

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

СИНХРОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ДВУХ КОЛЕБАНИЙ МИКРОВОЛНОВОГО И ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНОВ В ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДАХ С ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ

Исследованы многочастотные лавинно-генераторные диоды (ЛГД) на основе резких Si и GaAs $p-n$ -переходов с высоколегированной n -областью. Рассчитаны временные реализации выходной мощности и приведены проекции аттракторов на двумерное фазовое пространство ЛГД. Выполнен спектральный анализ выходной мощности и определен электронный коэффициент полезного действия. Показано, что многочастотные автоколебания синхронно возбуждаются в n - и p -областях резкого $p-n$ -перехода на высших гармониках внешнего сигнала. Представленные численные результаты могут представлять интерес для разработчиков мощных источников электромагнитных колебаний микроволнового и терагерцевого диапазонов. Исследованный режим синхронной генерации двухчастотных колебаний может рассматриваться как основа для генерации так называемых связанных/спутанных состояний электромагнитного поля (*Entangled Photons*), т. е. сигналов разных частот, осциллирующих во времени с сохранением фазовых соотношений, для использования в различных сенсорных и радарных системах. Ил. 9. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: мощные лавинно-генераторные диоды, дискретный фурье-спектр выходной мощности, электронный коэффициент полезного действия, спутанные сигналы.

Лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе обратносмещенных $p-n$ -переходов [1] служат основой многих полупроводниковых приборов СВЧ, таких как генераторы шума, усилители, преобразователи частоты, лавинные фотодиоды, фотоэлектронные умножители и др. Генераторы на ЛПД работают в диапазоне частот до 340 ГГц и способны обеспечить выходную мощность непрерывной генерации порядка 6...8 Вт в сантиметровом диапазоне. Общепринятая нелинейная теория ЛПД описывает образование электронно-дырочных пар при плотности подвижных носителей заряда, существенно меньшей плотности заряда примесных атомов [1–3]. При малой плотности заряда электрическое поле в слое умножения практически не зависит от величины лавинного тока, поэтому при подаче напряжения обратного смещения на $p-n$ -переход наблюдается либо его устойчивое состояние, либо лавинный пробой. Для возникновения режима автоколебаний в ЛПД с постоянным напряжением обратного смещения возбуждения необходима еще и переменная компонента СВЧ-поля, что обеспечивается полем колебательной системы.

В работах [4–7] показано, что в обратносмещенных резких $p-n$ -переходах с постоянным напряжением обратного смещения, при котором плотность заряда подвижных носителей сравнима по величине с плотностью заряда примесных атомов, возможна реализация принципиально новых режимов автоколебаний, обусловленных взаимозависимостью электрического поля в области ударной ионизации, коэффициентов ударной ионизации и плотностью генерируемых электронно-дырочных пар. В частности, в [7] показано, что генерирующие обратносмещенные резкие $p-n$ -переходы могут служить основой при созда-

нии лавинно-генераторных диодов (ЛГД) – источников мощных электромагнитных колебаний.

Кроме того, ЛГД могут генерировать электромагнитные колебания одновременно на двух частотах, значения которых в конечном итоге определяются концентрацией примесных атомов и напряжением обратного смещения в p - и n -областях перехода [8]. Известно, что максимальная частота обратносмещенных резких $p-n$ -переходов ограничена концентрацией примесных атомов N и температурой T образца ($N < 10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$). Как будет показано ниже, в низколегированной p -области $p-n$ -перехода могут генерироваться колебания микроволнового диапазона, а в высоколегированной n -области – колебания ТГц-диапазона.

В обоих генераторных диодах, ЛПД и ЛГД, используются обратносмещенные резкие $p-n$ -переходы, физические процессы в которых достоверно описываются в рамках диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) [1]. Согласно теории ЛПД [1], в диоде с постоянным напряжением обратного смещения на его статической вольтамперной характеристике нет участка с токовой неустойчивостью, поэтому возбуждение автоколебаний в ЛПД невозможно без дополнительного переменного поля [1–3].

Генерация автоколебаний в ЛГД с постоянным напряжением обратного смещения основана на теории, согласно которой статическая вольтамперная характеристика на участке с высоким напряжением обратного смещения на $p-n$ -переходе имеет токовую неустойчивость, т. е. создаются требуемые условия для возбуждения автоколебаний [4–7].

Целью работы является определение параметров Si и GaAs ЛГД с внешним сигналом, при

которых реализуется синхронная генерация двух регулярных колебаний микроволнового и терагерцевого диапазонов, расчет мгновенной мощности автоколебаний, регулярных аттракторов, определение спектра выходной мощности и электронного коэффициента полезного действия (КПД).

1. Постановка задачи. На рис. 1 представлена схема обратносмещенного резкого p - n -перехода. Внешний сигнал – J_{in} . Падение напряжения на p - n -переходе – $U < 0$. Координаты x_1 и x_3 – границы p - и n -областей соответственно. Координата $x_2 = 0$ – граница раздела однородно легированных p - и n -областей p - n -перехода – принята за начало координат; координаты $w_p(t)$ и $w_n(t)$ – границы обедненной области p - n -перехода, которые в режиме автоколебаний зависят от времени [7].

