

07.2

Туннельные диоды n^{++} -GaAs:(δ -Si)/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) для соединительных элементов многопереходных лазерных фотопреобразователей

© В.С. Калиновский¹, Н.А. Малеев¹, Е.В. Контрош¹, А.П. Васильев², К.К. Прудченко¹,
И.А. Толкачев¹, А.В. Малевская¹, В.М. Устинов^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vitak.sopt@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 24 октября 2023 г.

В окончательной редакции 21 декабря 2023 г.

Принято к публикации 21 декабря 2023 г.

Предложен новый тип термостабильного соединительного туннельного диода с промежуточным i -слоем, перспективный для реализации высокоэффективных многопереходных лазерных фотопреобразователей. Методом молекулярно-пучковой эпитаксии выращены два типа структур туннельных диодов n^{++} -GaAs/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As: с промежуточным слоем i -GaAs и без него. Экспериментально продемонстрировано, что включение наноразмерного i -слоя между n^{++} - и p^{++} -областями туннельного диода обеспечивает рост плотности пикового туннельного тока J_p . При отжиге эпитаксиальных пластин, имитирующем длительный технологический процесс эпитаксиального роста многопереходных фотопреобразователей лазерного излучения, в структуре с i -слоем наблюдается рост пикового туннельного тока J_p на 30%.

Ключевые слова: математическое моделирование, соединительный туннельный диод, i -слой, молекулярно-пучковая эпитаксия, многопереходный лазерный фотопреобразователь.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.07.57469.19777

В настоящее время монокристалльные многопереходные фотопреобразователи (МПФП) лазерного излучения благодаря высокой выходной электрической мощности имеют перспективы для применения в различных областях науки и техники, в том числе в радиофотонике [1], микроэлектронике [2] и медицине [3]. В первой из указанных областей МПФП полезны при создании относительно коротких волоконно-оптических линий связи и радиофотонных фазированных антенных решеток [1]. Небольшая (до 1 км) длина таких волоконно-оптических линий связи позволяет работать в спектральном диапазоне 700–900 нм, где высоким КПД обладают GaAs/AlGaAs-фотопреобразователи [4].

МПФП состоят из нескольких фотоактивных субэлементов с одинаковой шириной запрещенной зоны и близким составом, но с различными толщинами и уровнями легирования эпитаксиальных слоев. Такая конструкция обеспечивает в фотовольтаическом режиме работы МПФП не только эффективное преобразование монохроматического излучения более высокой мощности по сравнению с однопереходными фотопреобразователями, но и лучшее согласование с нагрузкой. Субэлементы в монокристалльном МПФП соединены встречно включенными наноразмерными туннельными диодами (ТД). Соединительные элементы должны обладать хорошей оптической прозрачностью, высокой плотностью пикового туннельного тока (J_p), превышающей ток короткого замыкания фотопреобразователя, и низким дифференциальным сопротивлением для минимизации падения напряжения

на ТД. Целью настоящей работы являются исследования, направленные на создание нового типа термостабильных соединительных туннельных диодов, необходимых для создания высокоэффективных монокристалльных многопереходных фотопреобразователей лазерного излучения.

Базовым вариантом ТД для МПФП спектрального диапазона 700–900 нм являются структуры n^{++} -GaAs/ p^{++} -AlGaAs. Величина J_p вольт-амперной характеристики (ВАХ) ТД в прямом направлении смещения во многом определяется уровнем концентрации свободных носителей заряда в вырожденных слоях. Однако следует учитывать, что длительный процесс эпитаксиального роста структуры МПФП, имеющей характерную толщину несколько микрометров, ведет к размыванию и взаимокompенсации профилей легирующей примеси и, как следствие, к снижению концентрации носителей заряда и деградации ВАХ ТД [5].

Кроме того, достижение концентрации электронов в слоях GaAs, превышающей $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, с использованием любого метода введения донорной примеси (Si, Te) является сложной технологической задачей [6]. Согласно данным [6], одним из механизмов, который существенно ограничивает концентрацию электронов в n -GaAs (кривая I на рис. 1), являются вакансии галлия (V_{Ga}). При легировании GaAs атомами Si взаимодействие доноров с V_{Ga} приводит к формированию устойчивых комплексов. Эти комплексы могут существенно понижать эффективность легирования. Эффективность легирования заметно снижается при уровне концентрации донорной

