



Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2026. Т. 26, вып. 2. С. 185–209  
*Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2026, vol. 26, iss. 2, pp. 185–209  
<https://fizika.sgu.ru>

<https://doi.org/10.18500/1817-3020-2026-26-2-185-209>, EDN: THDIXH

Научная статья  
УДК 621.382.2/.3:004.942

## Неустойчивости пространственного заряда и тока в структурах на основе полуизолирующего арсенида галлия



А. И. Михайлов<sup>✉</sup>, А. В. Митин

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83

Михайлов Александр Иванович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела, [mikhailovai13@mail.ru](mailto:mikhailovai13@mail.ru), <https://orcid.org/0000-0002-4158-9195>, AuthorID: 127413

Митин Антон Васильевич, старший преподаватель кафедры физики твердого тела, ведущий инженер учебной лаборатории по полупроводниковой электронике, [mitin\\_av@mail.ru](mailto:mitin_av@mail.ru), <https://orcid.org/0000-0001-9638-427X>, AuthorID: 683539

**Аннотация.** В работе представлены результаты исследования особенностей колебательных и волновых процессов, протекающих в полупроводниковой структуре на основе полуизолирующего арсенида галлия в условиях локализованного оптического воздействия и с учетом зависимости времени жизни носителей заряда от их избыточной концентрации. Анализируются два вида неустойчивости тока – ганновская и рекомбинационная. Исследования проведены путем численного решения системы уравнений разработанного варианта локально-полевой математической модели, позволяющей адекватно описывать протекающие в изучаемой полупроводниковой структуре электронные процессы. Выявлены, установлены и проанализированы новые данные, касающиеся изучаемых явлений и их функциональных возможностей для практического применения. Делается вывод о перспективности исследованных физических явлений в изучаемых полупроводниковых структурах на основе полуизолирующего арсенида галлия для создания приборов и устройств функциональной микроэлектроники.

**Ключевые слова:** дрейфовая нелинейность, концентрационная нелинейность, локально-полевая модель, высокоомный арсенид галлия

**Для цитирования:** Михайлов А. И., Митин А. В. Неустойчивости пространственного заряда и тока в структурах на основе полуизолирующего арсенида галлия // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2026. Т. 26, вып. 2. С. 185–209. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2026-26-2-185-209>, EDN: THDIXH

Статья опубликована на условиях лицензии Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY 4.0)

Article

### Space charge and current instabilities in structures based on semi-insulating gallium arsenide

A. I. Mikhailov<sup>✉</sup>, A. V. Mitin

Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia

Aleksandr I. Mikhailov, [mikhailovai13@mail.ru](mailto:mikhailovai13@mail.ru), <https://orcid.org/0000-0002-4158-9195>, AuthorID: 127413

Anton V. Mitin, [mitin\\_av@mail.ru](mailto:mitin_av@mail.ru), <https://orcid.org/0000-0001-9638-427X>, AuthorID: 683539

**Abstract. Background and Objectives:** Current instabilities, like many other phenomena in semiconductors and semiconductor structures, are determined by many internal and external factors, which makes it possible to create, using them, either simply all kinds of sensors for various physical effects, or active devices (generation and amplifying), or to provide more complex processing of information signals. Therefore the object of research is to study the features of oscillation and wave processes occurring in a semiconductor structure based on semi-insulating gallium arsenide under localized optical effects and taking into account the dependence of the lifetime of charge carriers on their excess concentration. Two types of current instability are analyzed: Gunn effect and recombination instability. **Materials and Methods:** The research was conducted by numerically solving a system of equations based on a local field mathematical model that adequately describes the electronic processes occurring in the studied semiconductor structure. **Results:** New data have been obtained, established, and analyzed regarding the phenomena under study and their potential for practical applications. **Conclusion:** The research findings suggest that the studied physical phenomena in semiconductor structures based on semi-insulating gallium arsenide have promising applications in the development of functional microelectronics devices.

**Keywords:** drift nonlinearity, concentration nonlinearity, local field model, high-resistance gallium arsenide



**For citation:** Mikhailov A. I., Mitin A. V. Space charge and current instabilities in structures based on semi-insulating gallium arsenide. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2026, vol. 26, iss. 2, pp. 185–209 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2026-26-2-185-209>, EDN: THDIXH  
This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution 4.0 International License (CC-BY 4.0)

## Введение

Неустойчивости тока – замечательный физический феномен, исследования которого наряду с большим научным интересом представляют очевидную особую практическую значимость. Физические механизмы неустойчивости тока в различных физических средах, системах и структурах являются основой для создания активных приборов и устройств, способных усиливать и генерировать электромагнитные колебания и волны в широком диапазоне частот и длин волн, а также осуществлять более сложную и комбинированную обработку информационных сигналов, что может быть основой для создания приборов и устройств функциональной электроники [1–10].

В основе функциональной электроники лежат различные физические явления и эффекты, связанные с возбуждением, распространением и взаимодействием в континуальных средах и структурах на их основе различных динамических неоднородностей (акустических волн, включая поверхностные акустические волны (ПАВ), магнитостатических волн, спиновых волн (магнонов), цилиндрических магнитных доменов, волн пространственного заряда, зарядовых пакетов, доменов электрического поля и пространственного заряда – ганновских и рекомбинационных доменов и др.). Работы в этом направлении активно идут во всем мире с 1970-х гг., и актуальность их не ослабевает (см., например, [11–29]). Смещаются акценты, исследуются разные физические явления, которые могут стать и уже стали физической основой для этого направления, но сама идея функциональной электроники остается очень перспективной и в настоящее время.

Арсенид галлия (GaAs) с 1950-х гг. привлекает внимание исследователей и разработчиков радиоэлектронных и оптоэлектронных приборов, устройств и аппаратуры благодаря ряду уникальных свойств, параметров и характеристик. Различным физическим механизмам возникновения и проявления неустойчивостей тока в GaAs и подобных ему полупроводниках посвящено большое количество исследований, результаты которых к настоящему времени описаны не только в тысячах оригинальных работ, но и уже неоднократно обобщались и подробно анализировались в известных монографиях и статьях,

включая статьи обзорного характера (к примеру, [1, 5, 7, 30–42]). Как и многие другие явления в полупроводниках и структурах на их основе, неустойчивости тока определяются многими внутренними и внешними факторами, что обусловливает либо возможность создания с их использованием просто всевозможных датчиков различных физических воздействий, либо позволяет обеспечивать более сложную обработку информационных сигналов, что по существу предопределяет возможность создания на их основе приборов и устройств функциональной микроэлектроники.

Один только ганновский механизм неустойчивости тока, базирующийся на междолинных электронных переходах в полупроводниках типа GaAs в сильных электрических полях, дал твердотельной электронике много плодотворных физических идей и технических решений, которые воплощены в ряде очень важных и перспективных приборов и устройств, из которых самыми известными являются диоды Ганна, генераторы и усилители СВЧ диапазона на их основе [30, 31, 33, 43, 44]. Неослабевающий интерес к исследованиям в этом направлении позволил предсказать возможность проявления и таких нелинейных явлений, как фоторефрактивный эффект Ганна [45, 46] и спиновый эффект Ганна [47, 48].

Другой известный механизм неустойчивости тока в GaAs – рекомбинационный (другие названия – концентрационный, концентрационная нелинейность) [1, 7, 39, 40] – тоже представляет значительный научный интерес и открывает большие перспективы практического использования: во-первых, при его комбинации с ганновским и другими физическими механизмами; во-вторых, с учетом сильного влияния различных внешних и внутренних факторов (освещение, магнитное поле, характер распределения легирующих примесей полупроводниковых структур и т. д.), которые могут использоваться как факторы управления (в том числе оперативного) и расширения функциональных возможностей разрабатываемых и перспективных приборов и устройств.

Для теоретического анализа динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах арсенида галлия используются



различные варианты локально-полевой модели (ЛПМ), температурных моделей и даже моделирование методом Монте-Карло [1, 30, 31, 49–60]. Среди них наиболее известной и чаще всего применяемой является ЛПМ, которая, несмотря на свою относительную простоту, позволяет вполне адекватно описывать и исследовать многие важные явления и процессы, представляющие практический интерес, на частотах до десятков ГГц.

При анализе неустойчивостей тока возникает принципиальная необходимость учета нелинейных режимов, характеризующихся сложным спектром и широким интервалом изменения амплитуд колебательных и волновых процессов. Нахождение аналитических решений модельных уравнений в данном случае становится весьма затруднительным, да и просто невозможным. В связи с этим чаще всего остается лишь одна возможность анализа – численное решение систем уравнений для используемых моделей. Это характерно для моделей, описывающих и ганновскую, и рекомбинационную неустойчивости тока в арсениде галлия и подобных ему многодолиных полупроводниках.

Стоит добавить, что и экспериментальные исследования неустойчивостей тока практически всегда включают анализ сложного частотного спектра тока в условиях влияния большого количества факторов [39, 40, 42, 45, 61, 62].

Как известно (см., например, [51]), в наиболее распространенных вариантах формулировки ЛПМ используется лишь одно материальное уравнение, характеризующее физическую среду, – формула, аппроксимирующая локальную и мгновенную связь средней дрейфовой скорости электронов с напряженностью электрического поля  $v_n(E)$  в полупроводнике. Для моделирования даже наиболее высокочастотной ганновской неустойчивости тока в арсениде галлия и подобных ему полупроводниках этого оказывается вполне достаточно, чтобы вполне адекватно описывать происходящие при этом электронные процессы. В ситуациях, требующих включения в анализ концентрационного механизма рекомбинационной неустойчивости тока, становится необходимым учитывать и математически описывать процессы, связанные с кинетикой обмена носителями заряда между разрешенными зонами и глубокими примесными уровнями в запрещенной зоне полупроводника, включая, в частности, рекомбинацию носителей заряда с участием ловушек, а также необходимость

перехода к рассмотрению биполярного случая, т. е. в проводимом анализе в ряде конкретных ситуаций становится принципиальным одновременный учет и электронов, и дырок.

Полуизолирующий арсенид галлия, используемый чаще всего в качестве монокристаллических подложек для наращивания тонких низкоомных эпитаксиальных рабочих слоев полупроводника, в которых происходят основные физические процессы, определяющие принцип действия твердотельного электронного прибора, представляет собой нелегированный или компенсированный полупроводник с повышенным значением удельного сопротивления. Наличие компенсирующих примесей с достаточно высокими значениями концентрации (до  $10^{16}$ – $10^{17}$  см<sup>-3</sup> и выше) [63–65] приводит не только к снижению концентрации носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне до значений  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и менее (что обеспечивает высокое удельное сопротивление материала, позволяющее называть его полуизолирующим), но и к созданию уровней ловушек в запрещенной зоне, оказывающих значительное влияние на генерационно-рекомбинационные процессы. Модельным параметром, характеризующим темп и особенности динамики генерационно-рекомбинационных процессов, как известно, является время жизни носителей заряда. Ранее в наших работах [39, 55, 66] было установлено, что изменение в модели конкретного значения времени жизни существенно меняет результаты моделирования. Кроме того, известно [67–71], что время жизни может в существенной степени зависеть от концентраций электронов и дырок, которые значительно изменяются в пространстве и во времени в динамическом режиме (в режиме возникновения колебаний пространственного заряда в активной области полупроводникового образца).

В данной работе, следуя общей логике ЛПМ, в дополнение к зависимостям средних дрейфовых скоростей электронов и дырок от напряженности электрического поля при формулировке модели, описывающей динамику пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах полуизолирующего арсенида галлия, в модель вводится еще локальная и мгновенная связь времени жизни носителей заряда с концентрацией неравновесных носителей заряда (дырок)  $\tau(\Delta p)$ , которая через уравнение Пуассона связана с напряженностью электрического поля. Выявляются и анализируются определяемые этим



модельным условием особые элементы динамики пространственного заряда, напряженности электрического поля и тока.

### 1. Система уравнений ЛПМ

Наиболее известный вариант локально-полевой математической модели, применяемой в монополярном случае для анализа нелинейной динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах арсенида галлия, учитывающий только локальную и мгновенную связь дрейфовой скорости электронов с напряженностью электрического поля  $v_n(E)$ , подробно описан в ряде работ, включая работы авторов данной статьи [51, 53–55].

В основе этой математической модели лежит классический вариант основных уравнений теории полупроводниковых приборов [72], включающий уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и выражение для плотности полного тока с учетом дрейфовой и диффузионной составляющих, а также ток смещения. В пространственно-одномерном случае ( $x$  – единственная пространственная координата;  $t$  – время) система уравнений модели имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = & -v_n(E(x,t)) \cdot \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} - \\ & -n(x,t) \cdot \frac{\partial v_n(E(x,t))}{\partial x} + \\ & + D_n \cdot \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} + \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & + \frac{\partial N_{T-}(x,t)}{\partial t} + G(x) - \frac{\Delta p(x,t)}{\tau(\Delta p(x,t))}, \\ \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = & v_p(E(x,t)) \cdot \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + \\ & + p(x,t) \cdot \frac{\partial v_p(E(x,t))}{\partial x} + \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & + D_p \cdot \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} + G(x) - \frac{\Delta p(x,t)}{\tau(\Delta p(x,t))}, \\ & \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \\ = & \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (n(x,t) - N_D(x) + (N_T(x) - N_{T-}(x,t)) - p(x,t)), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} j(t) = & \frac{q}{L} \int_0^L \{ n(x,t) \cdot v_n(E(x,t)) + p(x,t) \cdot v_p(E(x,t)) \} dx + \\ & + \frac{q}{L} \int_0^L \left\{ D_p \cdot \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} - D_n \cdot \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \right\} dx + \\ & + \frac{\epsilon \epsilon_0}{L} \cdot \frac{\partial U(t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (4)$$

Последовательно поясним смысл введенных переменных и обозначений. Здесь  $n(x,t)$ ,  $p(x,t)$ ,  $v_n(E(x,t))$ ,  $v_p(E(x,t))$ ,  $D_n$ ,  $D_p$  – концентрации, дрейфовые скорости и коэффициенты диффузии электронов (индекс  $n$ ) и дырок (индекс  $p$ ) соответственно;  $E(x,t)$  – напряженность электрического поля;  $G(x)$  – пространственная функция, определяющая скорость генерации электронов и дырок при воздействии локализованного освещения;  $N_D(x)$  – распределение концентрации мелких доноров по  $x$  (профиль легирования структуры) в структуре образца  $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$ .

$\Delta p(x,t)$ ,  $\Delta n(x,t)$  – избыточные неравновесные концентрации дырок и электронов, появляющиеся за счет воздействия освещения, которые принимались одинаковыми, т. е.  $\Delta p(x,t) = \Delta n(x,t)$ ;  $\tau(\Delta p(x,t))$  – время жизни дырок (и электронов), зависящее от их избыточной концентрации;  $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл – модуль заряда электрона;  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника (для GaAs  $\epsilon = 12.9$ );  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – электрическая постоянная (диэлектрическая проницаемость вакуума);  $N_T(x)$  – распределение полной концентрации примесных центров с глубокими уровнями по координате (в активной области структуры принималось однородным);  $N_{T-}(x,t)$  – концентрация незаполненных кулоновских отталкивающих электроны примесных центров с глубокими уровнями (заряженных однократно);  $L$  – общая длина структуры  $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$ , размер которой в численных экспериментах данной работы выбирался равным 518 мкм;  $j(t)$  – плотность полного тока через образец;  $U(t) = \int_0^L E(x,t) dx$  – напряжение на структуре, которое в данной работе принималось постоянным и равным  $U_0$ .

