

СЦЕНАРИЙ ПЕРЕХОДА К ХАОСУ ЧЕРЕЗ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ В ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДАХ МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

К. А. ЛУКИН, П. П. МАКСИМОВ

Впервые исследован сценарий перехода к хаосу через перемежаемость в лавинно-генераторном диоде (ЛГД) микроволнового диапазона. Основным управляющим параметром сценария является напряжение обратного смещения. Показано, что с увеличением напряжения в колебаниях уменьшаются участки с регулярными периодами и одновременно увеличиваются участки с нерегулярными периодами. Установлено, что максимальная ширина спектральных полос ЛГД может достигать 34 ГГц, а мощность автоколебаний – десятки ватт. Исследована устойчивость временных реализаций двух дискретизированных отсчетов лавинного тока с близкими начальными условиями на участках фазовых траекторий с регулярными и нерегулярными колебаниями.

Ключевые слова: лавинно-генераторные диоды, сценарий перехода к хаосу через перемежаемость, странный хаотический аттрактор.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка диодных генераторов широкополосных и сверхширокополосных хаотических сигналов на основе методов хаотизации колебаний в полупроводниковых системах микроволнового диапазона является актуальной задачей современной электроники миллиметрового диапазона. Такие сигналы используются в современной шумовой радиолокации [1–4], а также в качестве носителей информации в системах скрытой связи [5,6]. Как известно, в этой области наиболее перспективным является лавинопролетный диод (ЛПД) [7,8], динамический хаос в которых изучался в работах [9,10]. Одним из важных этапов исследования диодных приборов генерирующих хаотических сигналов является изучение различных сценариев перехода к хаосу в динамических системах [11]. Например в [9,12] экспериментально получены хаотические колебания в генераторе на лавиннопролетном диоде (ГЛПД) 8 мм диапазона длин волн и изучен переход к хаосу. Основным управляющим параметром в ГЛПД является ток через диод, который однозначно определяется напряжением обратного смещения на резком $p-n$ -переходе [7,9]. Согласно [9] переход к хаосу в ГЛПД происходит следующим образом: по мере увеличения тока сначала начинает нарастать мощность колебаний, а затем в процесс включаются новые резонансы колебательной системы ГЛПД. При этом и паузы между возбуждаемыми цугами колебаний уменьшаются и практически исчезают. Спектр колебаний усложняется и становится непрерывным.

В работе [12] обнаружена хаотическая нестабильность токов в обратносмещенных $p-n$ -структурах, а в [13,14] впервые представлена диффузионно-дрейфовая модель (ДДМ) лавинно-генераторных дио-

дов (ЛГД) на основе обратносмещенных резких $p-n$ -переходов. Установлено, что автоколебания в ЛГД определяются тремя основными параметрами: концентрацией акцепторов в p -области, концентрацией доноров в n -области и напряжением обратного смещения на $p-n$ -переходе [13,14]. Временные и спектральные характеристики автоколебаний определяются только параметрами ЛГД – для генерации автоколебаний не требуется колебательный контур.

В работе авторов [15] исследованы режимы работы ЛГД с внешним сигналом и определены начальные условия, при которых диод работает в режиме генерации хаотических колебаний. Следуя результатам этой работы, исследуем сценарий перехода к хаосу через перемежаемость в ЛГД с внешним сигналом.

В настоящей работе выполнено численное моделирование различных режимов автоколебаний в ЛГД на основе обратносмещенных резких кремниевых $p-n$ -переходов [13–15] при воздействии внешнего СВЧ сигнала с целью исследования сценария перехода к хаосу через перемежаемость регулярных и хаотических колебаний при изменении напряжения обратного смещения U/U_{av} .

