

06.2;12

Длинноволновые фотодиоды на основе двойной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$

© А.П. Астахова, Б.Е. Журтанов, А.Н. Именков, М.П. Михайлова,
М.А. Сиповская, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: Mikh@iropt1.ioffe.ru; Dap@iropt4.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 19 июля 2006 г.

Созданы длинноволновые фотодиоды на основе двойной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ для спектральных диапазонов $1\text{--}2.5\ \mu\text{m}$ и $1\text{--}4.8\ \mu\text{m}$, работающие при комнатной температуре. Оба типа фотодиодов обладают широкополосной фоточувствительностью, что говорит о полном разделении электронно-дырочных пар в ступенчатом $n\text{--}p$ -гетеропереходе $n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$. Оценены шумовые параметры фотоприемников на основе созданных фотодиодов и перспективы использования этих приборов в термофотоэлектрических модулях с низкотемпературными источниками излучения.

PACS: 85.60.DW

1. Введение. Длинноволновые фотоприемники среднего ИК диапазона ($2\text{--}5\ \mu\text{m}$) находят все возрастающее применение, поскольку именно длинноволновые полосы поглощения природных и промышленных газов являются наиболее интенсивными [1]. Среди фотоприемников особое внимание привлекают фотодиоды, благодаря высокому быстродействию, близкой к 100% квантовой эффективности и высокой надежности. Было показано, что фотодетекторы на основе твердых растворов $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ имеют длинноволновую границу чувствительности $2.5\ \mu\text{m}$ для составов вблизи $x = 0.25$ [2,3] и $4.8\ \mu\text{m}$ для составов с $x = 0.92$ [4–6] при комнатной температуре. Эти твердые растворы могут образовывать с GaSb и AlGaAsSb как ступенчатые, так и разьединенные гетеропереходы [7,8], что позволяет создавать различные конструкции фотодиодов [6].

В настоящем сообщении приведены результаты исследования гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$, в которой разделение электронно-дырочных пар, генерированных излучением в узкозонном слое $n\text{-GaInAsSb}$, происходит на n - p -гетерогранице этого слоя с широкозонным слоем $p\text{-AlGaAsSb}$, играющим роль оптического „окна“. Разделение носителей заряда на границе узкозонного слоя и оптического „окна“ должно обеспечивать широкополосный вид зависимости квантовой фоточувствительности от длины волны излучения.

2. Методика создания и исследования фотодиодов. Фотодиодная структура (рис. 1) создавалась методом жидкофазной эпитаксии на подложках $n\text{-GaSb}$, ориентированных по кристаллографической плоскости (100) и легированных теллуром. Сначала на подложке выращивался узкозонный слой $n\text{-GaInAsSb}$, затем широкозонный слой $p\text{-AlGaAsSb}$ (рис. 1, *a*).

В данной конструкции детектируемое излучение проходит через широкозонный слой и генерирует электронно-дырочные пары в узкозонном слое (рис. 1 *b, c*). P - n -переход на границе узкозонного и широкозонного слоев служит для разделения электронно-дырочных пар. Изотипный переход на границе подложки и узкозонного слоя служит низкоомным контактом к узкозонному слою, т.к. его дифференциальное сопротивление в нуле напряжений не превышает единиц Ω . В результате на структуре возникает фотонапряжение и во внешней цепи появляется фототок. Были созданы и исследованы два типа структур, отличающихся составом узкозонного слоя $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. В фотодиодах I типа величины $x = 0.24$ и $y = 0.22$ близки к значениям, соответствующим границе несмешиваемости компонентов раствора-расплава. Ширина запрещенной зоны составляет около 0.5 eV .

Несмешиваемость не позволяет выращивать слои в интервале $x = 0.25 \div 0.75$ [9] методом жидкофазной эпитаксии. В фотодиодах II типа величины $x = 0.92$, $y = 0.84$ соответствуют $E_g = 0.26\text{ eV}$ [4,8]. Как было показано в [8], энергетическая зонная структура гетероперехода II типа $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ при $x = 0.92$ изменяется от ступенчатой к разъединенной. Широкозонный слой оптического „окна“ AlGaAsSb с содержанием Al 34% образует ступенчатый гетеропереход с узкозонным слоем. В длинноволновых фотодиодах II типа имеется значительная вероятность возникновения туннельных утечек в p - n -переходе из-за малости высоты и ширины потенциального барьера в валентной зоне на границе GaInAsSb и $p\text{-AlGaAsSb}$ (см. рис. 1, *c*).

