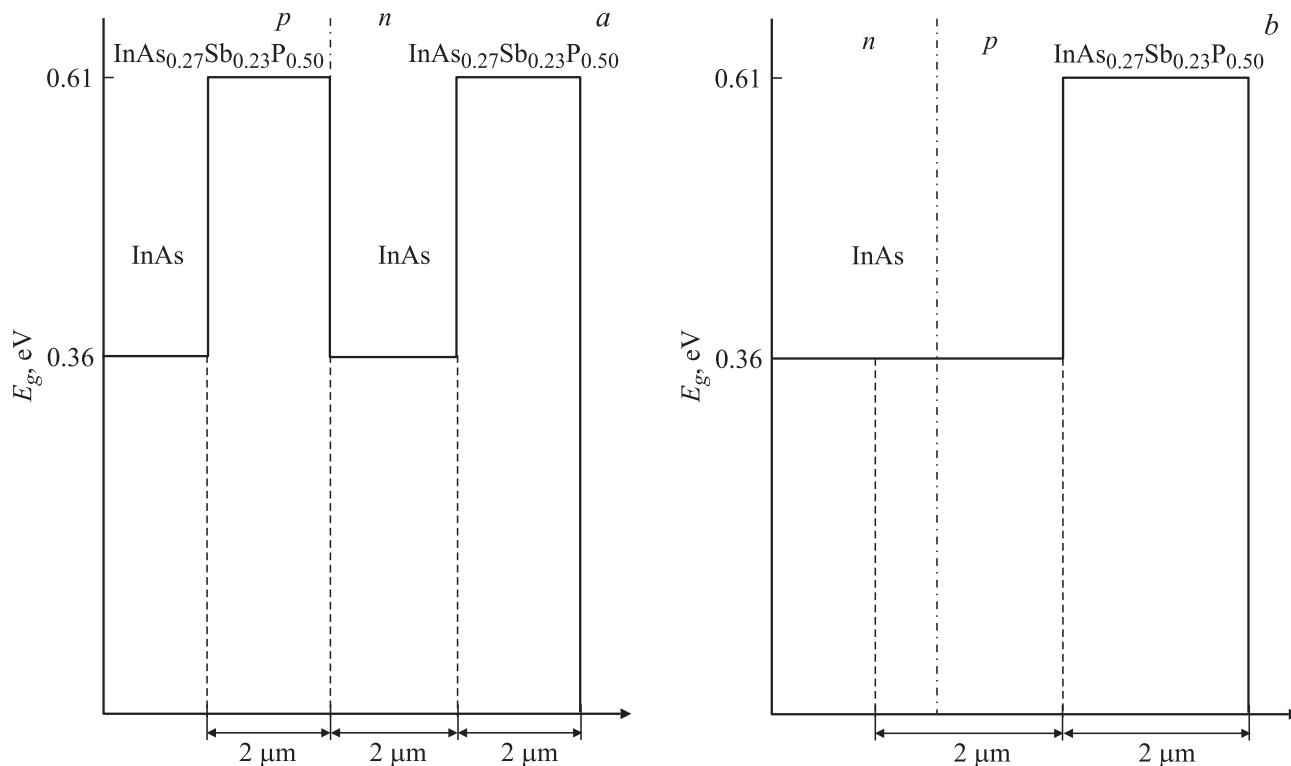
## 2. Экспериментальная часть

Светодиодные структуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений при атмосферном давлении в реакторе горизонтального типа. В качестве газа-носителя использовался водород. Резистивное нагревательное устройство применялось для получения необходимой температуры на поверхности подложки. Для выращивания структур использовались подложки InAs *epi-ready* производства ФГУП „Гиредмет“ с кристаллографической ориентацией (100). Перед экспериментом подложки дополнительно не обрабатывались.

Источниками для роста эпитаксиальных слоев являлись следующие соединения: триметилиндий — TMIIn (источник индия), триметилстибин — TMSb (источник сурьмы), гидридные газы арсин — AsH<sub>3</sub> (источник мышьяка) и фосфин — PH<sub>3</sub> (источник фосфора). Гидридные газы были разбавлены до 20% в водороде. Диэтилцинк — DeZn применялся для легирования эпитаксиальных слоев акцепторной примесью — цинком.

Методом стандартной фотолитографии и мокрого химического травления формировались светодиодные

<sup>†</sup> E-mail: serguie@mail.ru



**Рис. 1.** Энергетические диаграммы светодиодных структур первого (*a* — образец SOS-309) и второго (*b* — образец KJV-95B) типов.

