

УДК 621.369.61

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЧАСТОТНЫХ ШУМОВ В ДВУХ СХЕМАХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

В. В. Зайцев, П. В. Тяпухин

Исследованы флуктуации частоты автоколебаний в распределенном полупроводниковом автогенераторе с внутренней обратной связью. Проведено их сравнение с частотными шумами генератора с внешней обратной связью. Показано, что автоколебательная система второго типа характеризуется меньшей естественной шириной спектральной линии.

На основе распределенных активных элементов (РАЭ) [1] возможно создание двух типов автогенераторов, различающихся способом введения положительной обратной связи. В генераторах с внешней обратной связью самовозбуждение реализуется за счет подачи части выходного сигнала через резонансную цепь на вход РАЭ. Флуктуационные характеристики такого автогенератора подробно исследованы в работе [2].

В данном сообщении рассмотрены частотные флуктуации автоколебаний распределенного полупроводникового генератора с внутренней обратной связью и проведено сравнение частотных шумов распределенных генераторов с внешней и внутренней обратными связями.

Генератор с внутренней обратной связью представляет собой распределенный активный элемент с рассогласованными на входе и выходе внешними цепями. Самовозбуждение автогенератора осуществляется за счет отражений электромагнитной волны от концов РАЭ. Одномодовый режим генерации может быть обеспечен, например, включением резонансного отражателя на входе РАЭ, а вывод мощности можно реализовать в непольностью согласованную широкополосную нагрузку на выходе активного элемента.

В приближении поперечных электромагнитных волн в РАЭ процессы распространения волн описываются волновым уравнением следующего вида (см., например, [2]):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\frac{Z_0}{v_0} (g_1 - g_p - 3g_3 u^2) \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{Z_0}{v_0} \frac{\partial j_n(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

где $u(x, t)$ — напряжение между металлическими проводниками РАЭ, v_0 — фазовая скорость волны, Z_0 — волновое сопротивление РАЭ, g_p — пассивная часть погонной проводимости РАЭ, учитывающая потери в активном элементе, g_1 и g_3 — коэффициенты разложения активной компоненты погонной проводимости РАЭ в ряд Тейлора: $g_a(u) = -g_1 + g_3 u^2$, $j_n(x, t)$ — распределенный источник собственного шума активного элемента.

Учитывая наличие в активной области прибора как прямой, так и отраженной волн, решение уравнения (1) в стационарном режиме генерации ищем в виде

$$u(x, t) = U_f(x) [1 + \alpha_f(x, t)] \cos \{ \omega (t - x/v_0) + \varphi_f(x, t) \} + U_r(x) [1 + \alpha_r(x, t)] \cos \{ \omega (t + x/v_0) + \varphi_r(x, t) \}. \quad (2)$$

Здесь $U_f(x)$ и $U_r(x)$ — амплитуды прямой и отраженной волн соответственно; $\alpha_f(x, t)$, $\alpha_r(x, t)$, $\varphi_f(x, t)$ и $\varphi_r(x, t)$ — относительные флукутации амплитуды и флукутации фазы.

Считая потери и нелинейности в РАЭ малыми, методом медленно меняющихся амплитуд из уравнения (1) найдем укороченные уравнения для средних интенсивностей взаимодействующих волн $I_{\{f\}}^{\Delta}(x) = U_{\{f\}}^2(x)$ и линеаризованные флукутационные уравнения для функций $\alpha_f(x, t)$, $\alpha_r(x, t)$, $\varphi_f(x, t)$ и $\varphi_r(x, t)$:

$$\frac{dI_f}{dx} = \frac{2}{I_{ct} x_n} (I_{ct} - I_f - 2I_r) I_f, \quad \frac{dI_r}{dx} = -\frac{2}{I_{ct} x_n} (I_{ct} - I_r - 2I_f) I_r; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \alpha_f}{\partial x} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial \alpha_f}{\partial t} = -\frac{2}{I_{ct} x_n} [I_f(x) \alpha_f + 2I_r(x) \alpha_r] - \frac{Z_0}{2\sqrt{I_f(x)}} J_f^{\parallel}(x, t), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \alpha_r}{\partial x} - \frac{1}{v_0} \frac{\partial \alpha_r}{\partial t} = \frac{2}{I_{ct} x_n} [I_r(x) \alpha_r + 2I_f(x) \alpha_f] - \frac{Z_0}{2\sqrt{I_r(x)}} J_r^{\parallel}(x, t);$$

$$\frac{\partial \varphi_f}{\partial x} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial \varphi_f}{\partial t} = -\frac{Z_0}{2\sqrt{I_f(x)}} J_f^{\perp}(x, t), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \varphi_r}{\partial x} - \frac{1}{v_0} \frac{\partial \varphi_r}{\partial t} = -\frac{Z_0}{2\sqrt{I_r(x)}} J_r^{\perp}(x, t).$$