Профиль легирования этой структуры представлен на рис. 1. Обозначение  $n^+$  использовано для областей с повышенным уровнем легирования, которые моделируют омические контакты структуры, где величина концентрации доноров выбирается на порядок больше степени легирования активной  $n$ -области. Обозначение  $n^-$  применено для области с пониженной концентрацией доноров, часто называемая «зарубкой», она способствует локализации участка формирования динамических неоднородностей в непосредственной близости от катодного контакта структуры. На участках наиболее резкого изменения концентрации легирующей примеси профиль

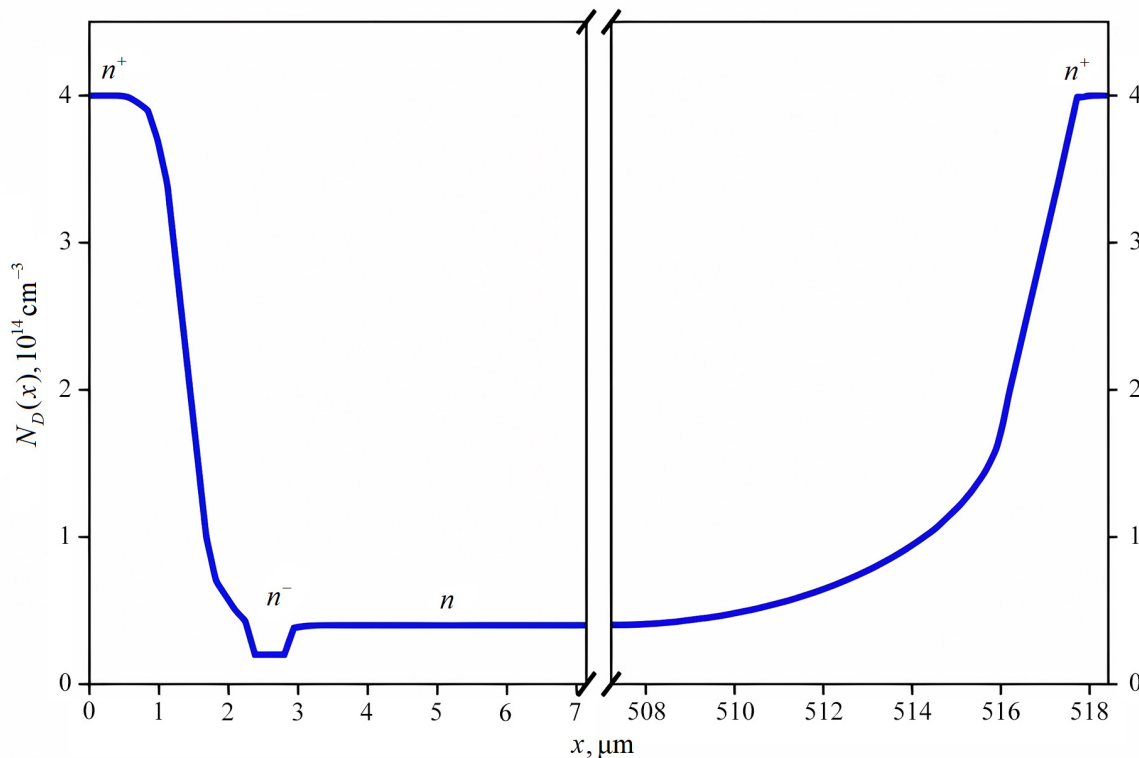


Рис. 1. Профиль легирования исследуемой структуры [55]  
 Fig. 1. The doping profile of the studied structure [55]

легирования математически выражается сшитыми в точках перегибов по величинам  $N_D(x)$  и по величинам первой производной  $\frac{dN_D(x)}{dx}$  функциями 2-го порядка.

Дрейфовые скорости электронов и дырок считались локальными и мгновенными функциями напряженности электрического поля и с учетом зависимости их знака от направления электрического поля в выбранной одномерной системе координат задавались следующими аппроксимирующими выражениями на основе известных литературных данных [73, 74]:

$$\begin{aligned} v_n(E) &= \text{sign}(E) \cdot \left\{ \frac{\mu_n |E| + v_s (E/E_{ap})^4}{1 + (E/E_{ap})^4} \right\}, \\ v_p(E) &= \text{sign}(E) \cdot \left\{ \frac{\mu_p |E|}{1 + \mu_p |E|/v_s} \right\}, \\ \text{sign}(E) &= \begin{cases} 1, & E \geq 0, \\ -1, & E < 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mu_n = 8000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $\mu_p = 400 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ,  $v_s = 0.8 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $E_{ap} = 3.8 \text{ кВ/см}$  – параметры аппроксимации зависимостей для GaAs при температуре 300 К [75–77]. Коэффициенты

диффузии электронов и дырок полагались постоянными и равными 300 и 10  $\text{см}^2/\text{с}$  соответственно [51, 76–78].

Приведенная система уравнений должна быть дополнена уравнением, описывающим кинетику заполнения-освобождения электронами глубоких уровней ловушек:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{T-}(x,t)}{\partial t} &= g(N_T(x) - N_{T-}(x,t)) - \\ &- c_n(E(x,t))n(x,t) \cdot N_{T-}(x,t) \end{aligned} \quad (6)$$

где  $g(N_T(x) - N_{T-}(x,t))$  – скорость (темп) процесса теплового возбуждения электронов с двукратно отрицательно заряженных центров;  $g$  – обратное время тепловой генерации, характеризующее вероятность возбуждения электрона с заполненного уровня.  $c_n(E(x,t))$  – коэффициент захвата электрона однократно отрицательно заряженным примесным центром, являющийся локальной и мгновенной функцией напряженности электрического поля и задаваемый выражением [79]:

$$c_n(E) = c_0 \left[ 1 + 9 \frac{\left( \frac{E}{E_{ap1}} \right)^4}{1 + \left( \frac{E}{E_{ap1}} \right)^4} \right], \quad (7)$$



где  $c_0$  – упомянутый выше коэффициент захвата в отсутствие электрического поля;  $10c_0$  – максимальное значение, к которому стремится коэффициент захвата электрона, преодолевшего кулоновский потенциальный барьер примесного центра, в сильных электрических полях;  $E_{ap1} = 2.1$  кВ/см – параметр аппроксимации.

Для решения задачи из физических соображений формулировались начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} E(x, 0) &= \frac{U_0}{L}, \\ n(x, 0) &= N_D(x), N_{T-}(x, 0) = N_T, \\ p(x, 0) &= 0, j(0) = 0 \end{aligned}$$

(начальные условия);

$$\begin{aligned} n(0, t) &= N_D(0), n(L, t) = N_D(L), \\ E(0, t) &= E(L, t) = E_c, p(0, t) = p(L, t) = 0, \end{aligned}$$

(граничные условия),

где  $E_c$  – напряженность электрического поля на контактах, величина которой определяется в ходе численных экспериментов при напряжении  $U_0$  для каждого из образцов определенной длины с заданной степенью легирования и в конкретных случаях принимается равной по величине в интервале от 100 до 500 В/см. Заметим, что изменение величины  $E_c$  в пределах  $\pm 20\%$  от выбираемых величин не меняет результатов численного эксперимента, что является свидетельством хорошей устойчивости алгоритма. Кроме того, будем считать, что  $\int_0^L E(x, t) dx = U_0$ .

Локальное освещение части активной области структуры в формулируемой модели описывалось заданием пространственного распределения интенсивности светового возбуждения вдоль освещаемой области конечной ширины  $d$  посредством введения функции  $G(x)$ , определяющей скорость генерации электронов и дырок светом и принимаемой одинаковой для электронов и дырок (т. е. полагалось, что электроны и дырки при генерации рождаются парами):

$$G(x) = \begin{cases} 0, & \text{при } x < x_0 - \frac{d}{2}, \\ G_{\max} \cdot \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( 2\pi \cdot \frac{(x - x_0)}{d} \right) \right], & \text{при } x_0 - \frac{d}{2} \leq x \leq x_0 + \frac{d}{2}, \\ 0, & \text{при } x > x_0 + \frac{d}{2}, \end{cases} \quad (8)$$

где  $x_0$  – координата середины освещаемой области,  $d$  – ширина, освещаемой области (принималась равной 98 мкм),  $G_{\max}$  – максимальное значение функции  $G(x)$ , соответствующее середине освещаемой области (в каждой серии численных экспериментов принималось постоянным). Численное моделирование проводилось для трех вариантов локализации освещаемой области: в прикатодной, центральной и прианодной частях активной области структуры. Ширина освещаемой области  $d$ , ее локализация  $x_0$  и максимальное значение функции оптической генерации  $G_{\max}$  выбирались из физических соображений и определялись характеристическими параметрами процессов, происходящих в структуре. В частности, ширина освещаемой области должна соотноситься с размерами формирующихся доменов сильного поля, а ее граница должна располагаться внутри активной области на некотором расстоянии от  $n^+ - n^-$  переходов, определяемом диффузионной длиной неравновесных носителей заряда.

Предварительные численные эксперименты, проведенные при нескольких различных значениях времени жизни с использованием модели ЛПМ [39, 40, 55, 66], учитывающей линейную рекомбинацию (при постоянном времени жизни), позволили установить параметры модели, при которых концентрация неравновесных дырок для различных вариантов локализации освещаемой области во всем диапазоне рабочих напряжений в большей части активной области структуры оказывается существенно меньше концентрации свободных электронов и является величиной, лимитирующей темп процесса рекомбинации. Поэтому в отличие от предыдущих работ авторов [39, 40, 55, 66] в варианте модели, используемом в этой работе, время жизни неравновесных дырок и электронов считалось не постоянным, а задавалось функцией от избыточной концентрации дырок  $\Delta p$  как

$$\tau(\Delta p) = \tau_{\max} - (\tau_{\max} - \tau_{\min}) \cdot \frac{\left( \frac{\Delta p}{\Delta p_{app}} \right)^2}{1 + \left( \frac{\Delta p}{\Delta p_{app}} \right)^2}, \quad (9)$$

где  $\tau_{\max}$ ,  $\tau_{\min}$ ,  $\Delta p_{app}$  – параметры аппроксимации. Значения времени жизни  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  выбирались на основе известных литературных данных для полуизолирующего GaAs [80–83]. Конкретные численные значения  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  приведены



в последующих разделах статьи. Предварительные численные эксперименты при постоянном значении времени жизни  $\tau = \tau_{\max}$  позволяли определить максимальное значение концентрации неравновесных дырок  $\Delta p_{\max}$ , которое далее использовалось для выбора значения параметра аппроксимации  $\Delta p_{app}$ . Значение  $\Delta p_{app}$  выбиралось таким образом, чтобы на аппроксимирующей зависимости  $\tau(\Delta p)$  при  $\Delta p \approx \Delta p_{\max}$  достигались значения времени жизни, близкие к  $\tau_{\min}$ .

## 2. Особенности алгоритма численного решения системы уравнений ЛПМ

Алгоритм численного решения системы дифференциальных уравнений ЛПМ (1)–(9) основывается на методе конечных разностей – замене исходных дифференциальных уравнений конечно-разностными уравнениями для сеточных функций концентраций электронов  $n_i^j$  и дырок  $p_i^j$ , концентрации незаполненных ловушек  $N_{T-i}^j$  и напряженности электрического поля  $E_i^j$  на пространственно-временной сетке (узлы сетки  $x_i$  и  $t^j$ ) с последующим вычислением сеточных функций плотности тока  $j^j$  и напряжения на структуре  $U^j$ . Шаги по времени  $h_t$  и по координате  $h_x$  выбирались из условия обеспечения устойчивости получаемого численного решения и были меньше соответствующих характеристических величин: максвелловского времени релаксации  $\tau_M$ , времени жизни неравновесных носителей заряда  $\tau$ , дебаевской длины экранирования и диффузионной длины неравновесных носителей. В каждой серии численных экспериментов шаги по времени и по координате принимались постоянными. Распределение концентрации мелких доноров (профиль легирования) вдоль структуры  $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$  задавалось отдельной сеточной функцией  $N_D$ ; концентрация легирующей примеси в высоколегированных  $n^+$ -областях составляла  $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ; в  $n^-$ -области с пониженной концентрацией доноров («зарубке») задавалась равной  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; в активной  $n$ -области –  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 1). При этом длина активной области структуры – порядка 500 мкм. Аппроксимация на сетке уравнений непрерывности для электронов и дырок с использованием Т-образного шаблона приводила к неявным конечно-разностным схемам. Получаемые системы линейных алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами коэффициентов решались численно методом прогонки. При численном решении уравнения Пуассона и уравнения, описывающего кинетику

заполнения-освобождения электронами глубоких уровней ловушек, использовались схемы бегущего счета. Задача решалась в режиме заданного постоянного напряжения  $U = U_0$ .

## 3. Обсуждение результатов математического моделирования

В исследованиях [39, 40, 55, 66, 84], проведенных с использованием разработанной авторами локально-полевой математической модели, было установлено, что даже в предположении постоянства времени жизни неравновесных носителей заряда  $\tau$  (в условиях линейной рекомбинации) изменение величины времени жизни может приводить к существенным изменениям характера динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах  $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$  (на основе полуизолирующего  $n$ -GaAs) как при учете механизма только ганновской неустойчивости тока, так и при одновременном учете ганновского и рекомбинационного механизмов развития неустойчивости тока (при доминировании второго) в условиях локализованного воздействия на активную область структуры излучения из диапазона длин волн, соответствующего собственному поглощению арсенида галлия. Было показано, что наиболее сложные и интересные изменения в характере динамики носителей заряда, электрического поля и, соответственно, в спектре генерируемых колебаний тока, обусловленные изменением постоянного приложенного напряжения и величины  $\tau$ , возможны в условиях локализованного освещения центральной части активной области структуры.

Для уточнения и более адекватного и подробного исследования закономерностей указанных изменений в данной работе проведен детальный анализ особенностей проявления ганновской и рекомбинационной неустойчивостей тока в исследуемых структурах на основе варианта ЛПМ, определяемой уравнениями (1)–(8), при различных фиксированных значениях времени жизни в условиях локализованного освещения центральной части активной области структуры. Значения времени жизни, используемые в численных экспериментах, выбирались на основе известных литературных данных для арсенида галлия [80–83], а также с учетом результатов предыдущих работ авторов [39, 40, 55, 66, 84] и, в частности, задавались в интервале  $\tau = 1\text{--}10 \text{ нс}$  при исследовании ганновской и  $\tau = 10\text{--}17 \text{ нс}$  для случая рекомбинационной неустойчивостей тока.



С другой стороны, известно, что время жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике не является постоянной величиной и зависит от различных физических факторов [67, 80], таких как концентрация примесных центров с глубокими энергетическими уровнями, глубина их залегания в запрещенной зоне полупроводника, избыточные концентрации электронов и дырок. Время жизни может в существенной степени определяться концентрациями неравновесных электронов и дырок, которые значительно меняются в пространстве и во времени в динамическом режиме (в режиме возникновения колебаний пространственного заряда в активной области полупроводникового образца).

Поэтому в данной работе дальнейший анализ динамики электронных процессов в исследуемых структурах на основе полуизолирующего GaAs проводился, в отличие от предыдущих работ, с учетом зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда от концентрации дырок, генерируемых светом (9).

