

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛЮКТУАЦИЙ КОЛЕБАНИЯ КЛИСТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА *

В. Н. Никонов

Рассматривается влияние интерференции дробового шума в токе, наведенном в резонаторе, при наложении встречных потоков электронов на флюктуации частоты и амплитуды колебаний. Показано, что вследствие интерференции дробового шума ширина линии и спектральная плотность флюктуаций амплитуды колебаний при напряжении на отражателе, увеличенном по сравнению с оптимальным, в определенных условиях превосходит в 1,5 - 3 раза ширину линии и спектральную плотность флюктуаций амплитуды при уменьшенном напряжении. Влияние фликкер-шума на ширину линии колебаний так же, как и в ламповом генераторе, не может быть получено из решения первого приближения нелинейной задачи. Проведено экспериментальное исследование „естественных“ флюктуаций колебаний клистрона на волне 3,2 см в зависимости от режимов генерации, показавшее хорошее согласие с теорией. При обычных режимах генерации измеренная спектральная ширина линии составляет 0,1 - 0,5 гц; полоса спектра амплитудных флюктуаций меняется от 20 до 50 мгц, а их спектральная плотность — от 10^{-16} до 10^{-15} гц⁻¹.

Теоретическому и экспериментальному исследованию флюктуаций колебаний клистронного генератора посвящен ряд работ [1-3]. Однако некоторые существенные стороны этого вопроса оставались невыясненными ни теоретически, ни экспериментально. Настоящая работа в известной мере восполняет этот пробел. В теоретической части статьи рассмотрено влияние дробового и фликкер-эффектов в потоке электронов на амплитуду и частоту колебаний. По сравнению с [1] дополнительно проведен учет влияния амплитудных флюктуаций на частоту генератора, а также учет интерференции фурье-компонент дробового шума, возникающей в резонаторе при наложении случайных составляющих тока прямого и обратного электронных потоков. Рассмотрение проводится спектральным методом [4]; в качестве исходных уравнений использованы уравнения клистронного генератора, полученные в работе [1].

Первые экспериментальные исследования „естественных“ амплитудных и частотных флюктуаций колебаний клистрона были выполнены в работе [2]. Однако в [2] сделаны лишь единичные измерения, которые не могут дать полной картины поведения флюктуаций. В настоящей статье изложена методика, позволившая провести измерения амплитудных флюктуаций; приведены и сопоставлены с теорией результаты детального исследования „естественных“ амплитудных и частотных флюктуаций колебаний клистрона в зависимости от режимов его работы.

1. К ТЕОРИИ ФЛЮКТУАЦИЙ КОЛЕБАНИЙ КЛИСТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

Согласно [1], в случае идеализации резонатора клистрона контуром L, C и R динамические уравнения системы можно записать в виде:

* Результаты работы доложены на конференции по статистической радиофизике (Горький, 1958).

$$L \frac{di}{dt} = v - Ri; \quad (1)$$

$$C \frac{dv}{dt} = -i + I_0 \left[\frac{1}{1 + (\tau_0/2 U_a) dv_1/dt_1} - 1 \right], \quad (1a)$$

где L , C и R — эквивалентные параметры колебательной системы клистрона, v — переменное напряжение на конденсаторе, i — колебательный ток в контуре. Второе слагаемое в уравнении (1a) представляет собой ток, наведенный электронным потоком, пронизывающим сетки (I_0 — ток катода лампы, τ_0 — среднее время пролета электрона от резонатора до отражателя и обратно, U_a — постоянное напряжение на резонаторе клистрона). При выводе уравнений (1) — (1a) пренебрегается временем пролета электронами зазора между сетками резонатора.

Поток электронов пронизывает сетки резонатора дважды. Момент прохождения сеток резонатора электроном после отражения t связан с моментом прохождения этим же электроном через сетки к отражателю t_1 соотношением

$$t = t_1 + \tau_0 + (\tau_0/2 U_a) v_1,$$

где v_1 — напряжение между сетками в момент t_1 .

При рассмотрении флюктуаций колебаний будем учитывать в качестве источника этих флюктуаций не только дробовой эффект, но и фликкер-эффект в потоке электронов. Тепловым эффектом в рассматриваемом случае можно пренебречь [1].

Обозначив случайные составляющие наведенного тока, вызванные дробовым и фликкер-эффектами потока электронов, пронизывающего сетки резонатора, соответственно через $f_1(t)$ и $f_2(t)$, а составляющие тока, наведенные отраженным потоком, через $f'_1(t)$ и $f'_2(t)$, запишем уравнения (1) — (1a) с учетом случайных токов:

$$L \frac{di}{dt} = v - Ri; \quad (2)$$

$$C \frac{dv}{dt} = -i + I_0 \left[\frac{1}{1 + (\tau_0/2 U_a) dv_1/dt_1} - 1 \right] - [f_1(t) + f_2(t) + f'_1(t) + f'_2(t)]. \quad (2a)$$

Уравнения (2) — (2a) отличаются от уравнений, приведенных в работе [1], только учетом фликкер-эффекта в потоках электронов. Однако спектральный подход [4] к решению этих уравнений дает результаты, несколько отличные от полученных в работе [1]. Поэтому ниже мы приведем подробное решение уравнений (2) — (2a).