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 приведена одномерная модель обратносмещенного резкого $p-n$ -перехода. За начало координат принята точка $x_2 = 0$ – граница раздела p - и n -областей. Координаты x_1 и x_3 – границы легирования акцепторной и донорной примесью соответственно. Координаты w_p и w_n – границы обедненных p - и n -областей $p-n$ -перехода, J_{in} – входной сигнал. Исследуется Si ЛГД с однородным легированием p - и n -областей с плотностью акцепторной N_a и донорной N_d примесей, соответственно. В $p-n$ -переходе статическая часть напряженности электрического поля E (без

учета влияния заряда подвижных носителей) изменяется по линейному закону, достигая максимального значения в точке x_2 .

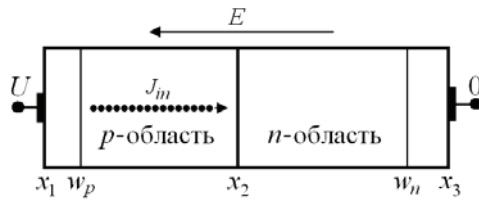


Рис. 1. Одномерная модель $p-n$ -перехода с резкой границей раздела p - и n -областей

E – напряженность электрического поля,
 U – напряжение обратного смещения

Математическая модель ЛГД базируется на системе дифференциальных уравнений в частных производных ДДМ полупроводниковых структур, содержащих резкие $p-n$ -переходы [10]. Для численного интегрирования дифференциальные уравнения преобразовывались в систему конечно-разностных уравнений. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$, где τ – шаг временной сетки и h – шаг пространственной сетки, удовлетворяющие условию устойчивости Куранта $\tau \leq h/v$ (v – скорость носителей заряда).

Алгоритм решения конечно-разностных уравнений ДДМ [18-19] основан на модифицированном методе встречных прогонок [19], в котором введены и используются граничные условия для всех искомым величин на границе резкого $p-n$ -перехода: $x_2 = 0$. В результате введения таких граничных условий степень легирования и другие параметры p - и n -областей полагаются однородными, и интегрирование может выполняться с постоянным шагом, что существенно улучшает эффективность метода. В результате решения уравнений этой модели получаем пространственно-временную реализацию $x_{n,m}$, состоящую из N последовательных временных и M пространственных отсчетов: $x(n\tau, mh)$, где $n = 0, \dots, N-1$, $m = 0, \dots, M-1$. Общее число пространственно-временных отсчетов определяется произведением $N \cdot M$. Для удобства дальнейшего рассмотрения введена частота дискретизации $f_s = 1/\tau$. Шаг дискретизации на оси Фурье частот определяется длительностью полученной временной реализации и для быстрого преобразования Фурье (БПФ) будет определяться следующим образом: $df = 1/(\tau N) = f_s / N$.

Достоверность результатов основана на применении устойчивого алгоритма решения конечно-разностных уравнений ДДМ ЛГД и подтверждена согласованностью результатов тестовых задач с известными результатами [7].

В данной работе рассмотрены различные режимы генерации ЛГД при воздействии на него внешнего сигнала с безразмерной амплитудой A_{st} и частотой f и следующих значениях основных параметров: $\tau_{\phi} =$

$= 2,5 \text{ нс}$, $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 5,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $A_{st} = 0,05$ и $f = 0,6 \text{ ГГц}$, где τ_{ϕ} – время жизни неосновных носителей, N_a – концентрация акцепторов, N_d – концентрация доноров, U/U_{av} – безразмерное напряжение обратного смещения, U_{av} – статическое напряжение ударной ионизации.

2. ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Принцип действия ЛГД основан на обнаруженной ранее авторами [12–14] токовой неустойчивости в обратном-смещенном несимметричном $p-n$ -переходе с ударной ионизацией. При этом вольтамперная характеристика (ВАХ) обладает участком с отрицательной дифференциальной проводимостью, если корректно учитывается влияние эффекта компенсации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей на напряженность электрического поля, и следовательно, коэффициент ударной ионизации [12–15].

