

**ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКИХ  
ПРОВОДИМОСТЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ УСИЛИТЕЛЯ  
ВИДЕОЧАСТОТЫ С КОРРЕКТИРУЮЩЕЙ ЕМКОСТЬЮ В  
КАТОДНОЙ ЦЕПИ И ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ИНДУКТИВНОЙ  
КОРРЕКЦИЕЙ В ЦЕПИ АНОДА**

И. А. СУСЛОВ, Д. И. СВИРЯКИН

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

**Введение**

На практике широкое применение получила схема видеоусилителя, в которой индуктивная коррекция в анодной цепи дополняется коррекцией с помощью сравнительно небольшой емкости в цепи катода (рис. 1). В такой схеме цепь автоматического смещения не искажает вершин импульсов, а искажения за счет цепи экранирующей сетки значительно ослаблены действием противосвязи. Это заметно снижает трудности, связанные с коррекцией искажений вершин импульсов большой длительности, и в конечном итоге приводит к уменьшению габаритов усилителя.

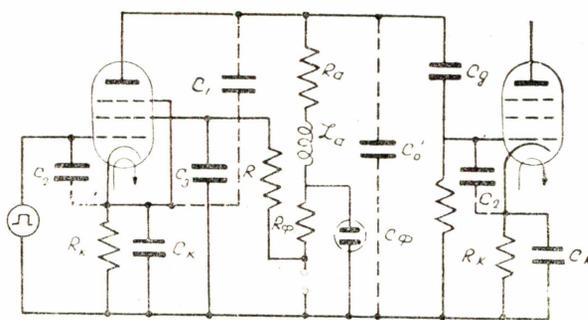


Рис. 1.

Вопросы теории и расчета схемы рис. 1 рассматривались в работах [1, 2]. Однако содержащиеся в них данные могут иметь лишь ограниченное применение, так как указанные работы не учитывают зависимость от времени динамических емкостей, входящих в состав анодной нагрузки каскада.

Входная емкость каскада по схеме рис. 1 равна

$$C_{вх}(t) = C_2 [1 - K_k(t)], \quad (1)$$

где  $K_k(t)$  — коэффициент передачи от сетки к катоду, а  $C_2$  — входная емкость лампы. Изменение  $C_{вх}$  со временем при подаче на вход усилителя единичного напряжения показано на рис. 2. В начальный момент, когда емкость  $C_k$  еще не зарядилась,  $K_k(0) = 0$  и  $C_{вх}(0) = C_2$ .

Когда же напряжение на катоде установится, то  $K_k(\infty) = \frac{SR_k}{1 + SR_k}$  и  $C_{вх}(\infty) = \frac{C_2}{1 + SR_k}$ . Аналогично изменяется входная емкость у ка-

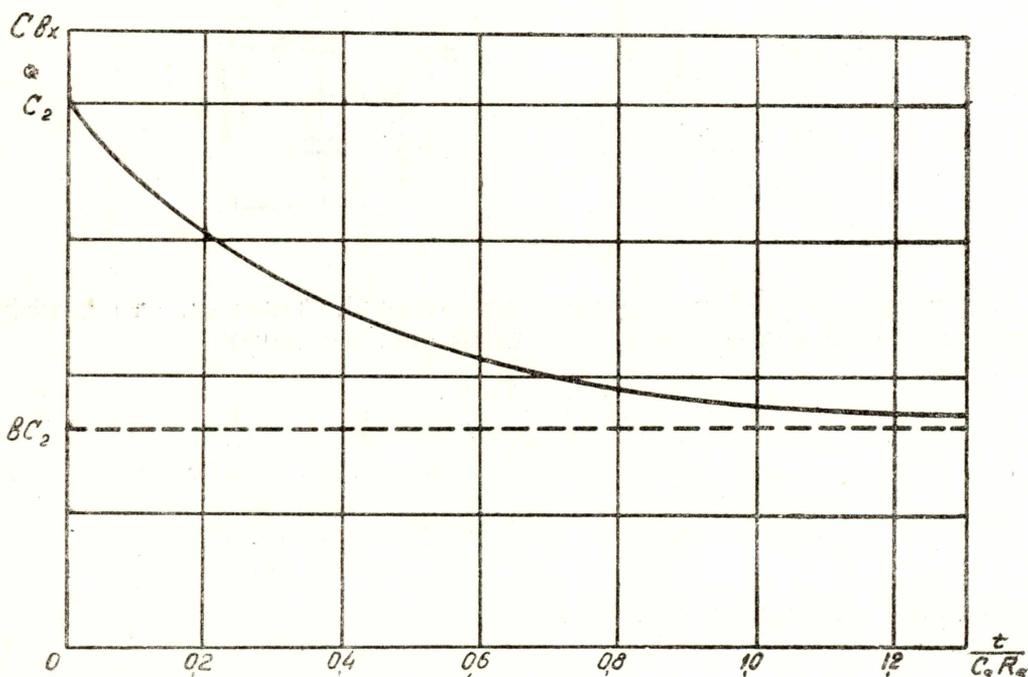


Рис. 2.

тодного повторителя. При анализе всех этих схем с  $C_{вх}$  обращаются как с величиной постоянной. Однако разные авторы поступают по-разному. Одни за  $C_{вх}$  принимают ее начальное значение [1]<sup>1)</sup>, другие — установившееся [2, 3], третьи — усредненное [4, 5]. Чаще всего вопрос о величине  $C_{вх}$  не затрагивается совсем [6, 7, 8 и др.]. Через емкость  $C_2$  рассматриваемый каскад связан с цепью катода следующего каскада, а последняя через лампу и емкость анод—катод — с его анодной цепью. Это обстоятельство затрудняет разбиение усилителя на отдельные каскады, так как приводит к необходимости учитывать влияние на работу рассматриваемого каскада параметров и временных процессов в следующем каскаде, определяющих величину  $K_k(t)$ . В результате аналитическое исследование свойств усилителя наталкивается на большие трудности. К этому следует добавить, что динамическая проводимость  $Y_{вых}$ , обусловленная емкостью  $C_1$  (рис. 1), также зависит от времени. Поэтому основным вопросом анализа рассматриваемого усилителя является получение такой эквивалентной схемы, которая позволяет учесть изменение обеих емкостей и осуществить разделение каскадов, т. е. отразить в данном каскаде влияние следующего.

<sup>1)</sup> Это следует из приведенного в [1] сравнения схемы рис. 1 с обычной схемой с параллельной индуктивной коррекцией.

### Построение эквивалентной схемы

Для получения эквивалентной схемы усилителя рис. 1 выясним сначала характер изменения динамической выходной емкости  $C_{вых}$ , обусловленной  $C_1$ . Обозначим через  $Z'_a$  сопротивление анодной нагрузки без выходной емкости лампы  $C_1$ . При этом эквивалентную схему каскада можно представить в виде 3а или 3б, в зависимости от того, включена ли емкость  $C_1$  между анодом и землей или анодом и катодом.