Случайные составляющие тока, наведенные отраженным потоком (представляющим собой чередование уплотнений и разрежений электронов), являются периодически нестационарными функциями и выражаются через стационарные составляющие тока в момент прохождения через сетки к отражателю t_1 следующими соотношениями:

$$f'_1(t) = \frac{f_1(t_1)}{1 + (\tau_0/2 U_a) dv_1/dt_1}; \quad f'_2(t) = \frac{f_2(t_1)}{1 + (\tau_0/2 U_a) dv_1/dt_1}.$$

Переходя в (2) — (2a) к полярным координатам r и ϑ

$$\sqrt{L/C} i = r \cos \vartheta, \quad v = r \sin \vartheta$$

и применяя метод усреднения по ϑ [4], получим:

$$\frac{dr}{dt} = \Phi(r) + \frac{1}{2\pi C} \int_0^{2\pi} \left[f_1(t) + f_2(t) - \frac{f_1(t_1) + f_2(t_1)}{1 - (\omega_0 \tau_0 / 2U_a) r \cos \vartheta_1} \right] \sin \vartheta d\vartheta; \quad (3)$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\omega_0 + \Psi(r) - \frac{1}{2\pi C} \int_0^{2\pi} \left[f_1(t) + f_2(t) - \frac{f_1(t_1) + f_2(t_1)}{1 - (\omega_0 \tau_0 / 2U_a) r \cos \vartheta_1} \right] \cos \vartheta d\vartheta, \quad (3a)$$

где, согласно [1],

$$\Phi(r) = -\nu r - (I_0/C) \sin(\omega_0 \tau_0) J_1(Xr); \quad (3б)$$

$$\Psi(r) = (I_0/Cr) \cos(\omega_0 \tau_0) J_1(Xr).$$

В приведенных выражениях $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, $\alpha = R/2L$, $J_1(Xr)$ — функция Бесселя первого рода с аргументом $Xr \equiv (\omega_0 \tau_0 / 2U_a) r$.

Стационарная амплитуда автоколебаний определяется условием $\Phi(r) = 0$ при $p = -(d\Phi/dr) > 0$. Величина $\Psi(r_0)$ характеризует неизохронность генератора. В максимуме области генерации, где $\Psi(r_0) = 0$, генератор можно считать изохронным. Наличие флюктуационных сил в уравнениях (3) — (3а) приводит к случайной модуляции амплитуды и фазы колебаний вида $r = r_0 [1 + \alpha(t)]$ и $\vartheta = \vartheta_0 + \varphi(t)$, где $\alpha(t)$ — случайная глубина модуляции амплитуды и $\varphi(t)$ — случайная фаза колебания. Положив $\alpha(t) \ll 1$ и $d\vartheta_0/dt = -\omega_0 + \Psi(r)$ и проведя линеаризацию уравнений (3) — (3а) по $\alpha(t)$, получим уравнения для флюктуаций амплитуды и фазы колебаний:

$$\frac{d\alpha}{dt} = -p\alpha(t) + \frac{1}{2\pi r_0 C} \int_0^{2\pi} [f_1(t) + f_2(t)] \sin \vartheta d\vartheta - \frac{1}{2\pi r_0 C} \int_0^{2\pi} [f_1(t_1) + f_2(t_1)] \sin [\vartheta_1 - \omega_0 \tau_0 - Xr_0 \sin \vartheta_1] d\vartheta_1; \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \nu(t) = qr_0 \alpha(t) - \frac{1}{2\pi r_0 C} \int_0^{2\pi} [f_1(t) + f_2(t)] \cos \vartheta d\vartheta + \frac{1}{2\pi r_0 C} \int_0^{2\pi} [f_1(t_1) + f_2(t_1)] \cos [\vartheta_1 - \omega_0 \tau_0 - Xr_0 \sin \vartheta_1] d\vartheta_1, \quad (4a)$$

где $p = p(r_0) = (d\Phi/dr)_{r=r_0}$ и $q = q(r_0) = (d\Psi/dr)_{r=r_0}$. Из (3б) можно показать, что p и q связаны между собой соотношением $qr_0 = -p \operatorname{ctg}(\omega_0 \tau_0)$. Во вторых флюктуационных слагаемых (4) — (4а) проведена замена переменной ϑ на ϑ_1 .

