

К. А. Лукин, П. П. Максимов

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [lukin.konstantin@gmail.com](mailto:lukin.konstantin@gmail.com)

ДИНАМИКА ДВУХЧАСТОТНЫХ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ  
МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

Актуальной задачей полупроводниковой электроники является разработка и создание диодных генераторов СВЧ-мощности на основе активных элементов с расширенными функциональными возможностями. Показано, что лавинно-генераторные диоды (ЛГД) на основе обратносмещенных резких  $p-n$ -переходов с постоянным напряжением обратного смещения являются генераторами СВЧ-мощности. Теоретический анализ математической модели ЛГД основан на решении полной системы уравнений диффузионно-дрейфовой модели, описывающей физические процессы в диоде с учетом влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле. Рассчитан предельный цикл и инвариантный тор в фазовой плоскости ЛГД. Показано, что при высоком напряжении обратного смещения на резких  $p-n$ -переходах в ЛГД возникает внутренняя обратная связь между электрическим полем и лавинным током, приводящая к токовой неустойчивости и генерации двухчастотных колебаний. Результаты теоретического анализа ЛГД являются теоретической основой для разработчиков мощных источников электромагнитных волн микроволнового диапазона. Ил. 10. Табл. 1. Библиогр.: 18 назв.

**Ключевые слова:** лавинно-генераторный диод, двухчастотные автоколебания, предельный цикл, аттрактор.

Создание диодных генераторов СВЧ-мощности является актуальной задачей [1–5]. Полупроводниковые источники мощности СВЧ широко применяются в передающих устройствах с мощностями в десятки и сотни ватт, приемных устройствах с высокой чувствительностью, умножителях частоты с высокой кратностью умножения, прямых преобразователях частоты, малогабаритных когерентных приемо-передающих устройствах, лавинных фотодиодах, фотоэлектронных умножителях и т. п. [2]. В настоящее время в качестве активных элементов генераторов СВЧ-мощности широко применяются лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе обратносмещенных резких  $p-n$ -переходов [1–3]. Однако нелинейная теория ограничена исследованием физических процессов, происходящих в ЛПД при низком напряжении обратного смещения на  $p-n$ -переходах, поэтому влияние заряда подвижных носителей на электрическое поле не рассматривается.

Перспективными для решения этой задачи являются лавинно-генераторные диоды (ЛГД) на основе резких  $p-n$ -переходов, математическая модель которых учитывает заряд подвижных носителей в уравнении Пуассона. Как известно [6–8], резкие  $p-n$ -переходы с постоянным напряжением обратного смещения являются мощными одночастотными ЛГД, в которых преобразование энергии источника питания и генерация автоколебаний происходят в обедненной области резких  $p-n$ -переходов. Принцип работы ЛГД основан на отрицательной дифференциальной проводимости, которая обусловлена взаимозависимостью напряженности электрического поля и лавинного тока [8, 9].

Целью работы является исследование динамики неустойчивости характеристик ЛГД на

основе резких Si и GaAs  $p-n$ -переходов в режиме двухчастотных автоколебаний, расчет динамического напряжения на  $n$ - и  $p$ -областях  $p-n$ -перехода, определение электронной и дырочной компонент плотности лавинного тока и выходной мощности, построение инвариантного тора и расчет энергетических и спектральных характеристик.

**1. Постановка задачи.** На рис. 1 приведена одномерная модель обратносмещенного резкого  $p-n$ -перехода с однородным легированием примесными атомами. За начало координат принята плоскость раздела  $p$ - и  $n$ -областей – точка  $x_2 = 0$ . Точки  $x_1$  и  $x_3$  – границы легирования акцепторной  $N_a$  и донорной  $N_d$  примесью. В режиме прокола усредненные координаты  $w_p(t)$  и  $w_n(t)$  являются границами легирования  $p-n$ -перехода [2]. На  $p-n$ -переход подано постоянное напряжение обратного смещения  $U_0$ .

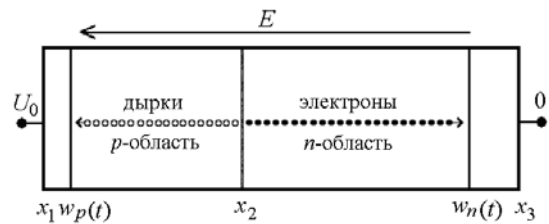


Рис. 1. Одномерная модель резкого  $p-n$ -перехода,  $U_0 < 0$

Математическое моделирование основано на результатах работ [6–15], в которых разработаны методы решения конечно-разностных уравнений диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) и исследована токовая неустойчивость полупроводниковых структур с резкими  $p-n$ -переходами. Диффузионно-дрейфовая модель ЛГД является системой дифференциальных уравнений в частных производных, фазовое пространство которой

является бесконечномерным. При рассмотрении ЛГД поведение распределенной системы можно описать с помощью двух функций времени – динамического напряжения на  $p$ – $n$ -переходе и полного лавинного тока. Это отвечает выделению существенных переменных и пренебрежению всеми прочими переменными.

Для численного интегрирования уравнения ДДМ преобразовывались в полуявную разностную схему. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает  $O(\tau + h)$  ( $\tau$  – шаг временной сетки,  $h$  – шаг пространственной сетки) [16].

Алгоритм решения разностной схемы [12] использует модифицированный метод встречных прогонок [13], метод расчета полупроводниковых структур с резкими  $p$ – $n$ -переходами [14], разностный метод расчета лавинных  $p$ – $n$ -переходов в режиме автогенерации [15], схему бегущего счета [16]. Шаг временной сетки  $\tau$  и шаг пространственной сетки  $h$  удовлетворяют условию Куранта  $\tau \leq h/v$  ( $v$  – скорость носителей заряда) [16].

