

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ОБРАТНО СМЕЩЕННЫХ РЕЗКИХ $P-N$ -ПЕРЕХОДОВ

П. П. МАКСИМОВ, К. А. ЛУКИН

Приведены результаты теоретического анализа двухчастотных автоколебаний лавинно-генераторных диодов с постоянным напряжением обратного смещения. Показано, что двухчастотные автоколебания наблюдаются в лавинно-генераторном диоде при отрицательных дифференциальных проводимостях электронной и дырочной компонент плотности тока. Исследованы энергетические и спектральные характеристики лавинно-генераторных диодов.

Ключевые слова: лавинно-генераторный диод, ударная ионизация, отрицательная дифференциальная проводимость, повышение мощности.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей полупроводниковой электроники является создание мощных полупроводниковых источников электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с высоким коэффициентом полезного действия (КПД) [1–5].

Полупроводниковые источники мощности нашли широкое применение в передающих устройствах с мощностями десятки-сотни Ватт, широкодиапазонных усилителях с низким уровнем шума, эффективных умножителях частоты с высокой кратностью умножения, малогабаритных когерентных приемо-передающих устройствах и др. Полупроводниковый источник мощности СВЧ является единой конструкцией, включающей активный элемент и электродинамическую систему, с которой соединен активный элемент [3].

Одним из полупроводниковых источников мощности является диодный генератор. В качестве активных элементов диодных генераторов широко применяются лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе обратно смещенных резких $p-n$ -переходов [1–5]. В основе работы ЛПД лежит динамическая отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП), которая возникает при переменном напряжении $U_0 + U_{\text{с}} на $p-n$ -переходе (U_0 – постоянная составляющая источника питания, $U_{\text{с}}$ – переменная составляющая колебательного контура внешней цепи). Однако переменная составляющая напряжения в ЛПД существенно меньше постоянной составляющей, что не позволяет получить высокий КПД. Кроме того, нелинейная теория ЛПД рассматривает физические процессы при малой плотности лавинного тока, существенно меньшей плотности предельного тока диода. Следовательно, свойства обратного смещенных резких $p-n$ -переходов изучены не достаточно.$

В работах [6–10] приведены результаты исследования физических процессов, протекаю-

щих в лавинно-генераторных диодах (ЛГД) на основе обратного смещенных резких $p-n$ -переходов с высоким постоянным напряжением обратного смещения. Показано, что в ЛГД на вольтамперной характеристике существует отрицательная дифференциальная проводимость, что приводит к возникновению токовой неустойчивости, благодаря которой в диоде возбуждаются и поддерживаются автоколебания. Повышенный уровень выходной мощности ЛГД обусловлен высокой плотностью лавинного тока и большой амплитудой динамической компоненты напряжения.

Кроме того, было установлено, что в силу разной подвижности дырок и электронов частоты осцилляций электронной и дырочной компонент токов через переход могут сильно отличаться, и это отличие усиливается в несимметричных переходах, т. к. в ЛГД частоты осцилляций определяются временем пролета носителей заряда через обедненные области $p-n$ -перехода [8,10].

Целью работы является теоретический анализ динамических процессов, протекающих в ЛГД на основе обратного смещенных резких $Si p-n$ -переходов в рамках диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) с целью исследования дифференциальной проводимости, расчет коэффициентов ударной ионизации и плотности лавинного тока, определение спектральных и энергетических характеристик, и исследование возможности повышения выходной мощности.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваемая одномерная модель резкого $Si p-n$ -перехода с однородным легированием примесными атомами приведена на рис. 1. За начало координат принята плоскость раздела p - и n -областей, задаваемая координатой $x_2 = 0$. Значения координаты $x = x_1$ и $x = x_3$ определяют границы легирования полупроводника акцепторной N_a и донорной N_d примесями. Динамические координаты $w_p(t)$ и $w_n(t)$ определяют динамичес-

кие границы обедненных p - и n -областей, зависящие от времени в режиме автоколебаний [10]. U – постоянное напряжение обратного смещения на p – n -переходе. Ударная ионизация атомов кристаллической решетки резкого Si p – n -перехода инициируется током тепловой генерации.