Вычислим интегралы, стоящие в правых частях выражений (4) — (4а). Для этого разложим в ряды Фурье функции

$$\sin [\vartheta_1 - \omega_0 \tau_0 - Xr_0 \sin \vartheta_1] = a_0/2 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \sin (n \vartheta_1) + b_n \cos (n \vartheta_1)];$$

$$\cos [\vartheta_1 - \omega_0 \tau_0 - Xr_0 \sin \vartheta_1] = c_0/2 + \sum_{n=1}^{\infty} [c_n \sin (n \vartheta_1) + d_n \cos (n \vartheta_1)].$$

Подставляя эти разложения в уравнения (4) — (4а), замечаем, что интегралы в правых частях будут отличны от нуля, если подынтегральные функции медленно меняются по сравнению с $\sin \vartheta$ и $\cos \vartheta$. Последнее имеет место, если в спектрах случайных величин есть частоты, близкие или равные частоте генерации или ее высшим гармоникам. Учитывая также, что спектр фликкер-эффекта примыкает к нулевой частоте и что этим эффектом можно пренебречь уже в области радиочастот, получим:

$$\frac{d\alpha(t)}{dt} = -p\alpha(t) + \frac{f_1(t)}{r_0 C} \sin \vartheta - \frac{f_1(t_1)}{r_0 C} \left\{ a_0/2 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \sin (n \vartheta_1) + b_n \cos (n \vartheta_1)] \right\} - \frac{a_0 f_2(t_1)}{2r_0 C};$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \nu(t) = \Delta\lambda(t) - \frac{f_1(t)}{r_0 C} \cos \vartheta + \frac{f_1(t_1)}{r_0 C} \left\{ c_0/2 + \sum_{n=1}^{\infty} [c_n \sin (n \vartheta_1) + d_n \cos (n \vartheta_1)] \right\} - \frac{c_0 f_2(t_1)}{2r_0 C},$$

где коэффициент $\Delta = qr_0$ показывает, на сколько изменится частота колебания при удвоении амплитуды. Нетрудно видеть, что a_0 и c_0 пропорциональны амплитуде первой гармоники наведенного тока.

Решая полученные уравнения спектральным методом и заменяя коэффициенты $a_0, c_0, a_n, b_n, c_n, d_n$ их явными выражениями, получим окончательно для спектральных плотностей флюктуаций амплитуды и частоты колебаний следующие выражения:

$$\omega_x(\Omega) = \frac{\omega_{f_1}}{r_0^2 C^2 p^2 + \Omega^2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \cos(2\omega_0 \tau_0) J_2(2Xr_0) - \right.$$

$$\left. - \cos(\omega_0 \tau_0) [J_0(Xr_0) - J_2(Xr_0)] \right\} + \frac{\omega_{f_2}(\Omega)}{r_0^2 C^2 (p^2 + \Omega^2)} \sin^2(\omega_0 \tau_0) J_1^2(Xr_0);$$

$$\tilde{\omega}_\nu(\Omega) = \left\{ \frac{\omega_{f_1}}{r_0^2 C^2} \left[1 + \frac{1}{2} \cos(2\omega_0 \tau_0) J_2(2Xr_0) - \cos(\omega_0 \tau_0) J_0(Xr_0) - \right. \right.$$

$$\left. - \cos(\omega_0 \tau_0) J_2(Xr_0) \right] + \frac{\omega_{f_2}(\Omega)}{r_0^2 C^2} \cos^2(\omega_0 \tau_0) J_1^2(Xr_0) \right\} + \{\Delta^2 \omega_x(\Omega)\} +$$

$$+ \left\{ \frac{\omega_{f_1}}{r_0^2 C^2} \frac{\Delta p}{p^2 + \Omega^2} \left[\sin(2\omega_0 \tau_0) J_2(2Xr_0) - 2\sin(\omega_0 \tau_0) J_2(Xr_0) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{\omega_{f_2}(\Omega)}{r_0^2 C^2} \frac{\Delta p}{p^2 + \Omega^2} \sin(2\omega_0 \tau_0) J_1^2(Xr_0) \right\}.$$

Здесь w_{f_1} — спектральная плотность дробового эффекта, $w_{f_2}(\Omega)$ — спектральная плотность фликкер-эффекта, $J_0(Xr_0)$, $J_1(Xr_0)$ и $J_2(2Xr_0)$ — функции Бесселя первого рода нулевого, первого и второго порядка.

В выражении (6а) для спектральной плотности флюктуаций частоты колебаний члены в первой фигурной скобке описывают непосредственное влияние дробового и фликкер-эффектов на частоту генерации, во второй фигурной скобке — влияние неизохронности генератора, третья фигурная скобка обязана своим появлением корреляции непосредственных флюктуаций частоты с флюктуациями из-за неизохронности генератора.