Решение полуявной разностной схемы представляет собой дискретизированную реализацию  $x_n$ , состоящую из  $N$  последовательных отсчетов  $x(n\tau)$ , где  $n = 0, \dots, N-1$ . Частота дискретизации равна  $f_s = 1/\tau$ . Шаг частоты дискретизации (абсолютная погрешность частоты) равен  $df = f_s/N$ .

Достоверность результатов решения подтверждена сравнением с известными экспериментальными данными и основывается на применении апробированной ДДМ обратносмещенных резких  $p$ – $n$ -переходов и решении нелинейных уравнений ДДМ модифицированным методом встречной прогонки [13].

**2. Двухчастотный режим ЛГД с близкими частотами.** Особенностью ЛГД является генерация двух автоколебаний с одинаковой (нулевой) начальной фазой. Два колебания называются когерентными, если разность их частот не превышает разрешающую способность дискретного преобразования Фурье (спектрального анализатора) и разность фаз не зависит от времени. Если начальные фазы когерентных колебаний равны, то амплитуда результирующих колебаний будет равна сумме амплитуд суммируемых колебаний. Рассмотрим сложение двух гармонических колебаний с близкими частотами.

На рис. 2, а приведены установившиеся автоколебания электронной  $J_n(t)$  (сплошные линии) и дырочной  $J_p(t)$  (пунктирные линии) компонент плотности полного тока  $J(t)$  ЛГД, усредненные по пространственной координате

$$J(t) = \frac{1}{w} \int_0^w J(x,t) dx \quad (U/U_{av} = 1,53; \quad N_a = 5 \cdot 10^{16},$$

$N_d = 2,558 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $U_{av}$  – статическое напряжение лавинного пробоя). Период колебаний  $J_n(t)$  равен 18,93 пс (52,82 ГГц), а  $J_p(t)$  – 18,95 пс (52,75 ГГц).

На рис. 2, б приведен полный ток  $J(t)$ , полученный в результате суммирования  $J_n(t)$  и  $J_p(t)$ . Видно, что колебания  $J(t)$  не являются гармоническими, так как в них наблюдаются биения, период которых равен 11,3 нс. Такие биения соответствует близким частотам  $J_n(t)$  и  $J_p(t)$ , которые равны соответственно 52,82 и 52,75 ГГц. Разность этих частот равна 70 МГц и она меньше абсолютной погрешности определения частоты (76 МГц).

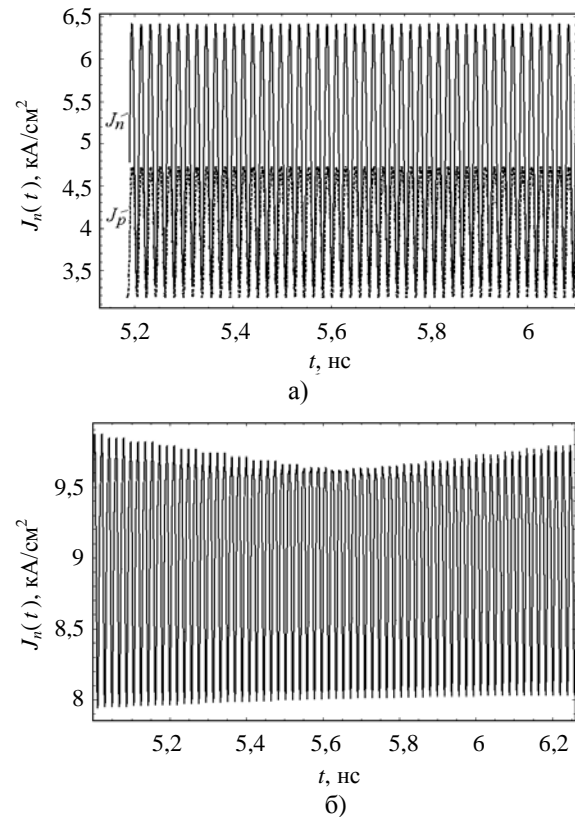


Рис. 2. Графики зависимости от времени электронного  $J_n(t)$  и дырочного  $J_p(t)$  токов (а) и плотности полного тока  $J(t)$  (б)

Геометрическим образом установившихся колебаний на фазовой плоскости служит аттрактор – предельный цикл, притягивающий к себе все близкие траектории [17]. На рис. 3, а и б представлены два предельных цикла в фазовых плоскостях обеих  $p$ - и  $n$ -областей ЛГД. Координата изображающей точки предельных циклов определяется двумя переменными: в  $n$ -области – падением напряжения  $U_n(t)$  и плотностью лавинного тока  $J_n(t)$ , в  $p$ -области –  $U_p(t)$  и  $J_p(t)$ . Точка 1 – начальная координата изображающей точки, которая движется против часовой стрелки.

Точками 2 и 3 отмечены характерные участки предельного цикла, на которых изменяются сценарии процессов. На участке предельного цикла (2–3) происходит ударная ионизация и генерация электронно-дырочных пар в слое умножения  $p$ - $n$ -перехода, поэтому лавинный ток увеличивается, а напряжение уменьшается. На участке (3–2) подвижные носители покидают пролетное пространство  $p$ - $n$ -перехода, поэтому напряжение увеличивается, а лавинный ток уменьшается.

