

того пропорциональна квадрату угла прецессии намагниченности в поверхностном слое пленки. Для повышения чувствительности применялись модуляция поля раскачки частотой  $\Omega = 78$  Гц и синхронное детектирование сигнала.

В условиях сильного поглощения света в формировании отраженной волны участвует тонкий приповерхностный слой магнетика, характерные толщины которого 0.01—0.1 мкм, по-видимому, зависят от длины волны света и угла падения волны на поверхность [6].

Типичная зависимость регистрируемого сигнала от величины поля в плоскости представлена на рис. 1. Образец возбуждался полем раскачки с частотой 500 МГц и амплитудой 0.4 Э. Наблюдаемые пики при полях 0.92 и 1.03 кЭ соответствуют резонансам при наличии в образце доменной структуры и в состоянии с однородной намагниченностью. На рис. 2 представлена зависимость частоты резонанса в поверхностном слое от поля в плоскости. Доменная структура в образце существует в полях, меньших 0.94 кЭ.

Наблюдаемый эффект дает возможность исследования динамических свойств приповерхностных слоев магнетика, в том числе процесса формирования поверхностного магнетизма, релаксационных процессов и фазовых переходов.

В заключение авторы благодарят академика А. М. Прохорова за постоянное внимание и поддержку работы.

### Список литературы

- [1] Кринчик Г. С., Зубов В. Е. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 2. С. 707—721.
- [2] Dellon J. F., Kamitaira Jr. H., Remelka J. R. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 4. Pt 2. P. 1240—1245.
- [3] Веницкий В. Н., Еременко В. В., Матюшкин Э. В. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. Вып. 4. С. 1433—1440.
- [4] Borovik-Romanov A. S., Kreines N. M. // Phys. Rep. 1982. Vol. 81. N 5. P. 351—408.
- [5] Алейников А. Ф., Рудашевский Е. Г. // ПТЭ. 1988. № 4. С. 149.
- [6] Кисель В. А. Отражение света. М.: Наука, 1973.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
2 ноября 1989 г.

07; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

## ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДВУСТОРОННЕЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

М. А. Абдукадыров, Н. Ф. Акбаров, Х. Х. Бустанов,  
А. С. Ганиев, М. Мирзабаев

Высокая фоточувствительность гетероструктур GaAs—AlGaAs служит основой их использования в качестве высокоэффективных фотоприемников для спектрального диапазона  $\lambda < 0.9$  мкм [1, 2]. Применение двусторонних гетероструктур значительно расширяет область их применения [3, 4] и улучшает характеристики фотоэлектрических приборов [4], а создание структур с широкозонной подложкой способствует обеспечению двусторонней чувствительности фотоэлектрических приборов, открывает качественно новые возможности в построении оптоэлектронных устройств и расширении их функциональных возможностей [1, 6].

В настоящей работе изучается возможность создания фотодиодов со структурой  $p^+ - n^0 - n^+$ , позволяющих детектировать оптические сигналы с двух сторон поглощающего слоя  $n^0$ -GaAs.

Структура исследуемого фотодиода показана на рис. 1, а. Как можно заметить, роль оптического окна в представленной на рис. 1, а структуре могут играть как слой  $p^+ - Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ , так и подложка из  $n^+ - GaP$ . Введение дополнительного (буферного) слоя  $n^+ - Al_{0.7}Ga_{0.3}As_{1-y}Py$  ( $0 < y < 1$ ) переменного состава между подложкой и фотоактивным GaAs, где содержание фосфора уменьшается от границы с подложкой, вызвано необходимостью плавного изменения постоянной решетки без структурных нарушений при достаточной прозрачности данного слоя к фотонам, падающим со стороны подложки (рис. 1, б).

Экспериментальные образцы изготавливались методом жидкофазной эпитаксии с принудительным охлаждением раствора-расплава. Подложкой служили монокристаллические шайбы GaP(Te), ориентированные по кристаллографической плоскости (100). Слой  $n^+-Al_{0.7}Ga_{0.3}As_{1-y}P_y$  и  $p^+-Al_{0.7}Ga_{0.3}As$  легированы теллуром и магнием соответственно до концентрации  $0.5 \dots 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Толщина выращенных твердых растворов была в пределах  $1 \dots 10 \text{ мкм}$ . Слой  $n^0$ -GaAs имел концентрацию носителей заряда  $1 \dots 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и толщину  $2.5 \text{ мкм}$ . Площадь исследованных образцов равна  $1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ .