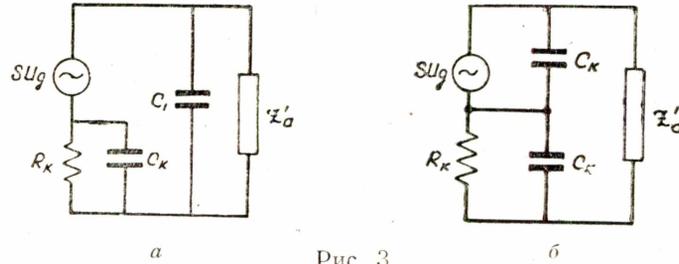


Рис. 3.

Пользуясь методом узловых напряжений, находим, что коэффициент передачи напряжения для схемы рис. 3а равен

$$\dot{K} = \frac{-S \left( \frac{1}{R_k} + j\omega C_k \right)}{\left( S + \frac{1}{R_k} + j\omega C_k \right) \left( \frac{1}{Z'_a} + j\omega C_1 \right)}. \quad (2)$$

Аналогично для схемы рис. 3б имеем

$$\dot{K} = \frac{-S \left( \frac{1}{R_k} + j\omega C_k \right)}{\left( \frac{1}{R_k} + j\omega C_k \right) \left( \frac{1}{Z'_a} + j\omega C_1 \right) + \frac{1}{Z'_a} (S + j\omega C_1)}. \quad (3)$$

Выражение (3) можно представить в виде

$$\dot{K} = \frac{-S \left( \frac{1}{R_k} + j\omega C_k \right)}{\left( S + \frac{1}{R_k} + j\omega C_k \right) \left[ \frac{1}{Z'_a} + j\omega C_1 \cdot \frac{\left( \frac{1}{R_k} + \frac{1}{Z'_a} + j\omega C_k \right)}{S + \frac{1}{R_k} + j\omega C_k} \right]}. \quad (3')$$

Сравнивая (3') с (2), находим, что динамическая выходная емкость схемы рис. 3б равна

$$C_{вых} = C_1 \cdot \frac{\frac{1}{R_k} + \frac{1}{Z'_a} + j\omega C_k}{S + \frac{1}{R_k} + j\omega C_k}. \quad (4)$$

Отсюда, принимая во внимание, что  $\frac{1}{R_k} \gg \frac{1}{Z'_a}$ , получим

$$C_{вых} = C_1 b \cdot \frac{1 + jq\Omega}{1 + j b q \Omega},$$

где  $b = \frac{1}{1 + SR_k}$ ,  $q = \frac{C_k R_k}{C_0 R_a}$ ,  $\Omega = \omega C_0 R_a$ ,  $C_0 = C_1 + C_2 + C'_0$ .

Для входной емкости следующего каскада, пренебрегая реакцией анодной нагрузки и связью катодной цепи этого каскада с его анодной цепью через емкость  $C_1$ , получаем

$$C_{вх} = C_2 \left( 1 - \frac{SR_k}{1 + SR_k + jq\Omega} \right) = C_2 b \cdot \frac{1 + jq\Omega}{1 + j b q \Omega}. \quad (5)$$

Сходная структура выражений для входной и выходной динамических емкостей позволяет в случае одинаковых каскадов заменить влияние одной из них действием соответственно увеличенной другой.

В упрощенной таким образом эквивалентной схеме рис. 4 действие следующего каскада заменено равноценными изменениями в рассматриваемом, осуществлено разделение каскадов<sup>1)</sup>.

Формулы (4) и (5) получены с некоторыми пренебрежениями. Точные выражения для входной и выходной проводимостей приведены в приложении. С их помощью были рассчитаны частотные характеристики емкостных и отрицательных активных компонент указанных проводимостей для частного случая, когда

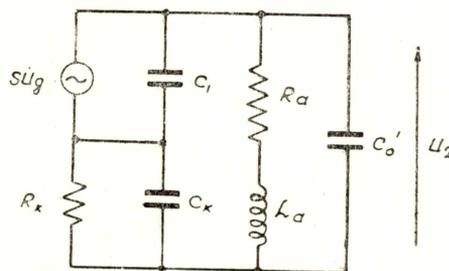


Рис. 4

$$x = \frac{C_1}{C_0} = 0,18, \quad b = 0,4 \quad q = 0,392,$$

$$m = \frac{R_k}{R_a} = 0,08, \quad \kappa = \frac{L_a}{C_0 R_a^2} = 0,22, \quad y = \frac{C_2}{C_0} = 0,393.$$

Результаты расчетов представлены на рис. 5 и 6. Здесь кривые 1 обозначают соответственно  $\frac{C_{вых}}{C_1}$  и  $\frac{Y_{выхr}}{Y_a}$  в зависимости от частоты кривые 2 — аналогичные зависимости для  $\frac{C_{вх}}{C_2}$  и  $\frac{Y_{вхr}}{Y_a}$ ,  $Y_{выхr}$  и  $Y_{вхr}$  — активные компоненты выходной и входной проводимостей,  $Y_a = \frac{1}{R_a}$  — проводимость анодной нагрузки.

Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что замещение емкости  $C_2$  соответственно увеличенной  $C_1$  является вполне удовлетворительным приближением.

<sup>1)</sup> В  $C_1$  здесь включена величина  $C_2$ .

Уравнения узловых напряжений для схемы рис. 4 запишутся в виде

$$\dot{U}_k \left[ S + \frac{1}{R_k} + j\omega(C_1 + C_k) \right] - \dot{U}_2 j\omega C_1 = S \dot{U}_1,$$

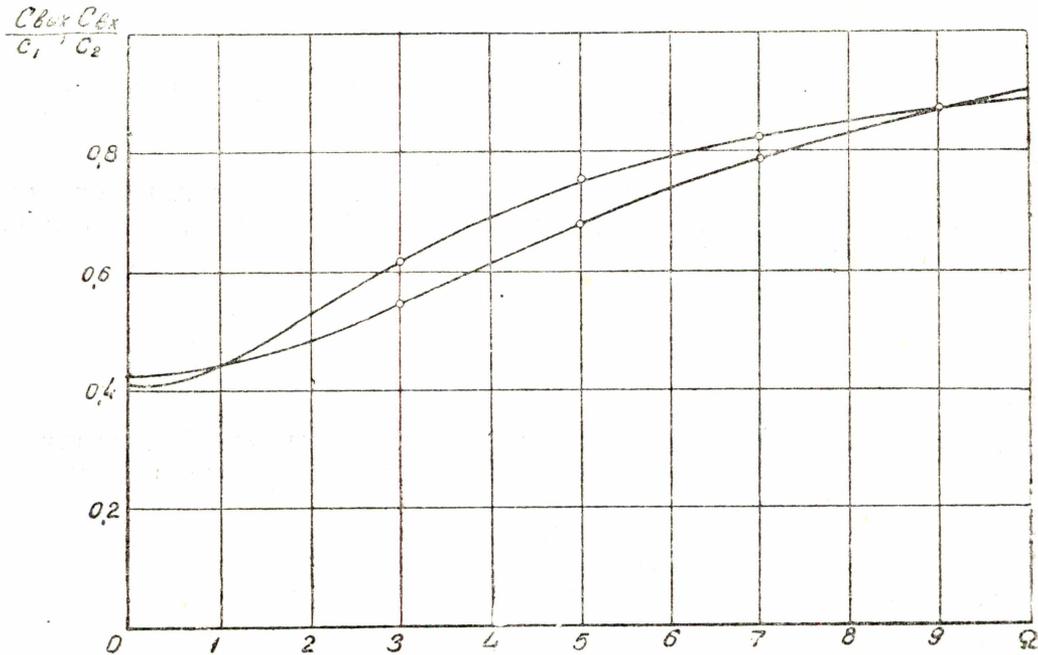


Рис. 5.

