

**К. А. Лукин, П. П. Максимов**

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины*

*12 ул. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [lukin.konstantin@gmail.com](mailto:lukin.konstantin@gmail.com)

## ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И НАВЕДЕННЫЙ ТОК ВО ВНЕШНЕЙ ЦЕПИ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ОБРАТНОСМЕЩЕННЫХ РЕЗКИХ P-N-ПЕРЕХОДОВ

Создание современных твердотельных источников мощности СВЧ базируется на применении активных элементов с расширенными функциональными возможностями. Активными элементами диодных генераторов являются обратносмещенные резкие  $p-n$ -переходы. Перспективными для создания диодных генераторов являются лавинно-генераторные диоды (ЛГД) на основе обратносмещенных резких  $p-n$ -переходов с постоянным напряжением. Методами диффузионно-дрейфовой теории исследована статическая вольтамперная характеристика (ВАХ) ЛГД. Показано, что при высоком напряжении обратного смещения наблюдается токовая неустойчивость на ВАХ ЛГД. Исследован наведенный ток во внешней цепи ЛГД. Установлено, что спектр наведенного тока определяется спектром автоколебаний ЛГД. Результаты исследований являются теоретической основой для создания диодных генераторов СВЧ-мощности с требуемыми энергетическими и спектральными характеристиками. Ил. 9. Табл. 1. Библиогр.: 19 назв.

**Ключевые слова:** лавинно-генераторный диод, статическая вольтамперная характеристика, токовая неустойчивость, выходная мощность, электронный коэффициент полезного действия, наведенный ток.

Одной из актуальных задач полупроводниковой электроники является разработка и создание мощных полупроводниковых источников электромагнитных колебаний микроволнового и терагерцевого (ТГц) диапазонов [1–5]. Потребность в таких источниках связана с созданием высокоточных радиолокационных и радионавигационных систем, развитием сетей радио- и телекоммуникаций, совершенствованием фотозлектронных умножителей, прямых преобразователей частоты, СВЧ-смесителей и т. п. Полупроводниковый источник мощности СВЧ является единой конструкцией, включающей активный элемент и электродинамическую систему, с которой соединен активный элемент [1]. Широкое применение в качестве активных элементов полупроводниковых источников мощности СВЧ нашли лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе обратносмещенных Ge, Si и GaAs  $p-n$ -переходов [2]. Впервые ЛПД был создан в 1959 г. на основе обнаруженного эффекта генерации колебаний при лавинном пробое германиевых диффузионных диодов СВЧ. Лавинно-пролетный диод генерирует только при переменном напряжении  $U(t) = U_0 + U_1 \sin(\omega t)$ , источником переменной части которого является колебательный контур СВЧ-цепи [1–5]. Отсутствие токовой неустойчивости на статической вольтамперной характеристике (ВАХ) ЛПД следует из результатов экспериментального и теоретического исследований, приведенных в работах [2, 3].

В работах [8–11] методами диффузионно-дрейфовой теории исследованы режимы работы обратносмещенных резких  $p-n$ -переходов с учетом компенсации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей. Показано, что в резких  $p-n$ -переходах при постоянном напряжении обратного смещения ( $U/U_{av} > 1$ ,  $U_{av}$  – статическое напряжение лавинного пробоя) возбуждаются и

поддерживаются автоколебания, обусловленные внутренней обратной связью между электрическим полем и лавинным током. Такой  $p-n$ -переход имеет свойства автогенератора, в котором генерируются автоколебания, частота и форма которых определяются свойствами самого  $p-n$ -перехода, поэтому он был назван лавинно-генераторным диодом (ЛГД).

Целью работы является численное моделирование физических процессов, протекающих в ЛГД на основе резких Si и GaAs  $p-n$ -переходов с постоянным напряжением обратного смещения, исследование статической ВАХ, определение энергетических и спектральных характеристик и расчет наведенного тока во внешней цепи ЛГД.

В качестве математической модели ЛГД используется система уравнений диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ), описывающая физические процессы в полупроводниковой структуре с обратносмещенными  $p-n$ -переходами [1, 2]. Для численного решения дифференциальные уравнения ДДМ преобразовывались в разностную схему [12, 13]. Решение разностных уравнений ДДМ ЛГД находится с помощью алгоритма, учитывающего динамическую обратную связь электрического поля и лавинного тока [10]. В результате решения разностных уравнений получаем дискретизированную реализацию  $x_n$ , состоящую из  $N$  последовательных отсчетов  $x(n\tau)$ , где  $n = 0, \dots, N-1$ . Частота дискретизации равна  $f_s = 1/\tau$  ( $\tau$  – шаг на временной сетке). Шаг частоты дискретизации (абсолютная погрешность определения частоты) равен  $df = f_s/N$ . Достоверность полученных результатов подтверждена тестовыми задачами и сравнением с известными результатами [10].

**1. Статическая ВАХ GaAs ЛГД.** Основными физическими параметрами, определяю-

щими ВАХ ЛГД, являются концентрация примесных атомов и коэффициенты ударной ионизации электронов  $\overline{Jn(E)}$  и дырок  $\overline{Jp(E)}$ , представляющие собой вероятность того, что электрон (дырка) на единицу длины пути ионизирует атом, образуя электронно-дырочную пару [4].

На рис. 1, а приведена ВАХ ЛГД на основе резкого GaAs  $p-n$ -перехода с учетом влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле  $E$  ( $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = N_a$ ;  $N_i = 15 \text{ нс}$ ;  $U_{av} = -17,67 \text{ В}$ ;  $J_{in} = 80 \text{ мА/см}^2$ ;  $J_{im} = J_0 J_{lim}$ ;  $J_{lim} = v_{ns} N_d = 160 \text{ кА/см}^2$  — предельный ток GaAs  $p-n$ -перехода;  $v_{ns}$  — скорость насыщения электронов). На ВАХ можно выделить четыре характерных участка.

