

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ФОТОДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ $\text{InP—SiO}_2\text{—InAs}$

С. И. Радауцан, А. Е. Цуркан, С. А. Ребров, С. П. Медвецкий

Для создания сверхбыстродействующих дискретных приборов и оптоэлектронных устройств, работающих в ближней инфракрасной области спектрального диапазона, необходимы барьерные структуры на основе материалов с высокой подвижностью носителей заряда, электрические характеристики которых были бы близки к характеристикам идеальным диодов Шоттки, а плотность граничных состояний была бы минимальной [1]. С этой точки зрения перспективными являются структуры металл—диэлектрик—полупроводник. С целью расширения спектрального диапазона и улучшения фоточувствительных свойств последних представляется целесообразным использовать вместо инжектирующего металлического электрода МДП структуры более низкоомный широкозонный полупроводник, т. е. исследовать структуры полупроводник—диэлектрик—полупроводник (ПДП).

В настоящей работе изучено влияние диэлектрической прослойки на фотоэлектрические свойства ПДП структуры $\text{InP—SiO}_2\text{—InAs}$. В качестве инжектирующего электрода был выбран фосфид индия как перспективный материал для изделий электронной техники, на основе которого возможно создание устройств, предназначенных для накопления, усиления и считывания очень слабых ИК сигналов [2].

1. Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой ПДП структуры $\text{InP—SiO}_2\text{—InAs}$, полученные методом дискретного испарения арсенида индия n -типа проводимости на монокристаллические низкоомные ($\rho \leq 2 \cdot 10^{-2}$ Ом·см) пластины фосфида индия p -типа проводимости с концентрацией дырок от $3 \cdot 10^{16}$ до $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Перед эпитаксией InAs поверхность пластин InP подвергали механической и химической обработкам [3]. Затем методом из газовой фазы [4] наносили тонкий (до 10 нм) слой двуокиси кремния, который получали с применением фотостимулированного УФ облучения либо без него [5].

Подвижность электронов в слоях InAs составляла примерно $4 \cdot 10^4$ см 2 ·В $^{-1}$ ·с $^{-1}$. Соотношение концентраций в слое и подложке подбирали таким образом, чтобы удельное сопротивление слоя было по крайней мере на порядок меньше сопротивления подложки. Из полученных образцов методом химического травления изготавливали меза-структуры площадью 10^{-2} см 2 . Омическими контактами к InAs и InP служили соответственно индий и сплав индий-теллур, наносимые в вакууме 10^{-3} Па.

Рентгенографирование полученных структур выполнялось на дифрактометре ДОРН-2.0 (Cu K_α -излучение). Электроннографические исследования на малоугольном электронографе (ЭМР-100), а масс-спектрометрические измерения характеристических потерь оже-электронов проводили на установке МВЕ-500 («Riber»). Изучение вольт-амперных, вольт-фарядных и фотоэлектрических характеристик ПДП структур $p\text{-InP (SiO}_2\text{) } n\text{-InAs}$ проводили традиционными методами. Измерения зависимостей напряжения холостого хода (V_{xx}) и тока короткого замыкания ($I_{к.з}$) от освещенности проводили при освещении ПДП структур со стороны широкозонного материала комбинированным светом. Этим достигалось возбуждение светом всех областей многослойной структуры прибора, в том числе и области пространственного заряда. Комбинированный свет состоял из вольфрамовой лампы накаливания с цветовой температурой 2400 К и постоянной подсветки — монохроматического источника света на полупроводниковом диоде ($\lambda = 3.39$ мкм, мощность 15 мВт). Освещенность изменяли калиброванными, нейтральными платиновыми фильтрами.