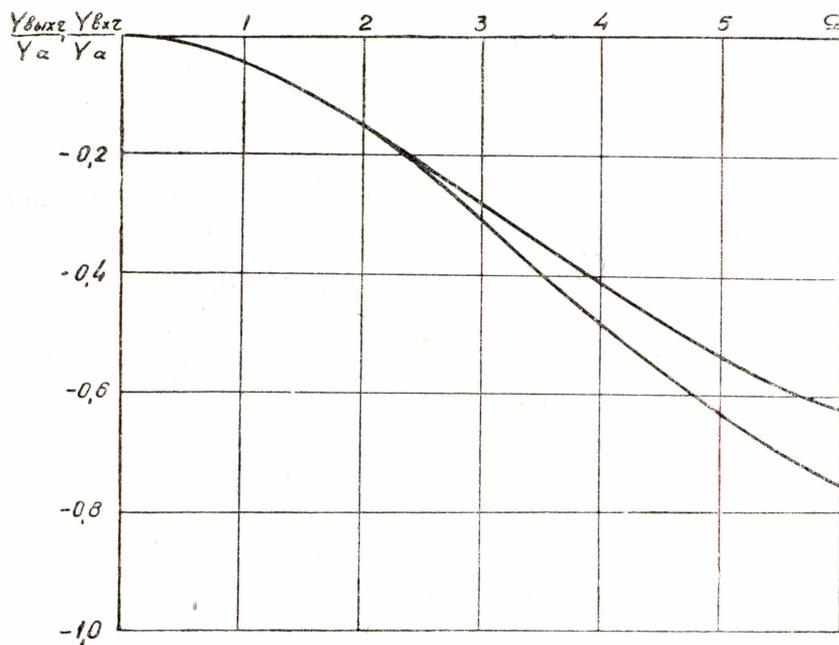


Рис. 6.

$$- \dot{U}_k (S + j\omega C_1) + \dot{U}_2 \left[ \frac{1}{R_a + j\omega L_a} + j\omega(C_1 + C_0) \right] = -S \dot{U}_1.$$

Отсюда коэффициент передачи напряжения  $\dot{K} = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1}$  получается равным

$$K = \frac{-SR_a(1+j\omega C_k R_k) \left(1+j\omega \frac{L_a}{R_a}\right)}{(1+S_k) \left[1+j\omega \frac{(C_1+C_k)R_k}{1+SR_k}\right] (1+j\omega C'_0 R_a - \omega^2 L_a C'_0) + j\omega C_1(1+j\omega C_k R_k) \frac{R_a+j\omega L_a}{1+SR_k}} \quad (6)$$

Используя введенные выше обозначения, получим нормированный коэффициент передачи

$$M = \frac{K}{K_0} = \frac{1+j(\kappa+q)\Omega + j^2 \kappa q \Omega^2}{1+j[b(q+xm)+1-x+xb]\Omega + [\kappa(1-x) + (1-x)(q+xm)b + xb(q+\kappa)]j^2 \Omega^2 + b\kappa[q+x(1-x)m]j^3 \Omega^3} \quad (7)$$

Для исследования возможностей схемы рис. 1 воспользуемся сначала частотным методом.

#### Определение оптимальных параметров частотным методом

Обозначим в (7)

$$\kappa + q = a_1, \quad \kappa q = a_2, \quad b(q+xm) + 1 - x + xb = b_1,$$

$$\begin{aligned} \kappa(1-x) + (1-x)b(q+xm) + xb(q+\kappa) = \\ = b_2, \quad b\kappa[q+x(1-x)m] = b_3. \end{aligned}$$

Тогда уравнение (7) переписывается в виде

$$M = \frac{1 + ja_1 \Omega + j^2 a_2 \Omega^2}{1 + jb_1 \Omega + j^2 b_2 \Omega^2 + j^3 b_3 \Omega^3},$$

а квадрат модуля  $M$  выразится формулой

$$M^2 = \frac{1 + (a_1^2 - 2a_2)\Omega^2 + a_2^2 \Omega^4}{1 + (b_1^2 - 2b_2)\Omega^2 + (b_2^2 - 2b_1 b_3)\Omega^4 + b_3^2 \Omega^6}.$$

Для определения параметров, оптимальных с точки зрения формы частотной характеристики, получаем из (7) в соответствии с методом Г. В. Брауде два уравнения

$$\begin{aligned} \kappa^2 + q^2 = [b(q+xm) + 1 - x(1-b)]^2 - 2[\kappa + b(q+xm) - \\ - \kappa x(1-b) - x^2 m b], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \kappa^2 q^2 = [\kappa + b(q+xm) - \kappa x(1-b) - x^2 m b]^2 - 2\kappa b[q + (1-x)xm] \cdot \\ \cdot [b(q+xm) + 1 - x(1-b)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь неизвестными являются параметры  $\kappa$  и  $q$ .

Отыскание решения системы уравнений (9) и (10) в общем виде связано с большими трудностями. Поэтому мы будем для выбранных величин параметров  $b$ ,  $x$  и  $m$  искать решение графическим путем, задаваясь значениями  $\kappa$  и вычисляя  $q$ , сначала из уравнения [9], затем из уравнения (10). Результаты таких вычислений представлены на рис. 7. Здесь кривые 1 получены при  $b = 0,4$ ,  $x = 0,4$ ,  $m = 0,08$ , а кривые 2 — при  $b = 0,4$ ,  $x = 0,615$ ,  $m = 0,08$ .

