

06.3

© 1990

# ДЛИННОВОЛНОВЫЕ СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ $InAs_{1-x-y}Sb_xPy|InAs$

( $\lambda = 3.0-4.8$  МКМ ПРИ 300 К)  
С ШИРОКОЗОННЫМ „ОКНОМ“

А.Н. Баранов, А.Н. Именков,  
О.П. Капранчик, Валер. В. Негрескул,  
А.Г. Чернявский, В.В. Шерстнев,  
Ю.П. Яковлев

1. Создание длинноволновых светоизлучателей на основе  $InAs$  [1] и твердых растворов  $InAs_{1-x-y}Sb_xPy$  [2] в области длин волн от 3 до 5 мкм стимулировало развитие полупроводниковых излучателей для оптоэлектронных устройств, волоконно-оптических линий связи третьего поколения [3] и газового анализа [4]. Это обусловило, в частности, появление светодиодов на основе гомо р-р-переходов в  $InAs$  [1], твердых растворах  $InAs_{1-x-y}Sb_xPy$  [2, 5] и  $InAs_{1-x}Sb_x$  [6], близких по составу к  $InAs$ , и двойных гетероструктурах (ДГС) типа  $n-InAs_{1-x-y}Sb_xPy/p-InAs/p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy$  [7, 8] и  $n-InAs_{1-x-y}Sb_xPy/p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy/p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy$  [9].

Твердые растворы получались методом жидкофазной эпитаксии.

На эффективность излучательных переходов в р-р-структурах на основе  $InAs_{1-x-y}Sb_xPy$  влияют неизбежные появления упругих напряжений в эпитаксиальных слоях [10, 11] и безызлучательные Оже-процессы [8, 12]. Теоретический расчет [8, 13, 14] с учетом безызлучательных Оже-процессов и экспериментальные исследования [8] внутреннего квантового выхода излучения  $\eta_{int}$  в  $InAs$  показали, что при изменении температуры от 77 до 300 К  $\eta_{int}$  падает от  $\sim 96$  до  $\sim 3\%$ . Малая эффективность излучения при 300 К затрудняет создание источников стимулированного излучения в области 3-5 мкм. Во всех структурах наблюдалось сильное самопоглощение излучения из-за близости состава твердых растворов к  $InAs$ .

Целью данной работы явилось создание гетеро р-р-структур  $n-InAs/p-p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy/p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy$  с широкозонным оптическим „окном“ для вывода излучения и исследования влияния концентрации доноров ( $S_n$ ) и акцепторов ( $Z_n$ ) в слоях структуры на эффективность излучательной рекомбинации.

2. Исследуемая светодиодная структура (рис. 1, а) имела варизонный активный слой  $n-p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy$ , заключенный между подложкой  $n-InAs$  и широкозонным оптическим „окном“ из

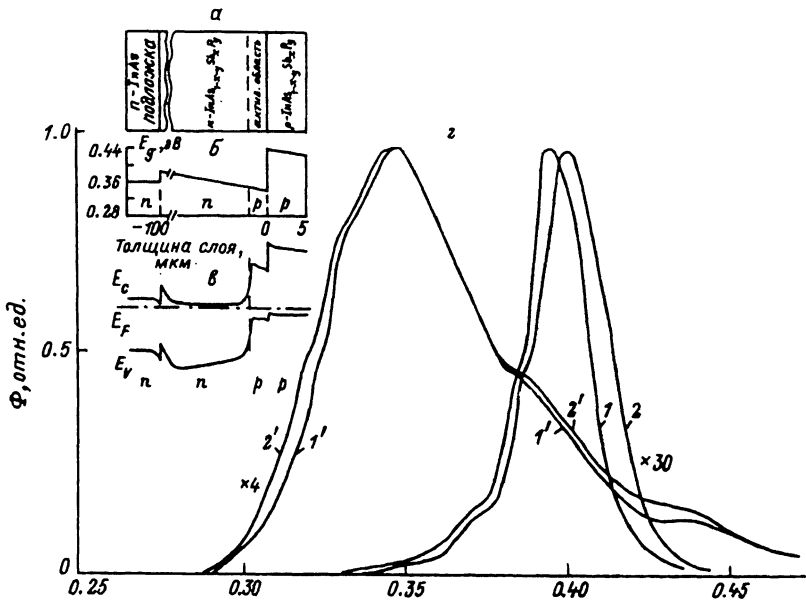


Рис. 1. Структура и электролюминесцентные характеристики светодиодов на основе  $AnAs_{1-x-y}Sb_xPy$ : а - структура светодиода, б - зависимость  $E_g$  от толщины слоев, в - энергетическая диаграмма структуры, г - спектры электролюминесценции при 300 К (кривые 1' и 2') и при 77 К (кривые 1 и 2); кривые 1 и 1' соответствуют светодиодной структуре, смонтированной на держателе р-областью, а кривые 2 и 2' - структуре, смонтированной на держателе п-областью.