чипы размером  $500 \times 500 \mu\text{м}$ . Омические контакты к *p*- и *n*-областям формировались методом вакуумного термического испарения многослойной композиции Cr–Au–Ni–Au.

Исследуемые структуры были двух типов. Структуры первого типа (рис. 1, *a*) выращивались на подложках *p*-InAs, легированных цинком до концентрации дырок  $p = (5-9.4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Эпитаксиальная часть структуры состояла из барьерного слоя  $\text{InAs}_{0.27}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.5}$ , легированного цинком, с концентрацией дырок  $p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , нелегированной InAs активной области и нелегированного  $\text{InAs}_{0.27}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.5}$  барьерного слоя. Концентрация носителей заряда в активной области была  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , в нелегированном слое  $\text{InAs}_{0.27}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.5}$  —  $n \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Толщины эпитаксиальных слоев были следующими: InAs активная область — 2 мкм, нижний барьерный слой InAsSbP — 1 мкм, верхний барьерный слой InAsSbP — 2 мкм. Сплошной омический контакт формировался со стороны подложки, а точечный контакт диаметром 100 мкм — со стороны эпитаксиального слоя.

Структуры второго типа (рис. 1, *b*) синтезировались на подложках *n*-InAs, легированных серой до концентрации электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Эпитаксиальная часть структуры состояла из преднамеренно не легированного слоя InAs толщиной 2 мкм и легированного цинком барьерного слоя  $\text{InAs}_{0.27}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.5}$  ( $p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 2 мкм. Измерения положения *p*–*n*-перехода ме-

тодом тока, индуцированного электронным зондом, указывали на существование диффузии цинка из барьерного слоя *p*- $\text{InAs}_{0.27}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.5}$  в активную область InAs светодиодной структуры. *p*–*n*-Переход в результате располагался в активной области InAs на расстоянии 0.5 мкм от границы подложка–эпитаксиальная часть структуры. Сплошной контакт наносился со стороны эпитаксиальных слоев, а точечные контакты диаметром 100 мкм формировались со стороны подложки. Светодиодные чипы в результате монтировались эпитаксиальной стороной вниз. Такая конструкция обеспечивает гораздо более эффективный отвод тепла от активного слоя и соответственно существенно лучшие рабочие характеристики прибора.

При выборе конструкций светодиодов учитывалось, что по сравнению со свободными электронами поглощение излучения свободными дырками происходит в десятки раз сильнее [8]. По этой причине излучение всегда выводится через материал с проводимостью *n*-типа.

Чипы монтировались на стандартный корпус TO-18. Измерения спектров электролюминесценции светодиодов проводились при комнатной температуре в импульсном режиме (частота следования импульса  $f = 32 \text{ кГц}$ , длительность импульса  $\tau = 500 \text{ нс}$ ) и в квазистационарном режиме (скважность  $Q = 2$ ,  $f = 512 \text{ Гц}$ ). Мощность светодиода измерялась по методике, изложенной в [9].

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

Остановимся сначала на обсуждении вольт-амперных характеристик (ВАХ) изготовленных диодов.

ВАХ имеют обычный диодный вид для обоих типов светодиодов (рис. 2). У светодиодов первого типа ( $p^+ \text{-InAs}/P^+ \text{-InAsSbP}/n \text{-InAs}/N \text{-InAsSbP}$ , образец SOS-309), смонтированных эпитаксиальным слоем вверх, напряжение отсечки составляло  $U_{\text{отс}} = 0.25 \text{ В}$ , а дифференциальное сопротивление  $R = 0.57 \text{ Ом}$ . У светодиодов второго типа ( $n^+ \text{-InAs}/n \text{-InAs}/p \text{-InAs}/P^+ \text{-InAsSbP}$ , образец KJV-95B), смонтированных эпитаксиальным слоем вниз, напряжение отсечки было  $U_{\text{отс}} = 0.2 \text{ В}$ , дифференциальное сопротивление  $R = 0.28 \text{ Ом}$ .