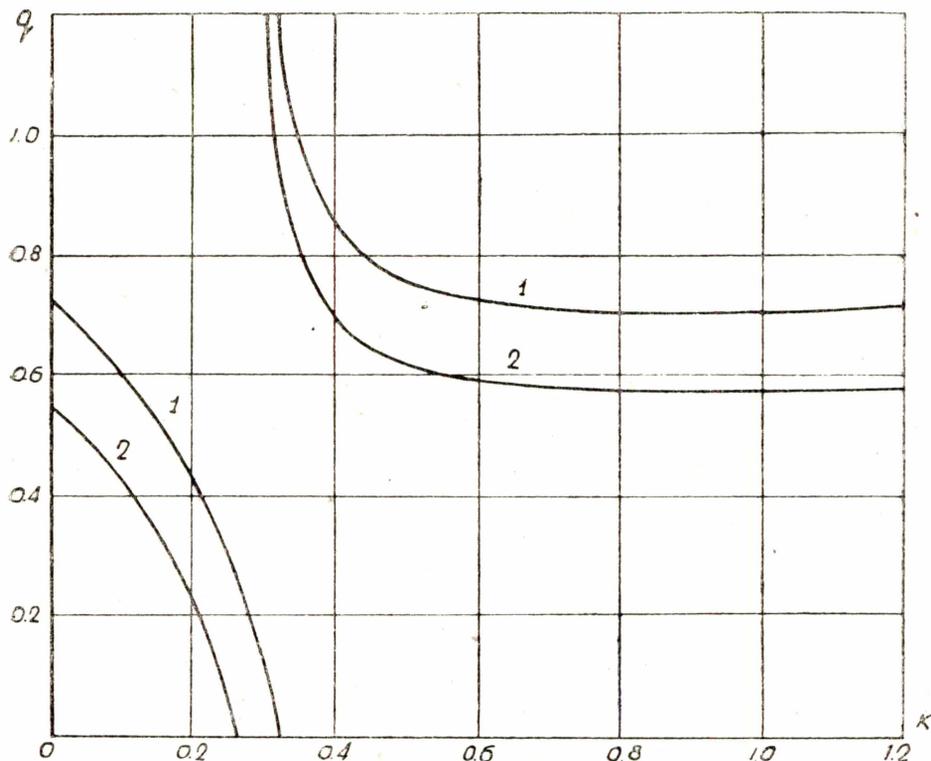


Рис. 7.

Кривые рис. 7 показывают, что уравнения (9) и (10) несовместны, вследствие чего полностью реализовать возможности метода Г. В. Брауде не удастся. Мы поэтому будем считать оптимальными такие значения параметров  $\kappa$  и  $q$ , которые удовлетворяют уравнению (9) и для которых разность правой и левой частей уравнения (10), т. е.

$$P_2(\kappa, q) - P_1(\kappa, q) = [\kappa + b(q + x m) - \kappa x(1 - b) - x^2 m b]^2 - \\ - 2\kappa b [q + (1 - x) x m] [b(q + x m) + 1 - x(1 - b)] - \kappa^2 q^2,$$

будет минимальной<sup>1)</sup>.

Графики  $P_2(\kappa, q) - P_1(\kappa, q)$  при условии (9) представлены на рис. 8. Кривая 1 получена при  $b = 0,4$ ,  $x = 0,4$ ,  $m = 0,08$ , а кривая 2 — при  $b = 0,4$ ,  $x = 0,615$ <sup>2)</sup>,  $m = 0,08$ . Графики рис. 8 свидетельствуют о том, что условный минимум функции  $P_2(\kappa, q) - P_1(\kappa, q)$  достаточно тупой и мало зависит от величины  $x$ . Так, для  $x = 0,4$  получаем минимум при  $\kappa = 0,22$ , а в случае  $x = 0,615$  — при  $\kappa = 0,187$ . Соответствующие значения  $q$  равны 0,307 и 0,28.

<sup>1)</sup> Так как  $P_2 \gg P_1$ , это приблизительно будет соответствовать также минимуму  $P_2$ .

<sup>2)</sup> Такое значение  $x$  имел экспериментальный макет.

Fig. 9.

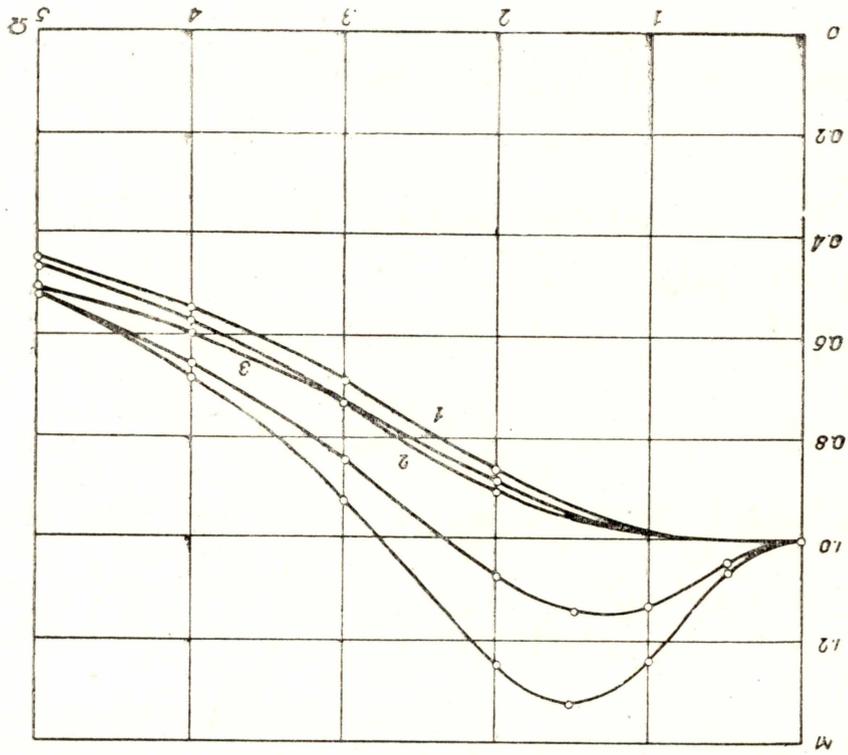
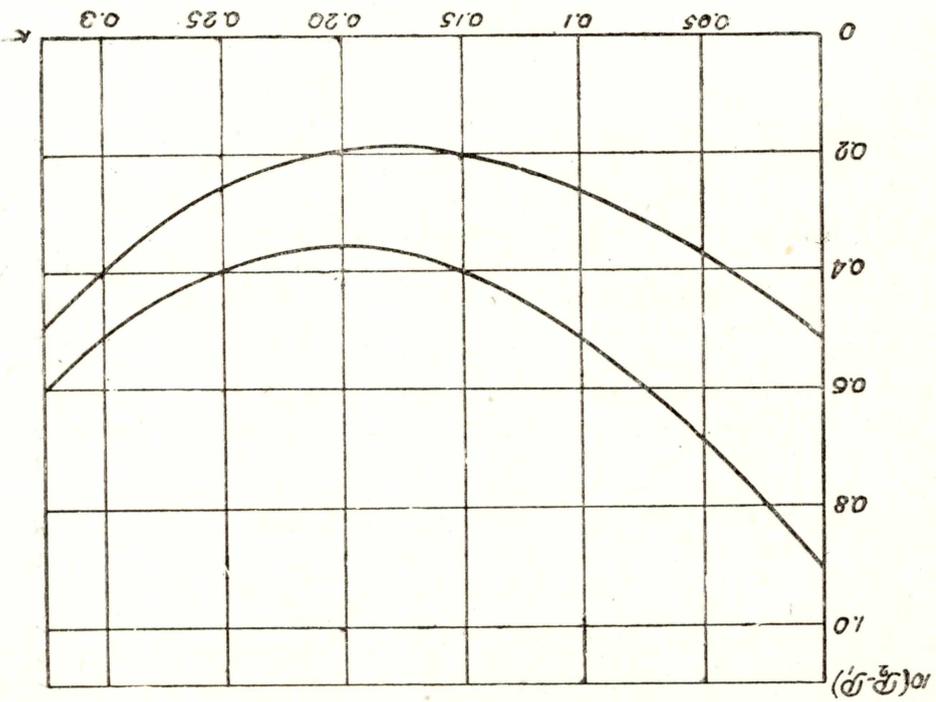


Fig. 8.



