

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ РЕЗКИХ  $p-n$  ПЕРЕХОДОВ

П. П. МАКСИМОВ

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [maximov@ire.kharkov.ua](mailto:maximov@ire.kharkov.ua)

Моделируется смеситель СВЧ сигналов на основе резких лавинных Ge, Si и GaAs  $p-n$  переходов. В качестве математической модели используются уравнения диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) полупроводников. Решение уравнений ДДМ находится модифицированным методом встречных прогонок. Рассмотрен принцип работы смесителя. Установлена физическая природа искажений сигнала. Рассчитаны коэффициент усиления, амплитудная и частотная характеристики. Приведены спектр частот и фазы выходного сигнала Ge, Si и GaAs  $p-n$  переходов. Ил. 7. Библиогр.: 16 назв.

**Ключевые слова:** полупроводник, резкий лавинный  $p-n$  переход, ударная ионизация, смеситель СВЧ сигналов, фазовые искажения.

В настоящее время актуальной проблемой СВЧ смесителей является повышение их частоты и чувствительности [1]. Решение этой проблемы достигается путем совершенствования технологии и развития методов численного расчета. Одними из перспективных являются СВЧ смесители на основе резких лавинных  $p-n$  переходов, так как в них одновременно происходит преобразование и усиление сигнала. Современное представление о механизме работы этих переходов основывается на результатах нелинейной теории лавинно-пролетных диодов (ЛПД) [2-5]. Однако эта теория описывает физические процессы при лавинном токе, существенно меньшем предельного тока  $p-n$  перехода. В этом случае влияние заряда подвижных носителей на характеристики СВЧ смесителя не учитывается.

В работах [6-10] развита численная теория полупроводниковых структур с резкими лавинными  $p-n$  переходами. Эта теория не имеет ограничений на величину лавинного тока. Решение уравнений ДДМ находят с помощью модифицированного метода встречных прогонок [11], метода расчета полупроводниковых структур с резкими  $p-n$  переходами [12], разностного метода расчета лавинных  $p-n$  переходов в режиме автогенерации [13] и метода расчета статических электрических полей в обратно смещенных  $pn-i-pn$  структурах [14]. Важными результатами численной теории является обнаружение режима автоколебаний в резких лавинных  $p-n$  переходах при постоянном обратном смещении, а также эффект насыщения коэффициента усиления сигнала вследствие влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле.

Целью работы является моделирование методами численной теории преобразования и усиления сигнала в СВЧ смесителях на основе резких лавинных германиевых, кремниевых и арсенид-галлиевых  $p-n$  переходов, установление физической природы искажений и определение спектра частот и фазы. Для решения этой задачи

был разработан алгоритм решения системы уравнений ДДМ полупроводников с резкими лавинными  $p-n$  переходами [15].

**1. Постановка задачи.** Преобразование и усиление сигнала в СВЧ смесителе происходит в резком  $p-n$  переходе, в  $p$ -область которого инжектируется поток электронов  $J_{in}$  с модулированной по гармоническому закону интенсивностью. Одномерная модель этого перехода представлена на рис. 1. Инжекционный поток электронов возникает в  $p$ -области перехода при воздействии внешнего модулированного оптического излучения. В этом случае число генерированных электронно-дырочных пар модулируется внешним полем.

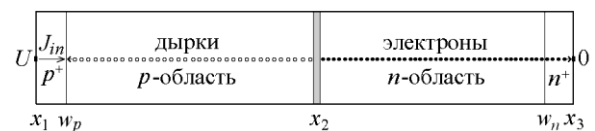


Рис. 1. Одномерная модель резкого лавинного  $p-n$  перехода с инжекцией модулированного потока электронов  $J_{in}$  в  $p$ -область ( $U < 0$ )

На рис. 1  $x_1$  – граница легирования акцепторной примесью  $N_a$ ;  $x_3$  – граница легирования донорной примесью  $N_d$ ;  $w_p$  – граница обедненной  $p$ -области;  $w_n$  – граница обедненной  $n$ -области. За начало координат принята точка  $x_2 = 0$ , в которой объемный заряд ионов меняет знак (плоскость технологического перехода).

