

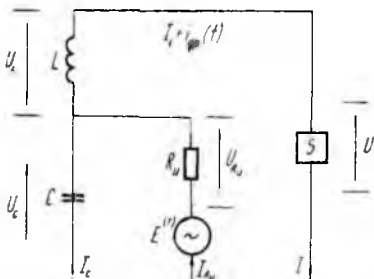
УДК 621.391.82

Л. И. БИБЕРМАН, канд. техн. наук, *В. В. ЦАРЕВ*, канд. техн. наук,
Л. П. ЗАХАРОВ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
АВТОГЕНЕРАТОРНОГО ДАТЧИКА НА НЕГАТРОНЕ**

Автогенераторы квазигармонических колебаний, выполненные на активных элементах (АЭ) с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) — негатронах, — достаточно широко используются в различных радиоэлектронных системах и приборах, в том числе — при разработке автогенераторных датчиков (АГД) порогового и допускового контроля параметров процессов различной физической природы. Благодаря высоким чувствительности и помехозащищенности, надежности

и технологичности, экономичности потребления энергии источника питания и малым масса-габаритным показателям АГД нашли применение при дистанционном контроле автономных труднодоступных объектов с использованием радиоканала связи с частотным разделением [1]. При этом важность оценки флуктуаций в генераторе на негатроне определяется тем, что расширение спектральной линии генератора ведет к уменьшению числа параллельных каналов связи в ограниченном участке частотного диапазона, выделяемом для передачи измерительной информации с автономных объектов.



В работе исследуются естественные флуктуации (тепловой шум сопротивлений и дробовый шум АЭ) параметров порогового АГД на негатроне [2] и их влияние на спектр колебаний автогенератора.

Эквивалентная схема АГД на негатроне с вольт-амперной характеристикой (ВАХ) типа S с учетом источников шумов приведена на рисунке. Переменное активное сопротивление R_n выполняет функцию первичного измерительного преобразователя датчика, тепловые флуктуации R_n учтены включением источника случайной ЭДС $\varepsilon^{(r)}$. Из-за дробового шума АЭ ток I состоит из двух частей — тока I_1 , зависящего от напряжения на негатроне, и шумовой составляющей $i_{др}(t)$.

С помощью описанной в [2] методики получено нелинейное дифференциальное уравнение АГД с учетом шумов

$$E(t) = L\dot{I}_1 + \left[\frac{L}{R_n C} + \frac{df(I_1)}{I_1} \right] i_1 + \frac{1}{C} I_1 + \frac{1}{R_n C} f(I_1), \quad (1)$$

где

$$E(t) = -L \frac{d^2 i_{др}(t)}{dt^2} + \left(|R| - \frac{L}{R_n C} \right) \frac{d i_{др}(t)}{dt} + \left(\frac{|R|}{R_n C} - \frac{1}{C} \right) i_{др}(t) + \frac{1}{R_n C} \varepsilon^{(r)}; \quad (2)$$

$f(I_1)$ — ВАХ негатрона; $|R|$ — модуль ОДС в точке перегиба ВАХ негатрона.

Уравнение (1) может быть записано в общем виде

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + \omega_0^2 x + \varepsilon F\left(x, \frac{dx}{d\tau}\right) = \omega_0^2 E(t), \quad (3)$$

где $\tau = t / \sqrt{\frac{bm|R|^3 C^2}{m-1}}$ — безразмерное время; $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$;

$b = \frac{L}{|R|^2 C}$, $m = \frac{R_H}{|R|}$, $x = \frac{I_1}{\sqrt{\varepsilon}}$ — относительные параметры

контура; $F\left(x, \frac{dx}{d\tau}\right) = \frac{dx}{d\tau} \frac{1}{\sqrt{bm(m-1)}} \cdot (mx^2 - 1) + \frac{1}{3(m-1)} x^3$;

ε — малый параметр, характеризующий удаление автоколебательной системы от границы области устойчивости.

