где $\mu=1+1/q$, $p=d/L$, L — толщина пленки. В образующейся доменной структуре s и p должны соответствовать наименьшему значению плотности энергии. Видно, что минимальное значение w получается при $p\to 0$, т. е. при все более мелком разбиении на домены. Этому процессу будет препятствовать нарастание энергии образующихся доменных стенок, плотность которой равна

$$w_\sigma=\frac{4\sqrt{q}}{pL}(\cos\theta_1-\cos\theta_2), \tag{5}$$

если считать стенки блоховскими.

При учете энергии образующихся стенок получаем, что с ростом поля от нулевого значения размеры выгодных доменов растут сначала медленно, а вблизи точки фазового перехода очень быстро. В то же время размеры невыгодных доменов несколько убывают, изменяясь сравнительно медленно. Вблизи точки фазового перехода выгодные домены в 4—5 раз шире невыгодных. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты расчета при $q=2{,}5$, $L=25$, $\chi=30°$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Goldstein R. M., Müller M. W. Phys. Rev. B, 1970, 2, p. 4585. [2] Лебедев Ю. Г., Титяков И. Г., Филиппов Б. Н. Физ. мет. и металловедение, 1976, 41, с. 1159. [3] Матвеев А. Н., Жукарев А. С., Антонов Л. И. Полосовая доменная структура открытого типа. Препринт физ. фак. МГУ № 5/1980, М., 1980. [4] Kooy C., Enz U. Philips Res. Rep., 1960, 15, N 1, p. 7.

Поступила в редакцию
22.07.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 621.072

ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

П. Р. Станков (Болгария)

(кафедра физики колебаний)

Создание высокостабильных автогенераторов, стабилизированных резонаторами с высокой добротностью, требует учета влияния на их спектральные характеристики естественных флуктуаций параметров. Анализ этих эффектов в первом приближении проводился в работах [1—3]. Было показано, что естественные флуктуации параметров уширяют линию генерации и приводят к ограничению достижимой стабильности частоты автоколебаний.

Цель настоящей работы — исследование спектральных характеристик автогенераторов с резонансной цепью, обладающей механическими степенями свободы. При рассмотрении учтено влияние естественных флуктуаций на механические моды. Эта задача имеет также отношение к вопросу о предельной стабильности частоты автогенераторов в классическом и квантовом случаях [1].

Рассмотрим схему автогенератора с электрической резонансной системой (например, резонатором), имеющей механическую степень свободы с эквивалентными параметрами: жесткостью $K_\mu=m\omega^2_\mu$, массой m, частотой ω_μ и затуханием δ_μ (рисунок). Учтем, что на механическую моду действуют флуктуационная тепловая сила $f_\mu(t)$ со спектральной интенсивностью $\overline{f_\mu(\omega)^2} = 4\varkappa T_\mu m\,\delta_\mu/\pi$ и случайная сила $f_т(t)$, вызванная термодинамическими флуктуациями температуры резонатора со спектральной интенсивностью $\overline{f_т(\omega)^2} = 2\varkappa m\,\alpha_т^2 E_{Ю} T^2 \times \times \tau_т/(C_V(1+\omega^2\tau_т^2))$, где $E_{Ю}$ — модуль Юнга, V — объем разонатора, $\tau_т$ — время тепловой релаксации резонатора, $\alpha_т$ и C_V — коэффициент теплового расширения и удельная теплоемкость материала резонатора, $\varkappa$ — постоянная Больцмана.

В этой схеме флуктуационные силы $f_\mu(t)$ и $f_т(t)$ и электромагнитное поле в резонаторе приводят к изменению его линейных размеров.

Анализ процессов в этой системе будет проводиться с помощью уравнений, которые в безразмерных переменных имеют вид (в первом приближении по ξ эти уравнения были получены в работе [3])

$$\begin{gathered}\ddot\eta + \omega_e^2(\xi,\eta)\,\eta = \mu F(\eta,\dot\eta,\xi,\dot\xi) + \omega_e^2(\xi,\eta)\,\eta_e(t),\\ \ddot\xi + 2\delta_\mu\dot\xi + \omega_\mu^2(1+\lambda\eta^2)\,\xi = \omega_\mu^2(\lambda\eta^2 + \xi_\mu(t) + \xi_т(t)).\end{gathered}\tag{1}$$

Здесь η — нормированная амплитуда электромагнитных колебаний; $\xi = x/d$ — нормированная амплитуда механических колебаний; $\eta_e(t)$ — электромагнитное флуктуационное воздействие со спектральной плотностью

$$N_e = \left(\frac{\hbar\omega_0}{2}\operatorname{cth}\frac{\hbar\omega_0}{2\varkappa T} + \varkappa T_N\right)\Big/(\pi Q_e^2 W);\quad \lambda = 2WQ_e/(E_{Ю} V\omega_0) —$$

коэффициент связи между электрической и механической системами, $Q_e = \omega_0/(2\delta_e)$ — нагруженная добротность резонатора; W — полная мощность автоколебаний; $F(\eta,\dot\eta,\xi,\dot\xi)$ — функция, зависящая от вида нелинейности активного элемента или активной среды; μ — малый член; $\omega_e(\xi,\eta)$ — мгновенное значение частоты; T_N — эквивалентная шумовая температура управляющего элемента.