Система уравнений ДДМ, описывающая физические процессы в СВЧ смесителях на основе резких лавинных  $p-n$  переходов, имеет следующий вид [2, 10]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} &= \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} [p(x,t) - n(x,t) + N(x)] \\ \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} &= -E(x,t) \end{aligned} \right\}; \quad (1)$$

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

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

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

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

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $\varphi$  – 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;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $R(n, p)$  – скорость рекомбинации электронов и дырок [1, 10];  $N_a, N_d$  – концентрация акцепторов и доноров соответственно;  $D_n, D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые связаны с подвижностями  $\mu_n, \mu_p$  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 [4].

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

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

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

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

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

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

где  $J_{ns}, J_{ps}$  – 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 уравнения ДДМ преобразовывались в безразмерные уравнения [2, 3]. Решение уравнений ДДМ найдем конечноразностными методами [11-16]. Для этого в области определения

$G \frac{1}{4} L_p \leq x \leq L_n; 0 \leq t \leq T$  введем двумерную разностную сетку

$$\omega_{ht} = \left\{ \begin{aligned} \langle i, t^j \rangle, x_{i+1} &= x_i + h, i = 2, 3, \dots, M-1; \\ t^{j+1} &= t^j + \tau, j = 1, 2, \dots, N \end{aligned} \right\}$$

и аппроксимируем дифференциальные операторы разностными. Погрешность этой аппроксимации не превышает  $O(\tau + h)$  [16]. Шаг на временной сетке  $\tau$  и шаг на пространственной сетке  $h$  удовлетворяют условию Куранта  $\tau \geq h/v$  ( $v$  – скорость носителей тока) [16]. Пренебрегая рекомбинацией носителей заряда в  $p$ - $n$  переходе, получим известную полуявную разностную схему [13, 16].

**2. Характеристики  $p$ - $n$  перехода.** В случае инициации ударной ионизации инжекционным потоком электронов коэффициент умножения электронно-дырочных пар в  $p$ - $n$  переходе определяется следующим выражением [2, 3]:

$$M_n = \left\{ 1 - \int_{w_p}^{w_n} \alpha_n(E) \exp \left[ - \int_{w_p}^x \langle n E - \alpha_p \rangle dx' \right] dx \right\}^{-1}. \quad (9)$$

Величина коэффициента умножения ограничена зарядом подвижных носителей [9]. Напряжение лавинного пробоя  $p$ - $n$  перехода находим из выражения (9)

$$1 - \int_{w_p}^{w_n} \alpha_n(E) \exp \left[ - \int_{w_p}^x \langle n E - \alpha_p \rangle dx' \right] dx = 0.$$

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента лавинного умножения  $M(U) = J_n(U) / J_{in}$  резких Ge, Si и GaAs  $p$ - $n$  переходов от величины обратного смещения  $U / U_{av}$ . Видно, что зависимость  $M(U)$  имеет два участка усиления I и II, разделенные соответствующими точками 1 и 2.

Точка 1 на рис. 2 характеризует начало лавинного процесса, при котором заряд подвижных носителей существенно меньше заряда примесных атомов, и он практически не влияет на электрическое поле [2]. Поэтому на участке I коэффициент усиления экспоненциально растет с ростом напряжения на переходе. Из рис. 2 видно, что экспоненциальное усиление наблюдается в узком интервале напряжений  $U/U_{av}$ .

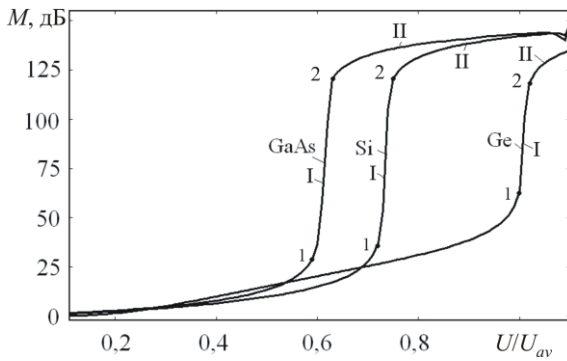


Рис. 2. Коэффициент лавинного умножения  $M$  Ge, Si и GaAs  $p$ - $n$  переходов как функция обратного смещения  $U/U_{av}$

Точка 2 характеризует развитый лавинный процесс, при котором заряд лавинного тока сравним по величине с зарядом примесных атомов. Это приводит к нейтрализации заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей. В результате экспоненциальное усиление сигнала преобразуется в нелинейное, при котором происходит насыщение коэффициента усиления по току (участок II).