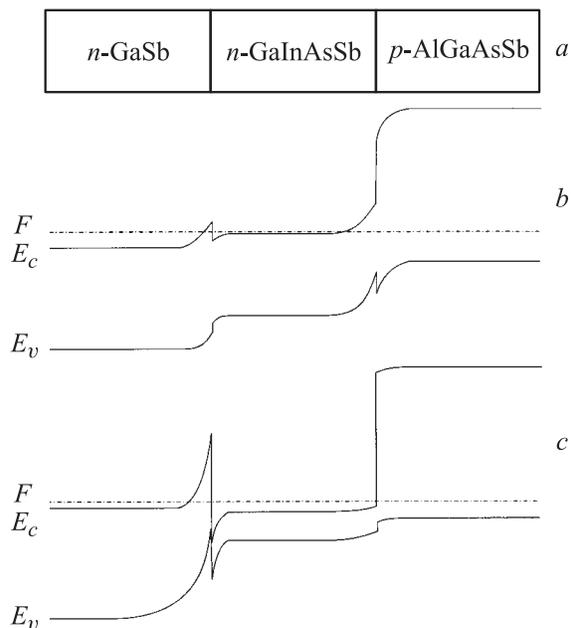


Рис. 1. Схема расположения слоев длинноволновых фотодиодов (a) и энергетические диаграммы фотодиодов I (b) и II типа (c).

Для расширения потенциального барьера нами использовалось слабое легирование. В фотодиодах I типа узкозонный слой легировался теллуrom до концентрации электронов $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Электронная проводимость в фотодиодных структурах II типа достигалась за счет наличия природных доноров без дополнительного легирования. В широкозонном слое AlGaAsSb дырочная проводимость достигалась за счет природных акцепторов.

Толщина узкозонных слоев GaInAsSb составляла $3.5 \mu\text{m}$, широкозонного окна — $5 \mu\text{m}$. Из таких структур изготавливались мезафотодиоды с фоточувствительной площадью 0.4 mm^2 , смонтированные на кристаллодержателе типа TO-18 с плоским столиком.

Для полученных таким образом фотодиодов I и II типа были исследованы спектры излучения и фототока и вольт-амперные характе-

ристики при комнатной температуре. Спектры фототока исследовались с помощью монохроматора ИКС-21 с призмой из NaCl, низкоомного предусилителя и синхронного детектора. Световой поток монохроматора прерывался с частотой 39 Hz.

3. Результаты эксперимента и их анализ. Исследуемые структуры генерируют рекомбинационное излучение при пропускании прямого тока. Спектры излучения однополосные с энергиями фотона в максимуме 0.51 и 0.29 eV и полуширинами 0.052 и 0.078 eV в структурах I и II типа соответственно. Форма полос соответствует межзонной рекомбинации дырок, инжектированных из оптического „окна“ в узкозонный слой. По спектральным характеристикам вычислены важные параметры узкозонных слоев: ширина запрещенной зоны $E_g = 0.494$ и 0.26 eV и концентрации электронов $n = 2.2 \cdot 10^{16}$ и $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ в структурах I и II типов соответственно. Величины E_g близки к вычисленным для данных составов по формуле, приведенной в обзоре [10].

Спектры фоточувствительности фотодиодов I и II типа (рис. 2) имеют широкополосный вид. Область фоточувствительности располагается между границами собственного поглощения оптического окна AlGaAsSb и узкозонного фоточувствительного слоя GaInAsSb: от 1 до $2.5 \mu\text{m}$ в фотодиодах I типа (рис. 2, 1) и от 1 до $4.8 \mu\text{m}$ в фотодиодах II типа (рис. 2, 2). Края области фоточувствительности не являются резкими, как это было бы при экситонном поглощении. Длинноволновый край занимает интервал длин волн $0.4 \mu\text{m}$ в фотодиодах I типа и $0.8 \mu\text{m}$ в фотодиодах II типа, а коротковолновый $0.2 \mu\text{m}$ в обоих типах фотодиодов. В энергетических единицах протяженность краев составляет 50–100 meV, т.е. в 2–4 раза больше кванта тепловой энергии kT . Поэтому можно заключить, что кулоновское притяжение в генерируемых излучением электронно-дырочных парах сильно экранировано свободными носителями заряда, как и в светодиодных структурах [2]. В этом случае межзонное поглощение существует только при энергии фотона $h\nu > E_g$ и пропорционально $(h\nu - E_g)^{0.5}$.