На рис. 2 приведена типичная ВАХ в n -области обратном-смещенного резкого Si $p-n$ -перехода, заимствованная из работы [14]. На ВАХ условно можно выделить четыре характерных участка, два из которых существенно влияют на характеристики ЛГД. На нелинейном участке ($c-d$) заряд подвижных носителей сравним по величине с зарядом примесных атомов. Это приводит к уменьшению электрического поля вследствие нейтрализации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей, поэтому рост лавинного тока существенно замедляется. На участке ($d-e$) имеет место токовая неустойчивость, и зависимость протекающего тока от приложенного напряжения становится нестационарной, при этом на рис.2 условно показаны две ветви нестационарной плотности тока: ветвь ($d-e'$) показывает максимальные, а ($d-e''$) – минимальные значения амплитуды плотности тока. На этом участке и наблюдается отрицательная дифференциальная проводимость $p-n$ -перехода, которая обуславливает генерацию автоколебаний [12,14]. Из рис. 2 видно, что амплитуда автоколебаний увеличивается с повышением напряжения обратного смещения на диоде и при $U/U_{av} > 1,51$ наблюдается эффект гашения ударной ионизации, при котором объемный заряд подвижных носителей полностью нейтрализует объемный заряд примесных атомов. Эффект гашения может быть использован для генерации импульсных сигналов.

Следовательно, резкий Si $p-n$ -переход в зависимости от напряжения обратного смещения может работать как в режиме усиления входного сигнала на устойчивом участке, так и в режиме генерации автоколебаний на участке с токовой неустойчивостью. В p -области $p-n$ -перехода имеет место аналогичная ВАХ. В частности, наличие двух ВАХ в ЛГД обуславливает синхронную генерацию двух колебаний с разными частотами в p - и n -областях $p-n$ -перехода, соответственно [16].

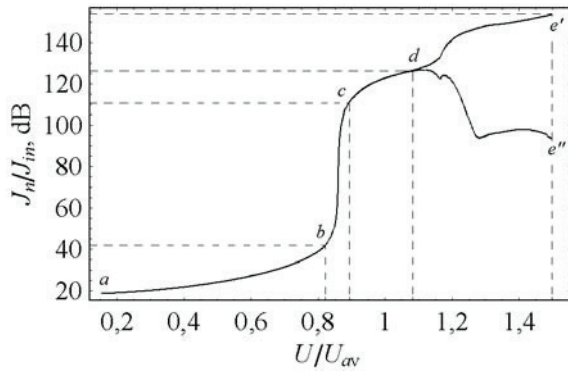


Рис. 2. Типичная вольтамперная характеристика ЛГД на основе обратносмещенного резкого Si *p-n*-перехода

3. ГЕНЕРАЦИЯ ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ЛГД ПРИ РАЗЛИЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ СМЕЩЕНИЯ

В этом разделе приведены результаты численно-го интегрирования системы уравнений ДДМ ЛГД [17,18] при внешнем воздействии для различных значений напряжения смещения, а также обнаружен и описан переход к генерации хаотических колебаний в неавтономном ГЛД через перемежаемость с ростом напряжения смещения. Рассчитанные зависимости мощности генерируемых колебаний и их спектральные характеристики представлены на рис.3–7.

На рис. 3, а приведена временная зависимость мощности $P(t)$ вынужденных колебаний в ЛГД под воздействием внешнего СВЧ сигнала с частотой $f = 0,6 ГГц$ (период колебаний $T = 1,667 нс$) при напряжении, превышающем напряжение лавинного пробоя в 1,1 раза ($U/U_{av} = 1,1$). Видно, что в ЛГД устанавливаются периодические колебания с частотой близкой к частоте внешнего сигнала 0,64 ГГц и вариациями мгновенной мощности $P(t)$ в пределах 10 – 70 Вт. Регулярность этих колебаний обусловлена тем, что при данном напряжении обратного смещения компенсация заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей недостаточна для появления токовой неустойчивости [12, 13] и, следовательно, для реализации автоколебательного режима. В отсутствие автоколебаний, изменение напряженности электрического поля во времени определяется только частотой внешнего сигнала. На рис. 3,б приведен Фурье-спектр $P(f)$ мощности генерируемых колебаний, который состоит только из спектральной линии входного сигнала на частоте 0,64 ГГц.