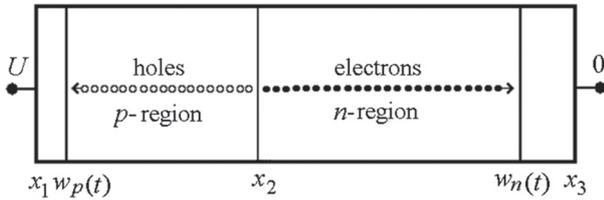


Рис. 1. Одномерная модель обратного смещенного резкого p – n -перехода, $U < 0$

В качестве математической модели ЛГД на основе резкого p – n -перехода использована система уравнений ДДМ полупроводников в следующем виде [1, 8]:

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [p(x,t) - n(x,t) + N(x)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} = -E(x,t);$$

$$q \frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p; \quad (2)$$

$$q \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p; \quad (3)$$

$$J_n(x,t) = qn(x,t)v_n(x,t), \quad (4)$$

$$J_p(x,t) = qp(x,t)v_p(x,t),$$

$$J_{cm}(x,t) = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t};$$

$$J(t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + J_{cm}(x,t), \quad (5)$$

где $E(x,t)$ – напряженность электрического поля; $\varphi(x,t)$ – электрический потенциал; $p(x,t)$ – концентрация дырок в валентной зоне; $n(x,t)$ – концентрация электронов в зоне проводимости; $N(x)$ – распределение концентрации примесей в p – n -переходе; q – абсолютное значение заряда электрона; $\epsilon\epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $J_n(x,t), J_p(x,t)$ – электронная и дырочная составляющие плотности лавинного тока соответственно; $J_{cm}(x,t)$ – плотность тока смещения; $J(t)$ – плотность полного тока; $v_n(x,t), v_p(x,t)$ – дрейфовая скорость электронов и дырок соответственно; $\alpha_n(E), \alpha_p(E)$ – коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок [5].

Уравнения – дополняются граничными условиями на границах w_p и w_n обедненной области p – n -перехода

$$\begin{aligned} E(w_p,t) = 0, E(w_n,t) = 0, \\ \varphi(w_p,t) = V(t), \varphi(w_n,t) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

начальным условием для плотности полного тока

$$J(w_p,t=0) = J_s(w_p,t=0) + J_{ns} + J_{ps} \quad (7)$$

и условиями непрерывности электрического поля и потенциала на границе раздела p - и n -областей

$$\begin{aligned} E(x,t)|_{x=x_2-0} = E(x,t)|_{x=x_2+0}, \\ \varphi(x,t)|_{x=x_2-0} = \varphi(x,t)|_{x=x_2+0}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $V(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x,t)dx$ – динамическое падение напряжения на p – n -переходе; J_{ns}, J_{ps} – электронная и дырочная составляющие плотности тока тепловой генерации соответственно.

Для численного интегрирования уравнения ДДМ преобразовывались в систему конечно-разностных уравнений. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$, где τ – шаг на временной сетке и h – шаг на пространственной сетке, удовлетворяющие условию устойчивости Куранта $\tau \leq h/v$ (v – скорость носителей заряда) [12]. В результате решения полуневяной разностной схемы получаем дискретизированную реализацию x_n , состоящую из N последовательных отсчетов $x(n\tau)$, где $n = 0, \dots, N-1$. Частота дискретизации равна $f_s = 1/\tau$. Шаг частоты дискретизации (абсолютная погрешность определения частоты) равен $df = f_s/N$. Алгоритм решения разностных уравнений использует апробированные методы прогонок и встречных прогонок. Достоверность результатов решения подтверждена тестовыми задачами и сравнением с известными результатами [13].

2. ДВУХЧАСТОТНЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ

В резком Si p – n -переходе с концентрациями примесей $N_a = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ обнаружен режим двухчастотных автоколебаний при напряжении смещения $U = 52,6 \text{ В}$. На самом деле, автоколебания возбуждаются в целом интервале напряжений: от 42,6 до 54,2 В. При этом, для значений $U < 42,6 \text{ В}$ автоколебания срываются, т. к. электрическое поле снижается до значений, при которых генерируется число электронно-дырочных пар, недостаточное для возбуждения и поддержания автоколебаний, хотя p – n -переход может усиливать внешние сигналы. При напряжениях $U > 54,2 \text{ В}$ заряд подвижных носителей настолько существенно компенсирует заряд примесных атомов, что напряжение на p – n -переходе становится меньше напряжения лавинного пробоя, делает автоколебания вовсе невозможными.

На рис. 2 показаны временные зависимости плотности лавинного тока ЛГД на границе раздела p - и n -областей в точке x_2 исследуемого p – n -перехода. Видно, что при временах $t \leq t_n, t_p$ коэффициенты ударной ионизации $\alpha_p(t), \alpha_n(t)$ и электронная $J_n(t)$ и дырочная $J_p(t)$ составляющие плотности лавинного тока практически не изменяются. Однако, в силу токовой неустойчивости [8,10] при $t > t_n, t_p$ заряд подвижных носителей достигает таких значений, при которых результирующее электрическое поле и лавинный ток оказываются взаимосвязанными через

изменяющиеся коэффициенты ударной ионизации [8, 10]: увеличение (уменьшение) лавинного тока приводит к уменьшению (увеличению) электрического поля. В силу этого явления в изучаемом переходе наблюдаются автоколебания тока. Причем, электронная и дырочная составляющие плотности лавинного тока через переход имеют разные периоды осцилляций. Кроме того, из рис. 2 видно, что как электронная, так и дырочная составляющие плотности лавинного тока достигают максимума с заметным запаздыванием по отношению к моменту достижения максимумов коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок на величину t_n^d и t_p^d соответственно. Видно, что они колеблются практически в противофазе. Такие колебания характерны и для ЛПД [1, 2], также из-за снижения электрического поля, однако в силу другой причины.