Теоретические спектры фоточувствительности, вычисленные при условии отсутствия вырождения, приведены на рис. 2 (1 и 2). При сравнении экспериментальных спектров с теоретическими обнаруживается фоточувствительность при длинах волн, соответствующих $h\nu < E_g$, обусловленная наличием примесных уровней и „хвостов“ разрешенных зон.

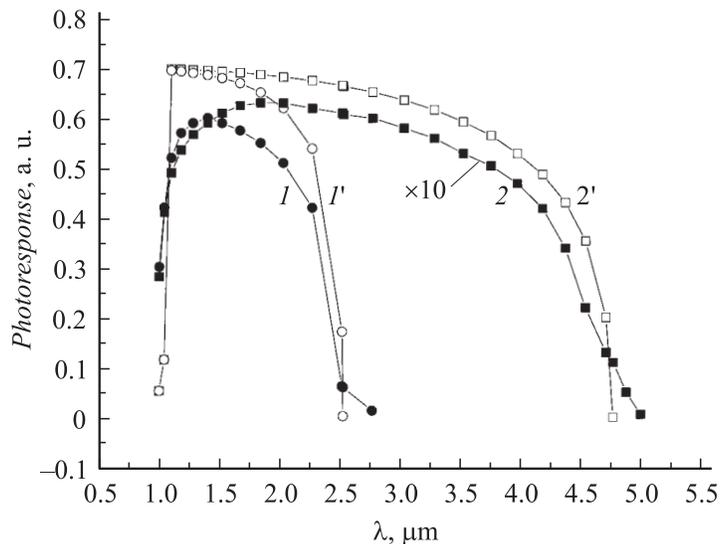


Рис. 2. Экспериментальные ($I, 2$) и теоретические ($I', 2'$) спектры фототока фотодиодов I типа и II типа соответственно.

Абсолютная величина квантовой фоточувствительности в максимуме спектра составляет 0.6 электрона на фотон в фотодиодах I типа, что близко к теоретическому значению. В фотодиодах II типа форма спектра фоточувствительности также близка к теоретической. Однако квантовая фоточувствительность на порядок меньше, чем теоретическая. Такое расхождение объясняется различным характером вольт-амперных характеристик. В фотодиодах I типа эти характеристики имеют диодный вид с дифференциальным сопротивлением в нуле напряжения $R_0 = 3000 \Omega$, что значительно больше последовательного сопротивления фотодиода $R_S = 5 \Omega$. В фотодиодах II типа ток зависит от напряжения почти линейно, с наклоном, практически равным последовательному сопротивлению $R_S = 4 \Omega$. Дифференциальное сопротивление $p-n$ -перехода около 1Ω . В результате шунтирующего действия $p-n$ -перехода только десятая часть фототока попадает в предусилитель. Малое дифференциальное сопротивление $p-n$ -перехода можно объяснить туннелированием основных носителей заряда через $p-n$ -переход

на „хвосты“ разрешенных зон и примесные уровни, которое можно предотвратить уменьшением концентрации основных носителей заряда.

Мы оценили шумовые характеристики фотодиодов при нулевом напряжении. Максимальная чувствительность R_λ составила в фотодиодах I и II типов 0.9 и 0.15 A/W при длинах волн 2 и 3.8 μm соответственно. Тепловой шумовой ток $\langle i_n \rangle$ в полосе частот 1 Hz не превышал $0.24 \cdot 10^{-11}$ и $5.8 \cdot 10^{-11} \text{A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ в этих фотодиодах, а пороговая чувствительность или шумовой эквивалент мощности $NEP = 2.6 \cdot 10^{-12}$ и $3.85 \cdot 10^{-11} \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Обнаружительная способность D^* достигала $2.4 \cdot 10^{10}$ и $1.7 \cdot 10^8 \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}/\text{W}$ в максимуме спектра R_λ при комнатной температуре в фотодиодах на длины волн 1–2.5 и 1–4.8 μm соответственно. Полученные параметры фотодиодов близки к данным работ [5,6]. Шумовые параметры могут быть значительно улучшены путем увеличения дифференциального сопротивления в нуле напряжений R_0 за счет снижения концентрации основных носителей заряда в узкозонном слое или использования термоэлектрического охлаждения.

