

И. И. МИНАКОВА, Е. Н. ШАПИРО

## ЕСТЕСТВЕННАЯ ШИРИНА ЛИНИИ ГЕНЕРАТОРА С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ СО СЛОЖНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ

Рассмотрено влияние дробового шума в многоконтурном генераторе с запаздыванием на естественную ширину линии генератора. Показано, что естественная ширина линии генератора уменьшается пропорционально квадрату коэффициента стабилизации по изменению параметров основного контура генератора.

Вопрос о ширине линии генераторов, в частности генераторов СВЧ, подробно исследовался последние годы. Была оценена ширина линии клистронного генератора [1], произведен учет интерференции дробового шума, оценено влияние фликкер-эффекта [2, 3]. Все эти работы проведены для одноконтурного генератора СВЧ. В современных схемах стабилизации частоты генераторов СВЧ (отражательные клистроны, ГЛПД и др.) применяется стабилизация частоты затягиванием при помощи двух дополнительных внешних резонаторов с высокой добротностью стабилизирующего резонатора. При этом может снижаться уровень собственных шумов генератора вблизи основной спектральной линии.

В данной работе рассматривается такая возможность уменьшения уровня собственных шумов и делается количественная оценка уменьшения ширины линии автоколебания трехконтурного генератора.

### Уравнения многоконтурного генератора

При исследовании многоконтурного генератора проведем рассмотрение генератора на отражательном клистроне, характерного генератора с запаздыванием. Отражательный клистрон, резонатор которого нагружен системой из двух последовательно связанных индуктивной связью объемных резонаторов, при одночастотном режиме работы можно представить эквивалентной схемой рис. 1. При собственных добротностях  $Q_{0i} \gg 1$  в случае малых связей и в предположении малости нелинейностей, вносимых электронным пучком, будем искать токи в контурах и напряжения на емкостях соответственно в виде

$$x_i = R_i \cos(\varphi_i - \omega t), \quad y_i = R_i \sin(\varphi_i - \omega t), \quad (1)$$

где  $x_i = \rho_i i_i$ ,  $y_i = v_i$ ,  $\rho_i$  — характеристическое сопротивление  $i$ -го контура,  $i = 1, 2, 3$ .

Для  $R_i$  и  $\varphi_i$ , используя уравнения клистрона [4], получается следующая система укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dR_1}{dt} &= -\delta_1 R_1 - \frac{\alpha_1 \omega}{2} R_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{i_0}{c_1} J_1\left(\frac{\omega \tau_0}{2u_a} R_1\right) \sin \omega \tau_0, \\ \frac{d\varphi_1}{dt} &= (\omega - \omega_1) + \frac{\alpha_1 \omega}{2} \cdot \frac{R_2}{R_1} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \frac{i_0}{c_1 R_1} \cdot J_1\left(\frac{\omega \tau_0}{2u_a} R_1\right) \cos \omega \tau_0, \end{aligned} \quad (2)$$