На участке  $a-b$  происходит медленное возрастание обратного тока. При малой концентрации носителей заряда в  $p$ -переходе скорость генерации носителей заряда преобладает над скоростью их рекомбинации, поэтому к тепловому току добавляется генерационная компонента, что и приводит к росту обратного тока. Из рис. 1, б (кривая 1) видно, что на участке  $a-b$  наблюдаются незначительные токи утечки.

На участке  $b-c$  наблюдается экспоненциальный рост обратного тока. На этом участке в точке 2 электронная компонента плотности лавинного тока  $J_n(t)$  постоянна и равна  $1,6 \text{ кА/см}^2$  (рис. 1, б, кривая 2). При малом токе величина заряда подвижных носителей остается существенно меньше величины заряда примесных атомов, поэтому в узком интервале напряжений лавинный ток  $J/J_{in}$  экспоненциально растет с увеличением  $U/U_{av}$ . Участки  $a-b$  и  $b-c$  ВАХ описываются нелинейной теорией ЛПД [1–4].

На участке  $c-d$  заряд подвижных носителей начинает компенсировать заряд примесных атомов. Это приводит к снижению величины электрического поля и нелинейному росту лавинного тока [3]. В точке 3 этого участка лавинный ток  $J_n(t)$  равен  $10,9 \text{ кА/см}^2$  (рис. 1, б, кривая 3).

На участке  $d-e$  ( $U/U_{av} = 1...1,5$ ) плотность лавинного тока достигает значений, при которых реализуется токовая неустойчивость вследствие динамической обратной связи электрического поля и лавинного тока. В результате этой неустойчивости возбуждаются и поддерживаются двухчастотные автоколебания ЛГД. На этом участке приведен диапазон изменения амплитуды колебаний лавинного тока (максимальные и минимальные значения). Кривая 4 рис. 1, б иллюстрирует автоколебания  $J_n(t)$  в точке 4 (а). Видно, что максимальная амплитуда автоколебаний достигает  $60 \text{ кА/см}^2$ , а минимальная амплитуда —  $1,7 \text{ кА/см}^2$ . Участки  $c-d$  и  $d-e$  ВАХ резкого  $p-n$ -перехода описываются диффузионно-дрейфовой теорией ЛГД [8–11].

Для сравнения с ВАХ ЛПД на участке  $d-g$  отложено среднее арифметическое значение плотности лавинного тока. Видно, что ВАХ на участке  $d-g$  качественно согласуется со статической ВАХ ЛПД [3].

Таким образом, исследованы характерные участки ВАХ GaAs ЛГД. Показано, что в широком диапазоне напряжений  $U/U_{av} = 1,07...1,42$  наблюдается токовая неустойчивость, при которой возбуждаются автоколебания ЛГД. При напряжении  $U/U_{av} > 1,42$  заряд подвижных носителей нейтрализует заряд примесных атомов, в результате электрическое поле уменьшается, кинетическая энергия носителей заряда снижается до значений, при которых ионизация атомов не происходит.

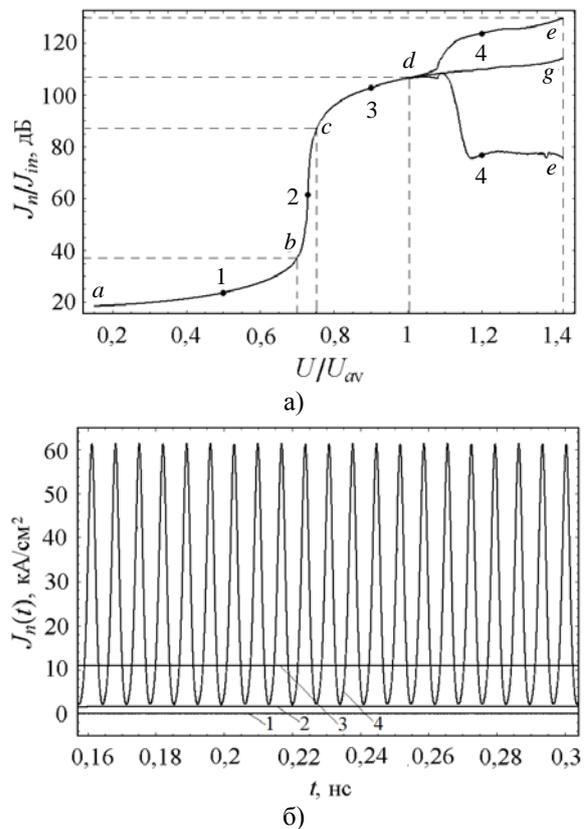


Рис. 1. Статическая ВАХ ЛГД на основе резкого GaAs  $p-n$ -перехода (а) и зависимость от времени электронной компоненты плотности лавинного тока  $J_n(t)$  в различных точках ВАХ (б). Кривые 1–4 соответствуют точкам 1–4 ВАХ

## 2. Когерентные автоколебания GaAs ЛГД.

Рассмотрим ЛГД на основе резкого  $p-n$ -перехода с постоянным напряжением обратного смещения ( $N_a = 4 \cdot 10^{16}$ ;  $N_d = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $U/U_{av} = 1,5$ ). На рис. 2 иллюстрируется процесс возбуждения и установление автоколебаний электронной  $P_n(t)$  и дырочной  $P_p(t)$  компонент плотности мгновенной мощности  $P(t)$ . В этом процессе можно выделить четыре характерных этапа.

На этапе 1 в результате ударной ионизации экспоненциально растет лавинный ток и увеличивается плотность выходной мощности. На этапе 2 заряд подвижных носителей начинает компенсировать заряд примесей, электрическое поле снижается. Эффект снижения электрического поля наблюдается экспериментально [3]. На этапе 3 происходит увеличение амплитуды колебаний  $P(t)$  вследствие нарастания амплитуд колебаний электрического поля и лавинного тока. На этапе 4 наблюдаются установившиеся колебания  $P(t)$ , амплитуда которых определяется энергией источника питания. Время установления колебаний не превышает 0,02 нс, что позволяет использовать резкий  $p-n$ -переход в импульсном режиме работы. Видно, что период колебаний обеих компонент плотности выходной мощности равен  $T = 4,35$  пс ( $f = 230$  ГГц), фаза колебаний не меняется со временем.

