

07.2;07.3;08.3;09.1;13.1;13.4

Быстродействующие фотодетекторы оптического диапазона 950–1100 nm на основе $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ -наноструктур квантовая яма–точки

© С.А. Минтаиров^{1,2}, И.М. Гаджиев², Н.А. Калюжный², М.В. Максимов^{1,3}, А.М. Надточий^{1,3},
М.В. Нахимович², Р.А. Салий², М.З. Шварц², А.Е. Жуков³

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mintairov@scell.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2020 г.

В окончательной редакции 8 сентября 2020 г.

Принято к публикации 8 сентября 2020 г.

Исследованы быстродействующие фотодетекторы на основе $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ -наноструктур квантовая яма–точки (КЯТ) с фронтальным и торцевым вводом излучения. Фотодетектор с 40 рядами КЯТ продемонстрировал спектральную чувствительность до 0.4 A/W в диапазоне 900–1100 nm при смещении -5 V . Постоянная времени спада импульсного отклика фотодетектора площадью $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ составила $\sim 250 \text{ ps}$.

Ключевые слова: фотодетектор, быстродействие, спектральная чувствительность, наноструктуры, емкость.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.24.50420.18485

Быстродействующие фотодетекторы (ФД) являются одними из главных компонентов волоконно-оптических линий связи и обеспечивают идеальную гальваническую развязку между источником сигнала и приемником. Кроме того, они невосприимчивы к электромагнитным помехам в радиодиапазоне и сами не являются источником таких помех. В настоящий момент достигнут значительный прогресс в создании ФД для высокоскоростных систем информационного обмена; рабочие частоты ФД достигают десятков GHz [1–8]. Длины волн лазерного излучения, передаваемого по волокну, находятся в диапазоне $0.8\text{--}1.6 \mu\text{m}$. В то же время для спектрального диапазона $1\text{--}1.1 \mu\text{m}$ практически отсутствуют эффективные быстродействующие ФД.

Перспективным подходом для создания ФД диапазона длин волн 950–1100 nm является использование различных типов наноструктур $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$. Однако большая высота барьеров и дефекты на границах гетеропереходов препятствуют дрейфу фотоиндуцированных носителей, ограничивая быстродействие таких ФД. Другим фактором, ограничивающим применение наноструктур для ФД, является низкий уровень их спектральной чувствительности. В случае использования в качестве поглощающей среды квантовых ям повышение спектральной чувствительности ограничено сложностью синтеза большого количества близкорасположенных высоконапряженных слоев. В случае квантовых точек лимитирующим фактором является их относительно малая плотность и соответственно малое поглощение.

Недавно нами был разработан новый вид наноструктур смешанной размерности — квантовая яма–точки

(КЯТ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x \sim 0.4$) — и продемонстрирована возможность последовательного синтеза 20 близкорасположенных рядов КЯТ без заметной деградации структурного совершенства. КЯТ обладают рядом преимуществ как квантовых ям, так и квантовых точек [9] и представляют собой слои InGaAs с латеральной модуляцией толщины и состава. В настоящей работе мы исследуем возможности применения КЯТ для создания быстродействующих ФД с фронтальным и торцевым вводом лазерного излучения.

Исследуемые $p\text{--}i\text{--}n$ GaAs ФД-структуры, включающие поглощающую среду на основе КЯТ, были выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на вицинальных подложках GaAs (100). Слои КЯТ формировались осаждением восьми монослоев $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ и были разделены спейсерами GaAs толщиной 40 nm. Структуры для фронтального ввода включали 20, 30 и 40 слоев КЯТ, расположенных в середине i -области (вставка на рис. 1). Из выращенных структур методом фотолитографии изготавливались ФД для фронтального ввода излучения площадью $\sim 0.1 \text{ cm}^2$ со сплошным тыльным контактом и лицевой контактной сеткой. Структуры для торцевого ввода включали десять слоев КЯТ, расположенных в середине волновода $i\text{-GaAs}$ (вставка на рис. 2). Из выращенных структур методом фотолитографии изготавливались ФД полосковой геометрии шириной $100 \mu\text{m}$, аналогичные по своей конструкции торцевым лазерам.