Осцилляторный режим, показанный на рис. 2, наблюдается вследствие того, что с течением времени амплитуда лавинного тока достигает насыщения, т. к. увеличение числа подвижных носителей приводит к заметной компенсации электрического поля. Приведенная реализация $J(x_2, t)$ состоит из $N = 120460$ последовательных отсчетов при шаге интегрирования $\tau = 60 \cdot \text{фс}$.

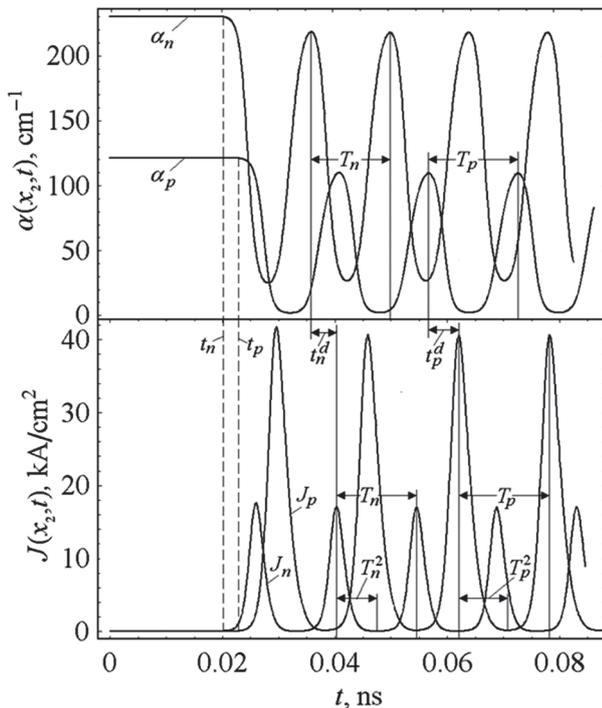


Рис. 2. Временные зависимости коэффициентов ударной ионизации $\alpha_p(t)$, $\alpha_n(t)$ и электронной $J_n(t)$ и дырочной $J_p(t)$ составляющих плотности лавинного тока Si $p-n$ -перехода в точке x_2

Период автоколебаний дырочной составляющей коэффициента ударной ионизации и плотности лавинного тока равны $T_p = 15,2 \text{ нс}$, а электронной — $T_n = 13,4 \text{ нс}$, что соответствует частотам $f_p = 65,6 \text{ ГГц}$ и $f_n = 74,5 \text{ ГГц}$. При этом длительности переднего фронта импульса элек-

тронной $T_n^1 = T_n - T_n^2$ и дырочной $T_p^1 = T_p - T_p^2$ составляющих плотности лавинного тока меньше длительностей задних фронтов T_n^2 и T_p^2 генерируемых импульсов тока, соответственно.

3. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ В РЕДУЦИРОВАННОМ ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ

Хорошо известно, что образом автоколебательных режимов в фазовом пространстве динамической системы является предельный цикл. Рассматриваемый $p-n$ -переход является распределенной динамической системой и описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных, фазовое пространство которых бесконечномерное. Наличие периодических и квазипериодических (многочастотных) режимов в распределенных системах не является самоочевидным фактом и требует дополнительных интерпретаций. Обычно в этом случае для более наглядного и емкого описания автоколебаний используются так называемые координаты с запаздыванием и редуцированное фазовое пространство. В нашем случае $p-n$ -переход не является сильно протяженным объектом, и, несмотря на существенность пролетных эффектов, он может характеризоваться значениями переменных в фиксированных точках пространства и/или некоторыми величинами, усредненными по пространственной координате. В нашем случае удобно выбрать значение плотности тока на выходе $p-n$ -перехода (в области контакта) и падение напряжения на нем. Таким образом, мы будем представлять динамику ЛГД в редуцированном фазовом пространстве, а именно: в координатах переменных $(U_n(t); J_n(t))$ и $(U_p(t); J_p(t))$.