Для определения естественной ширины спектральной линии АГД и расчета энергетического спектра колебаний используем метод уравнения Эйнштейна—Фоккера—Планка [3], предложенный для решения задачи о флуктуациях, и считаем, что случайные источники имеют малое время корреляции по сравнению с временами релаксации амплитуд и фаз. Фазу в данном случае нельзя считать медленно меняющейся переменной, поэтому вместо амплитуды и фазы удобнее использовать декартовы переменные $x_1 = \sqrt{\varepsilon \cdot mA} \cos \varphi$, $x_2 = \sqrt{\varepsilon \cdot mA} \sin \varphi$, а вместо переменных x , \dot{x} в уравнении (3) ввести медленные переменные x_1 , x_2 определяемые соотношениями

$$x = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon m}} (x_1 \cos \omega_0 \tau, -x_2 \sin \omega_0 \tau);$$

$$\dot{x} = \frac{\omega_0}{\sqrt{\varepsilon \cdot m}} (-x_1 \sin \omega_0 \tau, -x_2 \cos \omega_0 \tau).$$

Для переменных x_1 и x_2 методом усреднения получены следующие уравнения первого приближения:

$$\dot{x}_1 = \frac{1}{2} \left[\varepsilon - \frac{x_1^2 + x_2^2}{4} \right] x_1 - \omega_0 \eta_1(t);$$

$$\dot{x}_2 = \frac{1}{2} \left[\varepsilon - \frac{x_1^2 + x_2^2}{4} \right] x_2 - \omega_0 \eta_2(t),$$

где $\eta_{11}(t) = \sqrt{\varepsilon m E(t) \sin \omega_0 \tau}$; $\eta_{12}(t) = \sqrt{\varepsilon m E(t) \cos \omega_0 \tau}$.

Следует отметить, что при решении уравнения (3) предполагается стационарность случайного процесса $E(t)$ и известна его спектральная плотность $S_E(\omega)$. Тогда для корреляционных функций случайных процессов $x_1(t)$ и $x_2(t)$ выполняются соотношения

$$K_{x_1}(0) = K_{x_2}(0); K_{x_1 x_2}(0) = 0.$$

Откуда для корреляционной функции автоколебаний $x(t)$ получено выражение

$$K_x(0) = K(0) \cos \omega_0 \theta, \quad (4)$$

где $K(\theta) = \frac{1}{\varepsilon m} K_{x_1}(\theta) = \frac{1}{\varepsilon m} K_{x_2}(\theta)$.

Из (4) следует, что спектральная плотность автоколебаний $x(t)$ выражается через спектральную плотность случайных процессов $x_1(t)$ и $x_2(t)$ следующим образом:

$$\bar{S}_x(\omega) = S(\omega - \omega_0),$$

где

$$S(\omega) = \frac{1}{\varepsilon \cdot m} S_{x_1}(\omega) = \frac{1}{\varepsilon \cdot m} S_{x_2}(\omega).$$

Следовательно, для определения формы и ширины спектра колебаний АГД требуется вычислить спектральные плотности переменных x_1 и x_2 . С этой целью для плотности вероятности указанных переменных записывается двумерное уравнение Эйнштейна—Фоккера—Планка

$$\begin{aligned} \frac{d\omega}{dt} = & -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_1} \left[x_1 \left(\varepsilon - \frac{x_1^2 + x_2^2}{4} \right) \omega \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_2} \times \\ & \times \left[x_2 \left(\varepsilon - \frac{x_1^2 + x_2^2}{4} \right) \omega \right] + \frac{N}{2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x_2^2} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$N = K_{11} = K_{22} = \frac{\varepsilon m}{4} \omega_0^2 \tilde{S}_E(\omega_0). \quad (6)$$

В полярных координатах ρ и φ , переход к которым в уравнении (5) осуществляется по формулам

$$x_1 = \sqrt[4]{N\rho} \cos \varphi; \quad x_2 = \sqrt[4]{N\rho} \sin \varphi$$

последнее уравнение запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} = & \frac{\sqrt{N}}{2} \left\{ \frac{\partial^2 \omega}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \omega}{\partial \rho} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \rho} \times \right. \\ & \left. \times \left[\rho \left(\frac{\rho^2}{2} - a \right) \omega + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho^2}{2} - a \right) \omega \right] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $a = \frac{2\varepsilon}{N}$.

Решая уравнение (7) методом разделения переменных, можно определить двумерное распределение вероятностей ρ и φ , с помощью которого вычисляются корреляционные функции $K_{x_1}(\theta), K_{x_2}(\theta), K_{x_1 x_2}(\theta)$ и определяется спектральная плотность колебаний $\bar{S}_x(\omega)$. Решение поставленной задачи, как показано в [3], вызывает значительные затруднения, а искомое выражение для спектральной плотности $\bar{S}_x(\omega)$ получается достаточно громоздким. Анализ существенно упрощается, если учесть специфику функционирования пороговых АГД и рассмотреть два предельных случая.