2. Результаты и их обсуждение

Анализ электрофизических и фотоэлектрических характеристик исследуемых структур показал, что при прочих равных условиях их получения основные свойства определяются толщиной и строением диэлектрической прослойки из SiO_2 . На основе масс-спектрометрических и электронографических измерений сделан вывод, что пленки окиси кремния, полученные с применением метода фотостимулированного облучения, представляют собой волокна со строго калиброванными гибкими цепочками с замкнутыми связями [6]. Коэффициент пре-

ломления такой пленки составляет 1.46. Установлено, что именно такие слои обуславливают минимальное количество заряженных состояний на границе раздела и одновременно выполняют роль компенсатора термических напряжений между различными материалами. Кроме того, они способствуют формированию совершенного в кристаллическом отношении слоя InAs на монокристаллической подложке InP [7]. Плотность граничных состояний (N_{ss}), рассчитанная для ПДП структур с диэлектрической прослойкой толщиной от 1 до 5 нм, полученной при фотостимулированном облучении (структуры типа I), варьирует от $4 \cdot 10^{10}$ до $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, в то время как для структур с прослойкой SiO₂ аналогичной толщины, но полученной без фотостимулированного облучения (структуры типа II), N_{ss} была всегда больше чем $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$. В отличие от структур типа I характеристики ток—напряжение структур типа II не обнаруживают четкой зависимости изменения механизма токообразования от толщины слоя SiO₂ [8]. Примерно таким же образом проявляется и селективность фотоэлектрических свойств обоих типов структур. На рис. 1 приведены типичные спектральные кривые распределения эффективного квантового выхода структур типа I и II. На кри-

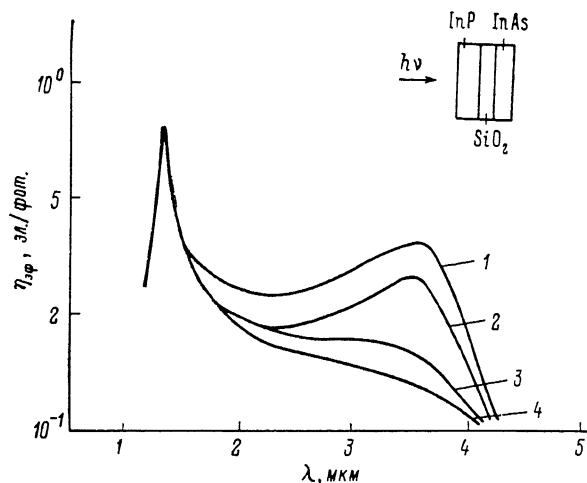


Рис. 1. Спектральное распределение эффективного квантового выхода, приведенное к числу падающих фотонов, и структуры типа I (1 и 2), типа II (3, 4) при одинаковой во всех случаях концентрации дырок в InP ($2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и при различных значениях концентраций электронов в слое InAs.

1, 3 — $4 \cdot 10^{15}$; 2, 4 — $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Толщина SiO₂ в структурах типа I и II составляет 3 нм, $T=300 \text{ К}$.

вых 3, 4, соответствующих образцам, у которых N_{ss} порядка 10^{12} — $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, наблюдается лишь один максимум при $\lambda=1.3 \text{ мкм}$, в то время как длинноволновая область имеет вид протяженного «хвоста». При понижении концентрации до $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (структуры типа I, кривые 1 и 2), помимо основного максимума, проявляется еще дополнительный в области 3.5 мкм. Из сравнения спектрального распределения фототока ПДП структур с данными по поглощению и отражению слоев арсенида индия, полученных на контрольных подложках, следует, что пик в области 3.5 мкм соответствует фотогенерации носителей заряда в *n*-InAs. Тот факт, что для обоих типов структур (характеристики которых приведены на рис. 1) использованы одни и те же подложки и получены при одних и тех же условиях идентичные слои InAs, неоспоримо свидетельствует в пользу того, что ответственность за различие в фотоэлектрических свойствах структур обуславливается качеством прослойки SiO₂. Кроме того, как следует из анализа зонно-энергетической диаграммы рассматриваемой ПДП структуры (рис. 2) основной вклад в фототок дают электроны, поскольку для дырок, генерируемых в валентной зоне, существует барьер $\Delta E=0.08 \text{ эВ}$. Наличие же большого числа N_{ss} в приконтактной области структур типа II ухудшает условия разделения фотогенерируемых дырок в слое арсенида индия. Однако эксперимент показывает (рис. 1), что квантовая эффективность структур с большим количеством N_{ss} на границе раздела отличается от квантовой эффективности структур с малой величиной N_{ss} примерно в два раза, что подтверждает предсказания теории, изложенные в работе [9].

