

07

Фотоэлектрические преобразователи лазерного излучения на основе гетероструктур InP(GaAs)/InP, полученные методом жидкофазной эпитаксии

© Н.С. Потапович, Н.Х. Тимошина, В.П. Хвостиков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nspotapovich@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 21 мая 2018 г.

Рассмотрена возможность создания методом жидкофазной эпитаксии фотопреобразователей лазерного излучения на основе гетероструктур InP(GaAs)/InP, предназначенных для использования в системах беспроводной передачи энергии по лазерному лучу на длинах волн $\lambda \approx 1.06-1.2 \mu\text{m}$.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.18.46609.17397

Системы с беспроводной передачей энергии привлекают к себе все большее внимание отечественных и зарубежных исследователей [1–3]. С точки зрения создания эффективных систем передачи энергии по лазерному лучу значительный интерес представляет преобразование монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ [4,5], на которой работает, например, Nd–YAG-лазер, обладающий относительно малой расходимостью луча. Наиболее перспективным материалом для создания методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), работающих в диапазоне длин волн $1.0-1.3 \mu\text{m}$, являются гетероструктуры InGaAsP/InP [6]. Настоящая работа посвящена разработке и исследованию таких гетероструктур и ФЭП на их основе (рис. 1, *a, b*), предназначенных для преобразования лазерного излучения на длинах волн $\lambda = 1.064$ и $1.2 \mu\text{m}$ и для использования их в последующем в системах с беспроводной передачей энергии.

Гетероструктуры InP(GaAs)/InP выращивались методом жидкофазной эпитаксии в атмосфере водорода в графитовой кассете слайдерного типа из расплава индия чистотой 5N. В качестве подложки исполь-

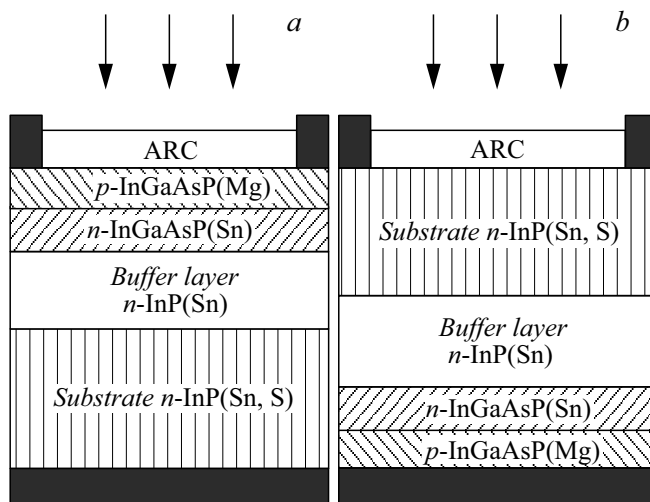


Рис. 1. Структура фотоэлектрического преобразователя лазерной энергии на основе гетероструктуры InP(GaAs)/InP. *a* — для случая „прямой“ засветки, *b* — для случая „инверсной“ засветки. ARC — антиотражающее покрытие.

зовались пластины фосфида индия *n*-типа проводимости с кристаллографической ориентацией рабочей поверхности (100). Для насыщения расплава использовались нелегированные полупроводниковые материалы InP, InAs и GaAs. Гомогенизация раствора-расплава в отсутствие фосфора предварительно проводилась в течение часа при температуре $T = 680^\circ\text{C}$. После этого в кассету загружалась подготовленная подложка, а в расплав добавлялся источник фосфора. Температура роста четверных твердых растворов InGaAsP варьировалась в диапазоне от 600 до 650°C. С целью предотвращения эрозии поверхности фосфида индия под воздействием высоких температур за счет испарения фосфора в эпитаксиальном процессе над подложкой создавалось избыточное давление паров фосфора. Для этого в кассете формировалась дополнительная ячейка с расплавом олова и фосфидом индия, не контактирующая непосредственно с подложкой в процессе эпитаксии, но позволяющая парам фосфора поступать к ее поверхности. Кроме того, непосредственно перед началом наращивания слоев фотоэлектрической

структуры верхний слой ($\leq 20 \mu\text{m}$) подложки фосфида индия травился в недосыщенном расплаве олова.