### 3.1. Ганновская неустойчивость тока

При проведении данной серии численных экспериментов модельные параметры выбирались следующим образом. Шаги по времени и координате принимались постоянными и равными  $h_t = 0.46$  пс и  $h_x = 0.14$  мкм соответственно. Максимальное значение функции оптической генерации в (8) составляло  $G_{\max} = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>. Значения  $\tau_{\max}$  и  $\tau_{\min}$  в (9) выбирались на основе известных данных для полуизолирующего GaAs [80] и с учетом результатов предшествующих работ авторов [39, 40, 55, 66],  $\tau_{\max} = 10$  нс,  $\tau_{\min} = 1$  нс. На основе численных экспериментов было определено оптимальное значение параметра  $\Delta p_{app} = 3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> в (9), которое использовалось в последующих численных экспериментах.

Численное моделирование с использованием ЛПМ (1)–(8) нелинейной динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в структурах на основе высокоомного арсенида галлия при различных фиксированных значениях времени жизни неравновесных носителей заряда в условиях проявления ганновской неустойчивости и локализованного оптического воздействия на центральную часть активной области структуры показало, что для каждого задаваемого значения времени жизни из анализируемого интервала  $\tau = 1$ –10 нс в структуре возможно установление

двух характерных устойчивых различающихся режимов динамики электронных процессов [39, 40, 66]: в режиме I в каждом периоде колебаний дипольный домен, возникающий в левой (относительно освещаемой области) части структуры, не успевает развиться, доходя до освещаемой области, и разрушается в ней (рис. 2, а, б); в режиме II дипольный домен развивается, оказывается способным преодолеть освещаемую область и достигает анода; в обоих режимах практически синхронно с возникновением дипольного домена происходит образование обогащенного слоя в правой части структуры, который впоследствии также достигает анода (рис. 2, в, г).

Переход структуры из одного режима в другой происходит при достижении некоторого определенного значения приложенного напряжения  $U_{0r}$  и сопровождается существенными изменениями на зависимостях  $f(U_0)$ ,  $j_0(U_0)$ ,  $j_1(U_0)$ ,  $j_2(U_0)$  (рис. 3). Установлено, что в анализируемом интервале значений времени жизни  $\tau = 1$ –10 нс  $U_{0r}$  немонотонно зависит от времени жизни (рис. 4).

В интервале значений  $\tau = 1$ –3 нс при увеличении времени жизни наблюдается уменьшение  $U_{0r}$ , что обусловлено уменьшением влияния рекомбинационных процессов на динамику пространственного заряда при сопоставимости времени жизни неравновесных носителей заряда и времени, определяющего пролет дипольного домена через освещаемую область и прилегающие к ней области с повышенной концентрацией неравновесных носителей заряда.

В интервале значений  $\tau = 4$ –10 нс происходит увеличение  $U_{0r}$  при увеличении времени жизни, что обусловлено увеличением дрейфового и диффузионного смещения неравновесных носителей заряда за пределы освещаемой области (изменением ее эффективной ширины), приводящим к перераспределению электрического поля между этой областью и остальными частями структуры, что является причиной наблюдающегося уменьшения частоты генерируемых колебаний тока при увеличении времени жизни в указанном интервале.

Дальнейший анализ результатов проведенных численных экспериментов показал, что влияние зависимости  $\tau(\Delta p)$  (9) на спектральный состав генерируемых колебаний тока оказывается наиболее существенным при условии локализации освещаемой области в центральной (рис. 5) или прианодной (рис. 6) частях исследуемой структуры и имеет выраженный характер

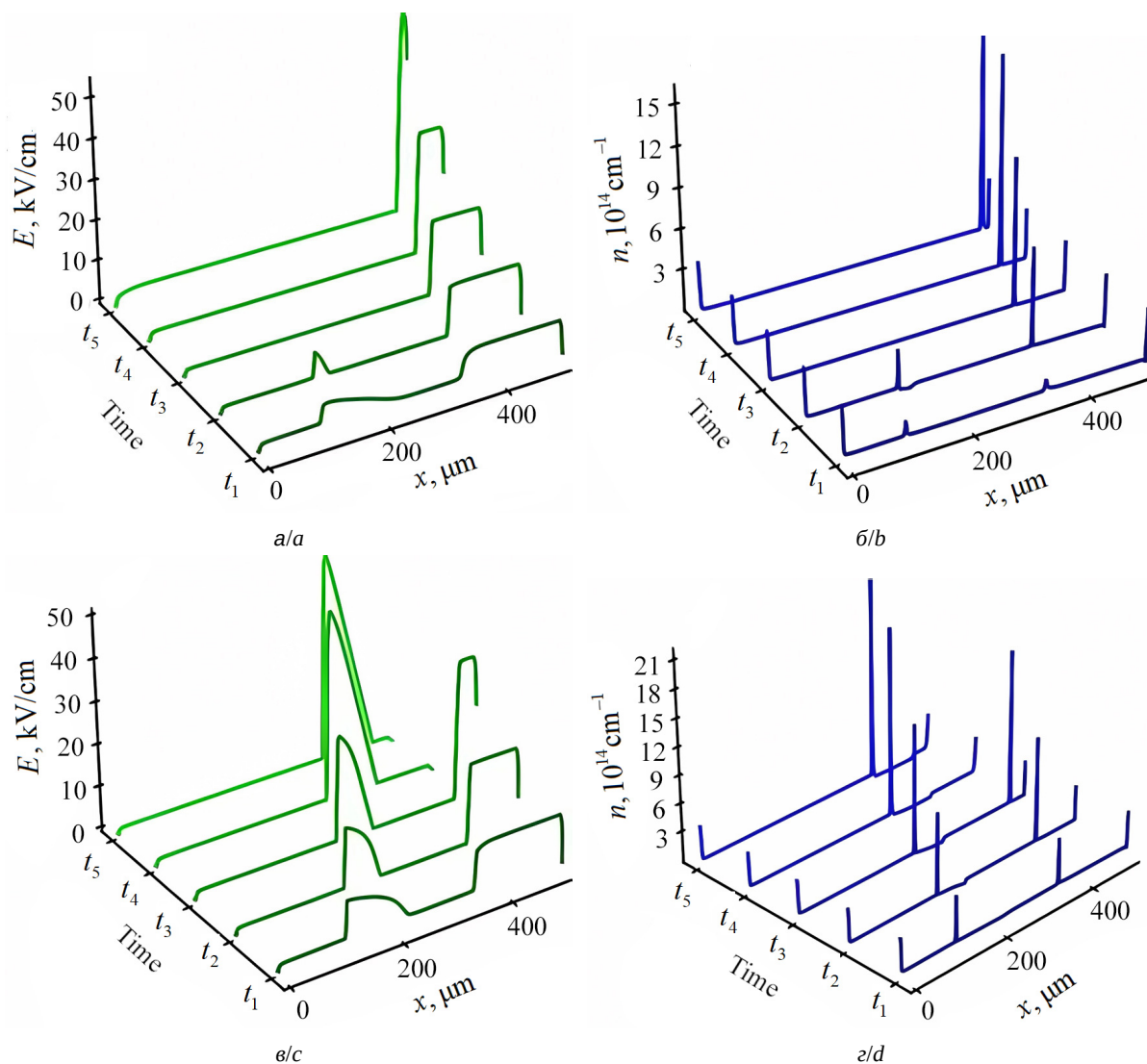


Рис. 2. Пространственные распределения электрического поля и концентрации электронов в структуре в различные моменты времени при  $\tau = 10$  пс, соответствующие напряжениям  $U_0 = 250$  В (а, б) и  $U_0 = 320$  В (в, з) (цвет онлайн)  
 Fig. 2. Spatial distributions of the electric field and electron concentrations in the structure at different time points at  $\tau = 10$  ns, corresponding to voltages  $U_0 = 250$  V (a, b) and  $U_0 = 320$  V (c, d) (color online)

в определенном интервале рабочих напряжений (170–260 В).

Анализ динамики пространственного заряда, напряженности электрического поля и плотности полного тока в условиях локализованного освещения центральной части активной области структуры показал, что при учете зависимости  $\tau(\Delta p)$  (9) в указанном диапазоне напряжений наблюдается заметное изменение соотношения скоростей нарастания поля в двух динамических неоднородностях, одновременно формирующихся в различных частях активной области структуры: первая неоднородность – обогащенный слой в прикатодной области структуры, преобразующийся в процессе движения в домен сильного

поля; вторая неоднородность – обогащенный слой в правой относительно освещаемой части активной области структуры.

Численное моделирование позволило установить, что при локализованном освещении структуры вблизи анода на характер динамики электронных процессов при учете зависимости времени жизни от концентрации неравновесных дырок (9) оказывают влияние два физических фактора:

- 1) изменение времени жизни вдоль активной области структуры может приводить к значительным изменениям характеристических длин, определяющих дрейфовое и диффузионное смещение неравновесных носителей

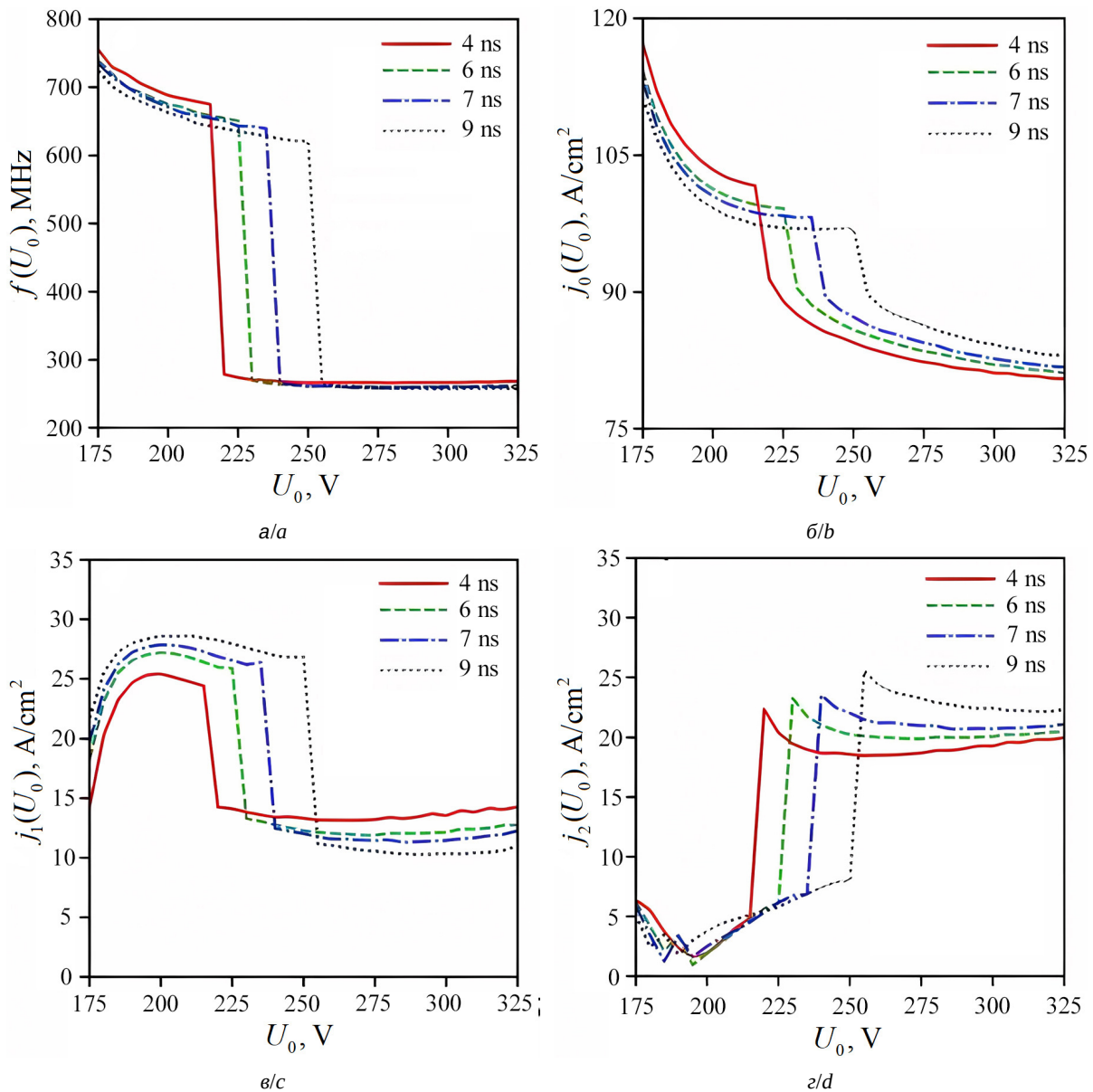


Рис. 3. Зависимости: частоты  $f$  (а), постоянной составляющей  $j_0$  (б), амплитуд основной  $j_1$  (в) и второй  $j_2$  (г) гармоник плотности тока от величины приложенного постоянного напряжения  $U_0$  при различных значениях  $\tau$  (цвет онлайн)

Fig. 3. The dependences of the frequency  $f$  (a), constant component  $j_0$  (b), and amplitudes of the main  $j_1$  (c) and the second  $j_2$  (d) harmonics of the current density on the magnitude of the applied DC voltage  $U_0$  at different values of  $\tau$  (color online)

заряда из освещаемой области, а также их концентрации в этой области, что приводит к перераспределению электрического поля между этой областью и остальными частями структуры;

- 2) при сопоставимости времени жизни и характеристических времен, определяющих формирование и прохождение через активную область структуры (и отдельные ее части) динамических неоднородностей (главным образом – дипольных доменов), происхо-

дит увеличение влияния рекомбинационных процессов на динамику заряда и тока.

Анализ полученных данных позволил установить, что дрейфовое смещение дырок по направлению к катоду играет определяющую роль в увеличении концентрации неравновесных электронов в этой же части структуры. Поскольку в данном случае освещаемая область расположена вблизи анода, изменение в широких пределах дрейфового смещения дырок (и соответствующее изменение времени жизни в активной области структуры) может приводить к макси-

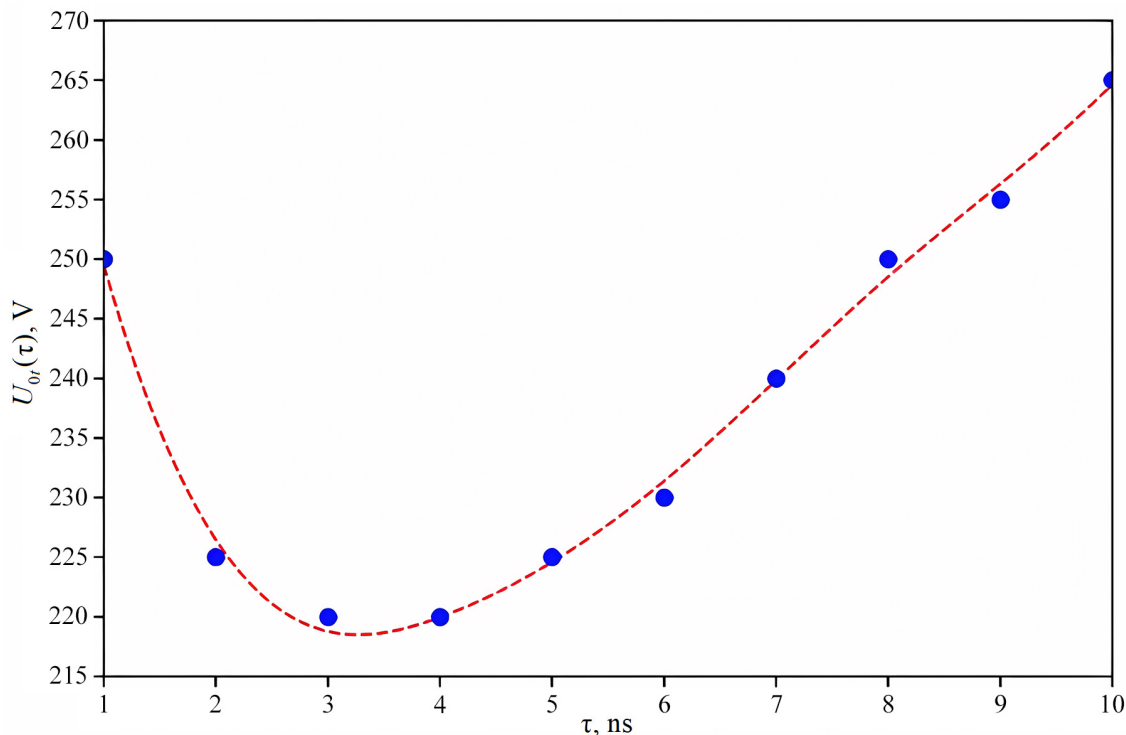


Рис. 4. Зависимость напряжения перехода  $U_{0t}$  от времени жизни  $\tau$   
 Fig. 4. Dependence of the transition (threshold) voltage  $U_{0t}$  on the lifetime  $\tau$

мальным изменениям в характере распределения пространственного заряда и электрического поля в активной области структуры (от узкой прианодной области при малых временах жизни до практически полной длины активной области при больших временах), а также к значительным изменениям характерных размеров областей структуры, в которых происходит взаимодействие динамической неоднородности с неравновесными носителями посредством рекомбинационных процессов (по сравнению с другими вариантами локализации освещаемой области).