В ЛПД на основе обратносмещенных резких p - n -переходов с однородным легированием примесных атомов напряженность электрического поля спадает в обедненном слое p - n -перехода по линейному закону $E = E_m(w - x)/w$, где $w = w_n + w_p$ – толщина обедненного слоя p - n -перехода.

В ЛГД правая часть уравнения Пуассона зависит от заряда подвижных носителей, поэтому напряженность электрического поля изменяется по нелинейному закону – от максимального значения на границе раздела p - и n -областей до нулевого значения на контактах w_n и w_p обедненного слоя p - n -перехода [7].

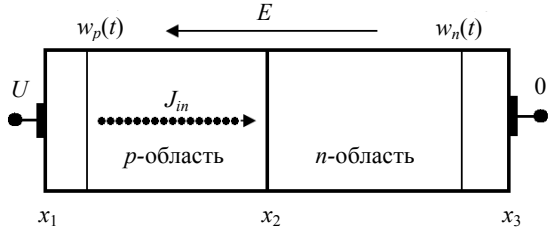


Рис. 1. Одномерная модель ЛГД на основе обратносмещенного резкого p - n -перехода

Математическая модель ЛГД основана на уравнениях ДДМ резких p - n -переходов, дифференциальные уравнения которой имеют следующий вид [1–3]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} &= \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} [p(x,t) - n(x,t) + N(x)], \\ \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} &= -E(x,t); \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n,p); \quad (2)$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n,p); \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} J_n(x,t) &= qn(x,t)\mu_n E(x,t) + qD_n \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}, \\ J_{cm}(x,t) &= \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}, \\ J_p(x,t) &= qp(x,t)\mu_p E(x,t) - qD_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x}; \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

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

где E – напряженность электрического поля; φ – электрический потенциал; J – плотность полного тока; J_n – плотность электронного тока; J_p – плотность дырочного тока; J_{cm} – плотность тока смещения; J_{st} – первичный ток, инициирующий ударную ионизацию в p - n -переходе; n – концентрация электронов в зоне проводимости; p – концентрация дырок в валентной зоне; $N(x) = -N_{a1}, x_1 \leq x < x_2; N_{d1}, x_2 < x < x_3$ – распределение концентрации примесных атомов в структуре; q – абсолютное значение заряда электрона; $\varepsilon\varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $R(n,p)$ – скорость рекомбинации электронов и дырок; N_a, N_d – концентрация акцепторов и доноров соответственно; D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, связанные с подвижностями μ_n, μ_p соотношениями Эйнштейна $\mu_n = D_n / \varphi_0; \mu_p = D_p / \varphi_0; \varphi_0 = kT / q; T$ – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана; w_p, w_n – координаты обедненных p - и n -областей обоих p - n -переходов; $\alpha_p(E), \alpha_n(E)$ – коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок [3].

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

$$\left. \begin{aligned} E(w_p,t) &= 0, E(w_n,t) = 0, \\ \varphi(w_p,t) &= 0, E(w_n,t) = 0, \end{aligned} \right\}$$

начальным условием для плотности полного тока на границе w_p p -области

$$J(w_p,t=0) = J_{in}(w_p,t=0) + J_{ns} + J_{ps}$$

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

$$\left. \begin{aligned} E(x,t)|_{x=x_2-0} &= E(x,t)|_{x=x_2+0}, \\ \varphi(x,t)|_{x=x_2-0} &= \varphi(x,t)|_{x=x_2+0}, \end{aligned} \right\}$$

где J_{in}, J_{ns}, J_{ps} – плотность тока входного сигнала, плотность электронного и дырочного токов тепловой генерации соответственно;

$V(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x,t)dx$ – падение напряжения на p - n -переходе.

Для численного интегрирования дифференциальные уравнения (1–4) преобразовывались в конечно-разностную схему. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$ (τ – шаг временной сетки, h – шаг пространственной сетки). Алгоритм решения конечно-разностной схемы [6] использует модифицированный метод встречных прогонок [9] и схему бегущего счета [10]. Шаги на временной и пространственной сетках удовлетворяют условию Куранта $\tau \leq h/v$ (v – скорость носителей заряда) [10]. Значения физических параметров Si и GaAs взяты из работы [11].

Решение конечно-разностных уравнений ДДМ находим в виде дискретизированной реализации x_n , состоящей 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 $df = f_s/N$. Спектр колебаний выходной мощности находится с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ).

Достоверность приведенных результатов основана на применении апробированной ДДМ обратносмещенных p - n -переходов и подтверждена согласованностью результатов тестовых задач с известными экспериментальными результатами ЛПД [6].

