

С. К. ЛЕСОТА

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИИ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ КЛИСТРОНЕ

Приводятся результаты экспериментальных исследований флуктуаций в отражательном клистронном генераторе трехсантиметрового диапазона длин волн при различных режимах работы. Дается сравнение с теорией, учитывающей влияние флуктуаций тока и скоростей электронов в электронном потоке на флуктуации колебаний.

Настоящая работа освещает некоторые вопросы высокочастотных флуктуаций колебаний отражательного клистронного генератора малой мощности. Механизм воздействия дробовых флуктуаций электронного потока и тепловых шумов резонатора на колебания отражательного клистрона, вызывающих высокочастотные флуктуации колебаний генератора, был впервые рассмотрен Берштейном в работе [1] методом «укороченных» уравнений. Эта же задача, но с помощью метода символических уравнений, примененных к расчету флуктуаций в автогенераторах С. М. Рытовым [2], была рассмотрена в [3], а с учетом теплового разброса скоростей в электронном потоке в [4].

Экспериментальному изучению флуктуаций частоты, амплитуды и корреляции между ними в отражательном клистроне посвящены работы [5, 6, 7, 8]. В последней измерения проводились с помощью объемного резонатора [9], в [5, 6, 7] методом линии задержки [10, 11]. Результаты экспериментов оказались в достаточно хорошем согласии с теоретическими выводами работы [1]. Несмотря на это, измерения, представленные в [5—8], нельзя считать полными, так как они были проведены лишь для некоторых отдельных режимов работы клистронных генераторов, и не все параметры, которые связаны с флуктуациями колебаний, были учтены при проведении измерений. Так, не были проверены измерения, которые помогли бы оценить влияние разброса скоростей в электронном потоке на флуктуации колебаний генераторов.

Разброс скоростей, как известно, играет большую роль в электронных приборах СВЧ и, в частности, в клистролах-детекторах.

В настоящей работе проведены значительно более полные экспериментальные измерения параметров флуктуаций колебаний отражательного клистронного генератора трехсантиметрового диапазона длин волн при различных режимах работы клистрона. Измерения проводились в зависимости от величины тока резонатора, при двукратном увеличении его; в большом диапазоне изменений напряжений на отража-

теле, соответствующих уменьшению генерируемой мощности в три раза относительно мощности генерации в центре области и для двух областей генерации ( $n=2$  и  $3$ , в работе [6]  $n=6$  и  $7$ ).

Измерения проводились в трех точках диапазона механической перестройки частоты резонатора клистрона, двух крайних и средней. Это позволяет избежать случайных результатов, а также оценить, правда только качественно и лишь для данного экземпляра клистрона, влияние изменения внутренней геометрии клистрона на флуктуации его колебаний. Эти измерения позволяют оценить, насколько такая проверка необходима при использовании клистронного генератора в соответствующей аппаратуре.

Для измерений флуктуаций был использован метод линии задержки (длина линии  $8,5$  м). Измерения проводились в диапазоне частот  $F=0,15 \div 18$  мГц. По результатам экспериментальных данных, кроме спектральных плотностей амплитудных, частотных флуктуаций и их взаимной корреляции, вычислялись средние квадраты амплитудных и частотных флуктуаций, функция и коэффициент взаимной корреляции для диапазона  $0 \div 20$  мГц и среднее время взаимной корреляции. Возможная несимметрия спектра линии колебания не учитывалась [14, 15].

В работе проводится сравнение полученных экспериментальных результатов с теорией [1, 3, 4]. Для удобства сравнения приведем соответствующие теоретические выражения для параметров флуктуаций, полученных на основании работ [3, 4].

Спектральная плотность амплитудных флуктуаций  $S_m(\Omega)$

$$S_m(\Omega) = \frac{eI_0}{C^2 R_0^2 \rho^2 \omega^2} \frac{A_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 A_2}{1 + \frac{\Omega^2}{\rho^2 \omega^2}}, \quad (1)$$

где

$$\frac{I_0}{C^2 R_0^2 \rho^2 \omega^2} \approx \frac{1}{2I_0 \sin \theta_0} \left( \frac{m \sin \theta_0}{1 + m \sin \theta_0} \right)^3.$$

Спектральная плотность частотных флуктуаций  $S_\omega(\Omega)$

$$S_\omega(\Omega) = \frac{eI_0}{C^2 R_0^2} \left[ \left( B_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 B_2 \right) + \left( A_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 A_2 \right) \frac{\text{ctg}^2 \theta_0}{1 + \frac{\Omega^2}{\rho^2 \omega^2}} \right], \quad (2)$$

где

$$\frac{I_0}{C^2 R_0^2} \approx \frac{6 \cdot 10^{-9} \theta_0^2}{C^2 I_0^{1/4}} \frac{m \sin \theta_0}{1 + m \sin \theta_0}.$$