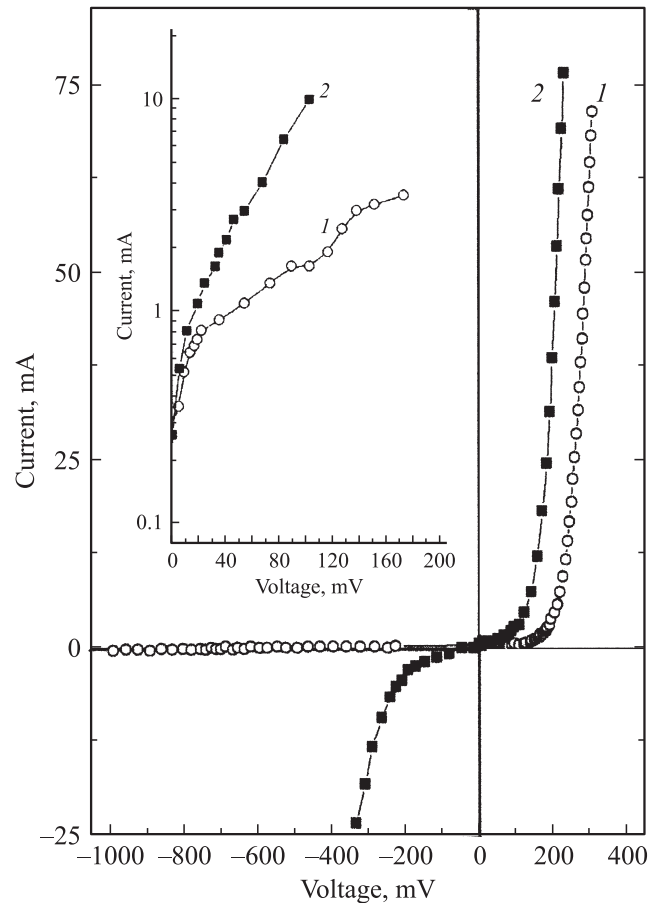
Рассмотрим вначале ВАХ светодиодов первого типа (образец SOS-309) при напряжениях  $V < E_g/q$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника,  $q$  — заряд электрона). В светодиодных структурах данного типа проявился туннельный механизм прохождения тока. Рассмотрим подробнее, на чем основывается данное утверждение, и попытаемся выяснить, почему наблюдалось туннелирование.

Туннелирование — это явление, обусловленное просачиванием основных носителей через потенциальный барьер. Значительную роль туннельный эффект играет при выполнении следующих условий: малые значения ширины барьера ( $< 10 \text{ нм}$ ) и существование на одном и том же энергетическом уровне, с одной стороны, большой концентрации заполненных состояний, а с другой — незаполненных. Такая ситуация возможна при контакте вырожденных полупроводников с проводимостью  $n$ - и  $p$ -типа [10]. В рассматриваемом случае мы имеем контакт между сильно легированным полупроводником  $p \text{-InAsSbP}$  и материалом  $n \text{-InAs}$ . В InAs при комнатной температуре вырождение электронного газа наступает при концентрациях мелких доноров  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Согласно измерениям эффекта Холла, концентрация электронов в слоях InAs, исследуемых в данной работе, составляет  $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, необходимые условия для туннелирования созданы.

На вставке к рис. 2 представлена ВАХ при комнатной температуре в полулогарифмическом масштабе одного из светодиодов первого типа (образец SOS-309). При напряжениях на диоде  $V < V_g/q$  прямой ток  $I$ , как известно, описывается выражением

$$I \propto \exp(eV/\beta kT). \quad (1)$$

У светодиодов первого типа параметр  $\beta$  в формуле (1) зависел от напряжения и достигал величины 18.9. Высокое значение параметра  $\beta$ , согласно [11], указывает на существование туннельного эффекта. На характеристике существует участок, где величина дифференциального сопротивления близка к отрицательному значению, что также является одним из признаков наличия туннельной