На рис. 3, а и рис. 3, б представлена фазовая траектория в таком редуцированном фазовом пространстве ЛГД для n - и p -областей перехода, соответственно. Точка 1 на рис. 3, а и рис. 3, б показывает начальное состояние ЛГД, а эволюция состояния генератора описывается изображающей точкой, которая движется против часовой стрелки. Как видно, в режиме автоколебаний обе компоненты тока стремятся к своим предельным циклам, притягивающим к себе все близкие траектории. Размер предельного цикла определяет амплитуду колебаний, время движения изображающей точки по предельному циклу — период колебаний, а форма предельного цикла — форму колебаний [15, 16]. Видно, что в точках 2 и 3 предельного цикла изменяется последовательность наблюдаемых физических процессов, приводящих к реализации режима автоколебаний. На участке (2 — 3) происходит ударная ионизация и генерация электронно-дырочных пар в слое умножения $p-n$ -перехода, поэтому лавинный ток увеличивается, а напряжение — уменьшается, вследствие компенсации напряженности элек-

трического поля зарядом подвижных носителей. На участке (3 – 2) подвижные носители покидают пролетное пространство $p-n$ -перехода, поэтому напряжение увеличивается, а лавинный ток уменьшается.

Следовательно, рост лавинного тока вызывает уменьшение напряжения, а уменьшение лавинного тока приводит к росту напряжения. Поэтому с течением времени приращения напряжения и лавинного тока имеют противоположные знаки.

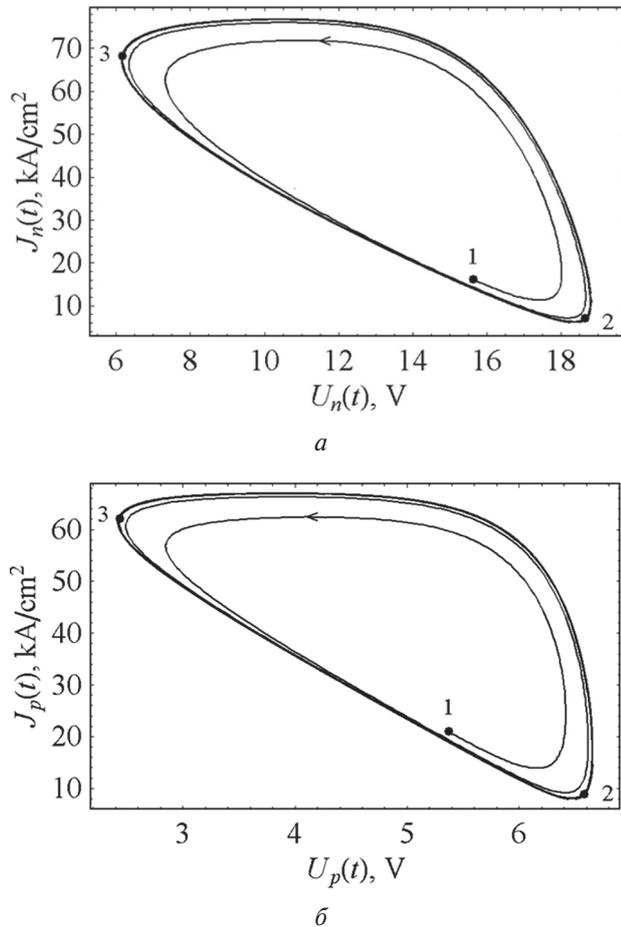


Рис. 3. Предельный цикл: *а* – в n -области и *б* – в p -области Si $p-n$ -перехода ЛГД

4. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОЙ И ДЫРОЧНОЙ КОМПОНЕНТ ТОКА

Как известно [1–5], условием генерации колебаний в любых диодах является наличие отрицательной дифференциальной проводимости $d\sigma = dJ/dU$. Рассмотрим механизм образования отрицательной дифференциальной проводимости $d\sigma$ Si $p-n$ -перехода в режиме двухчастотных автоколебаний. При подаче напряжения лавинного пробоя на диод инициируется ударная ионизация неосновными носителями заряда, в слое умножения генерируются электронно-дырочные пары, растет заряд подвижных носителей (лавинный ток). Этот заряд компенсирует заряд примесных атомов, что

снижает электрическое поле, в результате число генерируемых электронно-дырочных пар уменьшается, снижается компенсация заряда примесных атомов, электрическое поле восстанавливает свое первоначальное значение и далее процесс повторяется.

Согласно рис. 3 дифференциалы напряжения dU и лавинного тока dJ периодически принимают противоположные знаки, поэтому дифференциальная проводимость $d\sigma(t)$ может принимать отрицательные значения. На рис. 4 иллюстрируется зависимость от времени динамической дифференциальной проводимости $d\sigma_p(t)$ и $d\sigma_n(t)$ соответственно в p - и n -областях Si $p-n$ -перехода. Видно, что с течением времени динамическая дифференциальная проводимость периодически принимает отрицательные значения.

Таким образом, ОДП в ЛГД реализуется при высоком напряжении обратного смещения на Si $p-n$ -переходе и обусловлена токовой неустойчивостью.