2. Колебания микроволнового диапазона Si ЛПД. На рис. 2, 3 иллюстрируются динамические характеристики двух взаимодействующих синхронных колебаний Si ЛПД со следующими параметрами: безразмерное напряжение обратносмещенного $U/U_{av} = 1,5$, где U_{av} – статическое напряжение ударной ионизации; время жизни неосновных носителей $\tau_{эф} = 2,5$ нс; концентрация акцепторов $N_a = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; концентрация доноров $N_d = 3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; безразмерная амплитуда входного сигнала $A = 0,005$ и частота входного сигнала $f = 5$ ГГц.

На рис. 2, а приведена временная реализация электронной компоненты выходной мощности $P_n(t)$ модулирована внешним сигналом с периодом $T_1 = 0,2$ нс. Период высокочастотных колебаний равен $T_7 = 16$ пс. Остальные периоды многочастотных колебаний определяются выражением $T_i = T_{i-1} + 2T_7$, где $i = 2 \dots 6$.

На рис. 2, б представлен реконструированный фазовый портрет $P_n(t)$, полученный методом запаздывания ($m = 2$ – размер реконструированного пространства, $k = 25$ – шаг запаздывания) [14]. В дискретном случае вектор $P_n(i)$ задает

точку в m -мерном пространстве $(P_n(i), P_n(i-k))$, направление движения которой показано стрелками. Фазовый портрет $P_n(i)$ содержит множество предельных циклов, в которых амплитуда колебаний определяет размер предельного цикла, период колебаний – время движения изображающей точки по предельному циклу, а форма автоколебаний – форму предельного цикла [15].

Таким образом, генерация многочастотных колебаний обусловлена воздействием внешнего сигнала на динамические процессы, протекающие в Si ЛПД.

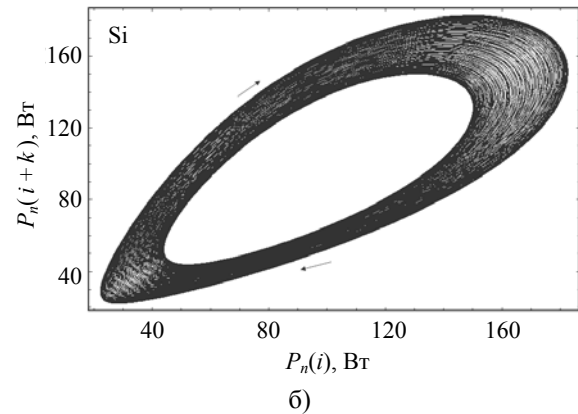
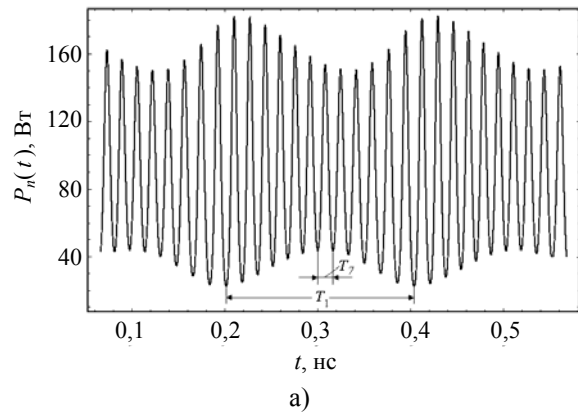


Рис. 2. Временная реализация дискретизированных отсчетов $P_n(t)$ (а) и реконструированный фазовый портрет выходной мощности (б) Si ЛПД

На рис. 3, а приведен дискретный фурье-спектр колебаний электронной компоненты выходной мощности $P_n(f)$. В n -области Si p - n -перехода частота дискретизации $f_d = 135$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 93$ МГц, шаг временной сетки $\tau_n = 74$ фс. Спектральная линия 1 – спектр входного сигнала. Спектр содержит множество спектральных линий, расположенных эквидистантно по оси частот. Спектральная линия 2 – основная гармоника, 3 – вторая гармоника колебаний. На основной гармонике $f_2 = 62,4$ ГГц электронная компонента выходной мощности равна $P_n(f) = 77$ Вт, электронный КПД – 18,4 %.

На рис. 3, б приведен спектр автоколебаний дырочной компоненты выходной мощности $P_p(f)$. В p -области частота дискретизации $f_d = 128$ ГГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 88$ МГц, шаг временной сетки $\tau_p = 78$ фс. Спектральная линия 1 – входной сигнал. На основной частоте $f_2 = 56$ ГГц (спектральная линия 2) дырочная компонента выходной мощности равна $P_p(f) = 14,9$ Вт, электронный КПД – 10,9%. Спектр $P_p(f)$ смещен относительно спектра $P_n(f)$ в низкочастотную область, коэффициент смещения равен 0,95.