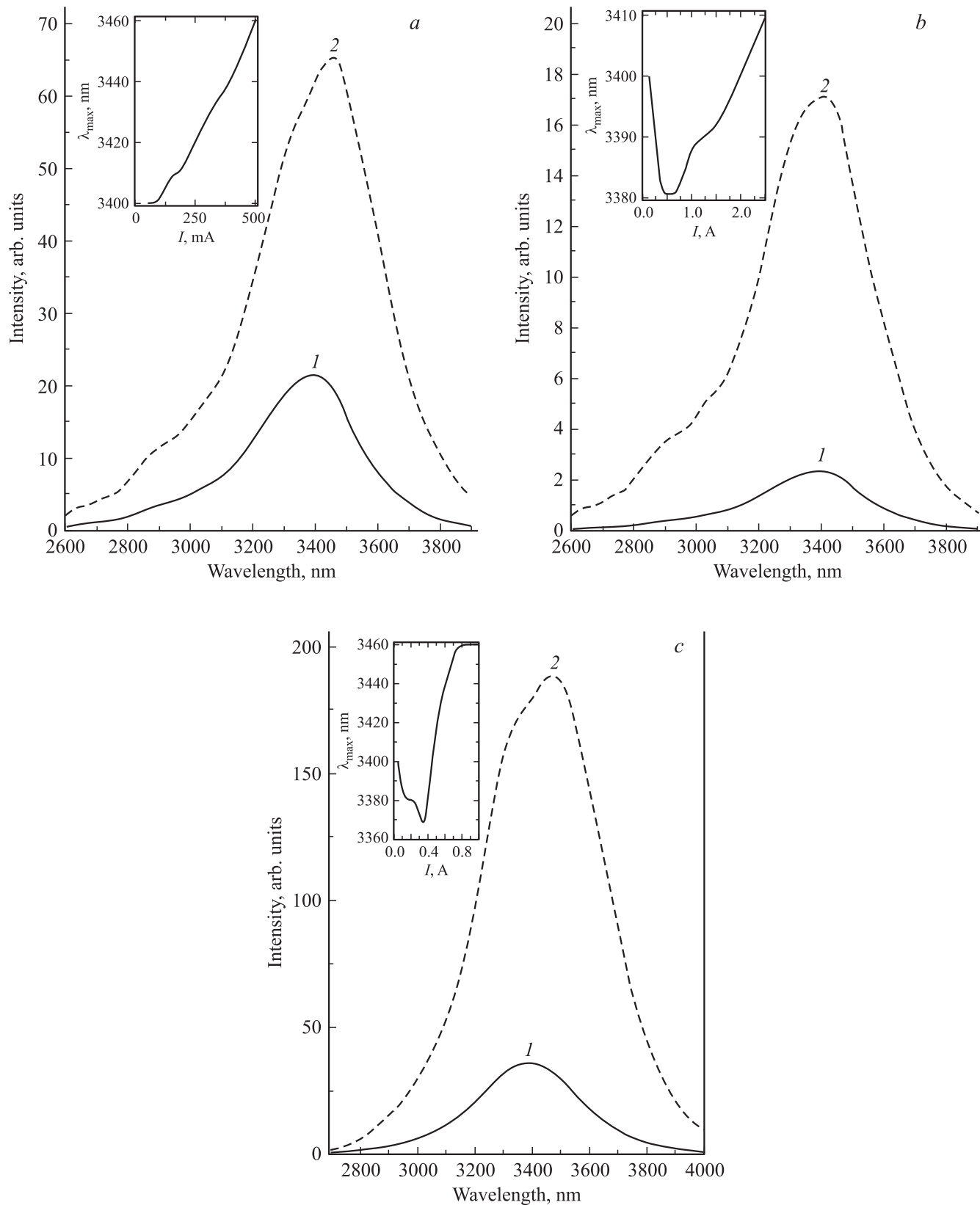
**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики светодиодов первого и второго типов. 1 — образец SOS-309, 2 — образец KJV-95B. На вставке — вольт-амперные характеристики светодиодов при прямом смещении  $V < E_g/q$ .

компоненты в протекающем токе. Коэффициент  $\alpha$ , рассчитываемый по формуле

$$\alpha = \Delta \ln I / \Delta U, \quad (2)$$

слабо зависел от температуры. При  $T = 300 \text{ К}$   $\alpha = 1.47 \text{ В}^{-1}$ , при  $77 \text{ К}$   $\alpha = 1.68 \text{ В}^{-1}$ . Независимость коэффициента  $\alpha$  от температуры служит признаком того, что существует туннельный механизм прохождения тока [12].