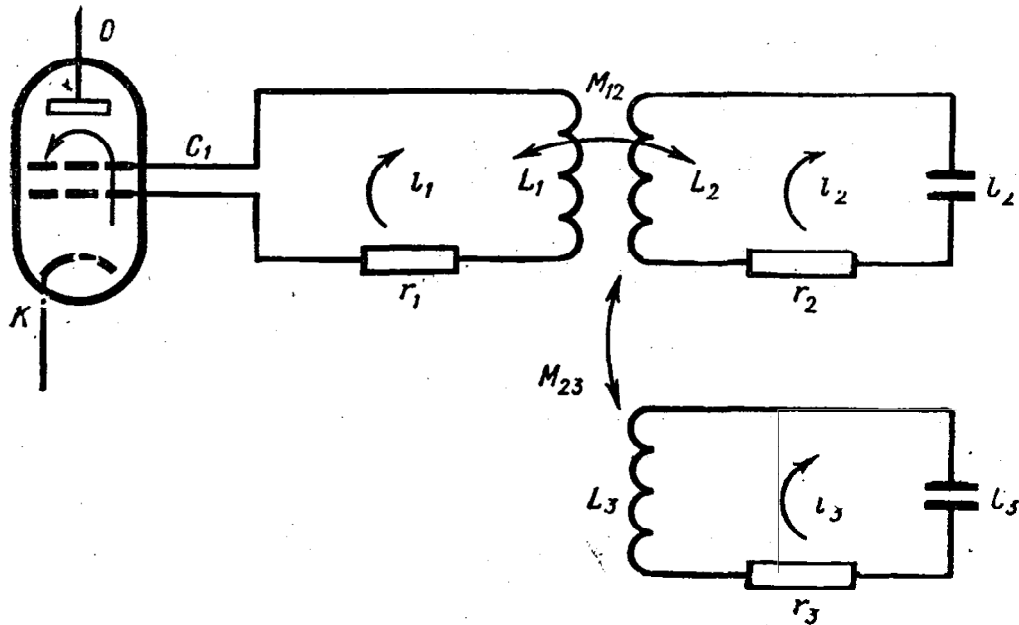


Рис. 1. Эквивалентная схема

$$\begin{aligned} \frac{dR_2}{dt} &= -\delta_2 R_2 + \frac{\alpha_2' \omega}{2} R_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) + \frac{\alpha_2'' \omega}{2} R_3 \sin(\varphi_2 - \varphi_3), \\ \frac{d\varphi_2}{dt} &= (\omega - \omega_2) + \frac{\alpha_2' \omega}{2} \cdot \frac{R_1}{R_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \frac{\alpha_2'' \omega}{2} \cdot \frac{R_3}{R_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_3), \\ \frac{dR_3}{dt} &= -\delta_3 R_3 - \frac{\alpha_3 \omega}{2} R_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_3), \\ \frac{d\varphi_3}{dt} &= (\omega - \omega_3) + \frac{\alpha_3 \omega}{2} \cdot \frac{R_2}{R_3} \cos(\varphi_2 - \varphi_3). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $\delta_i = \frac{r_i}{2L_i}$  — декременты соответствующих контуров,  $\alpha_1 = \frac{M_{12}\omega_1}{\rho_1}$ ,  $\alpha_2' = \frac{M_{23}\omega_2}{\rho_3}$  — частичные коэффициенты связи,

$$\alpha_2'' = \frac{M_{12}\omega_2}{\rho_1}, \quad \alpha_3 = \frac{M_{23}\omega_3}{\rho_2}, \quad (3)$$

$J_1(A)$  — функция Бесселя первого рода, первого порядка от аргумента  $A$ . Для малых значений аргументов, рассматривая мягкий режим работы генератора, заменяем  $J_1(A)$  полиномом третьей степени от  $A$ . Это упрощает рассмотрение, приводя качественно к тем же закономерностям.

Обозначим  $\delta(R_1) R_1 \sin \omega \tau_0 = \frac{i_0}{c_1} \cdot J_1 \left( \frac{\omega \tau_0}{2u_a} R_1 \right) \sin \omega \tau_0$ , тогда разложение функции Бесселя по степеням аргумента можно записать в виде

$$\delta(R_1) \sin \omega \tau_0 = \left\{ \frac{\alpha}{2} + \delta_1 - \frac{3}{8} \frac{\omega^2 \gamma^* R_1^2}{\rho_1^2} \right\} \sin \omega \tau_0. \quad (4)$$

Здесь  $\alpha$  и  $\gamma^*$  выражаются через параметры клистрона.