На рис. 4, а колебания мгновенной мощности $P(t)$ на временном отрезке (0...0,2) нс имеют короткий одиночный всплеск, обусловленный влиянием заряда подвижных носителей на напряженность электрического поля. Установившиеся колебания являются периодическими с периодом $T = 1,82 нс$ ($f = 0,55 ГГц$), а максимальная мощность колебаний превышает 115 Вт.

На рис. 4, б приведен Фурье-спектр $P(f)$ мощности колебаний, рассчитанный с временным шагом $\tau = 51,5 фс$. Спектр состоит из спектральной линии входного сигнала на частоте 0,55 ГГц, со спектральной плотностью мощности $P(f) = 58 Вт/Гц$. Кроме того, на частотах 100 и 104 ГГц наблюдается незначительное увеличение амплитуды спектральных линий, появление которых связано с возбуждением автоколебаний электронной и дырочной компонент выходной $P(t)$ ЛГД благодаря токовой неустойчивости [12 – 14].

На рис. 5, а приведена временная зависимость мгновенной мощности $P(t)$ ЛГД. Внешний сигнал ЛГД имеет период колебаний 1,66 нс ($f = 0,60 ГГц$), максимальная амплитуда $P(t)$ достигает 120 Вт.

Видно, что увеличение напряжения обратного смещения приводит к появлению нерегулярных фрагментов на части периода регулярных колебаний выходной мощности $P(t)$, а именно на переднем фронте второго и третьего периодов. Эти нерегулярные фрагменты вызваны проявлением взаимодействия сигнала внешнего воздействия с сигналами автоколебаний электронной и дырочной компонент тока ЛГД, которая увеличивается с ростом напряжения обратного смещения на *p-n*-переходе.

На рис. 5, б приведен Фурье-спектр выходной мощности ЛГД, $P(f)$, который состоит из спектральной линии 1 входного сигнала на частоте 0,68 ГГц и значением спектральной плотности мощности 61,4 Вт/Гц, а также непрерывного спектра в высокочастотной области, 2, автоколебаний ЛГД с основными частотами 99,43 и 100,12 ГГц и полосой частот Δf порядка 6 ГГц (рис. 5, в).

На рис. 6, а представлена временная реализация мгновенной мощности $P(t)$ ЛГД при воздействии внешнего сигнала с частотой 0,602 ГГц (период колебаний 1,66 нс). Видно, что $P(t)$ имеет периодические и непериодические участки, мощность которых усиливается с ростом напряжения обратного смещения. Размеры участков регулярных колебаний уменьшаются, а нерегулярных – увеличиваются. Такое изменение формы колебаний обусловлено увеличением связи между внешним сигналом и электронной и дырочной компонентами токов в *p-n*-переходе. На рис. 6, б приведен Фурье-спектр зависимости выходной мощности $P(f)$, который как и ранее состоит из отдельной спектральной линии, 1, на частоте близкой к частоте внешнего сигнала (0,68 ГГц), и сплошной полосы частот, 2, автоколебаний ЛГД с шириной порядка 19 ГГц (рис. 6,в). Из рис.7 видно, что увеличение напряжения обратного смещения до значения ($U/U_{av} = 1,7$) приводит к усилению наблюдаемого эффекта стохастизации колебаний в рассматриваемом диоде: спектральная плотность мощности и интегральная мощность увеличиваются, а ширина спектра мощности хаотических колебаний расширяется до 36 ГГц.

Нормированное напряжение обратного смещения	Временная реализация мощности $P(t)$ генерируемых колебаний.	Полный Фурье-спектр мощности $P(f)$ генерируемых колебаний.	Хаотическая часть Фурье-спектра мощности $P(f)$ генерируемых колебаний (2)
	а)	б)	в)
Рис. 3 $U/U_{av} = 1,1$			
Рис. 4 $U/U_{av} = 1,54$			
Рис. 5 $U/U_{av} = 1,585$			
Рис. 6 $U/U_{av} = 1,6$			
Рис. 7 $U/U_{av} = 1,7$			