Теперь рассмотрим ВАХ светодиодов второго типа (образец KJV-95B). Параметр  $\beta$  в формуле (1), как известно, характеризует соотношение между диффузионным током и составляющей тока, обусловленной рекомбинацией в слое объемного заряда. Если  $\beta = 1$ , то преобладает диффузионный ток; в случае  $\beta = 2$  доминирует рекомбинационный ток. В светодиодах типа KJV-95B при различных напряжениях на диоде значение параметра  $\beta$  менялось от 1.08 до 1.61, что указывает на смешанный механизм прохождения тока (вклад вносят и диффузионная, и рекомбинационная составляющие). При комнатной температуре на ВАХ



**Рис. 3.** Спектры электролюминесценции светодиодов первого и второго типов. *a* — образец SOS-309 в квазистационарном режиме (*1* — ток  $I = 50 \text{ мА}$ , *2* —  $I = 500 \text{ мА}$ ), *b* — образец SOS-309 в импульсном режиме (*1* —  $I = 120 \text{ мА}$ , *2* —  $I = 2.44 \text{ А}$ ), *c* — образец KJV-95B в квазистационарном режиме (*1* —  $I = 50 \text{ мА}$ , *2* —  $I = 1 \text{ А}$ ). На вставках — зависимости максимума спектра излучения от тока.

(см. вставку к рис. 2) можно выделить три участка. При малом смещении (напряжение до 0.025 В)  $\beta = 1.08$ , при напряжениях до 0.046 В  $\beta = 1.1$ , на третьем участке  $\beta = 1.61$ .

Рассмотрим далее электролюминесцентные характеристики светодиодов. На рис. 3, *a* изображены спектры электролюминесценции светодиодов первого типа ( $p^+$ -InAs/ $P^+$ -InAsSbP/ $n$ -InAs/ $N$ -InAsSbP, образец SOS-309), измеренные в квазистационарном режиме при различных токах инжекции. Анализируя результаты измерений, можно отметить, что с увеличением тока происходит сдвиг максимума спектра в длинноволновую сторону (на вставке к рис. 3, *a* изображена зависимость положения максимума спектра от тока инжекции). Сдвиг объясняется джоулевым нагревом активной области. Используя коэффициент изменения ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) в InAs —  $\Delta E_g/\Delta T = 2.3 \cdot 10^{-4}$  эВ/К, можно рассчитать, что увеличение тока от 50 до 500 мА приводит к нагреву активной области на 30°C. В импульсном режиме в интервале токов инжекции 120–500 мА происходил сдвиг максимума спектра излучения в коротковолновую сторону (см. вставку к рис. 3, *b*). Смещение спектра в коротковолновую сторону вызвано, вероятнее всего, подъемом уровня Ферми в потенциальной яме на гетерогранице InAs/InAsSbP светодиодной структуры при инжекции носителей тока. Интерфейсная люминесценция на гетерогранице InAs/InAsSbP наблюдалась в светодиодных структурах, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [13]. При увеличении тока (интервал 500–2440 мА) максимум спектра излучения сдвигался в длинноволновую сторону. Вероятно, смещение спектра излучения определяется двумя факторами: положением уровня Ферми в потенциальной яме на гетерогранице InAs/InAsSbP и нагревом активной области светодиода при увеличении тока инжекции. В импульсном режиме работы при токах в интервале 120–500 мА нагрев активной области незначителен, и спектр излучения смещается в коротковолновую сторону. При токах более 500 мА нагрев оказывает преобладающее воздействие на положение максимума спектра. Очевидно, однако, что нагрев активной области уменьшается при питании светодиода короткими импульсами тока.

У светодиодов второго типа ( $n^+$ -InAs/ $n$ -InAs/ $p$ -InAs/ $P^+$ -InAsSbP, образец KJV-95B) в квазистационарном режиме работы характер зависимости положения максимума спектра излучения от тока (см. вставку к рис. 3, *c*) схож с аналогичной зависимостью для образца SOS-309 в импульсном режиме работы и определяется, по-видимому, теми же факторами (подъем уровня Ферми при увеличении тока инжекции и нагрев активной области прибора). У образца KJV-95B в интервале токов 20–400 мА максимум спектра излучения смещается в коротковолновую сторону, а при больших токах инжекции наблюдается сдвиг в длинноволновую сторону. Сравнивая характеристики светодиодов в квазистационарном режиме работы, можно отметить, что

