

УДК 621.373

## О ТЕХНИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЯХ В ГЕНЕРАТОРЕ НА ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНОМ ДИОДЕ

*В. В. Зайцев, В. Б. Орлов, А. В. Якимов*

Рассмотрены технические флуктуации амплитуды и частоты автоколебаний в генераторе на инжекционно-пролетном диоде структуры  $p^+ - n - p^+$ . Предполагается, что они обусловлены флуктуациями ЭДС источника питания и флуктуациями длины и уровня легирования рабочей области диода, имеющими спектры фликкерного типа. Определены низкочастотные флуктуации тока смещения и распределения электрического поля в диоде. Рассчитаны спектры флуктуаций амплитуды и частоты колебания на выходе автогенератора и приведены их численные оценки. Проанализированы механизмы воздействия каждого из трех перечисленных источников фликкерных шумов на амплитуду и частоту автоколебания.

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время инжекционно-пролетные диоды находят все более широкое применение при создании малошумящих генераторов и усилителей СВЧ диапазона. Данное обстоятельство связано с тем, что указанные приборы обладают существенно меньшими собственными естественными шумами по сравнению, например, с широко распространенными лавинно-пролетными диодами.

Теоретическому исследованию естественных флуктуаций в генераторах на инжекционно-пролетных диодах посвящено значительное количество работ (см., например, [1-3]), результаты которых находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментальными данными. В то же время в литературе отсутствует анализ технических флуктуаций, хотя, как показывают результаты экспериментальных исследований [4], этот вид шумов является преобладающим в практически интересном диапазоне частот вблизи несущей. Основная трудность заключена здесь, в первую очередь, в отсутствие общепринятой модели фликкерных флуктуаций, позволяющей получить достоверные оценки их интенсивности.

В настоящей работе дано описание источников фликкерных флуктуаций и рассмотрено их влияние на распределение поля в диоде и его статистические характеристики. Рассчитаны спектры флуктуаций амплитуды и частоты автоколебаний и приведены их численные оценки.

### 1. ИСТОЧНИКИ ФЛИККЕРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Рассмотрим инжекционно-пролетный диод структуры  $p^+ - n - p^+$  (см. рис. 1а), в которой полупроводник  $n$ -типа имеет длину  $W$  и однородно легирован с плотностью доноров  $N$ . При этом расстояние  $W$  мало по сравнению с поперечными размерами диода, так что допустимо, использование одномерной модели.

Предполагаем, что длина рабочей области  $W$  и уровень ее легирования  $N$  испытывают флуктуации, т. е.  $W(t) = W_0[1 - \delta W(t)]$  и  $N(t) = N_0[1 + \delta N(t)]$ . Причем  $\langle \delta W(t=0) \rangle = \langle \delta N(t=0) \rangle = 0$ . Физический механизм данных флуктуаций описан в модели, предложенной в работах [5, 6]. Считается, что флуктуации обусловлены диффузией атомов примеси из областей с высокой их концентрацией в области

с более низкой концентрацией. В данном случае это может быть диффузия акцепторов (с коэффициентом диффузии  $D_a$ ) из  $p^+$ -области в  $n$ -область\*, а также диффузия примесей с поверхности образца.

Под влиянием процесса диффузии происходит «расплывание» технологических переходов, в частности изменение их положения. При этом на основании [5] для спектральной плотности мощности относительных флуктуаций  $\delta W(t)$  имеем следующее выражение:

$$S_W(\Omega) = \frac{D_W}{\Omega^2}, \quad D_W = \frac{2D_a}{W_0^2}. \quad (1)$$

Тот же процесс диффузии акцепторных атомов из  $p^+$ -области приводит к изменению уровня легирования  $N$  рабочей области диода. Качественное рассмотрение данного эффекта проведено в [6], откуда следует, что спектральная плотность мощности относительных флуктуаций концентрации  $\delta N(t)$  равна

$$S_N(\Omega) = \frac{D_N}{\Omega}, \quad (2)$$

$$D_N = \frac{N_a a}{4N_0^2 W_0^2 A}.$$

Здесь  $N_a$  — концентрация активированных атомов примеси в  $p^+$ -области\*\*,  $a$  — постоянная кристаллической решетки,  $A$  — площадь диода.