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛГД ПРИ МАКСИМАЛЬНОМ НАПРЯЖЕНИИ ОБРАТНОГО СМЕЩЕНИЯ

При $U/U_{av} > 1,885$ в ЛГД происходит гашение ударной ионизации. На рис. 8 – 9 представлены временные и спектральные характеристики ЛГД в этом режиме. На рис. 8, а приведены колебания электронной $J_n(t)$ и дырочной $J_p(t)$ (пунктирные линии) компонент плотности полного тока $J(t)$ ЛГД. (Средний период автоколебаний $J(t)$ равен 8 пс.), а рис. 8, б – полный лавинный ток, полученный в результате суммирования электронной и дырочной компонент $J(t) = J_p(t) + J_n(t)$. Максимальная амплитуда колебаний

получена при суммировании компонент $J_p(t)$ и $J_n(t)$ в фазе и достигает 58 кА/см^2 , минимальная амплитуда колебаний – в противофазе и превышает 8 кА/см^2 . Видно, что колебания лавинного тока $J(t)$ имеют нерегулярный характер, что может наблюдаться в режиме динамического хаоса в ЛГД.

Для подтверждения этого предположения был построен фазовый портрет изучаемой динамической системы для следующих интегральных переменных

$$U(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x, t) dx \quad \text{– падение напряжения и}$$

$$J(t) = \frac{1}{w} \int_0^w J(x, t) dx \quad \text{– плотностью лавинного тока –}$$

усредненные по координате. На рис. 8, в приведен аттрактор установившихся колебаний в фазовой плоскости ЛГД. Направление движения фазовой точки показано стрелками. Видно, что амплитуда напряжения $U(t)$ изменяется в диапазоне 8...56 В, а дока $J(t)$ – в диапазоне 8...58 кА/см². Точками 2 и 3 отмечены участки аттрактора, в которых изменяется характер динамических процессов.

В окрестности точки 2 падение напряжения $U(t)$ максимально, скорость носителей заряда достаточна для ударной ионизации атомов, поэтому при движении изображающей точки на участке (2–3) наблюдаются генерации электронно-дырочных пар. В результате синхронно уменьшается падение напряжения $U(t)$ и увеличивается плотность лавинного тока $J(t)$.