Из системы уравнений для стационарного режима  $\frac{dR_{i0}}{dt} = 0$ ,  $\frac{d\varphi_i}{dt} i_0 = 0$  можно получить выражение для  $\delta(R_{10})$ :

$$-\delta(R_{10}) \sin \omega \tau_0 = \delta_1 + \delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$k_{21}^2 = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot \frac{R_{20}^2}{R_{10}^2}; \quad k_{31}^2 = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2''}{\alpha_2' \cdot \alpha_3} \cdot \frac{R_{30}^2}{R_{10}^2}; \quad k_{32}^2 = \frac{\alpha_2''}{\alpha_3} \cdot \frac{R_{30}^2}{R_{20}^2}.$$

Индексом нуль здесь и ниже обозначены стационарные амплитуды и фазы колебания.

Из выражения (5) следует, что амплитуда стационарных колебаний в первом контуре является корнем трансцендентного уравнения

$$\delta(R_{10}) = - \frac{\delta_1 + \delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2}{\sin \omega \tau_0}.$$

Для каждой из трех нормальных частот амплитуда колебаний находится из соотношения

$$R_{10}^2 = \frac{\frac{\alpha}{2} \sin \omega \tau_0 + \delta_1 (1 + \sin \omega \tau_0) + \delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2}{\frac{3}{8} \frac{\omega^2 \gamma^*}{\rho_1^2} \cdot \sin \omega \tau_0}. \quad (6)$$

Величины  $k_{21}^2$  и  $k_{31}^2$  могут быть выражены из уравнения частот [8] через расстройки парциальных частот и частоты автоколебаний следующим образом:

$$k_{21}^2 = \frac{\kappa_1^2}{\left( \frac{1}{\gamma} + \frac{\kappa_2^2}{1 + \xi^2} \right) + \left( \xi - \eta - \frac{\xi \kappa_2^2}{\xi^2 + 1} \right)^2},$$

$$k_{31}^2 = \frac{\kappa_1^2 \cdot \kappa_2^2}{(1 + \xi^2) \left[ \left( \frac{1}{\gamma} + \frac{\kappa_2^2}{1 + \xi^2} \right) + \left( \xi - \eta - \frac{\xi \kappa_2^2}{\xi^2 + 1} \right)^2 \right]},$$

где

$$\xi = \frac{\omega - \omega_3}{\delta_3}, \quad \eta = \frac{\omega_2 - \omega_3}{\delta_3}, \quad \gamma = \frac{Q_{02}}{Q_{03}} \quad (7)$$

$\omega$  — частота автоколебаний генератора.

### Учет флуктуационных воздействий

В качестве источника флуктуаций в изучаемой системе рассматриваем тепловой шум на активных сопротивлениях контуров и дробовой шум потока электронов. Известно, что влиянием теплового эффекта по

сравнению с дробовым шумом можно пренебречь для высокочастотных высокочастотных систем [6]. Тепловой шум поэтому в дальнейшем учитываться не будет. При рассмотрении дробового шума потока электронов будем учитывать интерференцию гармонических составляющих потока, имеющую место в резонаторе клистрона из-за наличия группировки.

Обозначим составляющую дробового тока прямого потока электронов через  $f(t)$  и фазу  $\theta_1$ , а составляющую дробового тока отраженного потока электронов через  $f(t_1)$  и фазу  $\theta^*$ . Тогда первые два уравнения системы [2] при наличии флуктуационных сил с учетом [4] принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{dR_1}{dt} = & -\delta_1 R_1 - \frac{\alpha_1 \omega}{2} R_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) - \frac{\omega}{\omega_1} \left\{ \frac{\alpha}{2} + \delta_1 - \frac{3}{8} \frac{\omega^2}{\rho_1^2} \gamma^* R_1 \right\} \times \\ & \times R_1 \sin \omega \tau_0 - \frac{1}{2\pi c_1} \int_0^{2\pi} f(t) \sin \theta_1 d\theta_1 + \\ & + \frac{1}{2\pi c_1} \int_0^{2\pi} f(t_1) \sin \left( \theta^* - \omega \tau_0 - \frac{\omega \tau_0}{2U_a} R_1 \sin \theta^* \right) d\theta^*, \\ \frac{d\varphi_1}{dt} = & (\omega - \omega_1) + \frac{\alpha_1 \omega}{2} \cdot \frac{R_2}{R_1} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + \frac{\omega}{\omega_1} \left\{ \frac{\alpha}{2} + \delta_1 - \right. \\ & \left. - \frac{3}{8} \frac{\omega^2 \gamma^*}{\rho_1^2} \cdot R_1^2 \right\} \cos \omega \tau_0 - \frac{1}{2\pi c_1 R_1} \int_0^{2\pi} f(t) \cos \theta_1 d\theta_1 + \\ & + \frac{1}{2\pi c_1 R_1} \int_0^{2\pi} f(t_1) \cos \left( \theta^* - \omega \tau_0 - \frac{\omega \tau_0}{2U_a} R_1 \sin \theta^* \right) d\theta^*. \end{aligned} \quad (8)$$