На рис. 9 приведены нормированные частотные характеристики для использованных выше параметров. Кривая 1 получена при  $b = 0,4$ ,  $x = 0,4$ ,  $m = 0,08$ ,  $\kappa = 0,22$ ,  $q = 0,392$ ; кривая 2 — при  $x = 0,615$ ,  $b = 0,4$ ,  $m = 0,08$ ,  $\kappa = 0,187$ ,  $q = 0,28$ . Для сравнения здесь же помещена частотная характеристика усилителя, заимствованная из работы [1] и полученная при  $\kappa = 0,2$ ;  $q = 0,807$ ;  $b = 0,373$  (кривая 3). Сравнение кривых 1 и 2 с 3 показывает, что частотная характеристика при учете изменений динамических емкостей оказывается для небольших  $\Omega$  (порядка 1 и менее) более равномерной и отличается более быстрым спаданием на высоких частотах ( $\Omega \gg 1$ ). Выравнивание начального участка частотной характеристики связано с уменьшением динамических емкостей в  $1 + SR_k$  раз на низких частотах ( $\Omega < 1$ ). Западание на высоких частотах объясняется тем, что динамические емкости приближаются к статическим и одновременно постоянная времени анодной цепи возрастает за счет шунтирования нагрузки отрицательными активными компонентами динамических проводимостей (рис. 6).

При учете одних только динамических емкостей частотная характеристика должна располагаться выше рассчитанной для статических емкостей, сливаясь с нею при  $\Omega \rightarrow \infty$ , и полоса пропускания получается заметно большей. Это означает, что распространенное пренебрежение активными компонентами динамических проводимостей приводит к существенным ошибкам.

Эквивалентная схема рис. 4 позволяет учесть как действие емкостных компонент, так и отрицательных активных.

### Переходные характеристики схемы рис. 1

Заменяя в (7)  $j\Omega$  на оператор  $p$ , получим операторное изображение переходной характеристики в виде

$$M(p) = \frac{1 + (\kappa + q)p + \kappa q p^2}{1 + [b(q + xm) + 1 - x(1 - b)]p + [\kappa(1 - x) + (1 - x)b(q + xm) + xb(q + \kappa)]p^2 + b\kappa[q + x(1 - x)m]p^3} = \frac{1 + a_1 p + a_2 p^2}{1 + b_1 p + b_2 p^2 + b_3 p^3} \quad (12)$$

При этом сама переходная характеристика будет функцией относительного времени  $\tau = \frac{t}{C_0 R_a}$ . Пользуясь теоремой разложения, находим для переходной характеристики выражение

$$h(\tau) = 1 - A_1 e^{-\beta\tau} + A e^{-\alpha\tau} \cdot \sin(\omega\tau + \varphi). \quad (13)$$

Здесь  $\beta$  — вещественный корень характеристического уравнения,  $-\alpha \pm j\omega$  — его сопряженные комплексные корни,

$$\varphi = \arctg \frac{\omega(a_1 - 2\alpha a_2)}{1 - \alpha a_1 + (\alpha^2 - \omega^2)a_2} = \arctg \frac{\omega}{-\alpha} - \arctg \frac{\omega}{\beta - \alpha} = \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3,$$

$$A = \frac{1}{\omega b_3} \cdot \sqrt{\frac{[1 - \alpha a_1 + (\alpha^2 - \omega^2) a_2]^2 + \omega^2 (a_1 - 2\alpha a_2)^2}{(\alpha^2 + \omega^2) [(\beta - \alpha)^2 + \omega^2]}}$$

$$A_1 = \frac{1 - \beta a_1 + a_2 \beta^2}{\beta b_3 [(\beta - \alpha)^2 + \omega^2]}$$

В отличие от случая, когда паразитные емкости схемы рассматриваются как статические [1], при учете динамических проводимостей будет иметь место колебательный режим.

Выброс переходной характеристики (13) можно определить аналитическим путем. Для этого приравняем нулю производную

$$h'(\tau) = A_1 \beta e^{-\beta\tau} + A \cdot \sqrt{\alpha^2 + \omega^2} \cdot e^{-\alpha\tau} \cdot \sin(\omega\tau + \varphi_1 - \varphi_3) = 0. \quad (14)$$

В одном из столбцов приводимой ниже таблицы 2 помещены значения величины  $100 A_1 e^{-\beta\tau_m}$ , где  $\tau_m$  — относительное время, соответствующее выбросу. Цифры этого столбца показывают, что член  $A_1 e^{-\beta\tau_m}$  выражения (13) очень мал и может изменить величину выброса лишь на тысячные доли процента или менее. Поэтому в уравнении (14) можно опустить первый член в левой части. Тогда условием для выбросов будет  $\omega\tau + \varphi_1 - \varphi_3 = n\pi$ , где  $n$  — целое число. В частности, первый выброс будет иметь место при

$$\tau_m = \frac{\pi + \varphi_3 - \varphi_1}{\omega}$$

Величина этого выброса будет равна

$$\delta = A e^{-\alpha\tau_m} \cdot \sin \varphi_2. \quad (15)$$

С помощью приведенных выше формул были рассчитаны выбросы и времена нарастания для переходных характеристик, соответствующих различным  $x$  и  $q$  при параметре коррекции  $\kappa = 0,2$ . Такое  $\kappa$  было выбрано на основе результатов, полученных при анализе работы схемы методом частотных характеристик. Величина  $q$  варьировалась в некоторых пределах около значений, удовлетворяющих уравнению (9) при  $\kappa = 0,2$  и выбранных  $x$ <sup>1)</sup>. Используемые  $x$  и соответствующие им решения уравнения (9) даны в табл. 1.

Таблица 1

$x$	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$q$	0,53	0,438	0,343	0,241	0,170

В табл. 2 приведены значения использованных в расчетах параметров схемы, а также вычисленные для них значения  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $\omega$ , выбросов  $\delta$ , обобщенных времен нарастания  $y = \frac{t_v}{C_0 R_a}$  и отдельных величин, определяющих форму переходной характеристики.

По данным этой таблицы построены графики рис. 10 и 11, выражающие зависимость выброса и обобщенного времени нарастания от параметров схемы  $x$  и  $q$  при  $\kappa = 0,2$ .

1) В соответствии с теми же результатами можно было бы принять  $q = 0,33$  и определять  $\kappa$ , удовлетворяющие (9) при выбранных  $x$ .