Увеличение напряжения на симметричном GaAs и Si  $p$ - $n$  переходах ( $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = N_a$ ) свыше  $U/U_{av} > 1,1$  приводит к возбуждению автоколебаний [6-10]. В случае несимметричного Ge  $p$ - $n$  перехода ( $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) режим генерации возникает при напряжениях  $U/U_{av} > 1,4$ .

Таким образом, в резких лавинных Ge, Si и GaAs  $p$ - $n$  переходах в зависимости от величины обратного смещения наблюдаются экспоненциальное усиление при малом лавинном токе и нелинейное усиление, характерное насыщением коэффициента усиления. Положение участков усиления I и II на графике зависит от материала полупроводника, концентрации примесных атомов и амплитуды первичного тока, инициирующего ударную ионизацию в  $p$ - $n$  переходах.

Помимо усиления необходимо, чтобы сохранялась форма сигнала, т. е. в идеальном случае  $p$ - $n$  переход точно повторял бы все изменения сигнала. Отклонение формы выходного сигнала

от формы входного сигнала принято называть искажениями. Рассмотрим нелинейные и частотные искажения.

Для приближенной оценки нелинейных искажений сигнала в Ge, Si и GaAs  $p$ - $n$  переходах можно воспользоваться амплитудной характеристикой (рис. 3), представляющей собой зависимость амплитуды выходного тока  $J_n$  от амплитуды входного одночастотного сигнала  $J_{in}$  неизменной частоты. Видно, что амплитуда выходного сигнала нелинейно зависит от амплитуды входного сигнала  $J_{in}$ , особенно при больших амплитудах входного сигнала. Изменение угла наклона амплитудной характеристики связано с нелинейными искажениями формы сигнала. Эти искажения обусловлены увеличением влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле с ростом амплитуды сигнала, в результате чего амплитуда тока насыщается. Согласно рис. 2 при низком напряжении на  $p$ - $n$  переходе происходит экспоненциальное усиление сигнала, а при высоком — нелинейное, характерное насыщением амплитуды колебаний. Поэтому для снижения нелинейных искажений необходимо уменьшать напряжение на  $p$ - $n$  переходе.

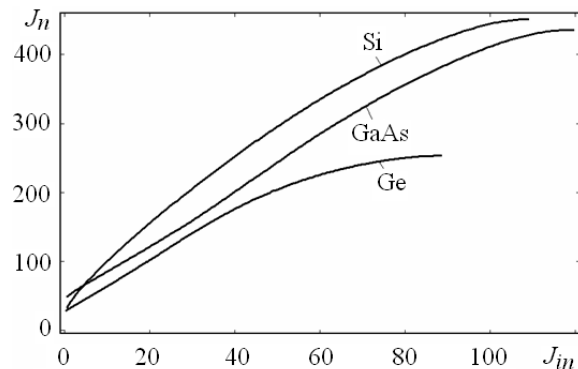


Рис. 3. Амплитудная характеристика Ge, Si и GaAs  $p$ - $n$  переходов

Частотные искажения  $p$ - $n$  переходов определяются зависимостью коэффициента усиления  $M = J_n / J_{in}$  от частоты входного сигнала (частотная характеристика). Типичная частотная характеристика Ge, Si и GaAs  $p$ - $n$  переходов приведена на рис. 4. Видно, что частотные искажения сигнала в резких  $p$ - $n$  переходах не зависят от материала полупроводника и без учета реактивных элементов усилительных устройств практически не наблюдаются (абсолютная погрешность не превышает 0,8 %).

Определим фазовые искажения сигнала в GaAs  $p$ - $n$  переходе. Представим входной сигнал в виде суммы двух синусоидальных колебаний с равной амплитудой

$$J_{in} = J_0 \left[ +\text{Sin}(\omega_1 t + \varphi_{01}) + \text{Sin}(\omega_2 t + \varphi_{02}) \right] \quad (10)$$

где  $J_0$  – амплитуда;  $\omega$  – круговая частота;  $\varphi_0$  – начальная фаза. Из амплитудных и частотных характеристик следует: фазовые искажения сигнала зависят от его амплитуды и практически не зависят от его частоты.

