

ДЛИННОВОЛНОВЫЕ НЕОХЛАЖДАЕМЫЕ СВЕТОДИОДЫ
НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $JnAs_{1-x-y}Sb_xPy$

Н. П. Е с и н а, Н. В. З о т о в а,
Б. А. М а т в е е в, Н. М. С т у с ь,
Г. Н. Т а л а л а к и н, Т. Д. А б и ш е в

Твердые растворы в системе $JnAs - JnSb$ являются перспективными материалами для полупроводниковой оптоэлектроники. Светодиоды, изготовленные на основе этого материала, охватывают спектральный ИК-диапазон (3.5-12 мкм), совпадающий с областью оптического поглощения многих промышленных газов, и могут найти широкое применение в газоанализаторах.

В опубликованных ранее работах [1, 2] сообщалось, что для тройных твердых растворов ($x \leq 0.3$) р-типа следует ожидать невысоких значений внешнего квантового выхода люминесценции, что экспериментально наблюдалось при исследовании электролюминесценции (ЭЛ) $JnAs_{1-x}Sb_x$ р-п структур [3]. Это обусловлено тем, что в рабочей р-области излучающих структур доминирует канал безызлучательной Оже-рекомбинации, который сопровождается передачей энергии рекомбинирующей пары второй дырке, переходящей из зоны тяжелых дырок в спин-орбитально отщепленную зону [4]. Указанный процесс передачи энергии наиболее вероятен в веществах, в которых значение ширины запрещенной зоны E_g близко к энергии спин-орбитального отщепления Δ . При $E_g = \Delta$ законы сохранения энергии и импульса не накладывают никаких ограничений на энергию рекомбинирующих частиц. Коэффициент Оже-рекомбинации в $JnAs_{1-x}Sb_x$ возрастает с увеличением содержания сурьмы и достигает максимума при составе $JnAs_{0.7}Sb_{0.3}$ (300 К) [2]. Вместе с тем именно составы с $x \leq 0.3$ представляют наибольший интерес для изготовления источников излучения.

Одним из возможных путей преодоления данного препятствия является использование четырехкомпонентных твердых растворов $JnAs_{1-x-y}Sb_xPy$, в которых резонанс энергий $E_g = \Delta$ должен быть нарушен за счет более быстрого уменьшения Δ по сравнению с изменением E_g при увеличении содержания фосфора.

В настоящей работе приводятся результаты исследования электрических и люминесцентных свойств ИК-светодиодов, изготовленных на основе твердых растворов $JnAs_{1-x-y}Sb_xPy$, пригодных для использования в газоанализаторах при 300 К.

Светодиоды были изготовлены из р-п структур, выращенных методом жидкостной эпитаксии на подложке п- $JnAs$ (111) В с концентрацией носителей тока $(1-3) \cdot 10^{16}$ см⁻³. Р-область создавалась путем легирования раствора-расплава цинком или

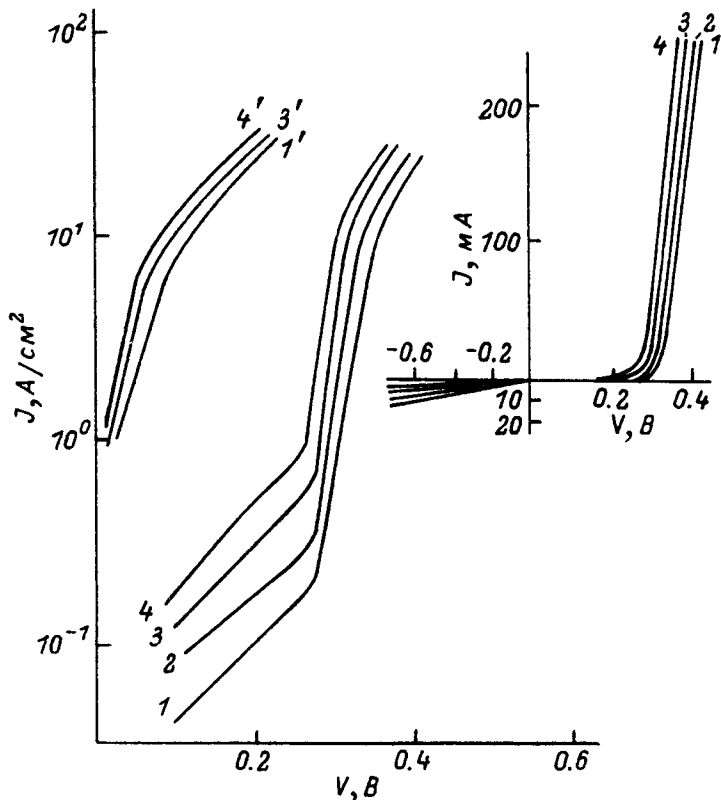


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики светодиодов на основе твердых растворов $JnAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ ($y_1 > y_2 > y_3 > y_4$). (1-4) - 77 К; (1'-4') - 300 К. С увеличением номера кривых уменьшается содержание фосфора.