Примем также во внимание нестабильность источника питания, что выражается в наличии относительных флуктуаций  $\delta \mathcal{E}(t)$  его ЭДС  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 [1 + \delta \mathcal{E}(t)]$  со спектральной плотностью мощности

$$S_{\mathcal{E}}(\Omega) = \frac{D_{\mathcal{E}}}{\Omega^2}, \quad (3)$$

Рис. 1. Структура инжекционно-пролетного диода (а) и распределение электрического поля в диоде (б); ОИ — область инжекции, ОД — область дрейфа.

где параметры  $\alpha$  и  $D_{\mathcal{E}}$  зависят от вида источника питания; обычно  $\alpha = 1 \div 2$  [10].

Рассмотрим процессы, происходящие в инжекционно-пролетном диоде под действием указанных флуктуаций.

## 2. АНАЛИЗ ДИОДА НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ

На рис. 1б дано схематическое изображение распределения напряженности электрического поля в диоде при подаче на него напряжения смещения  $V_B$ , превышающего напряжение смыкания обедненных зон обоих  $p$ — $n$ -переходов. Начало координат на рис. 1б находится в плоскости перехода левого контакта. Плоскостью, проходящей через точку  $x_m$  максимума потенциала, диод делится на две области — область дрейфа и область инжекции. Ток проводимости, текущий через прибор, переносится дырками, инжектируемыми в точке  $x_m$ , в область дрейфа.

\* Имеет место также диффузия доноров из  $n$  в  $p^+$ . Однако в случае высоколегированной  $p^+$ -области этот процесс можно не учитывать.

\*\* Точнее говоря, вне области  $n$ , вблизи ее границы.

В дальнейшем будем рассматривать малые уровни инжекции, когда в области дрейфа можно пренебречь полем объемного заряда подвижных носителей. При этом ток проводимости определяется высотой потенциального барьера в точке  $x_m$ .

Наличие перечисленных выше флуктуаций приводит к изменению со временем распределения поля в диоде и, в частности, к флуктуациям положения точки  $x_m$  и высоты потенциального барьера в данной точке.

Распределение поля в диоде описывается уравнением Пуассона, которое в случае слабой инжекции имеет вид

$$\epsilon_s \frac{\partial E}{\partial x} = q_e N_0 [1 + \delta N(t)], \quad (4)$$

где  $q_e$  — заряд электрона,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $E$  — напряженность постоянного электрического поля.

Двукратное интегрирование уравнения (4) в пределах от  $x=0$  до  $x=W(t)$  дает напряжение смещения на инжекционно-пролетном диоде  $V_B(t) = V_{B0}[1 + \delta V_B(t)]$ , где  $V_{B0}$  — среднее значение и  $\delta V_B$  — относительные флуктуации напряжения смещения. При этом связь между флуктуациями  $\delta V_B$  и относительными флуктуациями  $\delta x_m$  положения максимума потенциального барьера и порождающими их флуктуациями  $\delta W$  и  $\delta N$  определяется соотношением

$$2\mu \delta x_m + \delta V_B = \delta N - 2\delta W, \quad (5)$$

где  $\mu = x_{m0}/W_0$  — отношение длины области инжекции к длине рабочей области диода. Отметим, что  $\mu \ll 1$ . Следует иметь в виду, что флуктуации  $\delta V_B$  обусловлены как нестабильностью источника питания, так и реакцией цепи питания на относительные флуктуации тока смещения  $\delta J_B$ :

$$\tau_B \frac{d}{dt} \delta V_B + \delta V_B = (1+n)\delta \mathcal{E} - n\delta J_B, \quad (6)$$

где  $\tau_B$  — постоянная времени цепи смещения,  $n = r_B/r_0$  — отношение последовательного сопротивления в цепи питания к сопротивлению диода по постоянному току в рабочей точке.