Таким образом, в ЛГД в режиме когерентных автоколебаний электронная и дырочная компоненты плотности выходной мощности суммируются, что обеспечивает повышение выходной мощности и электронного коэффициента выходного действия [11].

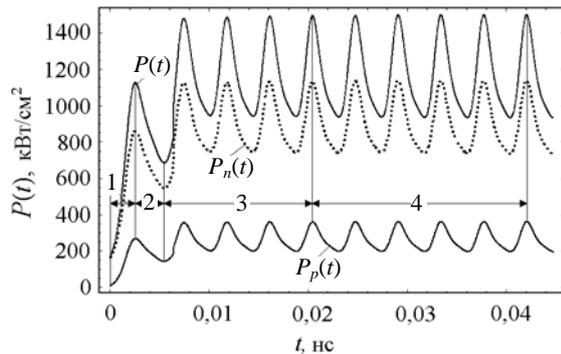


Рис. 2. Когерентные автоколебания электронной  $P_n(t)$  и дырочной  $P_p(t)$  компонент плотности мгновенной мощности  $P(t)$  GaAs ЛГД

**3. Спектр когерентных автоколебаний GaAs ЛГД.** На рис. 3 иллюстрируется фурье-спектр плотности выходной мощности  $P(f)$ , полученный с помощью дискретного преобразования Фурье плотности мгновенной мощности  $P(t)$  ЛГД в режиме двухчастотных когерентных автоколебаний (рис. 2). Абсолютная погрешность определения частоты равна 373 МГц. Спектр когерентных автоколебаний плотности выходной мощности определяется выражением  $P_{pn}(f) = P_p(f) + P_n(f)$ , где  $P_n(f)$  и  $P_p(f)$  – соответственно электронная и дырочная компоненты  $P(f)$ .

На рис. 3 приведены спектральные линии 1 и 2 плотности выходной мощности. Видно, что плотность выходной мощности  $P_{pn}(f)$  на основной частоте 231 ГГц и на второй гармонике

равна соответственно 350 и 95 кВт/см<sup>2</sup>, электронный КПД – 11 и 3 %. Такие высокие значения амплитуды спектральных компонент  $P_{pn}(f)$  были получены в результате суммирования электронной  $P_n(f) = 248$  кВт/см<sup>2</sup> и дырочной  $P_p(f) = 102$  кВт/см<sup>2</sup> компонент плотности выходной мощности.

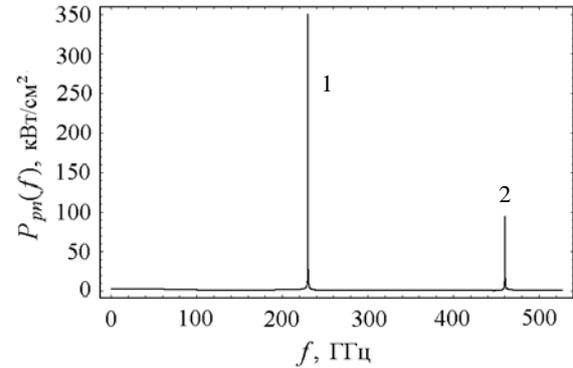


Рис. 3. Фурье-спектр плотности выходной мощности  $P_{pn}(f)$  GaAs ЛГД в режиме когерентных автоколебаний

**4. Статическая ВАХ Si ЛГД.** На рис. 4, а приведена ВАХ ЛГД на основе резкого Si  $p-n$ -перехода ( $N_a = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_d = N_a$ ;  $N_t = 15$  нс;  $U_{av} = -16,5$  В;  $J_{in} = 8$  мА/см<sup>2</sup>;  $J_{in} = J_0 J_{lim}$ ;  $J_{lim} = v_{ns} N_d = 160$  кА/см<sup>2</sup>). На ВАХ (как и на ВАХ GaAs ЛГД) можно выделить четыре характерных участка.

На участке  $a/b$  происходит медленное нарастание обратного тока. Из рис. 4, б, кривая 1, следует, что на участке  $a/b$  токи утечки незначительные.

На участке  $b/c$  наблюдается экспоненциальный рост обратного тока. На этом участке в точке 2 электронная компонента плотности лавинного тока  $J_n(t)$  постоянна и равна 0,9 кА/см<sup>2</sup> (рис. 4, б, кривая 2). При таком токе величина заряда подвижных носителей остается существенно меньше величины заряда примесных атомов, поэтому в узком интервале напряжений лавинный ток  $J/J_{in}$  экспоненциально растет с увеличением  $U/U_{av}$ . Участки  $a/b$  и  $b/c$  ВАХ описываются нелинейной теорией ЛПД [1–4].

На нелинейном участке  $c/d$  электронная компонента плотности лавинного тока  $J_n(t)$  постоянна и измеряется единицами кА/см<sup>2</sup>, поэтому заряд подвижных носителей начинает компенсировать заряд примесных атомов. Это приводит к снижению величины электрического поля и замедлению роста лавинного тока [3]. В точке 3 этого участка электронная компонента плотности лавинного тока  $J_n(t)$  превышает 10 кА/см<sup>2</sup> (рис. 4, б, кривая 3).

На участке  $d/e$  заряд подвижных носителей достигает значений, при которых реализуется динамическая токовая неустойчивость ЛГД. В результате этой неустойчивости возбуждаются

и поддерживаются двухчастотные автоколебания ЛГД. На участке  $d\bar{p}e$  приведены максимальные и минимальные значения амплитуды лавинного тока. На рис. 4, б (кривая 4) иллюстрируются автоколебания в точке 4 рис. 4, а. Видно, что максимальная амплитуда достигает  $100 \text{ кА/см}^2$ , а минимальная  $\approx 0,8 \text{ кА/см}^2$ . Участки  $c\bar{p}d$  и  $d\bar{p}e$  ВАХ резкого  $p$ - $n$ -перехода описываются диффузионно-дрейфовой теорией ЛГД [8/11].