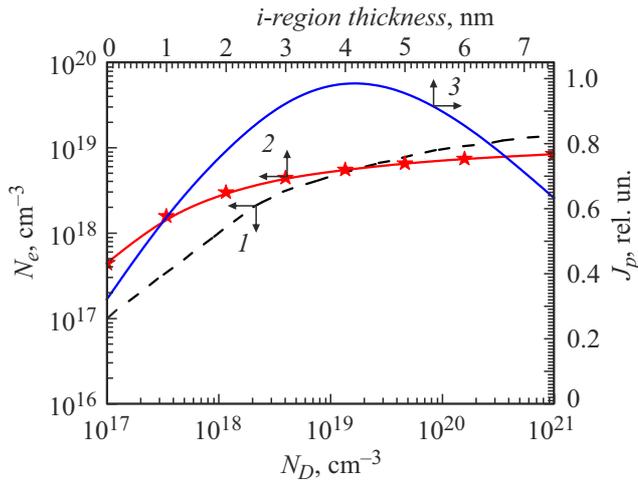


Рис. 1. Расчетные зависимости концентрации свободных электронов от концентрации легирующей примеси доноров в n -GaAs [6] (1), концентрации свободных электронов в вырожденной области n^{++} -GaAs от толщины i -слоя n^{++} -GaAs/ i -GaAs/ p^{++} -Al_{0.2}Ga_{0.8}As ТД [7] (2) и значения J_p от толщины i -слоя в n^{++} -GaAs/ i -GaAs/ p^{++} -Al_{0.2}Ga_{0.8}As ТД [7] (3).

примеси $N_D > 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Вакансии Ga компенсируют доноры (Si), и рост концентрации свободных электронов представляет собой сублинейную функцию вида $\sim N_D^{1/3}$ независимо от метода введения легирующей примеси. Возможными решениями указанных выше проблем являются использование примесей с низким коэффициентом диффузии, например атомов углерода в качестве акцепторной примеси, использование δ -легирования донорами при создании вырожденной области n^{++} -GaAs, снижение температуры эпитаксиального роста и включение промежуточного нелегированного нанослоя i -GaAs между вырожденными n^{++} - и p^{++} -слоями [7]. Согласно проведенному ранее численному моделированию соединительных n^{++} -GaAs (10 nm)/ i -GaAs (0–7 nm)/ p^{++} -Al_xGa_{1-x}As (10 nm) ($x \geq 0.2$) p - i - n ТД, включение между вырожденными слоями n - и p -типа проводимости нелегированного i -нанослоя позволяет повысить величину J_p p - i - n ТД. В работе [7] при учете двух механизмов туннелирования (нелокального межзонного квантового туннелирования и туннелирования через ловушки [8]) была получена расчетная зависимость J_p от толщины i -слоя (кривая 3 на рис. 1). С ростом толщины i -слоя J_p возрастает, достигает максимальной величины при толщине i -слоя ~ 4 nm, а затем снижается из-за увеличения толщины потенциального барьера, через который туннелируют носители заряда. Данный эффект в значительной степени наблюдается для ТД с наличием гетероперехода и связан с влиянием ряда факторов. Согласно кривой 2 на рис. 1, рост толщины i -слоя приводит к снижению степени обеднения наноразмерного вырожденного слоя n^{++} -GaAs и повышению концентрации доступных для туннелирования свободных электронов, что способствует увеличению J_p .