Входящие в уравнение (6) флуктуации тока смещения  $\delta J_B$  определяем, рассматривая вольт-амперную характеристику области инжекции [7]:

$$i_m = J_s \exp \left( - \frac{V_d - V_m}{V_T} \right). \quad (7)$$

Здесь  $i_m$  и  $V_m$  — ток проводимости и напряжение в точке  $x_m$ ;  $J_s$  и  $V_d$  — ток насыщения и диффузионный потенциал  $p$ — $n$ -перехода;  $V_T = 0,025$  В. Напряжение  $V_m$  и ток  $i_m$ , кроме постоянных составляющих (смещения)  $V_{mB}$  и  $J_B$ , содержат также высокочастотные компоненты  $v_i(t)$  и  $i_i(t)$ , обусловленные наличием в системе автоколебаний, т. е.  $v_m = V_{mB} + v_i$ ,  $i_m = J_B + i_i$ . В данном случае нас интересуют постоянные составляющие, высокочастотные компоненты будут рассмотрены в разд. 3.

Определив  $V_{mB}$  путем интегрирования уравнения (4), на основании (7) находим\*

$$\delta J_B = -m_0(2\delta x_m + \delta N), \quad (8)$$

где  $m_0 = \mu^2 V_{fb}/V_T$ ,  $V_{fb} = q_e N_0 W_0^2/2\epsilon_s$  — напряжение сглаживания потенциального барьера у инжектирующего контакта [7].

\* В уравнении (8) опущено слагаемое, описывающее детектирование высокочастотного сигнала на нелинейности области инжекции. Его учет существен лишь при анализе устойчивости стационарного режима автоколебаний.

Уравнения (5), (6) и (8) составляют замкнутую систему, позволяющую определить характеристики флуктуаций  $\delta J_B$ ,  $\delta V_B$  и  $\delta x_m$ . При анализе фликкерных флуктуаций в уравнении (6) можно пренебречь производной по времени. В таком случае находим

$$\delta x_m = - \frac{1}{2\mu x} \left[ 2\delta W + (1+n)\delta \mathcal{E} + (\mu x - 1)\delta N \right], \quad (9)$$

где  $x = r_B/r_d$ ,  $r_d = \left( \frac{dJ_B}{dV_B} \right)^{-1}$  — дифференциальное сопротивление инжекционно-пролетного диода в рабочей точке. Соотношение (9) записано при условии  $x \gg 1$ , которое выполняется в реальных приборах. Как показывает анализ, для устойчивости стационарного режима автоколебаний необходимо выполнение неравенства  $x > 1$ .

С учетом (8) и (9) для флуктуаций тока смещения имеем следующее выражение:

$$\delta J_B = \frac{1}{n} [2\delta W + (1+n)\delta \mathcal{E} - \delta N]. \quad (10)$$

Соотношения (9) и (10) будут использованы ниже при расчете флуктуаций амплитуды и частоты автоколебаний, которые, как будет видно из дальнейшего анализа, в значительной степени обусловлены именно флуктуациями  $\delta x_m$  и  $\delta J_B$ .

### 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА

Перейдем к анализу влияния описанных выше флуктуаций на высокочастотные характеристики генератора. Не останавливаясь на расчете параметров стационарного динамического режима автоколебаний, предполагаем, что указанный режим существует и устойчив, и рассмотрим флуктуации амплитуды и частоты вблизи их стационарных значений. Для этого получим систему уравнений, связывающую флуктуации амплитуд и фаз токов и напряжений в генераторе с источниками  $\delta W$ ,  $\delta N$  и  $\delta \mathcal{E}$ .

