

УДК 621.391.822.4:621.373.42

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ ОНОЗ-ГЕНЕРАТОРА

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

Предложена модель низкочастотных флуктуаций автоколебания ОНОЗ-генератора, обусловленных эффектами накопления и распространения возмущений объемного заряда, возникающих на локальных микронеоднородностях структуры рабочей области диода Ганна. В качестве первичного источника шума рассмотрены фликкерные флуктуации параметров неоднородностей. Получены выражения для спектров мощности амплитудно-частотных шумов выходного сигнала. Проанализирована зависимость уровня шумов от величины приложенного к диоду поля смещения, приводятся численные оценки.

Режим ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ) с однородным распределением поля [1] является одним из наиболее энергетически выгодных при работе генераторов на диодах Ганна в диапазоне СВЧ. Для расчета динамических характеристик таких приборов традиционно используется «приближение одного носителя» [1], а эффектами, связанными с накоплением объемного заряда, полностью пренебрегают. Существует мнение (см. [2], с. 207), что шумы генераторов, работающих в режиме ОНОЗ, могут быть значительно ниже, чем в пролетных режимах, что обусловлено относительно слабыми флуктуациями объемного заряда. Однако к настоящему времени шумы ОНОЗ-генераторов исследованы недостаточно как теоретически, так и экспериментально. Так, в работе [3] измерен амплитудный шум при отстройке от несущей на 30 МГц, в [4] теоретически исследован частотный шум, обусловленный стационарными флуктуациями относительной заселенности верхней и нижней долин. Экспериментальные данные по доменным режимам работы и допороговые измерения на постоянном токе (см., например, [5, 6]) указывают на наличие в диоде Ганна достаточно мощных низкочастотных флуктуаций фликкерного типа, хотя основные источники и природа этих флуктуаций пока еще окончательно не выяснены. Не вызывает сомнения, что указанные источники флуктуаций действуют и в режиме ОНОЗ, хотя механизм их преобразования в амплитудно-частотные флуктуации автоколебания может быть иным, чем в доменных режимах.

В настоящей работе показано, что флуктуации амплитуды и частоты ОНОЗ-колебаний могут быть обусловлены эффектом накопления и распространения возмущений объемного заряда, возникающих на локальных микронеоднородностях структуры диода. При этом роль первичного источника шума играют низкочастотные флуктуации параметров неоднородностей.

1. Идея режима ОНОЗ, как известно [1], заключается в том, что автоколебания в схеме, содержащей образец с падающей вольт-амперной характеристикой, могут поддерживаться при сохранении электрической однородности кристалла, если возникающий в диоде объемный заряд не успевает развиться в домен сильного поля и полностью рассасывается в течение одного периода. Первое из указанных условий

требует малости периода колебаний по сравнению с характерным временем формирования домена, второе — устанавливает баланс длительностей активной и пассивной частей периода.

Распределение электрического поля и перенос носителей заряда в рабочей области диода описываются уравнением Пуассона

$$\partial E / \partial x = (4\pi q_e / \epsilon_s)(n - N), \quad (1)$$

уравнением непрерывности

$$\partial n / \partial t + \partial (nv) / \partial x = 0 \quad (2)$$

и выражением для полного тока через диод (считаем, что влияние процессов диффузии пренебрежимо мало)

$$J = q_e nv(E) + (\epsilon_s / 4\pi)(\partial E / \partial t). \quad (3)$$

Здесь q_e — элементарный заряд, N — концентрация легирующей примеси в рабочей области, n — концентрация электронов, $v(E)$ — зависимость дрейфовой скорости электронов от поля, в GaAs она имеет падающий участок, обуславливающий активные свойства прибора, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала.

Считаем диод однородно легированным в пределах рабочей области. Для концентрации электронов и напряженности электрического поля в диоде воспользуемся следующим представлением:

$$n = n_0 + \tilde{n}(x, t),$$

$$E = E_0 + E_1(t) + \tilde{E}(x, t),$$

где E_0 — поле смещения, $E_1(t)$ — переменное СВЧ поле при равновесной концентрации n_0 , $\tilde{E}(x, t)$ — возмущение поля, связанное с отклонением $\tilde{n}(x, t)$ электронной концентрации от равновесного значения.