### 3.2. Рекомбинационная неустойчивость тока

Авторами в работах [39, 40] для исследуемых структур были установлены граничные значения концентрации примесных центров с глубокими уровнями, соответствующие возникновению в структуре устойчивых высокочастотных (обусловленных преимущественно ганновским механизмом) и низкочастотных (определяемых преимущественно рекомбинационным механизмом) колебаний тока.

В настоящей работе для исследования особенностей проявления рекомбинационной неустойчивости тока в исследуемых структурах параметры примесных центров в уравнении (6)

ЛПМ выбирались в соответствии с данными [39, 40] таким образом, чтобы доминирующим являлся концентрационный (рекомбинационный) механизм неустойчивости тока, заключающийся в возрастании захвата свободных электронов глубокими примесными уровнями в сильных электрических полях. Расчеты были проведены для двух значений концентрации примесных центров с глубокими уровнями  $N_T = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , коэффициент захвата на глубокие уровни в отсутствие поля  $c_0 \approx 7 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ , обратное время тепловой генерации электронов с глубокого уровня  $g = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  (характеристическое время тепловой генерации электронов  $1/g \approx 0.3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ ).

Остальные модельные параметры, используемые при проведении данной серии численных экспериментов, выбирались следующим образом. Шаги по времени и координате принимались постоянными и равными  $h_t = 1 \text{ пс}$  и  $h_x = 0.14 \text{ мкм}$  соответственно. Расчеты проводились для двух значений максимального значения функции оптической генерации  $G_{\text{max}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  и  $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  в (8). Значения  $\tau_{\text{max}}$  и  $\tau_{\text{min}}$  в (9), как и в случае ганновской неустойчивости, выбирались на основе известных данных для полуизолирующего GaAs [80–83] и с учетом ре-

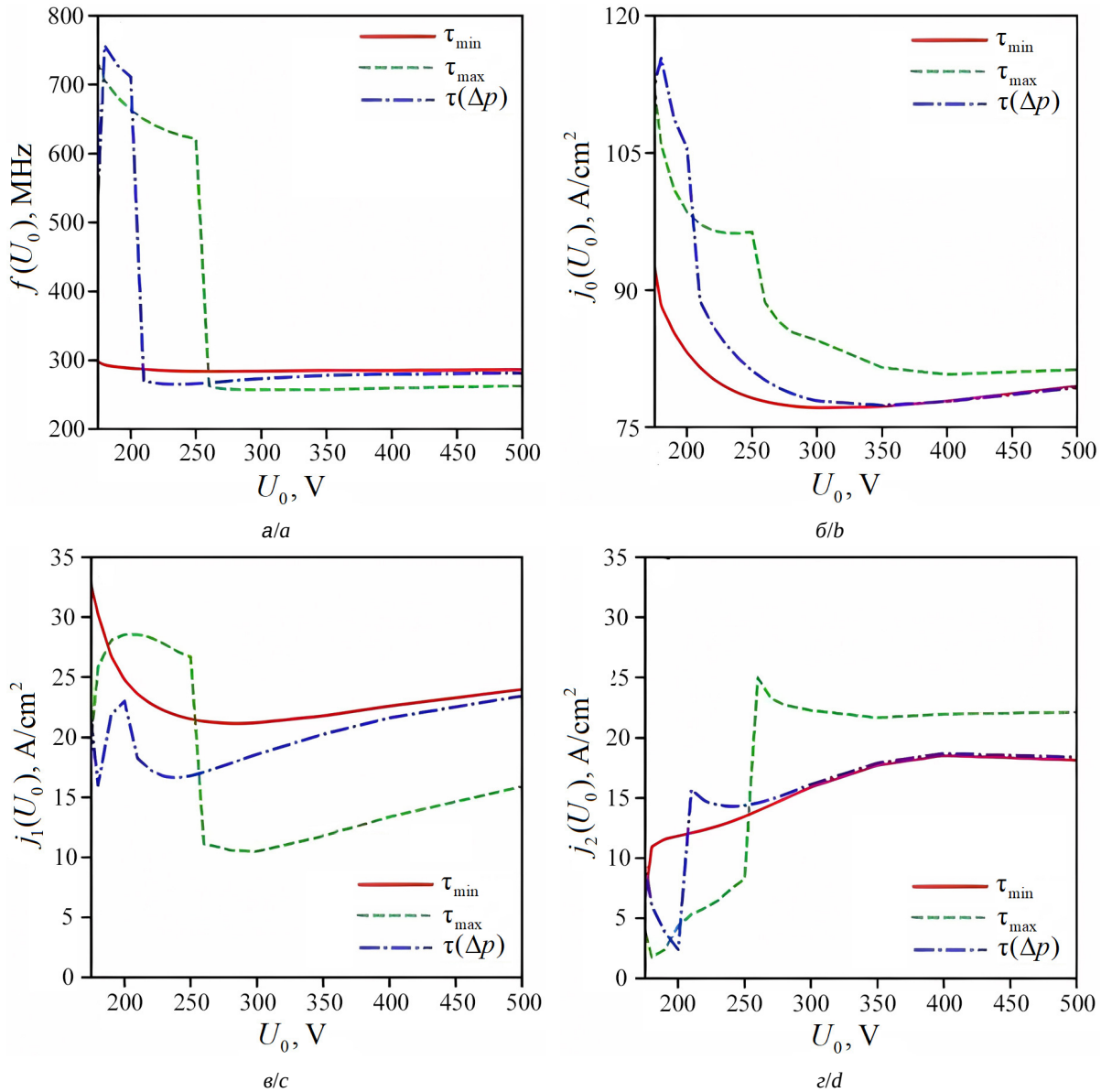


Рис. 5. Зависимости частоты  $f$  (а), постоянной составляющей  $j_0$  (б), амплитуд основной  $j_1$  (в) и второй  $j_2$  (г) гармоник плотности тока от величины приложенного постоянного напряжения  $U_0$  (локализованное освещение центральной части активной области структуры) (цвет онлайн)

Fig. 5. Dependences of the frequency  $f$  (a), the constant component  $j_0$  (b), and the amplitudes of the main  $j_1$  (c) and the second  $j_2$  (d) harmonics of the current density on the magnitude of the applied DC voltage  $U_0$  (localized illumination on the central part of the active region of the structure) (color online)

зультатов предшествующих работ авторов [39, 40, 84]:  $\tau_{\max} = 100$  нс,  $\tau_{\min} = 10$  нс. На основе численных экспериментов было определено значение параметра  $\Delta p_{app} = 1.2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, которое использовалось в последующих численных экспериментах.

Исследование влияния значения времени жизни на спектр генерируемых колебаний тока в длинных высокоомных структурах на основе арсенида галлия в условиях проявления реком-

бинационной неустойчивости и локализованного оптического воздействия на центральную часть активной области структуры, проведенное авторами в более ранних работах [40, 84] с использованием локально-полевой математической модели, показало наличие двух характерных динамических состояний в различных интервалах значений времени жизни. При малых значениях времени жизни  $\tau$  (порядка 1 нс), как и при отсутствии освещения структуры, наблюдался

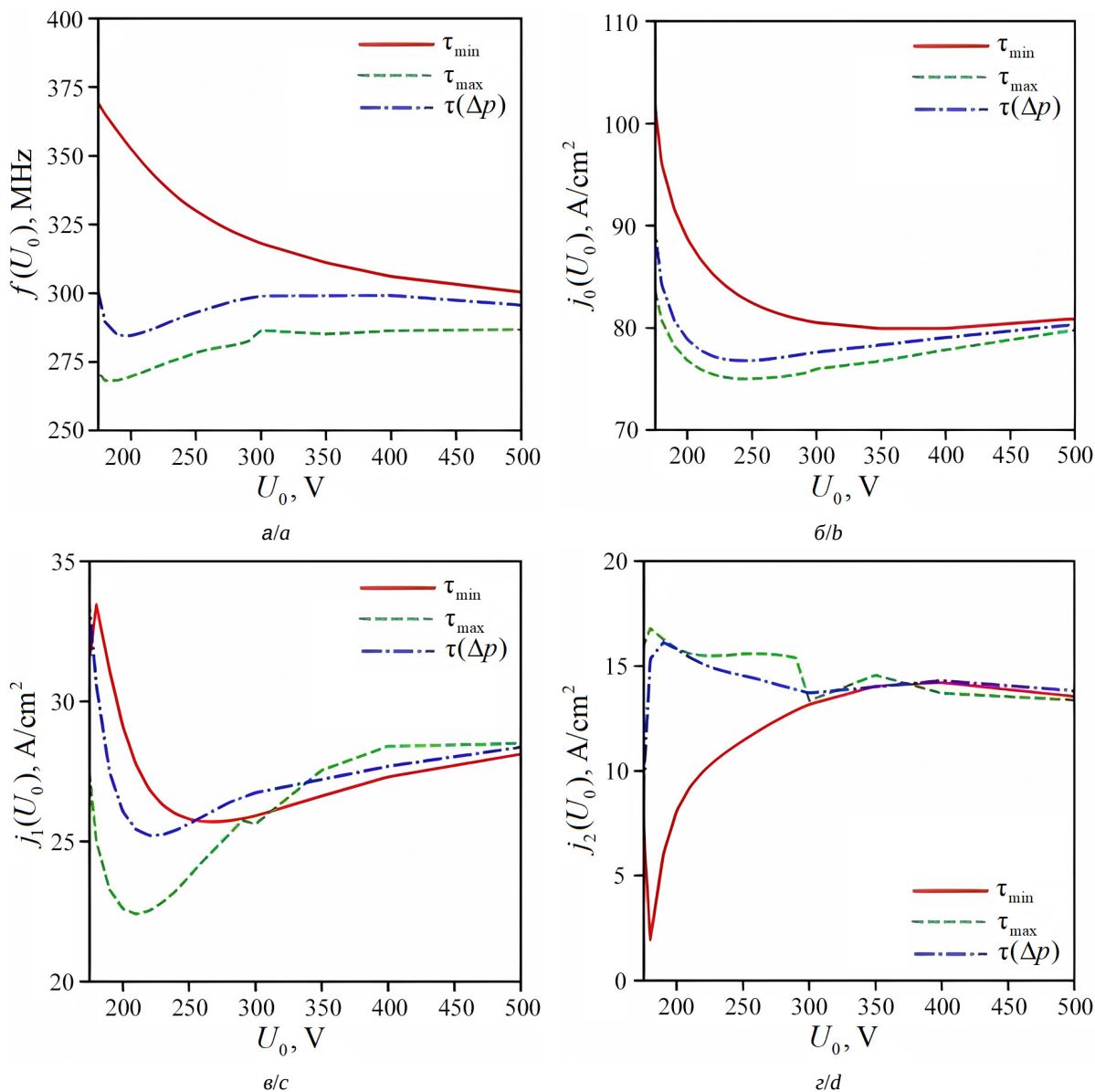


Рис. 6. Зависимости частоты  $f$  (а), постоянной составляющей  $j_0$  (б), амплитуд основной  $j_1$  (в) и второй  $j_2$  (г) гармоник плотности тока от величины приложенного постоянного напряжения  $U_0$  (локализованное освещение прианодной части активной области структуры) (цвет онлайн)

Fig. 6. Dependences of the frequency  $f$  (a), the constant component  $j_0$  (b), and the amplitudes of the main  $j_1$  (c) and the second  $j_2$  (d) harmonics of the current density on the magnitude of the applied DC voltage  $U_0$  (localized illumination on the near-anode part of the active region of the structure) (color online)

один режим с появлением устойчивых относительно низкочастотных (10–15 МГц) колебаний тока, обусловленных периодическим формированием вблизи катода, прохождением через всю активную область, включая освещаемую часть, и уходом в анод медленного рекомбинационного домена. В интервале больших значений  $\tau = 30\text{--}100$  нс наблюдался другой режим с более высокочастотными (30–35 МГц) устойчивыми колебаниями тока меньшей амплитуды. Эти

колебания обусловлены периодическим формированием флуктуации пространственного заряда (и электрического поля) в правой (относительно освещаемой области) части структуры, что является результатом перераспределения поля между левой и правой частями структуры, распространяющейся в сторону статического домена, формируемого вблизи анода, и уходящей в анод. А в промежуточном интервале значений времени жизни  $\tau = 10\text{--}30$  нс наблюдался более сложный



характер динамики электронных процессов и изменений в спектральном составе генерируемых колебаний. Однако в работах [40, 84] не было проведено детальное исследование особенностей проявления рекомбинационной неустойчивости тока в данном интервале значений  $\tau$ .

Исследование динамики пространственного заряда, электрического поля и тока в исследуемых структурах в условиях проявления рекомбинационной неустойчивости тока и локализованного оптического воздействия на центральную часть активной области структуры, проведенное в данной работе на основе ЛПМ (1)–(8) при фиксированном значении времени жизни, позволило установить, что при всех постоянных значениях времени жизни из интервала  $\tau = 10\text{--}17$  нс в структуре возможно установление также двух основных режимов генерации колебаний тока.

При малых напряжениях наблюдается режим, периодический колебательный процесс в котором обусловлен формированием вблизи катода бегущего рекомбинационного домена, достигающего освещаемой области и рассасывающегося в ней (рис. 7, а, б). При больших напряжениях наблюдается режим, в котором формируемый рекомбинационный дипольный домен оказывается способным преодолевать освещаемую область и уходить в анод (рис. 7, в, г). При этом прохождение рекомбинационным доменом освещаемой области сопровождается появлением выраженного второго максимума на зависимости плотности тока от времени.

