

МНОГОЧАСТОТНЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С ДВУМЯ СВЯЗАННЫМИ ЛАВИННЫМИ p - n -ПЕРЕХОДАМИ

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@ire.kharkov.com

Приведены результаты численного решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) полупроводниковых pn - i - pn -структур с резкими лавинными p - n -переходами. Обнаружен режим многочастотных автоколебаний в Ge, Si и GaAs pn - i - pn -структурах с постоянным обратным смещением. Исследован механизм возбуждения автоколебаний и выполнен спектральный анализ. Показано, что полупроводниковые структуры с резкими p - n -переходами являются автоколебательной системой. На их основе могут быть созданы многочастотные генераторы СВЧ-диапазона. Ил. 8. Библиогр.: 19 назв.

Ключевые слова: полупроводник, pn - i - pn -структура, лавинно-каскадное усиление, ударная ионизация, разностный метод, многочастотные автоколебания.

В настоящее время актуальной проблемой генерации СВЧ-колебаний является создание твердотельных многочастотных источников. Такие генераторы необходимы, например, в нелинейной и многочастотной радиолокации, в геологии для сейсмических методов исследования недр Земли и медицине [1]. Перспективными в этом плане являются обратносмещенные pn - i - pn -структуры с положительной обратной связью по дрейфовому току между p - n -переходами [2, 3]. В этих структурах происходит лавинно-каскадное умножение электронно-дырочных пар [4]. В результате лавинный ток экспоненциально нарастает со временем. За короткий отрезок времени он достигает величины, сравнимой с предельным током p - n -перехода. Однако нелинейная теория лавинных p - n -переходов (лавинно-пролетных диодов (ЛПД)) адекватно описывает ударную ионизацию при лавинном токе, существенно меньшем предельного тока p - n -перехода [5–7]. Из этой теории следует, что автоколебания в p - n -переходах не возбуждаются. Поэтому по постановке задачи она не может описывать режим автоколебаний в pn - i - pn -структурах. Для их генерации необходимо к постоянному обратному смещению добавлять переменную составляющую [5].

В работах [8–12] развита численная теория резких лавинных p - n -переходов в диффузионно-дрейфовом приближении. В этой теории нет ограничений на величину лавинного тока. Одним из основных результатов численной теории является обнаружение режима автоколебаний в резких лавинных p - n -переходах при постоянном обратном смещении [8]. Возникновение этого режима обусловлено взаимозависимостью электрического поля и лавинного тока, которая следует из совместного решения уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронов и дырок. Такая взаимозависимость наблюдается при больших лавинных токах, сравнимых по величине с пре-

дельным током p - n -перехода. Она приводит к тому, что коэффициенты ударной ионизации периодически изменяются от максимальных значений, при которых заряд лавинного тока минимален, до минимальных, при которых этот заряд максимален [12]. В результате возникает эффект автомодуляции ударной ионизации.

Настоящая статья посвящена численному исследованию режима автоколебаний в pn - i - pn -структурах с резкими p - n -переходами при постоянном обратном смещении, выявлению особенностей механизма возбуждения автоколебаний и определению их спектра.

1. Математическая модель полупроводниковой структуры. На рис. 1 приведена исследуемая полупроводниковая pn - i - pn -структура с двумя резкими лавинными p - n -переходами. Точки x_2 и x_5 – границы раздела p - и n -областей p - n -переходов; p_1 и p_2 – области, однородно легированные примесью акцепторов; n_1 и n_2 – области, однородно легированные примесью доноров; i – область собственного полупроводника; $x_2 = 0$ – начало координат. Для поддержания обратной связи в pn - i - pn -структуре необходимо наличие электрического поля в i -области [13].

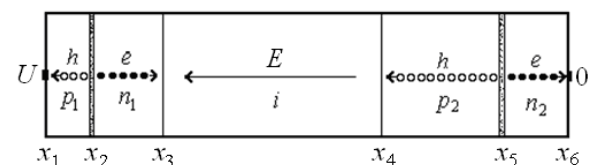


Рис. 1. Одномерная модель p_1n_1 - i - p_2n_2 -структуры с двумя связанными по дрейфовому току p - n -переходами ($U < 0$)

В качестве математической модели полупроводниковых структур с резкими лавинными p - n -переходами используем уравнения ДДМ. Система уравнений ДДМ имеет следующий вид [4–7]:

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

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

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

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

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

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; q – абсолютное значение заряда электрона;

$$N(x) = \begin{cases} -N_{d1}, & x_1 \leq x < x_2; \\ 0, & x_3 < x < x_4; \\ N_{d2}, & x_4 < x < x_5; \\ N_{d2}, & x_5 < x \leq x_6 \end{cases} -$$

распределение концентрации примесных атомов в структуре; N_a, N_d – концентрация акцепторов и доноров соответственно; $\varepsilon\varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $R(n,p)$ – скорость рекомбинации электронов и дырок [5, 6]; D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые связаны 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; $\alpha_{n,p}(E) = A_{n,p} \exp \left[- \left(\frac{b_{n,p}}{E} \right)^{m_{n,p}} \right]$ – коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок (параметры A, b и m определяются материалом полупроводника [7]).

Уравнения ДДМ дополняются граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} E(w_p, t) = 0, \quad E(w_n, t) = 0, \\ \varphi(w_p, t) = V(t), \quad \varphi(w_n, t) = 0, \\ J_p(w_p, t) = J(t) - J_{ns}(w_p, t), \\ J_n(w_n, t) = J(t) - J_{ps}(w_n, t) \end{aligned} \right\}; \quad (6)$$

начальным условием

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

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

$$\left. \begin{aligned} E(x,t)|_{x=x_{2,5}-0} &= E(x,t)|_{x=x_{2,5}+0} \\ \varphi(x,t)|_{x=x_{2,5}-0} &= \varphi(x,t)|_{x=x_{2,5}+0} \end{aligned} \right\}; \quad (8)$$

где w_p, w_n – координаты обедненных p - и n -областей обоих p - n -переходов; 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.

В i -области pn - i - pn -структуры происходит дрейф и рекомбинация электронов и дырок. Эти процессы описываются уравнениями (2)–(3), в правой части которых отсутствуют члены, определяющие генерацию электронно-дырочных пар.

Для численного интегрирования уравнения ДДМ преобразовывались в безразмерные уравнения по формуле $a' = a/a_0$ (a – искомая величина). Основные нормировочные коэффициенты равны: $E_0 = \varphi_0 / L_0$, В/м; $t_0 = L_0^2 / D_0$, с; $D_0 = 1$, м²/с; $\varphi_0 = kT / q$, В; $L_0 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \varphi_0 / qn_i}$, м; $J_0 = qn_i D_0 / L_0$, А/м² [13].

Алгоритм решения уравнений ДДМ использует метод расчета статических электрических полей в обратносмещенных pn - i - pn -структурах [14], модифицированный метод встречных прогонок [15], метод расчета полупроводниковых структур с резкими p - n -переходами [16], метод расчета лавинных p - n -переходов в режиме автогенерации [17] и схему бегущего счета [18]. Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$ [18].

2. Дрейф носителей заряда и резонансная частота. Как известно, при напряжении на p - n -переходе $U/U_{av} = 1$ (U_{av} – напряжение пробоя) в нем возникает ударная ионизация, инициируемая током тепловой генерации [5–7]. В результате ударной ионизации генерируются электронно-дырочные пары, число которых определяется ко-

эффицентами ионизации электронов и дырок. Под действием сильного электрического поля эти пары разделяются раньше, чем успевают рекомбинировать. Дырки уходят на контакт p^+ , а электроны дрейфуют через i -область к p_2-n_2 -переходу, в котором они инициируют ударную ионизацию с образованием новых электронно-дырочных пар. В электрическом поле p_2-n_2 -перехода эти пары разделяются. Электроны уходят на контакт n^+ , а дырки через i -область дрейфуют к p_1-n_1 -переходу, в котором они повторно инициируют ударную ионизацию с образованием новых электронно-дырочных пар и т. д.

Таким образом, в обратносмещенной $pn-i-pn$ -структуре с обратной связью по дрейфовому току между лавинными $p-n$ -переходами наблюдается периодический дрейф электронов и дырок с частотой $f=1/T_s$. В общем случае эта частота определяется временем дрейфа электронов и дырок в $pn-i-pn$ -структуре и временем протекания ударной ионизации в обоих $p-n$ -переходах [4, 11]

$$f = \left(t_{av} + w \frac{v_{ns} + v_{ps}}{v_{ns}v_{ps}} + d_i \frac{v_{ni} + v_{pi}}{v_{ni}v_{pi}} \right)^{-1}, \quad (9)$$

где t_{av} – время протекания ударной ионизации в слоях умножения обоих $p-n$ -переходов; $w = w_1 + w_2$ – размеры обедненных n_1 - и p_2 -областей; v_{ns}, v_{ps} – скорости насыщения электронов и дырок соответственно; d_i – ширина i -области; v_{ni}, v_{pi} – скорости электронов и дырок в i -области.