1. Большие превышения над порогом генерации ($\varepsilon > 1$). В этом случае выражение для спектральной плотности имеет вид

$$\tilde{S}_x(\omega) = A^2 \left\{ \frac{\lambda_{10}}{(\omega - \omega_0)^2 + \lambda_{10}} + \frac{\delta A^2}{A^2} \frac{\lambda_{11}}{(\omega - \omega_0)^2 + \lambda_{11}^2} \right\}, \quad (8)$$

где $\lambda_{10} = \frac{N}{8\varepsilon}$; $\lambda_{11} = \varepsilon$; $\delta A^2 = \frac{N}{2m \cdot \varepsilon^2}$; $A^2 = \frac{\sqrt{N} \rho^2}{\varepsilon \cdot m}$.

Из (8) следует, что в рассматриваемом приближении спектр автоколебаний $x(t)$ АГД описывается суммой двух лоренцевских (резонансных) линий, одна из которых имеет ширину λ_{10} , а другая — λ_{11} .

2. Вблизи порога генерации ($0 < \varepsilon \ll 1$). Тогда для спектра $x(t)$ из (7) получена зависимость

$$\tilde{S}_x(\omega) = A^2 \left[\frac{0,98 \cdot \lambda_{10}}{(\omega - \omega_0)^2 + \lambda_{10}^2} + \frac{0,01 \cdot \lambda_{11}}{(\omega - \omega_0)^2 + \lambda_{11}^2} \right], \quad (9)$$

где $\lambda_{10} \approx 0,45 \sqrt{N}$; $\lambda_{11} \approx 2 \sqrt{N}$.

Отсюда видно, что спектр автоколебаний $x(t)$ практически состоит из одной линии, ширина которой равна λ_{10} . Интенсивности всех других линий значительно меньше.

Отметим, что если выше порога генерации амплитудные и фазовые флуктуации дают линии спектра существенно различной ширины, то вблизи порога формы этих линий близки друг к другу и их разделение интереса не представляет.

На основе рассмотренных предельных случаев можно сделать вывод о том, что почти вся энергия автоколебаний АГД $x(t)$ сосредоточена в лоренцевской линии, ширина которой определяется собственным значением λ_{10} , т. е. можно считать, что величина λ_{10} характеризует ширину спектра автоколебаний $x(t)$. Поэтому формулу для λ_{10} при исследовании спектральных характеристик порогового АГД удобно записать в виде

$$\lambda_{10} = \frac{m(\varepsilon) N}{2\rho^2},$$

где $m(\varepsilon)$ — некоторая функция превышения над порогом генерации.

Оценка спектральной плотности шума $S_E(\omega_0)$ выполняется при условии, что дробовый шум $A\Theta S_{др}(\omega)$ и тепловой шум сопротивления $R_n - S_T(\omega)$ являются «белым» шумом и с достаточной степенью точности описываются известными зависимостями

$$S_{др}(\omega) = \frac{1}{2\pi} e I_A; \quad S_T(\omega) = \frac{1}{\pi} k T R_n, \quad (10)$$

где e — заряд электрона; I_A — величина тока в рабочей точке АЭ; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

С этой целью используем правую часть уравнения (3), которую с учетом (2) перепишем в виде

$$E(t) = \omega^{-2} \left[-L \frac{d^2 i_{\text{ап}}(t)}{dt^2} + \left(\frac{|R| R_{\text{н}} C - L}{R_{\text{н}} C} \right) \frac{d i_{\text{ап}}(t)}{dt} + \left(\frac{|R| - R_{\text{н}}}{R_{\text{н}} C} \right) i_{\text{ап}}(t) + \frac{1}{R_{\text{н}} C} \varepsilon^{(T)} \right] \quad (11)$$