Установлено, что изменение постоянного значения времени жизни оказывает наиболее существенное влияние на характер динамики электронных процессов в интервале напряжений, соответствующем переходу структуры из одного основного динамического режима в другой. Обнаружено, что в интервале значений времени жизни  $\tau = 13\text{--}17$  нс в указанном «промежуточном» интервале напряжений реализуется «переходный» режим, при котором в одном периоде наблюдается несколько (два или более) характерных циклов колебаний тока, соответствующих процессам последовательного формирования, движения и исчезновения (в освещаемой области или на аноде) подвижных рекомбинационных доменов (рис. 7, д, е). При этом форма (а соответственно, и спектр) генерируемых колебаний тока приобретает более сложный вид с несколькими выраженными максимумами на одном периоде. Анализ показал, что установление «переходного» режима связано с тем,

что распределение электронов и дырок, искажаемое при прохождении рекомбинационного домена через освещаемую область, не успевает возвращаться в исходное состояние до формирования очередного домена в начале периода.

Анализ численных результатов привел к выводу, что учет зависимости времени жизни от концентрации неравновесных дырок  $\tau(\Delta p)$  (9) оказывает наиболее сильное влияние на спектр генерируемых колебаний тока при условии локализации освещаемой области в центральной части структуры.

При этом самые существенные изменения в спектре (рис. 8) наблюдаются в диапазоне напряжений 75–115 В. В этом случае частота основной гармоники колебаний тока оказывается практически в 3.5 раза ниже частоты основной гармоники, соответствующей случаю  $\tau_{\max}$ , и в 1.5 раза ниже частоты основной гармоники, соответствующей случаю  $\tau_{\min}$ .

Анализ также показал, что при напряжениях 55–70 В и при учёте зависимости времени жизни от концентрации неравновесных дырок  $\tau(\Delta p)$  (9) характер динамики пространственного заряда и напряженности электрического поля в активной области структуры аналогичен наблюдаемому при постоянном времени жизни  $\tau_{\min}$  и обусловлен процессами периодического возникновения, прохождения через активную область и ухода в анод неоднородности электрического поля, представляющей собой домен рекомбинационного типа. Рекомбинационный домен, формируясь в непосредственной близости от катода, развивается в левой (относительно освещаемой области) части активной области структуры, достигает освещаемой области, проходит через нее и далее уходит в анод.

При увеличении прилагаемого напряжения и достижении им значения 75 В при учёте зависимости  $\tau(\Delta p)$  (9) происходит изменение характера динамики электронных процессов в активной области структуры: процессу ухода в анод «основного» рекомбинационного домена, сформировавшегося вблизи катода, прошедшего освещаемую область и достигшего прианодной области, предшествует возникновение в левой части активной области структуры (между катодом и освещаемой областью) «нового» домена. Он практически сразу рассасывается левее освещаемой области, не успев полностью сформироваться. Вслед за этим происходит рассасывание «основного» домена на аноде, после чего процесс

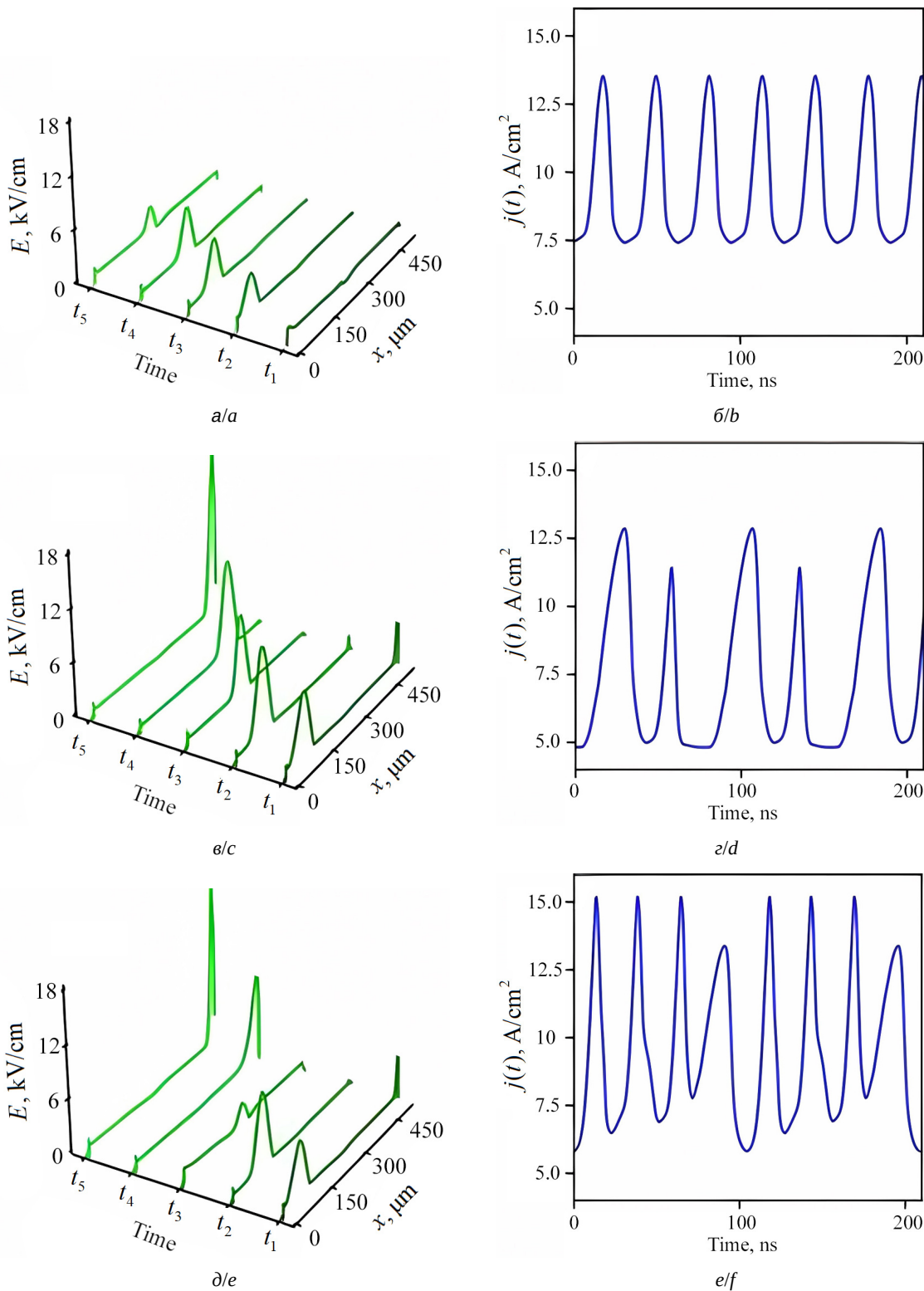


Рис. 7. Пространственные распределения электрического поля в структуре в различные моменты времени и характерная форма генерируемых колебаний тока в условиях локализации освещаемой области в центральной части активной области при  $\tau = 10$  нс,  $U_0 = 45$  В (а, б); при  $\tau = 10$  нс,  $U_0 = 70$  В (в, г); при  $\tau = 15$  нс,  $U_0 = 60$  В (д, е).  $N_T = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ;  $G_{\text{max}} = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ c}^{-1}$

Fig. 7. Spatial distributions of the electric field in the structure at different times and the characteristic shape of the generated current fluctuations under conditions of localized illumination on the central part of the active region of the structure at  $\tau = 10$  ns,  $U_0 = 45$  V (a, b); at  $\tau = 10$  ns,  $U_0 = 70$  V (c, d); at  $\tau = 15$  ns,  $U_0 = 60$  V (e, f);  $N_T = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ;  $G_{\text{max}} = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$

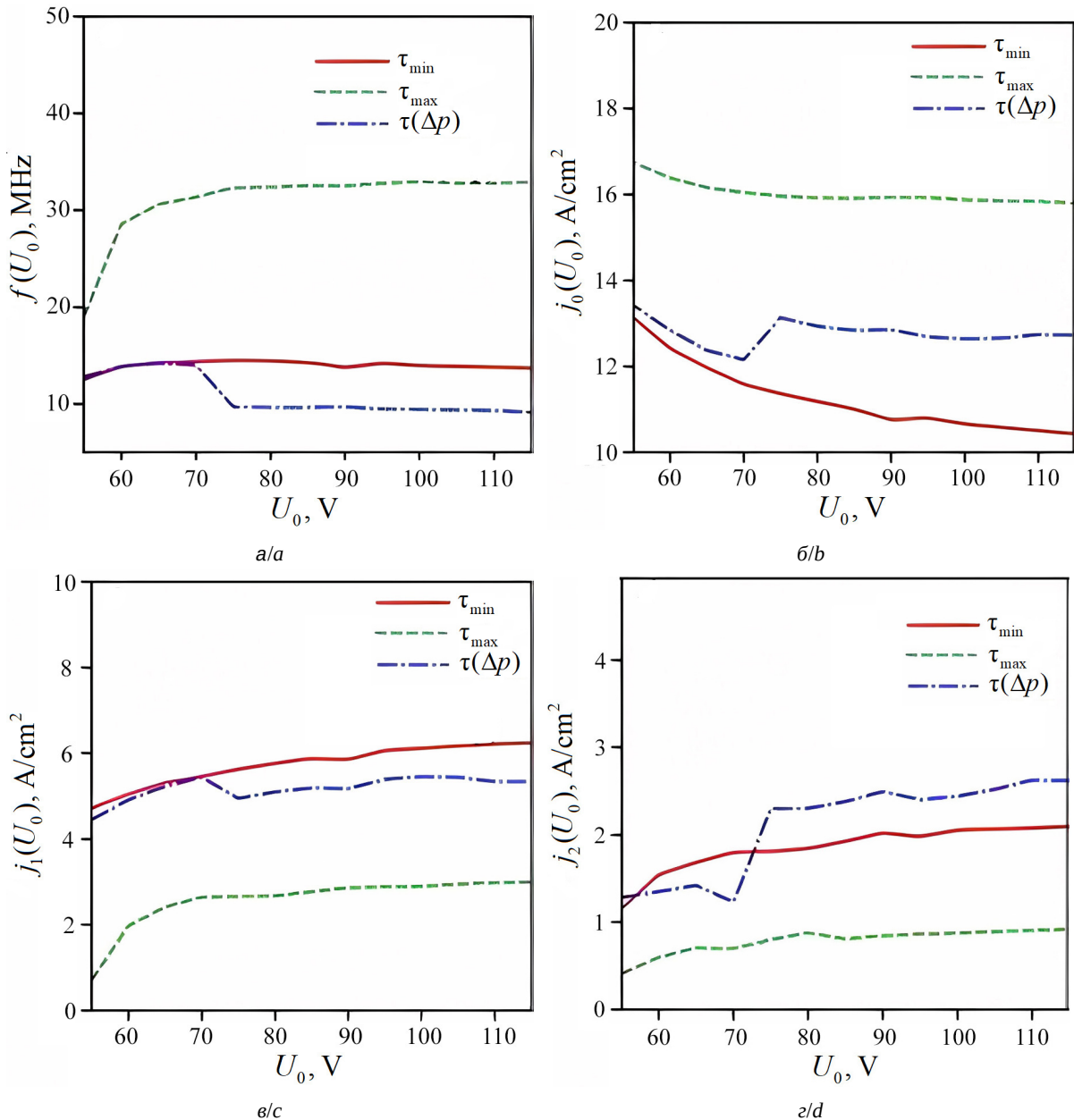


Рис. 8. Зависимости частоты  $f$  (а), постоянной составляющей  $j_0$  (б), амплитуд основной  $j_1$  (в) и второй  $j_2$  (г) гармоник плотности тока от величины приложенного постоянного напряжения  $U_0$  при локализованном освещении центральной части структуры;  $N_T = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $G_{\text{max}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  (цвет онлайн)

Fig. 8. Dependences of the frequency  $f$  (a), the constant component  $j_0$  (b), and the amplitudes of the main  $j_1$  (c) and the second  $j_2$  (d) harmonics of the current density on the magnitude of the applied DC voltage  $U_0$  under localized illumination on the central part of the structure;  $N_T = 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ;  $G_{\text{max}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  (color online)

периодически повторяется, что и обуславливает более сложную (характерную для диапазона напряжений 75–115 В) по сравнению с предыдущим случаем (55–70 В) форму генерируемых колебаний тока и соответствующие изменения в спектре.

При постоянном значении времени жизни равном  $\tau_{\text{max}}$  характер динамики электронных процессов отличается от описанного выше слу-

чая. В структуре в непосредственной близости от анода формируется область сильного электрического поля (статический домен). В то же время левее этой области, но правее границы освещаемой области, формируется динамическая неоднородность в виде флуктуации электрического поля, которая движется по направлению к аноду. По мере приближения флуктуации к статическому домену напряженность электрического поля



в нем возрастает, достигая максимума. Далее происходит уход флуктуации в анод, сопровождаемый уменьшением напряженности электрического поля в статическом домене и формированием новой флуктуации.

### Заключение

1. Результаты наших и теоретических, и экспериментальных исследований [39, 40, 85–89], включая данную работу, свидетельствуют о большой сложности процессов, происходящих в структурах на основе полуизолирующего арсенида галлия. Эта сложность, прежде всего, обусловлена неустойчивостью пространственного заряда и электрического поля, возникающей в исследуемой физической системе, её неоднородностью и существенной нелинейностью, зависимостью возникающих в ней колебательных процессов от множества различных внутренних и внешних факторов. В результате в структуре в активном состоянии наблюдаются изменения во времени и по координате всех динамических переменных (концентрации носителей заряда, напряженности электрического поля и пр.) в очень широких пределах (до порядков величины), что исключает возможность наблюдения и использования в анализе линейных режимов и моделей. Всесторонний и детальный анализ возможен только на основе численного решения модельной системы уравнений. Возникающие и наблюдаемые (в том числе и экспериментально), колебательные процессы происходят с частотами в широком диапазоне от десятков кГц до десятков ГГц. В связи с этим локально-полевая математическая модель является вполне адекватной для описания электронных процессов в исследуемых структурах на основе полуизолирующего GaAs. Исследования свойств этих структур в условиях локализованного освещения, а также учет наличия и перезарядки глубоких уровней, требует включения в базовую систему соответствующих уравнений, выражений, дополнений и описаний. В данной работе представлен, обоснован и тщательно апробирован соответствующий вариант ЛПМ (1)–(9), анализ которого позволил установить ряд интересных и важных эффектов.

2. На основе анализа результатов математического моделирования определена степень влияния освещения с длиной волны оптического излучения, соответствующей собственному поглощению арсенида галлия, при локализации

освещаемого участка в трех разных частях активной области исследуемой структуры (область между двумя высоколегированными приконтактными областями  $n^+$ ). Установлено, что наибольшая степень влияния освещения на динамику происходящих в структуре процессов наблюдается при локализации освещаемого участка в центре активной области структуры, а также в прианодной области, а наименьшая – при его локализации вблизи катода. Поскольку локализация освещения в условиях эксперимента с учетом достаточно больших размеров активной области структуры (порядка 500 мкм) и реальной возможности обеспечения необходимых размеров самой освещаемой области (порядка 100 мкм) и ее конкретного позиционирования легко реализуется вполне простыми техническими средствами, то изменение локализации освещаемой области может рассматриваться как способ оперативного управления характеристиками (частота, амплитуда) возникающих колебательных процессов.