Измерение вольт-амперных (ВАХ) характеристик ПДП структур типа II в темноте и при освещении (рис. 3) обнаруживает при прямом смещении пересечение темновой и световой кривых. Такое явление «отсечки» фототока на структурах типа I не наблюдается. Наблюдает-

ное явление можно было бы объяснить фотопроводимостью материалов, если учесть в уравнении световой ВАХ изменение последовательного сопротивления R_{Σ}

$$I = I_0 \exp \left[\frac{eV - IR_{\Sigma}}{AkT} - 1 \right] - I_{\phi} \quad (1)$$

Следовательно, с увеличением интенсивности света благодаря росту фотопроводимости слоя узкозонного полупроводника R_{Σ} будет снижаться, что приведет к росту общего тока. И тем не менее такое объяснение справедливо лишь для участка ВАХ, расположенного выше точки пересечения темновой ветви и кривых, снятых при освещении. Но оно не может объяснить поведение кривых ниже точки пересечения. Возможной причиной явления «отсечки» прямых ветвей ВАХ может быть снижение барьера Vd_2 (рис. 2) и уменьшение области пространственного заряда при увеличении концентрации носителей вследствие фотогенерации

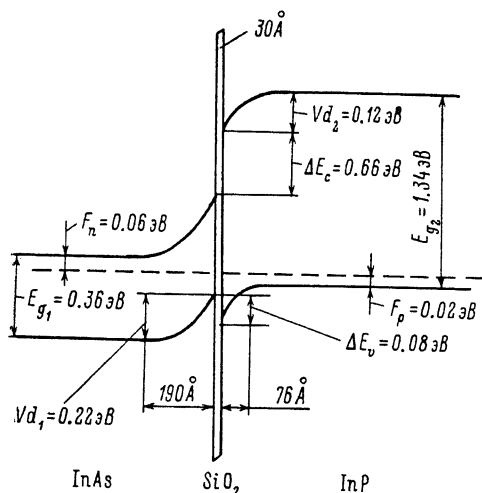
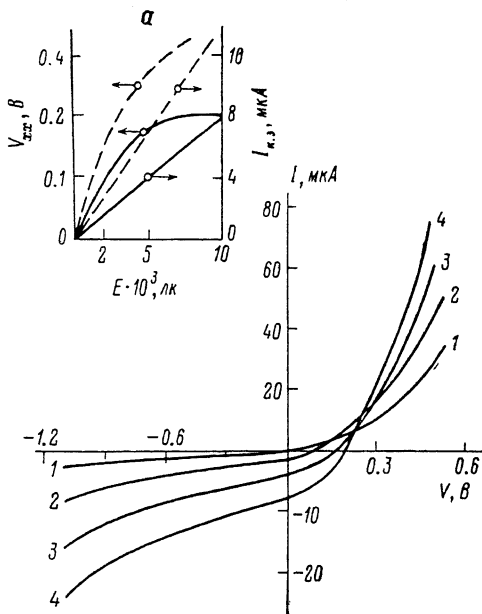


Рис. 2. Зонно-энергетическая диаграмма структур InP—SiO₂—InAs с учетом поверхностных состояний на границе.

Рис. 3. Световые вольт-амперные характеристики структур типа II при различной освещенности.

E , лк: 1 — 0, 2 — 200, 3 — 500, 4 — 10 000. а — характеристики напряжения холостого хода и тока короткого замыкания структур типа II, штриховые линии — теория, сплошные — эксперимент.



при освещении. Однако и это маловероятно, поскольку в таком случае наблюдалось бы увеличение общего тока, а не его уменьшение. По-видимому, наиболее вероятным объяснением «отсечки» фототока в ПДП структурах типа II является рекомбинация на поверхностных состояниях у границы раздела, препятствующая эффективному разделению фотоносителей. В этом случае должно наблюдаться уменьшение значения напряжения холостого хода V_{xx} [10]. Действительно, экспериментальные значения V_{xx} (рис. 3) значительно меньше теоретически возможных (рис. 3, а). В подтверждение этой же версии может служить и следующее. Авторами [11] было проведено строгое рассмотрение диффузионно-дрейфового механизма движения основных носителей заряда на объектах, аналогичных ПДП структурам типа II, при освещении. Такой анализ позволил применить уравнение для плотности тока дырок, генерируемых в арсениде индия у границы раздела

$$j_p(0) = e\mu_1 E_1 p_1 + \eta_0 I F(\varphi), \quad (2)$$

где μ_1 — подвижность дырок; E_1 — поле на границе раздела в узкозонном материале; p_1 — концентрация дырок; η_0 — число электронно-дырочных пар, создаваемых одним фотоном; I — плотность светового потока;

$$F(\varphi) = \varphi \exp(-1/\varphi) - \varphi, \quad \varphi = \alpha_1 kT / eE_1;$$

α_1 — коэффициент поглощения арсенида индия.