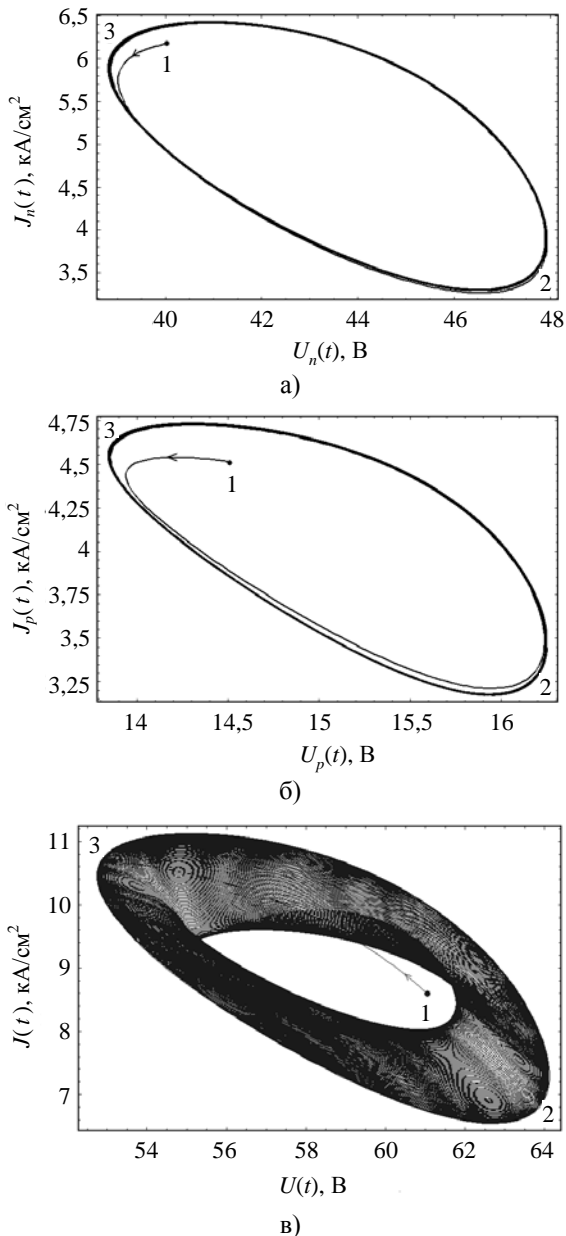


Рис. 3. Предельные циклы: а)  $n$ -область; б)  $p$ -область; в) эргодический аттрактор  $p$ - $n$ -перехода

Размер предельного цикла определяет диапазон изменения амплитуды колебаний, вре-

мя движения изображающей точки по циклу – период колебаний, а форма предельного цикла – форму колебаний [18]. Видно, что в  $n$ -области амплитуда падения напряжения  $U_n(t)$  изменяется в диапазоне 38,8...47,8 В, а амплитуда плотности лавинного тока  $J_n(t)$  – в диапазоне 3,3...6,4 кА/см<sup>2</sup>. В  $p$ -области диапазон изменения этих переменных равен соответственно 3,8...16,25 В и 3,18...4,73 кА/см<sup>2</sup>. Приведенные значения для плотности лавинного тока согласуются с результатами, представленными на рис. 2, а. Видно, что длительность переднего фронта автоколебаний (время движения от точки 2 к точке 3) превышает длительность заднего фронта (время движения от точки 3 к точке 2).

На рис. 3, в приведен аттрактор в фазовой плоскости ЛГД. Точка 1 – начальная координата изображающей точки, которая движется против часовой стрелки. Координата изображающей точки аттрактора определяется падением напряжения  $U(t) = U_n(t) + U_p(t)$  на обедненной области  $p$ - $n$ -перехода и плотностью лавинного тока  $J(t) = J_n(t) + J_p(t)$ . Амплитуда колебания падения напряжения  $U(t)$  изменяется в диапазоне 52...64 В, а амплитуда колебания плотности лавинного тока  $J(t)$  – в диапазоне 6,6...11 кА/см<sup>2</sup>. Точками 2 и 3 отмечены характерные участки аттрактора, в которых изменяются сценарии процессов. В точке 2 значение напряжения  $U(t)$  максимально, поэтому при движении изображающей точки на участке (2–3) синхронно наблюдается рост лавинного тока  $J(t)$  вследствие генерации электронно-дырочных пар и снижение напряжения  $U(t)$ , обусловленное компенсацией заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей. На участке (3–2) заряд подвижных носителей уходит на контакт, поэтому при движении изображающей точки синхронно увеличивается напряжение  $U(t)$  и уменьшается лавинный ток  $J(t)$ .

На рис. 4 приведен спектр автоколебаний полного лавинного тока  $J(f)$  ЛГД на основе Si  $p$ - $n$ -перехода, полученный с помощью дискретного преобразования Фурье временной функции  $J(t)$  ( $U/U_{av} = 1,53$ ;  $N_a = 5 \cdot 10^{16}$ ,  $N_d = 2,558 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Видно, что спектр  $J(f)$  ЛГД содержит первую и вторую гармоники. Разрешающая способность определения частоты методом дискретного преобразования Фурье равна 76 МГц. Разностная частота двух суммируемых колебаний с близкими частотами равна 70 МГц, поэтому спектральные линии этих колебаний сливаются (неразрешимы по частоте). Видно, что частота первой гармоники равна  $f_1 = 53$  ГГц, а второй – 106 ГГц. Амплитуды этих гармоник равны соответственно 45,6 и 3,7 кА/см<sup>2</sup>, электронный КПД – 19 и 1,5 %.

