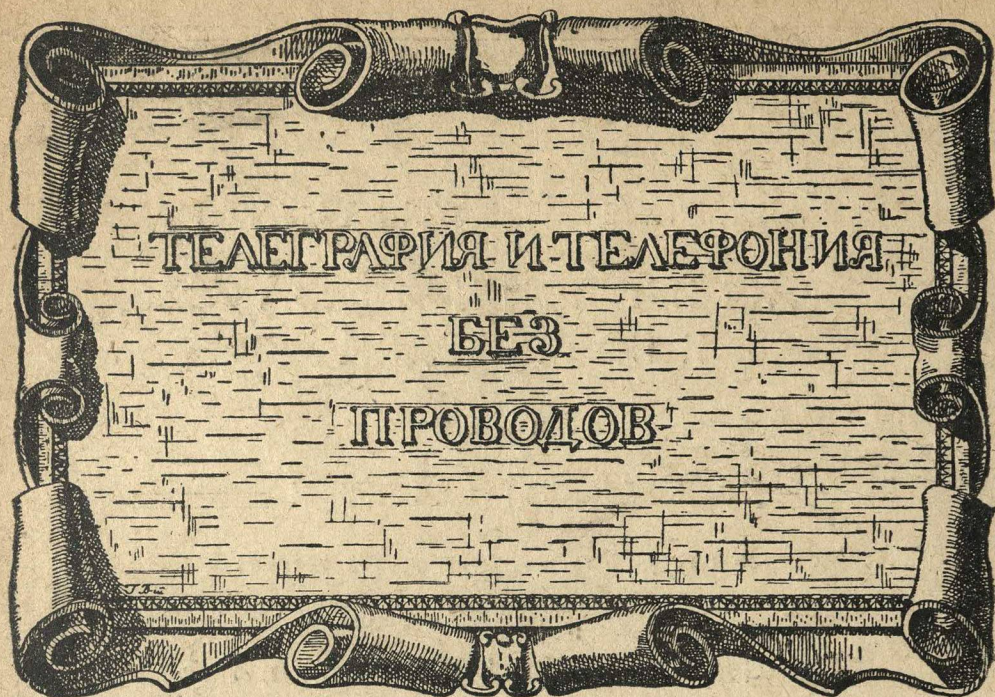




Том X, № 2 (53), АПРЕЛЬ 1929

ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНΙΑ БЕЗ ПРОВОДОВ
и по проводам

1929г
8402

Р60.3

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА ЖУРНАЛ

**ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ
И ПО ПРОВОДАМ**

(Т и Т бп)

ОДИННАДЦАТЫЙ ГОД ИЗДАНИЯ

Издание Всесоюзного Госуд. Электротехнич. Треста Заводов Слабого Тока

РЕДАКЦИЯ и КОНТОРА ЖУРНАЛА „Т и Т бп“

ЛЕНИНГРАД, УЛ. ГОГОЛЯ, 14. ПРАВЛЕНИЕ ТРЕСТА ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ

СКЛАДЫ ИЗДАНИЯ „Т и Т бп“

ЛЕНИНГРАД, УЛ. ГОГОЛЯ, 14

МОСКВА, МОСКОВСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ ПРАВЛЕНИЯ ТРЕСТА ЭЛЕКТРО-
СВЯЗЬ, МИЛЮТИНСКИЙ ПЕР., 10

НА СКЛАДАХ ИМЕЮТСЯ „Т и Т бп“ №№ 21—53

ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО НОМЕРА 1 руб. 25 коп.

УСЛОВИЯ ПОДПИСКИ на 1929 год: НА ГОД—6 р., НА 1/2 ГОДА—3 р. 50 к.

„Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ И ПО ПРОВОДАМ

ОСНОВАН В 1918 ГОДУ

ИЗДАНИЕ ВСЕСОЮЗНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОГО ТРЕСТА ЗАВОДОВ
СЛАБОГО ТОКА

Том X

№ 2 (53) АПРЕЛЬ

1929

TELEGRAFIA I TELEFONIA BEZ PROVODOV I PO PROVODAM
(Т. и Т. б. н.)

The Magazine of Wireless and Wire Telegraphy and Telephony
Founded 1918. Published by the Trust „Elektrosviaz“, Leningrad

Volume X

№ 2 (53), April, 1929

C O N T E N T S:

A. Original Papers:

V. I. Kovalenkov, Prof., Leningrad. Travelling of Electromagnetic Wave along a Telegraph Line.—G. A. Ostroïmov, N.-Novgorod. A Directional Untuned Short Wave Receiving Antenna.—L. B. Slepián, Eng., Leningrad. Detecting Efficiency of Some Types of Electron Tubes.—P. V. Shmakov, Moscow. Relation between Blackening of Photofilm and Potential Difference on Kerr Condenser in Picture Transmission Systems Using Photoelectric Cells.—O. V. Losev, N.-Novgorod. Influence of Temperature on Luminous Carborundum Contact. On Application of the Quantum Theory to the Phenomenon of Luminescence of a Crystal Detector.—M. Osnos, Berlin, Amplifying Transformers.—Brief Content of a Previous Paper.—L. B. Rosing, Prof., Leningrad. Researches in Cathode Ray Tube Television.

B. Abstracts from Foreign Literature. Errata.

Subscription 6 Dollars per Annum for all Foreign Countries
Address: for Editorial Communication and Subscription: Leningrad,
U. S. S. R. Ul. Zgeliabova, 9, Elektrosviaz, „Т. и Т. б. н.“

Содержание ТИТбп № 53

	Стр.
В. И. Коваленков, проф. (Ленинград). Движение электро- магнитной волны вдоль телеграфных проводов	99
Г. А. Остроумов (Н.-Новгород). Один вид направленных не- настроенных коротковолновых приемных антенн	111
Л. Б. Слепян, инж. (Ленинград). Детекторные свойства ламп различных типов	125
П. В. Шмаков (Москва). Зависимость почернения фильма от напряжений на конденсаторе Керра в системе передачи изображений с фотоэлементом	147
О. В. Лосев (Н.-Новгород). Влияние температуры на светя- щийся карборундовый контакт. О приложении уравнения теории квант к явлению свечения детектора	153
М. Оснос (Берлин). Усилительные трансформаторы	162
Краткое содержание предыдущей статьи	183
Л. Б. Розинг, проф. (Ленинград). Изыскания в области катод- ной телескопии	185
Из текущей литературы	195
Исправления	196

Движение электромагнитной волны вдоль телеграфных проводов

Проф. В. И. Коваленков

Доложено на международном телеграфном конгрессе в Берлине 1926 г.

Решения телеграфных уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial x} + L \frac{\partial i}{\partial t} + Ri &= 0, \\ \frac{\partial i}{\partial x} + C \frac{\partial v}{\partial t} + Gv &= 0,\end{aligned}$$

где L , R , C и G — самоиндукция, сопротивление провода, емкость и проводимость изоляции на 1 км, представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned}v &= Le^{-bt} \left[\frac{LG - RC}{2LC} \Sigma (A_1 \sin nt + A_2 \cos nt) P - \right. \\ &\quad \left. - \Sigma n (A_1 \cos nt - A_2 \sin nt) P \right], \\ i &= e^{-bt} \Sigma (A_1 \sin nt + A_2 \cos nt) \frac{\partial P}{\partial x},\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}P &= A_3 \sin mx + A_4 \cos mx, \\ b &= \frac{RC + LG}{2LC} = \beta W, \quad \beta = \frac{R}{2Z} + \frac{GZ}{2}, \\ Z &= \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad W = \frac{1}{\sqrt{LC}},\end{aligned}$$

A_1 , A_2 , A_3 и A_4 постоянные; m и n связаны следующим соотношением:

$$\sigma^2 + \left(\frac{n}{W} \right)^2 = m^2,$$

при чем $\sigma = \frac{R}{2Z} - \frac{GZ}{2}$.

Для гармоники, характеризуемой индексом p , скорость распространения

$$W_p = W \cdot \sqrt{1 - \frac{\sigma^2}{m_p^2}}.$$

Для частного случая $LG = RC$ имеем:

$$\beta = \frac{R}{Z}; \quad \sigma = 0; \quad b = \frac{R}{L}; \quad W_p = W = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Приведенные выше выражения для v и i путем простых преобразований приводятся к виду:

$$v = e^{-bt} \left[f\left(t - \frac{x}{W}\right) + \varphi\left(t + \frac{x}{W}\right) \right],$$

$$i = \frac{1}{Z} e^{-bt} \left[f\left(t - \frac{x}{W}\right) - \varphi\left(t + \frac{x}{W}\right) \right].$$

Для бесконечно длинной линии:

$$(v)_{\infty} = e^{-bt} \cdot f\left(t - \frac{x}{W}\right), (i)_{\infty} = \frac{e^{-bt}}{Z} \cdot f\left(t - \frac{x}{W}\right).$$

Имея в виду пограничные условия:

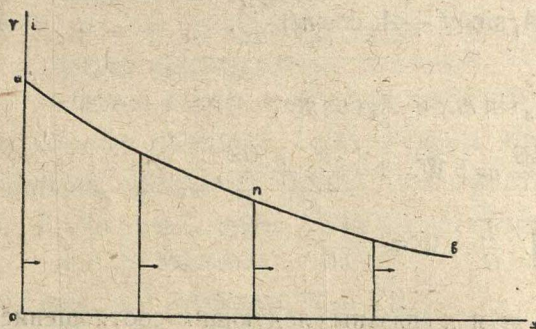
$$\text{при } x=0, v=E \text{ и при } x=\infty, v=0,$$

придем к следующим выражениям для $(v)_{\infty}$ и $(i)_{\infty}$:

$$(v)_{\infty} = E_0 e^{-\frac{R}{Z}x} = E_0 e^{-\beta x},$$

$$(i)_{\infty} = \frac{E_0}{Z} e^{-\frac{R}{Z}x} = \frac{E_0}{Z} e^{-\beta x}.$$

Если на оси абсцисс отложить длину линии, на оси ординат значения $(v)_{\infty}$ или $(i)_{\infty}$, то получим картину движения волны (черт. 1) вдоль бесконечно длинной линии, удовлетворяющей условию $LG=RC$.



Черт. 1

Волна движется вперед перпендикулярным к оси абсцисс фронтом mn , при чем гребень волны ap определяется приведенными выше формулами для (v_{∞}) и (i_{∞}) .

Обозначим фронт волны тока через Γ_i и фронт волны напряжения через Γ_v ; тогда

$$\Gamma_v = E_0 e^{-\beta x}, \Gamma_i = \frac{E_0}{Z} e^{-\beta x}.$$

Это для частного случая ($RC=LG$), имеющего лишь теоретический интерес. В общем случае, когда $RC \neq LG$, картина движения электромагнитной волны вдоль линии значительно усложняется.

Математический анализ показывает, что фронт волны, двигаясь перпендикулярно к оси абсцисс и достигнув пункта x линии, в этом последнем пункте уже не остается постоянной величиной, как на черт. 1, соответствующем нашему частному случаю, а меняется во времени, стремясь от одного предельного значения к другому.

Графически мы можем представить себе движение волны таким образом, что фронт волны движется по кривой ab (черт. 2 для напря-

жения и черт. 3 для тока), а гребень волны по прошествии периода устанавливается принимает вид кривой ab_1 для напряжения (черт. 2) и $a_1 b_1$ для тока (черт. 3) ¹⁾.

В нашу задачу входит выявление, во-первых, фронта волны для того промежутка времени, когда фронт достигает пункта x , во-вторых, установившегося уже значения тока и напряжения первой волны в том же пункте и, в третьих, закона, по которому напряжение и ток переходят от значений своих фронтов к установившемуся уже состоянию первой волны.

При решении поставленной задачи будем исходить из частного случая, — линии конечной длины a с непосредственно заземленным концом. Для этого случая разберем движение по линии только первой волны, затем, удлиняя все время линию, перейдем к бесконечно длинной линии. Для линии длиной a с короткозамкнутым концом напряжение и ток в любом пункте линии представляются формулами

$$v = E_0 \left\{ \frac{e^{(a-x) \sqrt{RG}} - e^{-(a-x) \sqrt{RG}}}{e^{a \sqrt{RG}} - e^{-a \sqrt{RG}}} - \right.$$

$$- 2e^{-bt} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(1+p)\pi}{(1+p)^2 \pi^2 + a^2 RG} \left[\cos \frac{(1+p)\pi W_p}{a} t + \sigma a \frac{\sin \frac{(1+p)\pi W_p}{a} \cdot t}{\sqrt{(1+p)^2 \pi^2 - \sigma^2 a^2}} \right] \sin \frac{(1+p)\pi x}{a} \Bigg\};$$

$$i = E_0 \sqrt{\frac{C}{L}} \left\{ \sqrt{\frac{GL}{RC}} \cdot \frac{e^{(a-x) \sqrt{RG}} + e^{-(a-x) \sqrt{RG}}}{e^{a \sqrt{RG}} - e^{-a \sqrt{RG}}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right) + \right.$$

$$+ 2e^{-bt} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\pi(1+p)}{(1+p)^2 \pi^2 + a^2 RG} \cdot \frac{\sin \frac{(1+p)\pi W_p}{a} \cdot t}{\sqrt{1 - \frac{\sigma^2 a^2}{(1+p)^2 \pi^2}}} \cdot \cos \frac{(1+p)\pi x}{a} \Bigg\},$$

где $W_p = W \cdot \sqrt{1 - \frac{\sigma^2 a^2}{(1+p)^2 \pi^2}}$.

¹⁾ См. В. И. Коваленков. — Электромагнитные волны в линиях связи. Научно-Технический Сборник Н. К. П. и Т., №№ 2 и 3, 1927 г.

С повышением порядка гармоники, т.-е. индекса p , скорость W_p стремится к предельной скорости W . Скорость распространения W_p мы можем приравнять предельной скорости W , если возможно будет положить:

$$\sqrt{1 - \frac{\sigma^2 a^2}{(1+p)^2 \pi^2}} = 1.$$

Теоретически это возможно лишь тогда, когда $\sigma = 0$, т.-е. когда $RC = LG$, практически же — тогда, когда этот корень будет отличаться от единицы на какую то допустимую величину m , например, $m = 0,01$.

В этом случае

$$\sqrt{1 - \frac{\sigma^2 a^2}{(1+p)^2 \pi^2}} = 1 - m,$$

откуда

$$p = \frac{\sigma a}{\pi \sqrt{m(2-m)}} - 1 = \nu.$$

Задавшись значением m , мы определим при заданном же значении σ тот порядок гармоники, начиная с которой все верхние гармоники практически будут двигаться с одной и той же определенной скоростью W и, следовательно, будут участвовать в образовании фронта волны.

Пусть, например, $m = 0,01$, тогда

$$\nu = \frac{\sigma a}{0,141 \pi} - 1, \text{ или } \sigma a = (\nu + 1) \cdot 0,443.$$

$\nu = 0$, если $\sigma a \leq 0,443$, $\nu = 1$, если $\sigma a \leq 0,886$, $\nu = 2$, если $\sigma a \leq 1,329$, $\nu = 3$, если $\sigma a \leq 1,772$ и т. д.

Практически для надземных однопроводных телеграфных линий параметр σa никогда не бывает более 1,3, т.-е. практически $\sigma a < 1,3$, следовательно, практически имеют скорость меньшую предельной даже на наиболее длинных линиях только две гармоники: основная ($p = 0$) и первая ($p = 1$).

Изменяя же значения m от 0,01 до 0,08, получим следующую табличку предельных значений σa для $\nu = 0$, т.-е. когда можно допустить, что все гармоники движутся с одинаковой предельной скоростью W .

m	σa
0,01	0,443
0,02	0,6252
0,03	0,7634
0,04	0,8798

m	σa
0,05	0,9802
0,06	1,071
0,07	1,153
0,08	1,232

Надо заметить, что в приведенной таблице значения m характеризуют ошибку лишь в первом члене бесконечного ряда; приравнявая W_p предельной скорости W , мы делаем ошибку при вычислении напряжения v или тока i значительно меньшую m .

Таким образом, если условия работы допускают ошибку, характеризующую $m = 0,08$, то для всех линий, имеющих практический интерес, можно допустить, что все гармоники, начиная с основной, движутся с одной и той же скоростью W .

Считая скорость распространения всех гармоник, начиная с основной ($v = 0$), одинаковой и равной предельной скорости W , мы можем переписать приведенное выше решение для v и i , пренебрегая членом RGa^2 по сравнению с $(1+p)^2\pi^2$, в следующем виде:

$$v = E_0 \left\{ \frac{e^{(a-x)\sqrt{RG}} - e^{-(a-x)\sqrt{RG}}}{e^{a\sqrt{RG}} - e^{-a\sqrt{RG}}} - \frac{2e^{-bt}}{\pi} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{1+p} \left[\cos \frac{(1+p)\pi t}{a\sqrt{LC}} + \frac{\sigma a}{(1+p)\pi} \sin \frac{(1+p)\pi t}{a\sqrt{LC}} \right] \sin \frac{(1+p)\pi x}{a} \right\},$$

$$i = E_0 \left\{ \sqrt{\frac{G}{R}} \cdot \frac{e^{(a-x)\sqrt{RG}} + e^{-(a-x)\sqrt{RG}}}{e^{a\sqrt{RG}} - e^{-a\sqrt{RG}}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) + \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-bt} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{1+p} \cdot \sin \frac{(1+p)\pi t}{a\sqrt{LC}} \cdot \cos \frac{(1+p)\pi x}{a} \right\}.$$

Введем следующие обозначения:

$$S_1 = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{1+p} \cdot \cos \frac{(1+p)\pi t}{a\sqrt{LC}} \cdot \sin \frac{(1+p)\pi x}{a},$$

$$S_2 = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{(1+p)^2} \sin \frac{(1+p)\pi t}{a\sqrt{LC}} \cdot \sin \frac{(1+p)\pi x}{a},$$

$$S_3 = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{1}{1+p} \sin \frac{(1+p)\pi t}{a\sqrt{LC}} \cdot \cos \frac{(1+p)\pi x}{a}.$$

Приведенные бесконечные ряды берутся в конечном виде, именно:

в пределах $-\frac{x}{W} < t < +\frac{x}{W}$

$$S_1 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{x}{a} \right), \quad S_2 = \frac{\pi^2}{2} \left(1 - \frac{x}{a} \right) \cdot \frac{t}{a\sqrt{LC}}, \quad S_3 = -\frac{\pi}{2} \cdot \frac{t}{a\sqrt{LC}};$$

в пределах же $\frac{x}{W} < t < \frac{2a-x}{W}$

$$S_1 = -\frac{\pi}{2} \cdot \frac{x}{a}, \quad S_2 = -\frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{x}{a} \cdot \frac{t}{a\sqrt{LC}},$$

$$S_3 = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{t}{a\sqrt{LC}} \right).$$

Таким образом, все рассматриваемые нами функции S_1, S_2, S_3 с непрерывным изменением t претерпевает разрыв в момент времени $t = \frac{x}{W}$.

Так как остальные члены, входящие в формулы для v и i , разрыва непрерывности не имеют, то именно этот разрыв и обуславливает существование фронта волны, перпендикулярного на чертеже к оси абсцисс. Искомый фронт равен разности значений v и i в момент их разрыва, т.е. для $t = \frac{x}{W}$, следовательно, фронт волны напряжения

$$\Gamma_v = E_o (1 + \sigma x) e^{-\beta x},$$

и фронт волны тока равен

$$\Gamma_i = \frac{E_o}{Z} \cdot e^{-\beta x}.$$

Переходим к выявлению установившегося состояния напряжения и тока первой волны в пункте x . Так как установившееся состояние тока и напряжения на линии длиной a определяется формулами:

$$V = E_o \cdot \frac{e^{(a-x)\sqrt{RG}} - e^{-(a-x)\sqrt{RG}}}{e^{a\sqrt{RG}} - e^{-a\sqrt{RG}}},$$

$$I = E_o \sqrt{\frac{G}{R}} \cdot \frac{e^{(a-x)\sqrt{RG}} + e^{-(a-x)\sqrt{RG}}}{e^{a\sqrt{RG}} - e^{-a\sqrt{RG}}},$$

то установившееся значение напряжения и тока первой волны определится первым членом бесконечного ряда, на которые разлагаются приведенные выражения для V и I , а именно:

$$V_1 = E_o e^{-\sqrt{RG} \cdot x},$$

$$I_1 = E_o \sqrt{\frac{G}{R}} e^{-\sqrt{RG} \cdot x}.$$

Этими формулами и определяется форма установившегося гребня волны.

Для вполне изолированного провода, т.е. когда $G=0$,

$$V_1 = E_o \text{ и } I_1 = 0,$$

что и понятно, так как в этом случае мы имеем дело только с зарядом провода.

Если $LG = RC$, то $\sigma = 0$; $\sqrt{RG} = \beta$; $\sqrt{\frac{R}{G}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = Z$; тогда

$$V_1 = \Gamma_v \text{ и } I_1 = \Gamma_i,$$

т.е. гребень волн устанавливается мгновенно.

Откладывая для однопроводной бронзовой 3 мм линии по оси абсцисс x в км; по оси ординат на черт. 4 $\frac{\Gamma_v}{E_o}$ и $\frac{V_1}{E_o}$ и на черт. 5 $\frac{\Gamma_i}{E_o}$

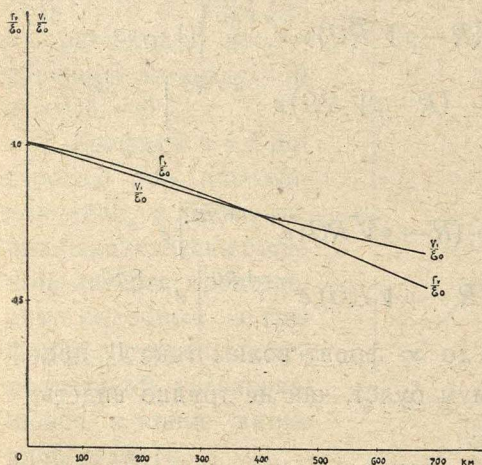
и $\frac{I_1}{E_0}$, получим графики, соответствующие графикам, приведенным выше на черт. 2 и 3.

Временной же переход от кривой Γ_v к кривой V_1 или от Γ_i к I_1 , т.-е. устанавливающийся процесс напряжения или тока первой волны в пункте x определяется простым законом, непосредственно вытекающим из общих формул для v и i , именно,

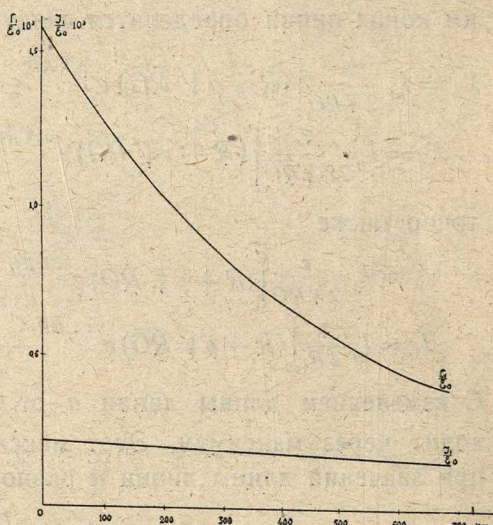
$$v = V_1 + (\Gamma_v - V_1) e^{-bt},$$

$$i = I_1 - \left(I_1 e^{-\frac{R}{L}t} - \Gamma_i e^{-bt} \right),$$

где время t отсчитывается от момента достижения фронтом волны рассматриваемого пункта x .



Черт. 4



Черт. 5

Для случая $LG = RC$ имеем: $V_1 = \Gamma_v$, $I_1 = \Gamma_i$; $\frac{R}{L} = b$; $\sigma = 0$;
 $\sqrt{\frac{R}{G}} = Z$, следовательно,

$$v = \Gamma_v = E_0 e^{-\beta x},$$

$$i = \Gamma_i = \frac{E_0}{Z} e^{-\beta x}.$$

Подставляя значения V_1 , I_1 , Γ_v и Γ_i для общего случая ($LG \neq RC$) для первой волны (т.-е. до первого отражения от конца линии) и вы-

ражая время t в долях от $\frac{x}{W}$, т.е. полагая $t = k \frac{x}{W}$, где $0 \leq k \leq \infty$, получим:

$$v = E_0 \left\{ e^{-\sqrt{RG}x} + \left[(1 + \sigma x) e^{-\beta x} - e^{-\sqrt{RG}x} \right] e^{-\beta x \cdot k} \right\},$$

$$i = E_0 \left\{ \sqrt{\frac{G}{R}} \cdot e^{-\sqrt{RG}x} - \sqrt{\frac{G}{R}} e^{-\sqrt{RG}x} \cdot e^{-\frac{Rx}{Z}k} + \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\beta x} \cdot e^{-\beta x \cdot k} \right\}.$$

Остановимся несколько подробнее на функциях Γ_v , Γ_i , V_1 и I_1 . Возьмем телеграфный провод с омическим сопротивлением ρ на конце. Будем менять длину провода, все время поддерживая силу установившегося входящего тока I_a постоянной, т.е.

$$I_a = \frac{2 E_0 \sqrt{RG}}{(R + \rho \sqrt{RG}) e^{a \sqrt{RG}} - (R - \rho \sqrt{RG}) e^{-a \sqrt{RG}}} = \text{const.}$$

Тогда фронт волны напряжения и тока в первый момент достижения им конца линии определится следующими формулами.

$$\Gamma_v = I_a \frac{1}{2 \sqrt{RG}} \left[(R + \rho \sqrt{RG}) e^{a \sqrt{RG}} - (R - \rho \sqrt{RG}) e^{-a \sqrt{RG}} \right] (1 + \sigma a) e^{-\beta a},$$

$$\Gamma_i = I_a \frac{1}{2 Z \sqrt{RG}} \left[(R + \rho \sqrt{RG}) e^{a \sqrt{RG}} - (R - \rho \sqrt{RG}) e^{-a \sqrt{RG}} \right] e^{-\beta a};$$

точно также

$$V_1 = I_a \frac{1}{2 \sqrt{RG}} \left[(R + \rho \sqrt{RG}) e^{a \sqrt{RG}} - (R - \rho \sqrt{RG}) e^{-a \sqrt{RG}} \right] e^{-\sqrt{RG}a},$$

$$I_1 = I_a \frac{1}{2 R} \left[(R + \rho \sqrt{RG}) e^{a \sqrt{RG}} - (R - \rho \sqrt{RG}) e^{-a \sqrt{RG}} \right] e^{-\sqrt{RG}a}.$$

С изменением длины линии a от 0 до ∞ фронт волны тока Γ_i проходит через максимум. Этот максимум будет, как не трудно видеть, при значении длины линии a равно:

$$a = \frac{1}{2 \sqrt{RG} \lg e} \cdot \lg \frac{(\beta + \sqrt{RG})(R - \rho \sqrt{RG})}{(\beta - \sqrt{RG})(R + \rho \sqrt{RG})}.$$

Полагая же $\rho = 0$, получим:

$$a = \frac{1}{2 \sqrt{RG} \lg e} \cdot \lg \frac{\beta + \sqrt{RG}}{\beta - \sqrt{RG}}.$$

Если бы линия была вполне изолирована, то в случае включения омического сопротивления ρ на конце линии, получили бы вполне установившуюся силу тока в цепи равную $I_a = \frac{E_0}{\rho + aR}$, тогда

$$\Gamma_v = I_a (\rho + aR) (1 + \sigma a) e^{-\beta a},$$

$$\Gamma_i = I_a \frac{\rho + aR}{Z} e^{-\beta a},$$

$$V_1 = I_a \cdot (\rho + aR), \quad I_1 = 0;$$

фронт Γ_i проходит через максимум при

$$\beta a = 1 - \beta \frac{\rho}{R}.$$

Если при этом и $\rho = 0$, тогда $\beta a = 1$.

Возьмем бронзовую однопроводную 3 мм линию со следующими данными: $R = 2,6$ ома; $L = 0,004$ генри; $C = 0,01 \cdot 10^{-6}$ фар. $G = 0,135 \cdot 10^{-6}$ мо. Для нее максимум Γ_i при коротком замыкании конца (заземлении) будет при длине линии $a = 492$ км. Если бы линия при этом была вполне изолирована ($G = 0$), то при $a = 488$ км.

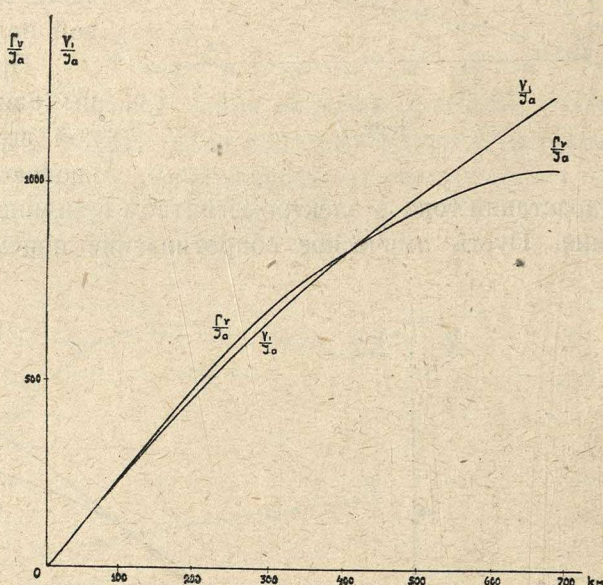
Если бы в конце линии включили омическое сопротивление $\rho = 200$ ом, то ($G = 0,135 \cdot 10^{-6}$ мо) получили бы $a = 413$ км, и при вполне изолированной линии ($G = 0$) $a = 411$ км.

Графики 4 и 5 построены при постоянной эдс E_0 в начале линии. Практически больший интерес представляют подобные же графики, построенные при постоянной установившейся в конце линии силе тока I_a .

В случае короткого замыкания конца линии (заземления) получим графики черт. 6 и 7 и, включив в конце линии омическое сопротивление $\rho = 200$ омов, получим графики черт. 8 и 9.

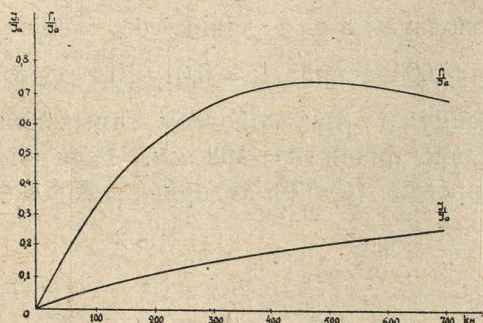
Графики черт. 4 и 5, вычисленные при постоянной эдс E_0 в начале линии, имеют то преимущество перед графиками черт. 6, 7, 8 и 9, что они кроме значения тока и напряжения в любом пункте линии для их крайних значений — в первый момент достижения электромагнитной волной рассматриваемого пункта и в их установившемся состоянии — показывают и самое движение электромагнитной волны вдоль линии.

По кривым Γ_v и Γ_i движутся фронты напряжения и тока, к кривым V_1 и I_1 стремятся гребни волн.



Черт. 6

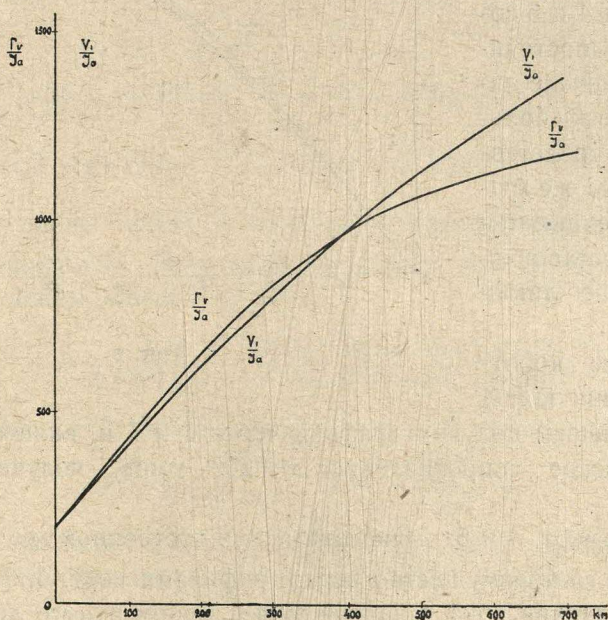
Кривые же, вычисленные при $I_a = \text{const}$, показывают лишь предельное значение напряжения v и тока i в конце линии заданной длины, но не характеризуют движения вдоль линии.