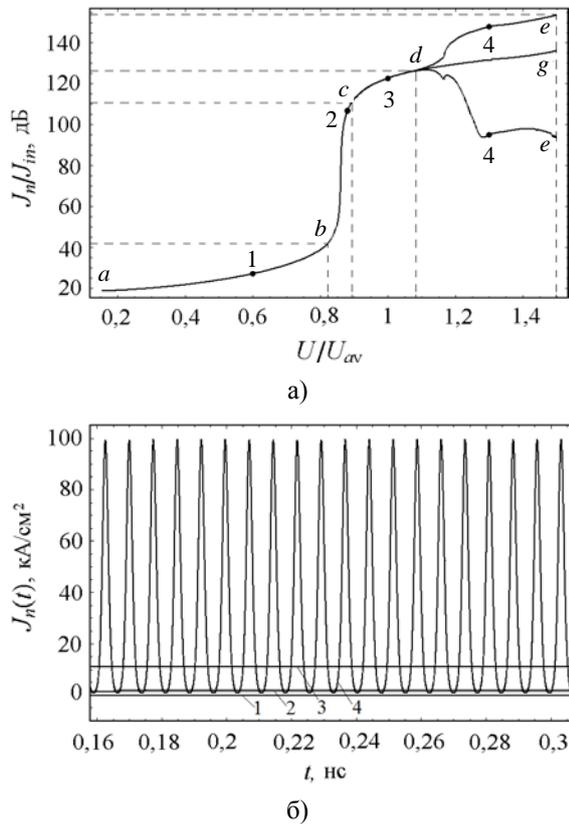


Рис. 4. Статическая ВАХ ЛГД на основе резкого Si  $p$ - $n$ -перехода (а) и зависимость электронной компоненты плотности лавинного тока  $J_n(t)$  в точках 1–4 ВАХ (б)

На участке  $c\bar{p}g$  для сравнения с ВАХ ЛПД отложены средние арифметические значения амплитуды автоколебаний плотности лавинного тока. Видно, что ВАХ Si ЛГД на участке  $c\bar{p}g$  качественно согласуется со статической ВАХ ЛПД [3].

Таким образом, исследованы характерные участки ВАХ Si ЛГД. Показано, что режим автоколебаний ЛГД реализуется в диапазоне напряжений  $U/U_{av} = 1,17 \dots 1,5$  (участок  $d\bar{p}e$ ). Амплитуда автоколебаний изменяется в широком диапазоне.

Эффект гашения ударной ионизации наблюдается при  $U/U_{av} = 1,51$  и обусловлен полной нейтрализацией заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей.

**5. Спектр двухчастотных автоколебаний Si ЛГД.** На рис. 5 иллюстрируется спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  ЛГД ( $N_a = 3 \cdot 10^{17}$ ,  $N_d = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; сплошные линии – спектр электронной компоненты  $P_n(f)$ ; штриховые линии – спектр дырочной компоненты  $P_p(f)$  плотности выходной мощности).

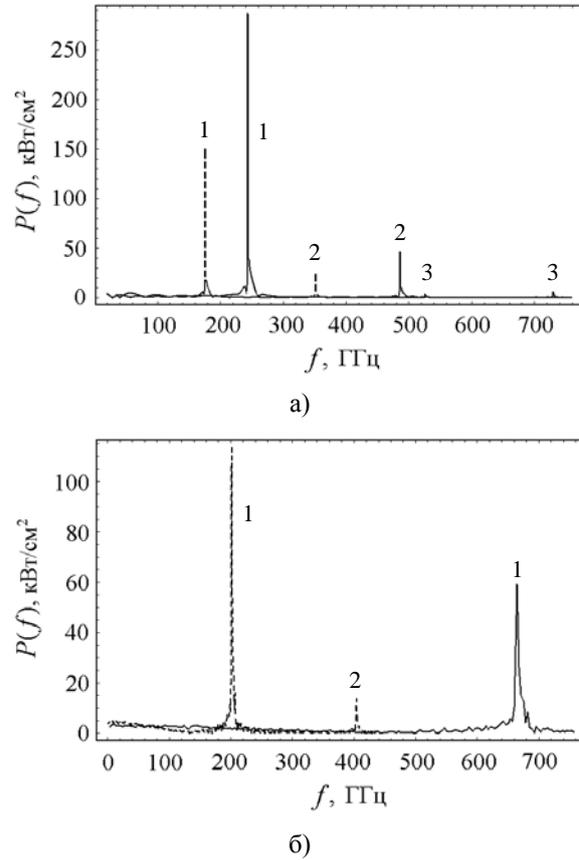


Рис. 5. Фурье-спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  Si ЛГД: а) возбуждение колебаний тепловым током;  $U_0 = -18 \text{ В}$ ; б) возбуждение колебаний случайным сигналом;  $U_0 = -13,9 \text{ В}$

На рис. 5, а первичная ударная ионизация в слое умножения Si  $p$ - $n$ -перехода инициирована током тепловой генерации. Видно, что в  $n$ -области электронная компонента плотности выходной мощности  $P_n(f)$  на основной частоте  $243,7 \text{ ГГц}$  и высших гармониках равна соответственно  $287$ ;  $47,5$ ;  $6,4$ ;  $0,7 \text{ кВт/см}^2$ , электронный КПД –  $26,4$ ;  $4,4$ ;  $0,6$ ;  $0,06 \%$ . В  $n$ -области абсолютная погрешность определения частоты равна  $1,08 \text{ ГГц}$ . В  $p$ -области на частоте  $174,6 \text{ ГГц}$  и высших гармониках дырочная компонента плотности выходной мощности  $P_p(f)$  равна соответственно  $150$ ;  $26$ ;  $3,5$ ;  $0,5 \text{ кВт/см}^2$ , электронный КПД –  $13,8$ ;  $2,4$ ;  $0,3$ ;  $0,05 \%$ . В этой области абсолютная погрешность определения частоты равна  $0,78 \text{ ГГц}$ . Следовательно, спектр выходного сигнала ЛГД состоит из спектров электронной  $P_n(f)$

и дырочной  $P_p(f)$  компонент плотности выходной мощности  $P(f)$ .