Если пренебречь неизохронностью генератора (что можно сделать, когда клистрон работает в режимах, близких к максимуму области генерации) и ограничиться рассмотрением воздействия только дробовых процессов, то для спектральных плотностей флюктуаций амплитуды и частоты получим следующие выражения:

$$w_x(\Omega) = \frac{1}{p^2 + \Omega^2} \left\{ \frac{eI_0}{r_0^2 C^2} + \frac{eI_0}{r_0^2 C^2} [1 - \cos(2\omega_0\tau_0) J_2(2Xr_0)] - \right. \\ \left. - \frac{2eI_0}{r_0^2 C^2} \cos(\omega_0\tau_0) [J_0(Xr_0) - J_2(Xr_0)] \right\}; \quad (7)$$

$$w_\omega = \frac{eI_0}{r_0^2 C^2} + \frac{eI_0}{r_0^2 C^2} [1 + \cos(2\omega_0\tau_0) J_2(2Xr_0)] - \\ - \frac{2eI_0}{r_0^2 C^2} \cos(\omega_0\tau_0) [J_0(Xr_0) + J_2(Xr_0)]. \quad (7a)$$

Здесь учтено, что в последнем случае $w_{f_1} = 2eI_0$ (e — заряд электрона). Эти выражения отличаются наличием третьего слагаемого от аналогичных соотношений, полученных в работе [1]. Первые слагаемые в обоих выражениях представляют собой вклад в флюктуации амплитуды и частоты дробового эффекта в потоке электронов, впервые пересекающих резонатор по направлению к отражателю. Вторые слагаемые характеризуют вклад дробового эффекта отраженного потока электронов. Третье слагаемое связано с интерференцией каждой из фурье-компонент дробового эффекта; эта интерференция возникает в резонаторе при сложении случайных составляющих тока прямого и отраженного потоков. Интерференционный член обращается в нуль в максимуме области генерации при условии $\omega_0\tau_0 = (n + 3/4) 2\pi$. При отклонении в сторону уменьшения или увеличения угла пролета $\omega_0\tau_0$ он становится соответственно положительным или отрицательным, создавая тем самым несимметричное изменение w_x и w_ω в диапазоне электронной настройки. При расстройке относительно максимума в точках, где мощность генерации составляет половину от мощности в максимуме области, w_x и w_ω для меньших углов пролета в $1,5 \div 3$ раза будут превышать w_x и w_ω на другом конце области генерации. Различие в изменении w_x при изменении угла пролета вызывается как интерференционным членом, так и асимметрией области генерации. Асимметрия области генерации влияет также и на различие в изменении полного спектра частотных флюктуаций \tilde{w} , через его составляющую $\Delta^2 w_x$.

Выражения (7) — (7а) можно преобразовать к иному виду, заменяя C и r_0^2 на $Q/\omega_0 Z_p$ и $P/2Z_p$ (Q — эквивалентная добротность резонатора,

Z_p — резонансное сопротивление контура, P — мощность колебаний). Тогда получим, что

$$w_a(\Omega) = \frac{\omega_0^2}{Q^2} \frac{eI_0 Z_p}{P} \frac{1}{p^2 + \Omega^2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \cos(2\omega_0 \tau_0) J_2(2Xr_0) - \right. \\ \left. - \cos(\omega_0 \tau_0) [J_0(Xr_0) - J_2(Xr_0)] \right\}; \quad (8)$$

$$w_v = \frac{\omega_0^2}{Q^2} \frac{eI_0 Z_p}{P} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \cos(2\omega_0 \tau_0) J_2(2Xr_0) - \right. \\ \left. - \cos(\omega_0 \tau_0) [J_0(Xr_0) + J_2(Xr_0)] \right\}. \quad (8a)$$

Учитывая, что $\omega_0/Q = 2\pi\Delta f$, нетрудно видеть, что спектральные плотности флюктуаций частоты и амплитуды w_v , w_a пропорциональны отношению мощности дробового шума в резонаторе к мощности колебаний. Как известно [3], величина $w_v(0)/4\pi$ определяет в случае учета только дробового шума „естественную ширину“ линии колебаний, измеренную в герцах.

Рассмотрим более подробно влияние фликкер-эффекта в потоке электронов на флюктуации амплитуды и частоты. Опуская в (6)—(8a) составляющие, связанные с дробовым шумом и учитывая, что

$$\alpha = R/2L = \omega_0/2Q, \quad \sin(\omega_0 \tau_0) J_1(Xr_0) = C \omega_0 r_0/2QI_0, \quad w_{f_2}(\Omega) = I_0^2 \eta(\Omega),$$

получим:

$$w_a(\Omega)_\Phi = \frac{\omega_0^2 \eta(\Omega)}{4Q^2(p^2 + \Omega^2)}; \quad (9)$$

$$w_v(\Omega)_\Phi = \frac{\omega_0^2 \eta(\Omega)}{4Q^2} \left[\operatorname{ctg}^2(\omega_0 \tau_0) + \frac{\Delta^2}{p^2 + \Omega^2} + \frac{2\Delta p}{p^2 + \Omega^2} \operatorname{ctg}(\omega_0 \tau_0) \right].$$