На рис. 2. показан дрейф носителей заряда в Ge $pn-i-pn$ -структуре.

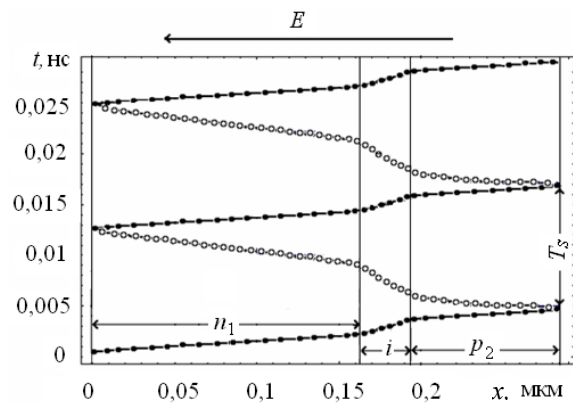


Рис. 2. Периодический дрейф электронов (•••) и дырок (ooo) в Ge $pn-i-pn$ -структуре ($U/U_{av} = 1,2$; U_{av} – напряжение лавинного пробоя)

Слой лавинного умножения расположен в точках $x = 0$ и $x = 0,285$ мкм. Видно, что ударную ионизацию в слое умножения p_1-n_1 -перехода инициируют дырки, а в слое умножения p_2-n_2 -перехода – электроны. В i -области структуры электроны и дырки дрейфуют в слабом электрическом поле, поэтому их дрейфовая скорость на-

много меньше скорости насыщения. Эта скорость существенно влияет на формирование автоколебаний. В рассматриваемой структуре резонансная частота равна $f_{res} = 83$ ГГц ($T_s = 0,012$ нс).

3. Возбуждение автоколебаний. В обратносмещенных $pn-i-pn$ -структурах с положительной обратной связью режим генерации возможен при определенной величине постоянного напряжения на $p-n$ -переходах [4], что иллюстрирует рис. 3.

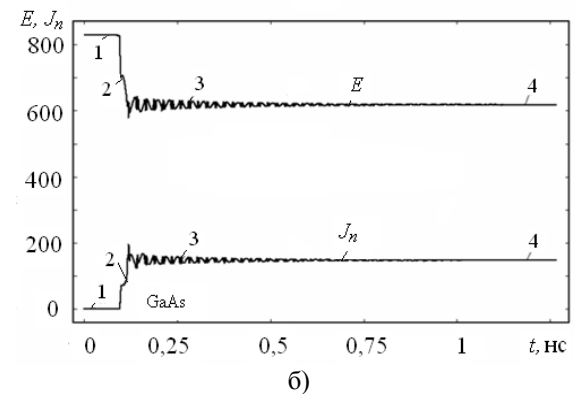
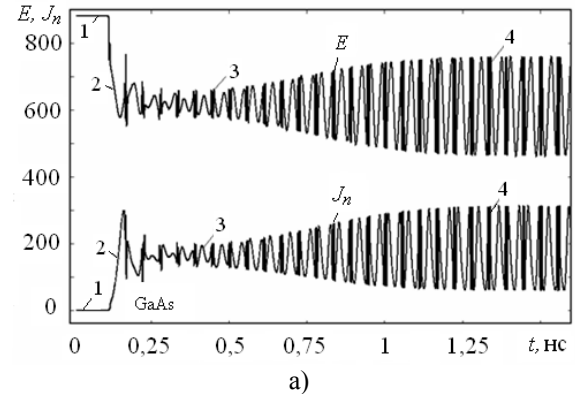


Рис. 3. Зависимость электрического поля $J_n(x,t)$ и плотности электронного тока $E(x,t)$ от времени в GaAs $pn-i-pn$ -структуре при различных значениях напряжения U/U_{av} : а) – $U/U_{av} = 1,225$; б) – $U/U_{av} = 1,05$; ($J_{lim} = 480$ J, кА/см²; E , кВ/см)