слоя  $p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy$ . Ширина запрещенной зоны  $E_g$  в активном слое (рис. 1, б, в) уменьшалась в направлении от подложки от 0.38 до 0.344 эВ при 300 К. Широкозонное „окно“ имело  $E_g = 0.44$  эВ при 300 К. Толщина слоев твердых растворов составляла соответственно 100 и 5 мкм. Р-п-переход находился на расстоянии от 0 до 3-6 мкм от широкозонного „окна“.

Слои твердых растворов создавались жидкостной эпитаксией. В качестве подложки использовались пластины нелегированного  $p-InAs$  (100) с концентрацией электронов  $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Варизонный активный слой  $p-InAs_{1-x-y}Sb_xPy$ , выращивался при уменьшении температуры от 650 до 615 °С без специального легирования либо легированным  $Sn$  в интервале от  $(2-5) \cdot 10^{16}$  до  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Широкозонное „окно“ выращивалось при уменьшении температуры от 615 до 610 °С и легировалось  $Zn$  в интервале  $10^{16}-5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Р-п-переход формировался в вари-

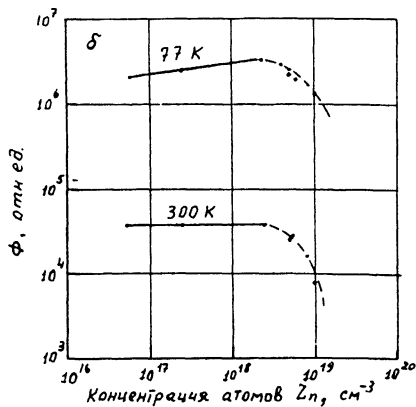
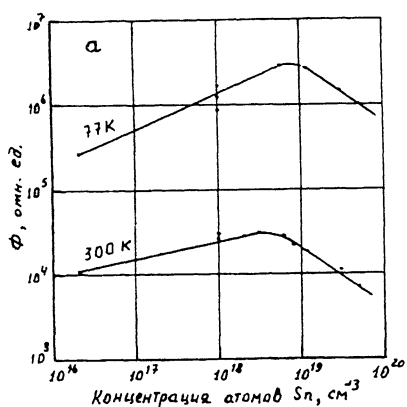


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения  $\Phi$  от концентрации примесных атомов: а - олова, б - цинка.

зонном активном слое за счет диффузии  $Zn$  во время выращивания широкозонного „окна“. Состав твердых растворов определялся с помощью количественного рентгеноспектрального микроанализа на микроанализаторе JXA-5 „CAMEBAX“ фирмы *Cameca* (Франция).

Из эпитаксиальных структур после удаления подложки изготавливались светодиоды с площадью  $0.15 \times 0.15 \text{ мм}^2$  методом фотолитографии. Светодиодная структура монтировалась на держатель либо  $p$ -, либо  $n$ -областью.

Исследовались спектры электролюминесценции, характеристики ток-напряжение и интенсивность излучения – ток светодиодов при температурах 77 и 300 К. В качестве монохроматора использовался МДР-12. Приемником излучения служило фотосопротивление из  $InSb$ , охлаждаемое до температуры 78 К. Измерения проводились в интервале плотностей тока от 10 до  $10^5 \text{ А/см}^2$ .

3. В типичных спектрах излучения структур с концентрацией  $Sn$  и  $Zn$  в эпитаксиальных слоях менее  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1, г) преобладает полоса с энергией максимума  $h\nu_{max}$ , близкой к минимальной ширине запрещенной зоны узкозонного слоя  $E_{gmin}$ , как при комнатной температуре, так и при 77 К. Наряду с преобладающей полосой в спектрах излучения проявляются длинноволновые полосы с  $h\nu_{max} < E_{gmin}$  на 20 и 30 мэВ, доля которых увеличивается с ростом концентрации примесных атомов  $Zn$  и  $Sn$ . Эти длинноволновые полосы становятся преобладающими при концентрации атомов цинка более  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  для первой полосы и атомов цинка и олова более  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  – для второй полосы.

При комнатной температуре форма спектра почти не зависит от того, какой стороной ( $p$ - или  $n$ -типа) структура смонтирована на держателе. На коротковолновом склоне полосы наблюдается небольшая немонотонность спада интенсивности излучения с ростом  $h\nu$ , дающая избыток излучения при  $h\nu \approx 0.39 \text{ эВ}$  и дефицит при  $h\nu \approx 0.42 \text{ эВ}$ .

При 77 К полоса с  $h\nu_{max}$ , близкой к  $E_{gmin}$ , смещается на  $\sim 5$  мэВ в сторону малых энергий в структурах, смонтированных на держатель р-областью, относительно полосы излучения структур, смонтированных противоположной стороной (рис. 1, г, кривые 1 и 2). В интервале токов 0.02–5 А интенсивность излучения пропорциональна току.