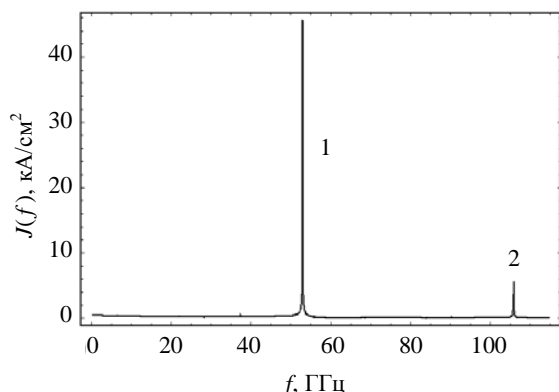


Рис. 4. Фурье-спектр Si ЛГД плотности лавинного тока  $J(f)$

Определим частоту колебаний ЛПД, имеющую те же параметры, что и ЛГД. Пролетная частота ЛПД определяется выражением  $f_{LTD} = v/2L$  ( $v$  – скорость насыщения носителя заряда,  $L$  – диффузионная длина), которое не учитывает взаимозависимость электрического поля и лавинного тока. Находим, что в  $n$ -области основная гармоника имеет частоту  $f_n = 36,80$  ГГц, а в  $p$ -области –  $36,75$  ГГц. Следовательно, абсолютная погрешность определения частот ЛПД по сравнению с частотами ЛГД составляет 16 ГГц.

**3. Двухчастотный режим ЛГД с разными частотами.** Два гармонических колебания называются некогерентными, если их разность фаз зависит от времени. Это возможно, если частоты колебаний различны. При сложении таких колебаний получаются непериодические результирующие колебания.

Рассмотрим физические процессы, протекающие в ЛГД на основе резких  $p$ - $n$ -переходов с параметрами  $U/U_{av} = 1,53$ ;  $N_a = 5 \cdot 10^{16}$ ,  $N_d = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. На рис. 5 приведены установившиеся автоколебания плотности полного лавинного тока  $J(t)$  и падения напряжения  $U(t)$  на  $p$ - $n$ -переходе ЛГД.

На рис. 5, а приведена плотность лавинного тока  $J(t)$ , полученная в результате суммирования электронной  $J_n(t)$  и дырочной компонент  $J_p(t)$ . Видно, что колебания лавинного тока  $J(t)$  негармонические, средний период колебаний равен 16,97 пс. Период биений равен 86,6 пс. Такие биения соответствует колебаниям  $J_p(t)$  и  $J_n(t)$  с частотами соответственно 58,9 и 73,46 ГГц. Их разностная частота равна 14,56 ГГц и она существенно превышает разрешающую способность частоты дискретного преобразования Фурье, которая равна 89 МГц.

На рис. 5, б приведены автоколебания падения напряжения  $U(t)$  на резком  $p$ - $n$ -переходе ЛГД. Видно, что колебания  $U(t)$  негармонические, средний период колебаний и период биений

совпадают с такими же периодами плотности лавинного тока  $J(t)$ .

Таким образом, при сложении двух гармонических колебаний с разными частотами  $f_1$  и  $f_2$  образуются негармонические колебания с частотой биения, зависящей от разности частот  $\Delta f = f_1 - f_2$ .

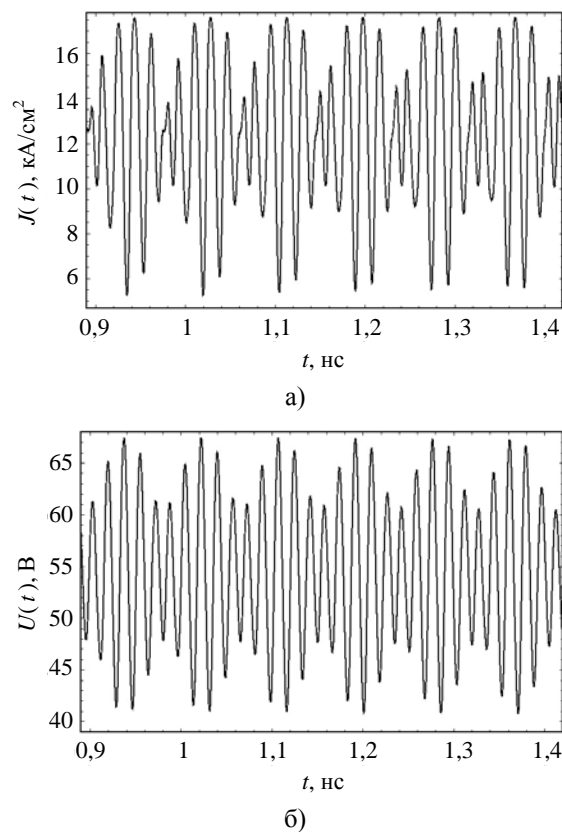


Рис. 5. Графики зависимости от времени плотности лавинного тока  $J(t)$  (а) и падения напряжения  $U(t)$  на резком  $p$ - $n$ -переходе ЛГД (б)

Рассмотрим состояния ЛГД с электронной и дырочной компонентами плотности лавинного тока, разность частот которых превышает разрешающую способность преобразования фурье-спектра. Из рис. 6, а и б видно, что в фазовых плоскостях обеих  $p$ - и  $n$ -областей  $p$ - $n$ -перехода ЛГД аттрактор представляется предельными циклами. В  $n$ -области координата изображающей точки предельного цикла определяется падением напряжения  $U_n(t)$  и плотностью лавинного тока  $J_n(t)$ , а в  $p$ -области –  $U_p(t)$  и  $J_p(t)$ . Точка 1 – стартовая координата изображающей точки, которая движется против часовой стрелки. Видно, что предельный цикл притягивает к себе все близкие траектории изображающей точки. Точками 2 и 3 отмечены характерные участки, в области которых изменяются сценарии нелинейных процессов.