Возбуждение автоколебаний происходит следующим образом (рис. 3, а). На начальном этапе 1 плотность лавинного тока на выходе p_2-n_2 -перехода равна нулю, электрическое поле постоянно. На этапе 2 в результате лавинно-каскадного усиления лавинный ток экспоненциально растет. Его заряд начинает компенсировать заряд примесных атомов, поэтому электрическое поле и величина коэффициента ударной ионизации уменьшаются [5]. В результате число генерируемых электронно-дырочных пар в $p-n$ -переходах экспоненциально снижается и, соответственно, уменьшается величина лавинного тока. По мере снижения заряда лавинного тока начинает уменьшаться компенсация объемного заряда и увеличивается электрическое поле. На этапе 3 наблюдается нарастание

амплитуды автоколебаний электрического поля и плотности лавинного тока. На этапе 4 происходит насыщение амплитуды автоколебаний вследствие ограничения максимальной величины электрического поля зарядом лавинного тока.

При напряжениях $U/U_{av} \leq 1,05$ автоколебания затухают, так как лавинный ток меньше пускового (рис. 3, б). Время насыщения амплитуды колебаний определяется концентрацией примесных атомов, величиной обратного смещения и дрейфовой скоростью электронов и дырок в пролетных участках $pn-i-pn$ -структуры.

Таким образом, автоколебания в GaAs $pn-i-pn$ -структуре наблюдаются при плотностях лавинного тока $J_n \sim 300$ кА/см², которые сравнимы по величине с предельной плотностью тока $p-n$ -перехода. Существование автоколебаний обусловлено взаимозависимостью электрического поля и плотности лавинного тока.

Как известно, необходимым и достаточным условием для существования автоколебаний динамической системы является наличие предельных циклов в фазовом пространстве [19]. Такой предельный цикл представлен на рис. 4, на котором приведена траектория изображающей точки автоколебаний в GaAs $pn-i-pn$ -структуре.

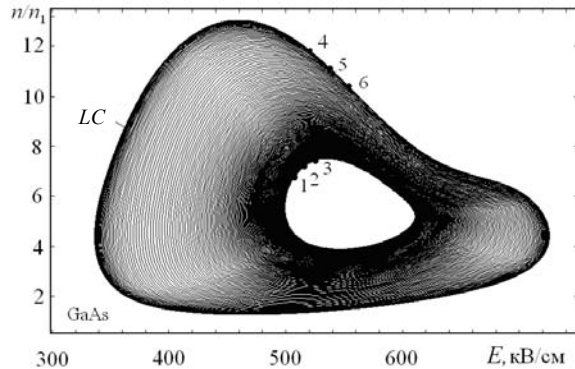


Рис. 4. Траектория изображающей точки на фазовой плоскости GaAs $pn-i-pn$ -структуры в режиме автоколебаний ($U/U_{av} = 1,174$; $n_1 = 1,1 \cdot 10^{16}$ см⁻³)

Движение изображающей точки на фазовой плоскости происходит по часовой стрелке. Это следует из последовательности точек 1–3 и 4–6 рис. 4. Движение начинается из точки 1 (начало временного этапа 3 рис. 3), далее изображающая точка совершает многократные обороты, асимптотически приближаясь к предельному циклу LC, соответствующему установившимся автоколебаниям (этап 4 рис. 3). После установления автоколебаний фазовый объем постоянен с течением времени.

4. Автоколебания в $pn-i-pn$ -структурах.

Число генерируемых электронно-дырочных пар в слое умножения $p-n$ -переходов определяется ко-

эффициентами ударной ионизации электронов и дырок [7]. Величина этих коэффициентов ограничена зарядом подвижных носителей, что иллюстрирует рис. 5 для Ge $pn-i-pn$ -структуры ($U/U_{av} = 1,15$; $J_{lim} = 160$ кА/см²).