Остальные же уравнения системы [2] формально не изменяются.

Запишем колебание в  $i$ -том контуре генератора при учете флуктуационных воздействий в виде

$$x_i = \{R_{i0} [1 + z_i(t)]\} \cos \{[\varphi_{i0} + \beta_i(t) - \omega t]\},$$

где  $z_i(t)$  и  $\beta_i(t)$  — случайные отклонения от невозмущенных стационарных значений амплитуды и фазы в  $i$ -том контуре. Предполагая  $z_i(t)$  и  $\beta_i(t)$  малыми по сравнению со стационарными значениями амплитуды и фазы, т. е. рассматривая режимы работы автогенератора далеко от краев зоны, перейдем к уравнениям для  $z_i$  и  $\beta_i$ . При этом случайные токи  $f(t)$  и  $f(t_1)$  усредняются по периоду автоколебаний. Разлагаем в ряд Фурье  $\cos \left( \theta_0^* - \omega \tau_0 - \frac{\omega \tau_0}{2U_a} R_{10} \sin \theta_0^* \right)$  и  $\sin \left( \theta_0^* - \omega \tau_0 - \frac{\omega \tau_0}{2U_a} R_{10} \sin \theta_0^* \right)$ , ограничиваясь лишь рассмотрением флуктуации вблизи основной частоты — частоты синхронизма и пренебрегая высшими гармониками разложений Фурье, что соответствует рассмотрению одночастотного режима работы автогенератора [2].