Подставляя вместо Δ ее выражение через p , будем иметь для флюктуаций частоты:

$$w_v(\Omega)_\Phi = \frac{\omega_0^2 \eta(\Omega)}{4Q^2} \frac{\Omega^2}{p^2 + \Omega^2} \operatorname{ctg}^2(\omega_0 \tau_0). \quad (10)$$

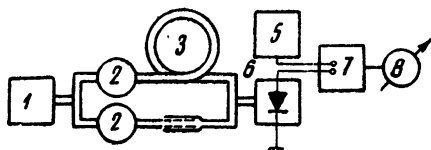
Учитывая, что спектр $\eta(\Omega)$ имеет вид: $\eta(\Omega) = m/\Omega^\lambda$ (где m и λ — величины, не зависящие от Ω), нетрудно видеть, что при $\lambda \leq 2$ спектральная плотность $w_v(\Omega)_\Phi$ при стремлении Ω к нулю падает или остается постоянной, а спектральная плотность $w_a(\Omega)_\Phi$ при этих же условиях неограниченно возрастает. Если учесть, согласно [6], что для ламп с оксидными катодами $m \sim 10^{-12} \text{ гц}^\lambda \text{ с}^{-1}$ и $1 \leq \lambda \leq 2$, то $w_v(\Omega)_\Phi \sim 10^{-9} \text{ рад}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ (для $\lambda = 2$; $Q = 2 \cdot 10^3$; $f = 9 \cdot 10^9$) будет много меньше спектральной плотности частотных флюктуаций, возникающих из-за дробового шума. Заметим, что $w_a(\Omega)_\Phi$ при $m \sim 10^{-12}$, $\lambda = 2$ и $p = 10^7 \text{ гц}$ будет равна по порядку величины w_a из-за дробового шума на частоте 40 гц.

Таким образом, в принятом приближении учет фликкер-эффекта в клистроне (так же, как и в ламповом генераторе [7]) не объясняет рост спектральной плотности частотных флюктуаций в сторону низких частот.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛЮКТУАЦИЙ КОЛЕБАНИЙ КЛИСТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

Экспериментальная установка для исследования флюктуаций колебаний клистрона была аналогична использованной в работе [2]. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Исследуемые колебания подавались на кристаллический детектор или одновременно через короткий тракт и линию задержки, или только через короткий тракт. Порядок измерения шума на выходе детектора, определяемого флюктуациями частоты, был тот же, что и в работе [2]. Сначала изме-

Рис. 1. Блок-схема для измерений флюктуаций колебаний генератора: 1—генератор, 2—аттенюаторы, 3—линия задержки, 4—линия переменной длины, 5—шумовой диод, 6—детектор, 7—нуль-флюктуометр, 8—выходной прибор.



рялись шумы при интерференции двух колебаний, прошедших по разным трактам к кристаллу. При определенной разности фаз Ψ_0 между ними амплитуды колебаний подбирались так, что образовывали (совместно с разностной амплитудой) прямоугольный треугольник [5,8]. В этом случае измерялись шумы, определяемые фазовыми и амплитудными флюктуациями, плюс собственные шумы детектора. При подаче колебаний по одному тракту и равенстве его амплитуды амплитуде разностного колебания первого измерения измерялись шумы, определяемые амплитудными флюктуациями, и собственные шумы детектора. Разность между результатами двух измерений представляет собой шумы на выходе детектора, определяемые флюктуациями частоты колебания.

Собственные шумы детектора, необходимые для определения амплитудных флюктуаций, измерялись с помощью специальной схемы подавления амплитудных флюктуаций на двойном тройнике с двумя противофазно включенными кристаллами (подобно схеме, обычно применяемой для подавления шумов гетеродина в СВЧ приемниках). Балансировка такой схемы проводилась путем модулирования колебаний клистрона по амплитуде сигналом с частотой, попадающей в полосу флюктуометра; этот сигнал, в свою очередь, был модулирован звуковой частотой. Подстройкой детекторов подбирался на слух режим полного подавления амплитудной модуляции. Измеренные в таком смесителе шумы представляют собой собственные шумы двух определенным образом включенных кристаллов (рис. 2). Затем выход кристаллов включался синфазно. При этом шумы на выходе детекторов образовывались из известных шумов кристаллов и шумов, определяемых амплитудными флюктуациями. При вычитании из результата второго измерения результата первого измерения получалась спектральная плотность шумов, связанных с амплитудными флюктуациями. Мы полагали, что при переключении выхода кристаллов их результирующие собственные шумы мало меняются.