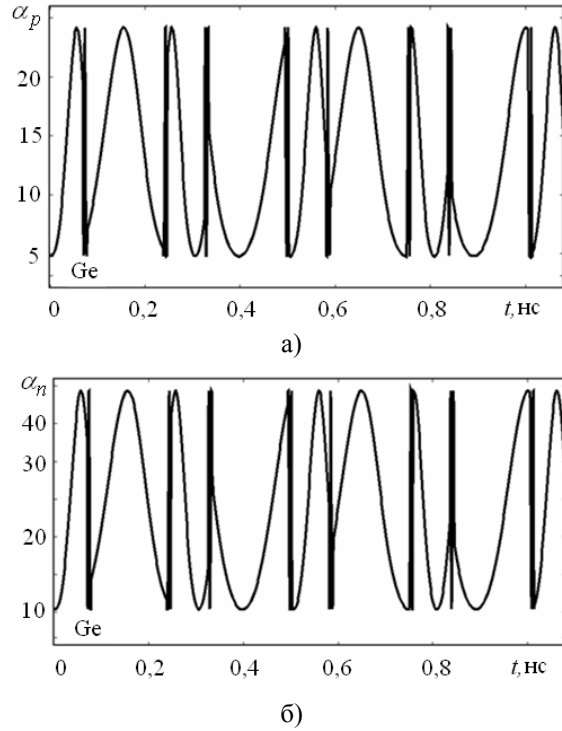


Рис. 5. Коэффициенты ударной ионизации дырок (а) и электронов (б) Ge $pn-i-pn$ -структуры в режиме автоколебания как функция времени ($n_1 = n_i \cdot 10^9$ см⁻³)

Видно, что коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок ограничены по величине, а их отношение равно $\alpha_n / \alpha_p > 1$ [7]. Автоколебания в резких $p-n$ -переходах с постоянным обратным смещением являются гармоническими [8, 12]. Наличие в обратносмещенных $pn-i-pn$ -структурах обратной связи по дрейфовому току между $p-n$ -переходами обуславливает инжекцию дырок в n_1 -область p_1-n_1 -перехода и инжекцию электронов в p_2 -область p_2-n_2 -перехода.

На рис. 6 приведены зависимости лавинного тока от времени в Ge, Si и GaAs $pn-i-pn$ -структурах. Видно, что лавинный ток ограничен по величине и сравним с предельным током $p-n$ -перехода, поэтому режим автоколебаний не описывается известной теорией ЛПД, так как она рассматривает токи, существенно меньшие предельных [5, 7]. Ограничение амплитуды лавинного тока является следствием влияния заряда подвижных носителей на коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок (рис. 5). Максимальная величина амплитуды автоколебаний определяется концентрацией примесных атомов и напряжением на $p-n$ -переходах.

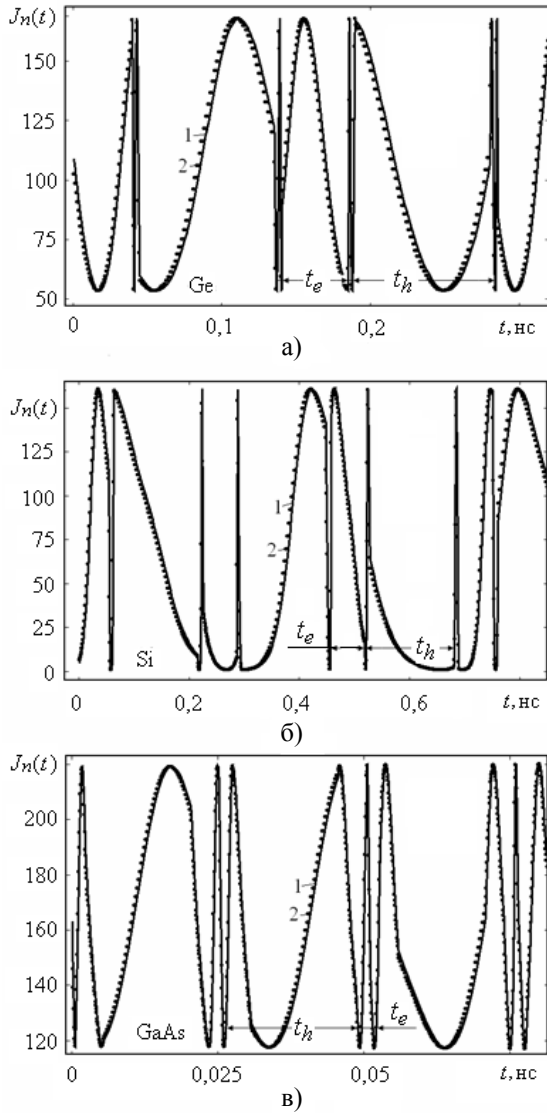


Рис. 6. Зависимость плотности лавинного тока от времени в $pn-i-pn$ -структурах из различного материала: а) – Ge: $U/U_{av} = 1,2$; $J_{lim} = 320$; $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; б) – Si: $U/U_{av} = 1,25$; $J_{lim} = 192$; $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; в) – GaAs: $U/U_{av} = 1,25$; $J_{lim} = 480$; $N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; (кривая 1 – расчет; точки 2 – интерполяция; $N_d = N_a$; J , кА/см^2)