На рис. 1 приведены зависимости спектральной чувствительности ФД с фронтальным вводом излучения, измеренные при смещениях 0 (рис. 1, *a*) и -5 V (рис. 1, *b*). При отсутствии смещения структура с 40 рядами КЯТ

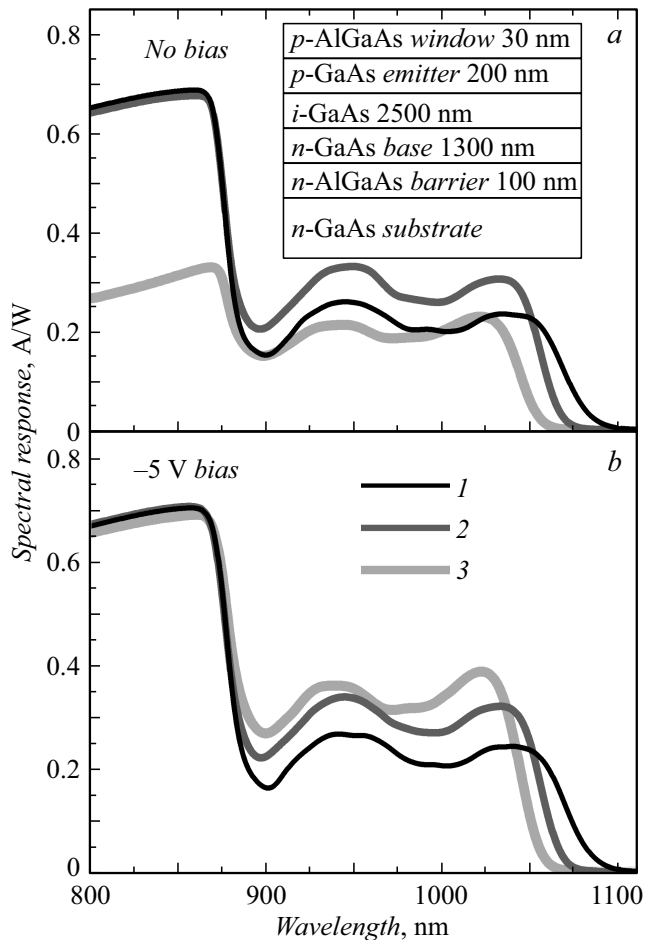


Рис. 1. Зависимости спектральной чувствительности ФД GaAs с фронтальным вводом излучения, содержащих 20 (1), 30 (2) и 40 (3) рядов КЯТ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, измеренные без внешнего смещения (а) и при обратном смещении 5 В (b).

по сравнению со структурами с меньшим числом рядов демонстрирует уменьшение спектральной чувствительности (рис. 1, а) как в диапазоне fotocувствительности GaAs (< 900 nm), так и в диапазоне fotocувствительности КЯТ (> 900 nm). Это может быть объяснено захватом носителей, рожденных за счет поглощения фотонов в GaAs-матрице, а также термически выброшенных из КЯТ в матрицу, на центры безызлучательной рекомбинации, которые образуются за счет релаксации упругих напряжений в массиве КЯТ. Приложение обратного смещения приводит к восстановлению спектральной чувствительности для структуры с 40 рядами КЯТ во всем спектральном диапазоне (рис. 1, b) за счет уменьшения времени разделения носителей в области пространственного заряда.

При напряжении -5 В это время, очевидно, оказывается меньше времени их захвата на центры безызлучательной рекомбинации. Наблюдаемый сдвиг края fotocувствительности в коротковолновую область при увеличении числа рядов КЯТ (рис. 1) может объяс-

няться двумя взаимосвязанными причинами. Во-первых, образование дислокаций приводит к релаксации упругих напряжений, что влияет на положение энергетических уровней КЯТ. Во-вторых, необходимо учитывать, что пики в структурах с КЯТ неоднородно уширены за счет разброса КЯТ по размерам и различной концентрации индия в них. Таким образом, локальные области с наибольшим размером и наибольшей концентрацией атомов индия подвержены наиболее сильной деградации структурного совершенства и не участвуют в поглощении.

Уровень спектральной чувствительности для ФД с 40 слоями КЯТ при обратном смещении в диапазоне 950–1050 nm составляет 0.3–0.4 А/В, что соответствует квантовой эффективности фототока в 40–50%. Таким образом, поглощающая среда на основе КЯТ обеспечивает fotocувствительность, сравнимую с аналогичной величиной для ФД на основе объемных материалов при фронтальном вводе излучения [1,2].