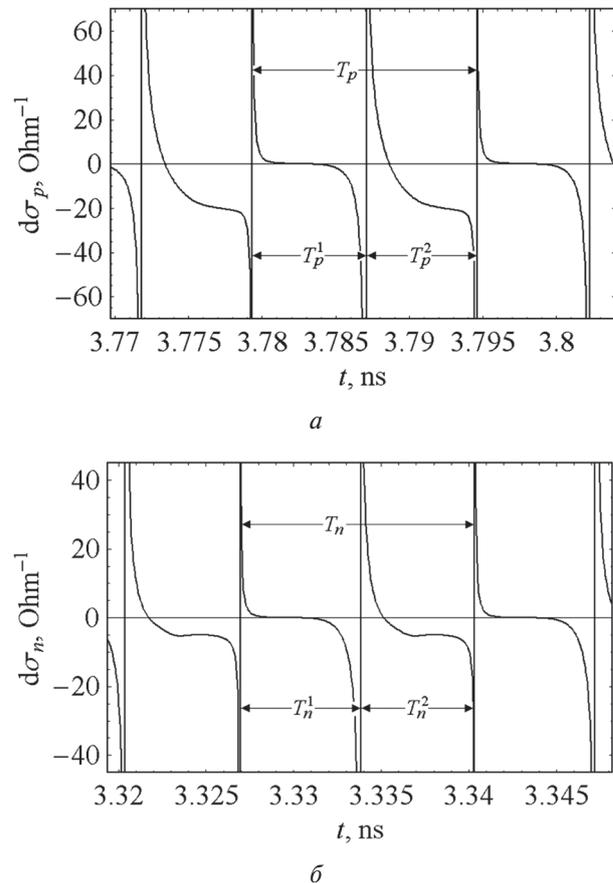


Рис. 4. Зависимость от времени динамической дифференциальной проводимости: *а* – в n -области и *б* – в p -области Si $p-n$ -перехода

5. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Рассмотрим спектральные характеристики двух монохроматических колебаний электронной и дырочной составляющих выходной мощности ЛГД на основе резких Si $p-n$ -переходах. На рис. 5 ($U/U_{av} = 1,6$; $N_a = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 1,6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) приведен спектр электронной состав-

ляющей плотности тока $J_n(f)$ (сплошные линии) в n -области Si p - n -перехода. Частота дискретизации $f_d = 47,4$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 0,79$ ГГц, шаг на временной сетке τ_n равен 21 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника $f_1 = 193$ ГГц, частота высших гармоник равна $n f_1$ ($n = 2-4$). Амплитуда этих гармоник равна соответственно 84, 33, и 9,4 кА/см². Электронный КПД этих гармоник равен соответственно 34,6, 13,5 и 3,9 %.

На рис. 5 приведен спектр дырочной составляющей плотности тока $J_p(f)$ (пунктирные линии) в p -области Si p - n -перехода. Частота дискретизации $f_d = 44$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 0,74$ ГГц, шаг на временной сетке τ_p равен 22,7 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника $f_1 = 179$ ГГц, частота высших гармоник равна $n f_1$ ($n = 2-4$). Видно, что спектр $J_p(f)$ сдвинут относительно спектра $J_n(f)$ в низкочастотную область, коэффициент сдвига определяется отношением τ_n/τ_p и равен 0,925. Амплитуда этих гармоник равна соответственно 79, 33 и 12 кА/см². Электронный КПД этих гармоник равен соответственно 32,7, 13,4 и 5 %.

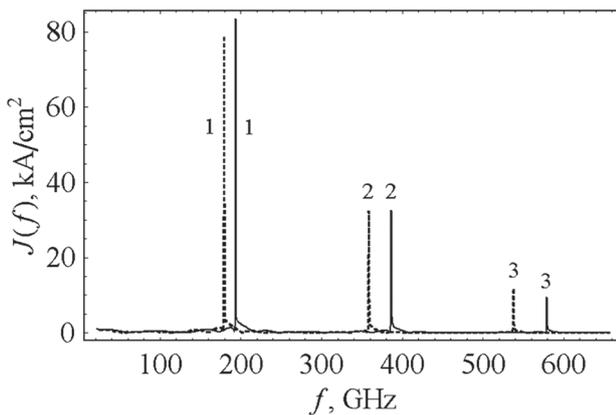


Рис. 5. Фурье-спектр электронной и дырочной составляющих плотности тока $J(f)$

На рис. 6 ($U/U_{av} = 1,6$; $N_a = 3 \times 10^{17}$ см⁻³; $N_d = 1,6 \times 10^{17}$ см⁻³) приведен спектр плотности электронной составляющей выходной мощности $P_n(f)$ (сплошные линии). Частота дискретизации $f_d = 47,4$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 0,79$ ГГц, шаг на временной сетке в n -области τ_n равен 21 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника $f_1 = 193$ ГГц, частота высших гармоник равна $n f_1$ ($n = 2-4$). Плотность выходной мощности этих гармоник равна соответственно 763, 207, 89 и 34 кВт/см² (при площади p - n -перехода $S = 2 \cdot 10^{-4}$ см² [17] 152,6; 41,4; 17,8 и 6,8 Вт). Электронный КПД этих гармоник равен соответственно 42, 11, 5 и 1,9 %.