Система укороченных уравнений для  $z_i$  и  $\beta_i$  приобретает вид

$$\begin{aligned}
 \frac{dz_1}{dt} &= (2\delta_1 + 2\delta_1 \sin \omega\tau_0 + \alpha \sin \omega\tau_0 + 3\delta_2 k_{21}^2 + 3\delta_3 k_{31}^2) z_1 - \\
 &\quad - (\omega - \omega_1^*) \beta_1 + (\omega - \omega_1^*) \beta_2 - \frac{1}{c_1 R_{10}} \sin \theta_{10} f(t) + \\
 &\quad + \frac{1}{c_1 R_{10}} f(t_1) \left\{ -J_1 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) \cdot \sin \omega\tau_0 - \sin \omega\tau_0 \left[ J_0 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + J_2 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) \right] \sin \theta_0^* + \cos \omega\tau_0 \left[ J_0 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) - J_2 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) \right] \sin \theta_0^* \right\}, \\
 \frac{d\beta_1}{dt} &= - \left\{ -(\omega - \omega_1^*) + \frac{6}{8} \frac{\omega^2 \gamma^*}{\rho_1^2} R_{10}^2 \cos \omega\tau_0 \right\} z_1 - (\omega - \omega_1^*) z_2 + \\
 &\quad + (\delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2) \beta_1 - (\delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2) \beta_2 - \frac{1}{c_1 R_{10}} \cos \theta_0 \cdot f(t) + \\
 &\quad + \frac{1}{c_1 R_{10}} \cos \theta_0 f(t) + \frac{1}{c_1 R_{10}} \cos \omega\tau_0 \cdot J_1 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) f(t_1) + \\
 &\quad + \frac{1}{c_1 R_{10}} \cos \omega\tau_0 \left[ J_0 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) + J_2 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) \right] \sin \theta_0^* f(t_1) + \\
 &\quad + \frac{1}{c_1 R_{10}} \sin \omega\tau_0 \left[ J_0 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) - J_2 \left( \frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10} \right) \right] \cos \theta_0^* f(t_1), \\
 \frac{dz_2}{dt} &= -\delta_2 z_2 - \frac{1}{k_{21}^2} (\delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2) z_1 - \delta_3 k_{32}^2 z_3 + \\
 &\quad + (\omega - \omega_1^*) \cdot \frac{1}{k_{21}^2} \beta_1 - (\omega - \omega_2) \beta_2 - (\omega - \omega_3) k_{32}^2 \beta_3, \\
 \frac{d\beta_2}{dt} &= -(\omega - \omega_1^*) \cdot \frac{1}{k_{21}^2} z_1 + (\omega - \omega_2) z_2 - (\omega - \omega_3) k_{32}^2 z_3 + \\
 &\quad + \frac{1}{k_{21}^2} (\delta_2 k_{21}^2 + \delta_3 k_{31}^2) \beta_1 - \delta_2 \beta_2 - \delta_3 k_{32}^2 \beta_3, \\
 \frac{dz_3}{dt} &= \delta_3 z_2 - \delta_3 z_3 + (\omega - \omega_3) \beta_2 - (\omega - \omega_3) \beta_3, \\
 \frac{d\beta_3}{dt} &= -(\omega - \omega_3) z_2 + (\omega - \omega_3) z_3 + \delta_3 \beta_2 - \delta_3 \beta_3. \tag{9}
 \end{aligned}$$

Здесь введена в качестве эквивалентной парциальной частоты первого контура  $\omega_1^*$  частота первого контура с учетом электроники

$$\omega_1^* = \omega_1 - \frac{\omega}{\omega_1} \delta (R_{10}) \cos \omega\tau_0. \tag{10}$$

Расстройки малы, поэтому предполагаем, что отношение частот:

$$\frac{\omega_1}{\omega_2}, \frac{\omega_1}{\omega_3}, \frac{\omega_2}{\omega_3}, \frac{\omega}{\omega_1} \approx 1.$$

Характерной особенностью уравнений (9) является наличие в уравнении для флуктуаций фазы в первом контуре члена, обусловленного

флуктуациями амплитуды и связанного с запаздыванием. Этим членом можно пренебречь, если запаздывание близко к оптимальному, т. е. выполняется условие

$$\omega\tau_0 \cong \left(\frac{3}{4} + n\right) 2\pi.$$

Рассмотрим точку синхронизма парциальных частот:

$$\omega \approx \omega_1^* \approx \omega_2 \approx \omega_3 \quad (11)$$

и случай малых отклонений от оптимального запаздывания

$$\cos \omega \tau_0 \approx 0. \quad (12)$$

Именно этот режим практически наиболее существен в реальных генераторах на отражательных клистронах. Система (9) распадается на две независимые системы для флуктуаций фазы и амплитуды.

Из системы (9) можно найти спектральные плотности флуктуаций фазы колебания в каждом контуре. Запишем их в виде

$$\begin{aligned} S_{\beta i}(\Omega) &= |K(i\Omega)|^2 \cdot \left\{ 1 + \frac{1}{2} \cos(2\omega\tau_0) \cdot J_2\left(\frac{\omega\tau_0}{u_a} R_{10}\right) - \right. \\ &- \left. \cos\omega\tau_0 \left[ J_0\left(\frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10}\right) + J_2\left(\frac{\omega\tau_0}{2u_a} R_{10}\right) \right] \right\} \cdot \frac{S_{\text{др}}(\Omega)}{c_1^2 R_{10}^2} = \\ &= |K(i\Omega)|^2 \cdot S \cdot \frac{S_{\text{др}}(\Omega)}{c_1^2 R_{10}^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $|K(i\Omega)|^2$  — квадрат модуля коэффициента передачи,  $S_{\text{др}}(\Omega) \approx 2eI_0$  — интенсивность дробового шума.