Рассмотрим генерацию случайных сигналов в ЛГД на основе резкого Si  $p$ - $n$ -перехода ( $N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Актуальность генерации случайных сигналов с заданными параметрами связана с применением их в шумовых радарах [14]. На рис. 5, б приведен фурье-спектр плотности выходной мощности ЛГД. Первичная ударная ионизация в слое умножения Si  $p$ - $n$ -перехода инициирована хаотическим сигналом.

В  $p$ -области абсолютная погрешность определения частоты равна 1,08 ГГц. Видно, что основная частота и ее вторая гармоника равны соответственно 202 и 404 ГГц, их плотность выходной мощности –  $P_1(f_1) = 114$  и  $P_2(f_2) = 14 \text{ кВт/см}^2$ , электронный КПД  $\eta_p(f) - 13$  и 1,6 %.

В  $n$ -области абсолютная погрешность определения частоты равна 3,55 ГГц. В этой области основная частота равна 664 ГГц, плотность выходной мощности –  $P_1(f_1) = 59 \text{ кВт/см}^2$ , электронный КПД  $\eta_n(f) - 6,7$  %. Такая высокая частота обусловлена высокой концентрацией доноров, при которой размер  $n$ -области равен  $9,86 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ . Как известно [15], частота ЛПД определяется выражением  $f = v_d/2L_n$  ( $v_e = 10^5 \text{ м/с}$ ), из которого находим  $f = 507 \text{ ГГц}$ . Видно, что абсолютная погрешность определения частоты ЛПД равна 159 ГГц.

Таким образом, спектральный состав автоколебаний ЛГД содержит спектры электронной и дырочной компонент плотности выходной мощности. Интервал между спектральными линиями и их положение на оси частот определяются концентрацией примесей и напряжением обратного смещения на  $p$ - $n$ -переходе. С увеличением концентрации примесей ЛГД выходная мощность уменьшается, а частота растет [8–11].

### 6. Когерентные автоколебания Si ЛГД.

Режим когерентных автоколебаний ЛГД реализуется при равенстве времен дрейфа электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  через пролетные участки  $p$ - $n$ -перехода. Это равенство выполняется, если равны отношения концентрации примесей и скоростей насыщения подвижных носителей  $N_a/N_d = v_e/v_p$  ( $v_e, v_p$  – скорости насыщения электронов и дырок соответственно,  $v_p = v_e/2$ ). В этом случае колебания электронной  $J_n$  и дырочной  $J_p$  компонент плотности лавинного тока  $J$  происходят на одной частоте, а разность фаз постоянна.

На рис. 6 приведена зависимость от времени лавинного тока  $J(t)$  и его электронной  $J_n(t)$  и дырочной  $J_p(t)$  компонент ( $N_a = 4,8 \cdot 10^{17}$ ,  $N_d = 2,409 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $U_0 = -14,8 \text{ В}$ ). Видно, что обе компоненты имеют одинаковый период колебаний, равный 3,46 пс (289 ГГц) и постоянную раз-

ность фаз, что доказывает когерентность автоколебаний ЛГД.

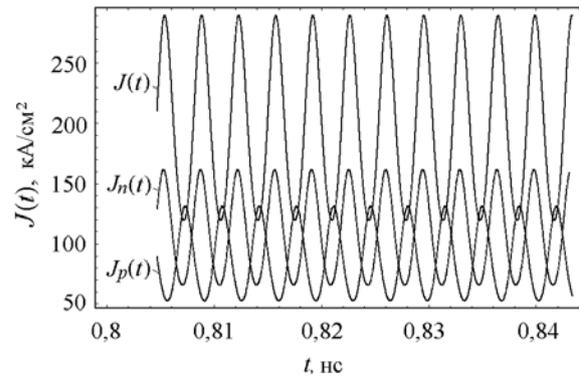


Рис. 6. Зависимости от времени электронной  $J_n(t)$  и дырочной  $J_p(t)$  компонент плотности лавинного тока  $J(t)$  когерентных Si ЛГД

Рассмотрим выходную мощность ЛГД на основе резкого Si  $p$ - $n$ -перехода с постоянным напряжением обратного смещения ( $N_a = 3 \cdot 10^{17}$ ,  $N_d = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Двухчастотные автоколебания в диоде существуют в интервале напряжений обратного смещения  $U_0 = (17...21) \text{ В}$ . При напряжении  $U_0 < 17 \text{ В}$  автоколебания не возбуждаются, лавинный ток меньше пускового. При  $U_0 > 21 \text{ В}$  заряд подвижных носителей существенно компенсирует заряд примесных атомов, электрическое поле снижается до значения, при котором падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе меньше напряжения лавинного пробоя.

На рис. 7 иллюстрируется процесс возбуждения и установление автоколебаний электронной компоненты плотности мгновенной мощности  $P_n(t)$ . В соответствии с ВАХ в этом процессе можно выделить четыре характерных этапа. На этапе 1 заряд подвижных носителей существенно меньше заряда примесей, лавинный ток практически равен нулю. На этапе 2 в результате ударной ионизации экспоненциально растет лавинный ток и увеличивается плотность выходной мощности. На этапе 3 происходит периодическое увеличение амплитуды колебаний  $P(t)$  вследствие нарастания амплитуды колебаний электрического поля и лавинного тока. На этапе 4 наблюдаются установившиеся колебания  $P(t)$ , амплитуда которых определяется напряжением обратного смещения на  $p$ - $n$ -переходе. Время установления колебаний менее 0,055 нс, что позволяет использовать резкий  $p$ - $n$ -переход в импульсном режиме работы.

Таким образом, в ЛГД, как в автоколебательной системе, для возбуждения и поддержания автоколебаний не требуются внешний добротный резонансный контур и цепь обратной связи [8–11].