На рис. 2, а представлены спектры фотоответа, соответствующие прямой (кривая 1) и обратной (кривые 2—4) засветке структур, где излучение вводится в узкозонный  $n^0$ -GaAs через фронтальные  $p^+-Al_{0.7}Ga_{0.3}As$  и  $n^+-GaP$  со слоем  $n^+-Al_{0.7}Ga_{0.3}As_{1-y}P_y$  соответственно. При обоих способах освещения образцов длинноволновый край спектра фотоответа определяется свойством поглощающего слоя  $n^0$ -GaAs, а коротковолновый фронт фотоответа — свой-

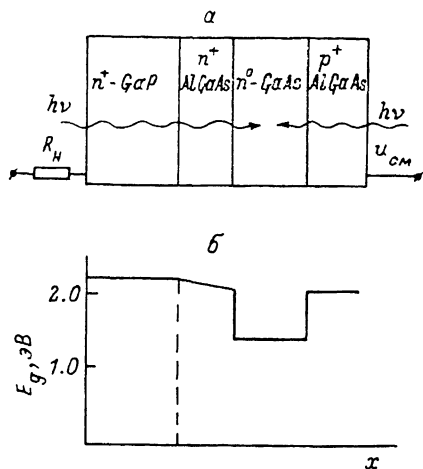


Рис. 1.

а — структура двустороннечувствительного  $p^+-n^0-n^+$  гетерофотодиода с активной областью из GaAs. б — изменение ширины запрещенной зоны по толщине структуры.

ствами широкозонного оптического окна, причем в основной полосе поглощения ( $0.55 < \lambda < 0.9 \text{ мкм}$ ) спектры фотоответа практически идентичны. В более коротковолновом диапазоне довольно резкий спад fotocувствительности происходит при освещении через подложку (ее толщина равна  $400 \text{ мкм}$ , т. е. при  $\lambda < 0.55 \text{ мкм}$  fotocувствительность падает более чем на порядок). Ввиду того что непрямозонный GaP обладает пологим краем оптического

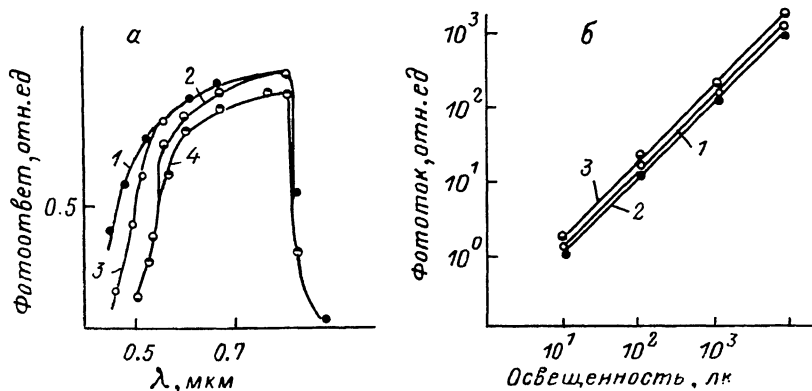


Рис. 2.

— спектры фотоответа двустороннечувствительного фотодиода: 1 — освещение структуры через слой  $p^+-Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ ; 2, 3 — через подложку  $n^+-GaP$  с концентрацией доноров  $N_D \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и толщиной  $400$  и  $100 \text{ мкм}$  соответственно; 4 — через подложку с  $N_D \approx 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной  $400 \text{ мкм}$ ; б — логсамперные характеристики (в отн. ед.) фотодиода при раздельном освещении через  $p^+-Al_{0.7}Ga_{0.3}As$  (1), подложку  $n^+-GaP$  (2) и одновременно с двух сторон структуры (3).