Черт. 7

Кривые Γ_v и Γ_i черт. 6, 7, 8, и 9 определяют начальное значение напряжения и тока в момент достижения электромагнитной волной конца линии, длина которой показана на оси абсцисс, кривые же V_1 и I_1 определяют конечное значение напряжения и тока первой волны в конце линии.

Приведенные выше законы движения электромагнитной волны вдоль линии позволяют нам решить и задачу о нарастании тока в электромагнитном приемнике, включенном в конце линии. Пусть омическое сопротивление приемника равно ρ омам и



Черт. 8

самоиндукция λ генри. Составляя соответствующее уравнение, решая его и производя ряд упрощений, придем к следующей формуле, устанавливающей закон нарастания тока в приемнике во время действия

первой электромагнитной волны (т.е. до момента второго отражения волны от приемника)

$$i = i_a \cdot \frac{2v_a}{v_a + \rho \cdot i_a} \cdot \left(1 - e^{-\frac{v_a + \rho i_a}{\lambda \cdot i_a} \cdot \frac{a}{W} \cdot k} \right),$$

где v_a и i_a суть сами функции от k и определяются следующими формулами:

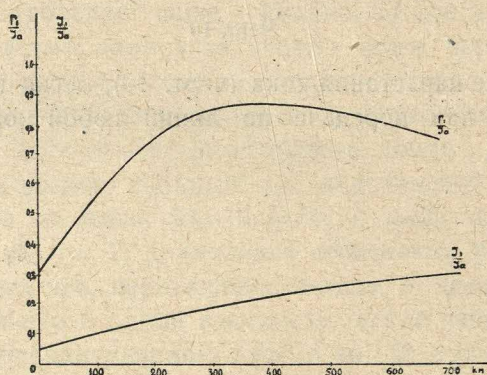
$$v_a = E_o \left\{ e^{-\sqrt{RG}a} + \left[(1 + \sigma a) e^{-\beta a} - e^{-\sqrt{RG} \cdot a} \right] e^{-\beta a \cdot k} \right\},$$

$$i_a = E_o \left\{ \sqrt{\frac{G}{R}} e^{-\sqrt{RG}a} - \sqrt{\frac{G}{R}} e^{-\sqrt{RG}a} \cdot e^{-\frac{Ra}{Z}k} + \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\beta a} \cdot e^{-\beta a \cdot k} \right\},$$

$$E_o = I_a \frac{1}{2\sqrt{RG}} \left[(R + \rho \sqrt{RG}) e^{a\sqrt{RG}} - (R - \rho \sqrt{RG}) e^{-a\sqrt{RG}} \right],$$

$$k = \frac{W}{a} t.$$

Пусть в начале 3 мм бронзовой линии включен приемник, у которого $\rho = 200$ омов и $\lambda = 1,5$ генри, тогда нарастание тока в приемнике выражается графиками черт. 10, вычисленными для разных длин про-



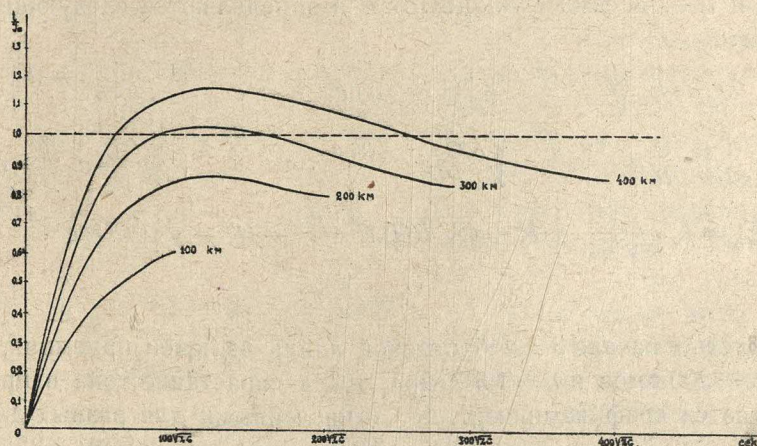
Черт. 9

вода, а именно для $a = 100, 200, 300$ и 400 мм и для времени действия первой отраженной волны. Как видно из черт. 10, с изменением длины линии крутизна кривой нарастания входящего тока меняется.

При некоторой длине линии подъем кривой будет наибольшим. Наивыгоднейшая длина линии, при которой подъем кривой входящего тока максимальный, определяется весьма сложной формулой, дающей результаты, очень близкие к выведенной уже формуле для цепи с омическим сопротивлением на конце, а именно, наивыгоднейшая длина линии:

$$a = \frac{1}{2\sqrt{\beta^2 - \sigma^2} \cdot \lg e} \cdot \lg \frac{(\beta + \sqrt{\beta^2 - \sigma^2}) \left(1 - \frac{\rho}{R} \sqrt{\beta^2 - \sigma^2}\right)}{(\beta - \sqrt{\beta^2 - \sigma^2}) \left(1 + \frac{\rho}{R} \sqrt{\beta^2 - \sigma^2}\right)}.$$

Изменение же самоиндукции приемника при постоянном его сопротивлении главным образом влияет на крутизну кривых нарастания тока и в малой степени меняет ту длину линии, при которой крутизна кривой наибольшая.



Черт. 10

Имея кривые нарастания тока (черт. 10), легко построить кривую входящего тока при передаче по линии любой комбинации элементарных сигналов.

Один вид направленных ненастроенных коротковолновых приемных антенн

Г. А. Остроумов

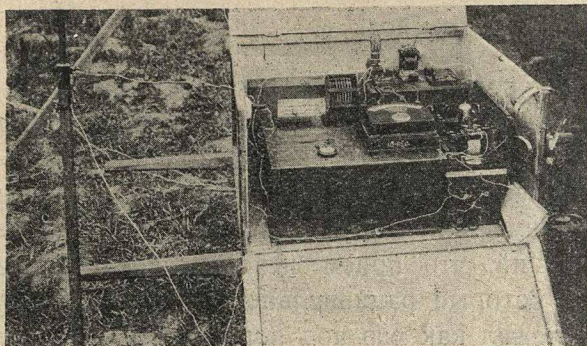
Техника связи на коротких волнах, несмотря на свое бурное развитие в течение последних лет, все-таки еще наталкивается на ряд трудностей. Наибольшей из этих трудностей является борьба с замираниями или фэдингами. Замирания характеризуются, как непрерывные громадные колебания силы приема, причем эта сила приема иногда спадает до столь малых значений, что прием исчезает среди атмосферных шорохов. Приемник, который рационально регулировать так, чтобы средний фон шорохов лежал как раз под порогом его чувствительности, теряет в эти моменты связь и в передаваемом тексте возникают дефекты. При других, менее чувствительных регулировках приемника, связь пропадает чаще — именно, во все те моменты, когда сила приема вследствие замирания падает ниже порога чувствительности приемника (строго говоря, — ниже порога его надежности). Повышение чувствительности со своей стороны увеличит число дефектов в передаваемом тексте за счет атмосферных помех.

Причина замираний, повидимому, обусловлена явлением интерференции. Исходя из этого, для борьбы с ними предлагаются различные способы, как-то: 1) применение нескольких различно ориентированных приемных или передающих антенн в целях использования луча, поляризованного в одной плоскости, когда замирает луч, поляризованный в перпендикулярной плоскости; 2) применение одновременно нескольких волн передачи (хотя бы и весьма близких, напр., получаемых путем модуляции несущей волны) и их одновременный прием; 3) прием на два независимых в высокой (и промежуточной) частоте приемника, расположенных в разных (хотя бы и близких) пунктах. Повидимому, только совокупное применение всех перечисленных способов даст действительно надежное средство избавиться от замираний и тем самым значительно улучшить технику коротковолновой связи ¹⁾.

Эти перечисленные способы являются специфическими способами борьбы; однако наряду с ними существуют два основных способа усовершенствования радиоприема, независимо от того, подвержен ли он замираниям или нет. Эти оба последние способа основываются на двух родственных, но различных принципах: принципе селективности по

¹⁾ A. de Haas, *Wireless World*, v. 24, № 12, p. 313 — 316, 1929.

частотам и принципе селективности в пространстве (направленный радиоприем). Второй принцип, принцип направленного приема, осуществим при коротких волнах вообще легче, чем при длинных, однако формы этого осуществления могут быть разнообразны. Получившие в настоящее время распространение прожекторные коротковолновые



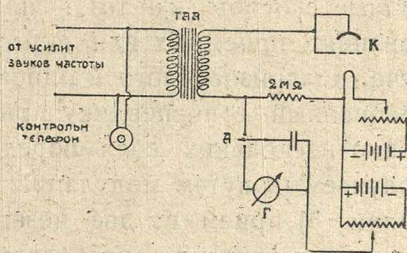
Фот. 1

станции используют как со стороны передатчика, так и со стороны приемника направленные настроенные антенны. Однако в условиях нашего Союза является весьма важным иметь для приема направленные ненастроенные антенны, могущие правильно работать не только на данной фиксированной волне, но в известном про-

сторном диапазоне. Излагаемая ниже работа представляет собой опытное исследование подобного рода антенны, по идее весьма, казалось бы, близкой к длинноволновым антеннам Бивереджа и особенно близкой к известным наземным длинноволновым антеннам ¹⁾.

Для этой работы вблизи Н.-Новгорода был выбран участок земли, достаточно удаленный от мощных электрических установок для избежания мешаний. Для производства измерений силы приема, необходимых для оценки одного вида антенн сравнительно с другим была собрана переносная схема, видимая на фот. 1. Существенными элементами ее являются: регенеративный приемник типа ПУХ (спереди слева внизу), одноламповый усилитель звуковой частоты (спереди справа) и ламповый накопитель Яковлева для измерения амплитуд звуковой частоты (справа сзади).

Схема лампового накопителя изображена на черт. 2. Переменный ток звуковой частоты выпрямляется кенотроном *К* и заряжает конденсатор *С*. Опыт показывает, что по истечении некоторого времени



Черт. 2

¹⁾ Taylor A. H. Proc. Inst. Rad. Eng. 7, p. 337, 1919. Реф. J. d. d. Tel. n. Tel. B. 16, Н. 2, p. 129, 1920.

Peperkorn. J. d. d. Tel. u. Tel. B. 17, Н. 4, p. 300, 1921.

Austin L. W. J. d. d. Tel. u. Tel. B. 17, Н. 6, p. 410, 1921.

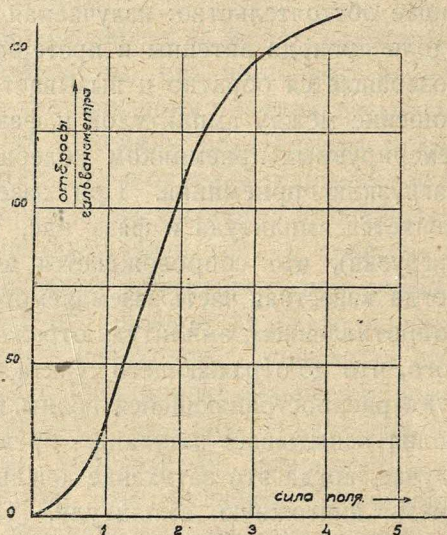
(„продолжительность накопления“) потенциал на конденсаторе достигает постоянной величины (зависящей от силы перем. тока). Тогда конденсатор разряжают посредством ключа *A* через гальванометр *Г* (видимый на фотографии на переднем плане).

Каждое измерение силы приема всегда производилось после новой настройки приемника, при чем эта настройка выбиралась так, чтобы получить максимальную достижимую громкость звука при генерирующем приемнике. Это мероприятие необходимо для устранения возможных разниц чувствительности регенеративного приемника при различных настройках. Градуировка всего приемно-измерительного устройства дана на черт. 3; она снималась несколько раз посредством близкого имитирующего передатчика с 1000-периодной модуляцией. В качестве реального передатчика при изучении направленных антенн был выбран передатчик в Ташкенте на волне около 22 м, имеющий 1000-периодную тональную модуляцию и не очень острую настройку.

Работы на участке протекали в следующей последовательности.

1. Ненастроенные направленные антенны в принципе близко подходят к антеннам Биверджа ¹⁾; существенной частью последних является сосредоточенное сопротивление, включаемое на конце антенны,

обращенном к передатчику, для устранения отражения волны, бегущей по проводу антенны в противоположном передатчику направлении. Трудности, сопряженные с изготовлением высокочастотного сосредоточенного чисто омического, точно подобранного сопротивления, побудили заменить его распределенным сопротивлением. Введение этого распределенного сопротивления достигалось укладкой изолированного провода антенны на землю. Близость плохопроводящей почвы вызывает потери, эквивалентные введению сопротивления. Для того, чтобы устранить вредное влияние резкого перехода собственно антенны в провод с распределенным сопротивлением, что вызвало бы отражение волны, этот переход устраивается плавным, что достигается постепенным снижением провода антенны. Опыты выяснили, что для полного затухания вдоль провода с распределенным сопротивлением,



Черт. 3

¹⁾ ТиТбп № 20, стр. 313 и № 21, стр. 537, 1923, № 23, стр. 81 и № 24 стр. 160, 1924.

необходимая длина уложенного на землю провода должна быть для Нижегородских глинистых почв не менее 50 метров.

Самый опыт производился следующим образом. Один конец горизонтальной изолированной антенны, приподнятой примерно на 1 м над землей, присоединялся к генерирующему регенеративному приемнику типа ПУХ. В качестве провода для антенны в большинстве опытов применялся саперный провод. Длина антенны бралась порядка десятка метров (в разных опытах разная); конец ее укладывался на землю. В различных точках этот провод заземлялся. Хруст в телефоне приемника, сопровождающий момент заземления, характеризовал следующее обстоятельство: излучаемая приемником волна, распространяясь вдоль провода антенны и претерпевая вообще возможные отражения, возвращается обратно и вызывает на приемнике некоторую эдс. Соотношение между амплитудой и фазой этой эдс и амплитудой и фазой генерируемых приемником колебаний составляет то, что называется нагрузкой приемника. При заземлении некоторой точки антенны меняется амплитуда и фаза эдс, возвращающейся к приемнику (т.-е. нагрузка), что сопровождается щелчком в телефоне. В том случае, когда известная часть заземляемого провода обладает распределенным сопротивлением, амплитуда отраженной волны убывает, во-первых, из-за того, что до отражающего пункта заземления достигает меньшая амплитуда распространяющейся волны, во-вторых, из-за того, что отраженная волна испытывает затухание, прежде чем дойти до приемника. В том случае, когда это затухание очень велико, отраженная волна будет иметь ничтожную амплитуду. Так как регенеративный приемник, в особенности снабженный добавочным усилением, является наиболее чувствительным из всех известных приборов, то отсутствие реакции от заземления данной точки провода является гарантией совершенного затухания бегущей волны на протяжении от приемника до заземления и обратно и отсутствия отражения от конца провода. Опыты, произведенные в разных вариантах на волнах порядка 20—30 м, выяснили, что такое совершенное затухание получается на изолированном проводе, уложенном на землю и имеющем длину не менее 50 метров.

2. При качественной проверке направленности горизонтальной антенны, производившейся ранее, выяснилось следующее обстоятельство. Когда горизонтальная антенна протягивалась параллельно телефонным проводам на расстоянии 20—30 м или ближе, она не обнаруживала направленности. В то же время перпендикулярно направленная антенна обнаруживала правильную направленность. По совокупности результатов дальнейших опытов приходится считать, что расстояние от антенн, на котором допустимы провода, должно быть не меньше 150—200 м. Одиноко стоящие металлические предметы, не превы-

шающие по размерам 5—10 м, не влияют вредно на свойства горизонтальных антенн, если только они не находятся в непосредственной близости от антенны.

3. В виду того вредного влияния, которое оказывали телефонные провода, дальнейшие работы были вынесены из пределов участка на соседние открытые площадки. Эти работы касались выяснения формы кривой направленности горизонтальной антенны и притом точно в эксплуатационных условиях. Одним из этих условий является прием удаленного передатчика (а не имитирующего переносного передатчика, располагаемого на небольшом расстоянии).

Необходимость определения направленности на приеме удаленного передатчика вытекает из того обстоятельства, что, во-первых, наряду с приходящим от передатчика лучом, претерпевшим одно или несколько отражений от слоя Хивисайда, на приемник воздействует также „рассеянный свет“, исходящий от этого слоя и от зеленых предметов ¹⁾. Во-вторых, направление самого луча претерпевает изменения во времени. Поэтому прием на данную антенну не обусловлен только свойствами самой антенны, каковые свойства надлежит обследовать при помощи имитирующего передатчика, но и всей обстановкой дальнего приема. Поэтому для эксплуатационных целей необходимо произвести это полное обследование антенны в реальной обстановке дальнего приема.

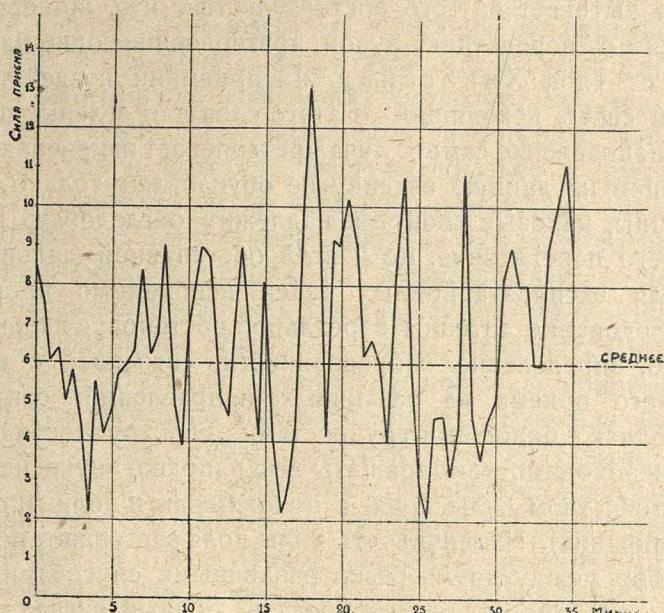
Однако, определение направленности, связанное с измерениями силы дальнего приема из различных направлений, сопряжено при коротких волнах с большими трудностями. Эти трудности обусловлены не только необходимостью вращать всю направленную систему антенн, но и непостоянством силы поля, а по временам и полным пропаданием приема (замирания). Изменчивость силы поля заставляет исследователя сделать выбор между двумя резко различными способами измерения.

1) Либо необходимо регистрировать каждый сигнал, что эквивалентно отсчетам, производимым (тем или иным способом) через очень короткие промежутки времени (порядка десятой доли секунды). Этот способ сопряжен как с трудностями налаживания пишущего приема особого рода (осциллографического, т. к. остальные способы, напр., посредством ондулятора, дают ограниченную вверх и вниз запись и не позволяют производить отсчеты силы приема) в полевой обстановке, так и с трудностями последующей обработки полученных записей, которая должна выводить какую-то единую числовую характеристику из огромного числа различных отсчетов.

2) Либо необходимо производить отсчеты через относительно большие промежутки времени, пользуясь некоторым интегрирующим прибором с большой постоянной времени (порядка нескольких минут).

¹⁾ Eckersley T. L. Journ. Inst. Electr. Eng. V. 65, № 366, p. 600, 1927.

Этот прибор дает автоматически средний отсчет и тем самым освобождает от необходимости какой-либо общей обработки измерений, тем более, что глубина замираний преимущественно обусловлена выбором волны для данного расстояния, времени дня и времени года. Подобным интегрирующим прибором с удобством может служить накопитель Яковлева при очень большом конденсаторе C ($100 \mu F$). Насколько изменчиво поле в месте приема при коротких волнах, видно из черт. 4, изображающего отсчеты накопителя при небольшом значении емкости и соответствующей небольшой постоянной времени (продолжительность накопления 30 сек.). При большей постоянной времени, применявшейся впоследствии для измерений время накопления



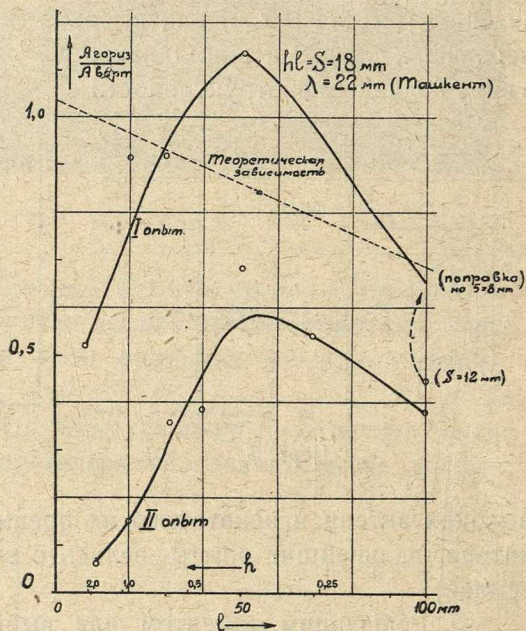
Черт. 4

(7 минут), разница последовательных отсчетов не превышала нескольких процентов среднего и таким образом эти отсчеты могут являться объективной числовой характеристикой силы сигнала. Осуществлением последнего приема и являлись проделанные измерения.

4. Надлежало выяснить: как изменяется сила приема на горизонтальную антенну при изменении размеров последней. Для этого измерения силы приема, получаемого от горизонтальной антенны с данными параметрами, производились попеременно с измерениями силы приема от вертикальной антенны (7 м высотой) несколько раз (по 5 пар отсчетов). Отношения средних из обоих родов отсчетов принимаются за меру силы приема от антенны данного вида. Параметры антенны изменялись двояко.

А. Первоначально, когда аналогия горизонтальной антенны с антенной Бивереджа казалась достаточно полной, важно было выяснить, в какой мере затухание, вводимое почвой (служащей обратным проводом антенны Бивереджа), уменьшает силу приема. Опыт велся следующим образом. Провод антенны, уложенный на землю, частично поднимался на известную высоту на конце, просоединенном к приемнику. Длина приподнятой части и высота подъема менялись так, чтобы площадь получившейся петли (произведение длины на высоту) оставалось постоянной (18 кв. м). Конец, дальний от приемника, укладывался на землю; его длина превосходила 50 м.

Было произведено два таких опыта; результаты произведенных измерений даны на черт. 5, где отсчитанные значения отмечены точками в кружках. На том же чертеже проведена пунктирная линия, изображающая ожидаемую зависимость по аналогии с антенной Бивереджа (по Бушу¹⁾ вдвое меньшей площади. Эта теоретическая линия должна проходить через опорную точку (начальная ордината 1,04), наклон же ее не доступен априорному учету. Высота (h) и длина (l) антенн, давших ту или иную силу приема, отмечены внизу чертежа. Как видим, опыт



Черт. 5

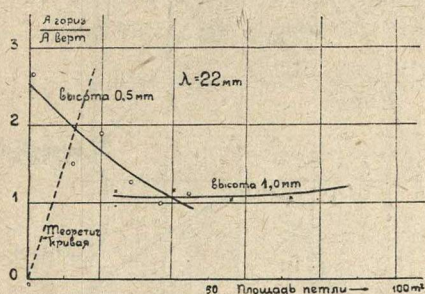
дает столь сильное расхождение с предположениями, что заставляет применять теорию с величайшей осторожностью. Из опыта выясняется какая-то особенно благоприятная длина антенны в 50 м.

Б. Для проверки этого предположения дальнейшие измерения велись следующим образом. Конец антенны, ближайший к приемнику, поднимался на высоту в 0,5 м в одном опыте и в 1,0 м в другом опыте на протяжении различной длины. Мерой длины поднятого участка были пункты подвеса, распределенные на расстоянии 16 м друг от друга. В качестве антенны сравнения была взята меньшая антенна (высотой ок. 2 м), которая убиралась на время измерения силы приема с горизонтальной антенны. Это мероприятие должно

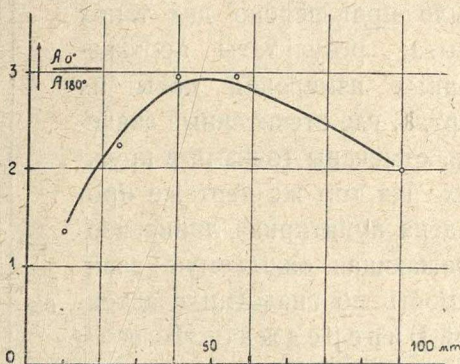
¹⁾ Busch H. Jahrbuch d. d. Tel. u. Tel. B. 21, H. 5, S. 290; H. 6, S. 374, 1923, Ref. Титбп № 23, стр. 81, 1924.

было устранить возможное действие антенны сравнения на изучаемую горизонтальную антенну. Результаты измерений даны на черт. 6. На нем по абсциссам отложена площадь петли (пропорциональная длине поднятого участка антенны); по ординатам отложена относительная сила приема (сравнительно с одной и той же вертикальной антенной). Каждая точка соответствует отношению средних из многих измерений (до 18 пар отсчетов). Эти опыты обнаружили полную неприложимость теории к данному виду антенн (теоретическая кривая, почти прямолинейная, проходит через начало координат).

Одновременно опыт подтвердил некоторое превосходство низкой антенны (высота 0,5 м) над высокой (высота 1,0 м), в особенности при небольших длинах антенн. Однако, в виду большей конструктивности



Черт. 6



Черт. 7

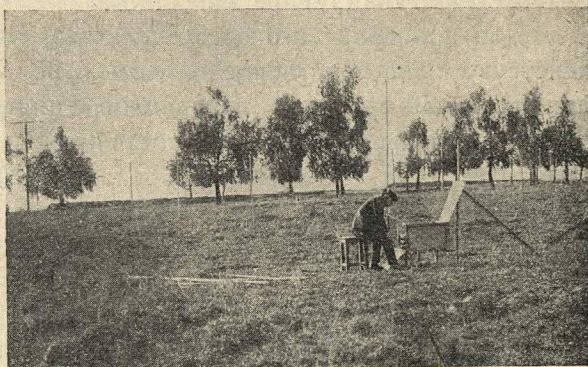
высоких антенн и некоторого их преимущества при больших длинах антенн, дальнейшие опыты велись с высокими антеннами (1,0 м над землей).

5. Решающим моментом для выбора данных размеров горизонтальной антенны является отношение силы приема с данного направления к силе приема с противоположного направления. Поэтому были произведены опыты приема одного и того же передатчика попеременно на две точно одинаковые антенны, но взаимно противоположно направленные. Высота антенн была всегда 1 м; длина антенны варьировалась. Параллельно велся контроль на съемную вертикаль. Результаты измерений даны на черт. 7, где по оси абсцисс отложена длина антенн, а по ординатам отношение сил приема. Каждая точка чертежа соответствует одной тройке отсчетов (прямое направление, вертикаль, обратное направление). Из чертежа видно, что длина антенны в 40—50 м является наивыгоднейшей.

6. Далее были проделаны измерения с антенной в 44 м длиной, которые имели целью выяснить направленные свойства горизонтальных антенн. Эти измерения производились следующим образом. На открытой площадке, удаленной от строений и проводов, устанавливался приемник

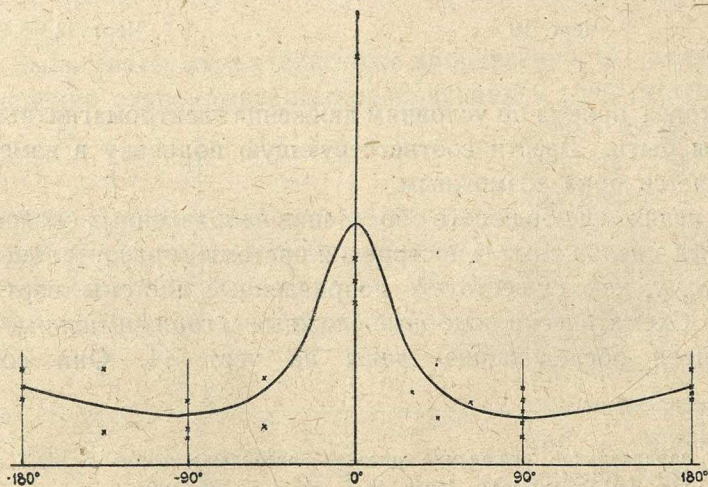
с измерительным устройством (продолжит. накопления 7 минут). Около него лучеобразно устанавливались ряды кольев под различными углами к принимаемому передатчику. На эти лучи последовательно переносился провод антенны.

Измерения приема от горизонтальных антенн перемежались с измерениями приема от контрольной вертикали (2 м). Общая обстановка опытов иллюстрируется фот. 8. Результаты измерений, продолжавшихся пять дней и давших 28 точек, приведены на черт. 9, где отмечены отдельные точки и проведена средняя кривая. На черт. 10 снова воспроизведена эта кривая и для сравнения пунктиром проведена теоретическая кривая (по Бушу) для антенны Бивереджа тех же размеров; при этом ординаты последней уменьшены в 5 раз.



Фот. 8.

Эти результаты показывают, что несмотря на крупные расхождения экспериментальных данных с теоретическими, значительные направ-

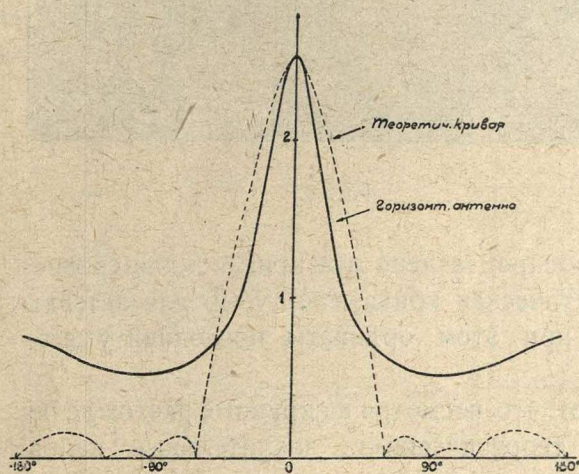


Черт. 9

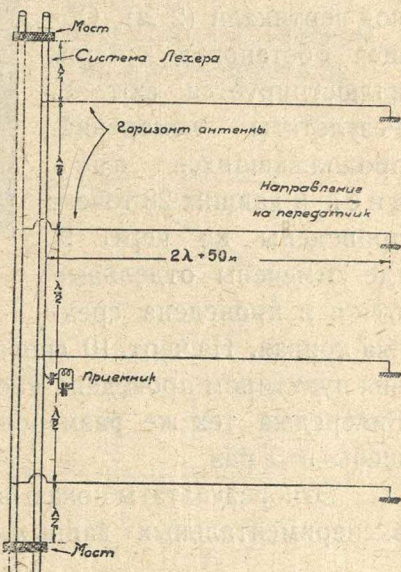
ленные свойства все-же присущи горизонтальным антеннам. При этом необходимо иметь в виду, что измерения производились посредством чувствительного регенеративного приемника. При переходе на

другой тип приемника, имеющего входной каскад усиления высокой частоты и экранированный, ординаты экспериментальной кривой должны снизиться на некоторую величину, что повлечет за собой значительное обострение максимума.

Для проверки того обстоятельства, что приходящие волны воздействуют непосредственно на самый приемник, был проделан опыт приема на 40-метровой деревянной тригуляционной вышке. Опыт обнаружил значительную громкость приема при таких положениях небольшой



Черт. 10



Черт. 11

антенны, когда приема по условиям движения электромагнитных волн не должно бы быть. Ввести соответствующую поправку в измерения не представляется пока возможным.