3. Установлено, что для возникающих и ганновской, и рекомбинационной неустойчивостей тока в исследуемой структуре на основе полуизолирующего GaAs колебательные процессы носят сложный негармонический характер с развитым и зависящим от многих факторов спектром. Колебательный процесс может характеризоваться общим периодом, содержащим два и более циклов, конкретные свойства и число которых зависят от реализуемого динамического состояния, определяемого величиной времени жизни и приложенного напряжения.

4. Численные эксперименты, проведенные с использованием разработанного варианта математической модели (1)–(9) в условиях ганновской неустойчивости тока и локализованного освещения в центре, позволили обнаружить существование в активном состоянии в исследуемой структуре двух устойчивых колебательных режимов. Переход от одного режима к другому происходит при некотором значении напряжения (напряжении перехода  $U_{0r}$ ), которое зависит от выбираемых значений модельных параметров и характеристик, что сопровождается существенными изменениями на зависимостях основной частоты генерации  $f(U_0)$ , постоянной и амплитуд переменных составляющих (первой и второй гармоник) спектра плотности тока  $j_0(U_0)$ ,  $j_1(U_0)$ ,  $j_2(U_0)$  от напряжения  $U_0$ .

5. Численные эксперименты, проведенные с использованием разработанного варианта математической модели (1)–(9), свидетельствуют



о том, что впервые введенный в модель учет зависимости времени жизни носителей от их избыточной концентрации  $\tau(\Delta p)$  (9) и установленное его влияние на спектральный состав генерируемых колебаний для случая рекомбинационной неустойчивости носят наиболее принципиальное значение при всех рассмотренных вариантах локализации освещаемого участка. Это связано с тем, что период возникающих колебательных процессов в этом случае оказывается близким к времени жизни и характеристическому времени перезарядки глубоких примесных центров, существующих в полуизолирующем GaAs и определяющих динамику перестройки рекомбинационных доменов. При этом учет зависимости  $\tau(\Delta p)$  (9) оказывается, как и в случае ганновской неустойчивости, наиболее сильным и выраженным при локализации освещаемого участка в центральной и прианодной частях активной области исследуемой структуры. Моделирование показало, что при освещении структуры в центре активной области наиболее выраженные изменения в спектре наблюдаются в ограниченном интервале напряжений.

6. Приведенные в данной работе результаты математического моделирования и выявленные особенности в динамике электронных процессов, происходящих в высокоомной активной  $n$ -области структуры  $n^+ - n^- - n - n^+ - \text{GaAs}$  (в полуизолирующем GaAs) в условиях локализованного оптического воздействия, свидетельствуют не только о значительном влиянии величины времени жизни на указанные особенности, но и о принципиальной необходимости учета его зависимости от концентрации неравновесных носителей заряда для более корректного и точного анализа протекающих процессов, а также о широких функциональных возможностях и о больших перспективах практического применения исследованных неустойчивостей тока в структурах на основе полуизолирующего арсенида галлия. Результаты соответствующих и/или близких по постановке задач экспериментальных исследований [31, 33, 42, 45, 46, 61, 62], включая работы авторов данной статьи [40, 41, 85–89], также однозначно подтверждают большое многообразие, сложность и управляемость происходящих физических процессов в исследованных или подобных им структурах, а также и большие практические перспективы этого направления функциональной микроэлектроники. Исследования в данном направлении, несомненно, должны иметь продолжение и развитие.

## Список литературы

1. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 416 с.
2. Коцаренко Н. Я., Федорченко А. М. Критерий абсолютной и конвективной неустойчивости для параметрически связанных волн // ЖТФ. 1969. Т. 39, вып. 5. С. 951–953.
3. Ахиезер А. И., Половин Р. В. Критерии нарастания волн // УФН. 1971. Т. 104, № 2. С. 185–200. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0104.197106a.0185>
4. Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М.: Советское радио, 1977. 368 с.
5. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.
6. Владимиров В. В., Волков А. Ф., Мейлихов Е. З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. 256 с.
7. Федорченко А. М., Коцаренко Н. Я. Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. М.: Наука, 1981. 176 с.
8. Щука А. А. Электроника: учебное пособие / под ред. проф. А. С. Сигова. СПб.: БХВ-Петербург, 2006. 800 с.
9. Щука А. А., Сигов А. С. Электроника: в 4 ч. Ч. 4. Функциональная электроника: учебник. М.: Юрайт, 2025. 184 с.
10. Смирнов Ю. А., Соколов С. В., Титов Е. В. Основы нано- и функциональной электроники: учебное пособие. СПб.: Лань, 2022. 320 с.
11. Балодис Ю. Н., Лутовинов С. И. Устройства функциональной электроники: в 2 ч. Ч. 1. Акустоэлектронные устройства. Л.: Издательство ЛИЭС, 1988. 63 с.
12. Гуляев Ю. В., Бальшева О. Л., Григорьевский В. И., Дмитриев В. Ф., Мансфельд Г. Д. Акустоэлектронные устройства обработки и генерации сигналов. Принципы работы, расчета и проектирования / под ред. Ю. В. Гуляева. М.: Радиотехника, 2012. 571 с.
13. Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon spintronics // Nature Physics. 2015. Vol. 11, № 6. P. 453–461. <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
14. Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // J. Phys.: Condens. Matter. 2014. Vol. 26, № 12. Art. 123202. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202>
15. Никитов С. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Логунов М. В., Морозова М. А., Одинцов С. А., Осокин С. А., Шараевская А. Ю., Шараевский Ю. П., Кирилюк А. И. Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // УФН. 2020. Т. 190, № 10. С. 1009–1040. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038609>
16. Дин Р., Матарезе Р. Новый тип СВЧ-транзистора – усилитель бегущей волны на  $n$ -GaAs // ТИИЭР. 1972. Т. 60, № 12. С. 23–43.
17. Kumabe K., Kanbe H. GaAs travelling-wave amplifier // Int. J. Electronics. 1985. Vol. 58, № 4. P. 587–611. <https://doi.org/10.1080/00207218508939056>



18. Михайлов А. И., Сергеев С. А., Горячев А. А. Интегральный преобразователь частоты миллиметрового диапазона на волнах пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, № 2. С. 16–24.
19. Garcia-Barrientos A., Palankovski V. Numerical simulation of amplification of space charge waves in *n*-InP films // Materials Science and Engineering: B. 2011. Vol. 176, iss. 17. P. 1368–1372. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2011.02.014>
20. Garcia-Barrientos A., Palankovski V. Numerical simulation of space charge waves in *n*-InP films and microwave frequency conversion under negative differential conductivity // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, iss. 7. Art. 072110. <https://doi.org/10.1063/1.3555467>
21. Garcia-Barrientos A., Nikolova N., Filipovic L., Gutierrez-D E. A., Serrano V., Macias-Velasquez S., Zarate-Galvez S. Numerical simulations of space charge waves amplification using negative differential conductance in strained Si/SiGe at 4.2 K // Crystals. 2023. Vol. 13, № 9. Art. 1398. <https://doi.org/10.3390/cryst13091398>
22. Абрамов А. С., Золотовский И. О., Кадочкин А. С., Моисеев С. Г., Паняев И. С., Санников Д. Г., Явтушенко М. С., Светухин В. В., Фотиади А. А. Генерация частотно-модулированных оптических импульсов ИК диапазона в полупроводниковой волноводной структуре с реализуемой волной пространственного заряда // Квантовая электроника. 2022. Т. 52, № 11. С. 1044–1049. <https://doi.org/10.3103/S1068335623150022>
23. Елисов М. В. Самоорганизационная динамика концентрации носителей зарядов в полупроводниках при их инжекции // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2023. Т. 31, № 5. С. 622–627. <https://doi.org/10.18500/0869-6632-003064>
24. Зикриллаев Н. Ф., Шоабдурахимова М. М., Курбанова У. Х., Наркулов Н., Шакаров Ф. К. Влияние магнитного поля, электрического поля и интенсивности освещения на параметры рекомбинационных волн в кремнии // Электронная обработка материалов. 2024. Т. 60, № 1. С. 106–113. <https://doi.org/10.52577/eom.2024.60.1.106>
25. Чередов А. И., Щелканов А. В. Преобразователь напряжение – частота на основе электрического домена // Омский научный вестник. 2017. № 1 (151). С. 90–92.
26. García-Sánchez S., Daher M. Abou., Lesecq M., Huo L., Lingaparthi R., Nethaji D., Radhakrishnan K., Íñiguez-de-la-Torre I., Vasallo B. G., Pérez S., González T., Mateos J. On the practical limitations for the generation of Gunn oscillations in highly doped GaN diodes // IEEE Trans. Electron Devices. 2023. Vol. ED-70, iss. 7. P. 3447–3453. <https://doi.org/10.1109/TED.2023.3271610>
27. García-Sánchez S., Íñiguez-de-la-Torre I., Pérez S., González T., Mateos J. Monte Carlo study of Gunn oscillations in geometrically shaped planar Gunn diodes based on doped GaN: Influence of geometry, intervalley energy, and temperature // IEEE Trans. Electron Devices. 2024. Vol. ED-71, iss. 10. P. 5901–5907. <https://doi.org/10.1109/TED.2024.3438114>
28. Lee W. Z., Ong D. S., Choo K. Y., Yilmazoglu O., Hartnagel H. L. Monte Carlo evaluation of GaN THz Gunn diodes // Semiconductor Science and Technology. 2021. Vol. 36, № 12. Art. 125009. <https://doi.org/10.1088/1361-6641/ac2b4d>
29. Semyonov E. V., Malakhovskij O. Y. Short-pulse properties of the Gunn diode // IEEE Trans. Electron Devices. 2020. Vol. ED-67, iss. 5. P. 2100–2105. <https://doi.org/10.1109/TED.2020.2982295>
30. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. М. : Мир, 1972. 382 с.
31. Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. М. : Советское радио, 1975. 288 с.
32. Левинштейн М. Е. Новые результаты в исследовании междолинного перехода горячих электронов (Обзор) // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 7. С. 1249–1268.
33. Шур М. С. Современные приборы на основе арсенида галлия. М. : Мир, 1991. 632 с.
34. Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М. : Наука, 1986. 288 с.
35. Иванченко В. А., Климов Б. Н., Михайлов А. И. Параметрическое взаимодействие высокочастотных волн в *n*-GaAs // ФТП. 1979. Т. 13, вып. 6. С. 1172–1174. EDN: XWJIGH
36. Игнатъев Ю. М., Михайлов А. И. Параметрическое усиление волн пространственного заряда в полупроводнике с отрицательной дифференциальной проводимостью // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1990. Т. 33, № 10. С. 76–78. EDN: YNBQHC
37. Барыбин А. А., Михайлов А. И. Параметрическое взаимодействие волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах // ЖТФ. 2000. Т. 70, вып. 2. С. 48–52. EDN: RYOQNP
38. Барыбин А. А., Михайлов А. И. Анализ параметрического взаимодействия волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах асимметричного типа на основе арсенида галлия // ЖТФ. 2003. Т. 73, вып. 6. С. 103–109. EDN: RYOQNP
39. Михайлов А. И., Митин А. В., Терентьева А. И. Особенности проявления ганновской и рекомбинационной неустойчивостей тока в высокоомных полупроводниках в условиях оптического воздействия // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии : сборник статей / под общей редакцией проф. А. И. Михайлова. Саратов : ИЦ «Наука», 2013. С. 130–153. EDN: ZMIAMH
40. Михайлов А. И., Митин А. В., Кожевников И. О. Неустойчивости тока в полуизолирующем арсениде галлия: математическое моделирование, эксперимент, функциональные возможности // Физика полупроводников и твердотельная электроника : сборник статей / под общей редакцией проф. А. И. Михайлова. Саратов : Амирит, 2022. С. 42–76. EDN: НТХМQH



41. Михайлов А. И., Сергеев С. А. Волны пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии : сборник статей / под общ. ред. проф. А. И. Михайлова. Саратов : ИЦ «Наука», 2013. С. 59–104. EDN: ZMHZXR
42. Neumann A. Slow domains in semi-insulating GaAs // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 90, iss. 1. P. 1–26. <https://doi.org/10.1063/1.1377023>
43. Царапкин Д. П. Генераторы СВЧ на диодах Ганна. М. : Радио и связь, 1982. 112 с.
44. Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З. Диодные генераторы и усилители СВЧ. М. : Радио и связь, 1986. 184 с.
45. Segev M., Collings B., Abraham D. Photorefractive Gunn effect // Physical Review Letters. 1996. Vol. 76, № 20. P. 3798–3801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.3798>
46. Bonilla L. L., Kindelan M., Hernando P. J. Photorefractive Gunn effect // Physical Review B. 1998. Vol. 58, № 11. Art. 7046. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.7046>
47. Qi Y., Yu Z. G., Flatté M. E. Spin Gunn effect // Physical Review Letters. 2006. Vol. 96. Art. 026602. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.026602>
48. Hsu H. W. Time-dependent Nuclear Spin Polarization, Effects of Device Non-uniformity on the Gunn Effect, and Electron Spin Dynamics at High Electric Fields in GaAs: A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Applied Physics) in The University of Michigan. 2022. <https://doi.org/10.7302/6107>
49. Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переходом электронов. Харьков : Издательство Харьковского университета, 1982. 135 с.
50. Бородовский П. А., Осадчий В. М. Междолинный перенос электронов в полупроводниках  $A^3B^5$ . Новосибирск : Издательство СО АН СССР, 1987. 171 с.
51. Пореш С. Б., Тагер А. С., Кальфа А. А. Математическое моделирование и анализ на ЭВМ высокочастотных характеристик диодов Ганна // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 10. С. 19–31.
52. Коуплэнд Дж. А. Генератор с большим КПД, работающий в режиме ОНОЗ // ТИИЭР. 1969. Т. 57, № 10. С. 91–93.
53. Голант Е. И., Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. Моделирование на ЭВМ диодов Ганна миллиметрового диапазона длин волн // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1981. Вып. 7. С. 23–28.
54. Кальфа А. А., Пореш С. Б., Тагер А. С. Эффект Ганна на высоких частотах // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. М. : ЦНИИ «Электроника», 1984. Вып. 4. 34 с.
55. Михайлов А. И., Митин А. В. Анализ нелинейной динамики тока в длинных высокоомных образцах  $n$ -GaAs в условиях локальной засветки. Ч. 1. Формулировка модели // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т. 10, № 2. С. 49–56. EDN: LBDLCB
56. McCumber D. E., Chynoweth A. G. Theory of negative-conductance amplification and of Gunn instabilities in “two-valley” semiconductors // IEEE Trans. Electron Devices. 1966. Vol. ED-13, iss. 1. P. 4–21. <https://doi.org/10.1109/T-ED.1966.15629>
57. Чайка В. Е. О сравнении двухтемпературной и однотемпературной моделей диода Ганна // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1979. Вып. 1. С. 99–100.
58. Михайлов А. И. Усовершенствованный вариант однотемпературной модели эффекта Ганна в арсениде галлия // Известия вузов. Радиотехника. 1999. Т. 42, № 10. С. 46–50. EDN: YNBQWI
59. Blotekaer K. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors // IEEE Trans. Electron Devices. 1970. Vol. ED-17, iss. 1. P. 38–47. <https://doi.org/10.1109/T-ED.1970.16921>
60. Михайлов А. И., Разумихин К. А. Исследование динамики электронов в полупроводниковых структурах диодов Ганна на основе двухтемпературной модели // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2006. Т. 9, № 2. С. 74–78. EDN: MTHNVX
61. Hsu H. W., Sih V. Illumination-induced modulation of conductivity and Gunn oscillation properties in epitaxial GaAs // J. Appl. Phys. 2021. Vol. 129, iss. 9. Art. 095701. <https://doi.org/10.1063/5.0041508>
62. Hsu H. W., Dominguez M. J., Sih V. Gunn threshold voltage characterization in GaAs devices with wedge-shaped tapering // J. Appl. Phys. 2020. Vol. 128, iss. 7. Art. 074502. <https://doi.org/10.1063/5.0016101>
63. Бобрешов А. М., Нестеренко Ю. Н., Разуваев Ю. Ю. Распределение поля и зарядов в переходе между  $n$ -GaAs и полуизолирующей подложкой, легированной хромом // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16, № 3. С. 50–55. EDN: RRSMEI
64. Martin G. M., Farges J. P., Jacob G., Hallais J. P., Poiblaud G. Compensation mechanisms in GaAs // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51, iss. 5. P. 2840–2852. <https://doi.org/10.1063/1.327952>
65. Полуизолирующие соединения АIII BV / под ред. Дж. У. Руса. М. : Металлургия, 1984. 257 с.
66. Михайлов А. И., Митин А. В. Анализ нелинейной динамики тока в длинных высокоомных образцах  $n$ -GaAs в условиях локальной засветки. Ч. 2. Результаты моделирования // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13, № 1. С. 73–81. EDN: KXHWMF
67. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М. : Мир, 1980. 208 с.
68. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М. : Физматгиз, 1963. 494 с.
69. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М. : Мир, 1966. 192 с.
70. Роках А. Г. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и диэлектриках : учебное пособие.