Для реализации режима ОНОЗ с однородным распределением поля необходимо потребовать

$$\max \{\tilde{E}(x, t)\} \ll E_t, E_1. \quad (4)$$

С учетом (4) из (1) и (2) для возмущения $\tilde{n}(x, t)$ получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + v(t) \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x} + \frac{4\pi q_e n_0}{\epsilon_s} \mu(t) \tilde{n} = 0, \quad (5)$$

где $v(t) = v[E_0 + E_1(t)]$, $\mu(t) = [\partial v / \partial E]_{E=E_0+E_1}$ — дифференциальная подвижность электронов в невозмущенном поле.

Проинтегрировав (5) по координате в пределах рабочей области (от $x = 0$ до $x = W$) с нулевыми граничными условиями $\tilde{n}(0, t) = \tilde{n}(W, t) = 0$, получим уравнение, описывающее изменение во времени объемного заряда $Q(t) = q_e \int_0^W \tilde{n}(x, t) dx$,

$$dQ(t)/dt + 4\pi q_e n_0 \epsilon_s^{-1} \mu(t) Q(t) = 0. \quad (6)$$

* Данное условие эквивалентно пренебрежению сносом накапливающегося объемного заряда за пределы рабочей области, что оправдано для режима ОНОЗ [7]

Его решение на интервале $t_0 \leq t \leq t_0 + T$ имеет вид

$$Q(t) = Q_N(t_0) \exp \left(- \frac{4\pi q_e n_0}{\epsilon_s} \int_{t_0}^t \mu(t') dt' \right), \quad (7)$$

где t_0 — момент времени, соответствующий началу активной части периода колебаний, $Q_N(t_0)$ — некоторый начальный заряд, который в общем случае зависит от профиля легирования рабочей области и состояния приконтактных переходных областей. Результат, аналогичный (7), был получен в работе [4], где сделано предположение о том, что избыточный объемный заряд равномерно распределен в рабочей области.

Уравнение (2) после интегрирования по координате в пределах рабочей области и подстановки в (3) дает связь между полным током через диод $I(t)$ и напряжением на диоде $V_1(t)$:

$$I(t) = I_p(t) + I_q(t) + C_0 dV_1(t)/dt, \quad (8)$$

где

$$I_p(t) = Aq_e n_0 v(t) \quad (9)$$

— ток проводимости, $C_0 = A\epsilon_s/4\pi W$ — емкость «холодного» диода, A — площадь поперечного сечения образца. Кроме того, в (8)

$$I_q(t) = - AdQ(t)/dt \quad (10)$$

— наведенный ток, связанный с накоплением в рабочей области объемного заряда.

Соотношения (7) — (10), с учетом уравнения для внешней по отношению к диоду высокочастотной цепи, полностью описывают рассматриваемый генератор.

2. Решение для автоколебания $V_1(t)$ ищем в следующем виде:

$$V_1(t) = R(t) \cos \theta(t).$$

Уравнения баланса для амплитуды R и фазы θ автоколебаний после соответствующих преобразований приводятся к виду [8]

$$\dot{R} = -\Pi R - (\omega_1/2)\rho [I_{pc}(R) + I_{qc}(R)], \quad (11)$$

$$\dot{\theta} = -\Delta\omega - (\omega_1/2R)\rho I_{qs}(R),$$

где индексами c и s отмечены синфазная и квадратурная (по отношению к напряжению на резонаторе) компоненты первой гармоники соответствующих составляющих полного тока; ω_1 , Π и ρ — собственная частота, полуполоса и волновое сопротивление резонатора; $\Delta\omega = \omega - \omega_1$, ω — частота генерации.

Стационарные параметры автоколебания, R_0 и ω_0 , могут быть получены из (11) при выполнении условий $\dot{R} = 0$, $\dot{\theta} = 0$:

$$R_0 = -Q\rho [I_{pc}(R_0) + I_{qc}(R_0)], \quad (12)$$

$$\Delta\omega_0 = -(\omega_1/2R_0)\rho I_{qs}(R_0),$$

где $Q = \omega_1/2\Pi$.