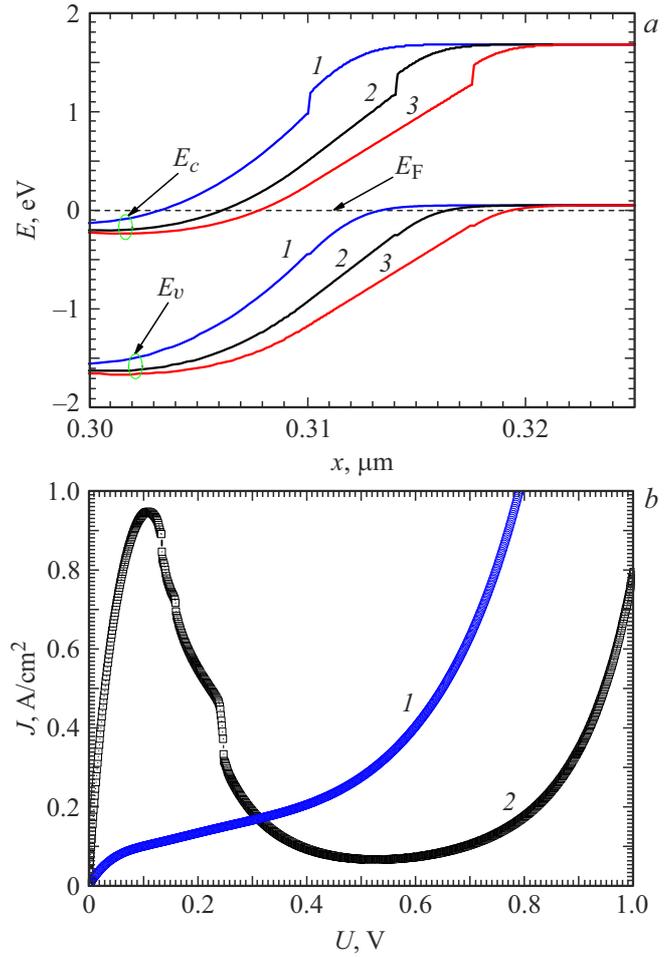


Рис. 2. *a* — зонные диаграммы n^{++} -GaAs/ i -GaAs/ p^{++} -Al_{0.2}Ga_{0.8}As ТД [7] для толщин i -слоя от 0 до 7.5 nm при напряжении смещения $U = 0$. Толщина i -слоя, nm: 1 — 0, 2 — 4, 3 — 7.5. *b* — экспериментальные прямые ВАХ n^{++} -GaAs:(δ -Si)/ i -GaAs/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As:(C) ТД. 1 — структура А, 2 — структура В.

Согласно рассчитанным зонным диаграммам активной области ТД, представленным на рис. 2, *a*, гетеробарьер GaAs/Al_xGa_{1-x}As обеспечивает появление скачка энергии для основных носителей в зоне проводимости, что уменьшает вероятность квантового туннелирования. Однако включение наноразмерного i -слоя до определенной толщины способствует снижению величины интеграла от волнового вектора $k(x)$ в выражении

$$\tau(E) = \exp\left(-2 \int_{x_{beg}}^{x_{end}} k(x) dx\right) \quad (1)$$

и соответственно росту вероятности квантового туннелирования [7]. В формуле (1) x_{beg} и x_{end} — начальная и конечная точки пути туннелирования носителя заряда через барьер, а k — волновой вектор. Помимо этого, согласно [9], эффективная масса электрона в тонком слаболегированном i -слое будет значительно ниже эф-

Таблица 1. Конструкция структуры *A*

Тип слоя	Толщина, nm	$N_{D,A}$, cm^{-3}
$p^+\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}(\text{C})$	50	$1 \cdot 10^{19}$
$p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(\text{C})$	10	$1 \cdot 10^{20}$
$n^{++}\text{-GaAs}(\delta\text{-Si})$	10	$\geq 1 \cdot 10^{19}$
$n^+\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}(\delta\text{-Si})$	50	$4 \cdot 10^{18}$

Таблица 2. Конструкция структуры *B*

Тип слоя	Толщина, nm	$N_{D,A}$, cm^{-3}
$p^+\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}(\text{C})$	50	$1 \cdot 10^{19}$
$p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(\text{C})$	10	$1 \cdot 10^{20}$
$i\text{-GaAs}$	7	$\geq 5 \cdot 10^{14}$
$n^{++}\text{-GaAs}(\delta\text{-Si})$	10	$\geq 1 \cdot 10^{19}$
$n^+\text{-Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}(\delta\text{-Si})$	50	$4 \cdot 10^{18}$

фективной массы электрона в вырожденных слоях ТД, что также способствует увеличению J_p . Совокупность перечисленных факторов и приводит к появлению экстремума на кривой 3 (рис. 1) при толщине i -слоя ~ 4 nm. Дальнейшее увеличение толщины i -слоя приводит к уменьшению вероятности квантового туннелирования через барьер и снижению J_p .

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs n -типа (диаметр 76.2 mm) были выращены структуры ТД двух типов: *A* (табл. 1) и *B* (табл. 2). Структуры представляют собой туннельный гетеропереход $n^{++}\text{-GaAs}/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Вырожденные слои GaAs n^{++} -типа δ -легированы Si, а слои $p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ легированы атомами C. Уровни легирования n^{++} - и p^{++} -слоев в структурах составляли $\geq 1 \cdot 10^{19}$ и $\sim 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ соответственно. Рост сильнолегированных областей для обеих структур осуществлялся в идентичных режимах при температуре подложки $\sim 535\text{--}550^\circ\text{C}$. По сравнению со структурой *A* в структуру *B* добавлен нелегированный слой $i\text{-GaAs}$ толщиной ~ 7 nm. Величина i -слоя была выбрана с учетом влияния температурной диффузии примеси Si при последующем росте структуры МПФП [7]. После завершения эпитаксиального роста и извлечения образцов отдельные фрагменты выращенных гетероструктур были подвергнуты отжигу в камере МПЭ для имитации процесса роста реальных МПФП. На выращенных структурах были сформированы мезы ТД площадью $(4\text{--}8) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$.