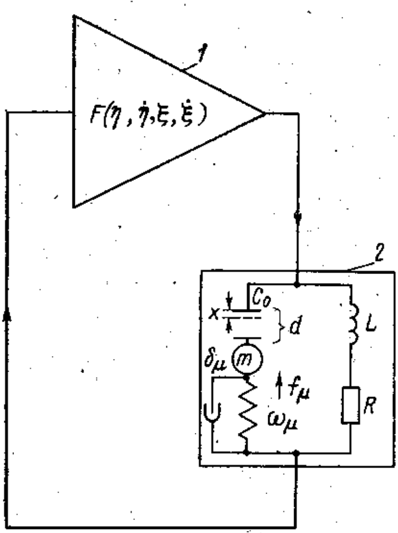

Схема автогенератора: 1 — нелинейный управляющий элемент; 2 — резонатор; C_0 и d — параметры резонатора

При анализе уравнений (1) предполагается, что $\omega_e \gg \omega_\mu$, $\delta_\mu/\omega_\mu \ll 1$, $\lambda \ll 1$. В этом случае с помощью замены переменных [4] $\eta = A\cos\theta$, $\dot\eta = -\omega_e A\sin\theta$ и перехода к линеаризованным в окрестности стационарной точки ($\dot\theta = \omega_{ст} + \dot\varphi$, $\xi = \lambda/2 + \tilde\xi$, $A = 1 + a$) уравнениям в результате вычислений получим соотношения для спектральных плотностей, амплитудных $S_\alpha(\omega)$ и частотных $S_\nu(\omega)$ флуктуаций:

$$S_\alpha(\omega) = \left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2 |D|^{-2}\left[N_e(\omega_\mu^2 - \omega^2)^2 + \right.$$
$$\left. + 4\omega_0^{-2}\,\omega_\mu^4\left(\alpha_1^2 + \frac{\omega^2}{4}\right)(N_\mu + N_т)\right]. \tag{2}$$

$$S_\nu(\omega)=\left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2 N_e\left[1+|D|^{-2}\left(\left((\omega_\mu^2-\omega^2)q+\lambda\omega_0\omega_\mu^2\right)^2+4q^2\delta_\mu\omega^2\right)+\right.$$

$$\left.+4\omega_\mu^4\omega_0^{-2}\left((\omega_0 p-q\alpha_1)^2+\omega^2\left(\omega_0-\frac{q}{4}\right)^2\right)(N_\mu+N_\text{т})\right], \qquad (3)$$

где

$$|D|^2=\left\{[p(\omega_\mu^2-\omega^2)-2\omega^2\delta_\mu+\lambda\omega_\mu^2\alpha_1]^2+\right.$$

$$\left.+\omega^2\left[\frac{\lambda\omega_\mu^2}{4}+2p\delta_\mu+\omega_\mu^2-\omega^2\right]^2\right\},$$

N_μ и $N_\text{т}$ — спектральные интенсивности случайных процессов с амплитудами $\xi_\mu(t)$ и $\xi_\text{т}(t)$;

$$p=\frac{\partial}{\partial A}(\Phi)_{A_\text{ст}};$$

$$q=\frac{\partial}{\partial A}\left(\Psi-\left\langle A^2\omega_0\frac{\partial\omega_e}{\partial\eta}\sin^2\theta\cdot\cos\theta+\omega_e\right\rangle\right)_{A_\text{ст}};$$

$$\alpha_1=\frac{\partial}{\partial\xi}(\Phi)_{A_\text{ст}};\quad \Phi(A,\xi,\dot\xi)=\left\langle\frac{F(A,\xi,\dot\xi,\theta)}{\omega_0}\sin\theta\right\rangle;$$

$$\Psi(A,\xi,\dot\xi)=\left\langle\frac{F(A,\xi,\dot\xi,\theta)}{A\omega_0}\cos\theta\right\rangle;$$

знак $\langle\,\rangle$ означает усреднение по высокочастотному периоду $(\sim\omega_0^{-1})$.

Полученные выражения (2) и (3) показывают, как преобразуются основные характеристики автогенераторов вследствие конечной механической жесткости его резонансной цепи.