На рис. 6 приведен спектр плотности дырочной составляющей выходной мощности $P_p(f)$ (пунктирные линии). Частота дискретизации $f_d = 44$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 0,74$ ГГц, шаг на временной сетке в p -области τ_p равен 22,7 фс. Спектральная линия 1 – первая гармоника $f_1 = 179$ ГГц, частота высших

гармоник равна $n f_1$ ГГц ($n = 2-4$). Видно, что спектр $P_p(f)$ сдвинут относительно спектра $P_n(f)$ в низкочастотную область, коэффициент сдвига определяется отношением τ_n/τ_p и равен 0,925. Плотность выходной мощности этих гармоник равна соответственно 291, 81, 35, и 13 кВт/см². Электронный КПД гармоник равен соответственно 16, 4,4, 1,9 и 0,7 %.

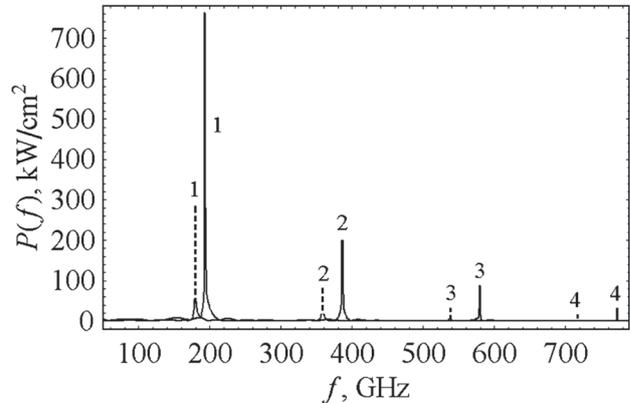


Рис. 6. Фурье-спектр электронной и дырочной составляющих плотности мощности $P(f)$ Si p - n -перехода

6. ПОВЫШЕНИЕ МОЩНОСТИ ЛГД

Как известно [1], выходную мощность ЛПД возможно повысить путем сложения мощности нескольких диодов, включенных в один резонансный контур. В биполярных Si p - n -переходах в режиме когерентных автоколебаний возможно повышение выходной мощности путем когерентного суммирования дырочной и электронной составляющих плотности выходной мощности непосредственно в обедненной области p - n -перехода. Условием когерентности токовых автоколебаний электронной и дырочной компонент и равенство их частот колебаний является равенство времен дрейфа электронов и дырок в обедненных областях перехода и постоянство разности фаз.

В ЛГД в режиме когерентных автоколебаний равенство частот обеспечивается тем, что электроны и дырки одновременно генерируются в слое умножения и синхронно покидают пролетное пространство p - n -перехода. Потому важной задачей является определение параметров, при которых в ЛГД реализуется режим равно частотных автоколебаний. Как известно [10, 13], частота ЛГД определяется концентрацией примесных атомов, напряжением обратного смещения и временем жизни неосновных носителей. Рассмотрим зависимость частоты резких Si p - n -переходов в режиме двухчастотных автоколебаний от этих параметров.

На рис. 7 представлена зависимость основной частоты ЛГД от концентрации доноров N_d ($N_a = 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³) для двух значений напряжения обратного смещения на резком Si p - n -переходе: 7а – $U/U_{av} = 1,65$; 7б – $U/U_{av} = 1,85$;

U_{av} – статическое напряжение лавинного про-
боя. Зависимости $f(N_d)$ приведены для двух зна-
чений времени жизни неосновных носителей τ :
пунктирные линии – $\tau = 15$ нс; *сплошные линии* –
 $\tau = 2,5$ мс. Видно, что при увеличении концен-
трации доноров и постоянной концентрации
акцепторов частота электронной составляющей
плотности выходной мощности f_n увеличивается,
а дырочной f_p уменьшается. Это объясняется тем,
что при увеличении концентрации доноров раз-
мер n -области и время дрейфа электронов умень-
шаются.

Таким образом, режим когерентности
ЛГД реализуется при параметрах C_n , которые
определяются из выражения $N_a/N_d = v_e/v_h$, где
 v_e и v_h – скорость насыщения электронов и дырок
в сильном электрическом поле. Определяя экс-
периментально параметры C_n , находим скорость
насыщения дырок из выражения $v_h = v_e N_d/N_a$.