- Саратов : Издательство Саратовского университета, 1984. 158 с.
71. *Фистуль В. И.* Введение в физику полупроводников : учебное пособие. 2-е изд., перераб. и доп. М. : Высшая школа, 1984. 352 с.
  72. *Зу С.* Физика полупроводниковых приборов : в 2 кн. 2-е изд., перераб. и доп. М. : Мир, 1984. Кн. 1. 456 с.
  73. *Thim H. W.* Computer study of bulk GaAs devices with random one-dimensional doping fluctuations // *J. Appl. Phys.* 1968. Vol. 39, iss. 8. P. 3897–3904. <https://doi.org/10.1063/1.1656872>
  74. *Dalal V. L., Dreeben A. B., Triano A.* Temperature dependence of hole velocity in *p*-GaAs // *J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 42, iss. 7. P. 2864–2867. <https://doi.org/10.1063/1.1660641>
  75. *Blakemore J. S.* Semiconducting and other major properties of gallium arsenide // *J. Appl. Phys.* 1982. Vol. 53, iss. 10. P. R123–R181. <https://doi.org/10.1063/1.331665>
  76. *Levinshtein M. E., Rumyantsev S. L., Shur M. S.* Handbook Series on Semiconductor Parameters : in 5 vols. Singapore : World Scientific, 1996. Vol. 1. 237 p.
  77. *Dargys A., Kundrotas J.* Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP. Vilnius : Science and Encyclopedia Publishers, 1994. 264 p.
  78. *Пореш С. Б., Тагер А. С.* Теоретическое исследование генераторов на дриодах с междолинным электронным переносом // *Радиотехника и электроника.* 1978. Т. 23, № 4. С. 834–840.
  79. *Милнс А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М. : Мир, 1977. 562 с.
  80. *Das B., Aguilera I., Rau U., Kirchartz T.* What is a deep defect? Combining Shockley-Read-Hall statistics with multiphonon recombination theory // *Phys. Rev. Materials.* 2020. Vol. 4, № 2. Art. 024602. <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.4.024602>
  81. *Kolesnikova I. A., Kobtsev D. A., Redkin R. A., Voevodin V. I., Tyazhev A. V., Tolbanov O. P., Sarkisov Y. S., Sarkisov S. Y., Atuchin V. V.* Optical pump–terahertz probe study of HR GaAs:Cr and SI GaAs:El2 structures with long charge carrier lifetimes // *Photonics.* 2021. Vol. 8, № 12. Art. 575 <https://doi.org/10.3390/photonics8120575>
  82. *Хлудков С. С., Толбанов О. П., Вилисова М. Д., Прудаев И. А.* Полупроводниковые приборы на основе арсенида галлия с глубокими примесными центрами. Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2016. 256 с.
  83. *Ringel S. A., Rohatgi A.* The effects of trap-induced lifetime variations on the design and performance of high-efficiency GaAs solar cells // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2002. Vol. ED-38, iss. 11. P. 2402–2409. <https://doi.org/10.1109/16.97400>
  84. *Михайлов А. И., Митин А. В.* Влияние времени жизни носителей заряда на особенности динамики поля и тока в структурах на основе арсенида галлия в условиях локализованной засветки // III НАУЧНЫЙ ФОРУМ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИИ: ТЕОРИЯ И ТЕХНОЛОГИИ ТТТ-2019. Физика и технические приложения волновых процессов ФитПВП-2019 : материалы XVII Международной научно-технической конференции (Казань, Россия, 18–22 ноября 2019 г.). Казань : Издательство Казанского государственного технического университета им. А. Н. Туполева, 2019. С. 22, 23. EDN: EUPDDC
  85. *Михайлов А. И., Митин А. В.* Экспериментальное исследование спектра колебаний тока в длинных высокоомных планарно-эпитаксиальных структурах арсенида галлия в условиях засветки // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2011. Т. 14, № 4. С. 87–91. EDN: ONZHCH
  86. *Михайлов А. И., Митин А. В., Кожевников И. О.* Функциональный однокристалльный преобразователь свет-частота на основе высокоомного *n*-GaAs // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2014. Т. 17, № 4. С. 64–69. EDN: TJHXWT
  87. *Михайлов А. И., Митин А. В., Кожевников И. О.* Особенности возникновения устойчивых колебаний тока большой амплитуды в длинных высокоомных планарно-эпитаксиальных структурах на основе арсенида галлия // *Известия вузов. Радиоэлектроника.* 2015. Т. 58, № 4. С. 59–64. EDN: UCHEYH
  88. *Михайлов А. И., Кожевников И. О., Митин А. В.* Исследование возможности реализации среднечастотного широкополосного генератора качающейся частоты на структуре полужолирующего арсенида галлия // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия : Физика.* 2024. Т. 24, вып. 4. С. 412–417. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2024-24-4-412-417>
  89. *Кожевников И. О., Михайлов А. И., Браташов Д. Н.* Исследование влияния топологии контактных площадок на воспроизводимость параметров колебаний тока в мезапланарных структурах на основе полужолирующего арсенида галлия // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия : Физика.* 2015. Т. 15, вып. 1. С. 51–56. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2015-15-1-51-56>

## References

1. *Bonch-Bruевич V. L., Zvyagin I. P., Mironov A. G.* *Domennaya elektricheskaya neustojchivost' v poluprovodnikakh* [Domain electrical instability in semiconductors]. Moscow, Nauka, 1972. 416 p. (in Russian).
2. *Kocarenko N. Ya., Fedorchenko A. M.* Criteria of absolute and convective instability for parametrically coupled waves. *Technical Physics*, 1969, vol. 39, iss. 5, pp. 951–953 (in Russian).
3. *Akhiezer A. I., Polovin R. V.* Criteria for wave growth. *Sov. Phys. Usp.*, 1971, vol. 14, pp. 278–285. <https://doi.org/10.1070/PU1971v014n03ABEH004700>
4. *Scott A.* *Active and nonlinear wave propagation in electronics.* New York, Wiley-Interscience. 1970. 326 p.
5. *Pozhela Yu. K.* *Plazma i tokovye neustojchivosti v poluprovodnikakh* [Plasma and current instabilities in semiconductors]. Moscow, Nauka, 1977. 368 p. (in Russian).



6. Vladimirov V. V., Volkov A. F., Mejlkhov E. Z. *Plazma poluprovodnikov* [Plasma of semiconductors]. Moscow, Atomizdat, 1979. 256 p. (in Russian).
7. Fedorchenko A. M., Kocarenko N. Ya. *Absolyutnaya i konvektivnaya neustojchivost' v plazme i tverdykh telakh* [Absolute and convective instability in plasma and solid state]. Moscow, Nauka, 1981. 176 p. (in Russian).
8. Shchuka A. A. *Elektronika. Uchebnoe posobie* [Sigov A. S., ed. Electronics: Tutorial]. St. Petersburg, BHV-Peterburg. 2006. 800 p. (in Russian),
9. Shchuka A. A., Sigov A. S. *Elektronika: v 4 ch. Chast' 4. Funktsional'naya elektronika: uchebnik* [Electronics : in 4 pts. Pt. 4. Functional Electronics: Tutorial]. Moscow, Urait, 2025. 183 p. (in Russian).
10. Smirnov Yu. A., Sokolov S. V., Titov E. V. *Osnovy nano- i funktsional'noj elektroniki: uchebnoe posobie* [Fundamentals of nano- and functional electronics: Tutorial]. St. Petersburg, Lan', 2022. 320 p. (in Russian).
11. Balodis Yu. N., Lutovinov S. I. *Ustrojstva funktsional'noj elektroniki. Ch. 1. Akustoelektronnye ustrojstva* [Functional electronics devices. Pt. 1. Acousto-electronic devices]. Leningrad, LIES Publ., 1988. 63 p. (in Russian).
12. Gulyaev Yu. V., Balysheva O. L., Grigor'evskij V. I., Dmitriev V. F., Mansfel'd G. D. *Akustoelektronnye ustrojstva obrabotki i generatsii signalov. Printsipy raboty, rascheta i proektirovaniya* [Gulyaev Yu. V., ed. Acoustoelectronic signal processing and generation devices. Principles of operation, calculation and design]. Moscow, Radiotekhnika, 2012. 571 p. (in Russian).
13. Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon spintronics. *Nature Physics*, 2015, vol. 11, no. 6, pp. 453–461. <https://doi.org/10.1038/nphys3347>
14. Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2014, vol. 26, no. 12, art. 123202. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/123202>
15. Nikitov S. A., Safin A. R., Kalyabin D. V., Sadovnikov A. V., Beginin E. N., Logunov M. V., Morozova M. A., Odintsov S. A., Osokin S. A., Sharaevskaya A. Yu., Sharaevskij Yu. P., Kirilyuk A. I. Dielectric magnonics: From gigahertz to terahertz. *Phys.Usp.*, 2020, vol. 63, no. 10, pp. 945–974. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.07.038609>
16. Dean R. H., Matarese R. J. The GaAs traveling-wave amplifier as a new kind of microwave transistor. *Proc. IEEE*, 1972, vol. 60, iss. 12, pp. 1486–1502. <https://doi.org/10.1109/PROC.1972.8948>
17. Kumabe K., Kanbe H. GaAs travelling-wave amplifier. *Int. J. Electronics*, 1985, vol. 58, no. 4, pp. 587–611. <https://doi.org/10.1080/00207218508939056>
18. Mikhailov A. I., Sergeev S. A., Goryachev A. A. Integrated millimeter-wave frequency converter on space-charge waves in semiconductors with negative differential conductivity. *Radioelectronics and Communications Systems*, 2000, vol. 43, no. 2, pp. 16–24 (in Russian)
19. Garcia-Barrientos A., Palankovski V. Numerical simulation of amplification of space charge waves in n-InP films. *Materials Science and Engineering: B*, 2011, vol. 176, no. 17, pp. 1368–1372. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2011.02.014>
20. Garcia-Barrientos A., Palankovski V. Numerical simulation of space charge waves in n-InP films and microwave frequency conversion under negative differential conductivity. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, vol. 98, iss. 7, art. 072110. <https://doi.org/10.1063/1.3555467>
21. Garcia-Barrientos A., Nikolova N., Filipovic L., Gutierrez-D E. A., Serrano V., Macias-Velasquez S., Zarate-Galvez S. Numerical simulations of space charge waves amplification using negative differential conductance in strained Si/SiGe at 4.2 K. *Crystals*, 2023, vol. 13, no. 9, art. 1398. <https://doi.org/10.3390/cryst13091398>
22. Abramov A. S., Zolotovskii I. O., Kadochkin A. S., Moiseev S. G., Panyaev I. S., Sannikov D. G., Yavtushenko M. S., Svetukhin V. V., Fotiadi A. A. Generation of frequency-modulated optical pulses of the IR range in a semiconductor waveguide structure with an implemented space charge wave. *Bull. Lebedev Physics Institute*, 2023, vol. 50, suppl. 3, pp. S374–S382. <https://doi.org/10.3103/S1068335623150022>
23. Elisov M. V. Self-organization dynamics of charge carrier concentration in semiconductors due to the charge injection. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*, 2023, vol. 31, no. 5, pp. 622–627 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/0869-6632-003064>
24. Zikrillaev N. F., Shoabdurakhimova M. M., Kurbanova U. Kh., Narkulov N., Shakarov F. K. Influence of the magnetic field, electric field and illumination intensity on the parameters of recombination waves in silicon. *Elektronnaya obrabotka materialov* [Electronic processing materials], 2024, vol. 60, no. 1, pp. 106–113 (in Russian). <https://doi.org/10.52577/eom.2024.60.1.106>
25. Cheredov A. I., Shchelkanov A. V. Voltage – frequency converter based on the electrical domain. *Omskij nauchnyj vestnik* [Omsk Scientific Bulletin], 2017, no. 1 (151), pp. 90–92 (in Russian).
26. García-Sánchez S., Daher M. Abou, Lesecq M., Huo L., Lingaparthi R., Nethaji D., Radhakrishnan K., Íñiguez-de-la-Torre I., Vasallo B. G., Pérez S., González T., Mateos J. On the practical limitations for the generation of Gunn oscillations in highly doped GaN diodes. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2023, vol. ED-70, iss. 7, pp. 3447–3453. <https://doi.org/10.1109/TED.2023.3271610>
27. García-Sánchez S., Íñiguez-de-la-Torre I., Pérez S., González T., Mateos J. Monte Carlo study of Gunn oscillations in geometrically shaped planar Gunn diodes based on doped GaN: Influence of geometry, intervalley energy, and temperature. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2024, vol. ED-71, iss. 10, pp. 5901–5907. <https://doi.org/10.1109/TED.2024.3438114>
28. Lee W. Z., Ong D. S., Choo K. Y., Yilmazoglu O., Hartnagel H. L. Monte Carlo evaluation of GaN THz Gunn diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 2021, vol. 36, no. 12, art. 125009. <https://doi.org/10.1088/1361-6641/ac2b4d>
29. Semyonov E. V., Malakhovskij O. Y. Short-pulse properties of the Gunn diode. *IEEE Trans. Electron Devices*,