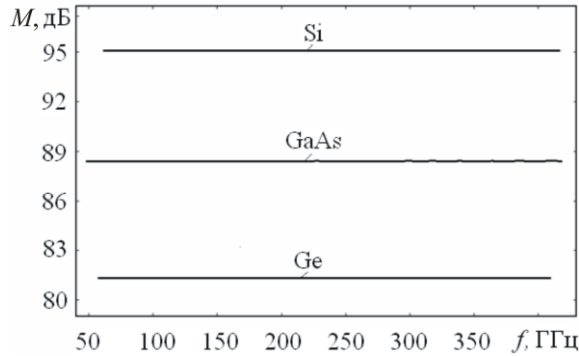


Рис. 4. Частотная характеристика Ge, Si и GaAs p-n переходов

На рис. 5 представлена фаза входного (кривая 1) и выходного (кривые 2 и 3) сигналов как функция времени для различных значений амплитуды колебаний  $J_{in}$ . Видно, что фаза сигнала сохраняется при амплитуде входного сигнала  $J_{in} / J_{lim} = 0,15$  (кривая 3). При меньших амплитудах  $J_{in}$  фаза искажается, особенно в узлах колебаний. Снижение фазовых искажений связано с уменьшением коэффициента усиления сигнала  $M$  при увеличении амплитуды входного сигнала.

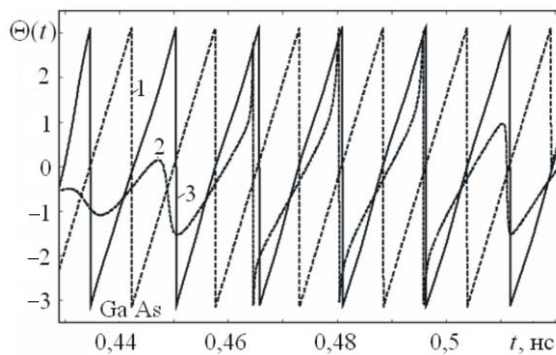


Рис. 5. Зависимость фаз входных сигналов (пунктирная кривая 1) и выходных сигналов (кривые 2, 3) от времени в GaAs p-n переходе для различных значениях амплитуды входного сигнала  $J_0$ : кривая 2 – 0,05; 3 – 0,15 ( $J_{lim} = 320 \text{ кА/см}^2$  – предельный ток p-n перехода)

**3. Усиление сигнала.** Механизм работы резкого лавинного p-n перехода (рис. 1) заключается в следующем [2, 10]. Обедненная область p-n перехода представляет собой участок полупроводника, в котором практически отсутствуют подвижные носители заряда, а приложенная к p-n

переходу разность потенциалов компенсируется полем объемного заряда ионов примеси  $N_a$  и  $N_d$ , отрицательным в p-области и положительным в n-области. Обедненный участок ограничен с обеих сторон нейтральными слоями полупроводника. Напряженность электрического поля  $E$  максимальна в плоскости  $x_2$ . По мере увеличения напряжения  $U$  напряженность электрического поля возрастает и обедненный слой расширяется. Когда поле в плоскости технологического перехода достигает критического значения  $E = E_{av}$ , начинается интенсивный процесс ударной ионизации атомов кристалла инжекционным потоком электронов  $J_{in}$ , приводящий к модулированному лавинному умножению числа носителей и образованию новых электронно-дырочных пар.

Область, в которой происходит рождение носителей заряда, определяется величиной электрического поля, при которой возможна ударная ионизация, и называется слоем умножения, расположенным вблизи технологического перехода. Образованные в слое умножения электроны и дырки дрейфуют к границе нейтрального полупроводника под действием сильного электрического поля, причем дырки движутся через p-область, а электроны – через n-область. Напряженность электрического поля в большей части обедненной области p-n перехода очень велика, поэтому скорость дрейфа носителей заряда равна скорости насыщения и не зависит от поля.

Таким образом, на выход p-n перехода поступает лавинный ток, плотность которого промодулирована по закону изменения интенсивности инжекционного электронного потока  $J_{in}$ . В результате экспоненциальной зависимости коэффициентов ударной ионизации от электрического поля спектр выходного тока будет содержать разностные и суммарные частоты исходного сигнала и их гармоники.