Для структур *A* и *B* непосредственно на пластине были выполнены измерения ВАХ образцов ТД с диаметром мезы $225 \mu\text{m}$, расположенных в различных местах пластины. Измерения ВАХ проводились при положительном напряжении смещения до 1 V и комнатной температуре $T = 300 \text{ K}$. На рис. 2, *b* представлены измеренные ВАХ ТД с диаметром мезы $225 \mu\text{m}$ для исследуемых структур *A* и *B* с максимальными значениями J_p . Можно заметить, что ВАХ ТД структуры *A* в значительной

степени соответствует обращенному диоду, что может быть связано со слабым уровнем вырождения области $n^{++}\text{-GaAs}(\delta\text{-Si})$. На ВАХ не наблюдается участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, поскольку величина пикового туннельного тока J_p , соответствующего межзонному квантовому туннелированию, при прямом напряжении смещения сопоставима с величиной плотности тока долины (J_v), которая, согласно ВАХ образцов структуры *B*, составляет $\sim 0.1 \text{ A/cm}^2$. На ВАХ диодов структуры *A* в диапазоне напряжений от 0 до 50 mV присутствует квазилинейный участок, соответствующий межзонному квантовому туннелированию с величиной $J_p \sim 0.1 \text{ A/cm}^2$.

В структуре *B* благодаря наличию нелегированного нанослоя $i\text{-GaAs}$ между вырожденными областями наблюдается типичная ВАХ ТД с межзонным квантовым туннелированием. Максимальное значение J_p для структуры *B* составляло $\sim 1.0 \text{ A/cm}^2$. Невысокие значения J_p по сравнению с результатами, приведенными для структур $n^{++}\text{-GaAs}(\delta\text{-Si})/p^{++}\text{-Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}(\text{Be})$ в работе [7], обусловлены более низким уровнем легирования слоя $n^{++}\text{-GaAs}(\delta\text{-Si})$ (табл. 1, 2).

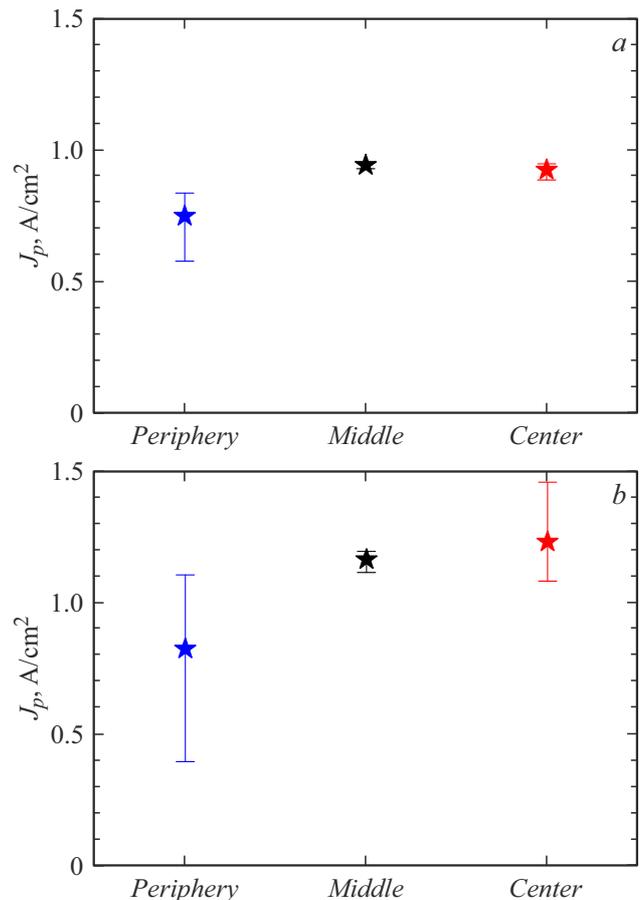


Рис. 3. Значения пикового тока J_p относительно положения образцов ТД (периферия, середина, центр) на эпитаксиальной пластине структуры *B* до (*a*) и после (*b*) отжига в течение 2 h при температуре 580°C .