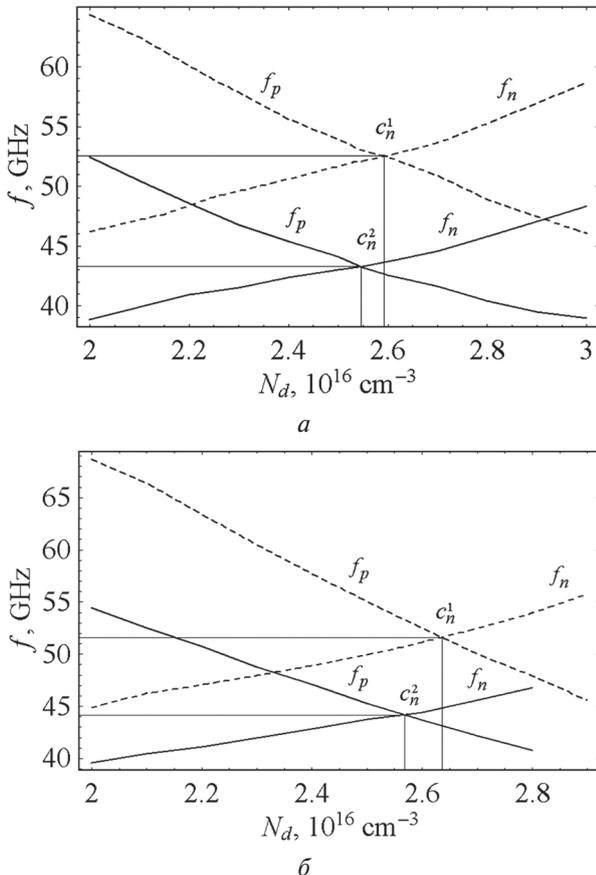


Рис. 7. Зависимость основной частоты ЛГД
от концентрации доноров N_d ($N_a = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$):
а – $U/U_{av} = 1,65$; $c_n^1(2,59;52,5)$; $c_n^2(2,54;43,4)$;
б – $U/U_{av} = 1,84$; $c_n^1(2,63;51,3)$; $c_n^2(2,57;44,1)$

На рис. 8 приведен спектр плотности вы-
ходной мощности $P(f)$ резкого Si p -перехода
в режиме когерентных колебаний ($U/U_{av} = 1,6$;
 $N_a = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 3,95 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). В p - и
 n -областях p - n -перехода частота дискретизации
 $f_{sd} = 1,5$ ГГц. Спектральная линия 1 – основная
частота $f_1 = 405$ ГГц, частоты высших гармоник
равны nf_1 ($n = 2$ ч 4). Плотность выходной мощ-

ности этих гармоник равна соответственно 898,
274, 69 и 26 кВт/см² (179,6; 54,8; 13,8 и 5,2 Вт), а
электронный КПД – 55, 17, 4 и 1,6 %. В результате
когерентного суммирования выходная мощность
гармоник увеличена на 226, 63, 15 и 6 кВт/см²,
а их электронный КПД повысился соответ-
ственно на 14, 4, 1 и 0,4 %.

Приведенная мощность ЛГД достигается
экспериментально в диоде Рида в аномаль-
ном режиме и в режиме с захваченной плазмой
(с переменным напряжением обратного смеще-
ния) [3, 5]. Эти режимы реализуются в ЛГД при
высоком напряжении обратного смещения на
 p - n -переходе. Согласно работе [17], долговре-
менная работа мощных диодов обеспечивается
в импульсном режиме, параметры которого
определяются исходя из граничной температуры
 p - n -перехода.

Таким образом, ЛГД на основе резких Si p - n -
переходов в режиме когерентных автоколебаний
являются мощными источниками электромаг-
нитных колебаний.

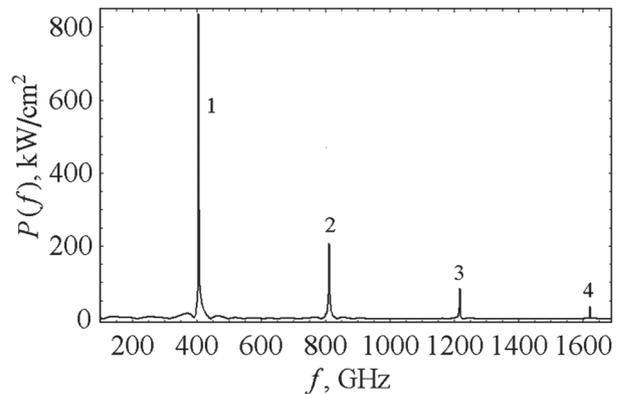


Рис. 8. Фурье-спектр плотности выходной
мощности биполярного ЛГД в режиме
когерентных автоколебаний

ВЫВОДЫ

Таким образом, численно исследованы ЛГД
на основе резких Si p - n -переходов при большой
плотности лавинного тока. Показано, что прин-
цип работы ЛГД в режиме двухчастотных коле-
баний основан на *статической* отрицательной
дифференциальной проводимости, т.к. на рез-
кий p - n -переход подано постоянное напряже-
ние источника питания.