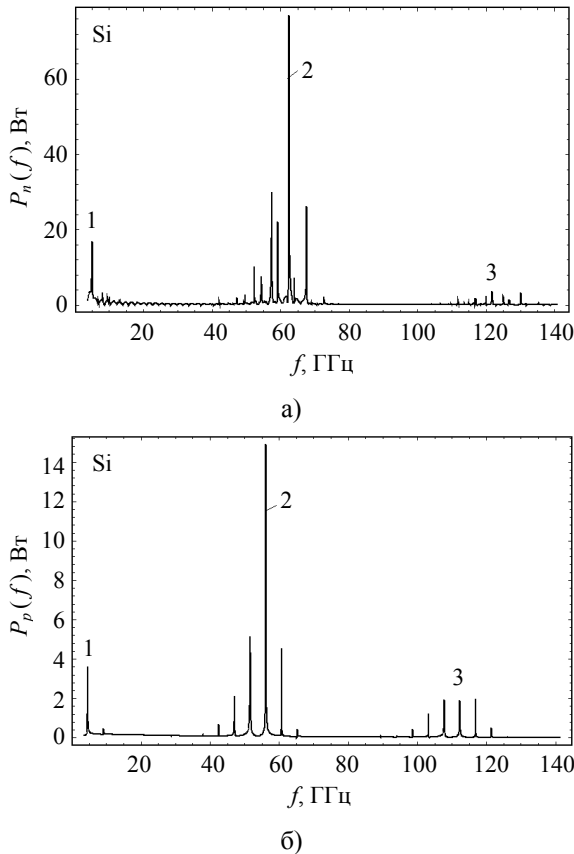


Рис. 3. Спектральные характеристики электронной (а) и дырочной (б) компонент выходной мощности Si ЛГД микроволнового диапазона

3. Колебания микроволнового диапазона GaAs ЛГД. На рис. 4, 5 представлены характеристики двух многочастотных автоколебаний микроволнового диапазона ЛГД на резком GaAs p - n -переходе с параметрами: $U/U_{av} = 1,333$; $A = 0,005$; $f = 40$ ГГц (25 мкс); $\tau_{ф} = 10$ нс; $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 4, а иллюстрируется временная реализация электронной компоненты выходной мощности $P_n(t)$. Мощность $P_n(t)$ имеет пять различных амплитуд колебания (1...5), период повторения которых определяется периодом внешнего сигнала 25 мкс. Такая форма колебаний обу-

словливает многочастотный режим генерации GaAs ЛГД.

На рис. 4, б представлен реконструированный фазовый портрет $P_n(t)$, полученный методом запаздывания ($m = 2$; $k = 25$) [14]. Цифрами 1...5 отмечены предельные циклы с периодами колебаний, приведенные на рис. 4, а. Множество предельных циклов 1 соответствует автоколебаниям 1 со средней амплитудой 260 Вт; множество циклов 2 соответствует автоколебаниям 2 со средней амплитудой 360 Вт; предельные циклы 3 соответствуют автоколебаниям 3 со средней амплитудой 350 Вт и т. д. Следовательно, амплитуда автоколебаний определяет размер предельного цикла, период колебаний – время движения изображающей точки по предельному циклу, а форма автоколебаний – форму предельного цикла [15].

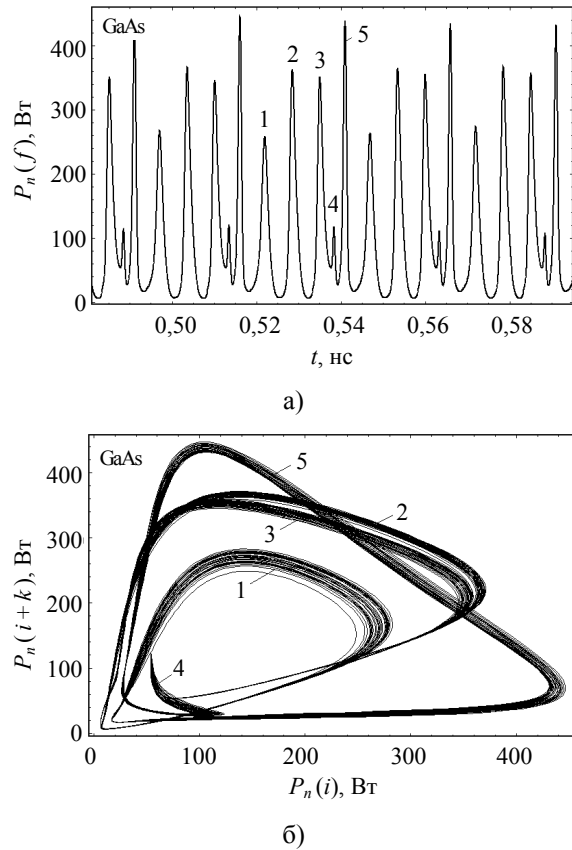


Рис. 4. Временная реализация дискретизированных отсчетов $P_n(t)$ (а) и реконструированный фазовый портрет выходной мощности (б) GaAs ЛГД

На рис. 5, а приведен спектр колебаний электронной компоненты выходной мощности $P_n(f)$. В высоколегированной n -области GaAs p - n -перехода частота дискретизации $f_d = 32$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 229$ МГц, шаг временной сетки $\tau_n = 31,1$ фс. Спектральная линия 1 – спектр входного сигнала. Видно, что он

содержит множество спектральных линий, расположенных эквидистантно по оси частот. Спектральная линия 2 – основная гармоника, 3 и 4 – высшие гармоники колебаний. На основной гармонике $f_2 = 155,5$ ГГц электронная компонента выходной мощности равна $P_n(f) = 297,8$ Вт, электронный КПД – 19,3 %.