В рассматриваемой одномерной модели диода полный переменный ток  $i_1(t)$  в любом сечении  $x$  связан с током проводимости  $i_p(x, t)$  и напряженностью электрического поля  $e_1(x, t)$  уравнением

$$i_1(t) = i_p(x, t) + \epsilon_s A \frac{\partial}{\partial t} e_1(x, t). \quad (11)$$

В режиме автоколебаний переменные токи и напряжения являются квазигармоническими функциями времени со средней частотой  $\omega_0$ . Например,

$$e_1(x, t) = \frac{1}{2} [E_{10}(x) + \Delta E_1(x, t)] \exp(j\omega_0 t) + \text{к. с.},$$

где  $E_{10}$  — стационарное значение комплексной амплитуды напряженности электрического поля в точке  $x$ ;  $\Delta E_1(x, t)$  — приращение комплексной амплитуды, обусловленное действующими в системе шумами. Отметим, что  $\Delta E_1(x, t)$  как функция времени является медленной по сравнению с  $\exp(j\omega_0 t)$ . Все остальные переменные записываются в аналогичном виде.

На основании (11) для приращений комплексных амплитуд имеем

$$\Delta J_1(t) = \Delta J_p(x, t) + j\omega_0 \epsilon_s A \left( 1 - \frac{j\hat{p}}{\omega_0} \right) \Delta E_1(x, t), \quad (12)$$

где  $\hat{p}$  — оператор дифференцирования по медленному времени. Проинтегрируем уравнение (11) почленно по  $x$  в пределах от  $x = 0$  до  $x = x_m(t)$ . Так как длина области инжекции гораздо меньше пространственного периода изменения функций, то с достаточной степенью точности можно считать, что  $\Delta J_p(x, t) = \Delta J_p(x_m, t) \equiv \Delta J_i(t)$  и, кроме того,

$$\int_0^{x_m} \Delta E_1(x, t) dx = \Delta V_1(t) - E_{10}(x_{m0}) \Delta x_m,$$

где  $\Delta V_1$  — приращение комплексной амплитуды напряжения в области инжекции. В результате получим

$$(1 - j\lambda) \delta J_1 + j\lambda \delta J_i - \delta V_1 = -\delta x_m. \quad (13)$$

Здесь введены относительные флуктуации комплексных амплитуд

$$\delta J_1 = \frac{\Delta J_1}{J_{10}}, \quad \delta J_i = \frac{\Delta J_i}{J_{i0}} \quad \text{и} \quad \delta V_1 = \frac{\Delta V_1}{V_{10}}.$$

Относительные флуктуации комплексной амплитуды  $\delta Y$  (символ  $Y$  обозначает любую из рассматриваемых переменных) связаны с относительными флуктуациями амплитуды  $\alpha_y$  и флуктуациями фазы  $\varphi_y$  соотношением  $\delta Y = \alpha_y + i\varphi_y$  (см., например, [8]). Параметр инжекции  $\lambda = |J_{i0}|/|J_{10} - J_{i0}|$  есть отношение амплитуды тока инжекции к амплитуде емкостной составляющей тока в точке  $x_{m0}$ .

Еще одно уравнение для флуктуаций  $\delta J_i$  можно получить, рассматривая вольт-амперную характеристику (7) области инжекции

$$\delta J_i = \gamma \alpha + j\varphi + \delta J_B, \quad (14)$$

где  $\alpha$  — относительные флуктуации амплитуды и  $\varphi$  — флуктуации фазы напряжения  $v_i(t)$  на области инжекции. Параметр  $\gamma$  выражается через среднюю крутизну вольт-амперной характеристики  $S(R_0) = 2J_{B0} I_1(R_0/V_T)/R_0 I_0(R_0/V_T)$  следующим образом:  $\gamma(R_0) = [d(SR_0)/dR_0]/S$ , где  $R_0 = |V_{i0}|$ ,  $I_n(R_0/V_T)$  — модифицированные функции Бесселя порядка  $n$ .