Взаимная спектральная плоскость  $S_{\omega m}(\Omega)$

$$S_{\omega m}(\Omega) = \frac{-eI_0 \text{ctg} \theta_0}{C^2 R_0^2 \rho \omega} \frac{A_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 A_2}{1 + \frac{\Omega^2}{\rho^2 \omega^2}}, \quad (3)$$

где

$$\frac{-I_0 \text{ctg} \theta_0}{C^2 R_0^2 \rho \omega} \approx \frac{5,4 \cdot 10^{-5} \theta_0 \text{ctg} \theta_0}{C I_0^{5/8} \sin \theta_0} \left( \frac{m \sin \theta_0}{1 + m \sin \theta_0} \right)^2.$$

Средний квадрат амплитудных флуктуаций  $\overline{m^2}_\Omega$ :

$$\overline{m^2}_\Omega = \frac{eI_0}{\pi C^2 R_0^2 \rho \omega} \left( A_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 A_2 \right) \operatorname{arctg} \frac{\Omega}{\rho \omega} \quad (4)$$

Средний квадрат частотных флуктуаций  $\overline{\omega^2}_\Omega$ :

$$\begin{aligned} \overline{\omega^2}_\Omega = & \frac{eI_0}{\pi C^2 R_0^2} \left[ \Omega \left( B_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 B_2 \right) + \right. \\ & \left. + \rho \omega \left( A_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 A_2 \right) \operatorname{ctg}^2 \theta_0 \operatorname{arctg} \frac{\Omega}{\rho \omega} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\frac{I_0 \rho \omega}{R_0^2} \approx 0,64 \cdot 10^{-12} I_0^{1/3} \theta_0^3 C^{-1} \sin \theta_0.$$

Коэффициент взаимной корреляции  $K_{\omega m}^\Omega$

$$\begin{aligned} K_{\omega m}^\Omega &= \frac{R_{\omega m}^\Omega(0)}{(m_\Omega^2 \omega_\Omega^2)^{1/2}}, \\ K_{\omega m}^\Omega &= \frac{\cos \theta_0}{\sqrt{a^2 \sin^2 \theta_0 + \cos^2 \theta_0}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$a^2 = \frac{\Omega}{\rho \omega \operatorname{arctg} \frac{\Omega}{\rho \omega}} \left( B_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 B_2 \right) \left( A_1 + \frac{\overline{\Delta v^2}}{\Delta i^2} \theta_0^2 A_2 \right).$$

Время взаимной корреляции  $\tau_0$

$$\tau_0 = \frac{1}{\rho \omega}, \quad (7)$$

где  $R_0$  — стационарная амплитуда колебаний,  $\omega$  — стационарная частота колебаний,  $\overline{\Delta i^2}$ ,  $\overline{\Delta v^2}$  — относительные средние квадраты флуктуаций тока и разброса скоростей электронов в потоке,  $\overline{\Delta i^2} = \frac{2e\Delta F}{I_0}$ ;  $Q$ ,  $C$  — добротность и емкость зазора резонатора ( $Q = 2 \cdot 10^{-3} (1 + 0,33 I_0)$ , [16]);  $U_0$ ,  $I_0$  — постоянные напряжения и ток резонатора;  $\theta_0$  — пролетный угол в пространстве отражатель-резонатор при отсутствии переменного напряжения на сетках резонатора;  $\tau$  — время корреляции;  $\Omega = 2\pi F$ ,  $F$  — частота спектра линии колебания;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  кул — абсолютный заряд электрона,

$$\begin{aligned} m &= \frac{gI_0Q}{\omega C}, \quad g = \frac{\theta_0}{2U_0}, \quad R_0 = \frac{-2m}{g} I_1(gR_0) \sin \theta_0 \approx \\ &\approx \frac{2\sqrt{2}}{g} \sqrt{\frac{1+m \sin \theta_0}{m \sin \theta_0}}, \quad p = \frac{-m}{Q} I_2(gR_0) \sin \theta_0 \approx \frac{1+m \sin \theta_0}{2Q}, \end{aligned}^*$$

\* Приближения для  $R_0$  и  $p$  формально верны при  $gR_0 \leq 1$ . В реальных клистро-нах  $gR_0 \approx 2+3$ .

$I_k(gR_0)$  — функции Бесселя первого рода;  $A_1, A_2, B_1$  и  $B_2$  зависят от  $I_k(gR_0)$  ( $k=0, 1, 2$ ) и от тригонометрических и гиперболических функций  $\Theta_0$  [4].