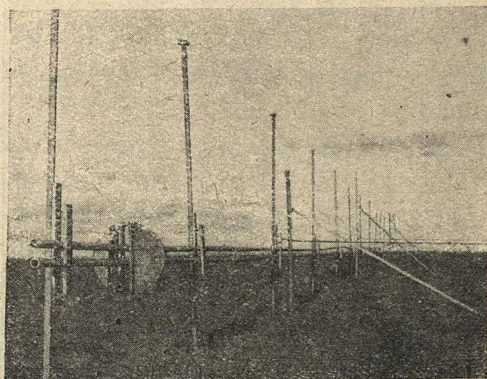
7. В целях еще большего обострения направленных свойств в дальнейшем был сделан опыт ¹⁾ построения системы горизонтальных антенн, подобно тому, как существуют направленные системы вертикальных антенн ²⁾. Схематически подобные сложные ³⁾ горизонтальные антенны, подвергшиеся обследованию, даны на черт. 11. Они состоят из

¹⁾ Ср. параллельное включение антенн Бивереджа; Anton F. ENT B. 5, N. 5 p. 221, Mai 1928. Bell-Syst. Techn. Journ. № 6, № 4, p. 736, 1927.

²⁾ Ср. ниже, черт. 15.

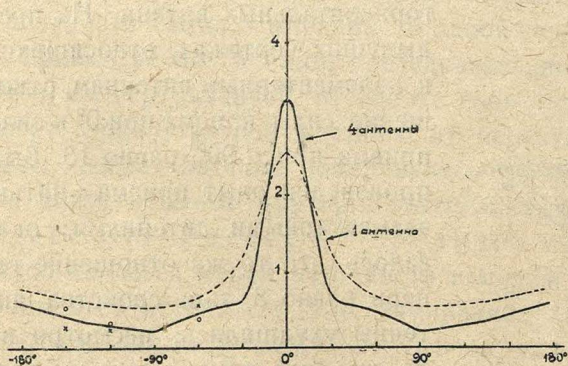
³⁾ Сложные горизонтальные направленные антенны, правда, являются настроенными антеннами. Однако осуществление необходимой настройки системы Лехера конденсаторами, помещаемыми в пучностях напряжения, представляет операцию, несравнимо более легкую, чем выполнение настройки настоящих настроенных направленных антенн (продолжительность ее составляет несколько месяцев).

нескольких горизонтальных антенн ранее обследованного типа, расположенных параллельно друг другу на расстоянии полуволны и объединенных в систему парой проводов Лехера, к которой они присоединяются в пучностях напряжения поочередно к разным проводам системы. Система ограничена мостами в пучностях тока. На фот. 12 видно устройство моста и общее расположение сложной антенны: вправо тянулись провода отдельных горизонтальных антенн. В качестве системы Лехера в проведенных опытах служила пара алюминиевых труб диам. 25—30 мм, которые помещались на различных расстояниях. Первоначальные опыты обнаружили что большое расстояние более благоприятно для силы приема, чем меньшее. Например, прием на антенну, в которой расстояние в свету равнялось 6-кратному диаметру трубы, оказался на 33% сильнее, чем прием в тех же условиях при вдвое меньшем расстоянии. (По ошибке дальнейшие измерения были произведены с совершенно малым расстоянием — ординарный диаметр в свету — что, несомненно, преуменьшило все дальнейшие результаты).



Фот. 12

А. Были сняты характеристики направленности сложных антенн. Эти измерения сопровождалось поворачиванием всей системы Лехера

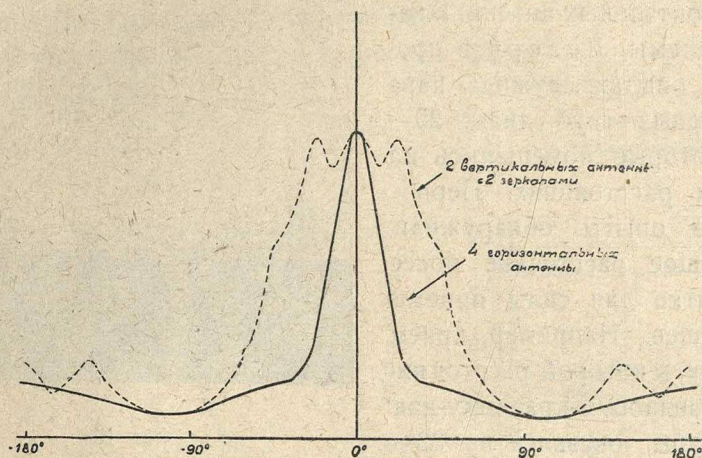


Черт. 13

(длина ок. 50 м) через 30° и соответствующими определениями силы приема. Результат одного подобного измерения, длившегося четыре дня, приведен на черт. 13. Для сравнения на нем вычерчен пунктиром результат измерений с одной антенной. Кривая для 4 антенн вычерчена симметричной; степень обнаруженной

ничтожной несимметричности характеризуется точками, расположенными в левой части чертежа; из них кружочки относятся к углам от 0° до 180°, а крестики — к углам от 180° до 360°.

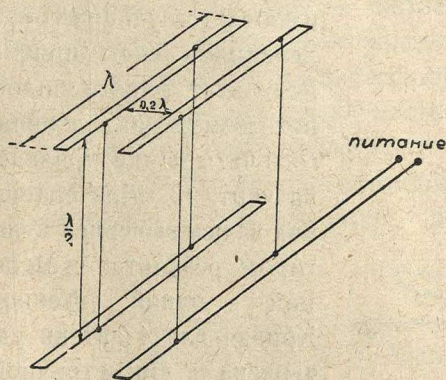
Для определения качества данной системы направленных антенн ее направленные свойства сравнены на черт. 14 с направленными свойствами системы из вертикальных двух антенн длиной в полволны, находящихся на расстоянии полуволны друг от друга и снабженных такими же зеркалами (черт. 15). Последняя кривая была при прежних работах снята экспериментально на небольшом расстоянии (ок. 9 длин волн) от антенны, служившей передающей антенной. Как видим, раз-



Черт. 14

ница между обеими системами состоит в том, что вертикальная система дает более широкий луч, что обусловлено меньшим числом (2) элементарных антенн. Остальные свойства заметно не различаются.

Б. Необходимо отметить следующее существенное обстоятельство. Важно, чтобы сложная антенна имела четное число составляющих



Черт. 15

горизонтальных антенн. На предыдущих чертежах, относящихся к 4 элементарным антеннам, отношение силы приема при 0° к силе приема при $\pm 90^\circ$, равно 13. Был произведен опыт приема с пятью элементарными антеннами; оказалось, что то же отношение теперь равно 8, т.е. свойства антенны ухудшились, несмотря на то, что сила приема немного возросла.

В. Далее необходимо подчеркнуть благоприятные свойства горизонтальных антенн в смысле атмосферных разрядов. В процессе описанных выше измерений в числе прочих отсчетов производилось

измерение того „фона“, который слышен в телефон при умолкании принимаемой станции (или при уведении с нее настройки приемника) и который складывается из шороха ламп приемника и действия разрядов. Измерения этого фона обнаружили, что при одиночных горизонтальных антеннах соответствующие ему амплитуды составляют в среднем 0,88 от таковых же при вертикальной антенне сравнения, высотой в 2 м. При сложных горизонтальных антеннах из 5 элементов то же отношение равно 0,86, а при антеннах из 4 элементов — соотв. 0,82. Таким образом, горизонтальные сложные антенны из четного числа элементов безусловно выгоднее в смысле лишнего шума.

Принимая во внимание, что сила сигнала с этими антеннами в 3,17 раз больше, чем от антенны сравнения, мы заключаем, что эта сила сигнала возрастает сравнительно с силой широков при применении сложной горизонтальной антенны всего в 3,87 раз. В этом факте заключается то усовершенствование, которое представляет собою описываемая антенна по сравнению с вертикальной.

Что касается замираний, то специальных опытов по определению интенсивности их сделать не удалось, но в одной серии наблюдений, касавшихся направленности одиночной горизонтальной антенны, заключается материал, позволяющий сделать сравнительную оценку интенсивности замираний с вертикальной и горизонтальной антенны. Дело в том, что мы можем принципиально полагать, что в данном пункте должна быть известная постоянная сила приема, при чем это постоянство нарушается замираниями, дающими то усиление, то ослабление приема. Величина „ошибки“, вытекающей из этого при последовательных определениях силы приема, может послужить для оценки интенсивности самих замираний. В одной серии наблюдений измерения силы приема велись в такой последовательности: от данной горизонтальной, от вертикальной, от той же горизонтальной, от вертикальной, снова от горизонтальной и снова от вертикальной антенны. Таким образом, каждая антенна обмеривалась трижды с интервалами примерно минут в 15—20 при продолжительности накопления в 7 минут. Среднее отклонение от среднего значения из этих трех отсчетов является мерой неточности измерений и вместе с тем мерой причины этой неточности, т.-е. замираний. При этом горизонтальная антенна находилась в неправильных условиях работы: она перемещалась после каждой тройки измерений на 30° и в течение двух дней описала, таким образом, полуокружность. Оказалось, что упомянутое относительное среднее отклонение для горизонтальной вращающейся антенны составляет 4,1%, а для вертикальной в то же время — 2,9% (в среднем 3,5%). Таким образом, вертикальная антенна в этой серии

измерений показала свое превосходство над горизонтальной в смысле замираний почти на 40° .

Что же касается правильных условий работы антенны, то субъективные наблюдения показали, что при приеме на вертикальную антенну сравнения наблюдаются моменты полного пропадания приема, в то время как при приеме на горизонтальную антенну такие случаи исключительно редки.

В работе принимали участие С. И. Катаев и В. С. Константинов.

Н.-Новгород.
Радиолaborатория

Детекторные свойства ламп различных типов

Инж. Л. Б. Слепян

Содержание: § 1. Вступление. — § 2. Выпрямленный ток и коэффициент чувствительности по току. — § 3. Коэффициенты эффективности и чувствительности при диодном детектировании. — § 4. Параметры лампы при детектировании. — § 5. Метод исследования. — § 6. Способ расчета и результаты для анодного детектирования. — § 7. Способ расчета и результаты для сеточного детектирования. — § 8. Заключение.

§ 1. При проектировании, расчетах и исследовании радиоприемных устройств самым трудным и невыясненным вопросом был, несомненно, учет действия детектирующей лампы. Для расчета и определения усилительного действия ступеней высокой и низкой частоты при всех применяемых способах усиления имеются как теоретические исследования, так и практические методы и данные. Они позволяют более или менее удовлетворительно подойти к количественной оценке усиления, они дают также основания для оценки качества и пригодности ламп разных типов по их параметрам и свойствам.

Для детекторной ступени, обязательно имеющейся во всяком приемнике, таких данных до сих пор почти не было, и это составляло наиболее заметный пробел во всех расчетах и оценках приемных устройств. Естественно, что за последние годы мы находим ряд работ, посвященных детекторному действию ламп, и попытки дать количественный анализ сложного явления детектирования¹⁾.

Во всех этих работах, разъяснивших в общем почти все главные стороны в явлении детектирования, все же не дано вполне практических и достаточно строгих данных для учета действия детекторной ступени приемников. Автор настоящей работы поставил себе задачей

¹⁾ 1. Colebrook. Exper. Wireless. v. II, №№ 26, 27, 1925, v. III, №№ 28, 29, 1926. См. также v. II, №№ 3, 4, 5, 1925.

2. Llewellyn. Bell System Techn. Journ. v. V, № 3, p. 433, 1926.

3. Kuhlmann. Jahrb. dr. T. u. T. Bd. 25, pp. 43, 70, 95, 1926.

4. Roberts. Proc. Inst. R. E. v. 15, p. 793, 1927.

5. Smith. Proc. Inst. R. E. v. 14, № 5, p. 649, 1926.

6. Chaffee and Browning. Proc. Inst. R. E. v. 15, № 2, p. 113, 1927.

7. Freeman. Proc. Inst. R. E. v. 13, № 5, p. 611, 1925.

8. Chaffee. Proc. Inst. R. E. v. 15, № 11, p. 946, 1927.

9. Берг. Т. и Т. 6. п. № 38, стр. 400, 1927.

10. Barclay. Exper. Wireless. v. VI, №№ 47, 48, 1927.

11. Groenefeld. v. d. Pol jr., Posthumus. Jahrb. dr. T. u. T. Bd. 29, № 5, p. 139, 1927.

12. P. David. L'Onde Electr. p. 383, 1928.

вывести для детекторного эффекта ламп такие же параметры, какими пользуются для расчета усилительного действия их. Ниже приводятся основные результаты произведенного с указанной целью большого теоретического и экспериментального исследования, более полно изложенного в книге автора, посвященной этому вопросу¹⁾.

Автор установил понятия о коэффициентах чувствительности ламп при детектировании, о параметрах их при детектировании (коэффициенте усиления, внутреннем сопротивлении, доброкачественности) и о нормальных рабочих условиях, к которым следует стремиться при использовании детектирующих ламп. Для целого ряда ламп различных типов измерены и вычислены перечисленные параметры и данные. Этот материал позволяет определить вполне практически, к каким условиям работы детектирующих ламп следует стремиться при проектировании приемников и приемных устройств, каковы должны быть элементы цепей, связываемых с детекторными лампами, и каковы будут результаты детектирования. При этом расчеты для детекторных ступеней ведутся совершенно аналогично расчетам усилительной ступени с использованием вполне аналогичных параметров. Разница заключается лишь в том, что параметры при детектировании иные, чем при усилении, и что они в большей мере зависят от подводимой эдс. Кроме того, параметры лампы при усилении имеют нормальные значения для не очень больших эдс, искажаясь при большой величине нагрузки, параметры же при детектировании достигают оптимальных значений лишь при достаточной величине действующей эдс основной частоты и сохраняют их в сравнительно узких пределах.

§ 2. В основу теоретического анализа детекторного действия электронных ламп положена теория диодного детектирования, к которому по существу сводится всякое детектирование. Не излагая здесь этой теории, укажем лишь, что во всех случаях явление детектирования получается тогда, когда имеется какой-либо прибор (диод, триод и т. д.), для которого зависимость некоторого тока от подведенного напряжения выражается нелинейной функцией. Вследствие этого при воздействии на такой прибор простой синусоидальной эдс результат будет представлять собою более сложную периодическую функцию с тем же основным периодом. При разложении этой функции в ряд Фурье, мы найдем в ней постоянную составляющую, составляющую основной частоты и ее гармоники. Постоянная составляющая результирующего тока, которой обычно только и интересуются, представляет собою „выпрямленный ток“ I_d .

¹⁾ Инж. Л. Б. Слепян. Электронная лампа как детектор. Изд. НКПиТ. Москва, 1929 г. (печатается).

При воздействии на детектирующий прибор модулированной эдс результирующий ток содержит в себе, кроме указанных составляющих, еще и токи частоты модулирующей эдс и ее гармоники. В этом случае мы интересуемся преимущественно током основной модулирующей частоты I_{dw_1} ¹⁾, при чем во многих случаях гармониками ее можно пренебречь. Учет последних сложен и нами не рассматривается.

Общеизвестно и без труда выводится положение, что для небольших выпрямляемых эдс (до некоторого предела) выпрямленный ток в обоих случаях пропорционален второй степени подводимого напряжения. Поэтому, если бы мы характеризовали эффективность выпрямления отношением выпрямленного тока к начальной эдс, то эта величина для малых эдс будет пропорциональна подводимой эдс. Константой, характеризующей свойства самого детектора, будет отношение этого коэффициента эффективности по току к начальной эдс. Эту константу мы называем коэффициентом чувствительности детектора по току p_i . Этот коэффициент, следовательно, равен:

$$p_i = \frac{I_d}{E^2} \quad (1)$$

и, как нетрудно показать, определяется второй производной характеристики детектирующего прибора в начальной точке, т.-е. кривизной характеристики.

Однако, одно лишь знание выпрямленного постоянного тока при простом синусоидальном колебании или тока модуляционной частоты при модулированном колебании не определяет в достаточной мере результата детектирования. Выходная цепь в практических случаях будет содержать некоторую нагрузку, которая, с одной стороны, изменяет результат, с другой, ставит вопрос о подборе ее для получения наибольшего использования детектирующей ступени. Очевидно, детектирующий прибор необходимо еще охарактеризовать по его внутреннему сопротивлению.

§ 3. В виду того, что детектирующий прибор по существу должен иметь нелинейную характеристику, его внутреннее сопротивление не есть постоянная величина. Если к нему подводится переменная эдс, синусоидальная или модулированная, то при действии ее проводимость такого прибора периодически изменяется. Проводимостью детектирующего прибора мы называем среднюю проводимость его за один период S_d . Обратную величину мы называем его сопротивлением при детектировании r_d , или r_{dw_1} .

¹⁾ Индекс „d“ относится к величинам, характеризующим постоянные составляющие эффекта выпрямления, индекс „dw₁“ или „w₁“ — к составляющей модуляционной частоты w_1 .

Выпрямленной эдс E_d или E_{dw_1} , мы называем произведение выпрямленного тока на сопротивление при детектировании:

$$E_d = I_d r_d, \quad E_{dw_1} = I_{dw_1} r_{dw_1}. \quad (2)$$

При использовании ламп принято характеризовать их действие преимущественно усилением по напряжению. Поэтому основным коэффициентом эффективности при детектировании, K_d или K_{dw_1} , мы называем отношение выпрямленной эдс постоянного тока к амплитуде приложенной переменной эдс, или отношение выпрямленной эдс модуляционной частоты к модулирующей эдс:

$$K_d = \frac{E_d}{E}, \quad K_{w_1} = \frac{E_{dw_1}}{mE}. \quad (3)$$

Коэффициент m определяет глубину модуляции, E есть амплитуда основного или несущего колебания, mE — модулирующая эдс. Указанные коэффициенты представляют собою внутренние коэффициенты полезного действия диодного детектора. При наличии внешней нагрузки нас интересует выпрямленная разность потенциалов, приходящаяся на долю внешнего сопротивления, и внешним коэффициентом эффективности будет отношение этой разности потенциалов к подводимому колебательному напряжению или модулирующей эдс. Эта величина определяется, как и для простых цепей, простейшим образом:

$$K_{w_1e} = K_{w_1} \frac{R_e}{r_{dw_1} + R_e}. \quad (4)$$

Здесь R_e обозначает внешнее сопротивление и в общем случае есть вектор.

Коэффициенты эффективности K_d и K_{w_1} зависят от амплитуды основного или несущего колебания.

Для малых приложенных эдс выпрямляемых колебаний сопротивление детектора приблизительно равно сопротивлению в начальной точке и до некоторого предела изменяется мало. Поэтому для таких малых напряжений выпрямленная эдс изменяется подобно изменению выпрямленного тока, т.-е. пропорционально второй степени подводимого напряжения.

Следовательно, для малых значений E коэффициенты K_d и K_{w_1} пропорциональны E и, как нетрудно показать,

$$K_{w_1} = 2 K_d. \quad (5)$$

Отношение

$$\frac{K_d}{E} = p_e \quad (6)$$

для малых амплитуд есть также константа, которую мы называем коэффициентом чувствительности детектора по напряжению. Он определяется отношением второй производной к первой производной характеристики детектора в начальной точке.

Выпрямленная мощность для простого синусоидального колебания будет:

$$W_d = I_d E_d. \quad (7)$$

Коэффициентом чувствительности по мощности мы называем величину

$$p_g = \frac{\sqrt{W_d}}{E^2}, \quad (8)$$

которая также представляет константу для малых выпрямляемых эдс. Между всеми коэффициентами чувствительности существуют следующие соотношения:

$$p_e = r_o p_i, \quad p_g = \sqrt{r_o p_i}, \quad (9)$$

где r_o — сопротивление детектора в начальной точке.

Величина коэффициентов чувствительности, а следовательно, наклон начальных участков кривых детектирования, определяется не только качеством детектора, как такового, но и начальной точкой работы. Поэтому следует, очевидно, определяя свойства и качества какого-либо детектора, выбирать начальную точку так, чтобы она соответствовала оптимальным значениям коэффициентов чувствительности. Но оптимум для всех установленных коэффициентов не получается при одной и той же начальной точке. Повидимому, наиболее правильно характеризовать детектор коэффициентами чувствительности для начальной точки, соответствующей максимуму коэфф. чувствительности по мощности (для триодов этому соответствует максимум коэфф. чувствительности по доброкачественности). Точнее будет давать три кривых изменения коэффициентов чувствительности в зависимости от начальной точки.

При больших амплитудах выпрямляемой эдс колебания обычно достигают таких участков статической характеристики детектора, в которых она для всех реальных детекторов может быть принята за прямую. В этом случае мы приближаемся к идеальным условиям выпрямления, которые получились бы для детектора с резким изломом в характеристике. При этом коэффициент эффективности стремится к пределу, который можно вывести для такого идеального детектора и который

равен $0,637 \left(\frac{2}{\pi}\right)$. Этот предел одинаков для всех детекторов и не зависит от начальной точки. Однако, чем больше коэффициенты чувствительности, тем быстрее, т.-е. при тем меньших эдс получается возможно близкое к нему приближение.

§ 4. Предыдущее относилось преимущественно к диодному детектору, т.-е. к детектору, имеющему лишь одну цепь. В обычных детектирующих лампах мы имеем две или три цепи. Однако, почти всегда одна из этих цепей есть главная, собственно детектирующая цепь, а вторая служит только для усиления. Так, при анодном детектировании в триодах главной детектирующей цепью является анодная, переход от цепи сетки к анодной есть лишь простое усиление. При сеточном детектировании имеем обратный случай предварительного детектирования в цепи сетки и затем усиления выпрямленного напряжения в анодной цепи.

(8) Для ламп эффект выпрямления в главной цепи характеризуется нами, как и для диода, коэффициентом эффективности, коэффициенты же чувствительности определяются нами с учетом как основного эффекта выпрямления в главной цепи, так и усилительного действия.

Для ламп, вместо определения (6), имеем:

$$(e) \quad p_e = \mu \frac{K_d}{E} \quad (6)$$

и аналогично для других коэфф. чувствительности. Эти коэффициенты относятся к малым амплитудам. Для любых амплитуд комбинированное действие усиления и выпрямления характеризуется коэффициентом усиления при детектировании, вполне аналогичным обычному коэффициенту усиления лампы, который играет существенную роль при простом усилении. Коэффициенты усиления при детектировании μ_a и μ_w равны:

$$\mu_a = \mu K_d, \quad \mu_w = \mu K_w. \quad (10)$$

Здесь μ обозначает статический коэффициент усиления триода или тетрода, μ_a — коэфф. усиления при детектировании незатухающих колебаний, μ_w — то же для модулирующей эдс. В противоположность коэффициенту μ , который может быть с достаточной точностью принят для каждой лампы за константу, коэффициенты μ_a и μ_w зависят, помимо начальных условий, также и от амплитуды основного или несущего колебания. Эта зависимость соответствует зависимости от амплитуды коэффициентов K_d и K_w , т.-е. коэффициенты усиления при детектировании для малых колебательных эдс пропорциональны этим эдс.

Для больших амплитуд выпрямляемой эдс коэффициенты усиления будут более или менее приближаться к соответствующим коэф-

фициентам для идеальных триодов или тетродов. Эти пределы будут не одинаковы для разных ламп, а пропорциональны их коэффициентам усиления. Таким образом для больших амплитуд чисто детекторные качества ламп (определяемые коэффициентами чувствительности скрадываются, и их свойства, как детектирующих ламп, будут аналогичны их усилительным свойствам.

В действительности для реальных ламп коэффициенты усиления при детектировании с увеличением амплитуды приложенной эдс основного колебания сначала растут пропорционально этой амплитуде, потом доходят до некоторого максимума, затем снова падают. Таким образом, в некоторых пределах коэффициенты усиления при детектировании имеют оптимальные значения. Эти пределы мы называем рабочими пределами, так как, очевидно, к ним следует стремиться при использовании ламп в качестве детектора.

При определении усилительного действия ламп существенно знать не только коэффициент усиления, но и внутреннее сопротивление лампы, а результат усиления определяется при правильном подборе внешней нагрузки и связи с лампой преимущественно доброкачественностью лампы g , равной:

$$g = \frac{\mu^2}{r_a}.$$

Точно также результат совместного действия детектирования и усиления при правильном подборе потребляющей цепи определяется преимущественно доброкачественностью при выпрямлении:

$$g_d = \frac{\mu_d^2}{r_d}, \quad g_{w_1} = \frac{\mu_{w_1}^2}{r_{w_1}}. \quad (11)$$

Особенно существенно второе равенство, относящееся к выпрямлению модулированных колебаний, причем пользоваться установленными параметрами следует совершенно так же, как и при простом усилении. Следует лишь иметь в виду, что усилительный эффект относится к модулирующей эдс mE , параметры же определяются значением амплитуды эдс E и не зависят от глубины модуляции, которая при теоретических выводах считается небольшой.

То же положение остается справедливым и для приема с гетеродином, так как этот случай теоретически легко сводится к детектированию модулированных колебаний. Результат определяется как усиление разностной частоты, амплитуда которой равна слабому колебанию e , а параметры μ_{w_1} , g_{w_1} определяются сильным колебанием E .

Теоретический предел для доброкачественности при анодном детектировании равен 0,2g, при сеточном детектировании доброка-

чество может приблизиться к статической доброкачественности.

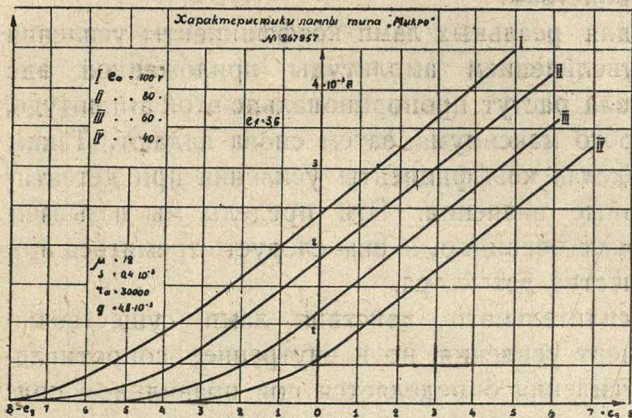
§ 5. Указав в предыдущем коэффициенты и параметры, какими мы характеризуем детекторные свойства ламп, мы можем перейти

к изложению результатов исследования для различных типов ламп. Исследованию подверглись экземпляры разных типов ламп ГЭТЗСТ, а также некоторые другие. Среди них есть лампы с вольфрамовыми, торированными и оксидированными нитями с разнообразными параметрами.

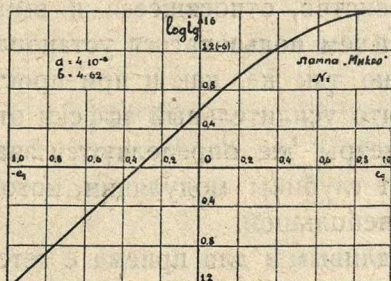
При исследовании для каждой лампы снимался

предварительно ряд анодных характеристик и кривые сеточного тока. В качестве примера приводим на черт. 1 и 2 эти кривые для ламп типа „Микро“ ГЭТЗСТ.

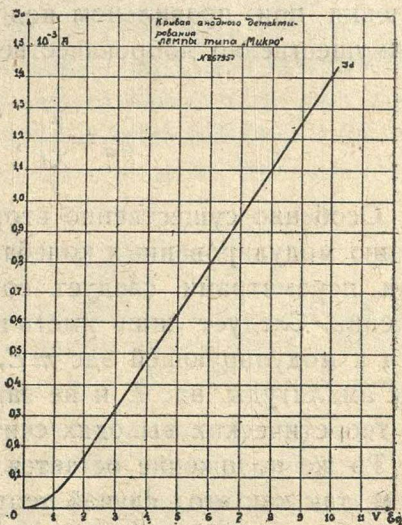
На основании характеристик определялись статические параметры. Затем экспериментально снимались кривые анодного и сеточного



Черт. 1



Черт. 2



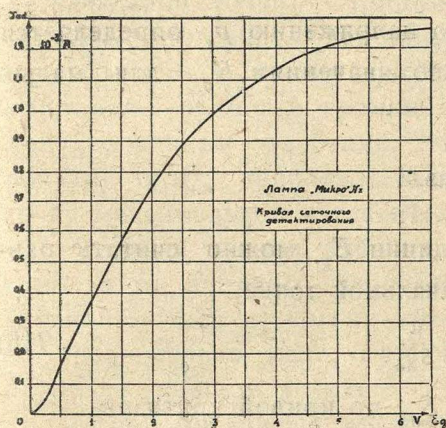
Черт. 3

детектирования для синусоидального колебания помощью переменного 50-периодного тока. Эти кривые дают зависимость выпрямленного тока в анодной цепи от действующей величины переменной эдс, приложенной к сетке лампы. На черт. 3 и 4 приведены в качестве при-

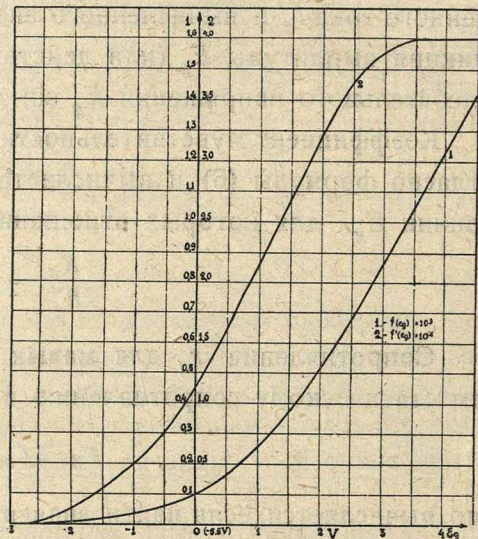
мера кривые детектирования для ламп того же типа „Микро“, к которому относятся и черт. 1 и 2¹⁾.

Искомые коэффициенты чувствительности, параметры при детектировании и пределы рабочих напряжений определялись затем расчетом.

§ 6. Для анодного детектирования расчеты велись следующим образом. Значение выпрямленного тока I_d берется из экспериментальной кривой (см. черт. 3). На основании статической анодной характеристики (черт. 1) для взятых напряжений вычисляется и строится кривая крутизны S в зависимости от сеточного потенциала (черт. 5).



Черт. 4



Черт. 5

Далее вычисляется средняя крутизна S_m для синусоидального колебания по формуле:

$$S_m = \frac{1}{T} \int_0^T S dt = \frac{1}{2E_g} \int_{-E_g}^{+E_g} S de_g. \quad (12)$$

При этом значения S_m для малых и средних амплитуд определялись по трем точкам на основании упрощенного метода Barclay'я²⁾, а для больших амплитуд более точным расчетом. Внутреннее сопротивление лампы при анодном детектировании равно:

$$r_d = \frac{V}{S_m}. \quad (13)$$

1) Вследствие случайных обстоятельств анодное и сеточное детектирование исследовались для разных экземпляров ламп типа „Микро“.

2) См. выше, указатель литературы.

Выпрямленная эдс будет следовательно,

$$E_d = \frac{\mu}{S_m} I_d, \quad (14)$$

а коэффициент эффективности (см. форм. 3):

$$K_d = \frac{I_d}{E_g} \cdot \frac{\mu}{S_m}. \quad (15)$$

Он определяется на основании экспериментальной величины выпрямленного тока I_d и вычисленного значения средней крутизны S_m , как функция амплитуды E_g (или действующей величины E_g) приложенного колебательного напряжения $E_g \sin wt$.

Коэффициент чувствительности по напряжению p_e определяется согласно формулы (6) и вычисляется по значениям K_d для малых величин E_g , для которых отношение

$$\frac{K_d}{E_g} \simeq \text{const}.$$

Сопротивление r_d для малых величин E_g можно считать равным статическому сопротивлению в начальной точке,

$$r_d \simeq r_{ao} = \frac{\mu}{S_{ao}}. \quad (16)$$

Оно вычисляется, если найти значение S_{ao} по кривой крутизны.

Остальные коэффициенты чувствительности определяются на основании формул (9).

Коэффициенты эффективности для модулированных колебаний K_{w_1} определялись на основании нижеследующей формулы, которая приводится здесь без доказательства, но которая, очевидно, соответствует действию модуляции на основное колебание:

$$K_{w_1} = \frac{dI_d}{dE_g} \cdot \frac{1}{S_m}. \quad (17)$$

Первый множитель представляет собою значение крутизны кривой детектирования, которое определяется на основании экспериментальной кривой (черт. 3).