На рис. 5, б приведен спектр автоколебаний дырочной компоненты выходной мощности $P_p(f)$. В низколегированной p -области частота дискретизации $f_d = 5,87$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 40,4$ МГц, шаг временной сетки $\tau_p = 170$ фс. Спектральная линия 1 – входной сигнал. На основной частоте $f_2 = 28,5$ ГГц (спектральная линия 2) дырочная компонента выходной мощности равна $P_p(f) = 750$ Вт, электронный КПД – 48,6 %. Спектр $P_p(f)$ смещен относительно спектра $P_n(f)$ в низкочастотную область, коэффициент смещения равен 0,183.

Таким образом, в Si и GaAs ЛГД при высоком напряжении обратного смещения наблюдаются нелинейные многочастотные микроволновые колебания на высших гармониках внешнего сигнала.

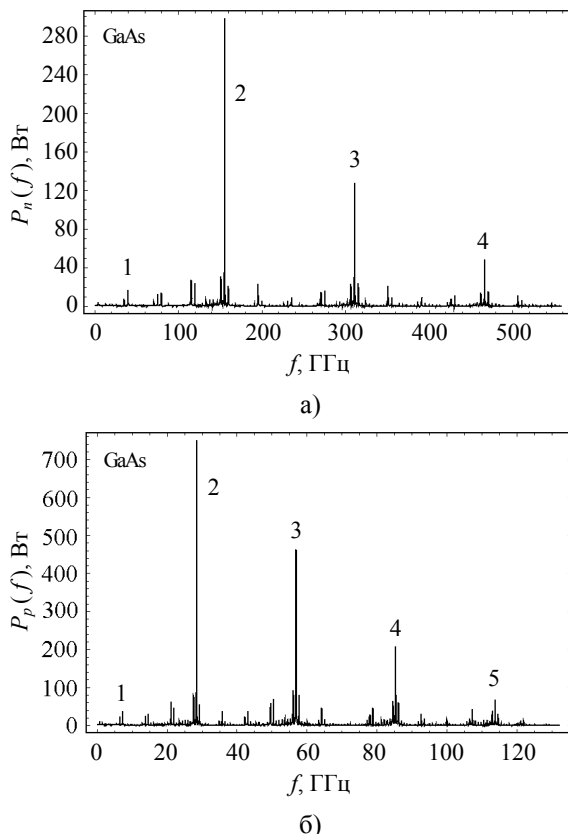


Рис. 5. Дискретный фурье-спектр электронной (а) и дырочной (б) компонент колебаний мощности GaAs ЛГД микроволнового диапазона

4. ТГц-колебания Si ЛГД. На рис. 6, 7 представлены результаты расчета временных и

спектральных характеристик ЛГД ТГц-диапазона волн ($U/U_{av} = 0,88$; $A = 0,0005$; $k = 50$; $f = 40$ ГГц; $\tau_{\text{эф}} = 2,5$ мс; $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

На рис. 6, а приведена временная реализация электронной компоненты выходной мощности $P_n(t)$. Огибающая автоколебаний имеет период колебаний внешнего сигнала равен $T_1 = 25$ мкс. Период высокочастотных автоколебаний – $T_8 = 1,28$ пс. Наличие внешнего сигнала приводит к генерации многочастотных автоколебаний с различной амплитудой и периодом.

На рис. 6, б представлен реконструированный фазовый портрет временной реализации $P_n(t)$, полученный методом запаздывания ($m = 2$; $k = 50$). При дальнейшем увеличении шага запаздывания k корреляция между точками $P_n(i)$ и $P_n(i+k)$ теряется [14]. Точка i_0 – стартовая координата изображающей точки. В результате модуляции $P_n(t)$ (рис. 6, а) проекция аттрактора на двумерную фазовую плоскость представляет собой множество предельных циклов.

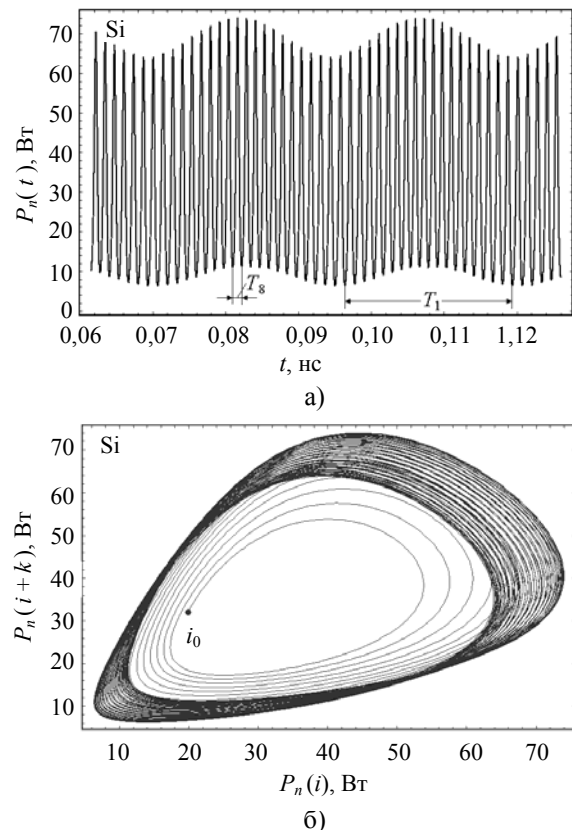


Рис. 6. Временная реализация дискретизированных отсчетов $P_n(t)$ (а) и реконструированный фазовый портрет выходной мощности (б) Si ЛГД