Таблица 2

$x$	$q$	$\beta$	$\alpha$	$\omega$	$\varphi_1$	$\varphi_2$	$\varphi_3$	$A$	$A_1$	$100 A_1 e^{-\beta \tau m}$	$\delta$	$u$
0,3	0,4	5,5267	2,1955	0,7916	1,4787	2,7955	0,2333	0,9377	0,0592	$10,54 \times 10^{-6}$	0,162	0,843
0,3	0,5	4,8716	2,0456	0,8824	1,9162	2,7343	0,3028	1,1206	-0,0203	$-4,51 \times 10^{-4}$	1,284	0,704
0,3	0,6	4,5148	1,9028	0,9308	2,1112	2,6866	0,3423	1,3794	-0,0966	$-124,3 \times 10^{-4}$	3,670	0,642
0,4	0,3	6,5003	2,2255	1,0346	1,1081	2,7064	0,2375	0,9443	0,0882	0	0,301	0,859
0,4	0,4	5,4175	2,1600	1,1238	1,5627	2,6422	0,3254	0,9709	0,0428	$4,408 \times 10^{-4}$	1,419	0,794
0,4	0,5	4,8435	1,9098	1,1797	1,8585	2,5883	0,3823	1,0840	-0,0221	$23,67 \times 10^{-4}$	3,841	0,650
0,5	0,2	8,3344	2,3100	1,2235	0,8539	2,6545	0,2004	1,0096	0,0803	0	0,433	0,860
0,5	0,3	6,2370	2,1159	1,3364	1,2656	2,5783	0,3136	0,9297	0,0719	$2,65 \times 10^{-6}$	1,550	0,734
0,5	0,4	5,3150	1,9259	1,3749	1,5957	2,5216	0,3854	1,0041	0,0297	$17,19 \times 10^{-4}$	3,880	0,639
0,6	0,1	13,5977	2,4125	1,3756	0,6679	2,6234	0,1224	1,1005	0,0436	0	0,572	0,855
0,6	0,2	7,8900	2,2179	1,5242	1,0024	2,5395	0,2625	0,9547	0,0701	$27,91 \times 10^{-6}$	1,643	0,730
0,6	0,3	6,0463	1,9905	1,6165	1,3705	2,4595	0,3793	0,9333	0,0579	$18,6 \times 10^{-4}$	4,163	0,616
0,7	0,08	15,1284	2,4254	1,6287	0,7240	2,5502	0,1275	1,0558	0,0222	0	1,330	0,733
0,7	0,15	9,1713	2,2609	1,7492	0,9425	2,4831	0,2479	0,9746	0,0504	$13,51 \times 10^{-6}$	2,524	0,669
0,7	0,2	7,4316	1,1296	1,7795	1,1099	2,4455	0,3238	0,8988	0,0587	$3,135 \times 10^{-4}$	3,439	0,620

Кривые рис. 10 показывают, что оптимальная величина  $q$  зависит от  $x$ . Чем больше  $x$ , тем меньше  $q$ . Например, при  $x = 0,5$  и выбросе  $\delta = 1,2\%$  получаем  $q = 0,276$ , вместо  $q = 0,807$  при том же выбросе в случае неучета изменений динамических проводимостей [1]. При определении времени нарастания сначала подбирались методом проб такие  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , чтобы  $h(\tau_1)$  было близким к 0,1 и  $h(\tau_2)$  близким к 0,9.

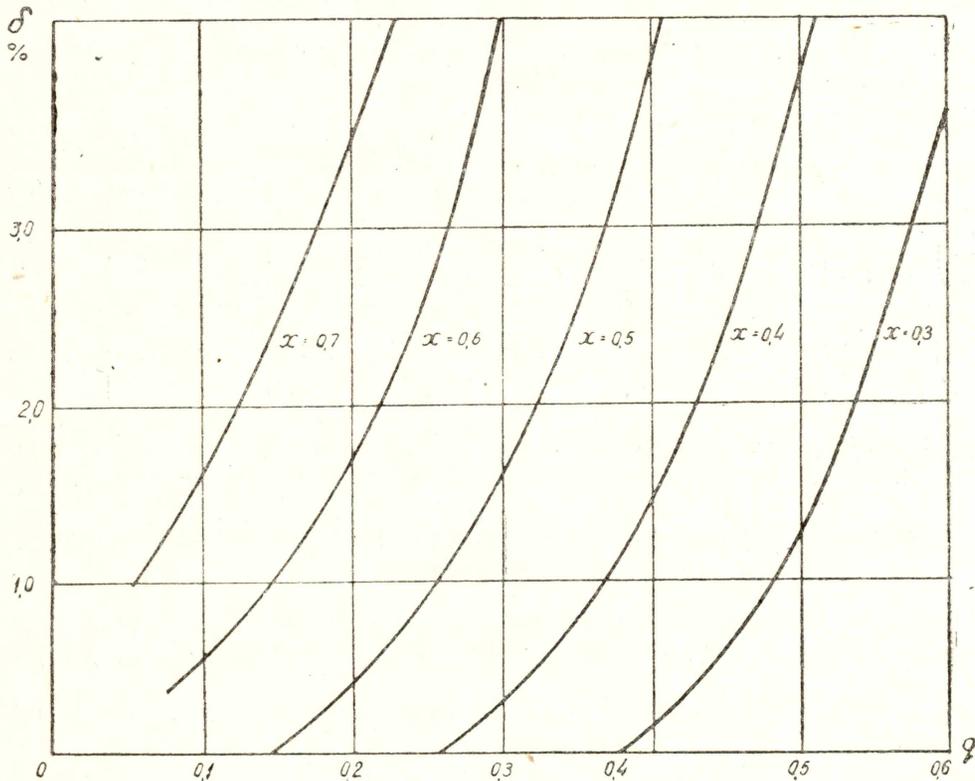


Рис. 10.

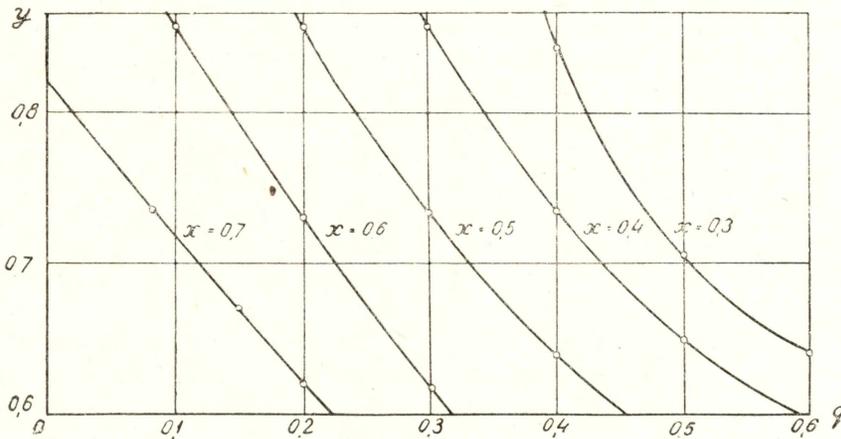


Рис. 11.

Затем путем интерполяции определялись значения  $\tau_1$ , соответствующие  $h(\tau) = 0,1$  и  $h(\tau) = 0,9$ , и вычислялось обобщенное время нарастания  $y$ . Кривые рис. 10 и 11 позволяют по заданному выбросу и известному  $x$  отыскать параметр  $q$  и обобщенное время нарастания  $y$ , а затем определить основные параметры схемы  $R_a$ ,  $L_a$ ,  $C_k$ . Они дают, кроме того, возможность сравнить эффективность рассматриваемой схемы

с другими схемами усилителей. Для этого, задаваясь определенным значением выброса  $\delta$ , находим отношение импульсной добротности схемы рис. 1

$$D = \frac{b K_0}{t_y} = \frac{b K_0}{y \tau_a}, \quad \text{где } \tau_a = C_0 R_a \text{ и } K_0 = S R_a,$$

к импульсной добротности обычной схемы с параллельной коррекцией

$$D_{п.к.} = \frac{K_0}{y_{п.к.} \tau_a}. \quad \text{Отношения } \frac{D}{D_{п.к.}} \text{ при выбросах } \delta = 1\% \text{ и } \delta = 3\%$$

приведены в табл. 3.