марганцем в процессе эпитаксиального выращивания [5]. Для четверных твердых растворов в области р-п перехода содержание фосфора изменялось в пределах $0,05 \leq y \leq 0,13$, а концентрация сурьмы составляла $\sim 0,08$. Рассогласование периодов решеток между подложкой и слоем не превышало $\pm 0,0071$ Å. Плотность дислокаций в лучших образцах достигала $(5-8) \times 10^4$ см⁻².

По энергии пика краевой фотолюминесценции (ФЛ) слоев твердых растворов определялись ширина запрещенной зоны и ее градиент по глубине эпитаксиального слоя - параметры, необходимые для локализации р-п перехода в излучающих структурах с заданной спектральной характеристикой.

Вольт-емкостные (С-V), вольт-амперные (I-V) и люминесцентные характеристики светодиодов исследовались в интер-

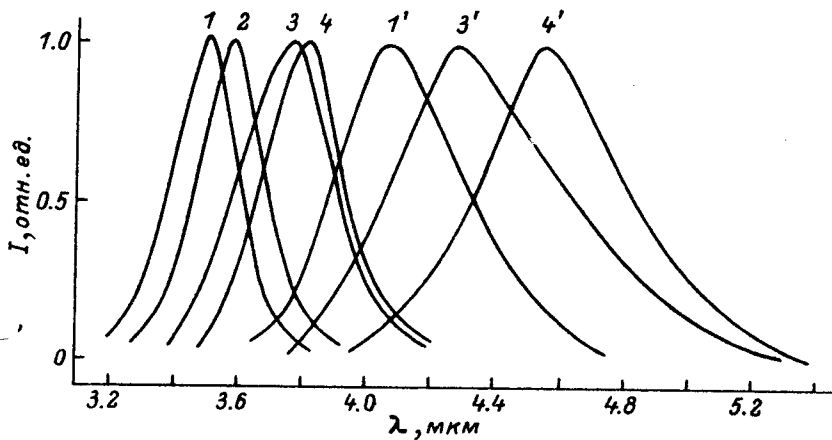


Рис. 2. Спектры электролюминесценции светодиодов на основе $ZnAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ (1-4) - 77 К; (1'-4') - 300 К.

вале температур 77-300 К. По $C-V$ характеристикам исследуемых р-п структур было определено, что распределение примеси в слое объемного заряда близко к линейному и имеет градиент порядка 10^{20} см⁻⁴.

Из удельной емкости светодиодов при нулевом смещении ($5 \cdot 10^5 \frac{\text{пкФ}}{\text{см}^2}$) была оценена ширина слоя объемного заряда 10^{-4} см. Максимальная напряженность электрического поля при нулевом смещении составляла $5 \cdot 10^3 \frac{\text{В}}{\text{см}}$.

$I-V$ характеристики исследуемых светодиодов при 77 и 300 К представлены на рис. 1. Прямой ток $I_{\text{пр.}}$ при $eV > kT$ экспоненциально зависит от напряжения $I_{\text{пр.}} = I_0 \exp(V/\beta kT)$

где β - безразмерный коэффициент. При низких температурах величина β для исследуемых диодов была ~ 2 ; значение предэкспоненциального множителя ($I_0 = 10^{-10} \frac{\text{А}}{\text{см}^2}$) близко к

величине, рассчитанной по модели рекомбинации и генерации носителей тока в слое объемного заряда. Отношение „рекомбинационно-генерационной“ компоненты тока в слое объемного заряда к „диффузионной“ в р- и п-областях при 77 К достигает 10^{10} . Все это свидетельствует в пользу „генерационно-рекомбинационной“ модели в слое объемного заряда.

С повышением температуры ширина запрещенной зоны структур уменьшается, и отношение токов существенно меняется: так, при 300 К оно становится порядка нескольких единиц, коэффициент β при этом равен 1, обратные токи имеют тенденцию к насыщению. Все это свидетельствует о том, что при 300 К справедлива модель рекомбинации и генерации носителей тока в р- и п-областях.