На рис. 2 представлен спектр фототока ФД на основе десяти рядов КЯТ с торцевым вводом излучения. Видно, что уровень фототока в диапазоне 950–1100 nm является практически постоянным в отличие от спектральной чувствительности ФД с фронтальным вводом (рис. 1). Одно из возможных объяснений этого факта состоит в том, что при торцевом вводе свет распространяется в волноводе параллельно поглощающему слою и его путь, определяемый длиной чипа ФД, может оказаться на один-два порядка больше, чем в случае фронтального ввода. Это может приводить к насыщению поглощения для всех оптических переходов и „компрессии“ спектра фототока.

Для измерения временного отклика ФД с торцевым вводом был использован импульсный лазер, работающий в режиме модуляции добротности, с длительностью импульса на уровне $1/e$ (37%) 40 ps и длиной волны 1060 nm. Излучение лазера, генерирующего одиночные импульсы, фокусировалось на торце ФД. Фототок ре-

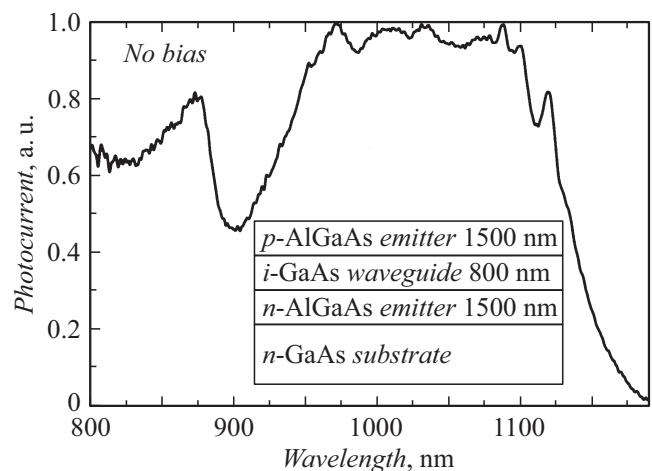


Рис. 2. Спектр фототока ФД GaAs длиной $440 \mu\text{m}$ с торцевым вводом излучения с десятью рядами КЯТ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ без внешнего смещения.

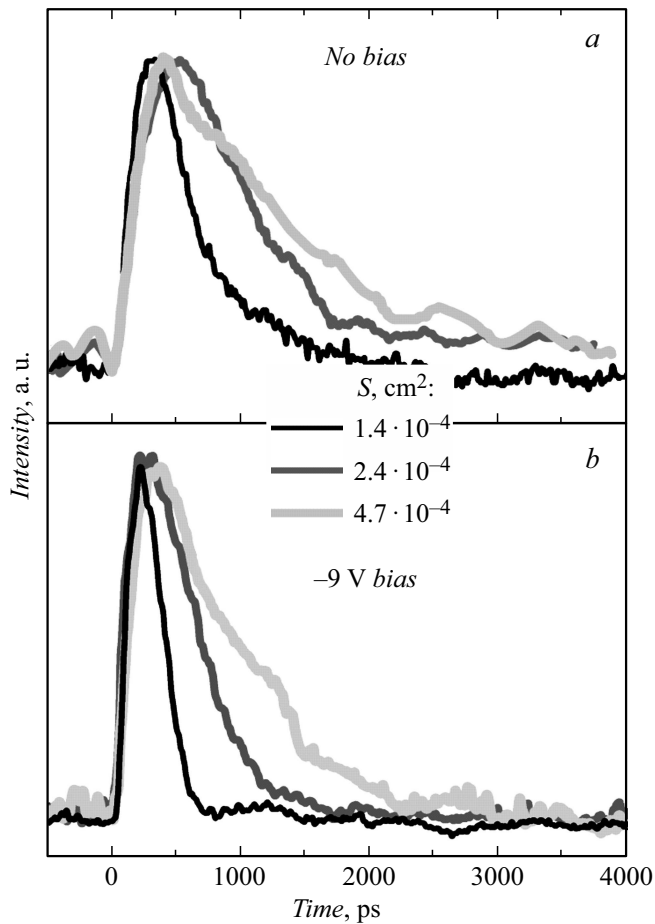


Рис. 3. Импульсный отклик ФД GaAs с десятью рядами КЯТ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ различной площади с торцевым вводом излучения, измеренный без внешнего смещения (a) и при обратном смещении 9 В (b).

гистрировался с помощью быстродействующего осциллографа (Agilent 86100), нагрузкой для ФД являлась высокочастотная линия с волновым сопротивлением 50 Ω.