Таблица 3

$x$	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$\left(\frac{D}{D_{п.к.}}\right)_{\delta=1\%}$	0,724	0,683	0,676	0,667	0,69
$\left(\frac{D}{D_{п.к.}}\right)_{\delta=3\%}$	0,76	0,74	0,737	0,757	0,775

Цифры табл. 3 показывают, что эффективность рассматриваемой схемы несколько повышается при увеличении допустимого выброса.

#### Сравнение с результатами работы [1] и экспериментальная проверка

Оптимальное значение параметра коррекции  $k$  получилось у нас таким же, как в [1]. Относительная величина импульсной добротности  $\frac{D}{D_{п.к.}}$  (по отношению к схеме с параллельной коррекцией) оказа-

лась несколько меньшей (в [1] отношение  $\frac{D}{D_{п.к.}}$  при  $\delta = 1\%$  равно

0,73). Наибольшее расхождение, как уже отмечалось, имеет место в величине параметра  $q$ . Оптимальные значения параметра  $q$  могут быть в несколько раз меньше рекомендуемых [1]. Использование последних приводит к переполюсовке усилителя. На рис. 12 приведены переходные характеристики, при расчете которых были учтены изменения динамических проводимостей, но величина  $q$  была взята равной  $q = 0,807$ , как в [1]. Кривая 1 соответствует  $x = 0,4$ , кривая 2 —  $x = 0,615$ . В первом случае выброс равен 16,7%, во втором — 24,1%. Обобщенные времена нарастания соответственно равны  $y = 0,53$  и  $y = 0,45$ . Частотные характеристики для тех же значений параметров показаны на рис. 9 (кривые 4 и 5).

При экспериментальной проверке полученных результатов был собран двухкаскадный усилитель по схеме рис. 1. Паразитные емкости схемы при „горячих“ лампах были измерены по частотным характеристикам. При  $R_k$ , заблокированных конденсаторами  $C_k = 10000 \text{ пф}$  и закороченных  $L_a$  измерялась полная емкость  $C_0$ , затем отключался вход следующего каскада и измерялась  $C_1 + C_0$ . Емкость  $C_1$  определялась по частотной характеристике при отключенном разделительном конденсаторе и таком расположении сопротивления анодной нагрузки, при котором его емкость на землю минимальна. Для определения паразитной емкости в катод  $C_{к0}$  составлялся компенсированный делитель, одно плечо которого было образовано выходным со-

противлением каскада (включая  $R_k$  и измеряемую емкость), а другое — параллельно соединенными небольшой емкостью (заранее измеренной с помощью ПИМЕЛ'а) и сопротивлением. Подбором сопротивления добивались получения равномерной частотной характеристики.

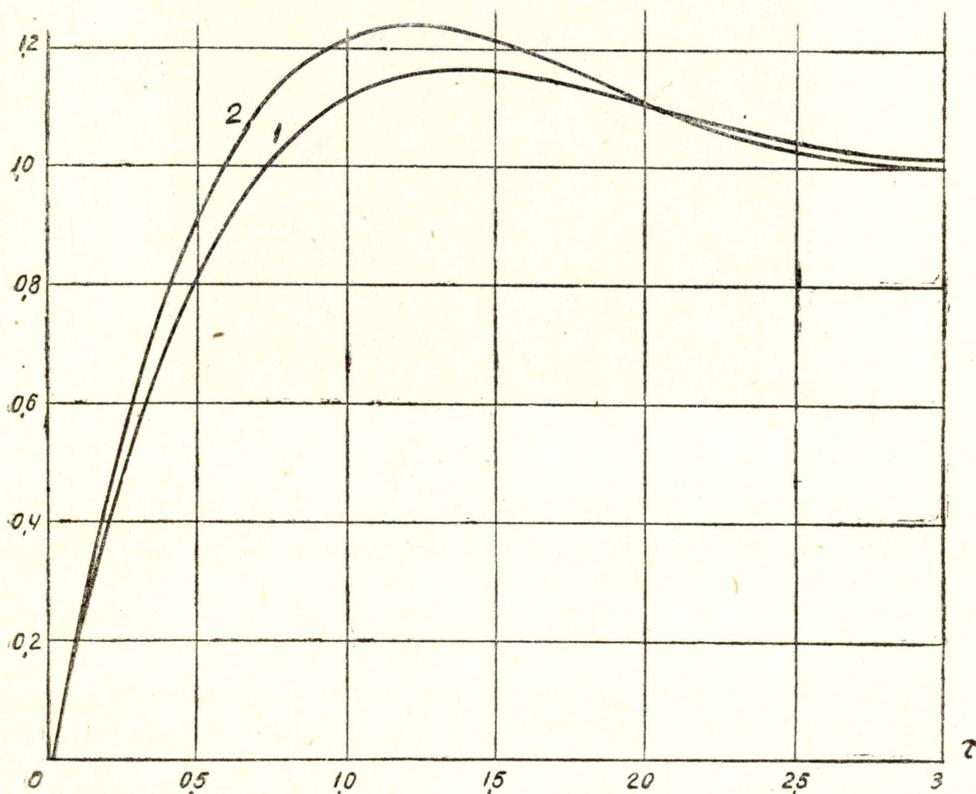


Рис. 12.

Из условия получения равномерной частотной характеристики определялась величина паразитной емкости. Отдельно измерялась входная емкость вольтметра. Результаты измерений получились следующие:  $C_1 = 3,43$  пф,  $C_2 = 13,3$  пф,  $C_0 = 27,18$  пф,  $C_k = 50$  пф,  $x = 0,615$ . Были сняты частотные и переходные характеристики схемы.

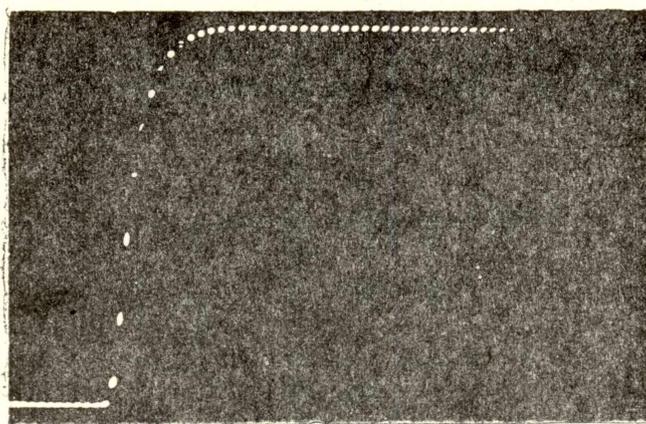


Рис. 13.

На рис. 13 представлена фотография переходной характеристики, полученная на экране ИПХ-57 при параметрах, найденных с учетом

временных изменений динамических емкостей, а на рис. 14 — с использованием параметров, рекомендуемых [1]. Частотная характеристика в первом случае была монотонной, во втором имела подъем около 30 %.