- 2020, vol. ED-67, iss. 5, pp. 2100–2105. <https://doi.org/10.1109/TED.2020.2982295>
30. Carroll John E. *Hot Electron Microwave Generators*. New York, Elsevier, 1970. 306 p.
  31. Levinshtejn M. E., Pozhela Yu. K., Shur M. S. *Effekt Ganna* [Gunn effect]. Moscow, Sovetskoe radio, 1975. 288 p. (in Russian).
  32. Levinshtejn M. E. New results in the study of hot electron intervalley transition (Review). *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, 1979, vol. 13, iss. 7, pp. 1249–1268 (in Russian).
  33. Shur M. *GaAs Devices and Circuits*. New York, Springer, 1987. 670 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4899-1989-2>
  34. Barybin A. A. *Volny v tonkoplenochnykh poluprovodnikovykh strukturakh s goryachimi elektronami* [Waves in thin-film semiconductor structures with hot electrons]. Moscow, Nauka, 1986. 288 p. (in Russian).
  35. Ivanchenko V. A., Klimov B. N., Mikhailov A. I. [Parametric interaction of high-frequency waves in *n*-GaAs. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductors], 1979, vol. 13, iss. 6, pp. 1172–1174 (in Russian). EDN: XWJIGH
  36. Ignat'ev Yu. M., Mikhailov A. I. [Parametric amplification of space-charge waves in a semiconductor with negative differential conductivity]. *Radioelectronics and Communications Systems*, 1990, vol. 33, no. 10, pp. 76–78 (in Russian). EDN: YNBQHC
  37. Barybin A. A., Mikhailov A. I. Parametric interaction of space-charge waves in thin-film semiconductor structures. *Tech. Phys.*, 2000, vol. 45, pp. 189–193. <https://doi.org/10.1134/1.1259595>
  38. Barybin A. A., Mikhailov A. I. Parametric interaction of space-charge waves in asymmetric thin-film *n*-GaAs structures. *Tech. Phys.*, 2003, vol. 48, pp. 761–767. <https://doi.org/10.1134/1.1583832>
  39. Mikhailov A. I., Mitin A. V., Terent'eva A. I. The features of Gunn effect and recombination current instabilities in high-resistance semiconductors under optical influence. In: Mikhailov A. I., ed. *Poluprovodnikovaya elektronika i molekulyarnye nanotekhnologii: sbornik statej* [Semiconductor Electronics and Molecular Nanotechnologies: Collection of articles]. Saratov, Izdatel'skii tsentr "Nauka", 2013, pp. 130–153 (in Russian). EDN: ZMIAMH
  40. Mikhailov A. I., Mitin A. V., Kozhevnikov I. O. Current instability in semi-insulating gallium arsenide: Mathematical modeling, experiment, functionality. In: Mikhailov A. I., ed. *Fizika poluprovodnikov i tverdotel'naya elektronika: Sbornik statej* [Physics of Semiconductors and Solid-State Electronics: Collection of articles]. Saratov, Amirit, 2022, pp. 42–76 (in Russian). EDN: HTXMQH
  41. Mikhailov A. I., Sergeev S. A. Space-charge waves in thin-film semiconductor structures with negative differential conductivity. In: Mikhailov A. I., ed. *Poluprovodnikovaya elektronika i molekulyarnye nanotekhnologii: Sbornik statej* [Semiconductor Electronics and Molecular Nanotechnologies: Collection of articles]. Saratov, Izdatel'skij Tsentr "Nauka", 2013, pp. 59–104 (in Russian). EDN: ZMHZXR
  42. Neumann A. Slow domains in semi-insulating GaAs. *J. Appl. Phys.*, 2001, vol. 90, iss. 1, pp. 1–26. <https://doi.org/10.1063/1.1377023>
  43. Carapkin D. P. *Generatory SVCH na diodakh Ganna* [Microwave generators based on Gunn diodes]. Moscow, Radio i svyaz', 1982. 112 p. (in Russian).
  44. Davydova N. S., Danyushevskij Yu. Z. *Diodnye generatory i usiliteli SVCH* [Diode generators and microwave amplifiers]. Moscow, Radio i svyaz', 1986. 184 p. (in Russian).
  45. Segev M., Collings B., Abraham D. Photorefractive Gunn effect. *Physical Review Letters*, 1996, vol. 76, no. 20, pp. 3798–3801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.3798>
  46. Bonilla L. L., Kindelan M., Hernando P. J. Photorefractive Gunn effect. *Physical Review B*, 1998, vol. 58, no. 11, art. 7046. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.7046>
  47. Qi Y., Yu Z. G., Flatté M. E. Spin Gunn effect. *Physical Review Letters*, 2006, vol. 96, no. 2, art. 026602. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.026602>
  48. Hsu H. W. Time-dependent Nuclear Spin Polarization, Effects of Device Non-uniformity on the Gunn Effect, and Electron Spin Dynamics at High Electric Fields in GaAs: A dissertation submitted in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (Applied Physics) in The University of Michigan. 2022. <https://doi.org/10.7302/6107>
  49. Prokhorov E. D., Beleckij N. I. *Poluprovodnikovye materialy dlya priborov s mezhdolinnyim perekhodom elektronov* [Semiconductor materials for devices with intervalley electron transfer]. Kharkov, Kharkov University Publ., 1982. 144 p. (in Russian).
  50. Borodovskij P. A., Osadchij V. M. *Mezhdolinnyj perenos elektronov v poluprovodnikakh A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>* [Intervalley electron transfer in A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> semiconductors]. Novosibirsk, Siberian Branch of the USSR Academy of Sciences Publ., 1987. 171 p. (in Russian).
  51. Poresh S. B., Tager A. S., Kal'fa A. A. Mathematical modeling and computer analysis of high-frequency characteristics of Gunn diodes. *Elektronnaya tekhnika. Ser. 1. Ehlektronika SVCH* [Electronic Equipment. Ser. 1. Microwave Electronic Technology], 1976, iss. 10, pp. 19–31 (in Russian).
  52. Copeland J. A. LSA oscillator waveforms for high efficiency. *Proc. IEEE*, 1969, vol. 57, no. 9, pp. 1666–1667. <https://doi.org/10.1109/PROC.1969.7358>
  53. Golant E. I., Kal'fa A. A., Poresh S. B., Tager A. S. Computer simulation of Gunn diodes in the millimeter wavelength range. *Elektronnaya tekhnika. Ser. 1. Ehlektronika SVCH* [Electronic Equipment. Ser. 1. Microwave Electronic Technology], 1981, iss. 7, pp. 23–28 (in Russian).
  54. Kal'fa A. A., Poresh S. B., Tager A. S. The Gunn effect at high frequencies. *Obzory po ehlektronnoj tekhnike. Ser. 1. Elektronika SVCH* [Reviews on electronic equipment. Ser. 1. Microwave Electronics]. Moscow, CRI "Electronics" Publ., 1984, iss. 4. 34 p. (in Russian).



55. Mihajlov A. I., Mitin A. V. Analysis of current nonlinear dynamics in long high-resistivity samples of *n*-GaAs under local light action. Pt. 1. Formulation of the model. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2007, vol. 10, no. 2, pp. 49–56 (in Russian). EDN: LBDLCB
56. McCumber D. E., Chynoweth A. G. Theory of negative-conductance amplification and of Gunn instabilities in “two-valley” semiconductors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1966, vol. ED-13, iss. 1, pp. 4–21. <https://doi.org/10.1109/T-ED.1966.15629>
57. Chajka V. E. Comparison of two-temperature and single-temperature models of the Gunn diode. *Elektronnaya tekhnika. Ser. 1. Elektronika SVCH* [Electronic Equipment. Ser. 1. Microwave Electronics], 1979, iss. 1, pp. 99–100 (in Russian).
58. Mikhailov A. I. An improved version of the single-temperature model of the Gunn effect in gallium arsenide. *Radioelectronics and Communications Systems*, 1999, vol. 42, no. 10, pp. 46–50 (in Russian). EDN: YNBQWI
59. Blotekaer K. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 1970, vol. ED-17, iss. 1, pp. 38–47. <https://doi.org/10.1109/T-ED.1970.16921>
60. Mikhailov A. I., Razumikhin K. A. Studying the electron dynamics in semiconductor gunn diode structures by means of two-temperature model. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2006, vol. 9, no. 2, pp. 74–78 (in Russian). EDN: MTHHVX
61. Hsu H. W., Sih V. Illumination-induced modulation of conductivity and Gunn oscillation properties in epitaxial GaAs. *J. Appl. Phys.*, 2021, vol. 129, iss. 9, art. 095701. <https://doi.org/10.1063/5.0041508>
62. Hsu H. W., Dominguez M. J., Sih V. Gunn threshold voltage characterization in GaAs devices with wedge-shaped tapering. *J. Appl. Phys.*, 2020, vol. 128, iss. 7, art. 074502. <https://doi.org/10.1063/5.0016101>
63. Bobreshov A. M., Nesterenko Yu. N., Razuvaev Yu. Yu. Field and charge distribution in the junction between *n*-GaAs and a semi-insulating chromium-doped substrate. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2013, vol. 16, no. 3, pp. 50–55 (in Russian).
64. Martin G. M., Farges J. P., Jacob G., Hallais J. P., Poiblaud G. Compensation mechanisms in GaAs. *J. Appl. Phys.*, 1980, vol. 51, iss. 5, pp. 2840–2852. <https://doi.org/10.1063/1.327952>
65. Rees G. J., ed. *Semi-Insulating III–V Materials*. Nottingham, Shiva Publ., 1980. 361 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4684-9193-7>
66. Mikhailov A. I., Mitin A. V. Analysis of current nonlinear dynamics in long high-resistivity samples of *n*-GaAs under local light action. Pt. 2. Results of modeling. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2010, vol. 13, no. 1, pp. 73–81 (in Russian).
67. Aut I., Gencov D., German K. *Fotoelektricheskie yavleniya* [Photoelectric phenomena]. Moscow, Mir, 1980. 208 p. (in Russian).
68. Ryvkin S. M. *Fotoelektricheskie yavleniya v poluprovodnikakh* [Photoelectric phenomena in semiconductors]. Moscow, Fizmatgiz, 1963. 494 p. (in Russian).
69. Rose A. *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems. Interscience tracts on Physics and Astronomy, vol. 19*. New York, Interscience Publishers, 1963. 168 p.
70. Rokakh A. G. *Fotoelektricheskie yavleniya v poluprovodnikakh i dielektrikakh: uchebnoe posobie* [Photoelectric phenomena in semiconductors and dielectrics: A textbook]. Saratov, Saratov State University Publ., 1984. 158 p. (in Russian).
71. Fistul’ V. I. *Vvedenie v fiziku poluprovodnikov: Uchebnoe posobie* [Introduction to semiconductor Physics: Textbook]. Moscow, Vysshaya shkola, 1984. 352 p. (in Russian).
72. Sze S. M. *Physics of Semiconductor Devices*. New York, John Wiley and Sons Inc., 1981. 868 p.
73. Thim H. W. Computer study of bulk GaAs devices with random one-dimensional doping fluctuations. *J. Appl. Phys.*, 1968, vol. 39, iss. 8, pp. 3897–3904. <https://doi.org/10.1063/1.1656872>
74. Dalal V. L., Dreeben A. B., Triano A. Temperature dependence of hole velocity in *p*-GaAs. *J. Appl. Phys.*, 1971, vol. 42, iss. 7, pp. 2864–2867. <https://doi.org/10.1063/1.1660641>
75. Blakemore J. S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 1982, vol. 53, iss. 10, pp. R123–R181. <https://doi.org/10.1063/1.331665>
76. Levinshtein M. E., Rumyantsev S. L., Shur M. S. *Handbook Series on Semiconductor Parameters: in 5 vols*. Singapore, World Scientific, 1996. Vol. 1. 237 p.
77. Dargys A., Kundrotas J. *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*. Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers. 1994. 264 p.
78. Poresh S. B., Tager A. S. Theoretical study of generators on diodes with intervalley transfer of electrons. *Radiotekhnika i elektronika* [Radioengineering and Electronics], 1978, vol. 23, no. 4, pp 834–840.
79. Milnes A. G. *Deep impurities in semiconductors*. New York, Wiley. 1973. 520 p.
80. Das B., Aguilera I., Rau U., Kirchartz T. What is a deep defect? Combining Shockley-Read-Hall statistics with multiphonon recombination theory. *Phys. Rev. Materials*, 2020, vol. 4, no. 2, art. 024602. <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.4.024602>
81. Kolesnikova I. A., Kobtsev D. A., Redkin R. A., Voevodin V. I., Tyazhev A. V., Tolbanov O. P., Sarkisov Y. S., Sarkisov S. Y., Atuchin V. V. Optical pump–terahertz probe study of HR GaAs:Cr and SI GaAs:El2 structures with long charge carrier lifetimes. *Photonics*, 2021, vol. 8, no. 12, art. 575. <https://doi.org/10.3390/photonics8120575>
82. Hludkov S. S., Tolbanov O. P., Vilisova M. D., Prudaev I. A. *Poluprovodnikovye pribory na osnove arsenida galliya s glubokimi primesnymi centrami* [Semiconductor devices based on gallium arsenide with deep impurity centers]. Tomsk, Tomsk State University Publ., 2016. 256 p. (in Russian).
83. Ringel S. A., Rohatgi A. The effects of trap-induced lifetime variations on the design and performance of high-efficiency GaAs solar cells. *IEEE Trans. Elec-*



- tron Devices, 2002, vol. ED-38, iss. 11, pp. 2402–2409. <https://doi.org/10.1109/16.97400>
84. Mihailov A. I., Mitin A. V. Influence of charge carriers lifetime on field and current dynamics in gallium arsenide-based structures in conditions of localized illumination. *III NAUCHNYJ FORUM TELEKOM-NUKACII: TEORIYA I TEKHNOLOGII TTT-2019. Fizika i tekhnicheskie prilozheniya volnovykh protsessov FITPVP-2019: Materialy XVII Mezhdunarodnoj nauchno-tekhnicheskoy konferentsii [III SCIENTIFIC FORUM ON TELECOMMUNICATIONS: THEORY AND TECHNOLOGIES TTT-2019. Physics and Technical Applications of Wave Processes FITPVP-2019: Proceedings of the XVII International Scientific and Technical Conference, Kazan, November 19–22, 2019]. Kazan, A. N. Tupolev Kazan State Technical University Publ., vol. 3, pp. 22, 23 (in Russian). EDN: EUPDDC*
85. Mikhailov A. I., Mitin A. V. Experimental investigation of current oscillations spectrum in long high-resistivity planar-epitaxial gallium arsenide structures under light action. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2011, vol. 14, no. 4, pp. 87–91 (in Russian). EDN: ONZHCHX
86. Mikhailov A. I., Mitin A. V., Kozhevnikov I. O. Functional single-chip light-to-frequency converter based on high-resistivity *n*-GaAs. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2014, vol. 17, no. 4, pp. 64–69 (in Russian). EDN: TJHXWT
87. Mikhailov A. I., Mitin A. V., Kozhevnikov I. O. Peculiarities of stable oscillations of high amplitude current occurring in long high-impedance planar-epitaxial gallium-arsenide-based structures. *Radioelectronics and Communications Systems*. 2015, vol. 58, no. 4, pp. 59–64 (in Russian). EDN: UCHEYH
88. Mikhailov A. I., Kozhevnikov I. O., Mitin A. V. Investigation of the possibility of implementing a mid-frequency broadband swept-frequency generator based on the structure of semi-insulating gallium arsenide. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2024, vol. 24, iss. 4, pp. 412–417 (in Russian). <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2024-24-4-412-417>, EDN: MNXTBZ
89. Kozhevnikov I. O., Mikhailov A. I., Bratashov D. N. Investigation of the influence of the topology of contact pads on the reproducibility of current oscillation parameters in mesoplanar structures based on semi-insulating gallium arsenide]. *Izvestiya of Saratov University. Physics*, 2015, vol. 15, iss. 1, pp. 51–56 (in Russian).

Поступила в редакцию 05.12.2025; одобрена после рецензирования 10.04.2026;  
принята к публикации 15.04.2026; опубликована 30.06.2026

The article was submitted 05.12.2025; approved after reviewing 10.04.2026;  
accepted for publication 15.04.2026; published 30.06.2026