Из (2) следует, что при $\varphi \gg 1$, т. е. когда коэффициент поглощения велик (слабая освещенность), а напряженность поля мала, функция $F(\varphi) = -1 + 1/2(\varphi)^{-1}$ и коэффициент разделения носителей заряда стремятся к нулю — рекомбинация резко возрастает. В случае $\varphi \ll 1$ потенциальный барьер для большинства генерируемых носителей сравнительно невелик, и поэтому рекомбинация будет уменьшаться до определенного уровня, что собственно и наблюдаем на рис. 3. В силу изложенного также понятно, что структуры типа II являются более чувствительными к инфракрасному излучению при работе в фотогальваническом режиме, а структуры типа I — при работе в фотодиодном режиме.

Для структур типа II была исследована обнаружительная способность D^{**} , которую определяли по формуле

$$D^{**} = \frac{\eta \lambda}{2hc} \left(\frac{eS}{I_n} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Полученные наибольшие значения величины D^{**} не превышают $2 \cdot 10^7$ см·Вт⁻¹·Гц^{1/2}.

Детектирующая способность

$$D^* = \frac{U_c \sqrt{S \cdot \Delta f}}{U_m \cdot P} \quad (4)$$

(рис. 4) определялась с учетом проведенных нами ранее исследований, которые показали, что преобладающий шум в этих структурах джонсоновский [12]. Оказалось, что с увеличением обратного смещения выше 0.08 В детектирующая способность образцов возрастает. Это, по-видимому, связано с двумя факторами: во-первых, при увеличении обратного смещения растет ширина области пространственного заряда и увеличивается ее вклад в фототок в арсениде индия; во-вторых, при достижении определенной напряженности поля на границе диэлектрическая прослойка SiO₂ становится туннельно-прозрачной и генерируемые светом носители не успевают рекомбинировать.

Установлено, что фоточувствительность ПДП структур типа I возрастает с увеличением толщины слоя SiO₂ до 3 нм, а затем уменьшается. Такое поведение фоточувствительности можно объяснить тем, что шарнирный характер цепочечных связей в диэлектрике с увеличением толщины сменяется более жесткой структурой, которая порождает множество новых различных дефектов, приводящих к значительному увеличению плотности состояний на границе раздела.

Список литературы

- [1] Стриха В. И., Бузанова Е. В., Радзиевский И. А. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. М.: Сов. радио, 1974. 218 с.
- [2] Фосфид индия в полупроводниковой электронике / Под ред. С. И. Радауцана. Кишинев: Штиинца, 1988. 280 с.
- [3] Радауцан Г. И., Попова Т. О., Руссу Э. В. // Изв. АН МССР. Сер. физ.-техн. и матем. наук. 1983. № 1. С. 65—67.
- [4] Радауцан С. И., Цуркан А. Е., Медвецкий С. П. // Изв. АН МССР. Сер. физ.-техн. и матем. наук. 1981. № 2. С. 69—70.
- [5] Цуркан А. Е., Медвецкий С. П., Назаренко Л. А. // Тез. докл. V респ. конф. по физическим проблемам МДП интегральной электроники. Киев, 1987. С. 181.
- [6] Радауцан С. И., Цуркан А. Е., Медвецкий С. П. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 3. С. 1009—1011.
- [7] Цуркан А. Е., Ребров С. А., Медвецкий С. П. и др. // Тез. докл. V Всесоюз. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев: Штиинца, 1987. Т. 2. С. 185.
- [8] Цуркан А. Е., Ребров С. А., Медвецкий С. П. и др. // Новое в получении и применении фосфидов и фосфоросодержащих сплавов. Алма-Ата: Наука, 1988. Т. 2. С. 157—159.
- [9] Шик А. Я., Шарцев Ю. В. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 7. С. 1385—1393.
- [10] Kim Yin K., Anderson W. A., Hyland S. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1979. Vol. 26. N 11. P. 1777—1782.

