

УДК 621.373.029.67:621.385.6

ФЛИККЕРНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ КОЛЕБАНИЙ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДАХ

С. А. Корнилов, К. Д. Овчинников, В. М. Павлов

Разработана теория фликкерных флуктуаций частоты и амплитуды колебаний в ГЛПД, происхождение которых связывается с локальными флуктуациями дрейфовой скорости носителей заряда. Проведено сопоставление с экспериментом.

1. В [1] разработана теория фликкерного шума в ЛПД, опирающаяся на предположение о том, что флуктуации дрейфовой скорости в сильных полях могут быть описаны формулой Хоухе [2]. При этом первичный источник фликкерного шума, приводящий к флуктуациям подвижности, не конкретизируется. В соответствии с [1] спектральная плотность флуктуаций скорости электронов записывается следующим образом:

$$\frac{S_{v_n}(x, x', F)}{v_n^2} = \frac{\kappa \delta(x - x')}{n(x) AF}, \quad (1)$$

где $n(x)$ — концентрация электронов, A — площадь поперечного сечения прибора, F — частота, $\delta(x - x')$ — дельта-функция Дирака, κ — постоянный коэффициент, величина которого зависит от свойств процесса, ответственного за фликкерный шум подвижности носителей заряда [1].

Для дырок v_n и $n(x)$ в (1) заменяются на v_p и $p(x)$ соответственно.

В настоящей работе этот подход использован для анализа фликкерных флуктуаций колебаний в генераторах на ЛПД (ГЛПД), анализ проводится в квазистатическом приближении. Результаты анализа сравниваются с экспериментом, причем сопоставление проводится для значений κ , определенных в [1] из измерения фликкерных шумов в токе ЛПД.

2. Так же как и в [1], примем модель ЛПД с локализованными областями умножения и дрейфа, считая коэффициенты ударной ионизации и средние составляющие дрейфовых скоростей электронов и дырок одинаковыми ($\alpha_n = \alpha_p = \alpha$, $v_n = v_p = v$). Предположим также, что напряженность переменного электрического поля в слое умножения $E_a(t)$ не зависит от координаты, а напряжение на слое умножения $u_a(t)$ в режиме стационарных колебаний изменяется по гармоническому закону: $u_a(t) = U_{a0} + U_a \sin \omega t$. Нелинейностью по умножению пренебрежем. Для формулировки колебательных уравнений ГЛПД используем эквивалентную схему, показанную на рис. 1 [3, 4]. Внешняя цепь генератора представлена индуктивностью L и сопротивлением потерь r , включающим в себя полезную нагрузку, активные потери в диоде и резонаторе. Слой умножения ЛПД замещен емкостью C_a

и генератором тока лавины $i_a(t)$, управляемым напряжением $u_a(t)$. Слой дрейфа, на котором развивается напряжение $u_d(t)$, замещен емкостью C_d и генератором тока $i_d(t)$.

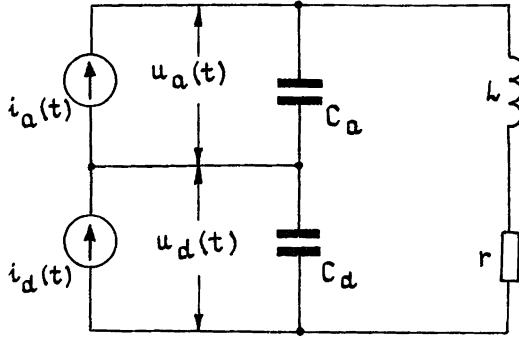


Рис. 1. Эквивалентная схема ГЛПД на высоких частотах

Система уравнений, описывающая автоколебания в ГЛПД при наличии случайных возмущений, связанных с локальными флуктуациями скоростей электронов $\delta v_n(x, t)$ и дырок $\delta v_p(x, t)$, имеет вид

$$\frac{dI}{dt} = -\frac{\omega_0 I}{2Q} + \frac{I_a}{2\omega_0 L} \left\{ \frac{1 - \cos \theta_d}{C_d \cos \theta_d} - \frac{1}{C_d l_d} \int_{l_a}^l \left[\sin \theta_d - \sin \frac{\omega(x - l_a)}{v} \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx \right\}, \quad (2)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} + \frac{I_a}{2\omega_0 LI} \left\{ \frac{1}{C_a} + \frac{\sin \theta_d}{C_d \theta_d} - \frac{1}{C_d l_d} \int_{l_a}^l \left[\cos \theta_d - \cos \frac{\omega(x - l_a)}{v} \right] \times \right. \\ \left. \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx \right\}$$