Рассмотрим усиление и преобразование двухчастотного сигнала  $J_{in}$  (10) в СВЧ смесителях на основе резких Ge, Si и GaAs p-n переходов. На рис. 6 представлен входной  $J_{in}$  (пунктирная линия) и выходной сигнал  $J_n$ , усиленный в Ge, Si и GaAs p-n переходах. Видно, что выходной сигнал запаздывает относительно входного на величину  $\tau$ , которая определяется пролетным временем носителей заряда в обедненной области и временем развития ударной ионизации в слое умножения p-n перехода. Характер протекания физических процессов в смесителях на основе резких p-n переходов зависит от величины напряжения на переходе и амплитуды входного сигнала. С увеличением амплитуды входного сигнала уменьшается коэффициент усиления,

поэтому фазовые искажения снижаются, а нелинейные – увеличиваются.

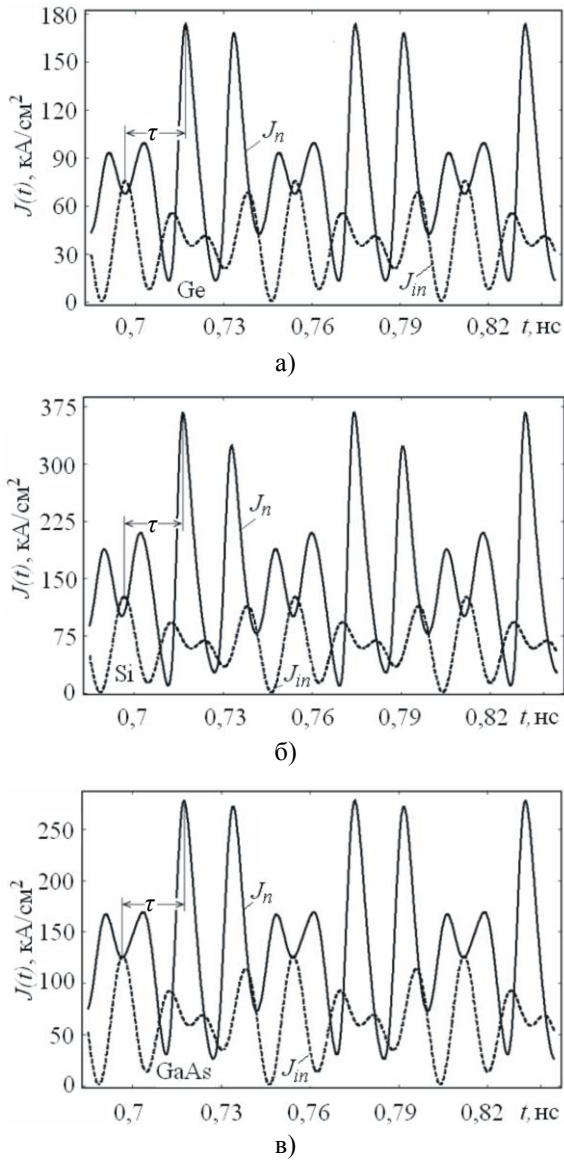


Рис. 6. Плотность электронного тока как функция времени в *p-n* переходах из различного материала: а) – Ge; б) – Si; в) – GaAs ( $J_{in}$  – входной сигнал;  $J_n$  – выходной сигнал;  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = N_a$ ;  $U/U_{av} = 0,9$ )

Качество СВЧ смесителей определяется эффективностью преобразования входного сигнала, в результате которого образуются комбинационные частоты в спектре выходного сигнала. Для определения спектра частот, приведенных, усиленных в Ge, Si и GaAs *p-n* переходах сигналов (рис. 6), использовали дискретное преобразование Фурье. На рис. 7 представлены типичные амплитудные спектры  $S_1$  и  $S_2$  соответственно входного сигнала  $J_{in}$  (10) и выходных сигналов  $J_n$ . Видно, что в спектре  $S_2$  содержатся частоты входного сигнала  $f_1$  и  $f_2$ , их гармони-

ки, промежуточная (разностная) частота  $f_3 = f_2 - f_1$  и частоты, обусловленные нелинейностью усиления входного сигнала. Амплитуды высших гармоник значительно меньше амплитуд основных гармоник. Для их увеличения необходимо повышать напряжение на *p-n* переходах.