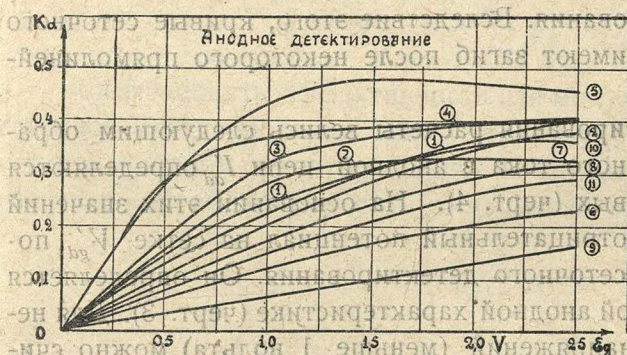
Коэффициенты эффективности K_d и K_{w_1} вычислялись для ряда точек, и по ним построены были кривые для всех исследованных ламп (пример см. на черт. 6). Рабочие напряжения указаны на основании этих кривых. Напомним, что под рабочими напряжениями разумеются такие напряжения, при которых достигаются близкие к оптимальным значения коэффициентов усиления и доброкачественности, что соответствует загибу кривых K_d и K_{w_1} . Эти загибы определяют

нижний предел рабочих напряжений. Верхний предел мы определяем по напряжениям, при которых появляется заметный сеточный ток, который вносит искажение и понижает эффективность действия при анодном детектировании. Приводимые значения параметров для рабочих напряжений соответствуют средним значениям K_a , K_w и S_m в указанных пределах и вычислены по формулам (10), (13) и (11).

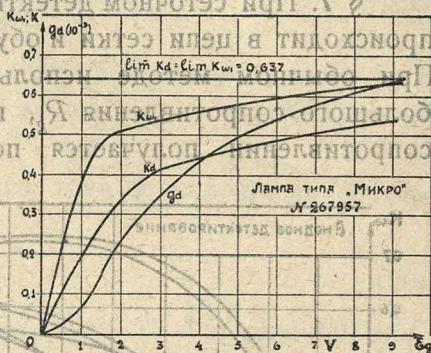
Следует иметь в виду, что коэффициенты чувствительности при анодном детектировании сильно зависят от начальной точки. Отрицательный сеточный потенциал подбирался на слух близким к такому при котором получается наиболее громкий прием модулированных колебаний. Это, как показал опыт, приблизительно дает точку максимальной чувствительности по доброкачественности.

Верхний предел рабочих напряжений находится в прямой зависимости от анодного напряжения и возрастает с его повышением. Нижний предел несколько изменяется с изменением начальной точки, но сравнительно мало, если изменения начального сеточного потенциала не слишком велики.

Основные данные для исследованных ламп и начальные условия, при которых производились исследования, приводятся в таблице I.



Черт. 7



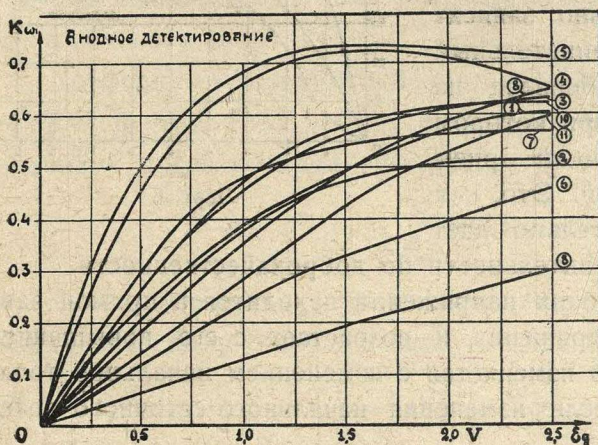
Черт. 6

Результаты для анодного детектирования даны в таблице II. Кривые коэффициентов эффективности при анодном детектировании для напряжений до 2,5 вольта представлены на черт. 7 и 8.

Первый относится к синусоидальным колебаниям, второй к модулированным. Наибольшие коэффициенты чувствительности получились для ламп с пониженным напряжением накала (тип ПТ—19 и „Микрокс“). Коэффициенты эффективности для модулированных колебаний в некоторых пределах могут даже превзойти теоретический предел (0,637), как это получается при средних амплитудах для названных типов ламп.

Как видно из таблицы II, наиболее существенный параметр, — доброкачественность при детектировании в рабочих условиях для модулированных колебаний, получается в пределах 12—15% от статической доброкачественности при теоретическом пределе для идеального детектора в 20%.

§ 7. При сеточном детектировании основное явление выпрямления происходит в цепи сетки и обусловлено нелинейностью сеточного тока. При обычном методе использования этого выпрямления помощью большого сопротивления R_g , шунтированного емкостью C_g , на этом сопротивлении получается постоянная разность потенциалов, или



Черт. 8

напряжение, изменяющееся с частотой модуляции ¹⁾. Изменение анодного тока, рассматриваемое как выпрямленный ток, есть результат изменения сеточного потенциала.

При больших амплитудах выпрямляемого колебательного напряжения в анодной цепи получается вторичное анодное выпрямление, которое уменьшает основной

эффект сеточного детектирования. Вследствие этого, кривые сеточного детектирования (черт 4) имеют загиб после некоторого прямолинейного участка.

Для сеточного детектирования расчеты велись следующим образом. Значения выпрямленного тока в анодной цепи I'_{ad} определяются из экспериментальных кривых (черт. 4). На основании этих значений можно найти постоянный отрицательный потенциал на сетке V'_{gd} , появляющийся в результате сеточного детектирования. Он определяется по величине I'_{ad} по основной анодной характеристике (черт. 3). Для небольших выпрямляемых напряжений (меньше 1 вольта) можно считать крутизну анодной характеристики постоянной величиной и пренебрегать обратным анодным детектированием, что приводит к упрощенной формуле:

$$K' = \frac{V'_{gd}}{E_g} \approx \frac{I'_{ad}}{SE_g}. \quad (18)$$

¹⁾ Коэффициенты чувствительности и коэффициенты эффективности при сеточном детектировании определяются, исходя из этой разности потенциалов V'_{ga} , а не по выпрямленной эдс в цепи сетки.

Для больших напряжений значение V'_{gd} определяется на основании анодной характеристики.

Основной коэффициент чувствительности для самой цепи сетки равен:

$$p_{eg} = \frac{K'}{E_g}. \quad (19)$$

При этом берем значения коэффициента эффективности для малых амплитуд, порядка 0,1 — 0,2 вольта, для которых значения K' пропорциональны E_g .

Теоретически зависимость сеточного тока от напряжения выражается экспоненциальной функцией ¹⁾:

$$i_g = a \varepsilon^{b e_g}, \quad (20)$$

что оправдывается до известного предела (черт. 2). Формула (20) приводит к зависимости:

$$p_{eg} = \frac{1}{4} b. \quad (21)$$

Для контроля результатов показатель степени b определялся на основании кривых сеточного тока. Значения этого показателя приводятся в таблицах. Расхождения в величинах p_{eg} и $\frac{1}{4} b$ объясняются не строгой экспоненциальной формой кривых сеточного тока и некоторой поэтому неопределенностью величины b .

Коэффициенты чувствительности при сеточном детектировании для лампы в целом определяются по формулам:

$$p_e = \mu p_{eg}, \quad p_i = \frac{p_e}{r_a}, \quad p_g = \frac{p_e}{V r_a}. \quad (22)$$

Коэффициенты эффективности для модулированных колебаний при сеточном детектировании зависят также и от частоты модуляции, чего нет при анодном детектировании. С повышением частоты модуляции коэффициент эффективности уменьшается пропорционально величине

$$\frac{1}{\sqrt{1+x^2}}, \quad (23)$$

где

$$x = \omega_1 C_g \left(\frac{1}{R_g} + \frac{1}{R_{dg}} \right); \quad (23')$$

ω_1 обозначает частоту модуляции, R_{dg} — внутреннее сеточное сопротивление при детектировании. При обычном подборе данных уменьшение эффективности в пределах акустических частот невелико, — порядка 30%.

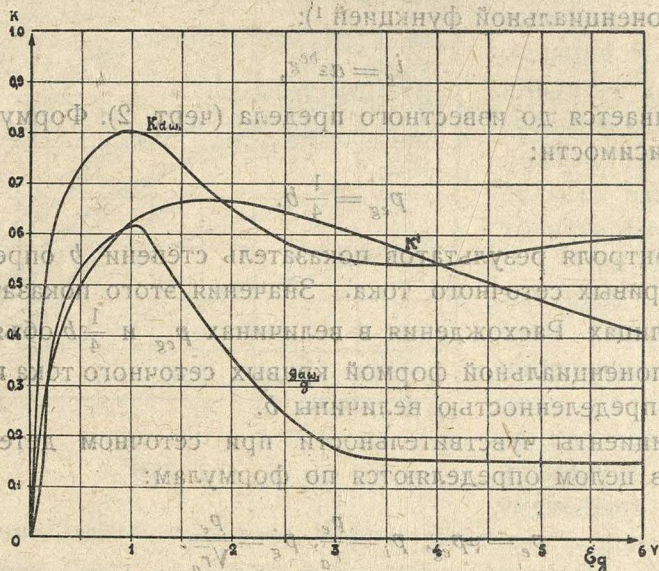
¹⁾ Colebrook, Groenefeld, см. лит. указатель.

Для малой модулирующей частоты коэффициент эффективности для модулированных колебаний аналогично формуле (17), равен:

$$K_{d\omega_1} = \frac{dE_g}{dE_g} \frac{1}{S_m} \quad (24)$$

Средняя крутизна S_m берется здесь для участка анодной характеристики, захватываемого колебаниями основной частоты. (Пример кривых K' и $K_{d\omega_1}$ на черт. 9).

Рабочие напряжения указываются на основании кривых коэффициентов эффективности K' и $K_{d\omega_1}$ и соответствуют участку с оптималь-



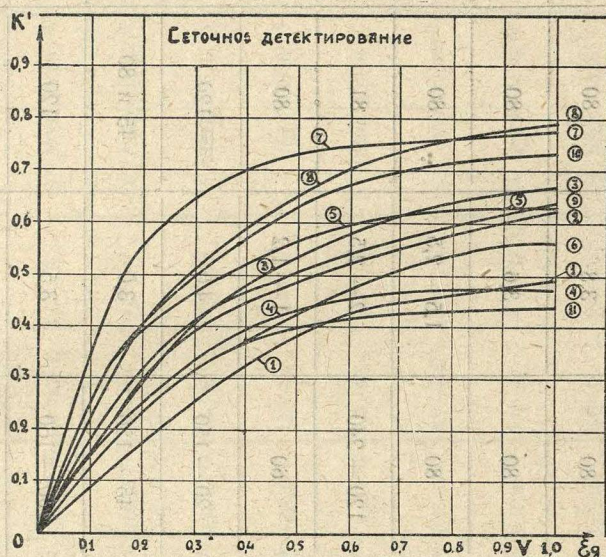
Черт. 9

ными значениями этих величин между первым и вторым загибами кривых. Параметры для рабочих напряжений приводятся, как средние для рабочего участка, для которого они изменяются сравнительно мало. Эти параметры определяются по формулам (10—11). При этом значения S_m , r_d и $r_{d\omega_1}$ определялись приближенно.

Сеточное детектирование для всех ламп исследовалось при обычных начальных условиях. Сопротивление утечки во всех случаях было равно $R_g = 1,48 \cdot 10^6$ ома и присоединялось к плюсу нити накала. Сеточная емкость была $C_g = 1 \mu F$ (что эквивалентно обычной величине этой емкости при высокой частоте).

Верхний предел и, в небольшой степени, также и нижний предел рабочих напряжений зависят от взятого анодного напряжения. При повышении последнего возрастает и верхний предел рабочих напряжений.

Результаты для сеточного детектирования даны в таблице III, а кривые коэффициентов эффективности представлены, на черт. 10 и 11. (Таблицу III см. стр. 143). На черт. 10 и 11 приведены нижние участки кривых коэффициентов эффективности для синусоидальных и модулированных колебаний. Наклон начальных прямолинейных участков этих кривых соответствует коэффициентам чувствительности в цепи сетки p_{eg} . Эти коэффициенты теоретически определяются лишь показателем степени b в экспоненциальном выражении для сеточного тока (см. форм. 20). Последний в свою очередь теоретически зависит лишь



Черт. 10

от абсолютной температуры нити, будучи обратно пропорционален ей. Обычные температуры вольфрамовых нитей выше температуры торированных, которая в свою очередь выше температуры оксидных. Соответственно этому, начальные участки кривых K'_d и $K_{d\omega}$, располагаются группами, внизу кривая для вольфрамовой лампы (P-5), выше группа торированных ламп, еще выше оксидные. Наибольшую чувствительность показывает лампа с независимым подогревом нити (трубки) накала, имеющей особый оксидный слой на поверхности (лампа фирмы „Kellogg“).

Доброкачество при сеточном детектировании в пределах рабочих напряжений составляет в среднем около 50% от статической доброкачества, опускаясь для вольфрамовых и, в некоторых условиях для торированных, до 30% и поднимаясь для лучших оксидных ламп до 70% и выше. Таким образом сеточное детектирование в общем дает доброкачество в 4—5 раз выше, чем анодное.

Т а б л и ц а I

№№	Тип лампы	Род нити	Нормальное анодное на- пряжение	Нормальное напряжение на- кала (вольт)	Взятое анодное напряжение	Взятое напря- жение накала	Взятый сеточ- ный потенциал (при анодном детектировании)
1	P—5 Гэтст	Вольфрам	80	3,8	80	3,8	— 7,0
2	„Микро“	Ториров.	80	3,6	80	3,6	— 5,5
3	ПТ—22	„	80	1,5—2,5	80	1,4	— 7,4
4	ПТ—19	„	120—240	2—2,5	81	1,9	— 4,0
5	„Микрокс 1“	Оксидиров.	60	1—1,2	80	1,0	— 4,5
6	B 406 Philips	„	20—150	4,0	120	3,8	— 18,0
7	T 401 Kellogg	Оксидиров. с подогрев.	45—150	3,0	45 и 80	2,0 и 3,0	— 6,2
8	УО—3 Гэтст	Оксидиров.	100—160	3,5	120	3,5	— 13,5
9	УТ—1	Ториров.	120—240	3,6	120	3,6	— 24
10	ТО	Оксидиров.	120—240	3,5	80	3,5	— 5
11	„Микро ДС“ (Двухсет- чатая)	Ториров.	16	3,6	16, 16	3,6	— 5,5

Т а б л и ц а II (анодное детектирование)

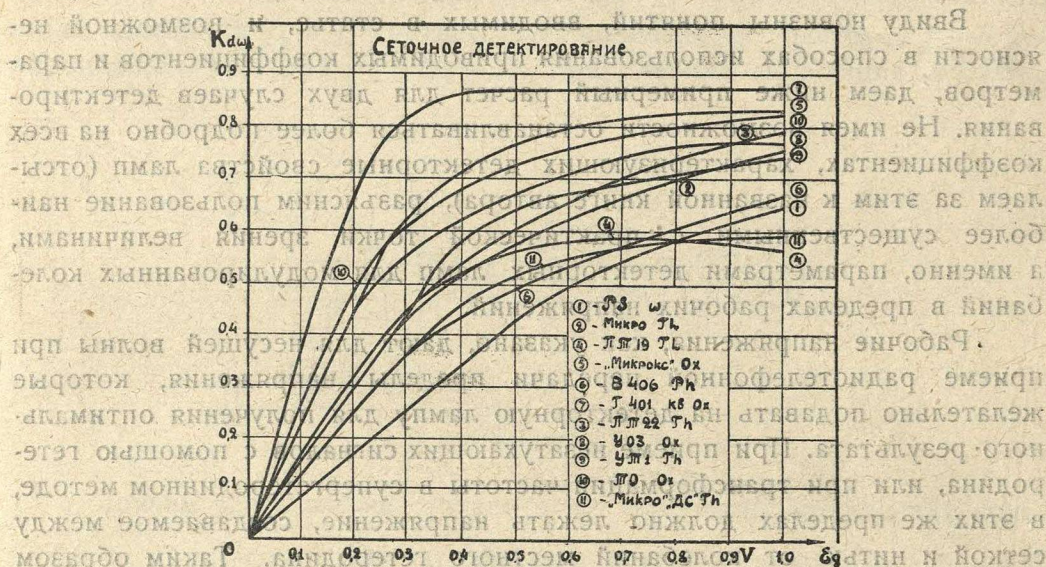
№ и тип	Статические параметры			Начальн. сопр. и коэфф. чувств. при детектир.			Рабочие напряжения		Параметры при де- тектир. син. кол. для рабоч. напряж.			Параметры при де- тектир. модул. кол. для рабоч. напряж.			Примечания		
	μ	r_a	s	g	r_{ao}	ρ_e	ρ_i	ρ_g	для синусоид. колебаний	для модул. колебаний	r_d	gd	r_{ω_1}	g_{ω_1}			
№ 1 Р-5 . . .	10	24000	0,42.10 ⁻³	4,2.10 ⁻³	77000	2,1	2,7.10 ⁻⁵	0,76.10 ⁻²	2,5—5,5 в.	2,0—5,5 в.	4,2	65000	0,27.10 ⁻³	6,0	62000	0,58.10 ⁻³	При $e_{ao} = 160$ в. ра- боч. напряж. равны 2,0—12,5 в.
№ 2 „Микро“ .	12	30000	0,40.10 ⁻³	4,8.10 ⁻³	105000	2,0	1,9.10 ⁻⁵	0,62.10 ⁻²	2,0—4,0 „	2,0—4,0 „	4,8	70000	0,33.10 ⁻³	6,2	70000	0,55.10 ⁻³	
№ 3 ПТ 22 . .	10	28500	0,35.10 ⁻³	3,5.10 ⁻³	120000	2,6	2,1.10 ⁻⁵	0,75.10 ⁻²	1,5—5,0 „	2,0—5,0 „	4,5	83000	0,25.10 ⁻³	6,5	83000	0,5.10 ⁻³	
№ 4 ПТ 19 . .	33	118000	0,28.10 ⁻³	9,2.10 ⁻³	735000	15,0	2.10 ⁻⁵	1,75.10 ⁻²	1,0—2,8 „	1,0—2,8 „	13	445000	0,38.10 ⁻³	21	360000	1,2.10 ⁻³	
№ 5 „Микрокс“	12,4	38800	0,32.10 ⁻³	4,0.10 ⁻³	190000	5,2	2,7.10 ⁻⁵	1,2.10 ⁻²	1,0—3,7 „	1,0—3,7 „	5,7	105000	0,31.10 ⁻³	8,7	105000	0,72.10 ⁻³	
№ 6 В 406 Ph.	4,8	3850	0,25.10 ⁻³	6,0.10 ⁻³	21000	0,7	3,3.10 ⁻⁵	0,48.10 ⁻²	5,0—14,0 „	5,0—14,0 „	2,0	9600	0,42.10 ⁻³	3,3	9600	1,1.10 ⁻³	
№ 7 Т 401 Kellog	10	8000	1,25.10 ⁻³	12,5.10 ⁻³	50000	2,1	4,2.10 ⁻⁵	0,45.10 ⁻²	1,5—4,0 „	1,5—4,0 „	3,3	25000	0,44.10 ⁻³	5,6	25000	1,26.10 ⁻³	При $e_{ao} = 45$ в $e_{fo} = 3$ в. и $e_{go} = 6,2$ в.
№ 8 УО 3 . . .	7,5	7000	1,07.10 ⁻³	8,0.10 ⁻³	72000	1,5	2,1.10 ⁻⁵	0,56.10 ⁻²	2,0—11,0 „	2,0—11,0 „	3,0	20000	0,45.10 ⁻³	5,0	19000	1,3.10 ⁻³	
№ 9 УТ 1 . . .	4,5	7250	0,62.10 ⁻³	2,8.10 ⁻³	25000	0,29	1,2.10 ⁻⁵	0,18.10 ⁻²	6,0—18,0 „	6,0—18,0 „	1,7	19000	0,15.10 ⁻³	2,8	19000	0,41.10 ⁻³	
№ 10 ТО	10	24000	0,42.10 ⁻³	4,2.10 ⁻³	110000	1,6	1,45.10 ⁻⁵	0,48.10 ⁻²	1,5—4,5 „	1,5—4,5 „	3,7	65000	0,21.10 ⁻³	6,0	65000	0,55.10 ⁻³	
№ 11 „Микро ДС“	5	6250	0,8.10 ⁻³	4,0.10 ⁻³	37000	0,55	1,5.10 ⁻⁵	0,29.10 ⁻²	3,0—4,0 „	2,5—4,0 „	1,6	18000	0,15.10 ⁻³	3,2	20000	0,51.10 ⁻³	При анодном напр. и напр. на доб. сетке 16 в.

Т а б л и ц а III. (Сеточное детектирование)

№ и тип	Статические параметры				Коэффициент чувств. при детектир.	Рабочие напряжения для синх-сод. колебаний		Параметры при детектир. син. кол. для работ. напр.		Параметры при детектир. модул. кол. для работ. напр.		Примечания				
	μ	τ_a	s	g		P_{eg}	P_i	P_g	P_d	τ_d	g_d		μ_{d0}	τ_{d0}	g_{d0}	
№ 1 Р-5	10	24000	0,42·10 ⁻³	4,2·10 ⁻³	0,6	6,0	2,4·10 ⁻⁴	3,8·10 ⁻²	5,2	32000	0,85·10 ⁻³	6,1	30000	1,25·10 ⁻³	Другой экземпляр, чем при измерении анодн. детектир.	
№ 2 „Микро“	10,5	25000	0,42·10 ⁻³	4,4·10 ⁻³	1,15	12,0	4,8·10 ⁻⁴	7,6·10 ⁻²	6,5	30000	1,4·10 ⁻³	8,0	27000	2,3·10 ⁻³		
№ 3 ПТ 22	10	28500	0,35·10 ⁻³	3,5·10 ⁻³	1,2	12,0	4,2·10 ⁻⁴	7,1·10 ⁻²	6,5	35000	1,2·10 ⁻³	8,0	30000	2,1·10 ⁻³		
№ 4 ПТ 19	33	118000	0,28·10 ⁻³	9,2·10 ⁻³	1,2	40	3,4·10 ⁻⁴	11,6·10 ⁻²	14,0	130000	1,5·10 ⁻³	17,5	125000	2,5·10 ⁻³		
№ 5 „Микрокс“	124	38800	0,32·10 ⁻³	4,0·10 ⁻³	1,56	18,7	4,8·10 ⁻⁴	9,5·10 ⁻²	7,7	42000	1,4·10 ⁻³	8,8	40000	1,95·10 ⁻³		
№ 6 В 406 Ph.	4,8	3850	1,25·10 ⁻³	6,10 ⁻³	—	1,2	5,7	15,10 ⁻⁴	9,2·10 ⁻²	3,4	4000	3,10 ⁻³	3,9	4000	3,8·10 ⁻³	
№ 7 Т 401 Kellog	{ 10 10	13300	0,75·10 ⁻³	7,5·10 ⁻³	11,5	2,4	24,0	18,10 ⁻⁴	21,10 ⁻²	7,3	15000	3,55·10 ⁻³	8,5	14000	5,2·10 ⁻³	При $e_{d0}=45$ в. $e_{f0}=2$ в.
		7150	1,4·10 ⁻³	14,10 ⁻³	18,0	3,5	35,0	49,10 ⁻⁴	41,5·10 ⁻²	7,5	7500	7,5·10 ⁻³	8,5	7250	10,10 ⁻³	При $e_{d0}=80$ в. $e_{f0}=3$ в.
№ 8 УО 3	7,5	7000	1,07·10 ⁻³	8,0·10 ⁻³	8,0	1,7	12,8	18,3·10 ⁻⁴	15,3·10 ⁻²	6,1	8000	4,7·10 ⁻³	7,0	7500	6,5·10 ⁻³	
№ 9 УТ 1	4,5	7250	0,62·10 ⁻³	2,8·10 ⁻³	5,6	1,4	6,3	8,7·10 ⁻⁴	7,4·10 ⁻²	3,2	8200	1,25·10 ⁻³	3,7	8000	1,7·10 ⁻³	
№ 10 ТО	10	24000	0,42·10 ⁻³	4,2·10 ⁻³	8,0	1,8	18	7,5·10 ⁻⁴	11,6·10 ⁻²	7,0	28000	1,7·10 ⁻³	8,0	25000	2,6·10 ⁻³	
№ 11 „Микро ДС“	{ 5 5	6250	0,8·10 ⁻³	4,0·10 ⁻³	1,06	5,3	8,3·10 ⁻⁴	6,7·10 ⁻²	2,1	6500	0,68·10 ⁻³	2,5	6250	1,10 ⁻³	При $e_{d0}=16$ в. $e_{g1}=16$ в.	
		9600	0,52·10 ⁻³	2,6·10 ⁻³	4,6	1,05	5,2	5,4·10 ⁻⁴	5,3·10 ⁻²	1,8	11000	0,3·10 ⁻³	2,35	10000	0,55·10 ⁻³	При $e_{d0}=16$ в. $e_{g1}=8$ в.

Кроме того нижний предел для рабочих напряжений при сеточном детектировании составляет около 0,4 вольта при 1,5 — 2,0 вольта для анодного детектирования модулированных колебаний. Для лучших оксидных ламп нижний предел рабочих напряжений опускается даже до 0,25 вольта при сеточном детектировании, а при анодном детектировании до 1,0 вольта для малых ламп.

Так как во всех случаях пределы рабочих напряжений довольно тесны, то нужно рекомендовать применение объективных методов



Черт. 11

контроля условий работы детектирующих ламп, напр., включение миллиамперметра в анодные цепи этих ламп.

§ 8. Приведенными параметрами ламп при детектировании можно пользоваться для расчетов комбинированного действия выпрямления и усиления детектирующих ламп также, как обычными статическими параметрами пользуются для расчета усилительного эффекта. Для ламп других типов можно по аналогии судить о возможных значениях параметров их при детектировании.

В обычных условиях приема дальних радиовещательных станций эдс, действующая на детекторную лампу, находится в пределах 0,5 — 3 вольта, соответственно оптимальным напряжениям при сеточном детектировании. При приеме местных радиовещательных станций эти эдс достигают значительно большей величины и легко дают перегрузку детекторной лампы. Поэтому в приемниках, служащих одновременно для дальнего приема и приема местных станций должна быть возможность регулировки подаваемой на детекторную лампу

напряжения. При приеме местных станций можно с успехом применять анодное детектирование.

Последнее следует также применять при супергетеродинном приеме, вследствие независимости его эффекта от частоты.

Центральная радиолaborатория ГЭТЗСТ.

ДОБАВЛЕНИЕ

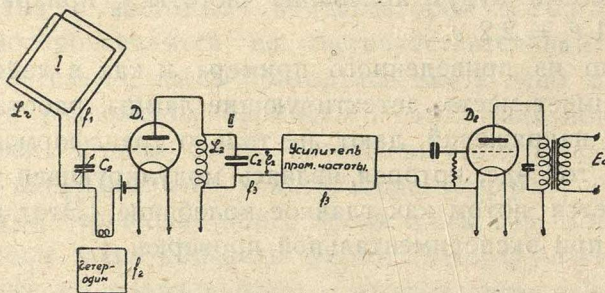
Ввиду новизны понятий, вводимых в статье, и возможной неясности в способах использования приводимых коэффициентов и параметров, даем ниже примерный расчет для двух случаев детектирования. Не имея возможности останавливаться более подробно на всех коэффициентах, характеризующих детекторные свойства ламп (отсылаем за этим к названной книге автора), разъясним пользование наиболее существенными с практической точки зрения величинами, а именно, параметрами детекторных ламп для модулированных колебаний в пределах рабочих напряжений.

Рабочие напряжения, как указано, дают для несущей волны при приеме радиотелефонной передачи пределы напряжения, которые желательно подавать на детекторную лампу для получения оптимального результата. При приеме незатухающих сигналов с помощью гетеродина, или при трансформации частоты в супергетеродинном методе, в этих же пределах должно лежать напряжение, создаваемое между сеткой и нитью от колебаний местного гетеродина. Таким образом нами даны в таблицах значения параметров при детектировании в таких условиях, к которым должно стремиться. Если подаваемое на сетку напряжение выходит из этих пределов, то значения параметров придется брать из более подробных кривых, для которых, за недостатком места, приведены лишь нижние участки.

В качестве примера использования параметров при детектировании рассмотрим приведенную на черт. 12 схему супергетеродинного приемника для случая приема модулированных колебаний. В этом приемнике имеются две детектирующие лампы. Для первой (D_1) применяем анодное детектирование, так как она должна дать переход на промежуточную высокую частоту. Для второй (D_2) пользуемся сеточным детектированием. Обе лампы берем типа „Микро“. Полагаем, что прием происходит на рамку с действующей высотой $h_e = 0,02$ м при силе поля для несущей волны $E_f = 500$ μ в/м и при глубине модуляции в 20%. Основную частоту принимаем $f_1 = 10^6$ пер/сек. ($\lambda = 300$ м). Пусть затухание контура рамки равно $\delta_r = 0,0314$; тогда на сетку первой лампы (D_1) действует эдс частоты f_1 , равная:

$$e = E_f h_e \frac{\pi}{\delta_r} = 0,001 \text{ вольта.}$$

Это есть напряжение от основного колебания, которое по условию модулировано на 20%. В виду малой величины e и весьма плохого коэффициента эффективности при детектировании для этой величины, мы трансформируем колебание f_1 в промежуточное f_3 и усиливаем его на этой частоте. Трансформация производится помощью гетеродина, дающего колебания частоты f_2 , при чем $f_3 = f_2 - f_1$. Берем $f_3 = 6 \cdot 10^4$ пер/сек. ($\lambda = 5000$ м), а следовательно, $f_2 = 1,06 \cdot 10^6$ пер/сек. Связь с гетеродином берется такой, чтобы напряжение от колебаний f_2 на сетке лампы D_1 было, напр., равно $E_h = 2$ вольта. Суммарное действие колебаний f_2 и f_1 соответствует колебаниям с частотой f_2 , модулированным частотой $f_3 = (f_2 - f_1)$ при глубине модуляции в 0,05%



Черт. 12

$\left(\frac{e}{E_h}\right)$, причем здесь мы не считаемся со вторичной модуляцией колебания f_1 . Так как в рассматриваемом случае основное колебание f_2 дает на детекторной лампе D_1 эдс в 2 в, лежащую в пределах рабочих напряжений, то параметры при этом детектировании будут (см. т. II):

$$\mu_{\omega 1} = 6,2; r_{\omega 1} = 70.000; g_{\omega 1} = 0,55 \cdot 10^{-3}.$$

Примем, что контур II в анодной цепи детекторной лампы D_1 имеет следующие данные: $C_2 = 500$ см, $L_2 = 12 \cdot 10^6$ см и $\delta_2 = 0,2$. Тогда на конденсаторе C_2 разность потенциалов (e_2) для колебаний частоты f_3 определится, как результат усиления колебания e (модулирующей эдс) при указанных параметрах $\mu_{\omega 1}$ и $r_{\omega 1}$ (взятых для „несущего“ колебания E_h). На основании теории резонансного усиления высокой частоты найдем величину e_2 .

$$e_2 = \mu_{\omega 1} \frac{\frac{\pi}{\delta_2} \omega_3 L_2}{\frac{\pi}{\delta_2} \omega_3 L_2 + r_{\omega 1}} e = 0,0032 \text{ в.}$$

Усиление на промежуточной частоте должно быть далее взято с таким расчетом, чтобы ко второй детекторной лампе подавалось также напряжение основного колебания (f_3) порядка 1 вольта. Следовательно, в рассматриваемом примере это усиление рационально взять

порядка 310. Ко второй детекторной лампе будет при этом подводиться основная эдс $E_3 = 1$ в, которая по условию модулирована низкой частотой (f_a) на 20%. Модулирующая эдс будет здесь, следовательно, $e_a = 0,2$ в.