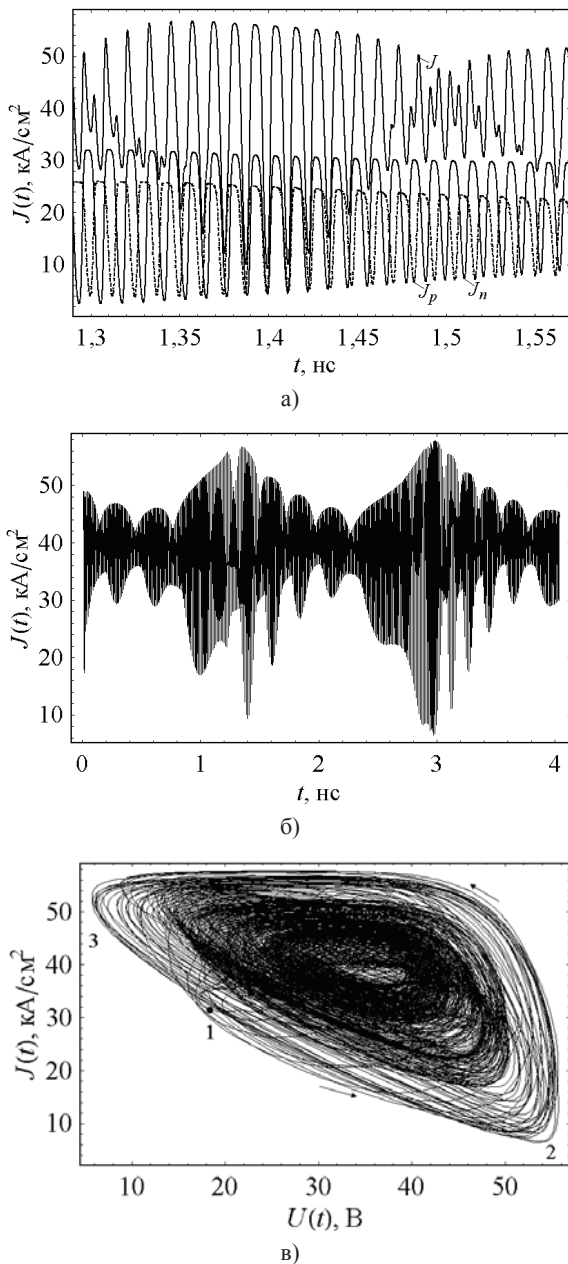


Рис. 8. Временная реализация полного лавинного тока $J(t)$ (а) и его компонент $J_p(t)$ и $J_n(t)$ (б) и странный хаотический аттрактор сверхширокополосного ЛГД (в)

В окрестности точки 3 падение напряжения $U(t)$ минимально, скорость носителей заряда недостаточна для ударной ионизации атомов, поэтому при движении изображающей точки на участке (3–2) синхронно наблюдается увеличение напряжения $U(t)$ и уменьшение плотности лавинного тока $J(t)$ вследствие ухода подвижных носителей на контакты p - n -перехода. Следовательно, при движении изображающей точки на участке (3–2) синхронно восстанавливаются исходные значения падения напряжения $U(t)$ и плотности лавинного тока $J(t)$.

Как известно странный хаотический аттрактор характеризуется неустойчивостью принадлежащих ему фазовых траекторий. Изучение устойчивости фазовых траекторий в рассматриваемой системе было выполнено с помощью метода возвратов Пуанкаре. Согласно этому методу возврат траектории в окрестность произвольно выбранной трансверсальной плоскости сечения Пуанкаре на ней называют возвратом Пуанкаре [11]. Для периодических колебаний траектория изображающей точки будет замкнутой и возвраты Пуанкаре будут повторяться, со сколь угодно высокой точностью. В то же время, для нерегулярных колебаний число различающихся возвратов увеличивается, и интервал времени между двумя последовательными возвратами Пуанкаре оказывается каждый раз другим, так что можно ввести статистическое распределение времен возврата. Такая статистика возвратов Пуанкаре характерна для динамического хаоса фазовых траекторий динамической системы [11].

На рис. 9, а показана временная реализация мгновенной мощности $P(t)$ ЛГД. Средний период колебаний $P(t)$ определяется периодом внешнего сигнала и равен 1,7 нс. Предельная величина напряжения обратного смещения приводит к росту амплитуды нерегулярных колебаний до 280 Вт. Такое изменение амплитуды мгновенной мощности обусловлено увеличением лавинного тока и напряжения обратного смещения. Это приводит к повышению компенсации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей. В результате напряженность электрического поля снижается, а связь между внешним сигналом, электронной и дырочной компонентами выходной мощности $P(t)$ повышается.

На рис. 9, б приведен Фурье-спектр выходной мощности ЛГД, который состоит из спектральной линии 1 внешнего сигнала с частотой 0,6 ГГц и хаотической составляющей колебаний со спектральной плотностью мощности 69,6 Вт/Гц и шириной спектра частот $\Delta F > 30$ ГГц.