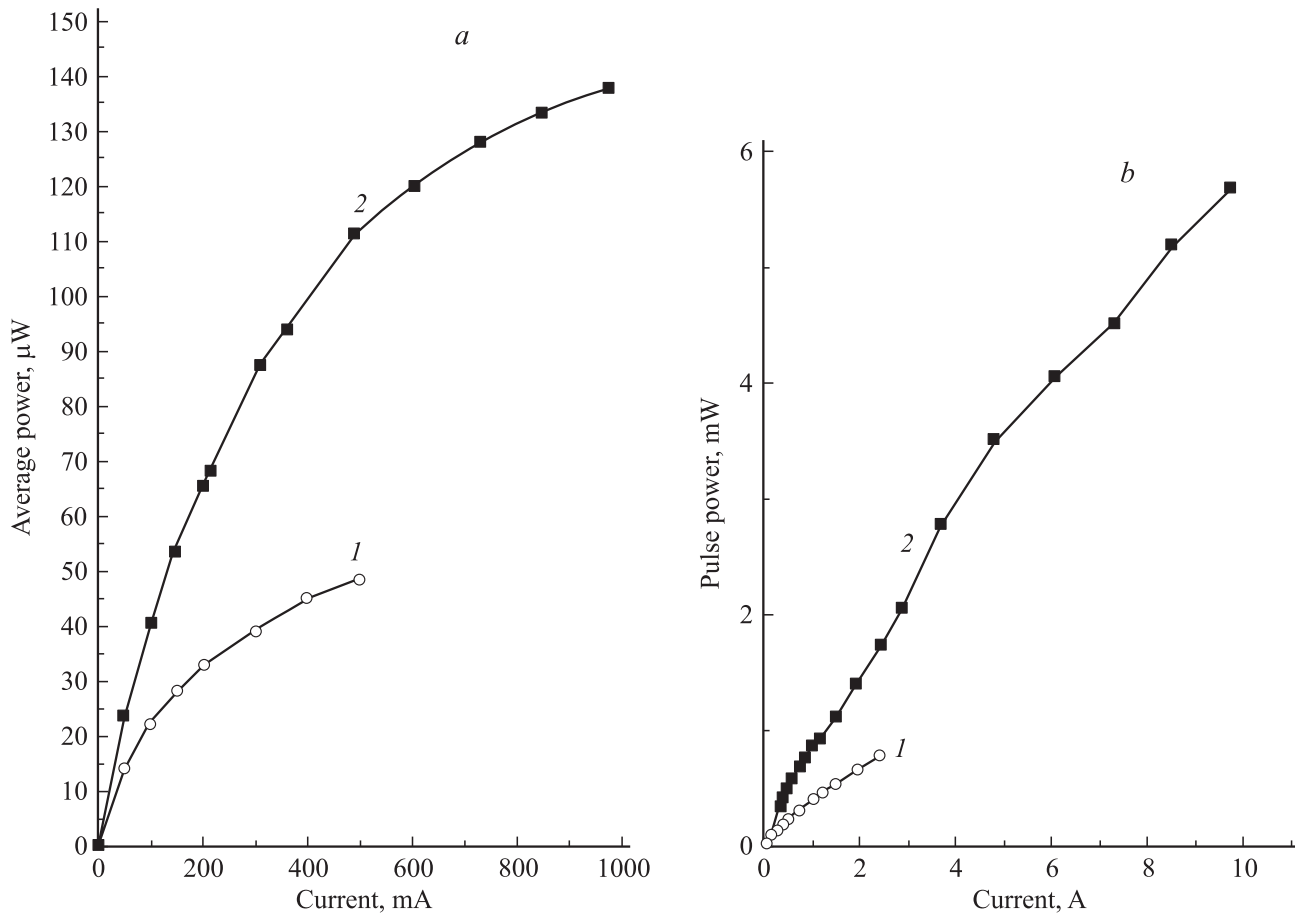
в отличие от структур первого типа (образец-309) у светодиодов второго типа (образец KJV-95B) нагрев активной области на 30°C относительно температуры окружающей среды происходил только при больших токах инжекции ( $\sim 1$  А). В отличие от светодиодов второго типа (образец KJV-95B) у светодиодов первого типа (образец SOS-309) сдвиг максимума спектра излучения в длинноволновую сторону происходил во всем исследуемом интервале токов, что также говорит о более сильном нагреве активной области в структуре SOS-309. Светодиоды второго типа (образец KJV-95B) смонтированы эпитаксиальной стороной вниз и расстояние от активной области до корпуса светодиода не превышает 3 мкм, что обеспечивает эффективный отвод тепла. Напротив, в структуре SOS-309, смонтированной эпитаксиальным слоем вверх, расстояние от активной области до держателя превосходит 200 мкм, что делает отвод тепла в структурах данного типа менее эффективным.