Спектральная плотность и средний квадрат амплитудных флуктуаций. На рис. 1 представлены типичные экспериментальные графики спектральной плотности амплитудных флуктуаций для одной из измеренных областей генераций. Кривые  $S_m(F)$ , относящиеся к средней части области генерации (соответствующей мощности генерации не менее чем 0,63 от максимальной), на частотах  $F > 0,8 - 1,2$  мГц близки к графикам функций вида  $\frac{S_{m0}}{1 + \frac{\Omega^2}{\rho^2 \omega^2}}$ , которой

описываются амплитудные флуктуации в работах [1, 3], экспериментально подтвержденной в [5, 6] и др. Из рис. 1  $S_{m0}$  равно 1,3 и

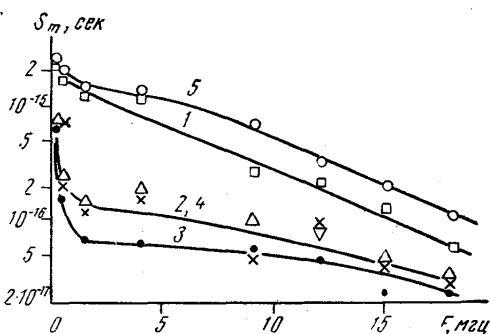


Рис. 1. Графики спектральных плотностей амплитудных флуктуаций по области генерации для различных значений относительных мощностей генерации: 1 и 5 —  $P = -5$  дБ; 2 и 4 —  $P = -2$  дБ, 3 —  $P = 0$  (центр области генерации)

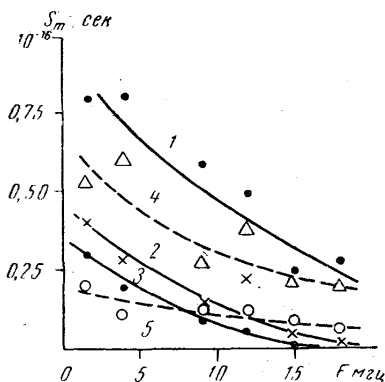


Рис. 2. Графики спектральных плотностей амплитудных флуктуаций в центрах областей генерации в зависимости от номера области генерации и тока резонатора: 1 —  $I_0 = 30$  ма; 2 —  $I_0 = 45$  ма; 3 —  $I_0 = 60$  ма;  $n = 2$ ; 4 —  $I_0 = 30$  ма; 5 —  $I_0 = 45$  ма;  $n = 3$

$3 \cdot 10^{-16}$  сек,  $\rho f = 20$  и 12 мГц соответственно для центра области генерации (кривая 3) и для точек, соответствующих мощности генерации 0,63 от максимальной (кривые 2 и 4). Эти цифры близки к соответствующим данным, приведенным в [5, 6, 8].

Для той же части области генерации клистрона зависимость  $S_m(F)$  от частоты  $F$  для  $F$ , меньших  $0,8 \div 1,2$  мГц, может быть представлена как  $F^{-k}$ ;  $k \geq 1$ . Это близко к выводам работ [12, 13], где показано, что зависимость  $S_m(F) \sim \frac{1}{F}$  имеет место при частотах  $F \leq 0,1$  мГц. Измеренные значения  $S_m(F)$  для центра областей генерации на частоте 150 кГц равны  $0,6 \div 2 \cdot 10^{-15}$  сек. В работе [13] приведены данные для диапазона  $1 \div 100$  кГц, где на 100 кГц  $S_m = 5 \cdot 10^{-15}$  сек. График, построенный на основе данных [13] и настоящей работы, позволяет сделать вывод, что фликер-эффект определяет амплитудные флуктуации клистронного генератора до частот, близких к 0,5 мГц. До этих частот сохраняется зависимость вида  $S_m \sim \frac{1}{F}$ .

Зависимость  $S_m(F)$  от тока  $I_0$  и номера области генераций  $n$  приведена в таблице.

На рис. 2 даны графики  $S_m(F)$  для центров областей генерации, имеющих разные номера и соответствующие различным токам  $I_0$ , в диапазоне  $1,5 \div 18$  мГц. Из формулы (1) следует, что  $S_m(F)$  в центре области генерации зависит обратно пропорционально от тока  $I_0$ , если считать, что  $\Delta v^2/\Delta i^2$  не зависит от  $U_0$  и  $I_0$ . Это связано с тем, что при тех значениях параметров  $I_0$ ,  $n$ ,  $Q$ , которые имеет исследуемый клистрон, произведение  $R_0\rho$  не зависит от номера области генерации  $n$  и пропорционально  $I_0$  в степени, немного меньшей единицы. Множитель  $m/m-1$  в приближенной формуле при изменении тока  $I_0$  в два раза для значений  $n=2$  и 3 при учете зависимости добротности  $Q$  от тока  $I_0$  [16] изменяется не более чем на 5%. Из таблицы следует, что зависимость экспериментальных значений  $S_m$  (1,5 мГц) от тока  $I_0$  очень близка к виду  $1/I_0$  практически во всех измеренных случаях, за исключением  $n=3$ ,  $I_0=60$  ма.