На рис. 3 представлены значения J_p для образцов ТД структуры В и их положения на пластине. Рис. 3, а соответствует диодам без отжига, а рис. 3, б — диодам, подвергнутым отжигу при температуре 580°C в течение 2 h в камере установки МПЭ. Проведенный отжиг соответствует режиму роста последующих фотоактивных слоев монокристаллических МПФП. Видно, что максимальная величина J_p ТД для структуры В без отжига составляет $\sim 1.0 \text{ A/cm}^2$, а с отжигом $\sim 1.5 \text{ A/cm}^2$. Кроме того, после проведения отжига возрастает разброс значений J_p для образцов по всей площади пластины, что может быть обусловлено неравномерностью диффузии примеси Si из-за наличия градиента температуры по пластине в процессе отжига.

Таким образом, на основе сравнения экспериментальных ВАХ структур $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}:(\text{C})$ и $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})/i\text{-GaAs}/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}:(\text{C})$ можно заключить, что включение слоя $i\text{-GaAs}$ ($\geq 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) с толщиной 7 nm между вырожденными областями $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})$ (10 nm) и $p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}:(\text{C})$ (10 nm) обеспечило наличие туннельной характеристики даже при относительно невысоком уровне легирования слоя $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})$. При дополнительном температурном отжиге при 580°C в течение 2 h, соответствующем режиму выращивания реальных структур монокристаллических МПФП, в структуре $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})/i\text{-GaAs}/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}:(\text{C})$ ТД наблюдается рост максимального значения J_p на 30%. Структура $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})/i\text{-GaAs}/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}:(\text{C})$ ТД обеспечивает хорошую стабильность ВАХ по сравнению со структурой $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})/p^{++}\text{-Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}:(\text{Be})$.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Д.Ф. Зайцев, В.М. Андреев, И.А. Биленко, А.А. Березовский, П.Ю. Владиславский, Ю.Б. Гурфинкель, Л.И. Цветкова, В.С. Калиновский, Н.М. Кондратьев, В.Н. Косолобов, В.Ф. Курочкин, С.О. Слипченко, Н.В. Смирнов, Б.В. Яковлев, Радиотехника, **85** (4), 153 (2021). DOI: 10.18127/j00338486-202104-17
- [2] M. Ishigaki, S. Fafard, D.P. Masson, M.M. Wilkins, C.E. Valdivia, K. Hinzer, in *2017 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)* (IEEE, 2017), p. 2312–2316. DOI: 10.1109/APEC.2017.7931022
- [3] H. Helmers, C. Armbruster, M. von Ravenstein, D. Derix, C. Schöner, IEEE Trans. Power Electron., **35**, 7904 (2020). DOI: 10.1109/TPEL.2020.2967475
- [4] S. Fafard, D.P. Masson, J. Appl. Phys., **130**, 160901 (2021). DOI: 10.1063/5/0070860
- [5] T. Takamoto, M. Yumaguchi, E. Ikeda, T. Agui, H. Kurita, M. Al-Jassim, J. Appl. Phys., **85**, 1481 (1999). DOI: 10.1063/1.369278
- [6] W. Walukiewicz, Physica B, **302-303**, 123 (2001). DOI: 10.1016/s0921-4526(01)00417-3
- [7] В.С. Калиновский, Е.В. Контрош, Г.В. Клишко, С.В. Иванов, В.С. Юферев, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев, В.М. Андреев, ФТП, **54** (3), 285 (2020). DOI: 10.21883/FTP.2020.03.49034.9298 [V.S. Kalinovskii, E.V. Kontrosh, G.V. Klimko, S.V. Ivanov, V.S. Yuferev, B.Y. Ber, D.Y. Kazantsev, V.M. Andreev, Semiconductors, **54**, 355 (2020). DOI: 10.1134/S1063782620030112].
- [8] M. Baudrit, C. Algora, IEEE Trans. Electron Dev., **57**, 2564 (2010). DOI: 10.1109/TED.2010.2061771
- [9] В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев, Н.А. Семиколенова, Е.Н. Сидоров, ФТП, **36** (4), 407 (2002). [V.A. Bogdanova, N.A. Davletkil'deev, N.A. Semikolenova, E.N. Sidorov, Semiconductors, **36**, 385 (2002). DOI: 10.1134/1.1469184].