На первый взгляд, структура первого типа (образец SOS-309) значительно более эффективна с точки зрения вывода излучения, так как излучательная рекомбинация происходит в InAs, а излучение выходит через „широкозонное окно“ InAsSbP. Необходимо, однако, принимать во внимание работы [14,15], в которых указано, что в InAs при увеличении концентрации примесей  $n > 10^{17}$  см<sup>-3</sup> электронный газ в зоне проводимости становится вырожденным и фундаментальный край внутреннего поглощения, следуя за изменением уровня Ферми  $F_{1/2}(\mu^*)$ :

$$F_{1/2}(\mu^*) = \frac{1}{4\pi} n \left( \frac{h^2}{2m^*kT} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

сдвигается в коротковолновую сторону (смещение Мосса–Бурштейна). Подъем уровня Ферми достигает 100 мэВ [4], и в данном случае сильно легированная подложка InAs ( $n \approx 2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) не препятствует выходу излучения из активной области  $p$ -InAs светодиодной структуры.

Зависимости интегральной оптической мощности излучения от тока в квазистационарном и импульсном режимах изображены на рис. 4, *a* и *b*. Рассмотрим сначала квазистационарный режим работы. Для обоих типов структур зависимость от тока носит сублинейный характер, но наклон ее у светодиодов первого типа (образец SOS-309) сильнее, а при токе выше 500 мА наблюдается насыщение зависимости мощности от тока (рис. 4, *a*). Светодиоды второго типа (образец KJV-95B) работают до тока 1 А. Несмотря на то что существенный прирост мощности прекращается при этом значении тока, ватт-амперная характеристика на насыщение все еще не выходит. Зависимость импульсной мощности от тока для обеих конструкций светодиодов имеет линейный вид, что говорит об отсутствии существенного нагревания при питании светодиода короткими



**Рис. 4.** Зависимость интегральной оптической мощности излучения светодиодов первого и второго типов от тока. 1 — образец SOS-309, 2 — образец KJV-95B; *a* — зависимость мощностей (средней) от тока в квазистационарном режиме работы, *b* — зависимость мощности (импульсной) от тока в импульсном режиме.

импульсами тока. Однако мощность излучения светодиодов, смонтированных слоем к держателю, гораздо выше.

Пользуясь данными об оптической мощности излучения светодиодов при различных токах инжекции, можно рассчитать квантовую эффективность излучательной рекомбинации ( $\eta$ ) [9]:

$$\eta = \frac{P}{I} \frac{q}{h\nu} \bar{n}(\bar{n} + 1)^2, \quad (4)$$

где  $P$  — мощность излучения,  $I$  — ток через структуру,  $h\nu$  — энергия фотона,  $q$  — заряд электрона,  $\bar{n}$  — показатель преломления полупроводника ( $\bar{n} = 3.5$  для InAs);  $\frac{P}{I} \frac{q}{h\nu}$  — внешний квантовый выход,  $\bar{n}(\bar{n} + 1)^2$  — коэффициент, учитывающий потери на границе полупроводника и воздуха. Величина  $\eta$ , таким образом, — внутренний квантовый выход. В квазистационарном режиме при токе 20 мА внутренний квантовый выход  $\eta = 19.5\%$ . В импульсном режиме при токе 290 мА  $\eta = 22.3\%$ . Данные о величине  $\eta$  сопоставимы с результатами работы [3], где для объемного материала  $p\text{-InAs}$  ( $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) величина  $\eta$  была определена как 24%.

#### 4. Заключение

Подведем итог. Изготовлены светодиоды на основе гетероструктур  $p^+\text{-InAs}/P^+\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}/N\text{-InAsSbP}$  и  $n^+\text{-InAs}/n\text{-InAs}/p\text{-InAs}/P^+\text{-InAsSbP}$ , синтезированных методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений. Из результатов исследований ВАХ следует, что в структурах  $p^+\text{-InAs}/P^+\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}/N\text{-InAsSbP}$  сильно влияние туннельного механизма протекания тока. В структурах  $n^+\text{-InAs}/n\text{-InAs}/p\text{-InAs}/P^+\text{-InAsSbP}$  наблюдался смешанный механизм протекания тока (вклад вносят и диффузионная, и рекомбинационная составляющие). В структурах, собранных эпитаксиальным слоем вверх, наблюдается сдвиг максимума спектра излучения в длинноволновую сторону из-за нагрева активной области джоулевым теплом; в то время как в структурах, собранных эпитаксиальным слоем вниз, спектр излучения более устойчив за счет удовлетворительного отвода тепла. Такие светодиоды обеспечивали в квазистационарном режиме максимальную оптическую мощность  $\sim 140 \text{ мкВт}$  при токе  $I = 1 \text{ А}$ , а в импульсном режиме ( $f = 32 \text{ кГц}$ ,  $\tau = 500 \text{ нс}$ ) —  $5.5 \text{ мВт}$  при  $I = 9 \text{ А}$ .