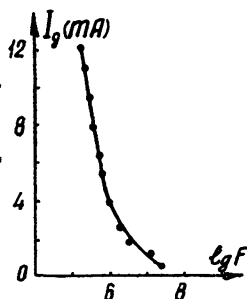


Рис. 2. Частотный спектр шума кристаллического детектора (по оси ординат отложен ток шумового диода I_d)

Измерение шума на выходе детектора производилось путем сравнения его с шумовым напряжением диода 2Д2С, подключаемого на вход флюктуометра. Вся последующая аппаратура при этом служила нулевым индикатором равенства средних квадратов обоих шумовых напря-

жений в полосе флюктуометра. Анализ метода измерения подробно изложен в работах [5,8]. При обработке результатов измерений использовались полученные в статье [3] формулы для спектральных плотностей мощности шума на выходе детекторов W_a (при измерении амплитудных флюктуаций) и W_v (при измерении фазовых флюктуаций):

$$W_a = \beta_1^2 V^2 w_a(F); \quad (11)$$

$$W_v = \beta^2 V_0^2 \tau^2 \cos^2 \Psi_0 \frac{\sin^2(\Omega\tau/2)}{(\Omega\tau/2)^2} [w_v + \Delta^2 w_a + \Omega \operatorname{ctg}(\Omega\tau/2) \operatorname{tg} \Psi_0 \Delta w_a], \quad (12)$$

где β и β_1 — коэффициенты передачи детектора соответственно при измерении частотных и амплитудных шумов, V_0 — амплитуда колебаний на детекторе, поступающих по короткому волноводному тракту, τ — время задержки, $\Omega = 2\pi F$ — частота, определяемая спектр-анализатором.

Обозначим величину, стоящую в квадратных скобках в (12), через Θ_v . Третий член в Θ_v характеризует дополнительную составляющую в спектре шумов на выходе детектора, появляющуюся из-за корреляции части частотных флюктуаций с амплитудными. В зависимости от знаков $\operatorname{tg} \Psi_0$ и Δ этот корреляционный член может входить в выражение для W_v со знаком плюс или минус. Вследствие зависимости от текущей частоты и параметров линии задержки наличие дополнительной составляющей на выходе детектора будет проявляться в сильной и иногда необычной зависимости спектральной плотности от частоты. Примером такого необычного частотного хода (рост к высоким частотам) может служить кривая IV на рис. 3, где приведена зависимость спектральной плотности $\Theta_v = \tilde{w}_v + W(\Omega, l)$ от частоты F .

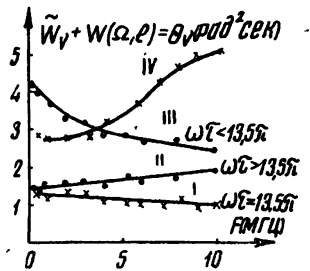


Рис. 3. Зависимость спектральной плотности флюктуаций частоты колебаний с неотделенной корреляционной составляющей $\Theta_v = \tilde{w}_v + W(\Omega, l)$ от частоты F для клистрона № 1: I — $\omega\tau = 13,5\pi$; II — $\omega\tau > 13,5\pi$; III — $\omega\tau < 13,5\pi$

Легко увидеть, что при измерении спектра шума в неограниченном диапазоне частот выбором времени задержки τ невозможно добиться ослабления корреляционной составляющей во всем исследуемом диапазоне. Исключение составляет случай практического отсутствия ее на выходе детектора. Для определения интервалов частот, в которых можно пренебречь этим добавочным спектром при заданном времени задержки, следует руководствоваться неравенством, вытекающим из результатов работы [3]:

$$\operatorname{tg} \Psi_0 \operatorname{ctg}(\Omega\tau/2) \ll \Delta/\Omega. \quad (13)$$

Это неравенство получается из условия

$$w_v + \Delta^2 w_a \gg \Omega \operatorname{ctg}(\Omega\tau/2) \operatorname{tg} \Psi_0 \Delta w_a,$$

когда $w_v \ll \Delta^2 w_a$. Указанные интервалы будут располагаться около частот $\Omega = \pi(2n + 1)/\tau$, при которых корреляционный член обращается в нуль.

Исключение корреляционной составляющей может быть произведено с помощью повторного интерференционного измерения при выборе угла Ψ между векторами напряжений равным $2\pi - \Psi_0$. Последнее достигается изменением длины линии задержки. В результате происходит смена знака при корреляционной составляющей спектральной плотности θ . После сложения результатов первого и повторного измерений и деления на два получим: $\tilde{\omega}_\omega = \omega_\omega + \Delta^2 \omega_\omega$. Разность же между этими результатами измерений дает возможность оценить коэффициент Δ .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовались клистроны на волне 3,2 см в режиме работы, соответствующем 6 ($\omega_0 \tau_0 = 13,5\pi$) и 7 ($\omega_0 \tau_0 = 15,5\pi$) номерам областей генерации. Длина линии задержки 14,4 м. Диапазон исследованных частот от 0,1 до 30 мГц в случае амплитудных и от 0,1 до 10 мГц в случае частотных флюктуаций.

Измерения проводились в максимуме области генерации (кривые I на рис. 3 ÷ 5; все рисунки отнесены к клистроноу одного типа), а также при расстройке относительно максимума в сторону увеличения (кривые II) и в сторону уменьшения (кривые III) угла пролета (при мощности генерации, составляющей 0,56 от мощности в максимуме).