Зависимость  $S_m(F) \sim 1/I_0$  сохраняется и с изменением частоты  $F$  (см. рис. 2).

Экспериментальные значения  $S_m$  (1,5 мГц) не имеют определенной зависимости от  $n$  во всем диапазоне токов и частот резонатора, при малых токах, равных 30 ма и 45 ма, спектральные плотности амплитудных флуктуаций уменьшаются с ростом  $n$ ; при токе 60 ма, наоборот, имеет место возрастание спектральных плотностей амплитудных флуктуаций. Из теории, по (1), составляющая спектральной плотности амплитудных флуктуаций, определяемая флуктуациями тока, не зависит от пролетного угла  $\Theta_0$ , а составляющая, определяемая разбросом скоростей, имеет зависимость от  $\Theta_0$ , как  $\Theta_0^2$ .

На рис. 3 представлены графики для среднего квадрата амплитудных флуктуаций, вычисленные в диапазоне  $0,15 \div 20$  мГц, которые показывают, что зависимость  $\overline{m^2}$  от тока  $I_0$  при различных значениях пролетного угла  $\Theta_0$  в пределах области генерации близка к  $1/I_0$ . Теоретическая зависимость  $\overline{m^2}$  от тока, как следует из выражения (4), имеет вид  $\overline{m^2} \sim I_0^{-3/8}$

Спектральная плотность и средний квадрат частотных флуктуаций. Измеренные значения этих параметров в зависимости от пролетного угла  $\Theta_0$  и тока резонатора  $I_0$  представлены в таблице и на рис. 4 (а, б).

По формулам (2) и (5)  $S_\omega$  и  $\overline{\omega^2}$  имеют зависимость от тока резонатора  $I_0$  в центре области генерации ( $\cos \Theta_0 \doteq 0$ ) вида  $I_0^{-1/4}$ , т. е. при увеличении тока  $I_0$ , например в два раза,  $S_\omega$  и  $\overline{\omega^2}$  должны уменьшаться не более чем на 20%. Экспериментальные данные таблицы и рис. 4, если и имеют зависимость от тока  $I_0$ , то с увеличением  $I_0$  возрастают. Спектральные плотности  $S_\omega$  (1,5 мГц) при изменении от  $I_0$  от 30 до 60 ма для

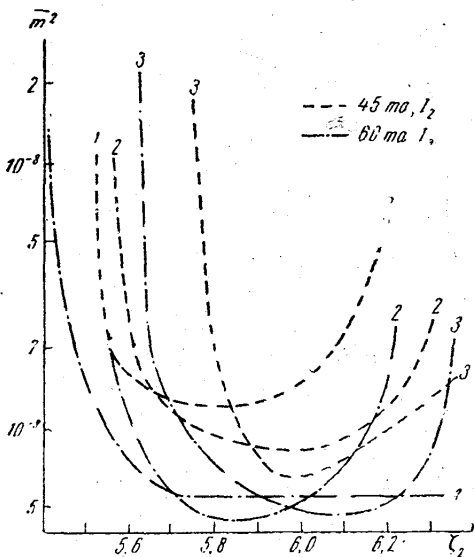


Рис. 3. Графики среднего квадрата амплитудных флуктуаций по областям генерации для различных частот резонатора:

1 —  $f_{\min}$ , 2 —  $f_{cp}$ , 3 —  $f_{\max}$ ,  
 $\xi_n \sim \sqrt{U_0} / (U_0 - U_{отр})$

Таблица

Частота резонатора клизотрона	$I_0$  $n$	а			б			в		
		$S_m$ (1,5 мгц)			$S_w$ (1,5 мгц)			$S_{wm}$ (1,5 мгц)		
		30 ма	45 ма	60 ма	30 ма	45 ма	60 ма	30 ма	45 ма	60 ма
$f_{мин}$	2	$9 \cdot 10^{-17}$ сек	$10 \cdot 10^{-17}$ сек	$4 \cdot 10^{-17}$ сек	1,25 рад <sup>2</sup> ·гц	1,15 рад <sup>2</sup> ·гц	1,5 рад <sup>2</sup> ·гц	$9 \cdot 10^{-9}$ рад	$5,9 \cdot 10^{-9}$ рад	$7,6 \cdot 10^{-9}$ рад
	3	5 »	5 »	7 »	2,5 »	5,0 »	6,0 »	12,5 »	34,0 »	—
$f_{ср}$	2	7 »	4 »	3 »	0,8 »	0,9 »	1,0 »	3,3 »	5,5	6,3 »
	3	5 »	2 »	5 »	1,7 »	2,3 »	6,0 »	15 »	17,4	17 »
$f_{макс}$	2	40 »	4 »	2,5 »	1,3 »	0,45 »	0,8 »	3,1 »	16	5,6 »
	3	10 »	3 »	5	1,5	1,6	2,0	21,5	32	—
теоретическая	2	—	—	—	—	—	—	7 »	—	12 »
	3	—	—	—	—	—	—	13,5 »	—	30 »