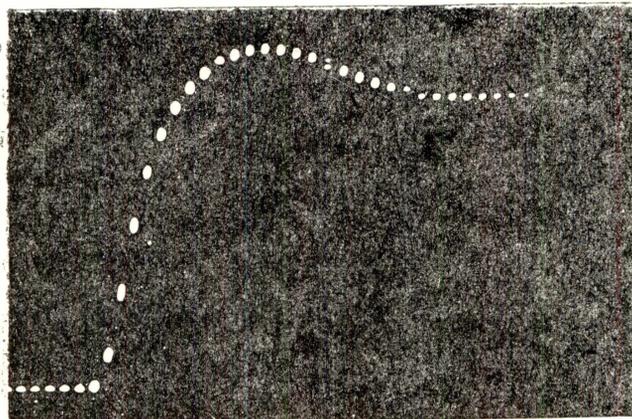


Рис. 14.

Приведенные результаты подтверждают правильность полученных выше выводов относительно влияния динамических проводимостей на характеристики усилителя.

### Заключение

Пренебрежение временными изменениями динамических проводимостей в схеме рис. 1 приводит к значительному завышению величины корректирующей емкости в цепи катода. Следствием этого является перекоррекция усилителя, в результате которой выброс в одном каскаде может достигать 20 % и более.

Предлагаемый метод позволяет учесть влияние временных изменений активных и емкостных составляющих входной и выходной динамических проводимостей без сколько-нибудь существенного увеличения трудностей аналитического определения элементов переходных характеристик и приводит к результатам, хорошо согласующимся с данными опытной проверки.

### Приложение

Исследуем зависимость входной проводимости рассматриваемого усилителя от частоты. Для этого воспользуемся эквивалентной схе-

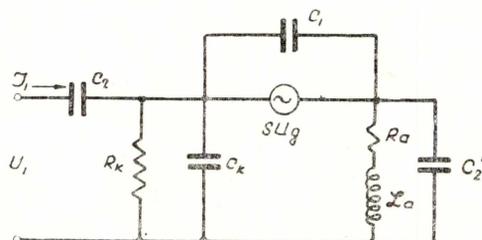


Рис. 15.

мой каскада, изображенной на рис. 15. Здесь емкость  $C_2'$  представляет собой усредненную (например, по методу Е. Н. Мохова [4]) входную емкость каскада, следующего за рассматриваемым.

Уравнения узловых напряжений для этой схемы запишутся в виде

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 \cdot j \omega C_2 - \dot{U}_\kappa \cdot j \omega C_2 &= \dot{I}_1, \\ - \dot{U}_1 \cdot j \omega C_2 + \dot{U}_\kappa \left[ S + \frac{1}{R_\kappa} + j \omega (C_2 + C_\kappa + C_1) \right] - \dot{U}_2 j \omega C_1 &= S \dot{U}_1, \\ - \dot{U}_\kappa (S + j \omega C_1) + \dot{U}_2 \left[ \frac{1}{R_a + j \omega L_a} + j \omega (C_1 + C_2) \right] &= - S \dot{U}_1. \end{aligned}$$

Отсюда входная проводимость каскада получается равной

$$\begin{aligned} Y_{вх} &= \frac{\begin{vmatrix} \frac{1}{R_a} + j \omega (C_1 + C_2), & -j \omega C_1 \\ -j \omega C_1, & \frac{1}{R_a + j \omega L_a} + j \omega (C_1 + C_2) \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} S + \frac{1}{R_\kappa} + j \omega (C_\kappa + C_1 + C_2), & -j \omega C_1 \\ -(S + j \omega C_1), & \frac{1}{R_a + j \omega L_a} + j \omega (C_1 + C_2) \end{vmatrix}} = \\ &= -j \Omega y b \cdot \frac{1 + j \Omega \{q + x m + (1 + j \kappa \Omega) [1 + j q \Omega + j x (1 - x) m \Omega]\}}{1 + j \Omega \{(q + x m + y m) b + b (1 + j \kappa \Omega) [1 +} \\ & \dots \\ & \dots + j \Omega (q + y m) + (1 - x) \frac{1 - b}{b} + j \Omega m x (1 - x)\}}. \quad (16) \end{aligned}$$

$$\text{Здесь } b = \frac{1}{1 + S R_\kappa}, \quad x = \frac{C_1}{C_0}, \quad C_0 = C_1 + C_0', \quad y = \frac{C_2}{C_0}, \quad m = \frac{R_\kappa}{R_a},$$

$$\Omega = \omega C_0 R_a, \quad \kappa = \frac{L_a}{C_0 R_a^2}.$$

Выделяя в (16) вещественную и мнимую части, можно определить динамическую входную емкость и активную входную проводимость. Мы не приводим соответствующих формул из-за громоздкого вида получающихся выражений. При расчете  $\frac{C_{вх}}{C_1}(\Omega)$  и  $\frac{Y_{вхr}}{Y_a}(\Omega)$  для конкретных значений параметров удобнее эти значения подставлять в (16) и выделение вещественной и мнимой частей производить у получающегося численного выражения.

Из формулы (16) легко видеть, что на низких частотах ( $\Omega \rightarrow 0$ ) входная проводимость имеет чисто емкостный характер и будет приблизительно равной  $j \omega C_2 b$ . На высоких частотах ( $\Omega \rightarrow \infty$ )  $C_{вх} \approx C_2$  и, кроме того, появляется отрицательная активная проводимость.

Выходная емкость в соответствии с выражением (4) равна

$$C_{вых} = C_1 \frac{\frac{1}{R_\kappa} + \frac{1}{R_a + j \omega L_a} + j \omega (C_\kappa + C_0' + C_{вх})}{S + \frac{1}{R_\kappa} + j \omega C_\kappa} =$$

$$= C_1 b \cdot \frac{1 + m + j \Omega [q + (1 - x) m] + j^2 \Omega^2 \kappa [q + (1 - x) m]}{1 + j \Omega (\kappa + b q) + j^2 \kappa b q \Omega^2}$$

Разделение вещественной и мнимой частей здесь также удобно производить после подстановки численных значений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лурье О. Б. и Сирго А. Д., Усилитель видеочастоты с анодной индуктивностью и с корректирующей емкостью в цепи катода. Техника кино и телевидения, № 1, 1958.
2. Лисогурский В. И., Усилительный каскад с катодной коррекцией. Сборник научных трудов ЛЭИС им. М. А., Бонч-Бруевича, вып. 1 (34), 1958.
3. Варшавер Б. А., Проектирование импульсных усилителей. МЭИ, 1953.
4. Мохов Е. Н., Некоторые вопросы теории, расчета и высокочастотной коррекции каскада с катодной нагрузкой в режиме усиления импульсов (кандидатская диссертация). МЭИС, 1957.
5. Файзулаев Б. Н., К расчету катодного повторителя в импульсном режиме. Радиотехника, т. 10, № 5, 1955.
6. Степанов Д. В., Импульсные усилители. Госэнергоиздат, 1954.
7. Ризкин А. А., Основы теории усилительных схем. Изд-во "Советское радио", 1954.
8. Мамонкин И. Г., Импульсные усилители. Госэнергоиздат, 1958.