поглощения, использование более тонких кристаллов ( $100 \text{ мкм}$ ) позволяет сдвинуть коротковолновый фронт фотоответа вплоть до  $\lambda \approx 0.5 \text{ мкм}$  (рис. 2, а, кривая 3) при освещении образцов через подложку. Приведенные на рис. 2, а спектры фотоответа (кривые 2, 3) получены в структурах, соответствующих концентрации легирующих примесей в GaP  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В образцах с более высокой концентрацией доноров в подложке наблюдается снижение чувствительности при освещении через GaP (рис. 2, а, кривая 4), что свидетельствует о существовании заметной корреляции между спектральной чувствительностью и уровнем легирования в относительно толстых кристаллах GaP. Таким образом, при оптимальных толщинах и уровнях легирования GaP практически устраняются потери на рекомбинацию и обеспечивается поглощение фотоносителей непосредственно в обедненном слое, что позволяет получить при

обратной засветке структур достаточно высокую фоточувствительность в спектральной полосе  $0.5 < \lambda < 0.9$  мкм. При этом квантовая эффективность образцов в указанном спектральном диапазоне близка к значениям, полученным при прямой засветке структур, и приближается к 0.9.

Как известно [1], высокая оптическая прозрачность фронтальных областей оказывает также положительное воздействие на увеличение быстродействия, так как в результате практического исключения диффузионных процессов фототок формируется преимущественно дрейфом фотоносителей через область пространственного заряда. Оценка времени дрейфа  $\tau \approx l_{\text{ОПЗ}} / \mu E$  (где  $l_{\text{ОПЗ}}$  — толщина области пространственного заряда,  $\mu$  — подвижность электронов) через область пространственного заряда для типичного значения напряженности электрического поля  $E \approx 10^4$  В/см дает значение  $\tau \approx 30$  пс. Однако экспериментально полученные значения времени фотоотклика (для сопротивления нагрузки  $R_{\text{н}} \approx 50$  Ом) более чем на порядок превышает время дрейфа, что обусловлено, видимо, влиянием емкости обедненного слоя. Отметим, что удельная емкость образцов при нулевом смещении составляет  $C_{\text{уд}} = 0.7 \dots 1.1 \cdot 10^4$  пФ/см<sup>2</sup> и уменьшается почти в 2 раза при запирающем смещении 5 В. Это указывает на то, что времена фотоотклика, соответствующие временам дрейфа фотоносителей, обеспечиваются в образцах с площадью  $1 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> и менее.

Зависимости фототока от интенсивности света (рис. 2, б) при всех способах засветки образцов близки к линейным. При одновременном освещении с двух сторон структур равной интенсивностью фототок возрастает в 1.8...2 раза по сравнению с односторонним освещением (рис. 2, а). Так как разделение фотогенерированных носителей в условиях двустороннего освещения происходит в одном  $p^+ - n$ -переходе, то при одинаковом значении темнового тока с одностороннечувствительными фотоприемниками (темновой ток в описываемых структурах составляет  $10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>) достигнутые в данной работе более высокие значения фототока при двустороннем освещении могут обеспечить также улучшение пороговой чувствительности фотоприемников, особенно при регистрации рассеянных световых сигналов сравнительно низкого уровня.

#### Список литературы

- [1] Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. 526 с.
- [2] Miller R. C., Schwarts B., Koszi L. A., Wagner W. R. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 33. P. 721.
- [3] Александров С. Н., Ильинская Н. Ф., Неменов М. И., Рыбкин Б. С. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по физике полупроводников. Минск: Наука и техника, 1985. Ч. 1. С. 51.
- [4] Алферов Ж. И. // ФТП. 1967. Т. 1. Вып. 3. С. 436.
- [5] Алферов Ж. И., Андреев В. М., Вакарельска К. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 193.
- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Т. 2. 456 с.

Поступило в Редакцию  
1 ноября 1989 г.

## ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\beta$ -БОРАТА БАРИЯ

Г. Г. Гурзджян, А. С. Оганесян, А. В. Петросян, Р. О. Шаргатунян

1. Среди различных кристаллов, обладающих нелинейными свойствами, в последнее время большой интерес вызывают монокристаллы  $\beta$ -бората бария. Первые сообщения о совокупности физических свойств, выгодно выделяющих монокристаллы  $\beta$ -бората бария из группы нелинейных кристаллов, были сделаны в работах [1-5]. В частности, показано, что эффективный коэффициент генерации второй гармоники  $\beta$ -бората бария в 5-6 раз выше, чем у монокристаллов КДР. Кристаллы имеют широкую область пропускания 190-3500 нм, а также высокий порог разрушения.