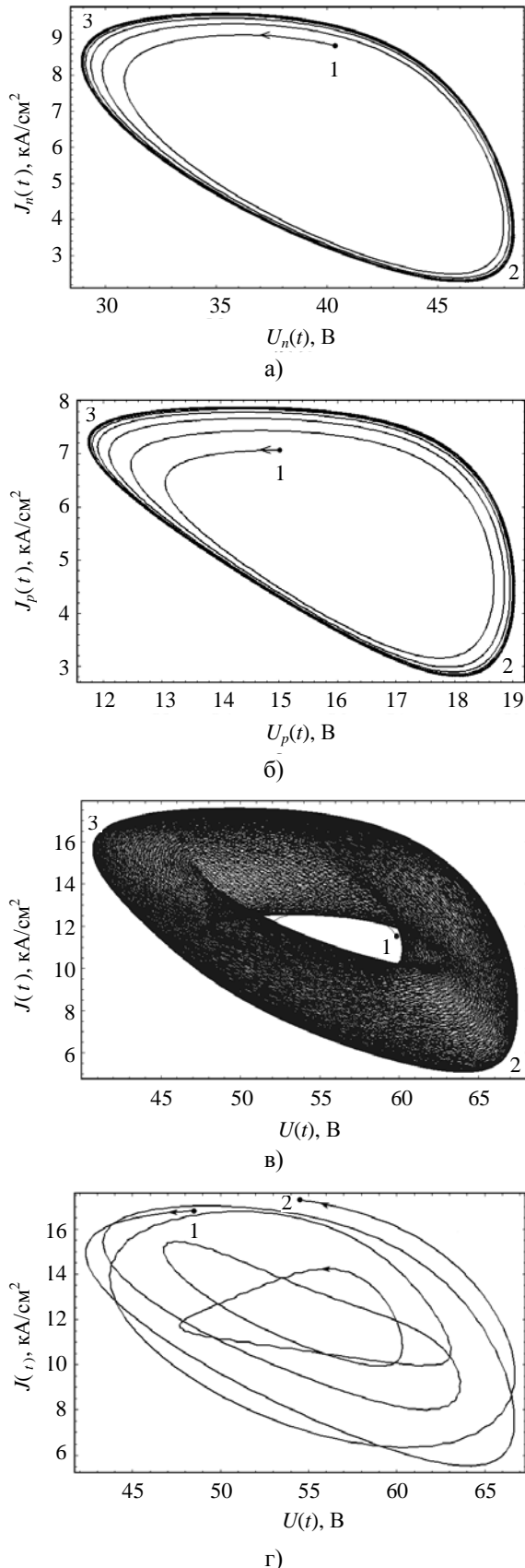


Рис. 6. Предельные циклы: а)  $n$ -область; б)  $p$ -область; в) инвариантный аттрактор резкого Si  $p$ - $n$ -перехода; г) фрагмент эргодического аттрактора

На участке (2–3) при высоком падении напряжения происходит ударная ионизация и генерация электронно-дырочных пар в слое умножения  $p$ - $n$ -перехода, поэтому синхронно лавинный ток увеличивается, а падение напряжения уменьшается. На участке (3–2) подвижные носители покидают пролетное пространство  $p$ - $n$ -перехода, поэтому напряжение увеличивается, а лавинный ток уменьшается.

На рис. 6, в приведен эргодический аттрактор в фазовой плоскости  $p$ - $n$ -перехода ЛГД. Точка 1 – начальная координата изображающей точки, которая движется против часовой стрелки. Координата изображающей точки инвариантного тора определяется падением напряжения  $U(t) = U_n(t) + U_p(t)$  на обедненной области  $p$ - $n$ -перехода и плотностью лавинного тока  $J(t) = J_n(t) + J_p(t)$ . В точке 2 падение напряжения  $U(t)$  максимально, а в точке 3 – минимально. На участке (2–3) лавинный ток  $J(t)$  растет вследствие генерации электронно-дырочных пар, падение напряжения  $U(t)$  уменьшается в результате компенсации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей. На участке (3–2) лавинный ток уменьшается, а падение напряжения увеличивается, так как заряд подвижных носителей достигает контактов  $p$ - $n$ -перехода, поэтому компенсация электрического поля уменьшается. Для иллюстрации траектории изображающей точки в аттракторе на рис. 6, г приведен фрагмент аттрактора (рис. 6, в). Изображающая точка стартует в точке 1 и, совершив пять периодов, финиширует в точке 2.

На рис. 7 приведен дискретный фурье-спектр автоколебаний полного лавинного тока  $J(f)$  ЛГД на основе Si  $p$ - $n$ -перехода ( $U/U_{av} = 1,53$ ;  $N_a = 5 \cdot 10^{16}$ ,  $N_d = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>).

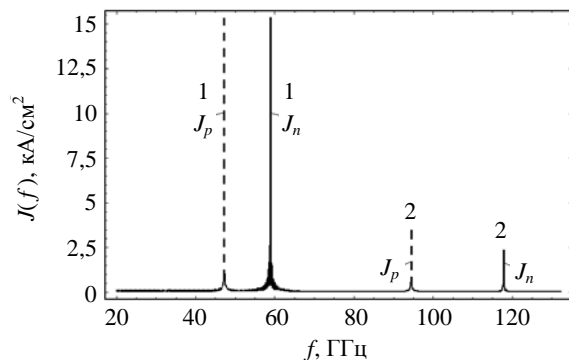


Рис. 7. Фурье-спектр Si-ЛГД дырочной  $J_p(f)$  и электронной  $J_n(f)$  компонент плотности полного тока  $J(f)$

В  $n$ -области разрешающая способность определения частоты равна 99 МГц. Частота первой гармоники электронной компоненты  $J_n(f)$  равна 58,9 ГГц. Частота второй гармоники равна 11,8 ГГц. Амплитуда гармоник равна соответст-

венно 15,3 и 2,4 кА/см<sup>2</sup>, электронный КПД гармоник равен соответственно 5,5 и 0,86 %.