Проинтегрируем теперь уравнение (11) по  $x$  в пределах от  $x=0$  до  $x=W(t)$ . При этом предположим, что движение носителей заряда в области дрейфа происходит с постоянной скоростью  $u_s$ . Тогда

$$\Delta J_p(x, t) = \left[ \Delta J_i(t) + j \frac{\omega_0}{u_s} \Delta x_m(t) J_{i0} \right] \exp \left[ -j \frac{\omega_0}{u_s} (x - x_{m0}) \right].$$

Учитывая также предположения, сделанные при выводе уравнения (13), получим

$$\delta J_1 = j \omega_0 C_0 \left( 1 - \frac{j\hat{p}}{\omega_0} \right) \frac{V_{10}}{J_{10}} \delta V_1 - \Phi(j\theta) \frac{j\lambda}{1 - j\lambda} \delta J_i + f, \quad (15)$$

где  $V_{10}$  и  $\delta V_1$  — стационарное значение и относительные флуктуации комплексной амплитуды напряжения на инжекционно-пролетном диоде;  $C_0 = \epsilon_s A/W_0$  — средняя емкость диода;  $\Phi(j\theta) = \mu + (1 - \mu)[1 - \exp(-j\theta)]/j\theta$ ,  $\theta = \omega_0(W_0 - x_{m0})/u_s$  — угол пролета. Случайная сила  $f(t)$  в уравнении (15) имеет вид

$$f(t) = \left[ 1 - \frac{j\lambda}{1 - j\lambda} \exp(-j\theta) \right] \delta W(t) - \frac{j\lambda}{1 - j\lambda} [1 - \exp(-j\theta)] \mu \delta x_m(t). \quad (16)$$

Из уравнения (15) можно исключить флуктуации  $\delta V_1$ , учитывая внешнюю по отношению к инжекционно-пролетному диоду высокочастотную цепь с импедансом  $Z_{ex}(j\omega) = j\omega L + r + (1/j\omega C)$ . ( $L$ ,  $r$  и  $C$  — эквивалентные индуктивность, сопротивление, потерь и емкость резонатора в точке включения диода соответственно):

$$Z_{ex}(j\omega_0 + \hat{p}) \delta J_1 + (V_{10}/J_{10}) \delta V_1 = 0.$$

Внешняя высокочастотная цепь вместе с емкостью диода образует колебательную систему генератора с резонансной частотой  $\omega_1$  и полосой пропускания  $2\Pi = r/L$ . При этом в окрестности резонансной частоты

$$1 + j\omega_0 C_0 \left(1 - j \frac{\hat{p}}{\omega_0}\right) Z_{ex}(j\omega_0 + \hat{p}) = \frac{2}{k\omega_1} (\Delta\omega + j\Pi + j\hat{p}).$$

Здесь  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_0$ ;  $|\Delta\omega| \ll \omega_1$ ;  $k$  — коэффициент включения емкости диода в резонатор.

Тогда вместо (15) имеем уравнение

$$(\Delta\omega + j\Pi + j\hat{p}) \delta J_1 = (\Delta\omega + j\Pi) \delta J_1 + \left(\frac{k\omega_1}{2}\right) f. \quad (17)$$

При выводе (17) было также учтено, что в стационарном режиме

$$\Delta\omega + j\Pi = -k \frac{\omega_1}{2} \Phi(j\theta) \frac{j\lambda}{1 - j\lambda}.$$

Это уравнение и выражение для параметра инжекции  $\lambda(R_0) = S(R_0)/\omega_1 C_i$ , где  $C_i$  — емкость области инжекции, позволяют определить поправку на частоту  $\Delta\omega$  и амплитуду  $R_0$  (см. также [9]).

Уравнения (13), (14) и (17) с учетом (9), (10) и (16) составляют полную систему, описывающую флуктуации амплитуд и фаз колебаний токов  $i_1(t)$ ,  $i_i(t)$  и напряжения  $v_i(t)$  под действием случайных возмущений. Нас интересуют спектральные характеристики флуктуаций амплитуды  $a_1(t)$  и частоты  $\nu_1(t) = \hat{p} \varphi_1(t)$  тока  $i_1(t)$ , являющегося выходным колебанием генератора. Определение спектров  $S_{a1}(\Omega)$  и  $S_{\nu1}(\Omega)$  в общем случае не наталкивается на затруднения принципиального характера, однако связано с громоздкими вычислениями, и, кроме того, получающиеся выражения трудно поддаются анализу. В данном смысле значительным упрощением является пренебрежение в уравнении (13) членами, пропорциональными  $\lambda$ . Это оправдано тем, что параметр инжекции в режиме генерации обычно значительно меньше единицы.