На рис. 7, а приведен спектр электронной компоненты выходной мощности $P_n(f)$. В высоколегированной n -области Si p - n -перехода частота дискретизации $f_d = 224$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 1,5$ ГГц, шаг временной сетки

$\tau_n = 4,46$ фс. Спектральная линия 1 – спектр входного сигнала. Спектральные полосы I и II – спектр ТГц-автоколебаний – расположены эквидистантно по шкале частот с интервалом 40 ГГц. Спектральная линия 2 – основная частота. На основной частоте $f_2 = 780$ ГГц электронная компонента выходной мощности равна $P_n(f) = 6,2$ Вт, электронный КПД – 1,8 %.

На рис. 7, б приведен спектр автоколебаний дырочной компоненты выходной мощности $P_p(f)$. В низколегированной p -области частота дискретизации $f_d = 18,2$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 126$ МГц и шаг временной сетки $\tau_p = 54,9$ фс. Спектральные полосы I и II – спектр микроволновых автоколебаний $P_p(f)$. На основной частоте $f_2 = 63,4$ ГГц дырочная компонента выходной мощности равна 81,8 Вт, электронный КПД – 24 %. Видно, что спектр $P_p(f)$ смещен относительно спектра $P_n(f)$ в низкочастотную область, коэффициент смещения равен 0,081. Частотный интервал между спектральными линиями $P_p(f)$ равен 3,27 ГГц – частоте входного сигнала в низколегированной p -области Si p - n -перехода.

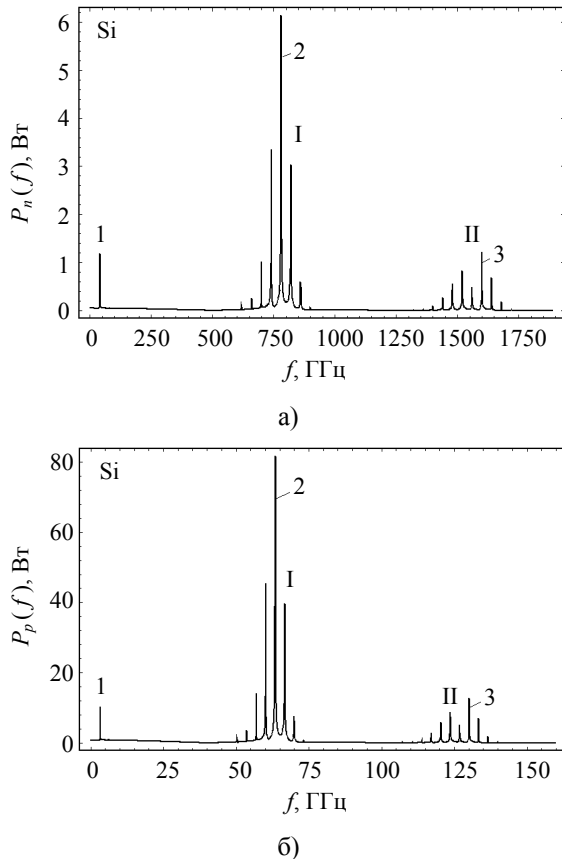


Рис. 7. Дискретный фурье-спектр электронной (а) и дырочной (б) компонент колебаний микроволнового диапазона Si ЛГД

5. ТГц-колебания GaAs ЛГД. На рис. 8, 9 приведены результаты компьютерного моделирования динамических характеристик двух син-

хронных автоколебаний GaAs ЛГД с параметрами: $U/U_{av} = 1,1$; $A = 0,0005$; $f = 40$ ГГц; $\tau_{эф} = 10$ нс; $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 8, а иллюстрируется временная реализация электронной компоненты выходной мощности $P_n(t)$, модулированной внешним сигналом. Огибающая амплитуды ТГц-автоколебаний $P_n(t)$ имеет период биения колебаний $T_1 = 25$ мкс, период автоколебаний $T_2 = 86$ нс.

На рис. 8, б представлен реконструированный фазовый портрет временной реализации $P_n(t)$, полученный методом запаздывания ($m = 2$, $k = 25$) [14]. Изображающая точка совершает движение на фазовой плоскости по часовой стрелке, i_0 – ее стартовая координата. В результате модуляции $P_n(t)$ аттрактор состоит из множества предельных циклов.