Первое слагаемое в спектральной плотности (13) соответствует флуктуациям фазы за счет дробового шума прямого потока электронов. Второе слагаемое соответствует флуктуациям фазы за счет дробового шума отраженного потока электронов. Третье слагаемое обусловлено интерференцией гармонических составляющих дробового тока. Интерференционный член обращается в нуль в случае оптимального запаздывания и мал при запаздывании, близком к оптимальному. Квадрат модуля коэффициента передачи легко подсчитывается при выполнении условий (11) и (12).

Как известно, ширина спектральной линии колебания автогенератора по порядку величины совпадает с коэффициентом диффузии фазы [5]. Поэтому, чтобы сделать вывод о том, какое влияние оказывает система стабилизации частоты отражательного клистрона на диффузию фазы, т. е. на ширину спектральной линии колебания стабилизированного клистрона, необходимо найти коэффициент диффузии фазы. С этой целью найдем решение системы (9) при предположениях (11) и (12). Рассматриваем лишь вынужденное решение неоднородной системы уравнений, соответствующее незатухающим вынужденным колебаниям системы.

Учитывая, что дробовой шум является дельта-коррелированным стационарным случайным процессом и принимая во внимание свойства дельта-функции, получаем, что флуктуации фазы в первом контуре подчиняются диффузионному закону, т. е.

$$\overline{\beta_1^2} = D\tau, \quad (14)$$

коэффициент диффузии фазы автоколебания трехконтурного генератора равен

$$D \approx \frac{4S_{др}}{c_1^2 R_{10}^2 \{1 - k_{21}^2 + k_{31}^2\}^2} \cdot S, \quad (15)$$

где  $S$  дается формулой (13).

Аналогичный закон изменения флуктуаций фазы может быть получен для второго и третьего контуров. Для одноконтурного генератора коэффициент диффузии фазы получен из системы (9) с теми же предположениями:

$$D^* \approx \frac{S_{др}}{c_1^2 R_0^2} S, \quad (16)$$

где  $R_0$  — стационарная амплитуда автоколебания одноконтурного генератора.

При принятых предположениях интерференционный член коэффициента диффузии фазы, соответствующий интерференции гармонических составляющих дробового тока, пренебрежимо мал.

В качестве характеристики подавления шумов в трехконтурной схеме стабилизации и, следовательно, уменьшения ширины линии колебания рассмотрим отношение коэффициента диффузии фазы автоколебания трехконтурного генератора  $D$  к коэффициенту диффузии фазы автоколебания одноконтурного генератора (нестабилизованного клистрона)  $D^*$ :

$$\frac{D}{D^*} = \frac{1}{\{1 - k_{21}^2 + k_{31}^2\}}. \quad (17)$$

В точке синхронизма парциальных частот

$$k_{21}^2 = \frac{\kappa_1^2}{\left(\frac{1}{\gamma} + \kappa_2^2\right)^2}, \quad k_{31}^2 = \frac{\kappa_1^2 \kappa_2^2}{\left(\frac{1}{\gamma} + \kappa_2^2\right)^2}, \quad (18)$$

а коэффициент стабилизации при перестройке параметров первого контура [8, 9] будет

$$S_1 = 1 + \frac{\kappa_1^2 (\kappa_2^2 - 1)}{\left(\frac{1}{\gamma} + \kappa_2^2\right)^2}, \quad (19)$$

где  $\kappa_1 = k_1 Q_{03}$ ,  $\kappa_2 = k_2 Q_{03}$ , а  $k_1 = \frac{M_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}}$ ,  $k_2 = \frac{M_{23}}{\sqrt{L_2 L_3}}$  — коэффициенты связи.