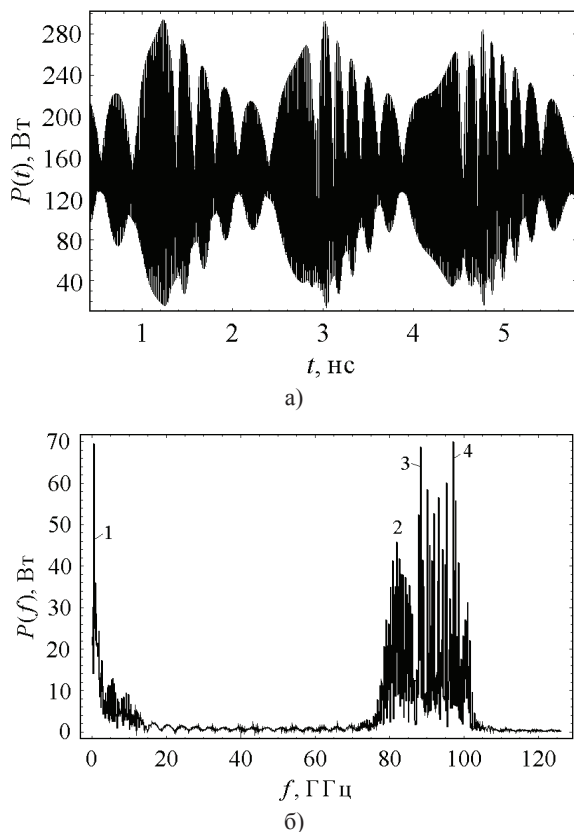


Рис. 9. Временная реализация выходной мощности $P(t)$ при напряжении $U/U_{av} = 1,885$ (а) и Фурье-спектр выходной мощности ЛГД (б)

ВЫВОДЫ

Исследован сценарий перехода к хаосу через перемежаемость регулярных и нерегулярных колебаний в ЛГД с внешним воздействием на всем участке ВАХ с токовой неустойчивостью ($U/U_{av} = 1,585 - 1,885$ В, $N_a = 10^{17}$ см⁻³, $N_d = 5,3 \cdot 10^{16}$ см⁻³). Показано, что в ЛГД при увеличении напряжения обратного смещения имеет место сценарий перехода к хаосу через перемежаемость регулярных и нерегулярных колебаний. Переход к хаосу происходит следующим образом. По мере увеличения напряжения обратного смещения $U/U_{av} \geq 1,585$ начинает нарастать амплитуда спектральных линий, увеличивается ширина спектральных полос и число дополнительных частот. При напряжении обратного смещения свыше $U/U_{av} > 1,645$ ширина спектральных полос и число частот практически не изменяются, а мощность спектральных линий продолжает увеличиваться до тех пор, пока напряжение обратного смещения не достигнет напряжения $U/U_{av} > 1,885$. Форма колебаний усложняется, фазовые траектории становятся неустойчивыми, и такое состояние ЛГД характеризуется странным аттрактором в фазовом пространстве его интегральных переменных.

Литература

[1] Lukin K. *Noise Radar Technology* / Telecommunications and Radio Engineering, 2001. – V. 55, # 12. – pp. 8–16.
 [2] Лукин К. А. Шумовая радиолокация миллиметрового диапазона / К. А. Лукин // – Харьков: Ин-т радиофизи-

ки и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, спец. вып. С. 344–358.
 [3] Lukin K.A. ‘The principles of noise radar technology’. Proc. NRTW-2002, Yalta, Crimea, Ukraine, 18–20 September 2002, pp. 13–22
 [4] Lukin K.A. ‘Noise radar technology: the principles and short overview’, Appl. Radio Electron., 2005, 4, (1), pp. 4–13.
 [5] Дмитриев А. С. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи / А. С. Дмитриев, А. И. Панас. – М.: Физматлит, 2002. – 252 с.
 [6] Залогин Н. Н. Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах / Н. Н. Залогин, В. В. Кислов. – М.: Радиотехника, 2006. – 208 с.
 [7] 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
 [8] Касаткин Л. В. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка – Севастополь: Вебер, 2006. – 319 с.
 [9] Мясин Е. А. Генерация хаотических колебаний в автогенераторе на лавинно-пролетном диоде / Е. А. Мясин // Письма в ЖТФ. 2012. – 38. Вып. 2. – С. 87–94.
 [10] Мясин Е. А. Хаотическая и регулярная динамика автономных автоколебательных систем, содержащих p - n -переход / Мясин Е. А., В. Я. Кислов // Радиотехника и электроника. 1997. – № 12. – С. 1487–1492.
 [11] Кузнецов С. П. Динамический хаос / С. П. Кузнецов. – Изд-во Физматлит. 2001. – 296 с.
 [12] Lukin K.A., Cerdeira H.A., and Colavita A.A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure / Appl. Phys. Lett. – 1997. – vol. 71, No. 17. – pp. 2484–2486.
 [13] 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. – vol. 83, No. 20. – pp. 4643–4645.
 [14] 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.
 [15] Лукин К. А. Вольтамперная характеристика и наведенный ток во внешней цепи лавинно-генераторных диодов на основе резких обратносмещенных p - n -переходов / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – 2015. – 6(20), № 4. – С. 45–53.
 [16] Лукин К. А. Синхронная генерация двух колебаний микроволнового и терагерцового диапазонов в лавинно-генераторных диодах с внешним сигналом / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – 2016. – 7(21), № 2. – С. 66–73.
 [17] Максимов П. П. Режимы работы лавинно-генераторных диодов микроволнового диапазона / П. П. Максимов // Радиофизика и электрон. – 2016. – 7(21), № 1. – С. 55–60.
 [18] 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.