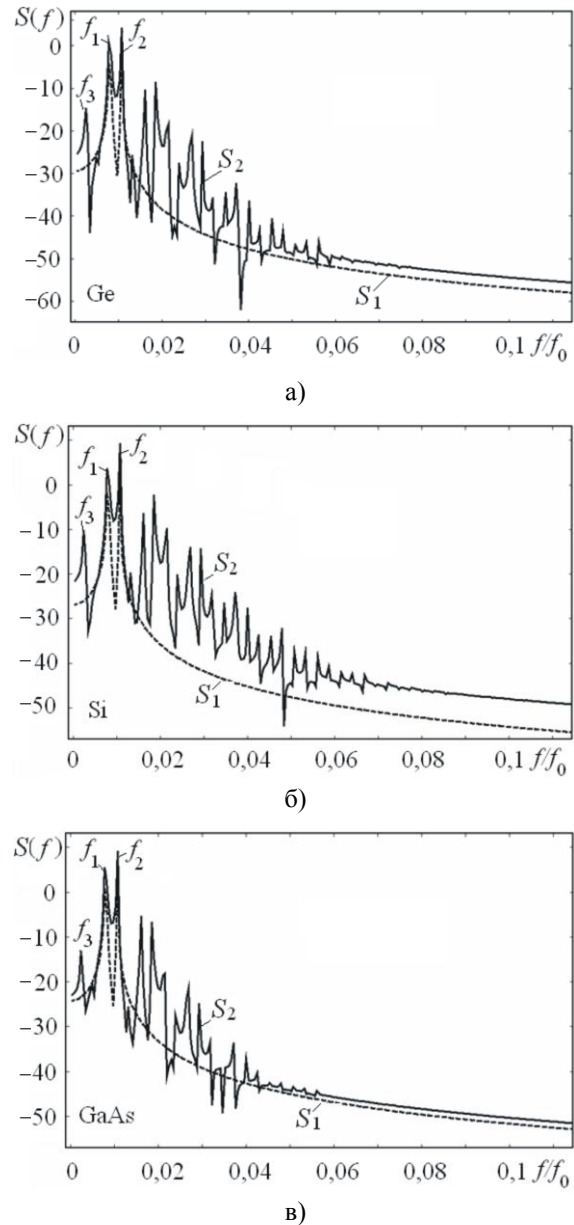


Рис. 7. Амплитудные спектры входного  $S_1$  и выходного  $S_2$  сигналов: а) – Ge *p-n* переход:  $f_1 = 203$ ;  $f_2 = 270$ ;  $f_3 = f_2 - f_1 = 67$ ;  $f_0 = 25,5$ ; б) – Si *p-n* переход:  $f_1 = 254$ ;  $f_2 = 337$ ;  $f_3 = f_2 - f_1 = 83$ ;  $f_0 = 31,18$ ; в) – GaAs *p-n* переход:  $f_1 = 189$ ;  $f_2 = 250$ ;  $f_3 = f_2 - f_1 = 61$ ;  $f_0 = 23,5$ ;  $f_{1,2,3}$ , ГГц;  $f_0$ , ТГц)

**Выводы.** Показано, что в результате преобразования и усиления двух гармонических сигналов с частотами  $f_1$  и  $f_2$  в СВЧ смесителях на основе резких лавинных Ge, Si и GaAs *p-n* переходов спектр выходного сигнала содержит час-

тоты входных сигналов  $f_1$ ,  $f_2$ , их гармоники и разностную частоту  $f_3 = f_2 - f_1$ . Повышение частоты СВЧ смесителей достигается путем увеличения концентрации примесных атомов.

Нелинейные искажения определяются влиянием заряда подвижных носителей на электрическое поле и являются минимальными при малых амплитудах сигнала.

Фазовые искажения зависят от величины амплитуды входного сигнала: минимальны при больших амплитудах входного сигнала и максимальны при малых амплитудах (по сравнению с предельным током  $p-n$  перехода).

Частотные искажения в резких  $p-n$  переходах практически не наблюдаются (без учета реактивных элементов усилительных устройств).