области генерации соответствующей  $n=2$  увеличиваются незначительно при  $n=3$  это увеличение оказывается более заметным ( $\sim 2,5$ ).

В выражение (5) для среднего квадрата частотных флуктуаций  $\bar{\omega}^2$  входят два слагаемых; второе слагаемое, имея множителем  $\cos^2 \Theta_0$ , пропорционально  $\sim I_0^{1/2}$ , т. е. растет при увеличении тока  $I_0$ . Связанное с неизохронностью генератора, оно становится сравнимым по чи-

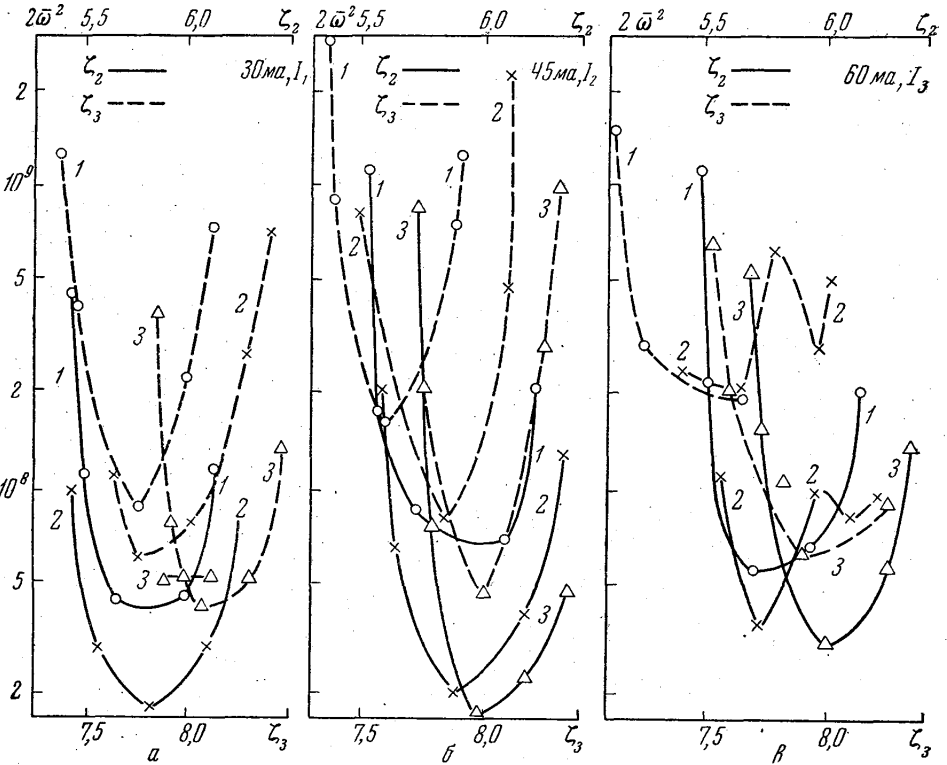


Рис. 4. Графики среднего квадрата частотных флуктуаций по областям генерации для различных частот резонатора:

$$1 - f_{\min}, \quad 2 - f_{\text{ср}}, \quad 3 - f_{\max}, \quad \zeta_n \sim \sqrt{U_0} / (U_0 - U_{\text{отр}})$$

сленному значению с первым при значениях  $\text{ctg}^2 \Theta_0 \approx 0,15$  или  $|\Theta_{\text{с}0} - \Theta_0| \approx 20^\circ$ , если при вычислении  $\bar{\omega}^2$  спектр частотных флуктуаций ограничить диапазоном частот  $0 \div 20$  мГц. Обычно при измерениях центр области генерации определяется по максимуму мощности генерации, в то время как амплитуда и мощность генерации при пролетных углах  $\Theta_0$ , близких к  $2\pi(n + \frac{3}{4})$ , очень слабо зависят от  $\Theta_0$  и максимальные значения амплитуды и мощности генерации имеют место при  $\Theta_0 < \Theta_{\text{с}0} = 2\pi(n + \frac{3}{4})$ . Причем может быть, что  $\Theta_{\text{с}0} - \Theta_0 \approx 30^\circ$ . В реальных генераторах эта разность может значительно отличаться от приведенной и даже менять знак.