ЛГД является мощным источником электро-
магнитных колебаний миллиметрового и суб-
миллиметрового диапазонов. Максимальная
выходная мощность достигается в ЛГД в режиме
когерентных автоколебаний. Показано, что
ЛГД с параметрами $U/U_{av} = 1,6$; $N_a = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;
 $N_d = 3,95 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на частоте 405 ГГц имеет вы-
ходную мощность 179 Вт (площадь p - n -перехода
 $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) и электронный КПД – 55 %.

Результаты работы представляют интерес
для разработчиков мощных твердотельных гене-
раторов миллиметрового и субмиллиметрового
диапазонов длин волн.

Литература

- [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] *Федоров Н. Д.* Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы / Н. Д. Федоров. — М.: Атомиздат, 1979. — 246 с.
- [3] *Касаткин Л.В.* Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л.В. Касаткин, В.Е. Чайка. — Севастополь, Вебер. — 2006. — 319 с.
- [4] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. — М.: Мир, 1984. — Т. 1, 2. — 456 с.
- [5] *Кэррол Дж.* Свч-генераторы на горячих электродах / Дж. Кэррол; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. — М.: Мир, 1972. — 384 с.
- [6] *Lukin K. A.* Chaotic instability of currents in a reverse based multilayered structure / K. A Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // Appl. Phys. Lett. — 1997. — 71. No.17. — P. 2484–2486.
- [7] *Lukin K. A.* Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with $pn-i-pn$ -Structure/ K. A Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1996. — 43. No. 3. — P. 473–478.
- [8] *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. No. 20. — P. 4643–4645.
- [9] *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 // International Journal of Modeling and Simulation — 2003. — 23, No. 2. — P. 77–84.
- [10] *Лукин К. А.* Режим автоколебаний в резких $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. — Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. — 2008. — 13. № 2. — С. 232–238.
- [11] *Рабинович М. И., Трубецков Д. И.* Введение в теорию колебаний и волн, 2 изд., М., 1992; *Хакен Г.* Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985.
- [12] *Самарский А. А.* Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
- [13] *Максимов П.П.* Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными $p-n$ -переходами / П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. — Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. — 2008. — 13, № 3. — С. 523–528.
- [14] *Лукин К. А.* Когерентное сложение мощности в лавинно-генераторных диодах / Лукин К. А., Максимов П. П. // Радиофизика и электроника. — Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. — 2012. — 3 (17), № 4. — С. 70–75.
- [15] *Кузнецов С. П.* Динамический хаос (курс лекций). М.: Изд-во «Физмат литературы», 2001. — 296 с.
- [16] *Рабинович М. И.* Автоколебания // Физическая энциклопедия. Гл. ред. А. М. Прохоров. — М.: «Сов. энциклопедия». 1988. — 1. — С. 12–15.
- [17] Влияние перегрева $p-n$ -перехода на деградацию мощных кремниевых лавинно-пролетных диодов / А. Е. Беляев, В. В. Басанец, Н. С. Болтовец, А. В. Зоренко и др. // ФТП. — 2011. — 45. № 2. — С. 256–262.

Поступила в редколлегию 9.09.2015



Максимов Павел Павлович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиофизики и электроники НАН Украины. Научные интересы: численные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных, нелинейная динамика полупроводниковых приборов на основе обратно смещенных электронно-дырочных переходов.



Лукин Константин Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом Института радиофизики и электроники НАН Украины. Научные интересы: динамический хаос в электронных системах, генерация и обработка случайных сигналов, шумовая радиолокация.

УДК 621.382.029

Негативна диференціальна провідність лавинно-генераторних діодів на основі зворотно зміщених різких $p-n$ -переходів / П.П. Максимов, К.О. Лукин // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 3. — С. 210–216.

Досліджена динаміка двочастотних автоколивань лавинно-генераторних діодів. Показано, що двочастотні автоколивання обумовлені негативною диференціальною провідністю електронної і діркової компонент шільності струму.

Ключові слова: лавинно-генераторний діод, ударна іонізація, негативна диференціальна провідність, підвищення потужності.

Лл.: 08. Бібліогр.: 17 найм.

UDC 621.382.029

Negative differential conductivity of avalanche-generator diodes on the basis of backward-biased abrupt $p-n$ -junctions / P.P. Maksymov, K.A. Lukin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 3. — P. 210–216.

The dynamics of two-frequency self-excited oscillations of avalanche-generator diodes is investigated. It is shown that two-frequency self-excited oscillations are conditioned by negative differential conductivity of current density electronic and hole components. Energy and spectrum characteristics of avalanche-generator diodes are investigated.

Keywords: avalanche-generator diode, shock ionising, negative differential conductivity, power increase.

Fig.: 08. Ref.: 17 items.