В таком случае находим, что спектры амплитудно-частотных флуктуаций имеют вид, типичный для неизохронной автоколебательной системы с одной степенью свободы [10], имеющей прочность предельного цикла  $p = \Pi(1 - \gamma)$  и неизохронность  $q = -\eta p$ , где  $\eta = \Delta\omega/\Pi < 0$ . На низких частотах анализа  $\Omega \ll p$  спектры флуктуаций амплитуды и частоты равны

$$S_{a1}(\Omega) = \frac{1}{p^2} [A_W^2 S_W(\Omega) + A_N^2 S_N(\Omega) + A_E^2 S_E(\Omega)],$$

$$S_{\nu1}(\Omega) = B_W^2 S_W(\Omega) + B_N^2 S_N(\Omega) + B_E^2 S_E(\Omega).$$

Коэффициенты преобразования  $\{A\}$  и  $\{B\}$  имеют следующий вид (в записи сохранены лишь члены, имеющие наибольшую величину):

$$A_W = \frac{k\omega_1}{2} \left[ \lambda \cos \theta + (1 - \cos \theta) \frac{\lambda}{x} - \frac{1}{kQ} \left( \frac{\gamma}{\mu x} - \frac{2}{n} \right) \right], \quad (18a)$$

$$B_W = \frac{k\omega_1}{2};$$

$$A_N = \frac{k\omega_1}{2} \left[ (1 - \cos \theta) \frac{\lambda}{x} - \frac{1}{kQ} \left( \frac{\gamma}{\mu x} - \frac{4}{n(1 - \mu x)} \right) \right] \frac{1 - \mu x}{2}, \quad (18б)$$

$$B_N = \frac{k\omega_1}{2} [\sin \theta + \eta(1 - \cos \theta)] \frac{\lambda}{x} \frac{1 - \mu x}{2};$$

$$A_E = \frac{k\omega_1}{2} \left[ (1 - \cos \theta) \frac{\lambda}{x} - \frac{1}{kQ} \left( \frac{\gamma}{\mu x} - \frac{2}{n} \right) \right] \frac{1 + n}{2}, \quad (18в)$$

$$B_E = \frac{k\omega_1}{2} [\sin \theta + \eta(1 - \cos \theta)] \frac{\lambda}{x} \frac{1 + n}{2},$$

где  $Q$  — добротность резонансной системы генератора.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Используя полученные соотношения, проанализируем механизмы влияния первичных флуктуаций длины рабочей области диода, концентрации легирующей примеси и напряжения смещения на флуктуации амплитуды и частоты автоколебаний.

Из (18a) следует, что воздействие  $\delta W(t)$  на частоту автоколебаний происходит главным образом посредством модуляции емкости инжекционно-пролетного диода.

Рассмотрим выражение для коэффициента  $A_W$ . Первое слагаемое здесь описывает воздействие флуктуаций  $\delta W(t)$  на амплитуду автоколебаний вследствие модуляции ими как полной емкости диода, так и времени пролета  $\tau(t) = [W(t) - x_m(t)]/u_s$  носителей заряда через область дрейфа. Последний эффект, но уже вследствие изменения координаты  $x_m$  начала области дрейфа, учитывается также вторым слагаемым. С флуктуациями координаты  $x_m$ , т. е. длины области инжекции, связана, кроме того, непосредственная модуляция ими амплитуды высокочастотного напряжения на данной области. Далее, эти флуктуации амплитуды напряжения с коэффициентом  $\gamma$  преобразуются во флуктуации амплитуды первой гармоники тока инжекции (см. также уравнение (14)). И, наконец, последнее слагаемое в выражении для  $A_W$  описывает перенос низкочастотных флуктуаций тока смещения в окрестность частоты автоколебаний вследствие модуляции ими средней крутизны вольт-амперной характеристики области инжекции.