В *p*-области частота колебаний определяется выражением  $\tau_n / \tau_p = f_p / f_n$ , где отношение шагов пространственной сетки равно  $\tau_n / \tau_p = 0,8$  [5]. Разрешающая способность определения частоты равна 79,6 МГц. Частота первой гармоники дырочной компоненты плотности лавинного тока  $J_p(f)$  равна 47,3 ГГц. Частота второй гармоники равна  $2f_1$  ГГц. Амплитуды гармоник равна 15,3 и 3,5 кА/см<sup>2</sup>. Электронный КПД гармоник равен соответственно 5,5 и 1,26 %.

Таким образом, в ЛГД на основе Si *p-n*-перехода при высоком постоянном напряжении обратного смещения возбуждаются синхронные двухчастотные автоколебания дырочной и электронной компонент плотности лавинного тока соответственно в *p*- и *n*-областях.

В ЛПД генерация колебаний происходит при переменном напряжении обратного смещения [1, 2]. Согласно выражению  $f_{LTD} = v/2L$ , в *n*-области основная гармоника частоты 43 ГГц, а в *p*-области – 34,5 ГГц. Следовательно, погрешность определения частоты ЛПД в *n*-области превышает 15 ГГц, а в *p*-области – 12 ГГц.

**4. Двухчастотные автоколебания GaAs ЛГД.** Рассмотрим автоколебания в ЛГД на основе резкого GaAs *p-n*-перехода ( $U/U_{av} = 1,33$ ;  $N_a = 4 \cdot 10^{16}$ ,  $N_d = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Автоколебания возбуждаются в широком диапазоне изменения напряжения обратного смещения  $U_0 = 64,5 \dots 81,9$  В.

На рис. 8 иллюстрируются установившиеся автоколебания электронной  $J_n(t, w_n)$  и дырочной  $J_p(t, w_p)$  компонент плотности тока проводимости  $J(t)$ , падения напряжений  $U_p(t)$  и  $U_n(t)$  соответственно в *p*- и *n*-областях *p-n*-перехода  $U(t)$  и электронной  $P_n(t)$  и дырочной  $P_p(t)$  компонент плотности мгновенной мощности  $P(t)$ . Видно, что в *p*-области период колебаний  $J_p(t)$ ,  $U_p(t)$  и  $P_p(t)$  равен  $T_p = 0,0285$  нс, а в *n*-области период колебаний  $J_n(t)$ ,  $U_n(t)$  и  $P_n(t)$  равен  $T_n = 0,019$  нс. Амплитуды  $J_p(t)$  и  $J_n(t)$  практически равны (рис. 8, а). Однако амплитуда  $U_n(t)$  превышает амплитуду  $U_p(t)$ , так как при равных граничных условиях для электрического поля величина падения напряжения на *p*- и *n*-областях зависит от размеров и распределения электрического поля этих областей (рис. 8, б). Размер обедненной области и частота колебаний резкого *p-n*-перехода в режиме автоколебаний определяются концентрацией примесей. В данном случае концентрация акцепторов выше концентрации доноров, поэтому падение напряжения на *p*-области  $U_p(t)$  значительно меньше, чем на *n*-области *p-n*-перехода [12]. Этим объясняется значитель-

ное превышение мгновенной мощности  $P_n(t)$  по сравнению с мгновенной мощностью  $P_p(t)$  (рис. 8, в).

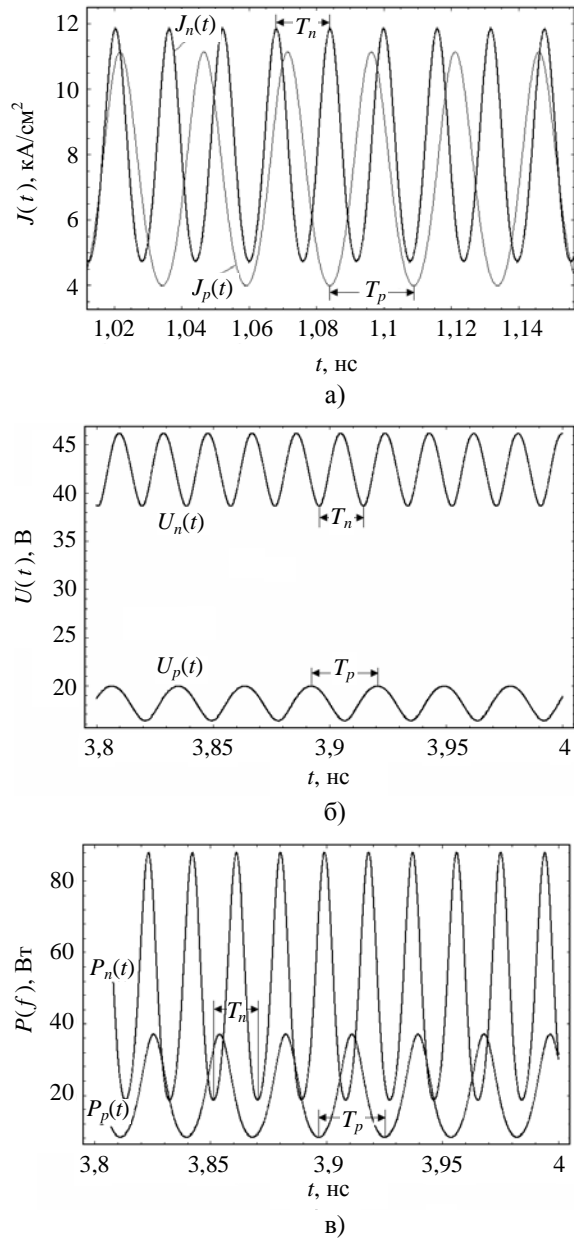


Рис. 8. Графики зависимости от времени: а) плотности тока проводимости  $J(t)$ ; б) падения напряжения  $U(t)$ ; в) плотности мгновенной мощности  $P(t)$  GaAs ЛГД

**5. Фурье-спектр выходной мощности GaAs ЛГД.** На рис. 9 приведен спектр электронной  $P_n(f)$  (в *n*-области) и дырочной  $P_p(f)$  (в *p*-области) компонент выходной мощности GaAs ЛГД, полученный в результате дискретного преобразования Фурье мгновенной мощности  $P(t)$  ( $U_0 = -65,6$  В;  $N_a = 4 \cdot 10^{16}$ ,  $N_d = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>).