При $K_\mu\to\infty$ (абсолютно жесткий резонатор) $S_\alpha(\omega)$ и $S_\nu(\omega)$ переходят в классические выражения с традиционной формой спектра [4]. По мере увеличения λ при N_μ и $N_\text{т}=0$ интенсивность амплитудных флуктуаций подавляется, а на частоте ω_μ в спектре $S_\alpha(\omega)$ появляется провал.

Интенсивность спектра частотных флуктуаций $S_\nu(\omega)$ с ростом λ, наоборот, начинает увеличиваться во всей области частот, приводя тем самым к значительному уширению спектральной линии колебаний. При этом вблизи частоты $\omega=\omega_\mu$ интенсивность $S_\nu(\omega)$ имеет резкий максимум (на практике эти выбросы часто приписывают «микрофонным эффектам»), который растет с ростом добротности механической моды Q_μ.

Влияние механических флуктуаций вызывает общее увеличение интенсивности спектров $S_\alpha(\omega)$ и $S_\nu(\omega)$ во всей частотной области. В спектре с интенсивностью $S_\alpha(\omega)$ провал при $\omega=\omega_\mu$ сглаживается и с ростом N_μ и $N_\text{т}$ вырождается в пик. При N_μ и $N_\text{т}\neq0$ интенсивность спектра $S_\nu(\omega)$ увеличивается во всей области частот, особенно возрастая вблизи ω_μ.

Соотношение (3) позволяет получить формулы для естественной нестабильности частоты генераторов с учетом механической степени свободы резонатора.

Рассмотрим наиболее интересный случай, когда частотные флуктуации вследствие «обратного» влияния механической моды компенсируются неизохронностью, т. е. $q+\lambda\omega_0=0$. В случае большого времени наблюдения $\tau \gg (\delta_e^{-1}, \omega_\mu^{-1}, \delta_\mu^{-1})$ из (3) для естественной нестабильности частоты получаем

$$\sigma_\tau\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) = \left[\left(\frac{\hbar\omega_0}{2}\operatorname{cth}\frac{\hbar\omega_0}{2\varkappa T} + \varkappa T_N\right) \times \right.$$
$$\times (2Q_e^2 W)^{-1} \cdot \left(1 + \frac{64 W^2 Q_e^2}{5 E_{Ю}^2 V \omega_\mu^4 \tau^4 p^2}\right) +$$
$$\left. + \frac{8\varkappa T_\mu \delta_\mu}{E_{Ю} V \omega_\mu^2} + \frac{4\pi\varkappa T^2 \alpha_T^2 \tau_T}{C_V V}\right]^{1/2} \tau^{-1/2}. \quad (4)$$

Здесь для простоты положено $p > \alpha_1\lambda$. Из соотношения (4) следует, что имеется не зависящее от мощности W предельное значение для $\sigma_\tau(\Delta\omega/\omega_0)$, которое достигается при $W = W_{\text{опт}} = \frac{\sqrt{5}\, E_{Ю} V \omega_\mu^2 p}{8 Q_e \pi^2}\tau^2$. В частности, для $T_\mu \to 0$ и $\tau_T \to 0$ этот предел имеет вид

$$\sigma_\tau\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) = \left(\frac{(\hbar\omega_0/2 \cdot \operatorname{cth}(\hbar\omega_0/(2\varkappa T)) + \varkappa T_N)\cdot 8\pi^2}{\sqrt{5}\, E_{Ю} V Q_e \omega_\mu^2 p \tau^3}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

При $\hbar\omega_0/\varkappa \gg (T_N, T)$ формула (5) стремится к своему квантовому пределу [2]:

$$\sigma_\tau\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{\text{мин}} = \left(\frac{8\pi^2\hbar\delta_e}{\sqrt{5}\, E_{Ю} V \omega_\mu^2 p \tau^3}\right)^{1/2}. \quad (6)$$

Сравнивая (5), (6) с предельным значением нестабильности частоты для изохронных генераторов [2, 3], видим, что влияние амплитудных флуктуаций в неизохронных генераторах уменьшается в $(\omega_\mu\tau)^2$ раз и основной вклад в естественные вариации частоты могут давать механические и термодинамические флуктуации резонансной системы генератора.

В заключение автор благодарит В. В. Брагинского и В. И. Панова за внимание и ценные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. ЖЭТФ, 1978, 74, с. 828. [2] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П., Панов В. И. ДАН СССР, 1979, 247, № 3, с. 583. [3] Панов В. И., Руденко В. Н. Радиотехн. и электроника, 1979, 24, № 3, с. 1036. [4] Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968.

Поступила в редакцию
10.03.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 537.311.21

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ В РЕЖИМЕ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ

П. А. Воробьев, И. П. Звягин

(кафедра физики полупроводников)

В ряде теоретических и экспериментальных работ было показано, что при низких температурах T в проводимости двумерных систем имеется логарифмически зависящая от T часть. Появление логарифмиче-