При максимальной мощности генерации  $\cos \Theta_0$  не равен нулю, что подтверждается серией кривых  $I$  на рис. 4, а ( $n=2$ ) и 2 при  $I_0=60$  *ма* ( $n=2, 3$ ). На этом рисунке имеет место смещение минимума  $\bar{\omega}^2$  относительно максимума мощности генерации в сторону больших пролетных углов.

Вид кривых 2 определяется вторым слагаемым в (5), т. е. отношением  $\text{ctg}^2 \Theta_0/R_0^2$ , где  $\cos \Theta_0=0$  при меньших значениях пролетного угла, чем мощность генерации достигает максимума.

Следовательно, то возрастание  $\bar{\omega}^2$  с током  $I_0$ , которое имеет место на рис. 4, является вполне объяснимым.

Экспериментальные данные, табл. (а, б) имеют зависимость от номера области генерации для некоторых режимов работы исследованного генератора, несколько отличную от той, которая получена в [6] и имеет место в случае чисто дробового шума в электронном потоке. Если предположить, что флуктуации колебаний клистронного генератора, кроме дробовых шумов, электронного потока, зависят также и от теплового разброса скоростей электронов в потоке, то, используя данные таблицы, можно оценить величину теплового разброса скоростей в плоскости первой сетки резонатора для некоторых режимов работы клистронного генератора.

В выражении (1) и (2) для спектральных плотностей амплитудных и частотных флуктуаций средний квадрат флуктуаций скорости в электронном потоке имеет множителем квадрат пролетного угла между резонатором и отражателем —  $\Theta_0^2$ , в центре области генерации. Составляющие спектральных плотностей, соответствующие этому слагаемому, будут иметь зависимость от пролетного угла  $\Theta_0$ , для амплитудных флуктуаций пропорциональную  $\Theta_0^2$ , для частотных  $\sim \Theta_0^4$ . Их отношения для соседних областей генерации, соответствующих, например,  $n=2$  и 3 равны 1,86 для амплитудных флуктуаций и 3,45 для частотных. Зависимость от пролетного угла  $\Theta_0$  для спектральных плотностей  $S_m$  и  $S_\omega$ , приведенных в таблице для тока резонатора  $I_0=60$  *ма*, очень близка к рассчитанной. Поэтому, если предположить, что амплитудные и частотные флуктуации в этом случае определяются в основном разбросом скоростей электронов в потоке, то для спектральной плотности разброса скоростей получим  $4 \div 6 \cdot 10^{-4}$  *м<sup>2</sup>/сек* для  $f_{\text{мин}}$  и  $0,6 \div 2,5 \cdot 10^{-4}$  *м<sup>2</sup>/сек* для  $f_{\text{макс}}$ . Отношение спектральных плотностей флуктуаций скорости и полного дробового шума в электронном потоке, в безразмерных единицах, равно для  $f_{\text{мин}}$   $0,8 \div 0,95$  и для  $f_{\text{макс}}$   $0,3 \div 0,65$ .

Средний квадрат разброса скоростей электронов в потоке является конечной величиной. Если предположить, что в плоскости первой сетки резонатора средний квадрат разброса скоростей электронов равен их тепловому разбросу на катоде, то можно оценить верхнюю граничную частоту, до которой спектральная плотность флуктуаций скорости остается постоянной. Используя полученные выше данные для спектральной плотности разброса скоростей, для граничной частоты имеем  $10^4 \div 10^5$  *ггц*. Это больше теоретического значения, равного  $6 \cdot 10^3$  *ггц*. И около резонатора средний квадрат разброса скоростей, возможно на несколько порядков меньше, чем на катоде. В работе [17] проведен расчет по прохождению токовых и скоростных флуктуаций от катода диода к аноду. Применяя его в нашем случае, получим для спектральной плотности разброса скоростей в плоскости первой сетки резонатора значения, близкие к  $10^{-17}$  *м<sup>2</sup>/сек*, что значительно отличается от приведенных выше.



Взаимная спектральная плотность. Измерения взаимной спектральной плотности  $S_{\omega m}$  проводились, как и спектральных плотностей амплитуды и частоты, в частотном интервале  $0,15 \div 18$  мГц при мощностях генерации  $P_{\text{относ}} = 0,63$  и  $0,33$  относительно максимальной в центре области генерации.

В таблице приведены абсолютные значения  $S_{\omega m}(F)$  на частоте  $F = 1,5$  мГц, среднеарифметические для значений  $P_{\text{относ}} = 0,63$ . Спектральная плотность  $S_{\omega m}(1,5 \text{ мГц})$  по таблице возрастает с номером области генерации и током. Там же приведены расчетные данные, сделанные в предположении воздействия на флуктуации колебаний генератора только дробовых шумов ( $I_0 = 30$  ма) или флуктуаций скорости ( $I_0 = 60$  ма). Из сравнения приведенных данных следует, что имеется некоторое превышение расчетных данных над экспериментальными.