Учитывая (18) и (19), отношение коэффициентов диффузии можно записать в виде

$$\frac{D}{D^*} = \frac{1}{\left\{1 + \frac{\kappa_1^2 (\kappa_2^2 - 1)}{\left(\frac{1}{\gamma} + \kappa_2^2\right)^2}\right\}^2} \quad \text{или} \quad \frac{D}{D^*} = \frac{1}{S_1^2}. \quad (20)$$

Построим отношение коэффициента диффузии фазы в трехконтурной системе к коэффициенту диффузии фазы в одноконтурной системе

при фиксированных соотношениях добротностей промежуточного и стабилизирующего резонаторов на плоскости коэффициентов связи [9] рис. 2 и рис. 3. Из выражения (20) следует, что подавление шумов в трехконтурной схеме стабилизации количественно определяется коэффициентом стабилизации  $S_1$  данной системы и, следовательно, зависит от параметров системы (потерь, связей, запаздывания, расстроек), точно так же, как зависит от этих параметров коэффициент стабилизации  $S_1$ . Из (20) следует, что на плоскости коэффициентов связи семейство

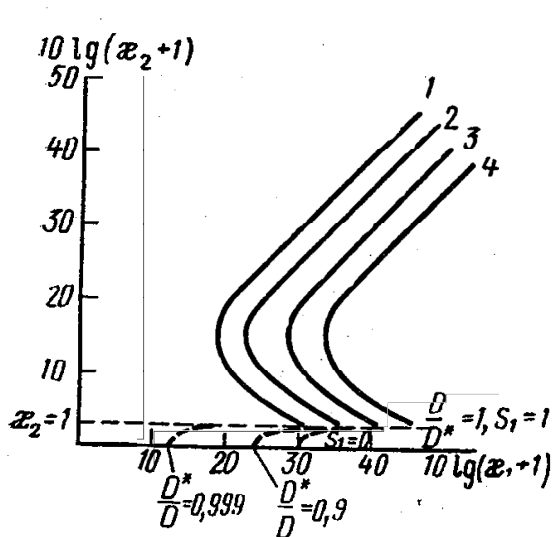


Рис. 2. Плоскость коэффициентов связи.  $\gamma=10^{-2}$ , 1 —  $S_1=2$ , 2 —  $S_1=10$ , 3 —  $S_1=100$ , 4 —  $S_1=1000$

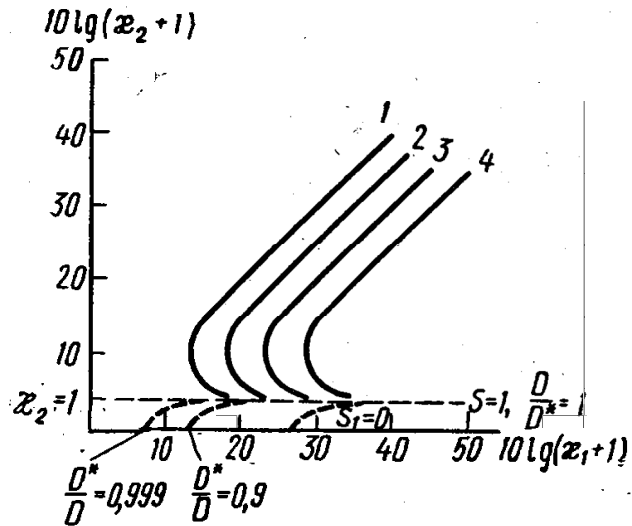


Рис. 3. Плоскость коэффициентов связи.  $\gamma=10^{-3}$ . Обозначения те же, что и на рис. 2

кривых  $S_1=\text{const}$  при фиксированном соотношении добротностей внешних контуров совпадает с семейством кривых  $D/D^*=\text{const}$  при тех же соотношениях добротностей.