Несмотря на то что принципы расчета фазовых диаграмм четверных твердых растворов A^3B^5 со смешиванием компонентов в обеих подрешетках разработаны достаточно давно [7], результаты теоретического моделирования заметно расходятся с экспериментальными данными или требуют введения около десяти дополнительных независимых параметров для достижения приемлемой совместимости [8]. По результатам проведенных при помощи методов фотолюминесценции исследований выращенных в настоящей работе эпитаксиальных слоев InGaAsP при $E_g \approx 1.0\text{--}1.15 \text{ eV}$ расхождения между теоретическими и экспериментальными данными составили более 15%. Решение проблемы несовершенства используемых для расчета термодинамических моделей возможно благодаря применению „эмпирических“ формул, подходящих для ограниченного диапазона температур эпитаксии и конкретной ориентации подложки. В работе [9] была предложена фазовая диаграмма, полученная эмпирическим путем для эпитаксиальных слоев InGaAsP, согласованных с подложкой InP(100) и выращенных в диапазоне температур от 570 до 660°C, благодаря которой расхождение между шириной запрещенной зоны слоев InGaAsP в теории и на практике составило не более 5%, что позволило контролируемо вырастить ряд твердых растворов с E_g от 0.95 до 1.34 eV. Достигнутые значения рассогласований между эпитаксиальным слоем и подложкой в гетероструктурах InP(GaAs)/InP, измеренные при помощи метода рентгеновской дифрактометрии, составили менее $\pm 0.01\%$.

В случае задачи преобразования монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ в отличие, например, от солнечных элементов не требуется высокой фоточувствительности ФЭП в широком диапазоне длин волн. Поскольку при этом в полученных гетероструктурах эпитаксиальные слои InGaAsP более узкозонные, чем подложка, появляется возможность использовать в качестве широкозонного окна подложку фосфида индия (рис. 1, *b*). В такой „инверсной“ структуре, т.е. при засветке с тыльной стороны, как известно, при прохождении излучения через относительно „толстую“ подложку возрастают оптические потери, связанные с поглощением на свободных носителях. Они также увеличиваются с ростом концентрации легирующей примеси в подложке, что в свою очередь дает возможность снизить уровень контактного сопротивления на границе с подложкой. Для исследования

зависимости пропускания фосфида индия от уровня легирования использовались пластины InP (100) толщиной $450 \pm 20 \mu\text{m}$, легированные оловом или серой. Было найдено, что изменение уровня концентрации примеси в подложке от $n \sim 2 \cdot 10^{16}$ до $\sim 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ приводит к падению пропускания на 3–5% для длины волны $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$. Однако уровень легирования подложки как подконтактного слоя существенным образом влияет на величину последовательного сопротивления ФЭП, и при высоком уровне засветки именно омические потери будут вносить все больший вклад в общую величину потерь фотопреобразователя. Исходя из этого можно сделать вывод, что использование подложек InP с уровнем легирования $n \geq 5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ позволит создавать достаточно низкоомные контакты и может стать разумным компромиссом в поисках приемлемого баланса между оптическими и омическими потерями.

Поскольку на поглощение света подложкой InP также существенно влияет ее толщина, были проведены измерения пропускания излучения подложками с толщинами 450 и 350 μm . Исследования показали, что уменьшение толщины на 100–120 μm позволяет повысить пропускание на $\sim 10\%$ и соответственно снизить оптические потери преобразователя. Из этих соображений для выращивания фотоэлектрических структур на основе гетероструктур InP(GaAs)/InP использовались подложки с минимально возможной толщиной $d \sim 350 \pm 20 \mu\text{m}$, характеризующиеся достаточно низкими потерями на поглощение света и обеспечивающие возможность работы с образцами при постростовых процессах, например фотолитографии.

Методом ЖФЭ был получен ряд образцов ФЭП на основе гетероструктур InGaAsP/InP. Толщина базового слоя $n\text{-InGaAsP(Sn)}$ варьировалась от 1 до 5 μm , концентрация электронов составляла $(3\text{--}6) \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. Толщина эмиттерного слоя $p\text{-InGaAsP(Mg)}$ также изменялась в диапазоне от 1 до 5 μm с концентрацией дырок в нем не менее 10^{19}cm^{-3} . Необходимое количество примеси в расплаве и толщины слоев для двух типов структур (рис. 1, *a, b*) определялись экспериментально.

В „инверсной“ структуре с толщиной $n\text{-InGaAsP(Sn)} \sim 4.5 \mu\text{m}$ и $p\text{-InGaAsP(Mg)} \sim 2 \mu\text{m}$ был получен внутренний квантовый выход $\eta = 0.84$ без просветляющего покрытия (рис. 2, *a*, кривая 1). Как видно из рис. 2, *b* (кривая 1), максимальная спектральная чувствительность составила $\sim 0.8 \text{A/W}$ для длин волн монохроматического излучения от 1.18 до 1.24 μm . Хотя данная фотоэлектрическая структура не