Для оценки перспективности применения созданных фотодиодов в термофотоэлектрических элементах были измерены фототок короткого замыкания I_{S0} и фотоэдс разомкнутой цепи V_{C0} при освещении глобаром с температурой 1200 K и интенсивностью потока фотонов $2 \cdot 10^{19} \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. В фотодиодах I типа $V_{C0} = 120 \text{mV}$ и $I_{S0} = 0.8 \text{mA}$. Достигнутые величины фотоэдс и фототока близки к теоретически возможным при такой освещенности. Созданные фотодиоды I типа перспективны также для термоэлектрического преобразования излучения в электрический ток [11].

В фотодиодах II типа $V_{C0} = 3 \text{mV}$ и $I_{S0} = 0.3 \text{mA}$, что значительно меньше теоретически возможных величин из-за сильной туннельной утечки в p – n -переходе, которую можно устранить и тем самым увеличить фотоэдс в 20 раз и фототок в 10 раз при той же освещенности.

В заключение отметим, что в данной работе получены и исследованы фотодиоды на основе двойной гетероструктуры n -GaSb/ n -GaInAsSb/ p -AlGaAsSb, обладающие длинноволновой фоточувствительностью, вплоть до длины волны 4.8 μm при комнатной температуре за счет поглощения излучения в узкозонном слое n -GaInAsSb и разделения электронно-дырочных пар на n – p -гетерогранице n -GaInAsSb/ p -AlGaAsSb. В зависимости от состава твердого раствора и характера зонной диаграммы мы можем создавать инфракрасные фотодиоды для двух спектральных диапазонов 1–2.5 μm и 1–4.8 μm .

Созданные на основе узкозонных материалов ($E_g = 0.50\text{--}0.25\text{ eV}$) фотодиоды работают при комнатной температуре и перспективны не только для задач газового анализа, но и для создания новых термофотовольтаических элементов, эффективно использующих спектральное распределение низкотемпературных источников излучения.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 05-08-50200 и НШ — 5180.2006.2.

Список литературы

- [1] *Analitical Chemistry*. 1956. V. 28. N 8. P. 219–237.
- [2] Андаспаева А.А., Баранов А.Н., Гребенишкова Е.А., Гусейнов А.А., Именков А.Н., Рогачев А.А., Филаретова Г.М., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1373–1377.
- [3] Андреев И.А., Афраилов М.А., Баранов А.Н., Михайлова М.П., Моисеев К.Д., Тимченко И.Н., Шерстнев В.В., Уманский В.Е., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 7. С. 15–19.
- [4] Воронина Т.И., Лагунова Т.С., Михайлова М.П., Синовская М.А., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 2. С. 276–282.
- [5] Андреев И.А., Баранов А.Н., Михайлова М.П., Моисеев К.Д., Пенцов А.В., Сморгачева Ю.П., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 17. С. 50–53.
- [6] Стоянов Н.Д., Михайлова М.П., Андрейчук О.В., Моисеев К.Д., Андреев И.А., Афраилов М.А., Яковлев Ю.П. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 4. С. 467–473.
- [7] *Mikhailova M.P., Titkov A.N.* // *Semicond. Sci. Technol.* 1994. V. 9. P. 1279.
- [8] Афраилов М.А., Баранов А.Н., Дмитриев А.Н., Михайлова М.П., Сморгачева Ю.П., Тимченко И.Н., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1397–1406.
- [9] Баранов А.Н., Именков А.Н., Капранчик О.П., Литвак А.М., Чарыков Н.А., Яковлев Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. С. 19.
- [10] *Virgaftan I., Meyer J.R., Ram-Moran L.R.* // *Appl. Phys. Rev.* 2001. V. 89. N 11. P. 2815–2875.
- [11] *Mank M.G., Andreev V.M.* // *Semicond. Sci. Technol.* 2003. V. 18. P. 5191.