Для второй детекторной лампы (D_2) берем параметры из табл. III, так как напряжение от несущего колебания (E_3) находится в пределах рабочих напряжений. Параметры будут: $\mu_{a\omega 1} = 8,0$; $r_{a\omega 1} = 27.000$. Допустим, что в анодной цепи лампы D_2 включен трансформатор низкой частоты, для которого найдено или вычислено, что при указанных параметрах и для взятой низкой частоты (f_a) он дает усиление от цепи сетки до концов вторичной обмотки в 11 раз ¹⁾. Тогда на концах вторичной обмотки будут колебания частоты f_a при разности потенциалов $E_a = 11 e_a = 2,2$ в.

Как видно из приведенного примера и как в действительности почти всегда имеет место, детектирующие лампы, работающие в пределах рабочих напряжений, дают не только трансформацию частоты, но и усиление той эдс, которая, являясь модулирующей до детектирования, выделяется потом как главное колебание. Этот вывод вполне подтвердился при экспериментальной проверке.

¹⁾ Для простой усилительной ступени с микро-лампой (имеющей параметры $\mu = 10$ и $r_a = 25000$) при обычном трансформаторе получается усиление порядка 14, отсюда и получаем принятую величину усиления при параметрах: $\mu = 8$ и $r_a = 27.000$.

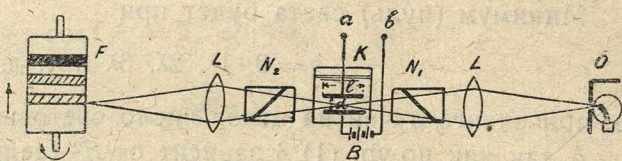
Зависимость почернения фильмы от напряжения на конденсаторе Керра в системе передачи изображений с фотоэлементом

П. В. Шмаков

В тех системах, где превращение световых импульсов в электрические производится фотоэлементом, а обратное превращение электрических импульсов в световые — конденсатором Керра, переданное изображение воспроизводится на светочувствительной пленке или бумаге. Следовательно, здесь приходится иметь дело с фотохимическими законами разложения бромистого ($AgBr$) или иодистого (AgI) серебра под воздействием света, интенсивность которого есть некоторая функция напряжения на конденсаторе Керра.

Имея в виду, что в ближайшее время в некоторых пунктах СССР будут установлены такие аппараты фирмы Телефункен, а, кроме того, аналогичные им предположены к изготовлению на заводах „Электросвязи“, а также, что и в приборах проф. Чернышева использован эффект Керра, то представляется полезным проследить закономерность почернения фильмы в зависимости от величины напряжения на конденсаторе Керра. Кроме того, зная эту закономерность, можно использовать эти интересные аппараты в местах их установок не только по их прямому назначению, но и для вспомогательных целей, как, например, измерение силы и продолжительности атмосферных разрядов, изучение замирания и др. нестационарных явлений.

Пользуясь аппаратом Телефункен-Каролус, где воспроизведение изображений происходит по схеме,



Черт. 1

представленной на черт. 1, был заснят ряд фотограмм с полосами различного почернения при различных известных напряжениях на конденсаторе Керра K , даваемых батареями B .

Действие приведенного светового реле, как известно ¹⁾, основано на явлении Керра, состоящем в том, что некоторые твердые и жидкие тела, под воздействием электрического или магнитного поля, при-

¹⁾ См. напр., П. В. Шмаков. „Передача изображений по радио Москва-Берлин“. Научно-Техн. Сборник НКПТ, № 2, стр. 3—30, 1928.

обретают свойства тел анизотропных, а следовательно, обладающих двойным лучепреломлением. В данном случае, диэлектриком служит жидкий и прозрачный нитробензол. От источника света O через призму Николя N_1 , на конденсатор падает прямолинейно поляризованный луч, который, проходя через нитробензол между обкладками, находящимися под напряжением, разлагается на два луча, поляризованных в двух взаимноперпендикулярных плоскостях и распространяющихся с разными скоростями. Это различие в скоростях дает некоторую разность хода двух лучей δ , подчиняющихся закону Керра:

$$\delta = \frac{k l}{d^2} E^2, \quad (1)$$

где k — постоянная Керра (для нитробензола $k = +2200 \cdot 10^{-7}$), l — длина пути луча в эл. поле в $см$, d — расстояние между обкладками в $см$, E — разность потенциалов (в абс. эл.-ст. единицах) на обкладках конденсатора.

Такие два луча, по выходе из конденсатора, в сумме дают луч, поляризованный по эллипсу, форма которого изменяется в зависимости от величины δ и может превратиться в круг или прямую. А так как через николю N_2 могут пройти только лучи, плоскость поляризации которых совпадает с плоскостью поляризации N_2 (которая находится под углом в 90° к плоскости поляризации N_1), то интенсивность падающего света на вращающийся барабан со светочувствительной फिल्मой F будет зависеть от величины δ . Максимум света будет проходить при

$$\delta = \frac{1}{2}\lambda, \left(1 + \frac{1}{2}\right)\lambda, \left(2 + \frac{1}{2}\right)\lambda \text{ и т. д.,}$$

т.-е. при сдвиге лучей на целое число световых полуволн.

Минимум (нуль) света будет при

$$\delta = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda \text{ и т. д.,}$$

т.-е. при сдвиге лучей на целое число световых волн.

А так как по ур. (1) δ зависит от E^2 (величины k , l и d для данной установки есть величины постоянные: k указано выше, $l = 0,5$ $см$, d может устанавливаться в пределах от 0,005 до 0,065 $см$), то интенсивность проходящего света I будет квадратичная функция от подведенного напряжения к конденсатору Керра

$$I = f(E^2). \quad (2)$$

Пользуясь для нормальных почернений пленок S законом Шварцшильда в форме

$$S = It^p, \quad (3)$$

где I — интенсивность падающего на пленку света, t — время экспози-

ции (до наступления явления соляризации) и $p = \text{const}$ для небольших изменений I и t , можем написать

$$S = F(E^2), \quad (4)$$

так как при определенной скорости передачи изображений продолжительность экспозиции t есть величина постоянная.

Таким образом, имея на одной и той же пленке ряд почернений при различных E (экспозиция t , условия проявления и чувствительность пленки предполагаются одинаковыми для данной фотограммы), фотометрированием для каждого E определяется величина S . Для последней цели служит фотометр Мартенса ¹⁾, идея которого сводится к следующему. Имеются два источника света A и B (черт. 2), на пути лучей которых поставлена призма Волластона W , разлагающая каждый входящий луч на два луча, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Бипризма P пропускает к окулярному николю N от одного источника, напр., A , только луч обыкновенный, а от другого — необыкновенный, отклоняя два другие. Тогда интенсивности прошедших через николю поляризованных лучей будут:

$$I_a = I_A \cos^2 \alpha_0, \quad I_b = I_B \sin^2 \alpha_0,$$

где α_0 — угол между главными сечениями николя и одной из составных призм Волластона.

Если эти интенсивности лучей равны, то

$$I_A \cos^2 \alpha_0 = I_B \sin^2 \alpha_0,$$

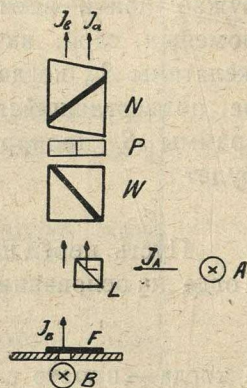
откуда

$$I_A = I_B \operatorname{tg}^2 \alpha_0.$$

Если на пути лучей источника B поместить пленку F , то, чтобы уравнивать интенсивность выходящих лучей $I_a = I_b$, нужно окулярный николю N повернуть против некоторого нулевого положения на угол α , отсчитываемый по имеющемуся лимбу. Тогда для интенсивности лучей I_A и I_B , входящих в прибор, теория данного инструмента дает соотношение

$$I_A = I_B \operatorname{tg}^2 \alpha. \quad (5)$$

¹⁾ Фотометр был предоставлен мне Инст. Биолог. Физики НКЗ, которому и приношу свою благодарность.



Черт. 2

Для интенсивности луча I_B , прошедшего через некоторый поглощающий слой d с коэффициентом поглощения β , по закону Бера имеем

$$I_B = I_o e^{-\beta d}. \quad (6)$$

где I_o — интенсивность падающего на пленку луча от источника B и e — основание натуральных логарифмов. Выражение (6) может быть представлено в виде:

$$I_B = I_o e^{-D} = I_o 10^{-S}. \quad (7)$$

Чтобы определить почернение какого-либо участка фотограммы, нужно найти величину поглощения S_1 , когда перед источником B помещен слой, активированный светом, и поглощение самого слоя желатины S_2 , когда перед B помещен соседний участок фотограммы, не подвергавшийся воздействию света. Тогда почернение фотограммы S , пропорциональное количеству разложившегося серебра, будет

$$S = S_1 - S_2. \quad (8)$$

Пусть перед щелью источника B находится активированный слой. Тогда на основании выражений (5) и (7) фотометрирование даст:

$$I_A = I_o 10^{-S_1} \operatorname{tg}^2 \alpha_1; \quad (9)$$

а когда — просто слой желатина, то

$$I_A = I_o 10^{-S_2} \operatorname{tg}^2 \alpha_2; \quad (10)$$

α_1 и α_2 — соответственные углы поворота окулярного николя для уравнения полей зрения от источников A и B . Взяв отношение выражений (9) и (10), найдем

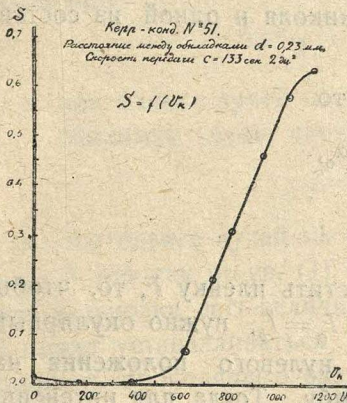
$$\frac{10^{S_1}}{10^{S_2}} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha_1}{\operatorname{tg}^2 \alpha_2}.$$

Откуда, прологарифмировав, получим

$$S_1 - S_2 = 2(\log \operatorname{tg} \alpha_1 - \log \operatorname{tg} \alpha_2) = S. \quad (11)$$

Таким образом, из отсчетов двух углов α_1 и α_2 при фотометрировании двух соседних участков фильма определяем по формуле (11) почернение в данном месте фотограммы.

Для фотометрирования были сняты фотограммы при расстоянии между обкладками конденсатора Керра $r = 0,23$ мм, в виде ряда полос на одной и той же пленке для различных напряжений V_k на Керр-конденсаторе. Скорость передачи 133 сек 2 кв. дециметра, т.е. экспозиция каждого элемента в 0,04 кв. мм составляет $26 \cdot 10^{-6}$ сек.



Черт. 3

Полученные кривые $S=f(V_k)$ для фотограмм имеют один и тот же характер, как, напр., приведенный на черт. 3, измеренные величины для которой даны в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1

V_k вольты	α_1		α_2		$lg tg \alpha_1$	$lg tg \alpha_2$	$lg tg \alpha_1 -$ $- lg tg \alpha_2$	S
	град.	сек.	град.	сек.				
0	37	00	36	00				
	36	15	36	30				
	36	38	36	15	9,87132	9,86524	0,00608	0,012
170	36	20	36	20	9,86656	9,86656	0,00000	0,000
370	36	45						
	36	15						
	36	30	36	20	9,86921	9,86656	0,00265	0,005
630	38	45						
	38	45	36	30				
	38	00	36	10				
	38	30	36	20	9,90061	9,86656	0,03405	0,068
740	43	30						
	43	00	36	30				
	43	30	36	30				
	43	20	36	30	9,97472	9,86921	0,10551	0,211
820	46	45						
	46	45	36	30				
	46	45	36	50				
	46	45	36	40	0,02655	9,87185	0,15470	0,309
940	51	30						
	51	50	36	55				
	52	05	36	30				
	51	48	36	42	0,10407	9,87238	0,23169	0,463
1050	55	05	36	30				
	55	00	36	00				
	55	05	36	30				
	55	03	36	20	0,15558	9,86656	0,28902	0,578
1150	57	10	36	45				
	57	30	37	00				
	57	15	36	50				
	57	18	36	52	0,19247	9,87501	0,31746	0,635

На всех измеренных кривых обращает на себя внимание то обстоятельство, что при нуле напряжения почернение не равно нулю, как это следовало бы ожидать. Это расхождение можно приписать, вероятно, не совсем точной центровке никелей.

Полученные кривые почернения и изучение зависимости S от напряжения на конденсаторе Керра дают основание сделать ряд

выводов о том, как использовать бильд-аппарат для изучения атмосферы (измерение силы и периода разрядов), замирания (измерение силы и продолжительности) и других нестационарных явлений, а также приводят к заключению о возможности приема изображений без детектирования высокой частоты и осуществления некоторых простых способов получения позитива. Так как знание атмосферы и условий распространения волн представляет большой научный и практический интерес, то наблюдения за разрядами и замиранием энергии крайне желательны и особенно, если эти явления получают количественную оценку.

Если данный феномен требует точных измерений, то необходимо на каждой фильме, где он фиксируется, иметь шкалу почернений для определенных напряжений на конденсаторе Керра. Выполнить это можно, вводя через приемные устройства ряд известных эдс одним из обычных способов; вызванное ими почернение фильма фотометрируется и составляется кривая $S=f(V_k)$, по которой и определяются затем напряжения изучаемого явления, вызвавшие то или иное почернение на той же фильме. Измерения эти крайне просты, но могут быть и сосредоточены в центре. В тех случаях, когда не требуется большой точности измерений, шкала $S=f(V_k)$ может быть заснята только один раз за данную серию наблюдений, если применяются фильмы одной марки, но при этом и условия фотографической обработки их должны быть одинаковыми.

Как известно, в современных установках след на фильме создается световым штрихом в 0,2—0,3 мм шириной. При кратковременных явлениях, продолжительность которых меньше времени одного оборота барабана с фильмой, фотометрирование такого штриха может быть затруднительным. Тогда его следует расширить незначительным перемещением последней линзы оптической системы и после каждого оборота барабана с доступом света, последний нужно закрывать на несколько оборотов, в зависимости от ширины штриха, чтобы след, оставляемый им, не налагался один на другой.

20 дек. 1928 г.

Москва, Центр. Лабор. Связи НКПТ

Влияние температуры на светящийся карборундовый контакт. О приложении уравнения теории квант к явлению свечения детектора

О. В. Лосев

Содержание: Дальнейшие наблюдения влияния температуры. Аналогия свечения I с рентгеновыми лучами непрерывного спектра. Флюоресценция при свечении II. Аналогия отступления от закона Стокса. Некоторые предположения о действии контактных детекторов.

§ 1. При описании свечения II было упомянуто ¹⁾, что его цвет изменяется в зависимости от изменения приложенной к зажимам детектора разности потенциалов V (ранее обозначено было через E). Было предположено, что непосредственной причиной изменения цвета является изменение температуры светящейся поверхности карборундового кристалла вследствие выделения в контакте джоулева тепла.

Можно получить такое же изменение цвета (от оранжевого до фиолетового), изменяя температуру кристалла при помощи внешнего нагревателя. При $V = \text{const}$, сила тока I все же, разумеется, будет изменяться, увеличиваясь с увеличением температуры, ибо карборунд имеет отрицательный температурный коэффициент сопротивления (равный в пределах от 22° до 97°C — $0,0027$ ²⁾).

Подтверждая предыдущее предположение, следующая табличка показывает, что вследствие одного только увеличения силы тока (графа 6) до величины графы 3 (путем соответствующего увеличения V , см. табличку) не получается такого большого изменения цвета, как во время действия внешнего нагревания. Графы 2—5 в каждой строке соответствуют одному $V = \text{const}$.

Точки кристалла (в порядке наблюдений)	Сила тока через детектор		Цвет свечения II		
	Без нагревания нагревателем (в нормальных условиях)	Нагрето нагревателем до темно-красного каления	При условиях графы 2	При условиях графы 3	Без внешнего нагревания, но при значениях силы тока графы 3
1	2	3	4	5	6
<i>a</i>	40 <i>mA</i>	70 <i>mA</i>	темно-зел.	фиолетовый	светло-зеленый
<i>b</i>	10 "	24 "	" "	"	" "
<i>c</i>	74 "	110 "	желтый	"	светло-желтый
<i>d</i>	60 "	80 "	темно-зел.	"	светло-зеленый

¹⁾ ТиТбп № 44, стр. 485—494, 1927; Phil. Mag. 6, p. 1024, 1928.

²⁾ ТиТбп № 26, стр. 404—411, 1924.

Следует отметить, что вещество карборунда не дает термолуминесценции.

(Интересно отметить, что можно наблюдать трибо-люминесценцию, — при раскалывании).

Для ясности дальнейшего изложения (§ 4) следует подчеркнуть, что возникновение и потухание обычно желтоватого свечения II, той интенсивности, которая соответствует данным условиям, происходит с незаметной, чрезвычайно малой инерцией (это отметили наблюдения с вращающимся зеркалом ¹⁾). Но появление того цвета свечения II, который соответствует установившейся форме явления, при данных условиях, наступает лишь через заметное время.

§ 2. Характерно, что при разностях потенциалов на зажимах детектора ниже 2 вольт, в нормальных условиях детекторного контакта, невозможно наблюдать какое-либо (как I, так и II) видимое свечение.

Положим, что электрон пробегает разность потенциалов активного места контакта V_a . Если принять за наибольшую длину волны еще видимого глазом света (красного края спектра) $\lambda_k = 7600 \text{ \AA}$, вычисление даёт

$$V_{ak} = \frac{h\nu_k}{e} = 1,62 \text{ вольта,}$$

где $\nu_k = \frac{c}{\lambda_k}$; c — скорость света; e — заряд электрона ($4,774 \times 10^{-10}$ эл.-ст. ед.); h — постоянная Планка ($6,54 \times 10^{-27}$ эрг. сек). Значению V_{ak} на концах активного места контакта будет соответствовать на зажимах детектора разность потенциалов

$$V_k = V_{ak} + I \cdot R,$$

где R — сопротивление остальной толщи кристалла, I — ток через детектор.

Как известно Duane и Hunt ²⁾ установили для рентгеновых лучей непрерывного спектра, что в сторону уменьшающихся длин волн имеет место резкая граница с $\lambda_{\min} = \frac{hc}{V \cdot e}$ (V — здесь разность потенциалов в разрядной трубке).

Вообще говоря, при данном V , кванты излучаемого света могут иметь меньшую величину, чем $h \cdot \nu = V \cdot e$ ³⁾.

Спектр детекторного свечения непрерывный ⁴⁾. Можно предполагать, что детекторное свечение I и есть, именно, хотя видимые глазом

¹⁾ ТиТбп № 44, Phil. Mag. 1. с.

²⁾ W. Duane и F. L. Hunt, Phys. Rev. (2) 6, p. 166, 1916; см. О. Д. Хвольсон, Курс Физики. Том дополн., гл. VI, стр. 207.

³⁾ См. Н. А. Kramers, Phil. Mag. 46, 836, 1923.

⁴⁾ ТиТбп № 44.

лучи, но получающиеся аналогично лучам рентгеновым (непрерывного спектра) в разрядной трубке.

Конечно, утверждать это окончательно еще не представляется возможным. Необходимо проследить перемещение края спектра $\lambda_{\min}$ в зависимости от изменения V_a , с хорошим спектрографом. Вследствие несовершенства глаза, при такой малой интенсивности, как в момент возникновения свечения I, невозможно, например, определить цвет свечения. Свечение кажется серым. Как известно, более светочувствительны „палочки“ (bacilli), не реагирующие на цвет. Более благоприятны обстоятельства при наблюдениях свечения II, имеющего, обычно, большую поверхность.

Наблюдения производились в темноте, под микроскопом.

Возможно предполагать, что лучи свечения поляризованы. Известно, что рентгеновы лучи непрерывного спектра являются частично-поляризованными, с направлением электрического вектора в плоскостях, проходящих через направление электронного потока.

Большую роль в обнаружении лучей играет большая или меньшая прозрачность карборунда. У цинкитного контакта (ZnO) и контакта с оловянным камнем (SnO_2) очень редко удается наблюдать свечение вследствие их ничтожной прозрачности для видимых лучей.

Более подробно вопрос об электронных процессах в контакте будет рассмотрен в § 4.

§ 3. Свечение II, повидимому, происходит не от того превращения в световые кванты энергии первичных электронов, которое рассматривается в предыдущем §, но вследствие флюоресценции вещества кристалла ¹⁾ (SiC или же каких-либо примесей). Здесь можно наблюдать аналогию отступления от известного закона Стокса, также, как это может происходить при фото-люминесценции ²⁾.

В нормальных условиях свечение II ниже, чем при $V=2$ в., не было наблюдаемо. Но если кристалл был нагрет внешним нагревателем до температуры темно-красного или красного каления—в 2 случаях (из нескольких десятков наблюдений) можно было наблюдать, что свечение II переставало быть заметным только при 1,52 и 1,6 вольта на зажимах детектора (т.-е. ниже 1,62 в., вычисленного как предел для частот, видимых глазом).

Правда, в случае нагретого докрасна кристалла, сопротивление толщ R чрезвычайно мало (отрицательный температурный коэфф. сопротивления), и почти все V падает в активном месте контакта. Но, при нагретом докрасна кристалле свечение II имеет, вплоть до самого своего исчезновения, фиолетовый оттенок (см. предыдущую табличку).

¹⁾ Сравнение с катодолюминесценцией карборунда в разрядной трубке (ТиТбп № 44).

²⁾ См. О. Д. Хвольсон, 1. с., гл. XII.

Наблюдения при нагретом кристалле производились с биноккулярной лупой.

Как и в случаях отступлений от закона Стокса при фотолюминесценции, здесь, можно думать, одновременно с поглощенной энергией движущегося электрона может перейти в испускаемую лучистую энергию часть другой, уже существующей в молекуле энергии; в особенности это может иметь место при высокой температуре.

§ 4. Основываясь на некоторых аналогиях из глубоких и интересных исследований Иоффе, Курчатова и Синельникова об ударной ионизации твердых диэлектриков ¹⁾, а также глубоких и интересных исследований Рупп'а об изменении проводимости фосфоров под действием катодных лучей ²⁾, возможно продолжить ³⁾ предположения об электронных процессах, происходящих в контакте детектора.

О генерирующем цинкитном детекторе

Возможно, что диссоциация атомов кристаллической решетки (цинкит, как известно, обладает чисто-электронной проводимостью) активного места контакта происходит не только под действием чисто-тепловых ⁴⁾ процессов, но и под действием электрических сил, при большом градиенте потенциала. Может быть, диссоциация может происходить под действием первичного электронного процесса, в некоторой степени аналогично ударной ионизации в диэлектрических кристаллах ⁵⁾.

Происхождение „падающей характеристики“ обязано начинающемуся, при достаточно большой разности потенциалов в активном месте кристаллической решетки цинкита интенсивному освобождению вторичных электронов. С цинкитным генерирующим детектором наблюдалось генерирование незатухающих колебаний с частотой $1,23 \times 10^7$ пер/сек ⁶⁾; это заставляет заключить, что соответствующие процессы в контакте могут происходить с чрезвычайно малой инерцией.

Участие тепловых процессов тоже несомненно. Этому обстоятельству обязано происхождение характеристик, измененных в зависимости

¹⁾ А. Иоффе, И. Курчатов и К. Синельников, Доклады Академии Наук, 65, 1927.

²⁾ E. Rupp, Ann. d. Phys. 73, p. 127, 1924.

³⁾ ТиТбп № 44.

⁴⁾ Цинкит обладает отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (в пределах от 22° до 97° С он равен — 0,007; ТиТбп № 26); как известно, теория полупроводников Кёнигсбергера объясняет увеличение проводимости с увеличением температуры увеличением диссоциации атомов у тел с электронной проводимостью; см. П. Ко-беко и И. Курчатов, Успехи Физ. Наук, 8, стр. 391, 1928.

⁵⁾ А. Иоффе, И. Курчатов и К. Синельников, 1. с.

⁶⁾ ТиТбп № 21, 1923.

от температуры ¹⁾, а также и тот факт, что генерирующий детектор с большей легкостью генерирует колебания низкой частоты. При низкой частоте тепловые теории в некоторой степени могут быть справедливыми. Интересные тепловые теории действия генерирующего детектора развиты В. Иккльзом ²⁾, А. А. Петровским ³⁾, Г. А. Остроумовым ⁴⁾, К. Сикстусом ⁵⁾.

Об униполярной проводимости и карборундовом детекторе

Заметная уже при 50 пер/сек. инерция изменения цвета свечения II (его запаздывание от изменений силы тока и яркости) служит доказательством неприменимости тепловых теорий к действию карборундового детектора, ибо цвет свечения II характеризует величину температуры в активном месте контакта (см. предыдущую табличку).

При электронном процессе в кристаллической решетке, аналогично случаю, исследованному Рупп'ом ⁶⁾ для фосфоров, может происходить катодное падение потенциала. Отсюда проистекает, что в том случае, когда контактная проволочка служит катодом, контакт будет иметь меньшую проводимость. Это, именно, и наблюдается у точек карборундового кристалла, дающих свечение I. Следует отметить, что разноименные ветви характеристик некоторых точек, начиная от силы тока не меньшей определенной величины, идут параллельно друг другу, если их вычерчивать в одном и том же квадранте.

При свечении II, у катода, налагается влияние увеличения проводимости ближайшего слоя кристалла вследствие интенсивного освобождения вторичных электронов, вызывающих флюоресценцию. Таким образом, направление униполярной проводимости изменяется на обратное ⁷⁾.

О необходимости иметь малую площадь контакта; влияние кристаллического строения

Необходимость иметь малую площадь контакта вытекает из предыдущего.

Не все точки кристалла одинаковым образом могут действовать уже потому, что обычно детекторные кристаллы представляют собою

¹⁾ ТиТби № 18 и № 26.

²⁾ См. А. А. Петровский, Морской сборник, № 10, 1911.

³⁾ А. А. Петровский, Морской сборник, № 10, 1911.

⁴⁾ Г. А. Остроумов, ТиТбп № 24, 204, 1924.

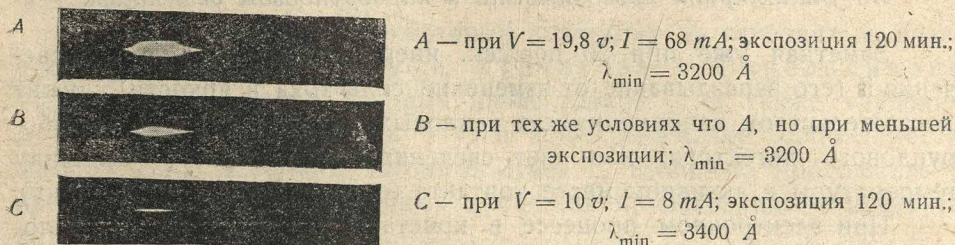
⁵⁾ К. Sixtus, Zeitschr. f. Techn. Phys, 8, 70, 1928. В отношении звучания кристаллов, см. об интересных исследованиях F. Seidl (Phys. Zeitschr. 27, стр. 64 и 816, 1926) и интересных опытах А. Карповского, 1925, (ТиТбп № 43, стр. 449—451, 1927).

⁶⁾ E. Rupp, l. c.

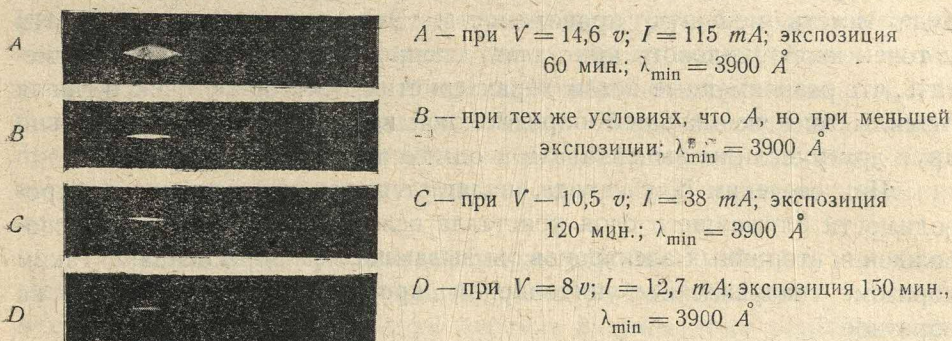
⁷⁾ ТиТбп № 44.

агрегат, составленный из мельчайших различно ориентированных кристалликов.

Если для фотографии 5, ТиТбп № 44, стр. 489, принять за толщину активного места контакта расстояние между слоями света (на фот. 5, приблизительно 0,5 мм), градиент потенциала вычислится в 10^5 вольт/см. Трудно себе представить возможность такого градиента при большой площади контакта.



Фот. 1. Светящаяся точка № 1; свечение I



Фот. 2. Светящаяся точка № 2; свечение I

Влияние адсорбированного газа ¹⁾, возможно, является лишь второстепенным, аналогично, например, известным фактам влияния его на изменение работы отрывания электрона при многих случаях фотоэлектрических явлений.

Если считать, что первичный электронный процесс (§ 2) происходит не в адсорбированном газе, но в самой кристаллической решетке, то в случае светящегося карборундового детектора не невероятна возможность наблюдения картины, напоминающей рентгенограммы Лауэ, обязанной „связанным“ с электронами фазовым волнам Л. Де Бройля ²⁾ соответствующей частоты.

Н.-Новгород, Радиолaborатория. 27/XII—28 г.

¹⁾ F. W. Kallmeyer, Ann. der Phys. 86, 547, 1928.

²⁾ См. П. С. Тартаковский, Успехи Физ. Наук, 8, 338, 1928.

Во время печатания настоящей статьи были получены снимки спектров свечений I и II светящегося детектора.

Спектрограммы свечения I для двух светящихся точек приведены на фот. 1 и 2; на черт. 3 и 4 приведены характеристики этих светящихся точек (численные значения $\lambda_{\min}$, указанные на черт. 1 и 2, установлены после подробного рассматривания негативов приведенных спектрограмм). Положительная и отрицательная ветви характеристик (черт. 3 и 4) помещены в одном и том же квадранте; A — при (+) карборунд, (—) серебряная проволочка; K — (—) карборунд, (+) серебряная проволочка.

Численные значения $\lambda_{\min}$ (фот. 1 и 2) и V_a (черт. 3 и 4) сопоставлены, для большей ясности, в следующей таблице.

№ наблюдений	Разность потенциалов V на зажимах детектора и ток I , проходящий через контакт	$\lambda_{\min}$ наблюдаемая (см. черт. 1 и 2)	V_a наблюдаемая (см. черт. 3 и 4).	V_a , вычисленная по наблюд. $\lambda_{\min}$ ($V_a = \frac{h\nu_{\max}}{e} = \frac{h \cdot C}{\lambda_{\min} e}$)
Светящаяся точка № 1 (см. черт. 1 и 3):				
1	$V = 19,8 \text{ в.}; I = 68 \text{ mA}$	$3200 \text{ \AA}$	4,7 вольт	3,85 вольт
2	$V = 10 \text{ в.}; I = 8 \text{ mA}$	$3400 \text{ \AA}$	3,8 „	3,63 „
Светящаяся точка № 2 (см. черт. 2 и 4):				
3	$V = 14,6 \text{ в.}; I = 115 \text{ mA}$	$3900 \text{ \AA}$	3,5 „	3,16 „
4	$V = 10,5 \text{ в.}; I = 38 \text{ mA}$	$3900 \text{ \AA}$	3,2 „	3,16 „
5	$V = 8 \text{ в.}; I = 12,7 \text{ mA}$	$3900 \text{ \AA}$	3,2 „	3,16 „

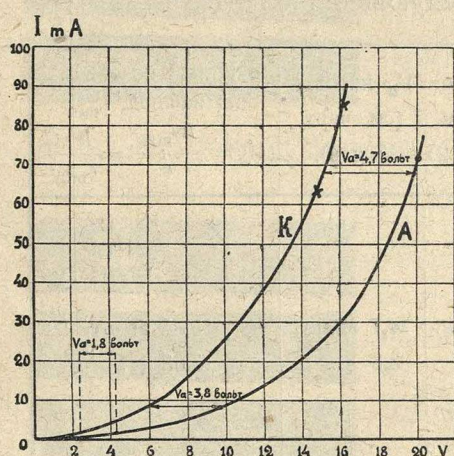
(V_a — разность потенциалов активного места контакта).