— укороченные колебательные уравнения ГЛПД,

$$\frac{\tau_a}{2} \left[1 - \frac{1}{2l_a} \int_0^{l_a} \frac{\delta v_n(x, t) + \delta v_p(x, t)}{v} dx \right] \frac{di_a}{dt} = i_a [\alpha(E_a) l_a - 1] + i_s \quad (3)$$

— уравнение генерации лавины,

$$I = \omega C_a U_a - I_a \quad (4)$$

— уравнение для первой гармоники полного тока.

В (2)–(4) ω_0 , Q — собственная частота и нагруженная добротность колебательного контура, I — амплитуда полного тока в цепи нагрузки генератора ($i = I \cos \omega t$), l_a , l_d — ширина областей умножения и дрейфа, $l = l_a + l_d$, $C = \frac{C_a C_d}{C_a + C_d}$ — полная емкость диода, $\theta_d = \frac{\omega l_d}{v}$ — угол пролета электронов через область дрейфа, I_a — ампли-

туда первой гармоники тока лавины, i_s — ток насыщения, $\tau = \frac{l_a}{v}$ — время пролета носителей через слой умножения.

При записи (2) учтена связь первой гармоники тока дрейфа i_{d_1} с первой гармоникой тока лавины $i_{a_1} = -I_a \cos \omega t$:

$$i_{d_1} = -\frac{I_a}{l_d} \int_{l_a}^l \cos [\omega t - \theta(x, t)] dx,$$

где

$$\theta(x, t) = \frac{\omega(x - l_a)}{v} - \frac{\omega}{v} \int_{l_a}^x \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx.$$

Для получения замкнутой системы уравнения (2)–(4) нужно дополнить уравнениями для постоянной составляющей тока i_0 , совпадающими с (4) и (6) в [1], и решением уравнения Пуассона, определяющим связь между постоянной составляющей напряжения на области дрейфа U_{d0} и шириной этой области l_d (рассматриваются непроколотые диоды с однородным профилем легирования):

$$U_{d0} + \delta U_{d0}(t) = \frac{l_d^2}{2\varepsilon_s} \left(q N_d - \frac{i_0}{Av} \right) - \frac{i_0}{\varepsilon_s Av} \int_{l_a}^l (l_a - x) \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx, \quad (5)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, q — заряд электрона, A — площадь поперечного сечения диода, N_d — концентрация доноров в базе.

3. Локальные флуктуации скорости электронов $\delta v_n(x, t)$ и дырок $\delta v_p(x, t)$ приводят к флуктуациям амплитуды первой гармоники тока лавины $\delta I_a(t)$, которые определяются решением (3), к флуктуациям угла пролета $\delta \theta(x, t) = \frac{\omega}{v} \int_{l_a}^x \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx$, постоянной составляющей тока

$\delta i_0(t)$ (уравнение (12) в [1]) и, в соответствии с (5), к флуктуациям длины области дрейфа δl_d . Вследствие этого возникают флуктуации амплитуды $\varepsilon(t) = \frac{\delta I(t)}{I}$ и частоты $\nu(t) = \delta \omega(t)$ колебаний ГЛПД.