Коэффициент взаимной корреляции. Если в выражении для коэффициента взаимной корреляции  $a^2 \approx 1$ , то зависимость коэффициента взаимной корреляции от пролетного угла  $\Theta_0$  выражается как  $\cos \Theta_0$ . При увеличении  $a^2$  коэффициент корреляции на краях области генерации медленно уменьшается (кривые 1, 2, 3 рис. 5). На рис. 5 приведены экспериментальные точки для значений тока  $I_0 = 30$  ма и  $60$  ма.

Если считать, что при токе  $I_0 = 30$  ма флуктуации тока в электронном потоке значительно больше флуктуаций скорости, а при токе  $I_0 = 60$  ма наоборот, то для  $a^2$  получаются следующие значения  $a_1^2 \approx 80 \div 100$ ,  $a_3^2 \approx 2$ . Из экспериментальных данных рис. 5, следует, что коэффициент корреляции при токе  $I_0 = 30$  ма меньше, чем при токе  $I_0 = 60$  ма.

Время взаимной корреляции. Время взаимной корреляции единственный параметр, который характеризует флуктуации колебаний генератора при  $\delta$ -коррелированных шумах электронного потока, оно не зависит от самих шумов потока и обратно пропорционально величине «прочности предельного цикла». Можно ожидать близкого совпадения экспериментальных и расчетных данных.

Действительно, при мощности генерации  $P_{\text{относ}} = 0,63$  относительно центра области генерации при расчетных значениях для времени корреляции  $\tau_0 = 0,7 \div 1,5 \cdot 10^{-8}$  сек, экспериментальные  $\tau_0$  не превышают  $2 \cdot 10^{-8}$  сек. При  $P_{\text{относ}} = 0,33$ , ближе к краю области генерации  $\tau_0$  расчетное, равное  $1,5 \div 4,0 \cdot 10^{-8}$  сек;  $\tau_0$  экспериментальное лежит в интервале от  $0,5$  до  $10,0 \cdot 10^{-8}$  сек.

Качественная зависимость  $\tau_0$  от тока  $I_0$  и пролетного угла  $\Theta_0$  совпадает с теоретической: уменьшение с увеличением тока  $I_0$  и номера области генерации, возрастание к краям области генерации. Но в некоторых случаях  $\tau_0$  не имеет минимального значения в центре области генерации (рис. 6). При этих же режимах работы клистрона ( $f_{\text{ср}}, I_0 = 60$  ма) имеет место также и некоторое увеличение флуктуаций частоты в центре области генерации (см. рис. 4), это может быть, когда максимум мощности генерации в области генерации имеет место при значениях пролетного угла  $\Theta_0 > \Theta_{00}$ . График зависимости частоты от  $\Theta_0$  в этом случае сильно отличается от теоретического:  $\omega - \omega_{\text{ср}} \approx \text{ctg} \Theta_0$ .

Влияние фликкер-шума на амплитудные и частотные флуктуации изохронного генератора, как известно [18], определяется степенью расстройки  $\Delta\omega$  частоты колебаний генератора и контура. При малой расстройке влияние фликкер-шума на частотные флуктуации незначительно, амплитудные флуктуации будут определяться фликкер-шумом в пределах его спектра.

На экспериментальных графиках, приведенных в настоящей работе, спектральные плотности амплитудных флуктуаций на частотах  $F < 1$  мГц резко возрастают (в центре области генерации), в то время как спек-

тральные плотности частотных флуктуаций остаются почти постоянными до минимальной частоты измерений  $F=0,15$  мГц. Таким образом, эти экспериментальные данные согласуются с теоретическими выводами [18] в отношении различного (при  $\Delta\omega \sim 0$ ) воздействия фликкер-шума на амплитудные и частотные флуктуации генераторов.