Таким образом, представленные в работе результаты могут быть использованы для повышения частоты СВЧ смесителей на основе резких лавинных Ge, Si и GaAs  $p-n$  переходов с оптимальными параметрами.

Автор выражает благодарность К. А. Лукину за плодотворные дискуссии и критические замечания, способствовавшие улучшению работы.

1. Шитов С. В., Марков А. В., Джексон Б. Д. и др. Малошумящий СИС смеситель на частоте 1 ТГц с двойной дипольной антенной // ЖТФ. – 2002. – 72, вып. 9. – С. 87-92.
2. Тазер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х т. – М.: Мир, 1984. – Т. 2. – 456 с.
4. Керролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
5. Гуртов В. А. Твердотельная электроника. – Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2004. – 432 с.
6. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Maksymov P. P. Self-oscillations in reverse biased  $p-n$  junction with current injection // Appl. Phys. (Lett.). – 2003. – 83, No. 20. – P. 4643-4645.
7. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Maksymov P. P. Terahertz self-oscillations in reverse-biased  $p-n$  junction // MSMW'07 Symposium Proceeding (Kharkov, Ukraine). – 2007. – 1. – P. 201-203.
8. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Maksymov P. P. Terahertz self-oscillations in avalanche  $p-n$  junction with DC current injection // MSMW'07 Symposium Proceeding (Kharkov, Ukraine). – 2007. – 1. – P. 204-206.
9. Лукин К. А., Максимов П. П. Лавинно-каскадное усиление импульса в  $pn-i-pn$  структуре с обратно смещенными  $p-n$  переходами // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 1. – С. 118-124.
10. Лукин К. А., Максимов П. П. Режим автоколебаний в резких  $p-n$  переходах с постоянным обратным смещением // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 2. – С. 232-238.

11. Лукин К. А., Максимов П. П. Модифицированный метод встречных прононок // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 1999. – 4, № 1. – С. 83-86.
12. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими  $p-n$  переходами // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 1999. – 4, № 1. – С. 87-92.
13. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета лавинных  $p-n$  переходов в режиме автогенерации // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2005. – 10, № 1. – С. 109-115.
14. Лукин К. А., Максимов П. П. Статические электрические поля в обратно смещенных  $pn-i-pn$  структурах // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2002. – 7, № 2. – С. 317-322.
15. Максимов П. П. Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными  $p-n$  переходами // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 3 – С. 523-528.
16. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1980. – 352 с.

## MODELING OF SHF MIXERS ON THE BASIS OF ABRUPT $P-N$ JUNCTIONS

P. P. Maksymov

The mixer of SHF signals is designed on the basis of abrupt avalanche Ge, Si and GaAs  $p-n$  junctions. As a mathematical model the equations of diffusive-drifting model (DDM) of semiconductors are used. The solution of equations of DDM is the modified method of the meeting driving away. The principle of mixer operation is considered. Physical nature of signal distortions is determined. An amplification factor, amplitude and frequency responses, have been calculated. The spectrum of frequencies and phases of output signal of Ge, Si and GaAs  $p-n$  junctions have been given.

**Key words:** semiconductor, abrupt avalanche  $p-n$  transition, impact ionization, mixer of SHF signals, phases distortions.

## МОДЕЛЮВАННЯ НВЧ ЗМІШУВАЧІВ НА ОСНОВІ РІЗКИХ $P-N$ ПЕРЕХОДІВ

П. П. Максимов

Моделюється змішувач НВЧ сигналів на основі різких лавинних Ge, Si і GaAs  $p-n$  переходів. Як математична модель використовуються рівняння дифузійно-дрейфової моделі (ДДМ) напівпровідників. Рішення рівнянь ДДМ знаходиться модифікованим методом зустрічних прогонів. Розглянуто принцип роботи змішувача. Встановлено фізичну природу спотворень сигналу. Розраховані коефіцієнт посилення, амплітудна і частотна характеристики. Приведено спектр частот і фази вихідного сигналу Ge, Si і GaAs  $p-n$  переходів.

**Ключові слова:** напівпровідник, різкий лавинний  $p-n$  перехід, ударна іонізація, змішувач НВЧ сигналів, фазові спотворення.

Рукопись поступила 2 сентября 2008 г.