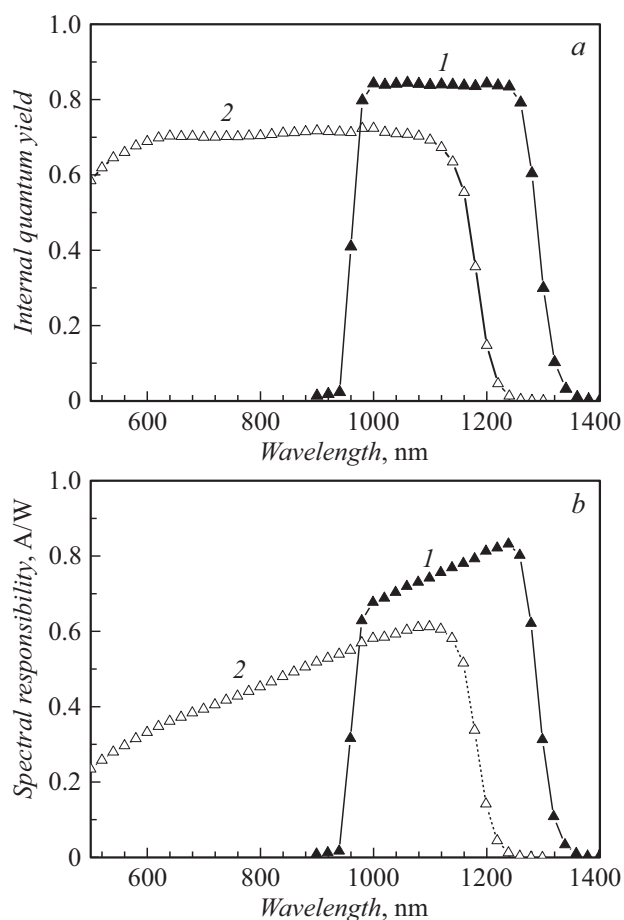


Рис. 2. Спектральные характеристики фотоответа двух образцов фотоэлектрического преобразователя лазерного излучения на основе гетероструктуры $p\text{-InGaAsP}(\text{Mg})/n\text{-InGaAsP}(\text{Sn})/n\text{-InP}$: 1 — „инверсная“ структура, где излучение падает со стороны подложки, 2 — „прямая“ структура, где излучение падает со стороны фронтального слоя.

оптимизирована для длины волны лазерного излучения $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, где спектральная фоточувствительность составила $\text{SR} = 0.73 \text{ A/W}$, тем

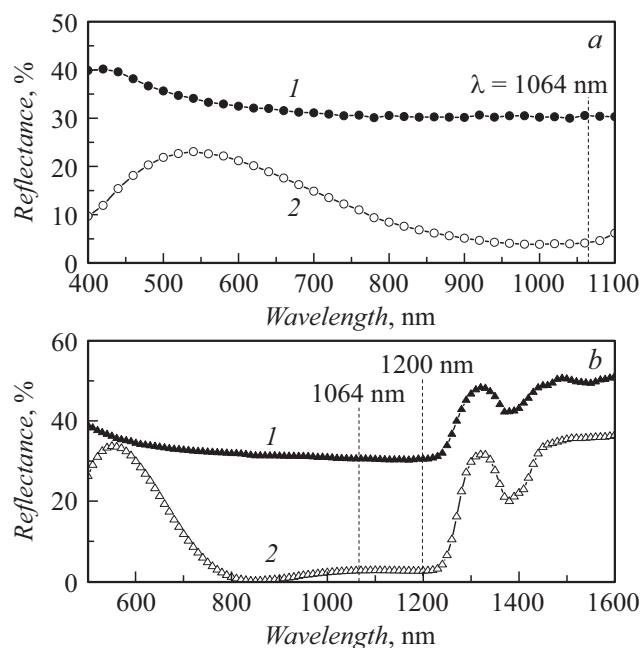


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента отражения R для гетероструктуры InP(GaAs)/InP. a — без анодного окисления (1) и с просветляющим покрытием на основе анодного окисла (2), b — без антиотражающего покрытия (1) и с просветляющим покрытием на основе ZnS/MgF₂ (2).

не менее такие ФЭП могут быть использованы для эффективного преобразования излучения полупроводниковых лазеров [10] с длиной волны $\sim 1.2 \mu\text{m}$. В случае второй структуры внутренний квантовый выход для ФЭП на основе гетероструктуры $p\text{-InGaAsP(Mg)}/n\text{-InGaAsP(Sn)}/\text{InP}$ составил $\eta = 0.71$ (рис. 2, a , кривая 2) при засветке образца со стороны фронтального слоя. Более низкая квантовая эффективность „прямой“ фотоэлектрической структуры может объясняться отсутствием пассивации эмиттера широкозонным окном в отличие от „инверсной“ структуры. При этом спектральная чувствительность такого ФЭП, как следует из рисунка, хорошо согласуется с длиной волны генерации лазера $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ и составляет $\text{SR} = 0.61 \text{ A/W}$ (рис. 2, b , кривая 2).