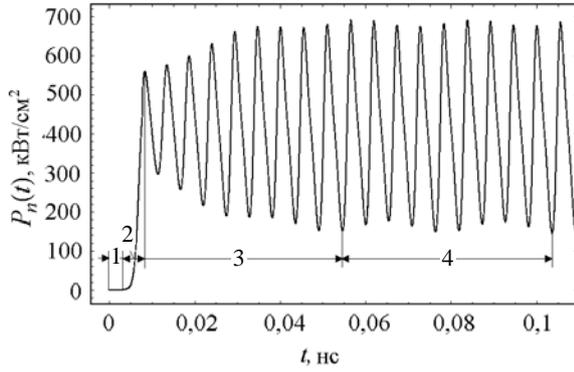


Рис. 7. Динамика развития и установления автоколебаний электронной компоненты плотности мгновенной мощности  $P_n(t)$  когерентного Si ЛГД

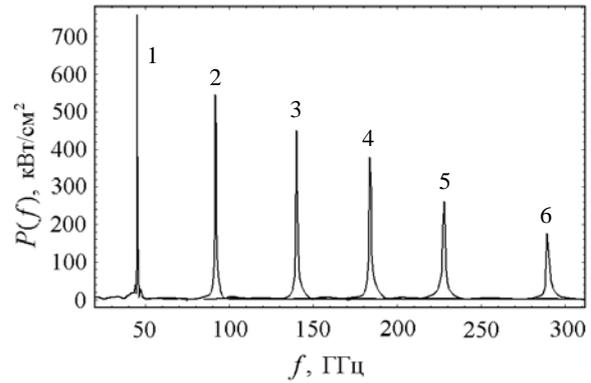


Рис. 8. Фурье-спектр плотности выходной мощности  $P(f)$  шести вариантов Si ЛГД в режиме когерентных двухчастотных автоколебаний

Исследуем зависимость частоты и мощности Si ЛГД от концентрации примесных атомов и напряжения обратного смещения. На рис. 8 приведен фурье-спектр плотности выходной мощности на основной частоте шести вариантов ЛГД в режиме когерентных автоколебаний, концентрация примесей и напряжения обратного смещения которых приведена в таблице. Согласно данным таблицы, плотность выходной мощности определяется суммой электронной и дырочной компонент плотности выходной мощности  $P(f) = P_n(f) + P_p(f)$ , а электронный КПД – суммой  $\eta(f) = \eta_n(f) + \eta_p(f)$ .

Таблица

Параметры ЛГД ( $N_d = N_a/2$ )

Вариант ЛГД	$N_a \times 10^{16}, \text{ см}^{-3}$	$-U_0, \text{ В}$	$f, \text{ ГГц}$	$P, \text{ кВт/см}^2$	$\eta, \%$
1	5	68	45	758	32
2	12	38	92	545	30
3	20	26,7	140	449	30
4	28	21,4	183	378	27
5	36	17,8	228	262	21
6	48	14,8	289	176	15

Из таблицы видно, что плотность выходной мощности и электронный КПД ЛГД повышаются за счет когерентного сложения их электронной и дырочной компонент в обедненном слое  $p$ - $n$ -перехода. Частота автоколебаний ЛГД лежит в миллиметровом диапазоне при изменении концентрации акцепторов в диапазоне  $(5 \dots 48) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $N_d \approx N_a/2$ ). В частности, на частоте 45 ГГц плотность выходной мощности  $P(f)$  увеличена на 18 % и равна  $758 \text{ кВт/см}^2$  (151 Вт при площади  $p$ - $n$ -перехода  $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  [5]), электронный КПД  $\eta = 32 \%$ . На частоте 289 ГГц плотность выходной мощности  $P(f)$  увеличена на 28 % и достигает  $176 \text{ кВт/см}^2$  (35 Вт), электронный КПД  $\eta = 15 \%$ .

Таким образом, при увеличении концентрации примесей обратно смещенного резкого  $p$ - $n$ -перехода частота растет, а максимальная плотность выходной мощности и электронный КПД снижаются [1]. Максимальные значения выходной мощности и электронного КПД ЛГД достигаются в режиме когерентных автоколебаний. Этот вывод согласуется с данными работ [4, 16], согласно которым в биполярном ЛПД миллиметрового диапазона при одновременном использовании эффекта пролета электронов и дырок, возникающих в общем слое умножения, выходная мощность и КПД повышаются. Долговременная работа мощных кремниевых диодов обеспечивается в импульсном режиме, параметры которого определяются исходя из граничной температуры, при которой диод интенсивно деградирует [17].

**7. Наведенный ток во внешней СВЧ-цепи Si ЛГД.** Параметры колебательного контура внешней цепи зададим в виде переменной части напряжения  $U = U_0 + U_1 \sin(\omega t)$ , приложенного к ЛГД [1]. Наведенный ток во внешней цепи ЛГД равен усредненному по пространственной координате конвекционному току обратнo-смещенного  $p$ - $n$ -перехода

$$J_{ind} = \frac{1}{l} \int_0^l [J_{con}(x, t)] dx,$$

где  $l$  – длина обедненной области  $p$ - $n$ -перехода;  $J_{con}(x, t)$  – конвекционный ток.

Мощность, передаваемая потоком носителей заряда электрическому полю, определяется как произведение амплитуды первой гармоники наведенного тока и амплитуды поля [4]. Кроме наведенного тока, во внешней цепи ЛГД будет течь также ток смещения, определяющий «холодную» реактивность диода

$$J_{dis} = \frac{1}{l} \int_0^l [J_{cm}(x, t)] dx,$$

где  $J_{см}(x, t)$  – ток смещения. Полный ток во внешней цепи ЛГД равен сумме наведенного тока и тока смещения.

На рис. 9 приведена плотность наведенного тока  $J_{ind}(t)$  во внешней цепи Si ЛГД в режиме когерентных автоколебаний ( $U/U_{av} = 1,8$ ;  $N_t = 2,5$  мс;  $A_{st} = 0,025$ ;  $f = 37,5$  ГГц;  $N_a = 6,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_d = 3,5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>). Частота дискретизации  $f_d = 81$  ТГц, шаг частоты дискретизации  $f_{sd} = 0,56$  ГГц, шаг на временной сетке  $\tau_n = 12,4$  фс.

На рис. 9, а приведены автоколебания наведенного тока  $J_{ind}(t)$ . Видно, что период автоколебаний наведенного тока равен  $T = 2,545$  пс. Длительность нарастания переднего фронта колебания меньше длительности спада заднего фронта колебания. Амплитуда автоколебаний определяется динамическим напряжением обратного смещения  $U_{pn}(t)$  и модулирована частотой внешнего сигнала  $f = 37,5$  ГГц.