Квазистатические уравнения для флуктуаций $\varepsilon(t)$ и $\nu(t)$, полученные в приближении линеаризации из (2)–(4), могут быть представлены после преобразований в следующем виде:

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{1 - \Phi(B)} \left\{ \frac{\theta_d [1 - 2\beta_n^2 f'_1(B)]}{1 - \cos \theta_d} \frac{1}{l_d} \int_{l_a}^l \left[\sin \theta_d - \sin \frac{\omega(x - l_a)}{v} \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx + \frac{\Phi(B)}{2l_a} \int_0^{l_a} \frac{\delta v_n(x, t) + \delta v_p(x, t)}{v} dx + \right. \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\delta i_0(t)}{i_0} + \frac{[1 - 2\beta_n^2 f_1'(B)] \delta l_d(t)}{(1 - \cos \theta_d) l_d} \Big\}; \\
v(t) = & \frac{\omega_0}{2} \left[\frac{l_d}{l} - \frac{\theta_d}{Q(1 - \cos \theta_d)} \left(1 + \frac{l_a}{l_d} \frac{\theta_d \sin \theta_d}{(1 - \cos \theta_d)} \right) \right] \frac{\delta l_d(t)}{l_d} - \\
& - \frac{\omega_0 \theta_d}{2Q(1 - \cos \theta_d)} \left\{ \frac{1}{l_d} \int_{l_a}^l \left[\cos \theta_d - \cos \frac{\omega(x - l_a)}{v} \right] \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx - \right. \\
& \left. - \frac{l_a}{l_d} \frac{\theta_d \sin \theta_d}{(1 - \cos \theta_d)} \frac{1}{l_d} \int_{l_a}^l \left[\sin \theta_d - \sin \frac{\omega(x - l_a)}{v} \right] \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx \right\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Phi(B) = & \frac{B f_1'(B)}{f_1(B)}, \quad f_1(B) = \frac{I_1(B)}{I_0(B)}, \quad f_1'(B) = \frac{d f_1(B)}{d B}, \\
B = & \frac{2\alpha' U_a}{\omega_0 \tau_a}, \quad \alpha' = \left. \frac{d\alpha}{dE_a} \right|_{U_a=0},
\end{aligned}$$

$I_1(B)$, $I_0(B)$ — модифицированные функции Бесселя первого и нулевого порядка, $\beta_n = \frac{\Omega_n}{\omega_0}$, $\Omega_n = \sqrt{\frac{2\alpha' i_0 v}{\epsilon_s A}}$ — лавинная частота.

Входящие в (6) и (7) флуктуации длины области дрейфа $\delta l_d(t)$ определяются из линеаризованного по флуктуациям уравнения (5):

$$\frac{\delta l_d(t)}{l_d} = \frac{1}{2} \frac{\delta U_{d0}(t)}{U_{d0}} + \frac{1}{2} \frac{r_0}{U_{d0}} \delta i_0(t) + \frac{r_0 i_0}{U_{d0} l_d^2} \int_{l_a}^l (l_d - x) \frac{\delta v_n(x, t)}{v} dx, \quad (8)$$

где $r_0 = \frac{l_d^2}{2\epsilon_s A v}$ — дифференциальное изотермическое сопротивление ЛПД, а $\delta i_0(t)$ и $\delta U_{d0}(t)$ определяются системой уравнений (9) — (11) в [1].

Выразив таким образом флуктуации $\delta l_d(t)$ и $\delta i_0(t)$ через источники фликкерного шума $\delta v_n(x, t)$ и $\delta v_p(x, t)$ и подставив их выражения в (6) и (7), можно определить, используя (1), энергетические спектры флуктуаций амплитуды и частоты колебаний ГЛПД. При этом следует учитывать некоррелированность электронных и дырочных источников флуктуаций. Приведем окончательные результаты для случая $\theta_d = \pi$ и большого внутреннего сопротивления R_6 источника питания ЛПД ($R_6 \gg r_0$).