Из рис. 2 и 3 видно, что в зависимости от величины  $D/D^*$ , а следовательно, и  $S_1$  плоскость коэффициентов связи может быть разбита на три области. В первой области  $D/D^* < 1$ ,  $S_1 > 1$ , т. е. при работе трехконтурного автогенератора при выбранных значениях связей  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  имеет место подавление шумов, тем большее, чем больше коэффициент стабилизации  $S_1$ . Уходы частоты, обусловленные естественными флуктуациями, стабилизируются (снижаются) внешними контурами. Вторая область ограничена значениями коэффициента стабилизации  $0 < S_1 < 1$ .

При всех значениях связи  $\kappa_2$  в области 2 отношение  $\frac{D}{D^*} > 1$ . Шумы увеличиваются или отсутствует влияние внешних контуров на флуктуационные уходы частоты при  $\kappa_2^2 = 1$  и  $S_1 = 1$ . В этой области внешние контуры дестабилизируют частоту. В третьей области средняя ветвь неустойчива, колебания на частоте синхронизма невозможны.

Таким образом, подавление шума происходит лишь в 1 области. При  $\kappa_2^2 = \text{const}$  и увеличении  $\kappa_1^2$  отношение  $\frac{D}{D^*}$  уменьшается. Это соответствует увеличению коэффициента стабилизации, так как усиливается влияние внешних контуров на клистрон. При  $\kappa_1^2 = \text{const}$  зависимость  $\frac{D}{D^*} = f(\kappa_2)$  немонотонная. Максимальное значение достигается

$$\text{при } \kappa_2 = \sqrt{2 + \frac{1}{\gamma}} \quad [9].$$



Это объясняется тем, что при очень больших связях, когда нормальные частоты разнесены,  $S_1$  невелик; при уменьшении  $\kappa_2$  нормальные частоты сближаются,  $S_1$  увеличивается, достигая максимального значения. При дальнейшем уменьшении  $\kappa_2$  уменьшается влияние третьего контура и коэффициент стабилизации уменьшается. При этом шум увеличивается.

Из сопоставления рис. 2 и 3 видно, что улучшение шумовых характеристик зависит от добротности внешних контуров. Граница устойчивости, определяемая условиями гашения колебаний на средней ветви, при изменении добротностей внешних контуров сдвигается. При увеличении добротности  $Q_{03}$  и одновременном увеличении связи  $\kappa_2$  можно достичь высоких коэффициентов стабилизации и улучшения шумовых характеристик генератора.

Предельно достижимый коэффициент стабилизации равен

$$S_1 = 1 + \left| \frac{\delta_0}{\delta_3} \right| - \left| \frac{\delta_1}{\delta_3} \right|,$$

где  $\delta_0$  — инкремент генератора.

Отсюда предельное значение отношения:

$$\frac{D}{D^*} = \frac{1}{\left\{ 1 + \left| \frac{\delta_0}{\delta_3} \right| - \left| \frac{\delta_1}{\delta_3} \right| \right\}^2} \quad (21)$$

Предельно достижимое сужение естественной ширины линии определяется отношением (21). Так как  $\gamma = \frac{Q_{02}}{Q_{03}} = \frac{\delta_3}{\delta_2}$ , то для достижения максимального сужения ширины линии необходимо уменьшать собственную добротность промежуточного резонатора и увеличивать собственную добротность стабилизирующего.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Берштейн И. Л. ДАН СССР, 106, № 3, 1956.
2. Никонов В. Н. «Изв. вузов», радиофизика, 2, № 6, 1959.
3. Корнилов С. А. ЖТФ, 36, № 1, 1966.
4. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов в СВЧ. М., Гостехиздат, 1956.
5. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М., «Наука», 1966.
6. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., «Наука», 1968.
7. Курдюмов О. А., Минакова И. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 1965.
8. Курдюмов О. А., Минакова И. И. «Изв. вузов», радиоэлектроника, 11, № 1, 1968.
9. Махаринский О. В., Минакова И. И. «Изв. вузов», радиоэлектроника, № 5, 1970.
10. Жодзишский М. И. «Радиотехника и электроника», 12, вып. 3, 1967.

Поступила в редакцию  
27.11 1969 г.

Кафедра  
физики колебаний