На рис. 9, б представлен реконструированный фазовый портрет системы уравнений ДДМ, полученный методом запаздывания ( $k = 25$ ) [18]. Как известно [19], геометрическим образом установившихся автоколебаний на фазовой плоскости служит аттрактор – предельный цикл, притягивающий к себе все близкие траектории. Видно, что аттрактор имеет множество предельных циклов, которые соответствуют многочастотным автоколебаниям (рис. 9, а).

На рис. 9, в приведен фурье-спектр наведенного тока  $J_{ind}(f)$ . Спектральная линия 1 – спектр внешнего сигнала  $f = 37,45$  ГГц, амплитуда которой равна  $11,5$  кА/см<sup>2</sup>. Рассмотрим спектр наведенного тока  $J_{ind}(f)$ . Основная зона спектральных линий 2 и ее гармоника 3 – спектр автоколебаний наведенного тока  $J_{ind}(f)$ , возбуждаемых на высших гармониках входного сигнала. Интервал между спектральными линиями (2,1; 2,0; 2,2) и (3,1; 3,0; 3,2) определяется частотой внешнего сигнала. Амплитуда несущей частоты  $f = 397$  ГГц спектральной зоны 2 равна  $99,7$  кА/см<sup>2</sup>, электронный КПД равен 19%. Амплитуда второй гармоники  $f = 794$  ГГц равна  $17$  кА/см<sup>2</sup>, электронный КПД – 3%.

Для сравнения на рис. 9, г приведен фурье-спектр электронной компоненты плотности выходной мощности  $P_n(f)$  ЛГД на основе резкого  $p$ - $n$ -перехода. Видно, что спектр наведенного тока во внешней цепи ЛГД содержит спектр входного сигнала и спектр собственных колебаний ЛГД.

Таким образом, спектр наведенного тока во внешней цепи определяется спектром входного сигнала и спектром автоколебаний ЛГД. В ЛГД спектр наведенного тока определяется спектром входного сигнала.

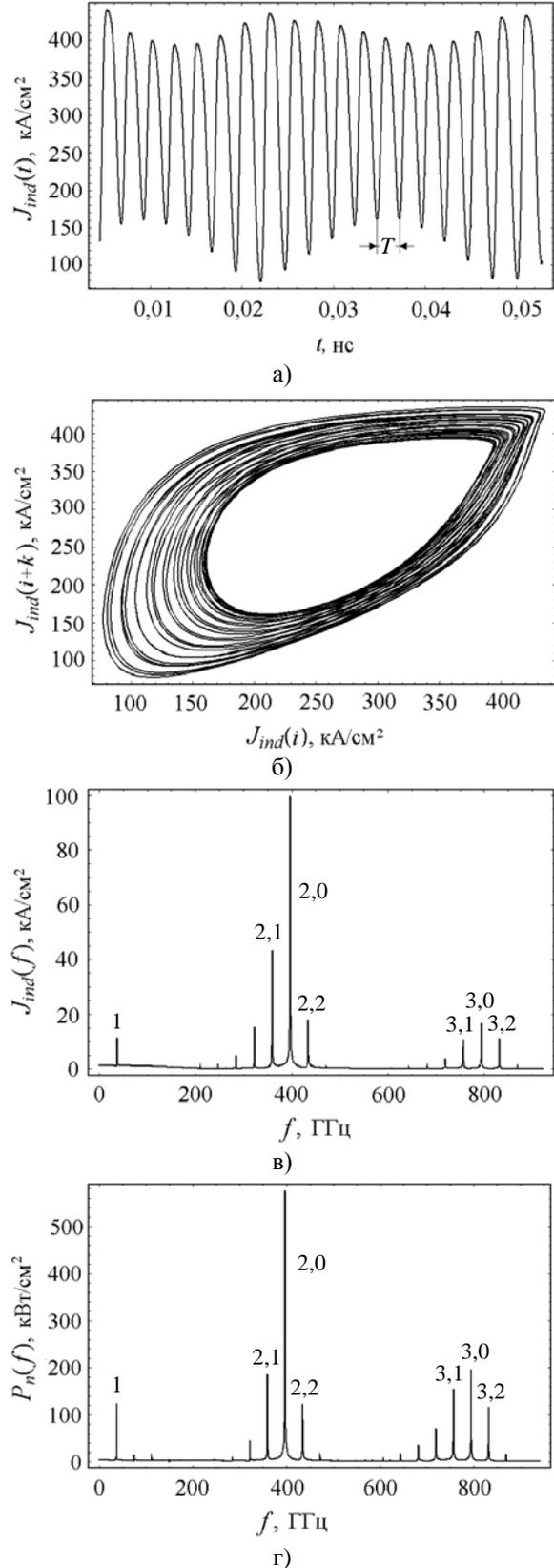


Рис. 9. Плотность наведенного тока  $J_{ind}(t)$  во внешней цепи Si ЛГД (а), проекции аттракторов  $J_{ind}(t)$  в реконструированное фазовое пространство размерности  $m = 2$  (б), фурье-спектр наведенного тока  $J_{ind}(f)$  (в) и фурье-спектр автоколебаний ЛГД (г)

**Выводы.** Методами диффузионно-дрейфовой теории исследована математическая модель ЛГД на основе обратносмещенных резких  $p$ - $n$ -переходов с постоянным напряжением обратного смещения. Показано, что автоколебания ЛГД обусловлены динамической токовой неустойчивостью на ВАХ. Энергетические и спектральные характеристики ЛГД определяются концентрацией примесных атомов и напряжением обратного смещения. При увеличении концентрации примесных атомов обратносмещенного резкого  $p$ - $n$ -перехода частота увеличивается, а плотность выходной мощности и электронный КПД снижаются [1].