Спектр относительных флуктуаций амплитуды $\varepsilon(t)$

$$S_\varepsilon(F) = \frac{1}{(1 - \Phi(B))^2} \left\{ \frac{\pi^2}{8} [1 - 2\beta_n^2 f_1'(B)]^2 \frac{x}{N_{np} F} + \frac{\Phi^2(B)}{4} \frac{x}{N_{y_{mn}} F} \right\}. \quad (9)$$

Спектр флуктуаций циклической частоты $\delta f(t) = \frac{v(t)}{2\pi}$

$$S_f(F) = \frac{f_0^2}{4} \left\{ \left[\frac{3}{2} \left(\frac{\pi}{2Q} \right)^2 - \frac{\pi}{Q} \left(\frac{l_d}{l} - \frac{\pi}{4Q} \right) \frac{i_0 r_0}{U_{d0}} + \right. \right. \quad (10)$$

$$+ \left(\frac{l_d}{l} - \frac{\pi}{4Q} \right)^2 \left(\frac{i_0 r_0}{U_{d0}} \right)^2 \left] \frac{\kappa}{N_{др} F} + \left(\frac{l_d}{l} - \frac{\pi}{4Q} \right)^2 \left(\frac{i_0 r_0}{U_{d0}} \frac{l_a}{l} \right)^2 \frac{\kappa}{N_{умн} F} \right\},$$

где $N_{др} = i_0 l_a / qv$ — число электронов проводимости в слое дрейфа, а $N_{умн} = i_0 l_a / qv$ — общее число подвижных носителей заряда в слое умножения.

Поскольку (9) и (10) получены при $R_6 \gg r_0$, в них отсутствует влияние флуктуаций тока питания, модулирующего в общем случае амплитуду и частоту колебания. Это связано с тем, что при большом R_6 указанные флуктуации подавляются [1]. Анализ полных выражений, которые не приведены здесь из-за громоздкости, показал, что даже при малом R_6 роль шумов тока питания в образовании флуктуаций частоты и амплитуды колебаний невелика. Иными словами, в отличие от спектра флуктуаций тока питания S_{i_0} уровень S_f и S_e слабо зависит от величины R_6 . Основным механизмом формирования флуктуаций амплитуды колебаний является модуляция угла пролета носителей заряда в области дрейфа $\delta\theta(x, t)$ распределенными источниками фликкерного шума. Во флуктуациях частоты к этому механизму добавляется модуляция длины обедненного слоя δl_a (т. е. емкости диода).

4. Эксперимент проводился в диапазоне 10 ГГц на ЛПД, параметры которых приведены в [1]. Для того чтобы исключить влияние шумов лавинообразования, измерения выполнялись на частоте анализа $F = 30$ Гц. Как видно из спектров флуктуаций, приведенных для этих диодов в [5], на столь низкой частоте фликкерная составляющая амплитудных и частотных шумов превалирует в широком диапазоне связей генератора с нагрузкой. Приводимые ниже данные соответствуют условиям, в которых фликкерная составляющая спектров флуктуаций превышает лавинную не менее чем на порядок.

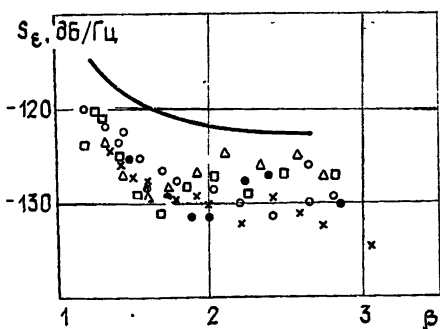


Рис. 2.

Рис. 2. Экспериментальная зависимость спектральной плотности флуктуаций амплитуды S_e (30 Гц) от параметра связи β для пяти экземпляров ЛПД («точки» различной формы) и теоретическая (непрерывная кривая).

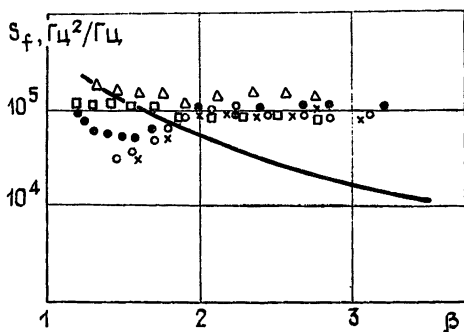


Рис. 3.

Рис. 3. Экспериментальная и теоретическая зависимость флуктуаций частоты S_f (30 Гц) от параметра связи β . Обозначения те же, что на рис. 2.