Далее с помощью известной формулы для определения спектральной плотности шума [4]

$$S_E(\omega) = b_0 + b_2 \omega^2 + b_4 \omega^4, \quad (12)$$

в которой коэффициенты b_0 , b_2 , b_4 находятся из (10), (11)

$$b_0 = \left[\left(\frac{|R| - R_{\text{н}}}{R_{\text{н}} C} \right)^2 \frac{1}{2\pi} e I_A + \left(\frac{1}{R_{\text{н}} C} \right)^2 \frac{1}{\pi} k T R_{\text{н}} \right] \omega_0^{-4};$$

$$b_2 = \left\{ \left[\left(\frac{|R| R_{\text{н}} C - L}{R_{\text{н}} C} \right)^2 + 2 \left(\frac{|R| - R_{\text{н}}}{R_{\text{н}} C} \right) L \right] \frac{1}{2\pi} e I_A \right\} \omega_0^{-4};$$

$$b_4 = \left(L^2 \frac{1}{2\pi} e I_A \right) \omega_0^{-4}$$

и при условии $\omega = \omega_0$, получено выражение для спектральной плотности естественных шумов порогового АГД

$$\begin{aligned} \tilde{S}_E(\omega_0) = & \frac{1}{2\pi} \left\{ L^2 e I_A + e I_A \left[\left(\frac{|R| R_{\text{н}} C - L}{R_{\text{н}} C} \right)^2 + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2L \left(\frac{|R| - R_{\text{н}}}{R_{\text{н}} C} \right) \right] \omega_0^{-2} + \left[e I_A \left(\frac{|R| - R_{\text{н}}}{R_{\text{н}} C} + \right) 2k T R_{\text{н}} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(\frac{1}{R_{\text{н}} C} \right)^2 \right] \omega_0^{-4} \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Ширина резонансной линии АГД λ_{10} находится путем подстановки зависимости (13) в (6), определения коэффициента N и вычисления λ_{10} по формулам $\lambda_{10} = \frac{N}{8\varepsilon}$ либо $\lambda_{10} \approx 0,45 \sqrt{N}$.

Численная оценка спектральной плотности $\tilde{S}_x(\omega)$ естественных шумов, выполненная для ряда реальных схем автогенераторов на негатронах с большими потерями в контуре [1] вблизи порога генерации показала, что ширина резонансных линий λ_{10} не превышает величины порядка $(1-7) \cdot 10^{-14}$, что, как и следовало ожидать, на один-два порядка превышает ширину спектральной линии генераторов без учета потерь в колебательном контуре [4].

Анализ полученных выражений показал, что ширина спектральной линии АГД практически зависит от всех параметров устройства, однако наибольшее влияние оказывает параметр ϵ . Поэтому с точки зрения сужения спектральной линии АГД должен работать в режиме, при котором удаление от порога самовозбуждения составляет не менее $(3-5)\epsilon$. Другой перспективный путь уменьшения флуктуаций — использование в качестве АЭ автогенераторов составных негатронов, синтезируемых на основе полевых транзисторов с низким уровнем естественных шумов.

Следует отметить, что несмотря на использование идеализированной эквивалентной схемы АГД без учета дополнительных реактивностей и активных сопротивлений, упрощенной модели аппроксимирующего полинома ВАХ негатрона и ряда других ограничений, флуктуационный анализ оказался достаточно сложным. Если же при исследовании учесть реально существующие реактивности негатрона, параметры материала из которого изготовлен АЭ, влияние амплитуды автоколебаний на шумы, фликкерные флуктуации частоты, зависимости параметров автоколебательной системы от температуры, механических воздействий, нестабильности источников питания и прочие воздействия, которые могут в значительной степени влиять на флуктуационные характеристики реального устройства, то теоретическая модель станет крайне громоздкой, а сама задача трудноразрешимой.

В то же время необоснованное пренебрежение некоторыми из них приводит в ряде случаев к существенным расхождениям теории и эксперимента. По-видимому, дальнейшее развитие исследований шумовых характеристик автогенераторов и устройств, выполненных на их основе, должно происходить в направлении построения системы моделей, каждая из которых является частным случаем обобщенной модели, имеет определенные границы применения и в этих границах может использоваться для теоретических оценок.

Отметим также, что полученные теоретические модели могут использоваться для оптимизации характеристик негатронов и режимов их функционирования в автогенераторах, что, в частности, при совершенствовании технологии производства полупроводниковых приборов с ОДС и разработкой схемных их аналогов предполагает улучшение флуктуационных характеристик широкого класса радиоэлектронных схем, использующих негатронный эффект.

Список литературы: 1. Биберман Л. И. Широкодиапазонные генераторы на негатронах. М., 1982. 88 с. 2. Биберман Л. И., Царев В. В., Захаров Л. П. Исследование режима возбуждения генератора на негатроне типа S//Радио-техника. 1988. Вып. 87. С. 33—39. 3. Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М., 1980. 380 с. 4. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., 1968. 660 с.

Поступила в редколлегию 10.02.87