- [19] Лукин К. А. Модифицированный метод встречных прогонок / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 1999. – 4, № 1. – С. 83–86.

Поступила в редколлегию 15.11.2017



Лукин Константин Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом нелинейной динамики электронных систем Института радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. IEEE Fellow, Руководитель исследовательской группы "Шумовая радарная технология" научно-технологической организации НАТО. Научные интересы: токовые неустойчивости в p - n -переходах, динамический хаос в электронных и радиофизических системах, генерация и обработка случайных сигналов, шумовая радиолокация, спектральная интерферометрия, радарная томография, наземные шумовые РСА для дистанционного зондирования.



Максимов Павел Павлович, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: численные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных, нелинейная динамика токов в полупроводниковых приборах на основе обратно смещенных электроннодырочных переходов, численное исследование вольтамперной характеристики (ВАХ) резких p - n -переходов с постоянным напряжением обратного смещения и определение параметров, исследование автоколебательных режимов в лавинно-генераторных диодах – перспективных полупроводниковых источников электромагнитных колебаний микроволнового и терагерцевого диапазонов.

УДК 621.382.2.029.64

Сценарій переходу до хаосу через переміжність у лавинно-генераторних діодах мікрохвильового діапазону / К. О. Лукін, П. П. Максимов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2017. – Том 16, № 3, 4. – С. 122 – 128.

Вперше досліджено сценарій переходу до хаосу через переміжність в лавинно-генераторному діоді мікрохвильового діапазону. Основним параметром, що управляє сценарієм, є напруга зворотного зсуву. Показано, що зі збільшенням напруги в коливаннях зменшуються ділянки з регулярними періодами і одночасно збільшуються ділянки з нерегулярними періодами. Встановлено, що максимальна ширина спектральних смуг може досягати 34 ГГц, а потужність автоколивань – десятки ват. Досліджено стійкість тимчасових реалізацій двох дискретизованих відліків лавинного струму з близькими початковими умовами на ділянках фазових траєкторій з регулярними і нерегулярними коливаннями.

Ключові слова: лавинно-генераторні діоди, сценарій переходу до хаосу через переміжність в ЛГД, дивний аттрактор.

Л.: 9. Бібліогр.: 19 найм.

UDC 621.382.2.029.64

Scenario of transition to chaos through intermittency in avalanche generator diodes of microwave range / K. A. Lukin, P. P. Maksymov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2017. – Vol. 16, № 3, 4. – P. 122 – 128.

The scenario of transition to chaos through intermittency in an avalanche-generating diode (AGD) in the microwave range has been investigated for the first time. The main control script parameter is the reverse bias voltage. It is shown that with increasing voltage fluctuations portions with regular periods are reduced and at the same time areas with irregular periods increase. It was found that the maximum width of the spectral AGD bands can reach 34 GHz, and the power of self-oscillations can run into tens of watts. The stability of temporal realizations of two sampled avalanche current samples with close initial conditions on the sections of phase trajectories with regular and irregular oscillations is investigated.

Keywords: avalanche-generating diodes, scenario of transition to chaos through intermittency, strange chaotic attractor.

Fig.: 9. Ref.: 19 items.