Автоколебания состоят из серии импульсов. Короткие импульсы обусловлены временем протекания ударной ионизацией в $p-n$ -переходах, а длинные – дрейфом электронов и дырок в структуре. Частота следования импульсов определяется временем дрейфа носителей заряда и временем протекания ударной ионизации. Видно, что в i -области Ge $pn-i-pn$ -структуры время дрейфа электронов $t_e = 0,045$ нс и дырок $t_h = 0,096$ нс; в i -области Si $pn-i-pn$ -структуры $t_e = 0,07$ нс и $t_h = 0,169$ нс; в i -области GaAs $pn-i-pn$ -структуры $t_e = 0,002$ нс и дырок $t_h = 0,024$ нс. Поэтому в GaAs $pn-i-pn$ -структуре частота следования импульсов максимальна, а в Si $pn-i-pn$ -структуре – минимальна.

Шаг на временной сетке τ и шаг на пространственной сетке h удовлетворяют условию Ку-

ранта $\tau \leq h/v$ (v – скорость носителей заряда) [17]. Отсюда следует зависимость шага τ от скорости v . Поэтому различие в дрейфовых скоростях электронов и дырок приводит к неравномерности шага на временной сетке и, как следствие, к нахождению решений уравнений ДДМ в виде функций с неравностоящими значениями времени.

В работах [8–12] показано, что автоколебания в обратносмещенных $p-n$ -переходах с инжекцией потока электронов постоянной интенсивности возбуждаются в режиме лавинного пробоя при значениях тока инжекции, сравнимого по величине с предельным током перехода. В этом случае уменьшение электрического поля ведет к росту лавинного тока вследствие уменьшения компенсации объемного заряда примесных атомов зарядом лавинного тока, а увеличение лавинного тока ведет к снижению электрического поля вследствие увеличения этой компенсации. Периодическое изменение коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок обуславливает модуляцию лавинного тока по плотности.

Таким образом, модуляция ударной ионизации в полупроводниковых структурах обусловлена влиянием заряда лавинного тока на электрическое поле. Это иллюстрирует пример обратносмещенной Si $p_1n_1-i-p_2n_2$ -структуры с резкими $p-n$ -переходами (рис. 7).

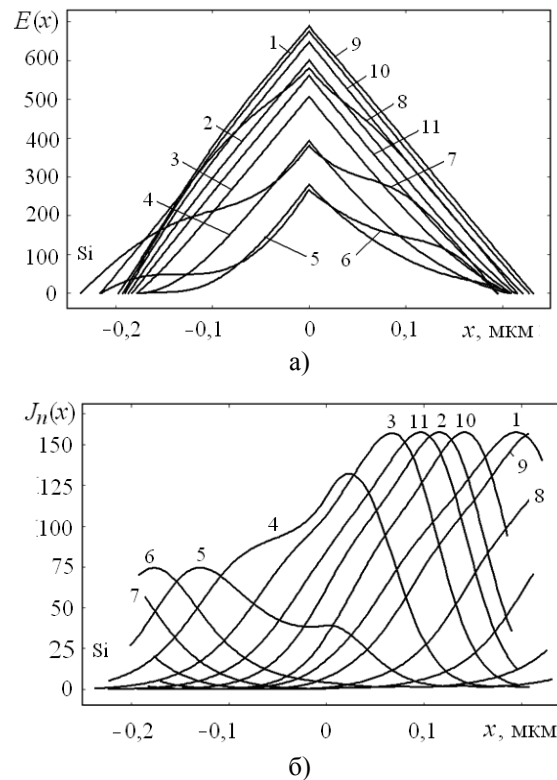


Рис. 7. Распределения электрического поля E , кВ/см и плотности электронного тока J_n , кА/см^2 в обедненной области p_2-n_2 -перехода Si $pn-i-pn$ -структуры в эквидистантных моментах времени одного полуцикла колебаний T ($U/U_{av} = 1,25$; $d_1/L_{dif} = 0,1$; $v_{n1}/v_{s1} = 0,258$; $v_{p1}/v_{sp} = 0,207$; $N_{a1} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_{d1} = N_{a1}$; $N_{d2} = N_{a1}$; $N_{a2} = N_{a1}$)