Требование малости возмущений поля в диоде (4) накладывает ограничения на величину накопленного заряда $Q(t)$ и, следовательно, компонент наведенного тока $I_{qc,s}$. Действительно, как следует из (1) и (7),

$$\max \{ \tilde{E}(x, t) \} \doteq \max \{ Q(t) \} 4\pi/\epsilon_s \ll E_t, E_1. \quad (13)$$

Далее, из (6), (9) и (10) находим $I_{qc}/I_{pc} \ll 1$, что позволяет пренебречь последним слагаемым в первом из уравнений системы (12). Кроме того, $\omega_p I_{qs}/R_0 \ll \Pi$, т. е. поправка на частоту автоколебаний, обусловленная вносимой в резонатор нелинейной реактивностью диода (связанной с объемным зарядом), также мала, а генератор является изохронным. Тем самым эффекты, обусловленные накоплением пространственного заряда, существенного влияния на параметры ОНОЗ-генерации не оказывают и могут быть исключены из рассмотрения при расчете динамических характеристик. Это является закономерным следствием ограничений, наложенных на величину возмущений поля в рассматриваемом режиме.

Вместе с тем, именно эти эффекты могут быть ответственны за флуктуации параметров ОНОЗ-колебаний: по сравнению с режимами, в которых возмущения электронной концентрации в течение каждого периода колебаний успевают развиться до стабильного состояния, например, в форме дипольного домена, в режиме ОНОЗ объемный заряд заметно вырасти не успевает; при этом величина начального заряда, служащего «затравкой» для накопления, играет решающую роль.

Вопрос о природе такой затравочной неоднородности в настоящее время остается открытым. Традиционная точка зрения связана с электронной (или примесной) неоднородностью, которая и принята авторами как наиболее обоснованная экспериментально и теоретически, хотя она является не единственной (см., например, [9]).

Как известно, состояние рабочей области существенно зависит от технологии изготовления, а также условий работы и хранения диода [10, 11]. Это означает, в частности, что даже в макроскопически однородных образцах всегда присутствует некоторое количество неконтролируемых известными методами технологических локальных микрон неоднородностей, с которыми связана конечная величина начального заряда Q_N . Флуктуации начального заряда, согласно (11), могут эффективно преобразовываться во флуктуации выходного автоколебания.

3. Перейдем к анализу флуктуационных характеристик генератора. В качестве основного источника низкочастотного шума рассмотрим фликкерные флуктуации концентрации свободных носителей в рабочей области диода, обусловленные процессами диффузии примесных атомов и дефектов, например, с поверхности и из контактов в объем образца. Аналогичный механизм генерации низкочастотных шумов нетеплового происхождения, по-видимому, впервые детально рассмотрен в [12], а математическая модель, предложенная в [13], объясняет вид и уровень спектра флуктуаций концентраций носителей.

Указанный источник удовлетворительно описывает амплитудно-частотные шумы генератора на диоде Ганна при работе в пролетных режимах [14, 15]. Его влияние в режиме ОНОЗ приводит к низкочастотным флуктуациям параметров неоднородностей структуры рабочей области диода, на которых происходит формирование ограниченного объемного заряда, и, как следствие, к флуктуациям величины последнего. Аналогичный подход использован в работе [16], где в качестве источника для нарастания объемного заряда рассмотрены тепловые флуктуации плотности свободных носителей.

Для описания флуктуаций воспользуемся эффективным источником с фликкерным спектром мощности

$$\langle \delta Q_N^2 \rangle_F = D_N / F^1, \quad (14)$$

который описывает интегральный вклад неоднородных, в общем случае, флуктуаций электронной концентрации $\tilde{\Delta n}(x, t)$ в эквивалентные флуктуации величины начального заряда: $Q_N(t) = \langle Q_N \rangle [1 + \delta Q_N(t)]$.