Содержание примесных атомов цинка и олова в структуре по-разному влияют на внешний квантовый выход излучения (рис. 2, а и б). Увеличение концентрации атомов олова в узкозонном слое от  $10^{16}$  до  $8 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  при фиксированном содержании концентрации атомов цинка  $5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  в широкозонном слое р-типа приводит к росту квантового выхода излучения в 5–10 раз. При этом преобладает полоса излучения с  $h\nu_{max} \approx E_{gmin}$ . Дальнейшее увеличение концентрации атомов олова приводит к уменьшению квантового выхода излучения и преобладанию полосы излучения с  $h\nu_{max} < E_{gmin}$  на 30 мэВ. При концентрациях атомов цинка в широкозонном слое меньше  $2 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  преобладает полоса с  $h\nu_{max} \approx E_{gmin}$  и квантовый выход излучения остается неизменным. Увеличение концентрации атомов цинка более  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$  приводит к снижению квантового выхода излучения и преобладанию полосы излучения с  $h\nu_{max} < E_{gmin}$  на 20–30 мэВ в зависимости от содержания атомов олова в узкозонном слое.

4. Проанализируем экспериментальные результаты. Преобладание полосы излучения с  $h\nu_{max}$ , близкой к  $E_{gmin}$ , в структурах с малым содержанием олова и цинка ( $< 10^{18}$  см $^{-3}$ ) (рис. 2) свидетельствует, что в этих структурах излучение обусловлено квази-межзонными переходами в узкозонном слое, причем преобладает инжекция электронов из п-области в р-область, и инжектированные электроны локализуются в узкозонной области варизонного слоя между р-п-переходом и широкозонным оптическим „окном“.

Более длинноволновые полосы излучения с  $h\nu_{max} < E_{gmin}$  на 20 и 30 мэВ, преобладающие при больших концентрациях цинка и олова, естественно связать с переходами зона проводимости – акцепторный уровень цинка и донорный уровень олова – акцепторный уровень цинка соответственно, основываясь на величинах энергии излучаемых фотонов и связи интенсивности излучения в этих полосах с концентрацией примесных атомов.

Уменьшение внешнего квантового выхода излучения с увеличением доли примесного излучения показывает, что внутренний квантовый выход излучения при межзонной рекомбинации больше, чем при примесной.

Роль широкозонного „окна“ особенно отчетливо проявляется при низких температурах, когда электроны могут локализоваться в узком слое вблизи упомянутой гетерограницы. При этом регистрируется практически неискаженный поглощением спектр электролюминесценции.

При комнатной температуре эффект широкозонного „окна“ завуалирован большой величиной фермиевского размытия электронов по энергиям, в результате которого значительная часть излучения генерируется вдали от гетерограницы.

Немонотонность спада интенсивности излучения с ростом энергии фотона в спектре излучения при комнатной температуре можно объяснить поглощением высокоэнергетичных фотонов в объеме широкозонного „окна“ и толще  $p$ -области и последующим переизлучением со стоковским сдвигом. Основаниями для такого объяснения являются величина энергий фотонов в экстремумах избытка и дефицита излучения и независимость от тока амплитуды отклонения от монотонности. Оценки показывают, что при комнатной температуре не более десятой доли излучения поглощается в широкозонном „окне“ и варизонной  $p$ -области.

Таким образом, излучательная рекомбинация в светодиодах на основе  $InAs_{1-x}Sb_xPy$  с варизонным узкозонным слоем и широкозонным оптическим „окном“ происходит в основном в узкозонной части варизонного слоя, квазимежзонная рекомбинация обладает более высоким квантовым выходом излучения, чем рекомбинация через примесные состояния цинка и олова, широкозонное оптическое „окно“ обладает удовлетворительной прозрачностью.

Получен внешний квантовый выход излучения 30% при 77 К и 0.5% при комнатной температуре.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Melngailis I., Rediker R.H. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. N 2. P. 899-911.
- [2] Есина Н.П., Зотова Н.В., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н., Абишев Т.Д. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 391-395.
- [3] Goodman C.H.L. // Sol. St. Electron. Dev. 1972. V. 2. N 3. P. 129-137.
- [4] Красов В.И., Малейко Л.В., Цветков В.А., Юревич Е.И. Газоанализатор. А.С. № 569916. Опубл. в БИ. № 31. 1977.
- [5] Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 23. С. 1444-1447.
- [6] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 6. С. 329-332.
- [7] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 9. С. 563-565.
- [8] Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Стусь Н.М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 4. С. 592-596.
- [9] Kobayashi N., Horikoshi Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 10. P. 1641-1644.

- [10] Айдаралиев М.Ш., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 17. С. 1617-1621.
- [11] Матвеев Б.А., Петров В.И., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н., Шабалин А.В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1244-1247.
- [12] Андрушко А.И., Салихов Х.М., Слободчиков С.В., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 789-792.
- [13] Sugimura A. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 8. P. 4405-4411.
- [14] Sugimura A. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. QE-18. N 3. P. 352-363.

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

Поступило в Редакцию  
8 июня 1990 г.