Для эксперимента были использованы ЛПД групп 2 и 3 (см. табл. 1 в [1]). Среднее значение κ для отобранных диодов составляло 10^{-4} ; оно было использовано в расчетах $S_e(F)$ и $S_f(F)$. На рис. 2 и 3 показаны зависимости $S_e(30 \text{ Гц})$ и $S_f(30 \text{ Гц})$ от параметра связи генератора с нагрузкой $\beta = i_0 / i_{п}$, где $i_{п}$ — пусковой ток ГЛПД, при $i_0 = 80 \text{ мА}$ и $R_6 = 1350 \text{ Ом}$. Зависимость нагруженной добротности Q от β , необходимая для расчета частотных шумов, определялась так же, как в [5]. Экспериментальные данные показаны на рис. 2 и 3 для пяти диодов «точками» различной формы. Сплошными линиями показаны

теоретические зависимости, рассчитанные по формулам (9) и (10). Отметим, что максимум отдаваемой в нагрузку мощности колебаний расположен в интервале $2 \leq \beta \leq 2,4$. Как видно из рис. 2, характер рассчитанной зависимости $S_e(\beta)$ весьма близок к эксперименту. Совпадение по уровням хуже, однако средние (при каждом β) экспериментальные цифры отличаются от рассчитанных не более чем на порядок. Для частотного шума (рис. 3) соответствие рассчитанных и измеренных уровней S_f также можно считать удовлетворительным, однако теория предсказывает монотонное падение S_f при увеличении β , связанное с ростом добротности Q при ослаблении связи с нагрузкой (увеличении β из-за уменьшения $i_{\text{п}}$). Эксперимент не показал такой тенденции. Это указывает на то, что теория несколько преуменьшает воздействие источников флуктуаций на емкость диода (третий член в квадратных скобках формулы (10) при множителе $\kappa/N_{\text{др}}F$).

По расчету влияние источников флуктуаций, локализованных в области дрейфа, сильнее, чем источников, расположенных в области умножения. При максимальной мощности колебаний ($\beta \approx 2$) различие составляет около 15 дБ как для S_e , так и для S_f .

В заключение отметим, что эксперимент подтвердил предсказываемую развитой теорией слабую зависимость уровней S_e и S_f от R_6 .

5. Таким образом, выдвинутое в [1] предположение о применимости формулы Хоухе (1) для описания флуктуаций подвижности в сильных полях, при насыщении дрейфовой скорости, привело к результатам, удовлетворительно соответствующим эксперименту.

Может показаться, что полученный результат тривиален: если правильно рассчитана модуляция колебания током ЛПД и константа κ определена по измерению флуктуаций тока, то подстановка ее в соотношения для флуктуаций частоты и амплитуды колебаний должна привести к правильным порядкам интенсивности последних. Однако это не так: сопоставление теории и эксперимента проводилось при большой величине R_6 , когда флуктуации тока ЛПД глубоко подавлены и их модулирующее действие пренебрежимо мало. Поэтому согласие теории и эксперимента свидетельствует о том, что предположение о свойствах источников флуктуаций реалистичны. Это ограничивает круг физических источников фликкерного шума в ГЛПД теми, которые приводят к флуктуациям подвижности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корнилов С. А., Овчинников К. Д., Павлов В. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 5, с. 607.
2. Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. M. — Rep. Progr. Phys., 1981, 44, p. 479.
3. Goedbloed J. J., Vlaadingerbroek M. T. — IEEE Trans., 1974, ED-21, p. 342.
4. Зайцев В. В., Якимов А. В. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, с. 2180.
5. Корнилов С. А., Павлов В. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 3, с. 380.
6. Зайцев В. В. Диссертация, Горький, Гос. ун-т, 1980.

Ленинградский электротехнический
институт связи

Поступила в редакцию
11 января 1984 г.,
после доработки
30 июля 1984 г.

THE 1/f FLUCTUATION OF IMPATT'S OSCILLATORS

S. A. Kornilov, K. D. Ovchinnikov, V. M. Pavlov

The theory of AM and FM 1/f noise in IMPATT's GaAs oscillators is presented. This noise is associated with local fluctuation of a carrier drift velocity. Some experimental results are compared with the theory.