[11] Sharma B. L., Purohit R. K., Mukerjee S. N. // Infrared Phys. 1970. Vol. 10. N 4. p. 225—231.

[12] Медведевский С. П., Зарубин И. А. // Полупроводниковые материалы и приборы. Кишинев: Штиинца, 1987. С. 89—90.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
31 августа 1987 г.
В окончательной редакции
19 октября 1988 г.

06

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ С ДВУСТОРОННЕЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ (Al, Ga)As

В. М. Андреев, Т. С. Виеру, В. В. Дороган, В. Г. Трофим

Повышение выходной мощности солнечных батарей (СБ) космического применения обеспечивают путем дальнейшего увеличения эффективности фотопреобразования и радиационной стойкости солнечных элементов (СЭ). В этом аспекте несомненными преимуществами обладают фотопреобразователи на основе GaAs [1]. Другой резерв увеличения выходной мощности — это использование солнечного излучения, отраженного от атмосферы Земли (до 60 %), Венеры (до 80 %) и других планет [2]. Причем для преобразования как прямого, так и отраженного излучения целесообразно применять фотоэлементы с двусторонней чувствительностью и с одним $p-n$ -переходом. Изготовление СЭ с двусторонней чувствительностью на основе Si не является технически сложной задачей, поскольку высокие значения длин диффузионного смещения неосновных носителей тока (L_D) и низкий коэффициент поглощения света (α) не ограничивают толщину активной области вплоть до значений $d_a \sim \sim 300$ мкм [3]. Что касается GaAs, то в работе [4] было показано, что для получения высокой двусторонней фоточувствительности необходимо уменьшить толщину активного слоя фотоэлементов до $d_a \approx 0.5-3$ мкм.

В настоящей работе приводятся результаты исследования тонкопленочных солнечных элементов (ТСЭ) с двусторонней чувствительностью на основе гетероструктур (Al, Ga)As площадью 2 см^2 . Приклеенные на стекло гетероструктуры состоят из активного слоя GaAs толщиной 4 мкм, в котором сформирован $p-n$ -переход (вставка на рис. 1, слои 2 и 3) фронтального слоя твердого раствора $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (1) толщиной 0.3 мкм и тыльного слоя $\text{Al}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ (5) толщиной ~ 5 мкм. Поскольку структура выращивалась методом ЖФЭ, то между слоями 5 и 3 существует переходный слой 4, толщина которого зависит от технологических условий роста (в данном случае 0.5—1 мкм).

Следует сказать, что для получения ТСЭ с двусторонней чувствительностью площадью 1.5 см^2 и более, обладающих однородными характеристиками по всей площади, необходимо было изготовить активную область толщиной не менее 4 мкм и тыльное «окно» составом $X \leq 0.7$. Однако это не приводит к существенным потерям, поскольку такая толщина активной области сравнима с L_D в арсениде галлия, а тыльное «окно» составом $X \approx 0.65$ практически полностью пропускает отраженное от Земли излучение, соответствующее AM1.5. Наличие в структуре толстых переходных слоев типа 4 продиктовано необходимостью сглаживания упругих деформаций, неизбежно возникающих в структурах с чередующимися слоями с большой разностью в концентрациях Al, и исключает возможность растрескивания структур при их отделении от несущих подложек.

С другой стороны, равенство геометрической толщины структуры и длины диффузионного смещения носителей тока приводит к повышенному влиянию гетерограниц и поверхностей структуры. На рис. 1 представлены спектры фоточувствительности тонкой гетероструктуры, где номера кривых соответствуют номеру светового зонда (вставка). Видно, что резкая гетерограница между слоями 1 и 2, большой состав слоя 1 ($X=0.8$) и малая его толщина (0.3 мкм) обеспечивают при фронтальной засветке (положение зонда 1) широкий интервал фоточувствительности и высокий коэффициент сбора носителей во всей области (кри-