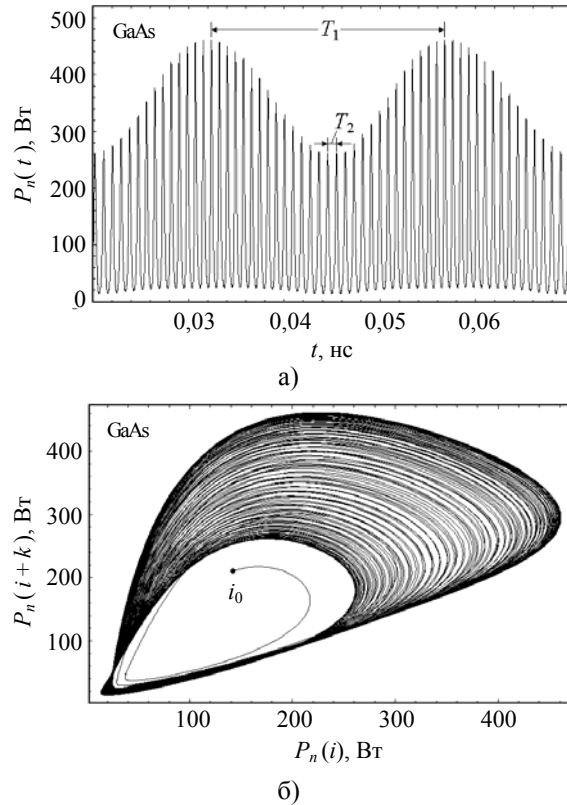


Рис. 8. Временная реализация дискретизированных отсчетов $P_n(t)$ (а) и реконструированный фазовый портрет выходной мощности $P(t)$ (б) GaAs ЛГД

На рис. 9 приведен спектр автоколебаний электронной компоненты выходной мощности $P_n(f)$. В высоколегированной n -области GaAs p - n -перехода частота дискретизации $f_d = 259$ ТГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 1,79$ ГГц, шаг временной сетки $\tau_n = 3,8$ фс. Спектральная линия 1 – спектр колебаний входного сигнала на частоте 40 ГГц.

На рис. 9, а представлены спектральные полосы I...III ТГц-автоколебаний. Спектральные

линии расположенные эквидистантно с интервалом 40 ГГц. Спектральная линия 2 – основная частота $P_n(f)$. На этой частоте $f_2 = 1187$ ГГц электронная компонента выходной мощности равна $P_n(f) = 26$ Вт, электронный КПД – 3,6 %.

В низколегированной p -области частота дискретизации $f_d = 16,6$ ГГц, шаг частоты дискретизации $f_{sd} = 114,6$ МГц, шаг временной сетки $\tau_p = 60,15$ фс. На рис. 9, б линия 1 – спектр дырочной компоненты входного сигнала на частоте 2,5 ГГц, спектральные полосы I...III – спектр микроволновых колебаний дырочной $P_p(f)$ компоненты выходной мощности. Интервал между спектральными линиями в полосах определяется частотой субгармоники входного сигнала (2,5 ГГц). На основной частоте $f_2 = 76$ ГГц дырочная компонента выходной мощности $P_p(f) = 235,4$ Вт, электронный КПД – 32,8 %. Спектр $P_p(f)$ смещен относительно спектра $P_n(f)$ в низкочастотную область, коэффициент смещения равен 0,063.

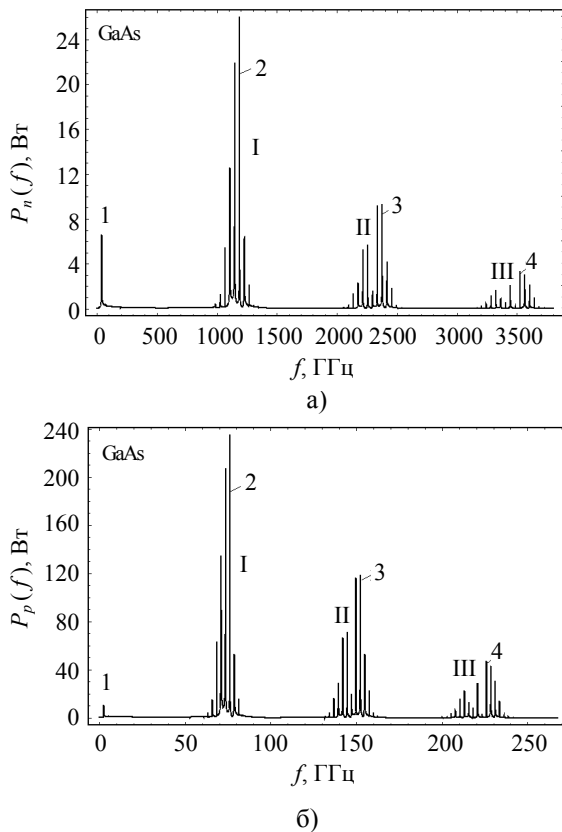


Рис. 9. Дискретный фурье-спектр электронной (а) и дырочной (б) компонент выходной мощности GaAs ЛГД ТГц-диапазона

Выводы. Представлены результаты численного моделирования ЛГД микроволнового и терагерцевого диапазонов. Рассчитан спектр электронной и дырочной компонент выходной мощности и электронный КПД.