Выражение относительных флуктуаций начального заряда через вызвавшие их флуктуации концентрации свободных носителей представляет самостоятельную задачу и выходит за рамки настоящей работы. Численные значения параметров D_N и γ в (14), характеризующих интенсивность и форму спектра источника шума, в первом приближении могут быть определены на основе подхода, развитого в [13].

Флуктуации начального заряда модулируют величину наведенного тока $I_q(t)$, согласно (7) и (10), что приводит к флуктуациям амплитуд его фурье-компонент:

$$I_{qc,s}(t) = I_{qc,s}^0 [1 + \delta I_{qc,s}(t)] = I_{qc,s}^0 [1 + \delta Q_N(t)].$$

Действуя в соответствии с общей методикой [8], для относительных флуктуаций амплитуды $m(t)$ и частоты $\nu(t)$ автоколебаний напряжения $V_1(t)$ из (11) получим

$$\begin{aligned} dm(t)/dt &= -pm(t) - K_m \delta Q_N(t), \\ \nu(t) &= -K_\nu \delta Q_N(t), \end{aligned} \quad (15)$$

где $p = \Pi + (\omega_1 \rho / 2) [(\partial / \partial R) I_{pc}(R)]_{R=R_0}$ — прочность предельного цикла автогенератора,

$$\begin{aligned} K_m &= (\omega_1 \rho / 2 R_0) I_{qc}(R_0), \\ K_\nu &= (\rho / 2 R_0) I_{qs}(R_0). \end{aligned} \quad (16)$$

Учитывая медленность флуктуаций и переходя к спектрам, в квазистатическом приближении из (15) получим

$$\begin{aligned} \langle m^2 \rangle_F &= (K_m / \rho)^2 \langle \delta Q_N^2 \rangle_F, \\ \langle \nu^2 \rangle_F &= (K_\nu)^2 \langle \delta Q_N^2 \rangle_F, \end{aligned} \quad (17)$$

где $\langle m^2 \rangle_F$ и $\langle \nu^2 \rangle_F$ — спектры относительных флуктуаций амплитуды и частоты.

4. Как следует из приведенного анализа, характеристики генератора существенным образом зависят от величины приложенного к диоду поля смещения E_0 , которое определяет как параметры стационарного режима, так и величину флуктуационных коэффициентов K_m и K_ν . Характеристика «скорость — поле» аппроксимировалась известным выражением [17]

$$\frac{\nu}{v_t} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{E}{E_t} \right)^5 + 5 \frac{E}{E_t} \right] \left[\left(\frac{E}{E_t} \right)^5 + 2 \right]^{-1}, \quad (18)$$

где E_t и v_t — пороговые значения поля и скорости носителей. Результаты расчета функций $I_{qc}(R)$ и $I_{qs}(R)$ при различных уровнях смещения приведены на рис. 1. Стационарная амплитуда для каждого E_0 рассчитывалась из первого уравнения системы (12), которое без учета наведенного тока может быть преобразовано к виду

$$I_{pc}(R_0)/R_0 + G_n = 0, \quad (19)$$

где $G_n = (Q\rho k)^{-1}$ — эквивалентная проводимость нагрузки на частоте генерации (см. [17]), k — коэффициент включения диода в СВЧ цепь.

С увеличением G_n область реализации устойчивого режима ОНОЗ существенно сокращается, в основном за счет понижения верхнего граничного значения E_0 , что согласуется с экспериментальными данными [17]. Наличие нижнего предела допустимых смещений связано, в пер-

вую очередь, с требованием однородности поля (4) и сводится к контролю за величиной накопленного за период пространственного заряда (13). Это, в свою очередь, накладывает ограничение на длительность активной части периода τ_a ($\mu(t) < 0$), которая является функцией поля смещения E_0 . Параллельно для каждого E_0 устойчивость стационарной ОНОЗ-генерации контролировалась с точки зрения критериев работы [17]. Рассмотрение ограничено областью частот, для которых еще не сказывается инерционность носителей [18]. При типичных значениях параметров диода это приводит к условиям $\omega\tau_M \ll 1$ (τ_M — максвелловское время релаксации в слабом поле) и $\omega\tau_\Phi \gg 1$, что достаточно для выполнения обсуждавшихся выше критериев, поскольку пространственный заряд накапливается лишь малую часть периода ($\omega\tau_a \ll 1$), по крайней мере, при больших E_0 .