Таков же механизм воздействия на амплитуду автоколебаний и флуктуаций  $\delta N(t)$  и  $\delta \mathcal{E}(t)$ , за исключением, естественно, того, что в этом случае не наблюдается флуктуаций полной емкости диода. Как следует из выражений (18б) и (18в), флуктуации частоты также обусловлены, главным образом, флуктуациями времени пролета области дрейфа вследствие наличия случайных возмущений  $\delta x_m(t)$  ее длины.

Сделаем еще несколько замечаний относительно зависимости коэффициентов преобразования от параметров генератора. Остановимся вначале на коэффициентах  $\{A\}$ . В общем случае все слагаемые в них имеют одинаковый порядок величины, т. е. все рассмотренные выше механизмы воздействия на амплитуду автоколебаний равноправны. При

этом, как следует из (18), флуктуации амплитуды, порождаемые флуктуациями времени пролета, уменьшаются с ростом величины параметра  $\kappa$ . Это связано с тем, что наблюдается стабилизация положения точки  $x_m$  с ростом отношения  $\kappa = r_B/r_A$  вследствие увеличения имеющейся в цепи смещения отрицательной обратной связи по напряжению (эффект автосмещения). В данном отношении выгоднее делать величину сопротивления как можно больше, т. е. стремиться питать генератор от источника тока. При этом стабилизируется и величина тока смещения (вследствие роста  $n = r_B/r_0$ , см. (10)), что также приводит к уменьшению амплитудных флуктуаций.

Что касается коэффициентов  $\{B\}$ , то из них наибольшую величину имеет  $B_W$ , не зависящий от параметров схемы. Коэффициенты  $B_N$  и  $B_E$ , как было сказано выше, связаны с флуктуациями времени пролета и поэтому существенным образом зависят от величины параметра  $\kappa$ .

Следует отметить особенность, имеющуюся в зависимости флуктуаций  $\delta x_m$  от  $\delta N$  (9) и, следовательно, в коэффициентах  $A_N$  и  $B_N$ . А именно, при больших значениях  $\kappa$  ( $\kappa > 1/\sqrt{\mu}$ ) дальнейшее увеличение этого параметра не приводит к уменьшению флуктуаций  $\delta x_m$ . Это обусловлено тем, что флуктуации концентрации в области инжекции хотя и меняют распределение поля в диоде, в частности положение точки  $x_m$ , но не приводят к изменению напряжения на инжектирующем переходе и, следовательно, не вызывают флуктуаций тока смещения. Поэтому в данном случае отсутствует обратная связь, приводящая к стабилизации положения точки  $x_m$ .

Используя полученные выше соотношения, проведем численные оценки уровня технических флуктуаций амплитуды и частоты автоколебаний. Считаем, что параметры инжекционно-пролетного диода имеют следующие типичные значения:  $N_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $A = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ ,  $W_0 = 10^{-3} \text{ см}$ ,  $J_s = 1,6 \cdot 10^3 \text{ А}$ . При токе смещения  $J_B = 10 \text{ мА}$  и  $r_B = 500 \text{ Ом}$  имеем  $\kappa \approx 20$ ,  $\mu \approx 0,09$ ,  $n \approx 0,15$ . Для генератора с частотой автоколебаний  $\omega_0/2\pi = 7,5 \text{ ГГц}$ ,  $k = 0,1$  и  $Q = 500$  (при этом  $\theta = 3\pi/2$ ,  $\lambda \approx 0,1$ ,  $\eta \approx -0,3$ ,  $\gamma \approx 0,1$ ) из (18) находим:  $A_W^2 = 4 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-2}$ ,  $A_E^2 = 10^{17} \text{ с}^{-2}$ ,  $A_N^2 = 4 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-2}$ ,  $B_W^2 = 5,5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-2}$ ,  $B_E^2 = 8 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-2}$ ,  $B_N^2 = 4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-2}$ . Таким образом, относительные вклады всех трех рассмотренных флуктуационных механизмов во флуктуации амплитуды примерно одинаковы. Что же касается флуктуаций частоты, то здесь наибольшую величину имеет относительный вклад флуктуаций длины рабочей области диода.