Как известно, достаточно большой вклад в эффективность работы фотопреобразователя вносят просветляющие покрытия. В качестве просветляющих покрытий были исследованы как однослойные покрытия (пленки собственного оксида), так и двухслойные антиотражающие покрытия (АОП) на основе ZnS/MgF_2 , полученные путем термического испарения в вакууме и нанесенные на выращенные методом ЖФЭ гетероструктуры $InGaAsP/InP$. На рис. 3, *a* показан пример АОП для „прямой“ структуры на основе пленки собственного оксида, получаемого анодированием в электролите. При анодном окислении в качестве электролита использовался 3% водный раствор винной кислоты с этиленгликолем в соотношении 1:2 с добавлением NH_4OH . Толщина оксида прецизионно регулируется подаваемым на структуру напряжением в процессе анодирования, что изменяет и спектральное распределение коэффициента отражения АОП. Для длины волны $\lambda = 1.064 \mu m$ минимальное отражение $R \sim 4\%$ достигается при постепенном увеличении напряжения на структуре до 120 V (рис. 3, *a*, кривая 2). Нанесение двухслойного АОП на основе ZnS/MgF_2 термическим испарением в вакууме позволяет снизить значение отражения R до $\sim 2.7\%$ (рис. 3, *b*, кривая 2) для „инверсной“ и „прямой“ структур. За счет расширенного спектра фоточувствительности ФЭП на базе гетероструктур $InP(GaAs)/InP$ с таким АОП могут использоваться для эффективной работы в более широком диапазоне длин волн от 0.92 до 1.20 μm .

Таким образом, в работе показано, что использование эмпирических зависимостей фазовой диаграммы системы $InP(GaAs)/InP$ позволяет получать фотозлектрические структуры, обеспечивающие высокую квантовую эффективность фотоответа для лазерного излучения с длинами волн $\lambda = 1.064 \mu m$ (71%) и $\lambda = 1.2 \mu m$ (84%) и высокую эффективность систем беспроводной передачи энергии. Наилучшие характеристики в разработанных структурах с эпитаксиальным $p-n$ -переходом были достигнуты для случая засветки со стороны подложки фосфида индия, используемой в качестве широкозонного окна, с уровнем легирования $n \geq 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и толщиной не более 350 μm . Показано, что оптимизация просветляющих покрытий с использованием анодного оксида и двухслойного антиотражающего покрытия (ZnS/MgF_2) дает возможность снижения коэффициента отражения падающего излучения от поверхности фотопреобразователя до 3–4% для обоих типов структур ФЭП („прямой“ и „инверсной“).

Список литературы

- [1] *Schafer C.A., Gray D.* // Acta Astron. 2012. V. 79. P. 140–156.
- [2] *Williams M.D., De Young R.J., Schuster G.L., Choi S.H., Dagle J.E., Coomes E.P., Antoniak Z.I., Bamberger J.A., Bates J.M., Chiu M.A., Dodge R.E., Wise J.A.* Power transmission by laser beam from Lunar-synchronous satellite. NASA, 1993. TM-4496. 31 p.
- [3] *Хвостиков В.П., Сорокина С.В., Потапович Н.С., Хвостикова О.А., Тимошина Н.Х.* // ФТП. 2017. Т. 51. В. 5. С. 676–679.
- [4] *Sumtner L., Purcell O.* Concepts for wireless energy transmission via laser // Int. Conf. on space optical systems and applications. 2009. <https://www.esa.int/gsp/ACT/doc/POW/ACT-RPR-NRG-2009-SPS-ICSOS-concepts-for-laser-WPT.pdf>
- [5] *Saiki T., Fujiwara N., Matsuoka N., Nakatuka M., Fujioka K., Iida Y.* // Opt. Commun. 2017. V. 387. P. 316–321.
- [6] *Nakajima K.* // Semiconductors and semimetals. 1985. V. 22. Pt A. P. 2.
- [7] *Jordan A.S., Pigem M.* // J. Phys. Chem. Solids. 1975. V. 36. P. 329–342.
- [8] *Perea E.H., Fonstad C.G.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 331–335.
- [9] *Kuphal E.* // Appl. Phys. A. 1991. V. 52. P. 380-409.
- [10] *Винокуров Д.А., Николаев Д.Н., Пухтин Н.А., Станкевич А.Л., Шамахов В.В., Растегаева М.Г., Рожков А.В., Тарасов И.С.* // ФТП. 2010. Т. 44. В. 12. С. 1640–1644.