Как и в случае одного инжекционного p - n -перехода, значение электрического поля максимально, если в p_2 - n_2 -переход инжектируется минимальный ток (кривые 1, 9), и минимально, если этот ток максимален (кривые 4, 5). Особенность заключается в том, что в Si p_1n_1 - i - p_2n_2 -структуре возбуждение автоколебаний происходит при импульсной инжекции электронов и дырок в p - n -переходы.

5. Спектр автоколебаний. Решения уравнений ДДМ представляют собой функции с неравноотстоящими значениями времени. Для спектрального анализа эти функции с помощью интерполяционных формул были преобразованы в функции с равноотстоящими значениями времени (рис. 6). На рис. 8 показаны спектры автоколебаний плотности тока в Ge, Si и GaAs pn - i - pn -структурах.

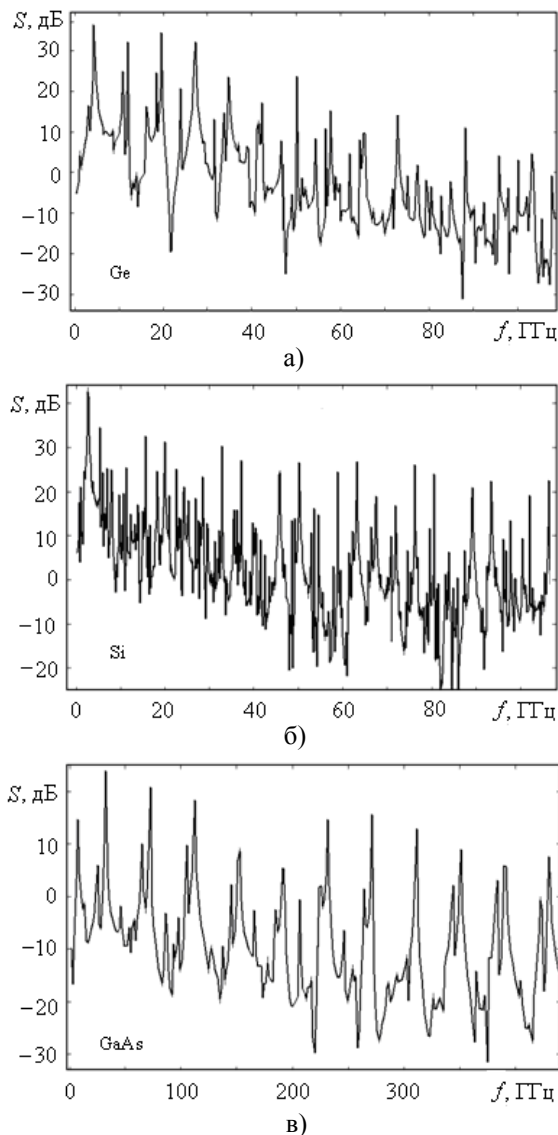


Рис. 8. Амплитудный спектр $S(f)$ автоколебаний в pn - i - pn -структуре из различного материала: а) – германий; б) – кремний; в) – арсенид галлия

Видно, что спектр сложного периодического сигнала (рис. 6) состоит из набора дискретных частот, положение которых на оси абсцисс определяется внутренней обратной связью по дрейфовому току между p - n -переходами, благодаря которой в формировании сигнала участвуют электроны и дырки, имеющие различные дрейфовые скорости и коэффициенты ударной ионизации.

Таким образом, автоколебания в Ge, Si и GaAs pn - i - pn -структурах являются многочастотными, спектр которых зависит от их материала. По сравнению с Ge и Si структурами GaAs структура является широкополосной. Это связано с тем, что дрейфовая скорость электронов в арсениде галлия значительно выше, чем у кремния и германия. Поэтому длительность импульсов уже, а полоса частот шире.

Выводы. Показано, что в Ge, Si и GaAs pn - i - pn -структурах с резкими лавинными p - n -переходами при постоянном обратном смещении могут возбуждаться многочастотные автоколебания. Частота автоколебаний определяется концентрацией примесных атомов и дрейфовой скоростью электронов и дырок в пролетных участках pn - i - pn -структуры. Амплитуда автоколебаний определяется величиной обратного смещения на структуре. Ее величина ограничена зарядом подвижных носителей.