При больших напряжениях $I - V$ характеристики становятся линейными $I_{пр.} = (V - V_{отс.}) \cdot \left(\frac{I}{R_{отс.}} \right) \cdot R_{отс.}$ составляет около 0,3 Ом при 77 К и 0,5 Ом при 300 К и определяется переходным сопротивлением омических контактов и толщи образца. Напряжение отсечки, определяемое контактной разностью потенциалов, увеличивается с ростом содержания фосфора в исследуемых структурах по мере увеличения ширины запрещенной зоны (рис. 1).

Спектры ЭЛ светодиодов при 77 и 300 К перекрывают диапазон волн (3-5) мкм (см. рис. 2). Спектры имеют асимметричную форму с резким спадом ($\sim \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)$) со стороны коротких волн и более плавным со стороны длинных. Аналогичная асимметрия наблюдалась в спектрах ФЛ для варизонных твердых растворов [6]. Полуширина спектров ЭЛ составляет 20 мэВ при 77 К и около 40 мэВ при 300 К.

Интенсивность излучения $JnAsSbP$ -светодиодов увеличивается с ростом ширины запрещенной зоны: так, если для диода № 4 ($h\nu_M = 272$ мэВ) мощность излучения при питании постоянным током $I = 15 \frac{A}{cm^2}$ при 300 К составляет $W = 54$ мкВт, то для образца № 3 ($h\nu_M = 290$ мэВ) $W = 130$ мкВт; для самого коротковолнового образца № 1 ($h\nu_M = 305$ мэВ) $W = 200$ мкВт. При этом КПД при 300 К достигает 2%. Это значение существенно выше того, которое ожидается для твердых растворов $JnAs_{1-x}Sb_x$ с той же величиной E_g [2]. Отсюда ясно преимущество системы $JnAs_{1-x-y}Sb_xPy$ по сравнению с $JnAs_{1-x}Sb_x$, связанное с нарушением резонанса $E_g = \Delta$.

При импульсном питании светодиодов с длительностью импульса 20 мкс и частотой 20 Гц получена мощность излучения при токе в импульсе $1000 \frac{A}{cm^2}$ порядка 2-5 мВт.

Таким образом, полученные на основе $JnAs_{1-x-y}Sb_xPy$ длинноволновые неохлаждаемые источники излучения работают в важной для практического применения спектральном диапазоне (3,5-4,6 мкм), обладают достаточно большой мощностью и могут использоваться в газоаналитической аппаратуре.

Л и т е р а т у р а

- [1] O. Verolo, J.C. Woolley, J.A. Van Vechten. Phys. Rev. B, 8, 3794 (1973).
- [2] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, И.Н. Ясевич. ФТП, 16, 592 (1982).
- [3] Н.З. Жингарев, С.Г. Конников, В.Н. Кольков, Н.Н. Мурсакулов, В.В. Сазонов, Д.Н. Третьяков. П Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах, тез. докл., Ашхабад (1978).

- [4] Н.В. Зотова, И.Н. Яссьевич. ФТП, 11, 1882 (1977).
- [5] Н.П. Есина, Н.В. Зотова, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. Тез. докл. Ш Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах, Одесса (1982).
- [6] Н.П. Есина, Н.В. Зотова, Б.А. Матвеев, Л.Д. Неуймина, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, 15, 2362 (1981).

Физико-технический
институт
им. А.Ф. Иоффе,
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
2 февраля 1983 г.

Письма в ЖТФ, том 9, вып. 7

12 апреля 1983 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МЕТАЛЛАМИ

Ю.В. Судьенков, Н.М. Филиппов,
Б.Ф. Воробьев, А.И. Недбай

Исследованию механизмов взаимодействия мощного лазерного излучения с конденсированными средами уделяется значительное внимание [1-3]. Однако сопоставление результатов развиваемых теорий взаимодействия и экспериментальных исследований в широком интервале изменения интенсивностей излучения в настоящее время с трудом осуществимо (в связи с значительным разнообразием условий и методов проведения исследований).

Как известно, взаимодействие оптического излучения с конденсированными средами сопровождается генерацией акустических колебаний, амплитуда и форма которых определяется тем или иным физическим механизмом [2]. Обычно рассматриваются три процесса взаимодействия: тепловой, когда температура поверхности остается ниже температуры плавления; процесс, сопровождающийся повреждением поверхности, связанным с плавлением и испарением вещества; взрывной процесс, определяемый пробоем в парах и образованием свето-детонационной волны. Наиболее изученным и относительно простым с точки зрения теоретического описания являются тепловой и взрывной процессы [1, 3, 6]. Процессы, связанные с изменением агрегатного состояния поверхностного слоя вещества, до сих пор мало изучены и весьма сложны для теоретического описания.