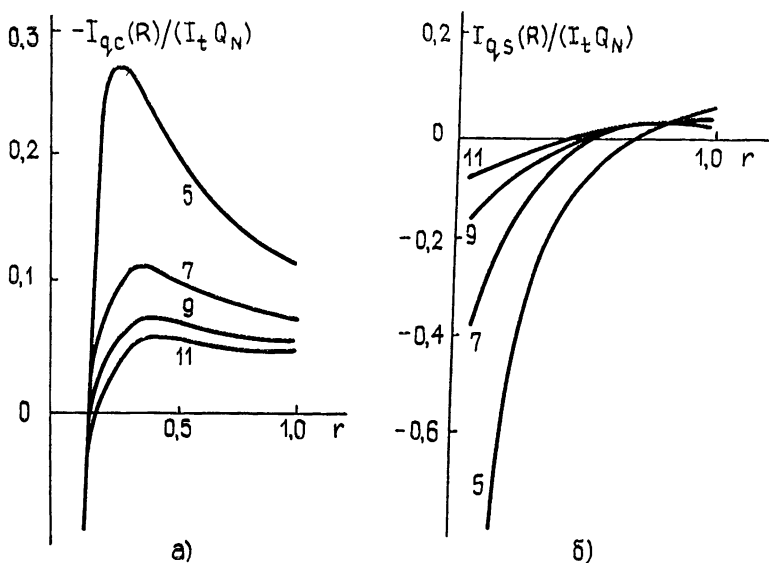


Рис. 1.

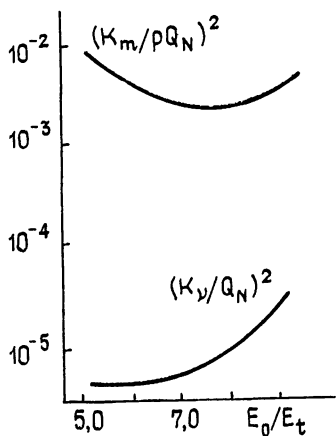


Рис. 2.

Зависимость коэффициентов в спектрах (17) от величины поля смещения приведена на рис. 2 для фиксированного значения проводимости нагрузки $G_H/G_0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$ (G_0 — проводимость образца в слабом поле). Модуляционные чувствительности амплитуды и частоты автоколебаний к относительным флуктуациям начального заряда в зависимости от смещения на диоде.

лебаний к общему источнику флуктуаций различаются более чем на порядок во всем исследованном диапазоне смещений. Аналогичное соотношение обнаружено в доменных режимах генерации [14, 19]. Вместе с тем, полученная нарастающая зависимость $K^2(E_0)$ существенно отличается от результатов анализа в доменных режимах, где с ростом смещения наблюдается монотонный спад модуляционной чувствительности частоты автоколебаний к воздействию флуктуаций.

Согласно расчетам, уровень частотных флуктуаций весьма чувствителен к изменению проводимости нагрузки, что связано с характером кривых $I_{qs}(R)$ на рис. 1, однако возможность такой перестройки ограничена оптимальным выбором КПД и диапазона смещений, соответствующих устойчивой ОНОЗ-генерации.

5. Основным механизмом преобразования шума первичного источника в флуктуации выходного автоколебания является модуляция величины наведенного тока, компоненты которого, согласно (16) и (17), определяют интенсивность амплитудно-частотных шумов ОНОЗ-генератора. Мощность последних зависит как от среднего значения $\langle Q_N \rangle$, так и от мощности относительных флуктуаций начального заряда $\langle \delta Q_N^2 \rangle_F$. Для оценки $\langle Q_N \rangle$ воспользуемся критерием однородности распределения поля (13), который с учетом (7) может быть представлен в виде