Некоторое расхождение (V_a выч. и V_a набл.) получилось, как видно, при больших силах тока I (см. набл. „1“ и „3“ таблички). Это, повидимому, обязано тому обстоятельству, что в случаях „1“ и „3“ сила тока I несколько изменялась во времени (заметно) вследствие постепенного прогревания толщи кристалла джоулевым теплом, что и могло внести некоторую погрешность во время снятия характеристик.

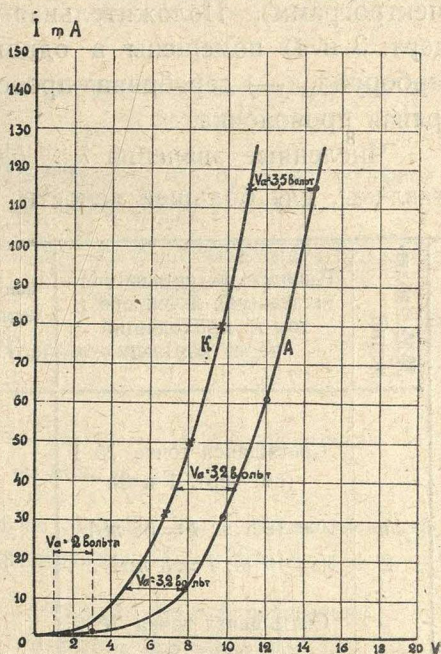
Свечение происходит только при том направлении тока, которому соответствует (+) карборунд, (—) контактная проволочка. Следовательно, можно предполагать, что при обратном направлении тока, при (—) карборунд (+) контактная проволочка — вся разность потенциалов, приложенная к зажимам детектора, падает исключительно

на сопротивлении толщии кристалла. Отсюда V_a и определяется так, как показано на черт. 3 и 4; величина V_a , таким образом, получает более определенное значение, чем предполагалось в начале настоящей статьи. Отсюда также проистекает наличие прямой связи между процессом возникновения свечения и возможностью выпрямительного действия контакта, отмеченное в ранее произведенных наблюдениях ¹⁾.

Может иметь место искажающее влияние термо эдс, но в данном случае им можно пренебречь; термоэдс должна быть весьма малой у карборундового контакта



Черт. 3



Черт. 4

(см. ТиТбп № 44, стр. 492, 1927), в наших условиях по сравнению с вышеприведенными значениями V_a .

Спектрограф и линза, проектирующая изображение свечения на щель спектрографа, были кварцевые.

На черт. 3 и 4 отмечены также (знаком m) моменты появления видимых глазом лучей свечения; $V_a = 1,8$ в. (см. черт. 3), соответствует $\lambda_{\min} = 6860 \text{ \AA}$; $V_a = 2$ в. (см. черт. 4) соответствует $\lambda_{\min} = 6170 \text{ \AA}$. При таких малых интенсивностях свечения соответствующих малым токам („токам начала характеристики“) можно считать эти численные значения $\lambda_{\min}$ достаточно близкими к $7600 \text{ \AA}$ — величине, обычно принимаемой за наибольшую длину волны еще видимых глазом лучей. Таким образом, эти два наблюдения находятся в согласии с наблюдениями, сделанными при помощи спектрографа. Для достижения

¹⁾ Лосев, ТиТбп № 44, стр. 485, 1927; Phil. Mag. VI, p. 1024, 1928.

большей чувствительности, глаз при этих наблюдениях предварительно выдерживался в темноте.

Следует отметить, что при такой малой интенсивности свечения (при „токах начала характеристики“ — менее $3mA$) цвет свечения глаз ощущать уже не в состоянии. Этому обстоятельству обязан тот факт, что цвет свечения I заметно, для глаза, не изменяется в зависимости от изменения разности потенциалов V на зажимах детектора — отмеченный в ранее произведенных наблюдениях ¹⁾. При сильных же токах, как видно из черт. 3 и 4, величина V_a почти не изменяется с изменением V .

Спектрограммы свечения II (в настоящей статье не приведены) находятся в согласии с изложенным выше; $\lambda_{\min}$ перемещается в зависимости от величины температуры флюоресцирующей поверхности контакта.

Автор выражает глубокую благодарность проф. М. А. Бонч-Бруевичу, проф. Б. А. Остроумову, за ценные для автора советы и интерес к настоящей работе; глубокую благодарность академику А. Ф. Иоффе, В. Н. Кондратьеву и проф. Л. Н. Салтыкову за любезное предоставление спектрографа и ценные для автора советы.

Ленинград, Центральная Радиолaborатория, Трест Электросвязь.

¹⁾ ТиТбп, Phil. Mag. 1. с.

Усилительные трансформаторы ¹⁾

М. Оснос

На первый взгляд усилительный трансформатор есть не что иное как обычный трансформатор. Он служит для преобразования напряжения, и поэтому от него, как и от обычного трансформатора, можно требовать хорошего коэффициента полезного действия и хорошего $\cos \varphi$ при возможно большей мощности. Можно предположить, что и рассчитывать его следует как обычный трансформатор, который должен удовлетворять указанным условиям.

Однако, между обоими видами трансформаторов существует большое различие. В то время, как обычный трансформатор предназначается лишь для одной частоты и потому должен быть рассчитан лишь для выгодного трансформирования этой частоты, усилительный трансформатор должен обладать указанными свойствами по отношению ко всем звуковым частотам от 25 до 1000 периодов в сек., т.-е он должен быть так рассчитан, чтобы иметь по возможности хороший коэффициент полезного действия, хороший коэффициент мощности и т. д. для всех звуковых частот.

Но еще большее значение имеет то обстоятельство, что хороший усилительный трансформатор должен передавать речь и музыку по возможности без искажений. Это совершенно новое условие сводится к требованию, чтобы отношение вторичного напряжения к первичной эдс было по возможности постоянным при всех частотах. В некоторых случаях от усилительного трансформатора требуется даже, чтобы определенные частоты усиливались больше, чем остальные.

Есть еще одно существенное различие между усилительным трансформатором и обыкновенным. В последнем первичное ваттное сопротивление относительно мало, и им можно пренебречь по сравнению с индуктивным сопротивлением. В усилительном трансформаторе, наоборот, в первичное ваттное сопротивление входит внутреннее сопротивление электронной лампы, и им ни в коем случае нельзя пренебречь.

Ввиду этих дополнительных условий, которым должен удовлетворять усилительный трансформатор, он должен быть рассчитываем иначе и с особенной тщательностью.

Обстоятельный анализ этого вопроса дан проф. Рукопом в „Telefunken Zeitung“ № 48/49.

¹⁾ Статья прислана автором в редакцию на немецком языке.

Здесь будет дано графическое изображение работы усилительного трансформатора, которая облегчает вывод общего уравнения для отношения упомянутых напряжений и делает более наглядным переход от одной схемы к другой. Кроме того будут даны практические указания для выбора различных постоянных.

Обозначения

Мы вводим следующие обозначения:

W индуктивное сопротивление,

S емкостное сопротивление,

X любое (емкостное или индуктивное) безваттное сопротивление,

r ваттное сопротивление.

Различные напряжения, токи и сопротивления, как обычно, снабжаются индексами 1 и 2, соответствующим цепям, так напр.

$W_{12} = \omega M$ — сопротивление трансформаторной связи.

Затем вводим следующие обозначения:

ν частота (пер./сек.),

E_1 первичная эдс,

e_n полезное напряжение,

e_n' приведенное к первичной цепи полезное напряжение,

$$V_1 = \frac{W_{12}}{W_1}, \quad V_2 = \frac{W_{12}}{W_2},$$

$$V_1' = \frac{W_{12}}{W_{12} + X_1}, \quad V_2' = \frac{W_{12}}{W_{12} + X_2},$$

$$\sigma = 1 - \frac{W_{12}^2}{W_1 W_2} = 1 - V_1 V_2 = \text{рассеяние},$$

$\varepsilon = 1 - \frac{\rho}{W} = \frac{V}{V'} = 1 - \left(\frac{\nu_{\text{собств.}}}{\nu} \right)^2 = \text{расстройка цепи относительно ее собственной частоты, отнесенная к самоиндукции},$

$$\vartheta = 1 - \frac{W}{\rho} = 1 - \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{собств.}}} \right)^2 = \text{расстройка, отнесенная к емкости},$$

r_1 = ваттное сопротивление первичной цепи, и т. д.

Схемы

В передатчиках различают:

1) трансформаторы мощности,

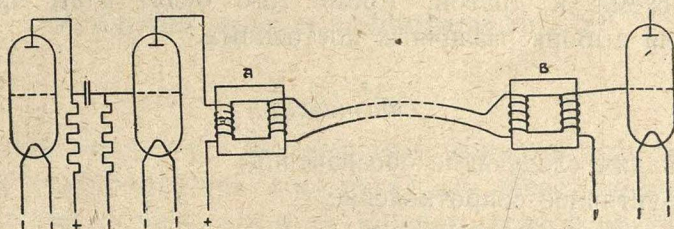
2) сеточные трансформаторы.

Первые работают на цепь, содержащую ваттное сопротивление (трансформатор A на черт. 1), последние — на сетку электронной лампы (трансформатор B на черт. 1), т.-е. по существу на емкостное сопротивление.

Для улучшения действия обоих видов трансформаторов можно применять в их первичной и вторичной цепях последовательно и

параллельно присоединенные емкости. По существу получаются следующие основные схемы (черт. 2):

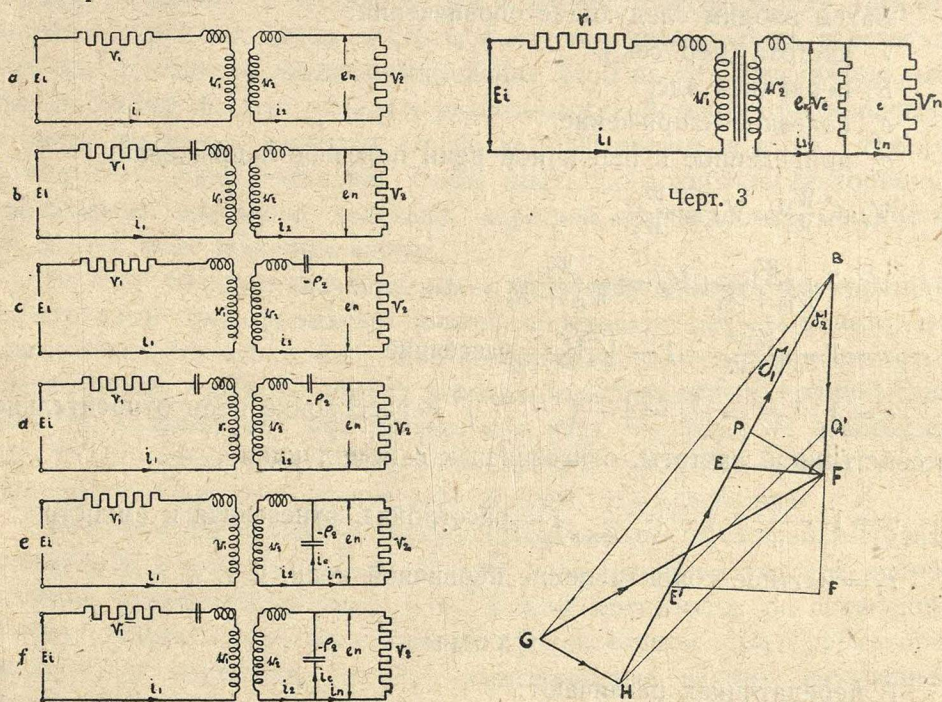
Схема а: Только индуктивные безваттные сопротивления.



Черт. 1

Схема б: В первичной цепи имеется еще последовательное емкостное сопротивление.

Схема с: Последовательное емкостное сопротивление находится во вторичной цепи.



Черт. 2

Черт. 4

Схема d: Первичная и вторичная цепи содержат последовательные емкостные сопротивления.

Схема e: Отличается от схемы а только емкостью, параллельной ваттному сопротивлению вторичной цепи.

Схема f: Отличается от схемы b емкостью, параллельной ваттному сопротивлению вторичной цепи.

Основная формула для схем $a-b$

Схемы $a-d$ можно свести к одной общей схеме (черт. 3).

Диаграмма напряжений этой схемы представлена на черт. 4, причем отдельные отрезки на диаграмме имеют следующие значения:

Вторичная цепь:

$$\begin{aligned} E'F' &= i_2 r_2, \quad F'B = i_2 (W_{12} + X_2), \\ E'B &= i_1 W_{12}. \end{aligned} \quad (1)$$

Первичная цепь:

$$\begin{aligned} C_1 H &= i_1 r_1, \quad HB = i_1 (W_{12} + X_1), \\ BF &= i_2 W_{12}. \end{aligned} \quad (2)$$

Если провести через точку F прямую, параллельную $E'F'$
 $EF \parallel E'F'$

то

$$EF = i_2 r_2 \frac{W_{12}}{W_{12} + X_2} = i_2 r_2 V_2' = e_n' \frac{V_2'}{V_2}, \quad (3)$$

причем e_n' — приведенное к первичной цепи вторичное полезное напряжение ($e_n' = i_2 r_2$).

Далее

$$\begin{aligned} EB &= \frac{W_{12}}{W_{12} + X_2} E'B = \frac{W_{12}^2}{W_{12} + X_2} i_1 = \frac{W_{12}^2}{(W_{12} + X_2)(W_{12} + X_1)} i_1 (W_{12} + X_1) = \\ &= V_1' V_2' \cdot HB; \end{aligned} \quad (4)$$

следовательно

$$HE = (1 - V_1' V_2') \cdot HB = \sigma' \cdot HB. \quad (5)$$

Теперь нужно выразить аналитически отношение полезного напряжения к эдс

$$\eta = \frac{e_n'}{E_1}, \quad (6)$$

или, что более удобно,

$$\xi = \frac{1}{\eta} = \frac{E_1}{e_n'}. \quad (7)$$

Так как

$$\operatorname{tg} \delta_1' = \frac{r_1}{X_1 + W_{12}} \quad (8)$$

(первичный угол потерь) и

$$\operatorname{tg} \delta_2' = \frac{r_2}{X_2 + W_{12}} \quad (9)$$

[вторичный угол потерь ¹⁾] являются функциями переменной частоты ν , то мы примем их за параметр.

¹⁾ В литературе обычно понимают под тангенсом угла потерь (Verlustwinkel) отношение сопротивления потерь (Verlustwiderstand) к индуктивному сопротивлению трансформатора. Однако целесообразнее распространить это понятие на всю цепь и называть углом потерь, соотв. углом мощности отношения ваттного сопротивления к безваттному сопротивлению всей цепи.

Тогда получаются следующие уравнения:

$$e_n' \frac{V_2'}{V_2} = EF = EB \cdot \sin \delta_2'. \quad (10)$$

Если провести $FP \perp BE$, то

$$E_1^2 = GF^2 = (HE + EP)^2 + (GH + PF)^2. \quad (11)$$

Так как

$$\left. \begin{aligned} EP &= EF \cdot \sin \delta_2' = EB \cdot \sin^2 \delta_2' \\ PF &= EF \cos \delta_2' = EB \cdot \sin \delta_2' \cos \delta_2' \\ HE &= \frac{\sigma'}{1 - \sigma'} EB \\ GH &= HB \cdot \operatorname{tg} \delta_1' \frac{1}{1 - \sigma'} \operatorname{tg} \delta_1' \cdot EB \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

то из ур-ний (10), (11), (12) следует:

$$\frac{E_1^2}{e_n'^2} \left(\frac{V_2'}{V_2} \right)^2 = \frac{\left(\frac{\sigma'}{1 - \sigma'} + \sin^2 \delta_2' \right)^2 + \left(\frac{1}{1 - \sigma'} \operatorname{tg} \delta_1' + \sin \delta_2' \sin \delta_1' \right)^2}{\sin^2 \delta_2'}. \quad (13)$$

При помощи соответствующих преобразований получают

$$= \frac{V_2'}{V_2(1 - \sigma')} \sqrt{\left(1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1'}{\operatorname{tg} \delta_2'} \right)^2 + \left(\operatorname{tg} \delta_1' - \frac{\sigma'}{\operatorname{tg} \delta_2'} \right)^2}, \quad (14)$$

или т. к. для схем (a — d) $\sigma' = 1 - V_1' V_2'$,

$$\xi = \frac{1}{V_1' V_2} \sqrt{\left(1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1'}{\operatorname{tg} \delta_2'} \right)^2 + \left(\operatorname{tg} \delta_1' - \frac{1 - V_1' V_2'}{\operatorname{tg} \delta_2'} \right)^2}. \quad (15)$$

Если в ур-ние (15) ввести

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{X_1}{V_1'} \operatorname{tg} \delta_1' \text{ и } \operatorname{tg} \delta_2 = \frac{V_2}{V_2'} \operatorname{tg} \delta_2',$$

получается также

$$\xi = \frac{1}{V_1 V_2} \sqrt{\left[\frac{V_1}{V_1'} + \frac{V_2}{V_2'} \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \right]^2 + \left[\operatorname{tg} \delta_1 - \frac{V_1 V_2}{\operatorname{tg} \delta_2} \left(\frac{1}{V_1' V_2'} - 1 \right) \right]^2}, \quad (16)$$

или, подставляя

$$\varepsilon_1 = \frac{V_1}{V_1'} = 1 - \frac{\rho_1}{W_1}, \quad \varepsilon_2 = \frac{V_2}{V_2'} = 1 - \frac{\rho_2}{W_2},$$

$$\sigma = 1 - V_1 V_2,$$

получают для схемы d ур-ния

$$\xi_d = \frac{1}{1 - \sigma} \sqrt{\left[\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \right]^2 + \left[\operatorname{tg} \delta_1 - \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_2} (\varepsilon_1 \varepsilon_2 - 1 + \sigma) \right]^2}. \quad (17)$$

Из этой формулы можно непосредственно получить формулы, соответствующие каждой из схем a — c.

Схема а:

$$X_1 = W_1 - W_{12}, \quad X_2 = W_2 - W_{12},$$

$$V_1' = \frac{W_{12}}{W_1} = V_1, \quad V_2' = \frac{W_{12}}{W_2} = V_2,$$

таким образом,

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1, \quad \operatorname{tg} \delta_1' = \operatorname{tg} \delta_1, \quad \operatorname{tg} \delta_2' = \operatorname{tg} \delta_2.$$

Следовательно

$$\xi_a = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2}\right]^2 + \left[\operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{\operatorname{tg} \delta_2}\right]^2}. \quad (18)$$

Схема b:

$$X_1 = W_1 - W_{12} - \rho_1, \quad X_2 = W_2 - W_{12},$$

$$\varepsilon_2 = 1, \quad \operatorname{tg} \delta_1' = \frac{1}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} \delta_1,$$

$$\operatorname{tg} \delta_2' = \operatorname{tg} \delta_2,$$

следовательно

$$\xi_b = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[\varepsilon_1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2}\right]^2 + \left[\operatorname{tg} \delta_1 - \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_2} (\varepsilon_1 - 1 + \sigma)\right]^2}. \quad (19)$$

Схема с:

$$X_1 = W_1 - W_{12}, \quad X_2 = W_2 - W_{12} - \rho_2,$$

$$\varepsilon_1 = 1, \quad \operatorname{tg} \delta_1' = \operatorname{tg} \delta_1,$$

$$\operatorname{tg} \delta_2' = \frac{1}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} \delta_2,$$

$$\xi_c = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[1 + \varepsilon_2 \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2}\right]^2 + \left[\operatorname{tg} \delta_1 - \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_2} (\varepsilon_2 - 1 + \sigma)\right]^2}. \quad (20)$$

Основная формула для схем e и f.

На черт. 5 представлена диаграмма напряжений для общей схемы f; в этой диаграмме отдельные отрезки имеют следующие значения.

Вторичная цепь:

$$\left. \begin{aligned} E'F' &= i_r r_2 = i_c \rho_2, & FB &= i_2 W_2, \\ E'B &= i_1 W_{12}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Первичная цепь:

$$\left. \begin{aligned} GH &= i_1 r_1, & HB &= i_1 (W_1 - \rho_1), \\ BF &= i_2 W_{12}, & GF &= E_1. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Если опять провести через F прямую, параллельную E'F',

$$EF \parallel E'F', \text{ то } EF = E'F' \frac{W_{12}}{W_2}.$$

Ток i_2 распадается на две составляющих i_c и i_r . Можно представить себе $F'B = i_2 W_2$ тоже состоящим из двух перпендикулярных друг к другу напряжений, а именно из

$$BK' = i_r W_2$$

$$K'F' = i_c W_2.$$

Отсюда следует;

$$\left. \begin{aligned} \frac{K'F'}{E'F'} &= \frac{W_2}{\varrho_2} = 1 - \vartheta_2 \\ \frac{E'K'}{E'F'} &= \vartheta_2. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Если в точке F восставить перпендикуляр FL к FE и точку пересечения его с HB обозначить L , то

$$\frac{EB}{EL} = \frac{EK}{EF} = \vartheta_2;$$

с другой стороны

$$EB = E'B \frac{BF}{BF'} = i_1 r_1 V_2 V_1. \quad (24)$$

Следовательно

$$EL = i_1 W_1 \cdot \frac{V_1 V_2}{\vartheta_2}.$$

Черт. 5

Сравнивая черт. 5 с черт. 4, можно заметить, что треугольники LFE , LHG (черт. 5) подобны треугольникам BFE , BHG (черт. 4).

Если обозначить теперь

$$\angle FLE = \vartheta_2', \quad \angle HLG = \vartheta_1',$$

$$\frac{HE}{HL} = \sigma',$$

то видно, что ур-ние (14) действительно и для черт. 5, причем $V_2' = V_2$ (т. к. в схеме f во вторичной цепи нет последовательной емкости). Таким образом

$$\xi_f = \frac{1}{1 - \sigma'} \sqrt{\left[1 + \frac{\operatorname{tg} \vartheta_1'}{\operatorname{tg} \vartheta_2'}\right]^2 + \left[\operatorname{tg} \vartheta_1' - \frac{\sigma'}{\operatorname{tg} \vartheta_2'}\right]^2}. \quad (25)$$

Конечно, для σ' , $\operatorname{tg} \vartheta_1'$, $\operatorname{tg} \vartheta_2'$ здесь получаются другие соотношения, а именно, как следует из ур. от (21) до (24), соответственно черт. 5,

$$\sigma' = \frac{\varepsilon_1 - 1 + \frac{\sigma}{\vartheta_2}}{\varepsilon_1 - 1 + \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}}, \quad (26)$$

$$\operatorname{tg} \delta_1' = \frac{1}{\varepsilon_1 - 1 + \frac{\vartheta_\sigma}{\vartheta_2}} \operatorname{tg} \delta, \quad (27)$$

$$\operatorname{tg} \delta_2' = \vartheta_2 \operatorname{tg} \delta_2. \quad (28)$$

Здесь

$$\vartheta_\sigma = 1 - \frac{\sigma W_2}{\rho_2} \quad (29)$$

есть расстройка по отношению к так называемому резонансу рассеяния (Streuresonanz);

$$\vartheta_2 = 1 - \frac{W_2}{\rho_2},$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\rho_1}{W_1}.$$

Если в ур-ние (25) подставить ур-ния (26), (27), (28), то получится

$$\xi_f = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[\vartheta_2 (\varepsilon_1 - 1) + \vartheta_\sigma + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \right]^2 + \left[\vartheta_2 \operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\varepsilon_1 - 1 + \sigma}{\operatorname{tg} \delta_2} \right]^2}. \quad (30)$$

Схема е.

Эта схема отличается от схемы *f* только отсутствием первичного последовательного конденсатора C_1 .

Таким образом, можно получить ξ_e из ур-ния (30), полагая $\varepsilon_1 = 1$.

$$\xi_e = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[\vartheta_\sigma + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \right]^2 + \left[\vartheta_2 \operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{\operatorname{tg} \delta_2} \right]^2}. \quad (31)$$

Ур-ния (26), (27), (28) принимают вид

$$\sigma' = \sigma \frac{\vartheta_2}{\vartheta_\sigma}, \quad (32)$$

$$\operatorname{tg} \delta_1' = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_\sigma} \operatorname{tg} \delta_1, \quad (33)$$

$$\operatorname{tg} \delta_2' = \vartheta_2 \operatorname{tg} \delta_2. \quad (34)$$

Выбор выгодных соотношений

А. Трансформатор мощности. Сперва будем искать выгодные соотношения для простейшей схемы *a*.

Из ур-ния (18) видно, что при этой схеме отношение напряжений $\frac{E_1}{E_n} = \xi_a$ зависит лишь от трех величин, именно, от рассеяния σ и от чем обоих углов мощности $\operatorname{tg} \delta_1$ и $\operatorname{tg} \delta_2$.

Рассеяние σ особенно вредно для высоких частот; это лучше всего видно из ур-ния (13), если написать его в следующем виде (причем для схемы *a* полагаем $\sigma' = \sigma$, $\delta_1' = \delta_1$, $\delta_2' = \delta_2$):

$$\xi_a^2 = \left(\frac{1}{1-\sigma} \cdot \frac{\sigma}{\sin \delta_2} + \sin \delta_2 \right)^2 + \left(\frac{1}{1-\sigma} \cdot \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\sin \delta_2} + \sin \delta_1 \right)^2. \quad (35)$$

С повышением частоты δ_2 делается очень малым, а следовательно $\frac{\sigma}{\sin \delta_2}$ относительно большим. Таким образом, чтобы получить по возможности малое значение ξ_a и при высоких частотах, σ также должно быть по возможности мало. Мы примем по Рукопу

$$\sigma = 0,5\% = 0,005.$$

Однако при выборе $\operatorname{tg} \delta_1$ и $\operatorname{tg} \delta_2$ мы исходим из работы трансформатора при высокой частоте. На черт. 4 $GF = E_1$ представляет подводимое напряжение. Если отнять падение напряжения $GH = i_1 r_1$, остается $HF = e_1$ — эдс (черт. 4).

Во вторичную цепь передается лишь эдс ($E'Q' \parallel HF$)

$$E'Q' = e_1 V_1.$$

Но

$$BF = BF' \cdot V_2 \text{ и } BE' = BH \cdot V_1;$$

следовательно

$$BQ' = BF' \cdot V_1 V_2;$$

таким образом

$$F'Q' = (1 - V_1 V_2) BF' = \sigma i_2 W_2.$$

Итак, можно сказать, что передаваемая во вторичную цепь эдс $e_1 V_1$ должна преодолеть два напряжения: безваттное напряжение $i_2 \sigma W_2$ и ваттное напряжение $i_2 r_2$. Чем больше безваттное напряжение, тем меньше ваттное. И так как $W_2 = \omega L_2$, то безваттное напряжение $i_2 \sigma W_2$ увеличивается при повышении частоты.

Для того, чтобы ваттное напряжение не было слишком малым при высоких частотах, мы предположим, что при самой высокой звуковой частоте (10000 пер./сек.) безваттное напряжение равно ваттному, так что (черт. 4)

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{\sigma W_2}{r_2} = 1;$$

а так как $\frac{r_2}{W_2} = \operatorname{tg} \delta_2$, то при $\nu = 10000$ пер./сек. и получается

$$\operatorname{tg} \delta_2 = \sigma = 0,005 \text{ при } 10^4 \text{ пер./сек.} \quad (35)$$

При выборе $\operatorname{tg} \delta_1$ мы должны исходить из коэффициента полезного действия.

Действительно, от усилительного трансформатора требуется в первую очередь, чтобы значение ξ было по возможности постоянно, т.е. трансформатор должен иметь хорошую кривую трансформации.

Однако этого одного недостаточно. Хорошая кривая трансформации свидетельствует только о том, что при всех частотах отношение $\frac{E_1}{e_n}$ приблизительно постоянно, но она ничего не говорит о самой величине этого отношения. Другими словами: хорошая кривая транс-

формации возможна и тогда, когда полезное напряжение затухает одинаково сильно при всех частотах. Таким образом, передача без искажений могла бы иметь место, но при сильно пониженной силе звука. Итак от хорошего усилительного трансформатора требуется и хороший, по возможности, коэффициент полезного действия. Однако хороший коэффициент полезного действия при высоких частотах важнее, чем при низких, т. к. при таких частотах подводимая к трансформатору энергия меньше, чем при низких.

Коэффициент полезного действия усилительного трансформатора.

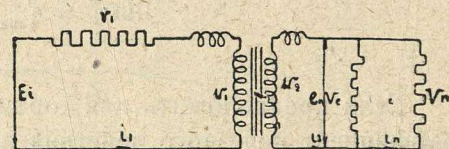
Схема а. В трансформаторе происходят потери на нагревание и потери в железе. Первые будут приняты во внимание в сопротивлении r_1 .

Потери в железе можно представить соответствующим сопротивлением r_e , параллельным полезному сопротивлению (черт. 6); его величина

$$r_e = Z \omega L_2 = Z W_2, \quad (36)$$

и через него протекает ток i_e , так что потери в железе

$$P_e = i_e^2 r_e. \quad (37)$$



Черт. 6

Потери на нагревание

$$P_1 = i_1^2 r_1; \quad (38)$$

полезная мощность

$$P_n = i_n^2 r_n. \quad (39)$$

Таким образом, коэффициент полезного действия

$$\eta' = \frac{i_n^2 r_n}{i_1^2 r_1 + i_e^2 r_e + i_n^2 r_n} = \frac{i_n^2 r_n}{i_1^2 r_1 + i_2^2 r_2}. \quad (40)$$

Приняв во внимание, что

$$i_2 = i_n + i_e, \quad i_2 r_2 = i_n r_n = i_e r_e,$$

$$r_2 = \frac{r_e r_n}{r_e + r_n} = \frac{r_n}{1 + \frac{r_n}{Z W_2}} = \frac{r_n}{1 + \frac{1}{Z} \operatorname{tg} \delta_{2n}}; \quad (41)$$

причем

$$\frac{r_n}{W_2} = \operatorname{tg} \delta_{2n}, \quad (42)$$

(в отличие от прежнего $\frac{r_2}{W_2} = \operatorname{tg} \delta_2$), и далее, что

$$\left(\frac{i_2}{i_1} \right)^2 = \frac{W_2^2}{W_2^2 + r_2^2} = \frac{W_1 V_1 V_2}{W_2 (1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2)}, \quad (43)$$

получаем для ур. (40) выражение:

$$\eta' = \frac{1}{\left(\frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2}{1 - \sigma} + 1 \right) \left(1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_{2n}}{Z} \right)} \quad (44)$$

или, подставляя согласно ур-ния (41),

$$1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_{2n}}{Z} = \frac{\operatorname{tg} \delta_{2n}}{\operatorname{tg} \delta_2}, \quad (45)$$

получаем:

$$\eta' = \frac{1}{\left(\frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \delta_2}{1 - \sigma} + 1 \right) \frac{\operatorname{tg} \delta_{2n}}{\operatorname{tg} \delta_2}}. \quad (46)$$

При большом числе периодов тангенсы будут очень малы и

$$\operatorname{tg} \delta_{2n} = \operatorname{tg} \delta_2;$$

таким образом,

$$\lim_{\nu=10^4} \eta' = \eta'_{\max} = \frac{1}{\frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} + 1}. \quad (47)$$

Если предположить для хорошего усилительного трансформатора коэффициент полезного действия при высоких частотах равным 80%, т.-е. $\eta'_{\max} = 0,8$, то из ур. (47) получится

$$\operatorname{tg} \delta_1 = 0,25 \operatorname{tg} \delta_{2n}. \quad (48)$$

Так как для высоких частот, как было упомянуто, $\operatorname{tg} \delta_2 = \operatorname{tg} \delta_{2n}$, то из ур. (35) получается

$$\operatorname{tg} \delta_{2n} = 0,005 \text{ при } 10^4 \sim, \quad (49)$$

и, следовательно, для любой частоты

$$\operatorname{tg} \delta_{2n} = \frac{10^4}{\nu} \cdot 0,005 = \frac{50}{\nu}. \quad (50)$$

Из этого ур-ния и из ур-ния (49) получаем

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{12,5}{\nu}. \quad (51)$$

При проектировании трансформатора можно (по Рукопу) взять сорт железа с

$$Z = 6. \quad (52)$$

Тогда из ур-ния (45)

$$\operatorname{ctg} \delta_2 = \frac{1}{Z} + \operatorname{ctg} \delta_{2n} = 0,167 + \operatorname{ctg} \delta_{2n}. \quad (53)$$

Значения σ и Z (ур-ния 50 и 53) и формулы для $\operatorname{tg} \delta_{2n}$ и $\operatorname{tg} \delta_1$ (ур. 51, 52) допускают теперь расчет трансформатора; данные расчета сопоставлены в таблице 1.