Для расчета абсолютных значений спектров флуктуаций амплитуды и частоты автоколебаний следует принять во внимание выражения (1)–(3), где в качестве оценки можно взять следующие значения величин [5, 6, 10]:  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $a = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ ,  $D_a = 10^{-20} \text{ см}^2/\text{с}$ , а также  $D_E = 10^{-14}$ ,  $\alpha = 1$ .

При сравнении с экспериментальными результатами удобнее пользоваться физическими спектрами  $\langle \alpha_1^2 \rangle_F = 4\pi S_{a1}(2\pi F)$  и  $\langle f_1^2 \rangle_F = \pi^{-1} S_{v1}(2\pi F)$ . В данном случае имеем  $\langle \alpha_1^2 \rangle_F = 10^{-8}/F$  ( $\text{Гц}^{-1}$ ), причем этот уровень амплитудных флуктуаций определяется флуктуациями концентрации  $N$ . Для частотных флуктуаций  $\langle f_1^2 \rangle_F = 7 \cdot 10^2/F^2 + 5 \cdot 10^2/F$  ( $\text{Гц}$ ). Здесь при низких частотах отстройки от несущей ( $F \leq 1 \text{ ГГц}$ ) наиболее существенны флуктуации длины рабочей области, а на более высоких частотах преобладающими становятся флуктуации концентрации. Полученный уровень частотных флуктуаций согласуется с данными измерений, приведенными в работе [4].

Отметим, что приведенные численные оценки носят весьма приближенный характер. Получение более точных результатов требует, в пер-



бую очередь, более подробных сведений о структуре реальных инжекционно-пролетных диодов, что определяет характеристики действующих в них фликкерных шумов. Кроме того, необходимо уточнение динамической модели диода, в частности учет непостоянства скорости дрейфа носителей и эффекта ограничения тока их объемным зарядом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Тагер, Изв. вузов — Радиоэлектроника, 17, № 1, 3 (1974).
2. H. A. Haus, H. Stutz, R. A. Pucel, Electr. Lett., 7, № 22, 667 (1971).
3. J. Christie, J. A. C. Stewart, IEEE Trans. Electr. Devices, 22, № 10, 836 (1975).
4. W. Harth, M. Claassen, Nachrichtentechnische Zeitschrift, 26, № 2, 87 (1973).
5. А. Н. Малахов, А. В. Якимов, Радиотехника и электроника, 19, № 11, 2436 (1974).
6. А. В. Якимов, Изв. вузов — Радиофизика, 23, № 2, 238 (1980).
7. J. L. Chu, G. Persky, S. M. Sze, J Appl. Phys., 43, № 8, 3510 (1972).
8. А. Жалуд, В. Н. Кулешов, Шумы в полупроводниковых устройствах, изд. Сов. радио, М., 1977.
9. В. В. Зайцев, А. В. Якимов, Радиотехника и электроника, 24, № 7, 1367 (1979).
10. А. Н. Малахов, Флуктуации в автоколебательных системах, изд. Наука, М., 1968.

Горьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
10 мая 1979 г.

## TECHNICAL FLUCTUATIONS IN THE BARITT-DIODE OSCILLATOR

V. V. Zaitsev, V. B. Orlov, A. V. Yakimov

The authors considered technical fluctuations of the amplitude and frequency of autooscillations in the BARITT-diode generator of the structure  $p^+ - n - p^+$ . It is assumed that they are due to fluctuations of e.m.f. of the power supply source and fluctuations of the length and level of alloying of the diode base having flicker type spectra. Low frequency current fluctuations and distribution of the electric field in the diode are defined. Amplitude and frequency fluctuation spectra for the output signal are calculated and their numerical estimations are given. Mechanisms of action of each of three enumerated sources of flicker noise on the amplitude and frequency of autooscillations are analysed.