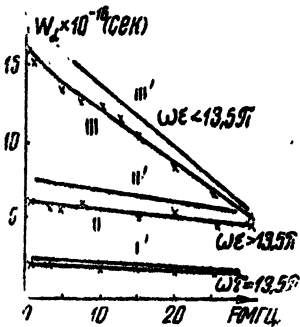


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость спектральной плотности флюктуаций амплитуды колебаний ω_ω от частоты F для клистрона № 1 (I, II, III — экспериментальные кривые, Ia, IIa, IIIa — теоретические кривые): I — $\omega\tau = 13,5\pi$; II — $\omega\tau > 13,5\pi$; III — $\omega\tau < 13,5\pi$.

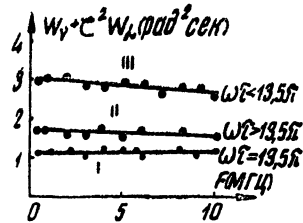


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость спектральной плотности флюктуаций частоты колебаний ω_ω от частоты F для клистрона № 1: I — $\omega\tau = 13,5\pi$; II — $\omega\tau > 13,5\pi$; III — $\omega\tau < 13,5\pi$.

Требуемые для расчета спектральных плотностей флюктуаций ω_ω и ω_ω , величины r_0 и p определялись путём несложных измерений и расчета на основании результатов работы [1]. Емкость C , входящая в формулы (7) — (7а), оценивалась по измерениям Z_p с помощью соотношения $C = Q/\omega_0 Z_p$. При этом добротность резонатора Q полагалась известной из холодных измерений. При $Q = 2 \cdot 10^3$ емкость зазоров для различных экземпляров клистронов лежала в пределах от 1,8 до 2,5 пф.

Амплитудные флюктуации. После обработки по формуле (11) результатов измерений шумов, вызываемых на выходе детектора флюктуациями амплитуды, можно найти спектральную плотность глубины случайной модуляции колебаний ω_ω . Экспериментальные кривые зависимости спектральной плотности ω_ω от частоты F (для

области генерации при $\omega_0\tau_0 = 13,5\pi$ они приведены на рис. 4) допускают удовлетворительную аппроксимацию функцией вида $w_\alpha = B[1 + (F/p)^2]^{-1}$, где B определяет интенсивность, а p — полосу флюктуаций амплитуды.

Результаты измерений спектральных плотностей флюктуаций амплитуды приведены в таблице 1; там же даны значения соответствующих величин, вычисленных по формуле (7) для $C=2$ пф, $U_n=300$ в, $I_0 = 25$ ма.

Таблица 1

		$\omega_0\tau_0 = 13,5\pi$	$\omega_0\tau_0 > 13,5\pi$	$\omega_0\tau_0 \sim 13,5\pi$	$\omega_0\tau_0 = 15,5\pi$	$\omega_0\tau_0 > 15,5\pi$	$\omega_0\tau_0 < 15,5\pi$
Клистрон № 1	$B \cdot 10^{10}$	2,24	6	16,4	2,3	7,8	23
	p (мгц)	51	39	20,2	57	44	27
Клистрон № 2	$B \cdot 10^{10}$	2,12	3,14	10,6	2,8	3,3	20
	p (мгц)	53	43	27,5	55	48	33
Теоретические значения	$B \cdot 10^{10}$	2,6	9	27	4,5	12	29
	p (мгц)	56	34	19	66	40	34

Приведенные в таблице 1 результаты подтверждают тот хорошо известный факт, что при расстройке в обе стороны от максимума области генерации (до уровня половинной мощности) значение B увеличивается, а полоса p уменьшается быстрее в случае расстройки с уменьшением угла пролета, чем с увеличением его. Это явление находит свое объяснение в асимметрии области генерации. В случае зеркальной смены асимметрии положение меняется: B и p будут изменяться быстрее с увеличением угла пролета.

Заметим, что мощность шума боковых полос амплитудной модуляции можно оценить по формуле $P_{ш} = \bar{\alpha}^2 P_A$, где P_A — мощность в линии генерации, а $\bar{\alpha}^2$ — средний квадрат глубины модуляции амплитуды, равный $\int_0^\infty w_\alpha(F) dF = \pi Bp/2$. Так, например, для кривой 1

рис. 4 $\bar{\alpha}^2 = 1,7 \cdot 10^{-8}$ (т. е. $V\bar{\alpha}^2 = 0,013\%$).

Частотные флюктуации. Используя (12) и результаты измерений спектра шумов на выходе детектора в интерференционном опыте, получим кривые спектральной плотности Θ_ν , приведенные на рис. 3.