Измерения при различных значениях собственной частоты резонатора клистрона ( $f_{\text{мин}}$ ,  $f_{\text{ср}}$  и  $f_{\text{макс}}$ ) кроме целей «статистики» для исключения

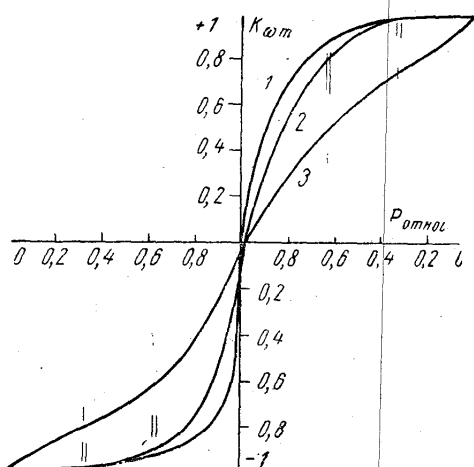


Рис. 5. Графики коэффициента корреляции для различных значений параметра  $a^2$ : 1— $a^2=1$ , 2— $a^2=2$ , 3— $a^2=100$ . Вертикальные линии соответствуют областям разброса экспериментальных точек для коэффициента корреляции, одиночные для тока 30 ма, двойные для тока 60 ма

туации до некоторой степени синхронны друг другу, т. е. увеличение мощности генерации соответствует уменьшению амплитудных флуктуаций и наоборот.

Для некоторых параметров флуктуации имеет место монотонная зависимость от собственной частоты резонатора, не связанная с зависимостью величины генерируемой мощности от частоты резонатора. Так, частотные флуктуации уменьшаются с ростом частоты резонатора;  $\tau_0$  — время взаимной корреляции, растет в большинстве случаев при увеличении частоты резонатора. Таким образом, «прочность» предельного цикла и величина флуктуации частоты обратно пропорциональны.

Необходимо еще отметить, что при частоте резонатора, равной  $f_{\text{ср}}$ , имеют место в некотором смысле оптимальные условия генерации, хотя и мощность генерации при этом оказывается не максимальной. Все измеренные параметры флуктуаций  $\overline{m^2}$ ,  $\overline{\omega^2}$ ,  $R_{\omega m}(\tau)$  и  $\tau_0$  имеют наименьшие относительные пределы изменения по области генерации, от  $P_{\text{макс}}=1$  до  $P=0,33$ .

В заключение выражаю глубокую признательность В. М. Лопухину за помощь в выполнении настоящей работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Берштейн И. Л. ДАН СССР, 106, 3, 453, 1956.
2. Рытов С. М. ЖЭТФ, 29, 304, 1955.
3. Базаров Е. Н., Жаботинский М. Е. «Радиотехника и электроника», 4, вып. 10, 1685, 1959.

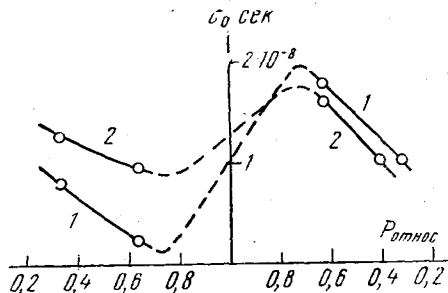


Рис. 6. Графики времени взаимной корреляции: 1— $n=2$ , 2— $n=3$ ,  $f_{\text{рез}}=f_{\text{ср}}$

случайных результатов позволяют получить данные, связанные с зависимостью параметров колебаний клистрона от его внутренней геометрии при постоянных токе  $I_0$ , номере области генерации  $n$  и т. д. Так, мощность генерации, которая по величине изменяется не монотонно с частотой резонатора, и амплитудные флуктуации

4. Базаров Е. Н., Жаботинский М. Е. «Радиотехника и электроника», 6, вып. 1, 166, 1961.
5. Троицкий В. С., Хрулев В. В. «Радиотехника и электроника», 1, 6, вып. 831, 1956.
6. Никонов В. И. «Изв. вузов», радиофизика, 2, № 6, 915, 1959.
7. Лесота С. К. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физики, астрономии, № 2, 3, 1961.
8. Ахманов С. А., Ештокин В. Н., Марченко В. Ф. «Радиотехника и электроника», 7, вып. 12, 2024, 1962.
9. Горелик Г. С., Елкин Г. А. «Радиотехника и электроника», 2, вып. 1, 28, 1957.
10. Троицкий В. С. «Радиотехника и электроника», 1, вып. 6, 819, 1956.
11. Лесота С. К. «Вестн. Моск. ун-та», сер. матем., мех., физ., астрон., химии, № 1, 109, 1959.
12. Малахов А. Н. «Радиотехника и электроника», 4, вып. 1, 54, 1959.
13. Малахов А. Н. «Изв. вузов», радиофизика, 3, № 6, 1001, 1960.
14. Малахов А. Н., Никонов В. И. «Изв. вузов», радиофизика, 4, вып. 1, 104, 1961.
15. Малахов А. Н., Никонов В. И., Разина Т. Д. «Изв. вузов», радиофизика, 4, № 6, 1052, 1961.
16. Отражательные клистроны «Советское радио», М., 1954.
17. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот, М., 1956.
18. Троицкий В. С. «Изв. вузов», радиофизика, 1, 1, 20, 1958.

Поступила в редакцию  
23.11 1964 г.

Кафедра  
радиотехники