В *n*-области разрешающая способность определения частоты равна 239 МГц. Спектр электронной компоненты выходной мощности

$P_n(f)$  содержит основную частоту 52,7 ГГц и высшие гармоники 105,2 и 157,9 ГГц. Амплитуды гармоник равны соответственно 51,8; 9,9; 0,8 Вт, а электронный КПД 16,2; 3,1 и 0,26 %.

В  $p$ -области разрешающая способность определения частоты равна 159 МГц. Спектр дырочной компоненты выходной мощности  $P_p(f)$  содержит гармоники 35,1; 70,1 и 103,3 ГГц. Амплитуды этих гармоник равны соответственно 32,1; 6,6 и 0,7 Вт, а электронный КПД – 10; 2,1 и 0,2 %.

Таким образом, в длинноволновой части микроволнового диапазона выходная мощность превышает 51,8 Вт (при площади  $p$ - $n$ -перехода  $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ ). Приведенные результаты теоретического анализа согласуются с экспериментальными результатами исследования диода Рида в режиме с захваченной плазмой [5].

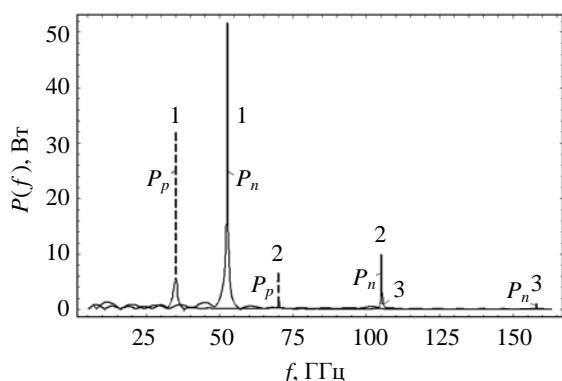


Рис. 9. Фурье-спектр выходной мощности  $P(f)$  GaAs ЛГД

Рассмотрим зависимость выходной мощности от частоты GaAs ЛГД. На рис. 10 приведены электронная  $P_n(f)$  и дырочная  $P_p(f)$  компоненты выходной мощности  $P(f)$  семи вариантов ЛГД. Значения концентрации акцепторов  $N_a$  и доноров  $N_d$  ЛГД, напряжения обратного смещения  $U_0$  на  $p$ - $n$ -переходе и в  $p$ - и  $n$ -областях  $U_p$  и  $U_n$  приведены в таблице.

Параметры GaAs ЛГД  
( $N_a \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ )

№ п/п	$N_a$	$N_d$	$\square U_0, \text{ В}$	$\square U_p, \text{ В}$	$\square U_n, \text{ В}$
1	5	4	55,7	17,2	38,5
2	6	5	49	15,3	33,67
3	7	6	44,1	13,9	30,2
4	8	7	40,4	12,9	27,5
5	9	8	37	11,9	25,1
6	10	9	34,7	11,2	23,5
7	11	10	32,7	10,5	22,2

Из рис. 10 видно, что электронная  $P_n(f)$  и дырочная  $P_p(f)$  компоненты выходной мощности  $P(f)$  на низких частотах измеряются де-

сятками ватт, а на высоких частотах – единицами ватт. Следовательно, с увеличением частоты выходная мощность снижается. Такая зависимость мощности от частоты характерна для ЛПД [10].

Таким образом, в ЛГД синхронно возбуждаются автоколебания электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$ . Выходная мощность и частота определяются тремя переменными ЛГД – концентрацией акцепторов, концентрацией доноров и напряжением обратного смещения.

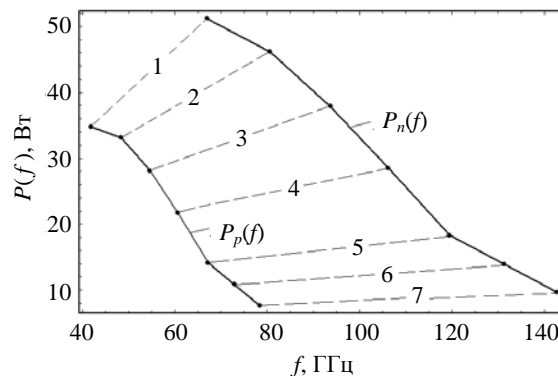


Рис. 10. Графики зависимости электронной  $P_n(f)$  и дырочной  $P_p(f)$  компонент выходной мощности  $P(f)$  от частоты GaAs ЛГД с различной концентрацией примесей и напряжением обратного смещения (1–7 – варианты ЛГД)

**Выводы.** Таким образом, в ЛГД на основе резких Si и GaAs  $p$ - $n$ -переходов при постоянном напряжении обратного смещения синхронно генерируются автоколебания микроволнового диапазона электронной  $J_n(t)$  и дырочной  $J_p(t)$  компонент плотности лавинного тока  $J(t)$  соответственно в  $n$ - и  $p$ -областях  $p$ - $n$ -перехода.