Уменьшение площади ФД с $4.7 \cdot 10^{-4}$ до $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ приводило к уменьшению длительности импульсного отклика с 1.5 до 0.6 ns (на уровне $1/e$) при отсутствии внешнего смещения (рис. 3, a) и с 1.1 до 0.4 ns при смещении -9 V (рис. 3, b). Это позволяет сделать вывод, что быстродействие исследованных ФД ограничивалось емкостью, связанной с большой площадью контакта, обусловленной неоптимизированной конструкцией ФД.

Для оценки постоянной времени RC-цепочки спад импульсного отклика был аппроксимирован одноэкспоненциальной функцией и были рассчитаны значения удельной (отнесенной к площади) постоянной времени τ/S (см. таблицу). При отсутствии смещения разброс удельной постоянной времени для ФД разной площади составляет 10%, а при обратном смещении — 5% (см. таблицу). Это подтверждает факт ограничения

Временные параметры спада импульсного отклика ФД с торцевым вводом излучения

$S, \text{ cm}^2$	$\tau, \text{ ps}$		$\tau/S, \text{ ps/cm}^2$	
	0 V	-9 V	0 V	-9 V
$1.4 \cdot 10^{-4}$	420	251	$3.0 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^6$
$2.4 \cdot 10^{-4}$	748	460	$3.1 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^6$
$4.7 \cdot 10^{-4}$	1235	908	$2.8 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^6$

быстродействия исследованных ФД именно разрядкой емкости. Уменьшение удельной постоянной времени при обратном смещении на величину порядка 30% (см. таблицу) может быть объяснено расширением области пространственного заряда.

ФД площадью $1.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ продемонстрировал постоянную времени спада импульсного отклика $\sim 250 \text{ ps}$ (см. таблицу). Таким образом, можно сделать вывод, что процесс термического выброса фотогенерированных носителей из КЯТ, поглощающих вплоть до 1100 nm, оказывается менее 250 ps, что обеспечит быстродействие ФД до частоты не менее 4 GHz.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (соглашение 16-12-10269).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Microwave photonics: devices and applications / Ed. S. Iezekiel. John Wiley & Sons, Ltd., 2009. 360 p.
- [2] *Kozyreva O.A., Solov'ev Y.V., Polukhin I.S., Mikhailov A.K., Mikhailovskiy G.A., Odnoblyudov M.A., Gareev E.Z., Kolodeznyi E.S., Novikov I.I., Karachinsky L.Ya.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 917. P. 052029. DOI: 10.1088/1742-6596/917/5/052029
- [3] *Nagatsuma T., Ito H., Ishibashi T.* // Laser Photon. 2009. V. 3. P. 123–137. DOI: 10.1002/lpor.200810024
- [4] *Dumke M., Heiserich G., Franke S., Schulz L., Overmeyer L.* // J. Syst. Cybern. Inform. 2010. V. 8. P. 55–60. <http://www.iisci.org/journal/CV/sci/pdfs/GS949RP.pdf>
- [5] *Sun K., Beling A.* // Appl. Sci. 2019. V. 9. P. 623. DOI: 10.3390/app9040623
- [6] *Piels M., Bowers J.E.* // J. Lightwave Technol. 2014. V. 32. P. 3502–3508. DOI: 10.1109/JLT.2014.2310780
- [7] *Klinger S., Vogel W., Berroth M., Kaschel M.* // 5th IEEE Int. Conf. Sorrento, Italy, 2008. P. 188–190. DOI: 10.1109/GROUP4.2008.4638140

- [8] *Chtioui M., Feuillet C., Massad N., Vidal A., Louardi J., Faugeron M., Van Dijk F., Tran M., Robert Y., Vinet E., Achouche M., Lelarge F., Biet M., Grard E., Rodrigues V., Burie J.-R., Laruelle F., Marceaux A.* // IEEE Int. Topical Meeting on Microwave Photon. IEEE, 2012. P. 269–272. DOI: 210.1109/MWP.2012.6474109
- [9] *Maximov M.V., Nadtochiy A.M., Mintairov S.A., Kalyuzhnyy N.A., Kryzhanovskaya N.V., Moiseev E.I., Gordeev N.Yu., Shernyakov Y.M., Payusov A.S., Zubov F.I., Nevedomskiy V.N., Rouvimov S.S., Zhukov A.E.* // Appl. Sci. 2020. V. 10. P. 1038. DOI: 10.3390/app10031038