В уравнениях (3)–(5) $x_n = 2/[Z_0(g_1 - g_p)]$, $I_{ct} = 4(g_1 - g_p)/3g_3$ — насыщенное значение интенсивности бегущей волны в активной области РАЭ, а функции $J_{\{f\}}^{\parallel}(x, t)$ и $J_{\{f\}}^{\perp}(x, t)$ являются амплитудами синфазных и квадратурных составляющих прямой и обратной шумовых волн:

$$j_n(x, t) = J_f^{\parallel}(x, t) \cos[\omega(t - x/v_0)] - J_f^{\perp}(x, t) \sin[\omega(t - x/v_0)] + \\ + J_r^{\parallel}(x, t) \cos[\omega(t + x/v_0)] - J_r^{\perp}(x, t) \sin[\omega(t + x/v_0)].$$

В рамках принятой модели РАЭ, не учитывающей дисперсию волн в эквивалентной линии передачи, отсутствует взаимное преобразование амплитудно-частотных флукутаций в его рабочей области. В этом случае взаимная корреляция естественных амплитудных и частотных шумов генератора может возникнуть лишь вследствие частотной зависимости коэффициентов отражения волн на концах РАЭ. Дальнейший анализ требует, таким образом, конкретизации граничных условий в точках $x=0$ и $x=\omega$, где ω — длина активного элемента.

Будем считать, что режим одномодовой генерации обеспечен резонансным характером отражения при $x=0$. В качестве отражателя предполагаем далее резонатор с полосой 2Π и собственной частотой ω_0 , равной частоте одной из мод РАЭ $\omega_m = m\nu_0/\omega = m\Omega_0$. Без ограничения общности можно считать, что при $x=0$ реализованы условия полного отражения на частоте генерации, а на другом конце РАЭ при $x=\omega$ подключена рассогласованная нагрузка с коэффициентом отражения по мощности R . Таким образом, граничные условия для интенсивностей волн будут иметь вид

$$I_f(0) = I_r(0), \quad I_r(\omega) = RI_f(\omega). \quad (6)$$

Условие самовозбуждения, связывающее длину РАЭ ω с величиной коэффициента отражения R , определяется неравенством $\exp(-4\omega/x_n) < R \leq 1$.

Описанные условия отражений на границах активной линии приводят к независимости амплитудных и фазовых флуктуаций сигнала после его преобразований резонансной цепью (см., например, [3]). Поэтому в рассматриваемой автоколебательной системе амплитудные и частотные шумы могут исследоваться отдельно. Здесь мы будем анализировать частотные шумы выходного сигнала.

Переходя в уравнениях (5) к временным фурье-образам функций $\varphi_f(x, t)$, $\varphi_r(x, t)$, $J_f^\pm(x, t)$ и $J_r^\pm(x, t)$ и интегрируя затем эти уравнения, получим

$$\hat{\varphi}_{\{f\}}(\omega, \Omega) = \exp\left(\mp j \frac{\Omega}{v_0} \omega\right) \times \left\{ \hat{\varphi}_{\{f\}}(0, \Omega) - \frac{Z_0}{2} \int_0^{\omega} \exp\left(\pm j \frac{\Omega}{v_0} x'\right) \frac{\hat{J}_{\{f\}}^\pm(x', \Omega)}{\sqrt{I_{\{f\}}(x')}} dx' \right\}, \quad (7)$$

причем в силу граничных условий на концах РАЭ значения фурье-образов флуктуаций фаз прямой и отраженной волн связаны между собой соотношениями

$$\hat{\varphi}_f(0, \Omega) = K_n(j\Omega) \hat{\varphi}_r(0, \Omega), \quad \hat{\varphi}_f(\omega, \Omega) = \hat{\varphi}_r(\omega, \Omega). \quad (8)$$

Здесь $K_n(j\Omega) = 1/(1 + j\Omega/\Pi)$ — коэффициент передачи резонансного отражателя для шумов, Ω — частота анализа, отсчитываемая от частоты генерации ω .

Решая совместно (7) и (8) относительно $\hat{\varphi}_f(\omega, \Omega)$ и $\hat{\varphi}_r(\omega, \Omega)$ и учитывая, что

$$\langle \hat{J}_f^\pm(x', \Omega) \hat{J}_f^{\pm*}(x'', \Omega) \rangle = \langle \hat{J}_r^\pm(x', \Omega) \hat{J}_r^{\pm*}(x'', \Omega) \rangle = 2S_0 \delta(x' - x''),$$

$$\langle \hat{J}_f^\pm(x', \Omega) \hat{J}_r^{\pm*}(x'', \Omega) \rangle = 0,$$

для спектра фазовых флуктуаций на выходе генератора $S_\varphi(\omega, \Omega)$ получим

$$S_\varphi(\omega, \Omega) = \frac{Z_0^2 S_0 x_n}{4[1 - 2 \operatorname{Re}\{K_n(j\Omega) \exp(-j2\pi\Omega/\Omega_0)\} + |K_n(j\Omega)|^2]} \times \times \frac{2}{x_n} \left[|K_n(j\Omega)|^2 \int_0^{\omega} \frac{dx}{I_r(x)} + \int_0^{\omega} \frac{dx}{I_f(x)} \right]. \quad (9)$$