Результаты исследований показывают, что полупроводниковые структуры с резкими p - n -переходами являются автоколебательной системой. На основе обратносмещенных Ge, Si и GaAs pn - i - pn -структур с оптимальными параметрами могут быть созданы многочастотные генераторы СВЧ-диапазона.

1. Вернигоров Н. С., Борисов А. Р., Харин В. Б. К вопросу о применении многочастотного сигнала в нелинейной радиолокации // Радиотехника и электрон. – 1998. – 41, № 1. – С. 63–66.
2. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with pn - i - pn -Structure // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1996. – 43, no. 3. – P. 473–478.
3. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, no. 17. – P. 2484–2486.
4. Лукин К. А., Максимов П. П. Лавинно-каскадное усиление импульса в pn - i - pn -структуре с обратносмещенными p - n -переходами // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 1. – С. 118–124.
5. Тазер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984. – Т. 1. – 456 с; – Т. 2. – 456 с.
7. Керролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
8. 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.

9. Lukin K. A., Maksymov P. P. Terahertz self-oscillations in reverse-biased $p-n$ -junction // MSMW'07 Symposium Proceeding. – Kharkov, 2007. – 1. – P. 201–203.
10. 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, 2007. – 1. – P. 204–206.
11. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A., Maksymov P. P. Internal Amplification of Current Pulses Inside a Reverse-Biased PNIPN-Structure // International Journal of Modelling and Simulation. – 2003. – 23, no. 2. – P. 77–84.
12. 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.
13. Польский В. С. Численное моделирование полупроводниковых приборов. – Рига: Зинатие, 1986. – 168 с.
14. Лукин К. А., Максимов П. П. Статические электрические поля в обратносмещенных $pn-i-pn$ -структурах // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2002. – 7, № 2. – С. 317–322.
15. Лукин К. А., Максимов П. П. Модифицированный метод встречных прогонок // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 1999. – 4, № 1. – С. 83–86.
16. 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.
17. 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.
18. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
19. Арнольд В. И. Обыкновенные дифференциальные уравнения. – Ижевск: РХД, 2000. – 368 с.

MULTIFREQUENCY SELF-OSCILLATIONS IN SEMICONDUCTORS STRUCTURES WITH TWO LINKED AVALANCHE $P-N$ -JUNCTIONS

K. A. Lukin, P. P. Maksymov

The results of the numeral solution to the equations of diffusive-drifting model of $pn-i-pn$ -structures with abrupt avalanche $p-n$ -junctions are presented. The regime of multifrequency self-oscillations in Ge, Si and GaAs $pn-i-pn$ -structures with the constant reversed bias is discovered. The mechanism of their excitation is explored and the spectral analysis is executed. It is shown that the semiconductor structure with abrupt $p-n$ -junctions is the self-oscillations system. On the basis of the back displaced Ge, Si and GaAs $pn-i-pn$ -structures with optimum parameters multifrequency generators of SHF-range can be created.

Key words: semiconductor, $pn-i-pn$ -structure, avalanche-cascade amplification, impact ionization, difference method, multifrequency self-oscillations.

БАГАТОЧАСТОТНІ АВТОКОЛИВАННЯ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУРАХ ІЗ ДВОМА ЗВ'ЯЗАНИМИ ЛАВИННИМИ $P-N$ -ПЕРЕХОДАМИ

К. О. Лукін, П. П. Максимов

Приведено результати чисельного рішення рівнянь дифузійно-дрейфової моделі напівпровідникових $pn-i-pn$ -структур з різкими лавинними $p-n$ -переходами. Виявлено режим багаточастотних автоколивань в Ge, Si і GaAs $pn-i-pn$ -структурах з постійним зворотним зсувом. Досліджено механізм збудження автоколивань і виконано спектральний аналіз. Показано, що напівпровідникові структури з різкими $p-n$ -переходами є автоколивальною системою. На їх основі можуть бути створені багаточастотні генератори НВЧ-діапазону.

Ключові слова: напівпровідник, $pn-i-pn$ -структура, лавинно-каскадне посилення, ударна іонізація, різницевий метод, багаточастотні автоколивання.

Рукопись поступила 25 ноября 2009 г.