Лавинно-генераторные диоды являются мощными источниками электромагнитных колебаний. Высокие уровни мощности диода обусловлены высокой амплитудой динамического напряжения и большой плотностью лавинного тока. Показано, что при концентрации примесных атомов ( $N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) частота достигает длинноволновой части ТГц-диапазона (664 ГГц), выходная мощность равна 59 кВт/см<sup>2</sup>, а электронный КПД – 6,7 %. Максимальные значения выходной мощности и электронного КПД ЛГД достигаются в режиме когерентных автоколебаний.

Впервые показано, что спектр наведенного тока во внешней цепи ЛГД содержит спектр входного сигнала и спектр автоколебаний ЛГД. В режиме многочастотных колебаний интервал между спектральными линиями наведенного тока определяется частотой входного сигнала. Учет наведенного тока необходим для обеспечения оптимального соединения активных элементов генераторов и цепей СВЧ.

Представленные результаты являются теоретической основой для разработчиков мощных диодных генераторов микроволнового и ТГц-диапазонов.

#### Библиографический список

1. Касаткин Л. В. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка. – Севастополь: Вебер. – 2006. – 319 с.
2. Тагер А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
3. Тагер А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер // Успехи физических наук. – 1966. – 90, вып. 4. – С. 631–666.
4. Федоров Н. Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы / Н. Д. Федоров. – М.: Атомиздат, 1979. – Гл. 10. – С. 127, 135, 137, 141.
5. Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэрролл; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
6. Прохоров Э. Д. Твердотельная электроника / Э. Д. Прохоров. – Х.: ХНУ им. В. Н. Каразина, 2008. – 544 с.
7. Епифанов Г. И. Твердотельная электроника / Г. И. Епифанов, Ю. А. Мома. – М.: Высш. шк., 1986. – 304 с.

8. Lukin K. A. Internal Amplification of Current Pulses inside a Reverse Biased  $pn$ - $i$ - $pn$ -structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita, P. P. Maksymov // Int. J. Modeling and Simulation – 2003. – 23, N 2. – P. 77–84.
9. Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased  $p$ - $n$ -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, and P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
10. Максимов П. П. Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными  $p$ - $n$ -переходами / П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. □ X., 2008. – 13, № 3. – С. 523–528.
11. Лукин К. А. Когерентное сложение мощности в лавинно-генераторных диодах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон. – 2012. – 3(17), № 4 – С. 70□ 75.
12. Scharfetter S. Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator / S. Scharfetter, H. K. Gummel // IEEE Trans. Electron. Dev. – 1969. – ED-16, N 1. – P. 64–77.
13. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
14. Лукин К. А. Шумовая радиолокация миллиметрового диапазона / К. А. Лукин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. □ X., 2008. – 13, спец. вып. □ С. 344–358.
15. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. □ М.: Сов. энцикл., 1990. □ Т. 2. □ С. 541.
16. Мощные кремневые импульсные лавинно-пролетные диоды 8-мм диапазона / В. В. Басанец, Н. С. Болтовец, А. В. Зоренко и др. // Техника и приборы СВЧ. – 2009. – № 1. – С. 27–30.
17. Влияние перегрева  $p$ - $n$ -перехода на деградацию мощных кремниевых лавинно-пролетных диодов / А. Е. Беляев, В. В. Басанец, Н. С. Болтовец, и др. // Физика и техника полупроводников. – 2011. – 45, № 2. – С. 256–262.
18. Кузнецов С. П. Динамический хаос (курс лекций) / С. П. Кузнецов. – М.: Изд-во физ.-мат. лит., 2001. – 296 с.
19. Рабинович М. И. Введение в теорию колебаний и волн / М. И. Рабинович, Д. И. Трубецков. – М.: Наука, 1984. – 564 с.

Рукопись поступила 09.09.2015.

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

#### VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC AND INDUCED CURRENT IN THE EXTERNAL CIRCUIT OF AVALANCHE-GENERATOR DIODES ON THE BASIS OF THE BACK DISPLACED ABRUPT $P$ - $N$ -JUNCTIONS

Creation of modern solid-state microwave power sources is based on the application of active elements with expanded functionality. The reverse-biased  $p$ - $n$ -junctions with DC voltage are active elements of diode generators. Avalanche-generator diodes (AGD) based on reverse-biased abrupt  $p$ - $n$ -junctions with DC voltage are promising for creating diode generators. We investigated the static current-voltage characteristic of AGD by the methods of diffusion-drift theory. The induced current in the AGD external circuit was investigated. It was found that the spectrum of induced current is determined by the spectrum of auto oscillations of AGD. The results of the research are the theoretical basis for the creation of diode microwave generators with the requisite energy and spectral characteristics.

**Key words:** avalanche-generator diodes, ampere-voltage characteristic, current instability, output power, electronic efficiency, induced current.

К. О. Лукін, П. П. Максимов

ВОЛЬТАМПЕРНА ХАРАКТЕРИСТИКА  
І НАВЕДЕНИЙ СТРУМ В ЗОВНІШНЬОМУ  
КОЛІ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНИХ ДІОДІВ  
НА ОСНОВІ РІЗКИХ ЗВОРОТНОЗМІЩЕНИХ  
*P-N*-ПЕРЕХОДІВ

Створення сучасних твердотілих джерел потужності НВЧ базується на застосуванні активних елементів з розширеними функціональними можливостями. Активними елементами діодних генераторів є зворотнозміщені різкі *p-n*-переходи. Перспективними для створення діодних гене-

раторів є лавинно-генераторні діоди (ЛГД) на основі зворотнозміщених різких *p-n*-переходів з постійною напругою. Методами дифузійно-дрейфової теорії досліджена статична вольтамперна характеристика (ВАХ) ЛГД. Показано, що при високій напрузі зворотного зсуву спостерігається струмова нестійкість на ВАХ ЛГД. Досліджений наведений струм в зовнішньому колі ЛГД. Встановлено, що спектр наведеного струму визначається спектром автоколивань ЛГД. Результати досліджень є теоретичною основою для створення діодних генераторів НВЧ-потужності з необхідними енергетичними і спектральними характеристиками.

**Ключові слова:** лавинно-генераторні діоди, вольтамперна характеристика, струмова нестійкість, вихідна потужність, електронний коефіцієнт корисної дії, наведений струм.