Уровень частотных шумов автогенератора может быть оценен по величине ширины спектральной линии автоколебаний [4], которая в рассматриваемом случае будет определяться выражением, полученным из (9):

$$\Delta\Omega = \frac{\pi^2 S_0 Z_0^2 x_n}{4I_{\text{ст}}[2\pi/\Omega_0 + 1/\Pi]^2} F_\varphi(\omega), \quad (10)$$

где функция $F_\varphi(\omega)$ равна

$$F_\varphi(\omega) = \frac{2I_{\text{ст}}}{x_n} \int_0^{\omega} \left[\frac{1}{I_r(x)} + \frac{1}{I_f(x)} \right] dx. \quad (11)$$

Сравнение уровней частотных шумов распределенных генераторов с внешней и внутренней обратной связями целесообразно проводить при выполнении условия $\omega_c/v_c = \omega/v_0$ для генератора с внешней обратной связью, где ω_c и v_c — длина линии обратной связи и фазовая скорость электромагнитной волны в ней, ω и v_0 — аналогичные характеристики РАЭ. В этом случае (подробнее см. [2]) межмодовый частотный интервал Ω_0 для обеих схем одинаков, а выражение для ширины спектральной линии $\Delta\Omega$ при отсутствии расстройки между собственной частотой резонатора обратной связи и частотой генерации (см. соотношение (11) в [2]) по форме полностью совпадает с формулой (10). Таким образом, при прочих равных условиях уровень частотных шумов генераторов определяется значением функции $F_\Phi(\omega)$.

На рис. 1 представлены графики функции $F_\Phi(\omega)$, построенные на основании (11) и результатов работы [2] для двух типов генераторов, обладающих одинаковой и постоянной выходной мощностью $P_{out} = 0,3I_{ст}$. Из этих графиков следует, что генератор с внутренней обратной связью (штрихпунктирная кривая) характеризуется большим значением функции $F_\Phi(\omega)$, чем с внешней (сплошная кривая), а следовательно, обладает более высоким уровнем частотных шумов. Неоднозначность функции $F_\Phi(\omega)$, построенной в предположении $P_{out} = const$, обусловлена тем, что для данной длины активной области ω при выполнении условия самовозбуждения существуют два значения коэффициента отражения R (в схеме с внутренней обратной связью) и два значения коэффициента обратной связи [2] (в схеме с внешней обратной связью), при которых генератор имеет одну и ту же выходную мощность, но различное распределение интенсивностей волн в рабочей области РАЭ.

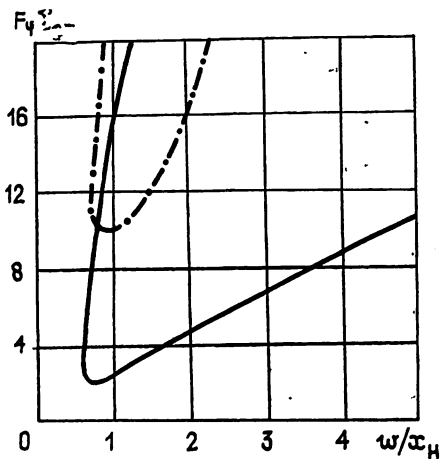


Рис. 1.

Таким образом, сравнение частотных шумов в двух схемах распределенных полупроводниковых автогенераторов показывает, что в системах с повышенными требованиями к стабильности частоты следует использовать схему с внешней обратной связью. Данный вывод справедлив и для других автоколебательных систем аналогичного типа, в частности, для кольцевых лазеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любченко В. Е., Макеева Г. С., Нефедов Е. И. // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 9. С. 1665.
2. Зайцев В. В., Тяпухин П. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 8, С. 995.
3. Жалуд В., Кулешов В. Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. — М.: Сов. радио, 1977.
4. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.

Куйбышевский государственный университет

Поступила в редакцию
24 апреля 1987 г.

THEORETICAL COMPARISON OF THE FREQUENCY NOISE IN TWO DISTRIBUTED OSCILLATOR CIRCUITS

V. V. Zaitsev, P. V. Tjapukhin

Frequency noise in the distributed semiconductor oscillator having the intrinsic feedback is investigated. That one is compared with the frequency noise in the external feedback circuit. It is shown that the second oscillator has the least natural line width,