$$\max \{Q_N\} \ll \epsilon_s E_t / 4\pi \exp(B_{\max}). \quad (20)$$

Здесь $B_{\max} = 1,5 \div 5,0$ — критическое значение коэффициента нарастания объемного заряда [2, 7]. Вычисленное таким образом предельное значение начального заряда $\max\{Q_N\}$ составляет примерно $6 \cdot 10^{-10} \text{ К} \cdot \text{см}^{-2}$ в случае однородного легирования ($B_{\max} = 1,5$), что при типичных значениях параметров образца не превышает 0,1% полного заряда свободных носителей в рабочей области диода. Наконец, полагая мощность относительных флуктуаций начального заряда одного порядка с вызвавшими их флуктуациями электронной концентрации [14], т. е. $D_N = 10^{-12}$ в (14), получим при $E_0 = 9E_t$ $R_0^2 \langle m^2 \rangle_F = 5 \cdot 10^{-18} / F \Gamma B^2 / \Gamma \zeta$ и $(\omega_0 / 2\pi)^2 \langle v^2 \rangle_F = 10^{-3} / F \Gamma \Gamma \zeta^2 / \Gamma \zeta$. Приведенные оценки показывают, что предельная интенсивность амплитудных и частотных шумов ОНОЗ-генератора, обусловленных флуктуациями начального заряда, существенно ниже типичных значений, наблюдаемых в доменных режимах [5, 6, 14].

Показано, что процессы ограниченного накопления и рассасывания объемного заряда в рабочей области диода Ганна, не нарушающие изохронности ОНОЗ-генерации, могут приводить к частотным флуктуациям выходного автоколебания. В качестве возможного источника низкочастотного шума рассмотрены флуктуации величины начального заряда, служащего «затравкой» для накопления. Основным механизмом преобразования шумов первичного источника в выходные флуктуации является модуляция величины наведенного тока, связанного с объемным зарядом. Предложенная модель флуктуационных процессов в приборе может быть использована при анализе шумовых характеристик гаиновских генераторов, работающих в гибридных режимах.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Copeland J. A. — J Appl Phys, 1967, 38, № 8, p. 3096.
- 2 Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. — М.: Сов. радио, 1975
- 3 Spivack R. R. — IEEE Trans, 1968, ED-15, № 8, p. 614.
- 4 Matsuno K. — Proc IEEE, 1968, 56, № 1, p. 75
- 5 Faulkner E. A., Mead M. L. — Electron Lett, 1968, 4, № 11, p. 226.
- 6 Matsuno K. — Appl. Phys. Lett., 1968, 12, № 12, p. 404.
- 7 Copeland J. A. — IEEE Trans., 1967, ED-14, № 9, p. 497.

8. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М: Наука, 1968.
9. Атанасов Р. А., Ржевкин К. С.—ФТП, 1976, 10, № 5, с. 945.
10. Насагава Ф., Ито Н.—J. Appl. Phys., 1974, 45, № 5 p. 1937.
11. Шишияну Ф. С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах. — Кишинев: Штиинца, 1978
12. Matsuno K.—IEEE. Trans., 1969, ED-16, № 12, p. 1025.
13. Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 238.
14. Лосев В. Л., Малышев В. М., Мещеряков А. В., Уман С. Д. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1981, вып. 10, с. 26.
15. Зайцев В. В., Орлов В. Б., Якимов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 10, с. 1211.
16. Hobson G. S.—Electron. Lett., 1967, 3, № 2, p. 63.
17. Алтухов И. В. и др.—ФТП, 1978, 12, № 2, с. 299.
18. Rees H. D.—Sol. Stat. Comm., 1969, 7, № 2, p. 267.
19. Малахов А. Н., Орлов В. Б. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ (в печати).

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
21 марта 1983 г.

LF NOISE OF LSA OSCILLATOR

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

A model is suggested for LF fluctuations of LSA oscillation affected by accumulation and propagation of the space charge disturbances arising on the local microinhomogeneities of the Gunn diode active layer structure. The flicker fluctuations of the inhomogeneity parameters are considered as the primary noise source. Expressions have been derived for output AM and FM noise. Dependence of the noise level on the value of the applied bias field is analysed, some numerical estimations are given.