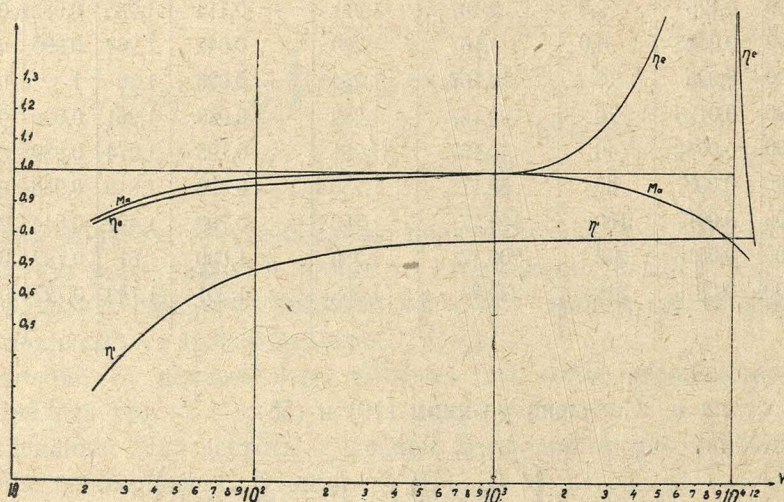
Буквой

$$M = \frac{\xi_{\max}}{\xi} = \frac{\eta}{\eta_{\max}} \quad (54)$$

обозначены, как и у Рукопа, ординаты так называемой кривой трансформации (Frequenzkurve).

Из таблицы видно, что при низких частотах ($\nu < 100$ пер/сек) рассеяние, а при высоких ($\nu > 1000$ пер/сек) — потери в железе практически не имеют никакого влияния, и поэтому ими можно, при случае, пренебречь, как это делает Рукоп в своей работе.

Из столбца для коэффициента полезного действия η' видно, что уже начиная от 500 пер/сек вверх он остается почти постоянным.



Черт. 7

На черт. 7 M_a представляет для данного примера кривую трансформации, а η' — кривую коэффициента полезного действия в зависимости от частоты, нанесенной в логарифмическом масштабе.

Схемы от b до f представляют развитие простейшей схемы a . Для того, чтобы судить об улучшениях, достигаемых добавлением новых элементов, нужно сопоставить схемы $b-f$ со схемой a .

Ур-ние (18) для ξ в схеме a можно написать в следующем сокращенном виде:

$$\xi_a = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{a^2 + b^2}, \quad (55)$$

где

$$a = 1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2}, \quad b = \operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{\operatorname{tg} \delta_2}.$$

ТАБЛИЦА I
Трансформатор мощности по схеме а

ν	$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{12,5}{\nu}$	$\operatorname{ctg} \delta_{2n} = \frac{\nu}{50}$	$\operatorname{ctg} \delta_2 = \frac{1}{6} + \operatorname{ctg} \delta_{2n}$	$a = 1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2}$	$b = \operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{\operatorname{tg} \delta_2}$	ξ_a	M_a	η'
20	0,825	0,4	0,567	1,354	0,622	1,496	0,842	0,286
25	0,5	0,5	0,667	1,334	0,497	1,431	0,88	0,36
35	0,358	0,7	0,867	1,310	0,354	1,365	0,923	0,47
50	0,25	1,0	1,167	1,292	0,244	1,322	0,951	0,57
100	0,125	2,0	2,167	1,271	0,114	1,285	0,98	0,69
200	0,0625	4,0	4,167	1,260	0,042	1,267	0,995	0,75
500	0,025	10	10,167	1,254	— 0,026	1,26	1	0,78
1000	0,0125	20	20,167	1,252	— 0,088	1,261	0,999	0,79
2000	0,0062	40	40,167	1,251	— 0,195	1,274	0,989	0,795
4000	0,0031	80	80,17	1,250	— 0,398	1,319	0,956	0,8
8000	0,0017	160	160,17	1,250	— 0,799	1,492	0,844	0,8
10000	0,0013	200	200,17	1,250	— 1,000	1,61	0,782	0,8
12000	0,0010	240	240,17	1,250	— 1,201	1,743	0,722	0,8

Схема б. Согласно ур-ниям (19) и (55)

$$\xi_b = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left(a - \frac{\rho_1}{W_1}\right)^2 + \left(b + \frac{\rho_1}{W_1} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_2}\right)^2} = \quad (56)$$

$$= \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left(a^2 + b^2\right) - 2 \frac{\rho_1}{W_1} \left(a - \frac{b}{\operatorname{tg} \delta_2}\right) + \left(\frac{\rho_1}{W_1}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta_2}\right)}. \quad (57)$$

Для того, чтобы достичь при помощи последовательно включенной емкости C_1 улучшения, т.е. повышения кривой трансформации, должно быть $\xi_b < \xi_a$.

В этом случае

$$-2 \frac{\rho_1}{W_1} \left(a - \frac{b}{\operatorname{tg} \delta_2}\right) + \left(\frac{\rho_1}{W_1}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta_2}\right) < 0,$$

или

$$\frac{\rho_1}{W_1} < 2 \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_2 + \sigma}{\operatorname{tg}^2 \delta_2 + 1},$$

или приближенно

$$\frac{\rho_1}{W_1} = \left(\frac{\nu}{v}\right)^2 < 2 \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_2}{\operatorname{tg}^2 \delta_2 + 1}. \quad (58)$$

Если условие (58) выполнено для одной из частот, то для всех $\nu > \nu', \xi_b < \xi_a^1$.

На этом основании последовательно включенная емкость выбирается таким образом, чтобы она улучшала кривую трансформации уже при возможно малом числе периодов. Тогда при всех более высоких частотах улучшение уже наверно будет достигнуто. Если бы при расчете C_1 принимали во внимание какую-нибудь высокую частоту, то при более низких частотах возможно было бы ухудшение.

Если желают получить максимальное улучшение при определенной частоте ν_0 , то, как показывает расчет при предельных значениях, должно быть выполнено условие:

$$\frac{\rho_{10}}{W_1} = \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_2 + \sigma}{\operatorname{tg}^2 \delta_2 + 1} = \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_2}{\operatorname{tg}^2 \delta_2 + 1}. \quad (59)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \xi_{b \min} &= \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{a^2 + b^2 - \frac{\left(1 + \frac{\sigma}{\operatorname{tg}^2 \delta_2}\right)^2}{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta_2}}} = \\ &= \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{a^2 + b^2 - \frac{\rho_{10}}{W_1}}. \end{aligned} \quad (60)$$

Таким образом, все требования, предъявляемые к схеме b , можно, по существу, формулировать одним из следующих способов:

1. Задание: Вверх от (низкой) частоты ν' кривая трансформации должна повышаться (следовательно, $\xi_b < \xi_a$).

Решение: C_1 должно быть выбрано так, чтобы неравенство (58) не нарушалось при ν' .

2. Задание: Для частоты ν_0 должно быть достигнуто наибольшее возможное с помощью C_1 улучшение ($\xi_{b \min}$).

Решение: для ν_0 должно иметь место ур-ние (59).

3. Но может быть и такое дальнейшее задание. Вместо ν' нужно улучшить ξ от ξ_a до ξ_b (при чем, конечно, следует выбрать $\xi_b \geq \xi_{b \min}$).

Решение: Вводя обозначение $\frac{\rho_{10}}{W_1}$ согласно ур-ния (59), получаем для желаемого ξ_b

$$\begin{aligned} \frac{\rho_1}{W_1} &= \frac{\rho_{10}}{W_1} \pm \sqrt{\left(\frac{\rho_{10}}{W_1}\right)^2 - \frac{(1-\sigma)^2 (\xi_a^2 - \xi_b^2)}{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta_2}}} = \\ &= \frac{\rho_{10}}{W_1} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{\xi_a^2 - \xi_b^2}{\frac{\rho_{10}}{W_1}}} \right]. \end{aligned}$$

¹⁾ Потому, что в неравенстве (58), которое можно написать в другом виде:

$$\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^2 < 2 \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{Z} + \frac{\omega L_2}{r_n}\right)^2},$$

при возрастании ν левая сторона убывает скорее правой.

Оба корня дают для данной частоты ν' желаемое улучшение от ξ_a до ξ_b . Однако ниже частоты ν' , ξ_b будет лучше для малых значений $\frac{\rho_1}{W_1}$ (следовательно для более низкой резонансной частоты), чем для больших значений.

Для $\nu > \nu'$, наоборот, ξ_b благоприятнее (меньше) для большего значения $\frac{\rho_1}{W_1}$.

Эти главные типы заданий будут пояснены следующими примерами:

1-й пример: Кривая трансформации должна улучшаться при частотах вверх от $\nu' = 25$ пер/сек. Пусть согласно ур-ния (58)

$$\left(\frac{\nu_1}{\nu'}\right)^2 = \frac{\rho_1}{W_1} < 2 \frac{1,5^2}{1,5^2 + 1},$$

тогда

$$\left(\frac{\nu_1}{\nu'}\right)^2 = \frac{\rho_1}{W_1} < 1,38,$$

т.е.

$$\nu' \leq 29,4.$$

Если L_1, C_1 настроены на $\nu_1 = 29,4$ пер/сек или на меньшую частоту, то для всех частот $\nu > 25$ кривая трансформации более или менее улучшается ($\xi_b < \xi_a$).

2-й пример: Пусть для $\nu_0 = 35$ должно быть достигнуто с помощью C_1 наиболее возможное улучшение. Пусть поэтому согласно ур-ния (59)

$$\frac{\rho_{10}}{W_1} = \frac{1,15^2 + 0,005}{1,15^2 + 1} = 0,57;$$

тогда

$$\nu_{10} = 35 \sqrt{0,57} = 26,5 \text{ пер/сек}$$

и согласно ур-ния (60)

$$\xi_{b \min} = 1,005 \sqrt{1,842 - 0,572} = 1,13.$$

При таком регулировании

$$(\mu = \frac{1,26}{1,13} = 1,12)$$

кривая трансформации уже сильно перекомпенсирована.

3-й пример: Для $\nu' = 35$ кривая трансформации должна быть повышена с $M_a = 0,923$ до $M_b = 0,97$. Это значит, $\xi_b = 1,3$ вместо $\xi_a = 1,365$.

Из ур-ния (61) получаются два решения:

$$\left(\frac{\rho_1}{W_1}\right)_I = 1,05 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\rho_1}{W_1}\right)_{II} = 0,093;$$

соответственно,

$$\nu_{II} = 35 \sqrt{1,05} = 35,9, \quad \nu_{I \Pi} = 35 \sqrt{0,093} = 10,7.$$

Чтобы сделать наглядным влияние обоих значений на смежные частоты, можно вычислить ξ_b для 25 пер/сек.

$$\text{I. } \nu_{11} = 35,9 \cdot \left(\frac{\rho_1}{W_1} \right)_{25 \infty} = \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^2 = \left(\frac{35,9}{25} \right)^2 = 2,06$$

и согласно ур-ния (56) $\xi_b = 2,02$; следовательно $\mu_b = 0,624$.

$$\text{II. } \nu_{11} = 10,7 \cdot \left(\frac{S_1}{W_1} \right)_{25 \infty} = \left(\frac{10,7}{25} \right)^2 = 0,183; \quad \xi_b = 1,315;$$

таким образом $M_b = 0,958$.

Схема с. Аналогично схеме b, из ур-ния (55) и (20) получают выражение

$$\xi_c = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left(a - \frac{\rho_2}{W_2} \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2} \right)^2 + \left(b + \frac{\rho_2}{W_2} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \delta_2} \right)^2}. \quad (62)$$

Если при помощи последовательной емкости на вторичной стороне должно быть достигнуто улучшение, подкоренное выражение, имеющее вид $a^2 + b^2$, должно быть отрицательным.

Это ведет к условию

$$\frac{\rho_2}{W_2} < 2 \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_1 + \sigma}{\operatorname{tg}^2 \delta_1 + 1} < 2 \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_1}{\operatorname{tg}^2 \delta_1 + 1}. \quad (63)$$

Можно сказать, как и в случае схемы b, что следует стремиться к улучшению при низких частотах, т. к. тогда при всех более высоких частотах улучшение наверно будет иметь место.

Для данной частоты максимальное улучшение получается тогда, когда при этой частоте, как и в случае схемы a, выполнено условие

$$\frac{\rho_{20}}{W_2} = \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_1}{\operatorname{tg}^2 \delta_1 + 1}. \quad (64)$$

При этом

$$\xi_{c \min} = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{a^2 + b^2 - \left(\frac{\rho_{20}}{W_2} \right) \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_1}{\operatorname{tg}^2 \delta_2}}. \quad (65)$$

Для вычисления $\frac{\rho_2}{W_2}$ для данного ξ_c ($\geq \xi_{c \min}$) служит формула

$$\frac{\rho_2}{W_2} = \frac{\rho_{20}}{W_2} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{\operatorname{tg}^2 \delta_2}{\operatorname{tg}^2 \delta_1} \cdot \frac{\xi_a^2 - \xi_c^2}{\frac{\rho_{20}}{W_2}}} \right]. \quad (66)$$

Об обоих корнях этого уравнения можно сказать то же, что и о корнях ур-ния (61) в случае схемы b.

Пример: Для $\nu' = 35$ нужно достигнуть с помощью C_2 максимального улучшения.

Согласно ур-ния (64)

$$\frac{\rho_{20}}{W_2} = \frac{0,358^2}{0,358^2 + 1} = 0,114,$$

$$\nu_{20} = 35 \sqrt{0,114} = 11,8 \text{ пер/сек.}$$

Тогда

$$\xi_{c \min} = 1,358, \text{ тогда как } \xi_a = 1,365.$$

При таком же вычислении для 25 пер/сек получается $\xi_{c \min} = 1,423$, тогда как $\xi_a = 1,431$; отсюда видно, что схема *c* не оправдывает себя, т. к. она дает лишь незначительное улучшение.

Схема *d*. Т. к. эта схема представляет комбинацию схем *b* и *c*, то ее практические выгоды так же незначительны, как и в случае схемы *c*. Впрочем, она может быть исследована по такому же методу, как и схемы *b* и *c*.

Схема *e*. И здесь, как в рассмотренных уже схемах, мы преобразовываем ур-ние (31) для ξ_e с помощью ур-ния 55:

$$\xi_e = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left(a + \frac{\sigma W_2}{\rho_2}\right)^2 + \left(b - \frac{W_2}{\rho_2} \operatorname{tg} \delta_1\right)^2} =$$

$$= \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left(a^2 + b^2\right) - 2 \frac{W_2}{\rho_2} \left(a \sigma + b \operatorname{tg} \delta_1\right) + \left(\frac{W_2}{\rho_2}\right)^2 \left(\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 \delta_1\right)}. \quad (67)$$

Если нужно достигнуть уменьшения ξ , подкоренное выражение в ур-нии (67) должно быть меньше, чем в ур-нии (65), т. е.,

$$\frac{W_2}{\rho_2} < 2 \frac{\sigma + \operatorname{tg}^2 \delta_1}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 \delta_1},$$

или приближенно

$$\frac{W_2}{\rho_2} = \left(\frac{\nu}{\nu_2}\right)^2 < 2 \frac{\sigma}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 \delta_1}. \quad (68)$$

Если условие (68) выполнено для частоты ν , то, как легко убедиться, для всех более низких частот оно и подавно сохраняет силу.

Поэтому схема *e* применяется для улучшения кривой трансформации в области высоких частот.

С грубым приближением неравенство (68) можно написать в более простом виде:

$$\frac{W_2}{\rho_2} < 2 \frac{1}{\sigma} \quad \text{или} \quad \sigma W_2 < 2 \rho_2. \quad (69)$$

Если желательно максимальное улучшение для определенной частоты ν_0 , то, аналогично ур-нию (59) в случае схемы *a*, должно быть выполнено условие

$$\frac{W_2}{\rho_2} = \frac{\sigma + \operatorname{tg}^2 \delta_1}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 \delta_1} = \frac{\sigma}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 \delta_1}, \quad (70)$$

или приближенно

$$\sigma W_2 = \rho_2. \quad (71)$$

Тогда

$$\xi_{e \min} = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{a^2 + b^2 - \frac{W_2}{\rho_2} \left(\sigma + \operatorname{tg}^2 \delta_1\right)}, \quad (72)$$

или приближенно

$$\xi_{e \min} = \sqrt{\xi_a^2 - 1}. \quad (73)$$

Ур-ние (71) показывает, что при определенной частоте емкость вторичной цепи влияет сильнее всего, когда она почти компенсирует индукцию рассеяния.

Однако, если для известной частоты ν' задано $\xi_e (\geq \xi_{e \min})$, требуемое $\frac{W_2}{\rho_2}$ получается из ур-ния (67):

$$\frac{W_2}{\rho_2} = \frac{W_2}{\rho_{20}} + \sqrt{\left(\frac{W_2}{\rho_{20}}\right)^2 - \frac{\xi_a^2 - \xi_e^2}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 \delta_1} (1 - \sigma)^2}, \quad (74)$$

или приближенно

$$\frac{W_2}{\rho_2} = \frac{W_2}{\rho_{20}} \left[1 + \sqrt{1 - \frac{\xi_a^2 - \xi_e^2}{\sigma^2 \frac{W_2}{\rho_{20}}}} \right]. \quad (75)$$

1-й пример: $\nu = 10000$ пер/сек, $\xi_{e \min} = ?$

Согласно ур-ния (70)

$$\frac{W_2}{\rho_{20}} = 187 = \left(\frac{10000}{\nu_{20}} \right)^2; \quad \nu_{20} = 731;$$

$$\xi_{e \min} = 1,283; \quad M_e = 0,98.$$

Тогда как

$$M_a = 0,782.$$

2-й пример: для $\nu' = 8000$ пер/сек кривая трансформации должна быть улучшена от $M_a = 0,844$ до $M_e = 0,9$. Это значит, что $\xi_e = 1,4$, тогда как $\xi_a = 1,492$.

Из ур-ний (74) и (70) получаем

$$\frac{W_2}{\rho_{20}} = 179, \quad \frac{W_2}{\rho_2} = 179 \pm 150,3.$$

Тогда

$$\left(\frac{W_2}{\rho_2} \right)_I = 329,3, \quad \nu_{2I} = \frac{8000}{\sqrt{329,3}} = 441$$

и

$$\left(\frac{W_2}{\rho_2} \right)_{II} = 28,7, \quad \nu_{2II} = \frac{8000}{\sqrt{28,7}} = 1494 \cong 1500.$$

Оба значения дают для 8000 пер/сек одно и то же $M_e = 0,9$. Какое различие получается при других частотах, будет показано лишь на примере для $\nu = 10000$ пер/сек.

$$I. \quad \nu_{2I} = 441, \quad \left(\frac{W_2}{\rho_2} \right) = \left(\frac{10^4}{441} \right)^2 = 512,$$

и согласно ур-ния (67)

$$\xi_e = 1,005 \sqrt{(1,250 - 2,57)^2 + (-1,00 - 0,668)^2} = 2,14$$

(ухудшение сравнительно с $\xi_a = 1,61$).

$$\text{II. } \nu_{2\text{II}} = 1494; \quad \frac{W_2}{\rho_2} = \left(\frac{10^4}{1494} \right)^2 = 44,8;$$

$$\xi_e = 1,005 \sqrt{(1,250 - 0,224)^2 + (-1,00 - 0,058)^2} = 1,48$$

(улучшение по сравнению с $\xi_a = 1,61$).

Таким образом при других частотах оба решения видоизменяют кривую трансформации различным образом, подобно тому, как это уже установлено и рассмотрено при других схемах.

Схема *f*. Как и выше, из ур-ний (30) и (55) находим:

$$\xi_f = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[a - \frac{\rho_1}{W_1} \left(1 - \frac{W_2}{\rho_2} \right) - \frac{\sigma W_2}{\rho_2} \right]^2 + \left[b + \frac{\rho_1}{W_1} \cdot \frac{1}{\text{tg } \delta_2} - \frac{W_2}{\rho_2} \text{tg } \delta_1 \right]^2}, \quad (76)$$

Улучшение кривой трансформации достигается при низких частотах посредством последовательно включенного конденсатора C_1 , при высоких — посредством параллельно включенного конденсатора C_2 .

$C_1 L_1$ находится в резонансе при низкой частоте, $C_2 L_2$ — при высокой. $\frac{\rho_1}{W_1} = \frac{1}{\omega^2 C_1 L_1}$ при высоких частотах, а $\frac{W_2}{\rho_2} = \omega^2 C_2 L_2$ при низких частотах настолько малы, что ими можно пренебречь. Поэтому из ур-ния (76) можно вывести условные уравнения отдельно для высоких и низких частот.

Как условие для улучшения, получаем:

а) для низких частот

$$\frac{\rho_1}{W_1} < 2 \frac{\text{tg}^2 \delta_2}{1 + \text{tg}^2 \delta_2}, \quad (77)$$

б) для высоких частот

$$\frac{W_2}{\rho_2} < 2 \frac{\sigma}{\sigma^2 + \text{tg}^2 \delta_1}. \quad (78)$$

Неравенство (77) тождественно неравенству (58), а неравенство (78) — неравенству (68). В схеме *f* комбинируется действие схем *b* и *e*. Выведенные для *b* и *e* соотношения действительны для крайних участков диапазона частот, так что дальнейшее рассмотрение схемы *f* делается излишним.

В. Сеточный трансформатор

Эквивалентной схемой сеточного трансформатора может служить схема *e*, если принять во внимание, что вторичное ваттное сопротивление должно представлять только потери в железе. Таким образом,

$$r_2 = r_e = ZW_2; \quad \text{tg } \delta_2 = \frac{r_2}{W_2} = Z = \text{const}. \quad (79)$$

Ур-ние (31) принимает более простой вид

$$\xi_e = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[\sigma + \frac{1}{Z} \text{tg } \delta_1 \right]^2 + \left[\text{tg } \delta_1 - \frac{\sigma}{Z} \right]^2} = \quad (80)$$

$$= \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[1 - \sigma \frac{W_2}{\rho_2} + \frac{\text{tg } \delta_1}{Z} \right]^2 + \left[\left(1 - \frac{W_2}{\rho_2} \right) \text{tg } \delta_1 - \frac{\sigma}{Z} \right]^2}. \quad (81)$$

Крайнее значение ξ_e лежит у определяемой уравнением

$$\frac{\sigma W_2}{\rho_2} = 1 \quad (82)$$

резонансной частоты рассеяния ν_σ , а именно, с достаточным приближением,

$$\xi_{e \min} = \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\sigma} = \frac{r}{\sigma W_1}. \quad (83)$$

В этом месте кривая трансформации имеет максимум, так называемый пик рассеяния. Как уже доказано Рукопом, он необходим для радиопередатчика, т. к. именно высокая частота передатчика оказывает вредное влияние на воспроизведение высоких звуковых частот.

Кроме последовательного резонанса между σL_2 и C_2 имеет место еще параллельный резонанс между L_2 и C_2 . Частоту ν_1 , определяемую ур-нием

$$\frac{W_2}{\rho_2} = 1, \quad (84)$$

называют основной резонансной частотой.

Для ν_2

$$\xi_e = 1, \quad (85)$$

если, кроме ур-ния (84), принять еще во внимание, что $\operatorname{tg} \delta_1$ уже для частот вверх от нескольких сотен периодов в секунду очень мал.

Основная резонансная частота должна лежать между 1000 и 1500 пер/сек.

Из ур-ния (82) и (84) следует

$$\nu_2 = \nu_\sigma \sqrt{\sigma}. \quad (86)$$

В сеточном трансформаторе нет надобности сильно понижать рассеяние. Обычно $\sigma = 1 - 2\%$.

При определении $\operatorname{tg} \delta_1$ мы исходим из условия, что падение кривой трансформации при 25 пер/сек составляет не более 15%. Тогда получается, что ξ_e не может быть больше 1,16. Это дает приближенное значение $\operatorname{tg} \delta_1 = 0,4$ при 25 пер/сек.

Пример: $C_2 = 80 \mu F$, $\nu_\sigma = 8000$ пер/сек, $\nu_2 = 1000$ пер/сек, $\sigma L_2 = 5 H$,

$$L_2 = 317 H, \quad \sigma = 1,58\%,$$

$$\operatorname{tg} \delta_1 = 0,4 \text{ при } 25 \text{ пер/сек, } \operatorname{tg} \delta_2 = Z = 6.$$

В таблице II сопоставлены вычисленные значения. На черт. 7 представлена кривая трансформации для этого примера $\eta_e = \frac{1}{\xi_e}$.

ТАБЛИЦА II
Сеточный трансформатор по схеме е

ν	$\operatorname{tg} \delta_1$	ϑ_2	ϑ_3	$a' =$ $= \vartheta_3 + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{tg} \delta_2}$	$b' =$ $= \vartheta_2 \operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{\operatorname{tg} \delta_2}$	ξ_e	η_e
20	0,5	1	1	1,083	0,4974	1,210	0,826
25	0,4	1	1	1,067	0,3974	1,157	0,864
35	0,286	1	1	1,048	0,2834	1,102	0,908
50	0,2	0,9975	1	1,0333	0,1974	1,069	0,936
100	0,1	0,99	1	1,0167	0,0694	1,038	0,963
200	0,05	0,96	1	1,0083	0,0454	1,025	0,976
500	0,02	0,57	0,996	0,9993	0,0124	1,015	0,985
1000	0,01	0	0,984	0,9857	-0,0026	1,001	0,999
2000	0,005	-3	0,937	0,9378	-0,0176	0,954	1,049
4000	0,0025	-15	0,75	0,7504	-0,0401	0,765	1,308
6000	0,00167	-35	0,437	0,4373	-0,0610	0,449	2,23
7000	0,00143	-48	0,234	0,2342	-0,0712	0,249	4,02
8000	0,00125	-63	0	0,0002	-0,0814	0,081	12,35
9000	0,00111	-80	-0,266	-0,2658	-0,0914	0,285	3,51
10000	0,001	-99	-0,561	-0,561	-0,1016	0,579	1,727
12000	0,00083	-143	-1,25	-1,25	-0,1216	1,275	0,784

Особые значения соответствуют основной резонансной частоте $\nu_2 = 1000$ пер/сек: $\eta_e = 1$, и резонансной частоте рассеяния $\nu_3 = 8000$ пер/сек: пик рассеяния, $\eta_3 = 12,35$.

Схема f. Для сеточного трансформатора ур-ние (30) принимает вид

$$\xi_f = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[1 - \frac{\sigma W_2}{\rho_2} + \left(1 - \frac{W_2}{\rho_2}\right) \left(-\frac{\rho_1}{W_1}\right) + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{Z}\right]^2 + \left[\left(1 - \frac{W_2}{\rho_2}\right) \operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{Z} + \frac{1}{Z} \cdot \frac{\rho_1}{W_1}\right]^2}. \quad (87)$$

Добавленный в этой схеме последовательно включенный конденсатор C_1 улучшает кривую трансформации при низких частотах.

Величиной $\frac{W_2}{\rho_2}$ при низких частотах можно пренебречь, так что

$$\xi_f = \frac{1}{1-\sigma} \sqrt{\left[1 - \frac{\rho_1}{W_1} + \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{Z}\right]^2 + \left[\operatorname{tg} \delta_1 - \frac{\sigma}{Z} + \frac{1}{Z} \cdot \frac{\rho_1}{W_1}\right]^2}. \quad (88)$$

Крайнее значение получается для

$$\frac{\rho_1}{W_1} = \frac{1 + \frac{\sigma}{Z^2}}{1 + \frac{1}{Z^2}}, \quad (89)$$

или приблизительно для

$$\frac{r_1}{W_1} = 1. \quad (90)$$

Для частоты, определяемой ур-нием (90),

$$\xi_{f \min} = \left(\frac{\operatorname{tg} \delta_1}{1 - \sigma} + \frac{Z}{Z^2 + 1} \right) \sqrt{1 + \frac{1}{Z^2}}, \quad (91)$$

или с грубым приближением

$$\xi_{f \min} = \operatorname{tg} \delta_1. \quad (92)$$

Посредством соответствующего подбора $\operatorname{tg} \delta_1$ и C , можно заранее определить положение и величину $\xi_{f \min}$, и соотв. $\eta_{f \max}$.

При обработке выводов и таблиц мне помогал Р. Гюртлер; ему принадлежит вывод наглядного ур-ния (14) из ур-ния (13).

В заключение следует заметить, что выведенные здесь формулы пригодны не только для усилительных трансформаторов, но имеют совершенно общее значение; и действительно, они применяются нами при различных других вопросах, касающихся трансформаторов.

Краткое содержание.

После указания на существенное различие между усилительным и обыкновенным трансформатором (более высокое первичное сопротивление) и на особые условия, которым должен удовлетворять усилительный трансформатор (постоянное отношение первичного напряжения к используемому напряжению, хороший коэффициент полезного действия и хороший коэффициент мощности при всех звуковых частотах), дается диаграмма работы усилительного трансформатора. На основании этой диаграммы для большого числа схем выводятся общие уравнения и находятся руководящие правила для выбора наивыгоднейших соотношений.

Уравнения для отношений напряжений. По роду, распределению и сочетанию безваттных сопротивлений в усилительном трансформаторе схемы подразделяются на две основные группы: схемы $a-d$ только с последовательно включенными безваттными сопротивлениями, схемы e и f с последовательно и параллельно включенными безваттными сопротивлениями.

Для случаев $a-d$ строится общая схема (черт. 3) и общая рабочая диаграмма (черт. 4), из которой выводится общее уравнение (ур-ние 17) для отношения первичной эдс к используемому напряжению; из этого уравнения непосредственно получают соответствующие уравнения для $a-d$. Что касается схем e и f , то для более общей схемы f строится рабочая диаграмма (черт. 5) и из нее выводится для ука-

занного соотношения ур-ние (30). Из ур-ния (30) получается ур-ние (31) для более частного случая схемы *e*.

Из этих ур-ний можно легко вычислить отношение напряжений для всех частот и, таким образом, построить по точкам так называемую кривую трансформации (Frequenzkurve) (черт. 7).

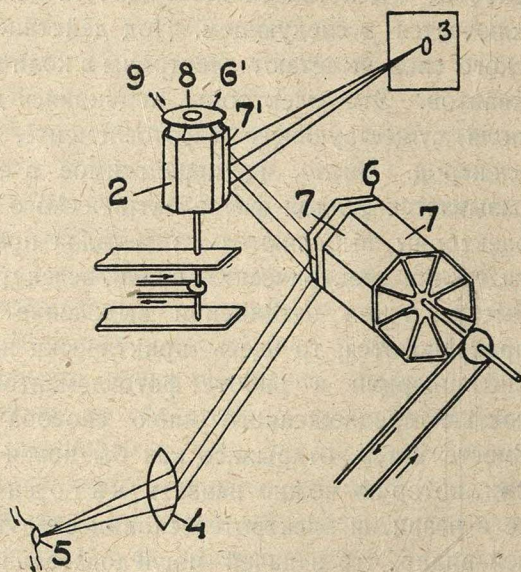
Выбор наивыгоднейших соотношений. При выборе наивыгоднейших соотношений исходим из простейшей схемы *a*, т. к. она содержит только три постоянных (рассеяние σ , первичный и вторичный угол потерь δ_1, δ_2). Исходя из небольшой, по Рукопу эмпирически достижимой, величины $\sigma = 0,5\%$, при выборе $\operatorname{tg} \delta_2$, ставится условие, чтобы при самой высокой частоте ваттное напряжение было не слишком малым (приблизительно равным безваттному напряжению), а при выборе $\operatorname{tg} \delta_1$ — чтобы коэффициент полезного действия при высокой частоте не был слишком низким (приблизительно 80%). Из этих условий для самой высокой частоты получается $\operatorname{tg} \delta_2 = \sigma$; а для $\operatorname{tg} \delta_1$, при нижней предельной частоте, равной 25 пер/сек, получается ур-ние $\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{12,5}{\nu}$.