Установлено, что многочастотные микроволновые и терагерцевые колебания наблюда-

ются в спектральных полосах колебаний ЛГД с внешним сигналом. В n -области p - n -перехода ЛГД интервал между спектральными полосами определяется частотой входного сигнала, а интервал между спектральными линиями этих полос определяется частотой субгармоники входного сигнала.

Высокая мощность ЛГД обусловлена генерацией колебаний на участке вальтамперной характеристики с токовой неустойчивостью, на котором напряженность электрического поля и лавинный ток имеют высокие значения.

Результаты работы могут представлять интерес для разработчиков мощных малогабаритных многочастотных генераторов микроволнового и терагерцевого диапазонов.

Кроме того, рассмотренный режим синхронной генерации двухчастотных колебаний может рассматриваться как основа для генерации так называемых связанных/спутанных состояний электромагнитного поля (*Entangled Photons*), т. е. сигналов разных частот, осциллирующих во времени с сохранением фазовых соотношений, для использования в различных сенсорных и радарных системах.

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 Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 1, 2 / С. Зи; пер. с англ. под ред. Р. А. Суриса. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Мир, 1984. – Кн. 1. – 456 с.; Кн. 2. – 456 с.
- 3 Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэррол; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
- 4 Lukin K. A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, N 17. – P. 2484–2486.
- 5 Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased p - n -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
- 6 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.
- 7 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.
- 8 Лукин К. А. Динамика двухчастотных лавинно-генераторных диодов микроволнового диапазона / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электроника. – 2015. – 6(20), № 4. – С. 51–54.
- 9 Лукин К. А. Модифицированный метод встречных прогнонок / 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.
- 10 Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука, 1980. – 352 с.

- 11 Гуртов В. А. Твердотельная электроника / В. А. Гуртов. – Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2005. – 506 с.
- 12 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.
- 13 Касаткин Л. В. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка. – Севастополь: Вебер, 2006. – 319 с.
- 14 Кузнецов С. П. Динамический хаос (курс лекций) / С. П. Кузнецов. – М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 2001. – 296 с.
- 15 Рабинович М. И. Автоколебания / М. И. Рабинович // Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. – М.: Сов. энцикл., 1988. – 1. – С. 12–15.

Рукопись поступила 25.05.2016.

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

SYNCHRONOUS GENERATION OF TWO OSCILLATIONS OF MICROWAVE AND TERAHERTZ BANDS IN AVALANCHE GENERATOR DIODES WITH EXTERNAL SIGNAL

Multifrequency avalanche-generator diodes (AGD) based on abrupt Si and GaAs p-n-junction from a high-alloy n-region were investigated. The time of realization of output power was calculated and a projection of the attractors in the 2D phase space of AGD was provided. The spectral analysis of output power was completed and electronic efficiency was defined. It is shown that the multi-frequency self-oscillations are excited synchronously in n- and p-regions of abrupt p-n-junction at higher harmonics of the external signal. The presented numerical results may be of interest to developers of powerful sources of electromagnetic waves of the microwave and terahertz range. The considered mode of synchronous generation of dual-frequency oscillations can be

considered as the basis for the generation of so-called associated/confusing states of the electromagnetic field (Entangled Photons), i.e. the signals of different frequencies oscillating in time while phase ratios for different sensor and radar systems.

Key words: diffusive-drifting theory of multifrequency terahertz diodes, impact ionization, discrete Fourier-spectrum of output power, electronic efficiency.

К. О. Лукін, П. П. Максимов

СИНХРОННА ГЕНЕРАЦІЯ ДВОХ КОЛИВАНЬ МІКРОХВИЛЬОВОГО І ТЕРАГЕРЦОВОГО ДІАПАЗОНІВ У ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНИХ ДІОДАХ ІЗ ЗОВНІШНІМ СИГНАЛОМ

Досліджено багаточастотні лавинно-генераторні діоди (ЛГД) на основі різких Si і GaAs p-n-переходів із високолегованою n-областю. Розраховано часові реалізації вихідної потужності і наведено проєкції атракторів на двовимірний фазовий простір ЛГД. Виконано спектральний аналіз вихідної потужності і визначено електронний коефіцієнт корисної дії. Показано, що багаточастотні автоколивання синхронно збуджуються в n- і p-областях різкого p-n-переходу на вищих гармоніках зовнішнього сигналу. Представлені числові результати можуть становити інтерес для розробників потужних джерел електромагнітних коливань мікрохвильового і терагерцового діапазонів. Досліджений режим синхронної генерації двочастотних коливань може розглядатися як основа для генерації так званих пов'язаних/сплутаних станів електромагнітного поля (*Entangled Photons*), тобто сигналів різних частот, що осцилюють у часі зі збереженням фазових співвідношень, для використання в сенсорних і радарних системах.

Ключові слова: потужні лавинно-генераторні діоди, дискретний фур'є-спектр вихідної потужності, електронний коефіцієнт корисної дії, сплутані сигнали.