Работа частично поддержана программой Президиума РАН 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, грантами РФФИ 07-02-92170-НЦНИ\_а и 08-02-90039-Бел\_а и государственным контрактом 02.740.11.0445.

## Список литературы

- [1] М.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, В.Д. Румянцев. *ФТП*, **9** (3), 462 (1975).
- [2] I. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Scaean, T.J. Gmitter, A. Scherer. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 131 (1993).
- [3] M.J. Kane, G. Braitwaite, M.T. Emeny, D. Lee, T. Martin, D.R. Wright. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 943 (2000).
- [4] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А., Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь. *ФТП*, **42** (6), 641 (2008).
- [5] D.G. Gevaux, A.M. Green, C.C. Philips, I. Vurgaftman, W.W. Bewley, C.L. Felix, J.R. Meyer, H. Lee, R. Martinelly. *IEEE Proc. Optoelectron.*, **150** (4), 351 (2003).
- [6] Н.В. Зотова, С.С. Кижаяев, С.С. Молчанов, Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, Б.В. Пушный, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **37** (8), 980 (2003).
- [7] S.S. Kizhayevev, N.V. Zotova, S.S. Molchanov, B.V. Pushnyi, Yu.P. Yakovlev. *J. Cryst. Growth*, **248**, 296 (2003).
- [8] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **38** (3), 374 (2008).
- [9] Н.Д. Стоянов, Б.Е. Журтанов, А.П. Астахова, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **37** (8), 996 (2003).
- [10] L. Esaki. *Phys. Rev.*, **109**, 603 (1958).
- [11] В.Н. Rhoderick. *Metal-Semiconductor Contacts* (London-Oxford, 1980).
- [12] А. Берг, П. Дин. *Светодиоды* (М., Мир, 1979). [Пер. с англ.: А.А. Bergh, P.J. Dean. *Light-emitting diodes* (Clarendon Press, Oxford, 1980)].
- [13] A. Krier, V.V. Sherstnev. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **33**, 101 (2000).
- [14] J.R. Dixon, J.M. Ellis. *Phys. Rev.*, **124**, 1231 (1961).
- [15] О. Аллаберенов, Н.В. Зотова, Д.Н. Наследов, Л.Д. Неуймина. *ФТП*, **4**, 1939 (1970).

Редактор Л.В. Беляков

## Powerful light-emitting diodes based on InAs/InAsSbP heterostructures for methane spectroscopy ( $\lambda \approx 3.3 \mu\text{m}$ )

A.P. Astakhova, A.S. Golovin, N.D. Il'inskaya, K.V. Kalinina, S.S. Kizhayevev, O.Y. Serebrennikova, N.D. Stoyanov, Zs.J. Horvath\*, Yu.P. Yakovlev

loffe Physicotechnical Institute  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia  
\* Research Institute for Technical  
and Materials Science,  
Hungarian Academy of Sciences,  
Budapest 114, H-1525 Hungary

**Abstract** Two types of designs of light-emitting diodes (LEDs) on the basis of the InAsSbP/InAs/InAsSnP double heterostructures grown on *p*- and *n*-InAs substrates by metallorganic vapor phase epitaxy are investigated. The current-voltage and electroluminescent characteristics of the created LEDs are studied. It is shown that the design of a LED with a light emitting crystal (chip) mounted by a epitaxial layer to the case of the device and a radiation escapement through a *n*-InAs substrate provides the best heat removal and, as consequence, stability of spectral characteristics at increase of injection current and higher quantum efficiency. The internal efficiency of light emitting structures with a wavelength  $\lambda = 3.3-3.4 \mu\text{m}$  was as high as 22.3%. When operating at 50% duty cycle, the LEDs produce an average optical power of  $140 \mu\text{W}$  then driving a current of 1 A. Under a pulse operation with a peak current of 9 A, the pulse optical power of the diodes reached value of 5.5 mW.