Эти кривые содержат спектр флюктуаций частоты \tilde{w}_ν и упоминавшийся выше добавочный корреляционный спектр. Учитывая то обстоятельство, что корреляционный спектр исчезает при $F = 1/2\tau$ (в нашем случае при $F = 7,5$ мгц) и что спектр амплитудных флюктуаций мало меняется в пределах от 0,1 до 10 мгц, можно выделить корреляционный спектр из Θ_ν и определить значения величин \tilde{w}_ν и Δw_α . Спектральная плотность флюктуаций частоты $\tilde{w}_\nu(F)$ приведена на рис. 5. Знание w_α из измерений амплитудных флюктуаций дает возможность определить коэффициент Δ , а затем оценить значение составляющих спектральной плотности флюктуаций частоты $\Delta^2 w_\alpha$ и остатка w_ν . Подобная процедура позволяет провести разделение составляющих спектральной плотности Θ_ν для краев области генерации; однако

при работе в максимуме области корреляционный шум мал и надежное определение коэффициента Δ оказалось невозможным.

В таблице 2 приведены экспериментальные значения величин $\tilde{\omega}_v$, Δ , ω_v ; там же даны для сравнения значения ω_v , вычисленные по формуле (7а).

Т а б л и ц а 2

		$\omega_0\tau_0=13,5\pi$	$\omega_0\tau_0>13,5\pi$	$\omega_0\tau_0<13,5\pi$	$\omega_0\tau_0=15,5\pi$	$\omega_0\tau_0>15,5\pi$	$\omega_0\tau_0<15,5\pi$
Клистрон № 1	$\tilde{\omega}_v(\text{рад}^2 \cdot \text{сек}^{-1})$	1,06	1,75	2,8	2,4	4,8	7,4
	$\Delta F(\text{гц})$	0,085	0,14	0,22	0,191	0,38	0,58
	$\Delta 10^{-7}(\text{рад} \cdot \text{сек}^{-1})$	—	2,2	-2,4	—	6,4	-3,5
	$\omega_v(\text{рад}^2 \cdot \text{сек}^{-1})$	—	1,46	1,9	—	1,6	4,5
Клистрон № 2	$\tilde{\omega}_v$	1,14	1,84	4,5	1,8	4,6	7,3
	ΔF	0,091	0,145	0,36	0,143	0,37	0,58
	$\Delta 10^{-7}$	—	3,2	-4,7	—	5,4	-3,3
	ω_v	—	1,53	2,2	—	1,9	5,2
Теоретические значения	$\Delta F(\text{гц})$	0,087	0,09	0,173	0,133	0,135	0,29
	$\Delta 10^{-7}$	0	10	-13	0	15	-7
	ω_v	1,09	1,12	2,16	1,67	1,7	3,64

Результаты измерений спектральной плотности флюктуаций частоты клистрона $\tilde{\omega}_v$, приведенные в таблице 2, позволяют определить величину „естественной ширины“ линии колебаний клистрона ΔF и выяснить поведение этой величины при изменении режима работы.

Для максимума области генерации (кривая 1 на рис. 5) „естественная ширина“ линии $\Delta F=0,08 \text{ гц}$. Теоретическая величина ширины линии при тех же самых параметрах генератора, что и для случая расчета амплитудных флюктуаций, равна $0,087 \text{ гц}$; относительная ширина линии $\Delta F/F \sim 10^{-11}$. При переходе к более высоким номерам областей, когда угол пролета увеличивается, ширина линии колебаний клистронного генератора возрастает примерно в том же отношении, что и величина, обратная мощности генерации. При изменении угла пролета в процессе электронной настройки от центра области до точек половинной мощности ширина линии увеличивается в $1,5 \div 2$ раза при увеличении и в $2 \div 4$ раза при уменьшении угла пролета.

Таким образом, спектральная ширина линии при электронной настройке изменяется несимметрично. Несимметричное изменение ширины линии генерации является следствием несимметричности изменения обеих составляющих спектральной плотности $\tilde{\omega}_v = \omega_v + \Delta^2 \omega_v$ (см. таблицы 1 и 2). Несимметричное изменение ω_v , возможно, является следствием интерференции случайных составляющих дробового шума в резонаторе при сложении прямого и обратного электронных потоков.

Как следует из выше изложенного, эксперименты по измерению частотных и амплитудных флюктуаций колебаний клистрона дают удовлетворительное согласие с теоретическим исследованием флюктуаций колебаний генератора.

В заключение выражаю глубокую благодарность В. С. Троицкому за постоянное внимание к работе.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. Л. Берштейн, ДАН СССР, **106**, 453 (1956).
2. В. С. Троицкий, В. В. Хрулев, Радиотехника и электроника, **1**, 832 (1956).
3. R. Mueller, Transaction IRE **ED—1** 4, 42 (1954).
4. В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, **1**, 1, 20 (1958).
5. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, **1**, 818 (1956).
6. А. Н. Малахов, Радиотехника и электроника, **2**, 438 (1957).
7. В. С. Троицкий, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, **2**, 3 (1959).
8. И. Л. Берштейн, Изв. АН СССР, сер. физ., **14**, 145 (1950).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
17 мая 1959 г.