Схемы *b—f* рассматриваются, как развитие схемы *a*. При выборе добавочных элементов каждой схемы исходят из той точки зрения, что эти добавочные элементы должны улучшить схему *a*, а именно, улучшить кривую трансформации. Усилительные трансформаторы, работающие лишь на сетку электронной лампы, так называемые сеточные трансформаторы, рассматриваются как частный случай схем *e* и *f*, у которых полезное сопротивление бесконечно велико. Для трансформатора мощности по схеме *a* и сеточного трансформатора по схеме *e* даны в виде таблиц примеры практического расчета и представлены соответствующие кривые.

Изыскания в области катодной телескопии

Б. Розинг

1. Основания катодной телескопии. В 1907 г. мною было предложено новое устройство для электрической телескопии. Вкратце оно сводится к следующему. Прежде всего в передатчике в качестве „обозревающей системы“ применены многогранные зеркала с взаимно перпендикулярными осями вращения. Зеркала (черт. 1) вращаются с разными скоростями, так что когда одно из них (напр. зеркало 2 с вертикальной осью) поворачивается на одну грань, другое зеркало (зеркало 1 с горизонтальной осью) совершает один или несколько полных оборотов. Благодаря равномерному вращению первого зеркала лучи, падающие от предмета 3 на него и дающие после преломления в объективе 4 изображение предмета, движутся вместе с этим изображением горизонтально. Под действием второго зеркала то же изображение движется по вертикальному направлению. Но так как второе движение быстрее первого, то изображение успевает совершить несколько вертикальных перемещений во время одного горизонтального. В результате этих совместных движений изображение перемещается относительно светочувствительного приспособления 5 отдельными своими участками в последовательном порядке.



Черт. 1

Такая обозревающая система имеет известные преимущества. Плоские зеркала, как известно, дают идеально точные изображения. При равномерном вращении оптические оси их перемещаются в пространстве вдоль взаимно перпендикулярных осей также вполне равномерно. Однако, у нее имеются и недостатки. Например, изображения, получающиеся от соседних граней, не следуют непосредственно одно за другим: между ними образуются темные промежутки, если число

граней не достаточно велико. Но, если, с целью устранения этого затруднения, мы начнем увеличивать число граней, то, при том же диаметре зеркала, придется уменьшить их размеры, а это ведет к недостаточно полному отражению лучей от граней, к уменьшению яркости изображения и периодическим изменениям этой последней. Другою особенностью моего проекта 1907 г. является применение в нем, вместо селена, распространенных теперь повсеместно калиевых фотоэлементов, которые незадолго перед тем были изобретены Эльстером и Гейтелем¹⁾

Преимущество фотоэлементов со щелочными металлами заключается, как известно, в том, что они не обнаруживают „инерции“, свойственной селеновым элементам. Это вытекает из характера их работы. Действительно, сущность явления, как теперь выяснено, заключается в следующем. Под действием квантов света из металлического слоя вылетают электроны в количестве, пропорциональном числу квантов. Эти электроны, подчиняясь далее действию электрического поля, существующего в фотоэлементе, переносятся на положительный электрод. Число их, переносимое в единицу времени и есть то, что называется „силой фотоэлектрического тока“. Так как при освещении электроны выделяются из металла практически мгновенно и переносятся они электрическим полем, вследствие их ничтожной массы, также быстро, а при затемнении выделение и поток их столь же быстро прекращаются, то здесь практически не может быть и речи о какой-либо инерции в работе фотоэлементов. Но самой важной особенностью предложенного мною способа явился новый тип приемника. Вместе с тем, открылась как бы новая ветвь электрической телескопии, которую можно назвать катодной телескопией. Значение ее в развитии электротелескопии следующее. Из истории этой последней видно, что задачей последовательных усовершенствований в ней является не только упрощение аппаратов, но и достижение возможной безинерционности действия их частей. Так, идея безинерционности была частично намечена еще Нипковым в 1885 г. в фотоэлектрической цепи приемника. Как известно, он предложил воспользоваться для модуляции света в приемнике совершенно безинерционным магнитно-оптическим явлением Фарадея. С введением фотоэлементов безинертность была достигнута и в передатчике в той же цепи. Однако, в „механических“ системах электротелескопии (по терминологии Довиллье²⁾) она осталась еще в обозревающих и распределительных устройствах, где она главным образом затрудняет достижение синхронизма в их работе. В системах катодной телескопии инерция

1) См. обзор развития эл. телескопии, помещенный Dauvillier в *Revue Generale de l'électricité* № 1, p. 18 1928.

2) См. там же, стр. 6.

совершенно устраняется прежде всего в распределительном устройстве приемника. Это достигается применением в качестве такового катодной трубки Брауна.

Действительно, располагая по обе стороны трубки Брауна две катушки 14 и 15 (черт. 2 справа) со взаимно перпендикулярными осями и пропуская по одной из них (например по вертикальной) ток, равномерно возрастающий в силе и периодически падающий быстро до нуля, является возможным сообщить пятну на экране 12 горизонтальное движение, подобное движению оптической оси зеркала с вертикальной осью движения, по поверхности обозреваемого предмета. Таким же образом другая катушка 15 сообщает пятну вертикальное движение, соответствующее обозреваемому движению от другого зеркала.

Вместе с тем явилась возможность установить также полный синхронизм и синфазность в работе приемника и передатчика. Так например, в моем проекте 1907 г. для изменений сил токов в катушках 14 и 15, необходимых для движения катодного пучка, были предусмотрены в передатчике проволочные реостаты 6 и 6¹ со скользящими контактами. Эти реостаты были укреплены рядом с вращающимися зеркалами 1 и 2, контакты же (щетki) были прикреплены к самим зеркалам по одному на каждую грань.

Наконец в проекте 1907 г. был намечен также очень простой и безинерционный способ модуляции яркости катодного пятна в зависимости от яркости точек передаваемого изображения. А именно, как видно из черт. 2, на пути катодного пучка укреплена диафрагма 13 с отверстием. Перед диафрагмой же по обе стороны пучка помещены пластинки конденсатора 16, включенного в цепь фотоэлемента передатчика. Если пластинки остаются незаряженными, что соответствует отсутствию освещения фотоэлемента, то катодный пучок упирается в диафрагму в стороне от отверстия и не достигает экрана. Всякий же раз, как передаются светлые части изображения и на фотоэлемент падают лучи света, конденсатор заряжается и отклоняет катодный пучок так, что тот проходит в большей или меньшей степени сквозь отверстие и вызывает светлое пятно на экране. Этот приемный аппарат был в точности совсем недавно повторен Дикманом в его системе эл. телескопии. Таким образом при помощи одной и той же катодной трубки и катодного пучка явилась возможность получить как световые точки на экране приемника, и модулировать их яркость, так и распределять их на экране без всякой инерции в точном соответствии с распределением света и тени в передаваемом изображении.

В 1911 г. были введены мною дальнейшие усовершенствования в этой системе¹⁾. Между прочим был предложен способ получения

¹⁾ См., например, германский патент № 244746, выданный на мое имя 2/III 1911 г.

изображения на экране брауновской трубки без помощи диафрагмы, был применен вместо постоянного источника света в передатчике прерывистый свет (при посредстве вращающегося диска с отверстиями) для установления передачи переменными токами. Этот последний прием получил теперь всеобщее распространение.

Однако, сама основная идея катодной телескопии оставалась долгое время неиспользованной и только в последние 5 лет, как известно, группа крупных французских изобретателей (Белен, Гольвек, Валенси) вернулась к ней построив несколько интересных установок, основанных на тех же принципах. В Англии сделал то же Клей, в Германии — Дикман. У нас попытки применить катодный приемник были сделаны Бонч-Бруевичем и Чернышевым. Наконец, имеются указания, что и в работе фирмы Телефункен, яркой представительницы „механического“ метода, происходит в последнее время сдвиг в сторону катодного способа. Какому же из двух методов, механическому или катодному, следует отдать предпочтение? Какому из них принадлежит будущее электрической телескопии?

Что победит: материя или электроны?

Достоинства и недостатки материальных механизмов всем хорошо известны. Остановимся поэтому, на приборах, действие которых основано на электронах и катодных лучах.

Как мы видим, на них основаны и современные фотоэлементы и получение световых сигналов в трубке Брауна, вызываемых ударами электронов о флуоресцирующий экран, и само вырисовывание изображения на экране. Никакие другие силы, которые имеют столь большое значение в механических системах (в нитях осциллографов, в камертонных генераторах и, пр.), на электроны не действуют. Вся роль действующих здесь сил сводится только к тому, чтобы изменить скорость полета электронов или в направлении их движения (что мы видим в фотоэлементах) или в поперечном направлении. В обоих случаях изменения скорости по величине и направлению, следуя законам механики, где учитывается и масса электрона, оказываются строго пропорциональными (при той же длине пути) действующим силам и следуют без замедления за всеми их изменениями. Для полной безинерционности электронного потока, как такового, требуется только соблюдение одного условия: сила, действующая на электрон, не должна изменяться в течение того времени, когда тот совершает свой перелет. Но этот последний промежуток времени, ввиду ничтожной массы электрона сравнительно с его зарядом и действующими силами, ничтожно мал: он равен от одной стомиллионной до одной миллиардной доли секунды. Таким образом, до тех пор, пока частоты, с которыми приходится иметь дело в электрической телескопии, не превосходят де-

сятков или сотен миллионов циклов, все электрические световые явления в фотоэлементах и катодных трубках, следуют в точности за изменениями сил. И так, говоря безотносительно, следует отдать предпочтение электронам и их потокам перед материальными телами, в применении их к электротелескопии.

2. Конструктивные усовершенствования катодной телескопии.

Однако несомненно, что для полного практического осуществления катодной телескопии потребуется разрешение целого ряда технических вопросов. Прежде всего выдвигается вопрос о типе передатчика. Здесь могут быть два решения. Во-первых может быть применена катодная трубка также и на этой стороне линии передатчика. Так поставил вопрос Кампбелл-Свинтон в 1908 г. В его способе катодный пучок трубки Брауна в передатчике играет роль быстро действующего коммутатора, движущегося синхронно с катодным пучком приемной трубки. Однако, практического осуществления, даже в слабой степени, этот проект не получил, и повидимому, нет необходимости идти так далеко. Вполне возможно остановиться на другом промежуточном решении вопроса, которое Довиллье называет „смешанным“ способом. Здесь в передатчике применяется механический способ, а в приемнике — катодный. На этом способе основаны, между прочим, упомянутые выше системы катодной телескопии (Белена, Довиллье, Валенси, Дикмана), давшие сколько-нибудь определенные практические результаты. Идя, поэтому, в этом последнем направлении, т.-е. в сущности оставаясь на первоначальном пути, мною и был построен усовершенствованный передатчик, изображенный на черт. 3. Схема его представлена на черт. 4. Как видно, из двух зеркал необходимых для обозревания предмета 1 одно 6 сделано многогранным вращающимся около горизонтальной оси, а другое 2 — плоским, колеблющимся при помощи эксцентриков 9 в ту и другую сторону около вертикальной оси. Оба зеркала связаны между собой при помощи передачи 10 так, что повороту первого зеркала на одну грань соответствует одна сорок восьмая часть полного угла поворота второго зеркала. При помощи этих двух зеркал и короткофокусной трубы Кеплера 3, 4 и является возможность обозревать все участки предмета один за другим. Разрешающая сила этой оптической системы равна $1/2400$, т.-е. она разлагает все поле зрения на 2400 последовательно обозреваемых участков. Мотивом описанных изменений, сравнительно с первоначальной оптической системой 1907 г., послужили следующие соображения:

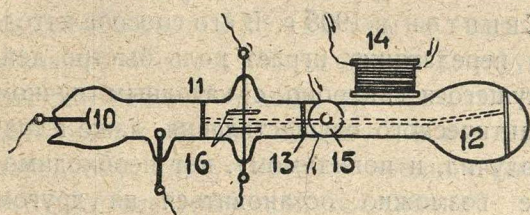
Всякая обозревающая система должна удовлетворять трем условиям:

1) Изображение предмета, отбрасываемое в ту плоскость, где находится воспринимающее отверстие фотоэлемента, должно быть вполне

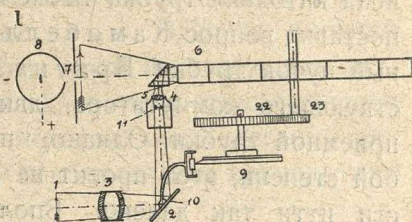
правильным и отчетливым во всех своих частях и иметь яркость в отдельных точках пропорциональную яркости соответствующих точек предмета.

2) Это изображение должно совершать при движении системы равномерное и правильное перемещение, т.е. один участок его должен становиться на место другого через равные промежутки времени.

3) При смене одного изображения другим одно должно становиться на место другого вполне точно и без перерывов во времени, т.е. когда одно изображение исчезает, другое должно тотчас же появляться в том же месте и в той же плоскости.



Черт. 2



Черт. 3

Для этой последней цели, в случае зеркальных обозревающих систем, как показывают простые соображения угол α отверстия пучка световых лучей, рисующих изображение, при падении их на грань зеркала должен быть связан с числом граней зеркала n , следующей формулой:

$$\alpha = \frac{720}{n} \text{ градусов.}$$

Например при $\alpha = 45^\circ$ n должно быть равно 16. С другой стороны, для выполнения первого условия пучок лучей при падении на грань зеркала должен быть достаточно сильно сжат. Для этого и применена в настоящей системе вместо одного объектива комбинация объектива 3 и окуляра 4 (зрительная труба) и грань зеркала помещена сейчас же за ее окулятором 4. Наконец, для соблюдения второго условия эта грань должна совпадать с окулярным пятном указанной трубы. Другое (плоское) зеркало 2, поворачивающееся с меньшей скоростью и на меньший угол, чем грани зеркала 6, может быть помещено или перед объективом, или между объективом и окуляром. Оно должно иметь такие размеры, чтобы отражать полностью весь пучок, проходящий через систему в том месте, где оно находится. Далее оно должно совершать свое полное движение приблизительно в 1/10 секунду и притом так, чтобы при движении в одну сторону угол поворота его увеличивался пропорционально времени, а при обратном движении оно двигалось бы очень быстро и становилось бы в исходное положение первого движения. Все эти требования и вы-

полнены в настоящем аппарате. На черт. 3 цифра 8 обозначает фото-элемент, а 7 — место входа в него лучей, отраженных от зеркала 6.

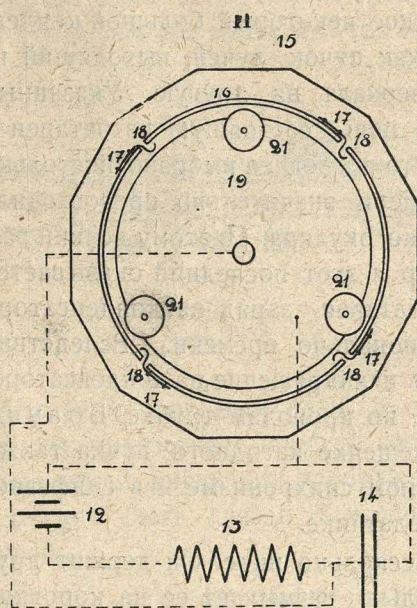
Что касается синхронизации работы этой обозревающей системы с работой рисующего приспособления в приемнике, представляющей по своей простоте главную ценность катодного способа передачи, то она осуществляется в рассматриваемом способе передачи следующим образом. На общих осях с вращающимися зеркалами укреплены коммутаторы, действующие синхронно и в одной фазе с зеркалами. Действие этих коммутаторов таково. Первый из них, связанный с многогранным зеркалом, замыкает на короткое некоторый большой конденсатор и разряжает его всякий раз, как пучок лучей, выходящий из окуляра 4 переходит с одной грани зеркала на другую. Указанный конденсатор введен в свою очередь в цепь, состоящую из батареи и большого омического сопротивления. Это последнее выбрано настолько большим, чтобы постоянная времени цепи значительно превосходила время прохождения грани зеркала мимо окуляра. Поэтому всякий раз, как коммутатор разряжает конденсатор и этот последний оказывается предоставленным действию на него батареи, заряд на конденсаторе возникает не сразу, а растет пропорционально времени. Вследствие этого по такому же закону возрастает и напряжение на конденсаторе. Это напряжение передается, наконец, по проводам трубке Брауна в приемник и производит там перемещение катодного пучка также пропорциональное времени, т.-е. в точном синхронизме и в синфазности с движением грани зеркала в передатчике.

Действие другого коммутатора несколько иное. Он держит другую цепь все время замкнутой и только размыкает ее на короткое время, когда второе (плоское) зеркало возвращается после совершения колебания в исходное положение и начинает свое новое движение. Сама цепь состоит здесь из электромагнита с большой самоиндукцией и батареей. В нее введена также проволоочная катушка приемника, действующая на катодный пучок трубки Брауна и приводящая в движение этот последний вдоль оси, перпендикулярной к направлению движения того же пучка под влиянием предыдущего конденсатора. Вследствие значительной самоиндукции постоянная времени и в этой цепи достаточно велика. Вследствие этого, когда после кратковременного размыкания цепи коммутатором, она снова замыкается, ток в ней, а следовательно и в катушке трубки Брауна, растет также пропорционально времени, т.-е. синхронно с движением плоского зеркала. Таким образом и здесь получается синхронность и синфазность между вращением плоского зеркала и соответственным движением катодного пучка.

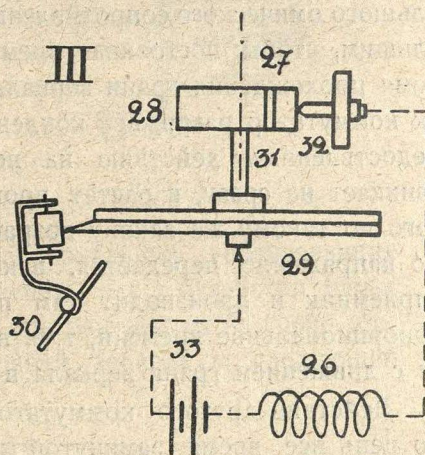
Схемы вышеописанных цепей подробно изображены на черт. 4 и 5. Для первой цепи устройство изображено на черт. 4. 14 означает здесь

конденсатор, 13—большое омическое сопротивление, а 15—коммутатор. Этот последний, как видно, состоит из металлического кольца 16, снабженного четырьмя плоскими пружинками 17, концы которых отогнуты внутрь и, входя в окошки 18, выступают над внутренней поверхностью кольца. Это кольцо в свою очередь закреплено на валу двенадцатигранного зеркала. Внутри него укреплены неподвижно два металлических параллельных диска 21, концентрические с кольцом, но изолированные от этого последнего. Между дисками укреплены по окружности на осях, перпендикулярных к дискам, три равноотстоящих

легких металлических барабана 21. При вращении кольца 16 упомянутые пружинки, находящиеся на нем, задевают за боковые поверх-



Черт. 4



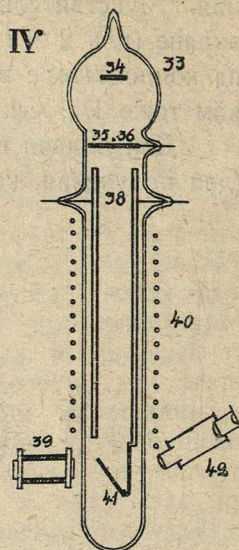
Черт. 5

ности барабанов и тем самым производят 12 коротких замыканий конденсатора 14 во время каждого оборота кольца.

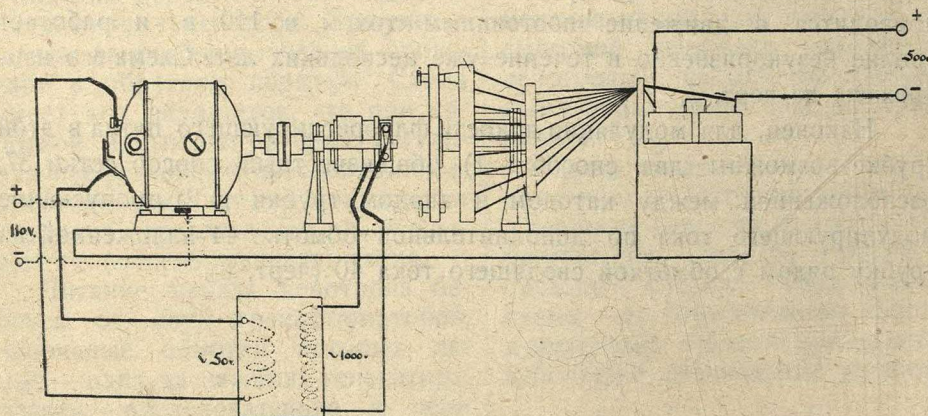
Для второго случая схема устройства электрической цепи изображена на рис. 5. 33—означает источник постоянного тока, 28—приспособление, периодически размыкающее цепь, 26—электромагнит с большой самоиндукцией и малым сопротивлением. Устройство же коммутатора таково: 27 есть проводящий диск, закрепленный на той же оси, на которой сидит эксцентрик 29, приводящий в движение плоское зеркало 30. Он снабжен непроводящей вставкой 27 и щеткой 32. Некоторые усовершенствования были введены также и в устройство брауновской трубки. Как известно, главнейшим недостатком этой трубки является неполное схождение лучей катодного пучка на флуоресцирующем экране и происходящая отсюда размытость светового сигнала, рисующего изображение. Для устранения этого недостатка были предложены в свое время так называемые магнитные линзы,

т.-е. плоские катушки, concentрические с пучком, по которым пропускается постоянный ток соответствующей силы. Однако, они недостаточно выполняют свое назначение. Кроме того, они искажают траекторию, которую описывает сигнальное пятно на экране под влиянием отклоняющего электрического и магнитного поля. Теоретический расчет показал мне ¹⁾, что, если вместо плоской катушки применить обмотку, покрывающую всю длину катодной трубки, а в качестве поля, отклоняющего лучок, применить электрическое поле конденсатора, пластинки которого тоже занимают всю длину трубки, то в результате получаются следующие важные достижения: 1) катодные лучи при соответственной силе тока, проходящего по обмотке, сходятся в одну точку и 2) это сводящее поле совсем не изменяет форму траектории, описываемой сигнальным пятном под действием отклоняющего электрического поля и пропорциональности между напряжением поля и отклонением пятна.

Конструкция подобной трубки изображена на черт. 6. На нем 34 обозначает накаливаемый катод, 35 — анод тонким отверстием 36, расположенным против катода, 38 — пластинки конденсатора для



Черт. 6



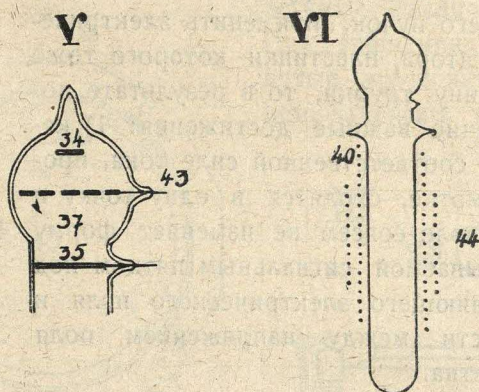
Черт. 7

отклонения пучка в одной плоскости, 39 — проволочная катушка для отклонения пучка в плоскости, перпендикулярной к первой, 40 — обмотка для сведения пучка в одну точку, 41 — флуоресцирующий экран для

¹⁾ См. Труды Ленинградской Электротехнической Экспериментальной Лаборатории вып. 4 стр. 31 — 36. 1926. Н.Т.У. ВСНХ № 147. См. также Известия Ленинградского Технологического Института, стр. 238, 1927 г.

получения на нем сигнальной точки и 42 — светосильный микроскоп для рассматривания движения этой точки и передаваемого изображения. Чувствительность этой трубки — $1/10$ мм отклонения пятна на экране (или 2 мм при рассматривании в микроскоп) при напряжении на конденсаторе в 1 вольт. Диаметр пятна, даваемого сведенным пучком тоже $1/10$ мм.

Для подачи высокого напряжения постоянного тока в эту трубку (для получения катодного пучка) мною был сконструирован и по-



Черт. 8

строен емкостный генератор¹⁾ постоянного тока до 5000 — 7000 в. Он приводится в движение постоянным током в 110 в. и работает вполне безукоризненно в течение уже нескольких лет. Схема его изображена на черт. 7.

Наконец, для модуляции яркости флуоресцирующего пятна в этой трубке возможны два способа: 1) общеизвестный способ сетки 37, расположенной между катодом и анодом трубки и 2) пропускание модулирующего тока по дополнительной обмотке 44 наложенной на трубку рядом с обмоткой сводящего тока 40 (черт. 8).

¹⁾ См. ТиТбп № 43, стр. 411 — 416, 1927.

Из текущей литературы

Автоматическая регулировка напряжения генераторов помощью кенотронов. Известный довольно давно¹⁾ способ регулировки напряжения генераторов помощью кенотронов состоит в том, что кенотрон включается точками анод-накал параллельно обмотке возбуждения генератора; обязательно включаемый шунтовой реостат лежит вне этой группы обмотка-кенотрон. Пропускаемый реостатом ток распределяется на обмотку и лампу соотв. их сопротивлениям: при повышении напряжения генератора, возрастает ток накала, питаемого с зажимов той же машины; вместе с тем уменьшается сопротивление кенотрона, который теперь берет большую часть пропускаемого шунтовым реостатом тока на себя. Ток возбуждения падает, с ним падает и напряжение генератора. При уменьшении напряжения, явление протекает в обратном порядке. Схема имеет тот недостаток, что при коротком замыкании в цепи, регулирующее устройство способствует нарастанию тока. От этого недостатка свободна предлагаемая N. Voogheve (запатентованная) схема.

Питание накала кенотрона берется от двух трансформаторов, первичные обмотки которых лежат — одна на зажимах генератора, вторая — последовательно в цепи его нагрузки. Вторичные обмотки, питающие накал, включены последовательно и навстречу одна дру-

гой. При холостом ходе работает только первый трансформатор, давая довольно сильный накал кенотрона; анодный ток при этом тоже довольно значителен, ток возбуждения тем самым ослаблен. По мере нарастания нагрузки, второй трансформатор дает противодействующую эдс, накал и анодный ток уменьшаются, возбуждение растет. При дальнейшем нарастании нагрузки кенотрон тухнет совершенно, но при еще большем ее нарастании (короткое в цепи) эдс второго трансформатора возрастает настолько, что нить опять начинает накаливаться, возбуждение генератора уменьшается, а с ним и сила тока короткого замыкания.

Для быстрой регулировки необходимо, чтобы нить кенотрона возможно быстро реагировала на изменения напряжения накала. В описываемой установке применяются кенотроны с несколькими включенными параллельно тонкими нитями накала.

Достигаемая быстрота и точность накала соответствуют быстроте и точности хороших автоматических регуляторов. Затрата энергии несколько больше. Преимущество схемы — ее относительная простота и дешевизна. Область применения — небольшие специальные установки.

Л. Сапельков

Arch. f. El. В XXI. Н. 3.

¹⁾ F. Meyer. ETZ, p. 689, 725. 1921; W. Taeger ETZ, p. 97. 1407. 1924.

ИСПРАВЛЕНИЯ

ТиТбп № 5 (50)

стр.	строка	напечатано	должно быть
513	19 св.	Дрожжин 1	Дрожжин 2
560	4 сн.	$E_2 = \frac{E_m}{0,955} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} = 0,74 E_m$	$E_2 = \frac{E_m}{0,955 \cdot \sqrt{2}} = 0,74 E_m$

ТиТбп № 6 (51), в ст. Я. М. Рубинштейна

694	формула (8)	в левой части должно быть $X^{(m)}$, т.е. производная или интеграл порядка m , а не степень.	
695	12 сн.	в правой части формулы должно быть $-\alpha + j\omega$.	
697	формула (14)	первый член должен быть $\frac{d^2 i_2}{dt^2}$.	
704	формула (19')	$V'_{2\partial} + V''_{2\partial}$	$V'_{2\partial} + V''_{2\partial}$

Ответственный редактор: В. И. Романовский

Редакторы: В. К. Лебединский, М. А. Мошкович, А. А. Петровский

ОТКРЫТА ПОДПИСКА НА 1929 ГОД НА НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ „ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК“,

издаваемый Электротехнической и Теплотехнической секциями
Всеукраинской Ассоциации Инженеров (ВУКАИ)

ЖУРНАЛ ЯВЛЯЕТСЯ ДАЛЬНЕЙШИМ РАЗВИТИЕМ „ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОГО ВЕСТНИКА“, ВСТУПАЮЩЕГО В 4-Й ГОДИЗДАНИЯ, С РАСШИРЕННОЙ ПРОГРАММОЙ И ОБЪЕМОМ

СОДЕРЖАНИЕ ЖУРНАЛА: ОРИГИНАЛЬНЫЕ И ПЕРЕВОДНЫЕ СТАТЬИ ИЗ ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОСИЛОВОГО ХОЗЯЙСТВА И ПРОМЫШЛЕННОЙ ЭЛЕКТРО-И ТЕПЛОТЕХНИКИ; ЗАМЕТКИ ОБ ЭКСПЛУАТАЦИИ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК; СПРАВОЧНЫЕ ТАБЛИЦЫ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ДР. ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ; ОБЗОР ЕВРОПЕЙСКОЙ И АМЕРИКАНСКОЙ ТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ; ХРОНИКА; ПОЧТОВЫЙ ЯЩИК

ЖУРНАЛ ВЫХОДИТ С ЯНВАРЯ 1929 Г., В КОЛИЧЕСТВЕ 6 НОМЕРОВ В ГОД, В РАСШИРЕННОМ ОБЪЕМЕ ДО 3-Х ПЕЧАТНЫХ ЛИСТОВ В НОМЕРЕ

ПОДПИСНАЯ ПЛАТА С ПЕРЕСЫЛКОЙ И ДОСТАВКОЙ — 4 РУБ.

ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО НОМЕРА В ПРОДАЖЕ — 75 к.

ПОДПИСКА ПРИНИМАЕТСЯ

В конторе журнала: Харьков, Провиантский пер., № 3, ВУКАИ. Тел. 24-52.

УПОЛНОМОЧЕННЫЙ ПО СБОРУ ОБЪЯВЛЕНИЙ ЗА ГРАНИЦЕЙ

E. Murawkin, Berlin, NW 6, Marienstrasse, 30

ИМЕЮТСЯ КОМПЛЕКТЫ ЖУРНАЛА „ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК“ ЗА 26, 27 и 28 ГГ.

ИЗДАТЕЛЬ — ВУКАИ

Отв. редактор инж. Л. Гейлер



Об'единенная редакция „ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ“ и „ТЕЛЕ-
ФОНΙΑ и ТЕЛЕГРАФИЯ без проводов“ доводит
до сведения, что она ПЕРЕЕХАЛА

ЛЕНИНГРАД, улица Гоголя, 14.

По всем вопросам просим обращаться по указан-
ному адресу.

Редакция.

The editorial office of the publications
„ELECTROSWIAZ“ and „TELEGRAFIA i TELE-
FONIA bez prowodow“ advices you, that
your correspondence should be adresssed as
follocos.

LENINGRAD, ulitsa Gogola 14.