Показано, что при сложении двух гармонических колебаний результирующее колебание будет негармоническим, период биения которого увеличивается с уменьшением разности частот суммируемых колебаний.

Установлено, что если разность частот суммируемых колебаний не превышает разрешающую способность дискретного преобразования Фурье, спектральные линии неразличимы, а выходная мощность результирующего колебания  $P(f)$  повышается в результате суммирования мощностей этих колебаний.

Впервые приведены аттракторы в фазовой плоскости ЛГД. Показано, что гармоническим колебаниям на фазовой плоскости соответствуют аттрактор в виде предельного цикла, а негармоническим – инвариантный аттрактор.

Исследована зависимость выходной мощности от частоты. Показано, что при увеличении частоты мощность уменьшается. Такая зависимость мощности от частоты наблюдается в ЛПД.

Численные результаты исследования ЛГД могут представлять интерес для разработчиков мощных диодных генераторов микроволнового диапазона.

#### Библиографический список

1. 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.
2. Касаткин Л. В. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка. – Севастополь: Вебер, 2006. – 319 с.
3. Федоров Н. Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы / Н. Д. Федоров. – М.: Атомиздат, 1979. – 246 с.
4. 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.
5. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэррол; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 382 с.
6. Internal Amplification of Current Pulses inside a Reverse Biased  $pn-i-pn$ -structure / К. А. Lukin, Н. А. Cerdeira, А. А. Colavita, P. P. Maksymov // Int. J. Modeling and Simulation. – 2003. – 23, N 2. – P. 77–84.
7. Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased  $p-n$ -junction with current injection / К. А. Lukin, Н. А. Cerdeira, and P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
8. Лукин К. А. Режим автоколебаний в резках  $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. □ X., 2008. – 13, № 2. – С. 232–238.
9. Лукин К. А. Исследование энергетических характеристик автогенераторов миллиметровых и субмиллиметровых волн на основе резких  $p-n$ -переходов / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон. – 2012. – 3(17), № 2. – С. 74–79.
10. Lukin K. A. Chaotic instability of currents in a reverse based multilayered structure / К. А. Lukin, Н. А. Cerdeira, А. А. Colavita // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, N 17. – P. 2484–2486.
11. Lukin K. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with  $pn-i-pn$ -Structure / К. А. Lukin, Н. А. Cerdeira, А. А. Colavita // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1996. – 43, N 3. – P. 473–478.
12. 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.
13. Лукин К. А. Модифицированный метод встречных прогонок / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. □ X., 1999. – 4, № 1. – С. 83–86.
14. Лукин К. А. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими  $p-n$ -переходами / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. □ X., 1999. – 4, № 1. – С. 87–92.
15. Лукин К. А. Метод расчета лавинных  $p-n$ -переходов в режиме автогенерации / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. □ X., 2005. – 10, № 1. – С. 109–115.

16. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука. 1980. – 352 с.
17. Кузнецов С. П. Динамический хаос (курс лекций) / С. П. Кузнецов. – М.: Изд-во физ.-мат. лит., 2001. – 296 с.
18. Рабинович М. И. Автоколебания / М. И. Рабинович // Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. □ М.: Сов. энцикл. 1988. – 1. – С. 12–15.

Рукопись поступила 20.10.2015.

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

#### DYNAMICS OF TWO-FREQUENCY AVALANCHE-GENERATOR DIODES OF MICROWAVE RANGE

The actual task of semiconductor electronics is development and creation of diode generators of microwave power on the basis of active elements with the extended functional possibilities. It is shown that avalanche-generator diodes (AGD) on the basis of abrupt  $p-n$ -junctions with constant voltage of the reversed bias are the generators of microwave power. The theoretical analysis of mathematical model of AGD is based on the decision of the complete system of equalizations of diffusive-drifting model describing physical processes in a diode taking into account the influence of charge of mobile carriers on the electric field. A limiting cycle and invariant torus is certain in the phase plane of AGD. It is shown that at high voltage of the reversed bias on abrupt  $p-n$ -junctions in AGD there is an internal feed-back between the electric field and avalanche current, resulting in current instability and generation of two-frequency oscillations. The results of theoretical analysis of AGD can be of practical interest to developers of powerful dual-frequency sources of electromagnetic waves of microwave range.

**Key words:** avalanche-generator diode, dual frequency self-exciting oscillation, limit cycle, attractor.

К. О. Лукин, П. П. Максимов

#### ДИНАМІКА ДВОЧАСТОТНИХ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНИХ ДІОДІВ МІКРОХВИЛЬОВОГО ДІАПАЗОНУ

Актуальним завданням напівпровідникової електроніки є розробка і створення діодних генераторів НВЧ-потужності на основі активних елементів з розширеними функціональними можливостями. Показано, що лавинно-генераторні діоди (ЛГД) на основі різких  $p-n$ -переходів з постійною напругою зворотного зсуву є генераторами НВЧ-потужності. Теоретичний аналіз математичної моделі ЛГД заснований на розв'язанні повної системи рівнянь дифузійно-дрейфової моделі, що описує фізичні процеси в діоді з урахуванням впливу заряду рухомих носіїв на електричне поле. Визначено граничний цикл і аттрактор у фазовій площині ЛГД. Показано, що при високій напрузі зворотного зсуву на різких  $p-n$ -переходах у ЛГД виникає внутрішній зворотний зв'язок між електричним полем і лавинним струмом, що приводить до струмової нестійкості і генерації двочастотних коливань. Результати теоретичного аналізу ЛГД можуть бути корисними для розробників потужних двочастотних джерел електромагнітних хвиль мікрохвильового діапазону.

**Ключові слова:** лавинно-генераторний діод, двочастотні автоколивання, граничний цикл, аттрактор.