

## O ZACHOWANIU SIĘ GENERATORA WŁASNOWZBUDNEGO PRZY MODULACJI SIATKOWEJ.

Sur le travail du générateur à auto-excitation modulé dans le circuit de grille.

J. Groszkowski i Z. Jelonek.

### Sommaire.

Lorsqu'on varie l'amplitude d'oscillation dans un générateur, c'est l'inertie du circuit déterminée par  $\frac{L}{2R}$ , qui s'oppose à cette variation. Dans le générateur auto-exciteur en dehors de la résistance positive réelle du circuit oscillant il y a une résistance négative introduite par la lampe. Etant connectée en parallèle au circuit oscillant elle supprime sa résistance positive de telle façon, que la résistance totale est égale à zéro. Lorsque le facteur qui varie l'amplitude d'oscillation est introduit, cette résistance devient positive ou négative mais elle reste toujours près de zéro. C'est pourquoi — pendant la modulation — l'inertie du système est élevée et elle exerce une influence sensible sur le résultat de la modulation.

Dans ce travail on a analysé le système pliodynatronique, modulé dans le circuit de grille. Il en résulte que le fonctionnement du système diffère de la caractéristique statique d'autant moins que:

- 1° la profondeur de modulation est moins élevée,
- 2° la fréquence de modulation est plus basse,
- 3° la capacité du circuit oscillant est plus petite,
- 4° l'état de travail est plus éloigné de celui critique.

La fréquence d'oscillation n'a pas ici d'influence directe.

On a examiné ici le système de Meissner à modulation de grille (fig. 5) qui correspond sous plusieurs rapports au système analysé.

La figure 6 présente les oscillogrammes de la modulation. Fig. 7, montre la comparaison des caractéristiques dynamiques avec la caractéristique statique. L'accord entre l'analyse et les résultats expérimentaux est évident.

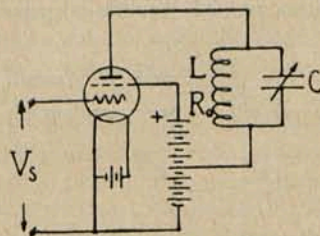
Projektowanie modulacji siatkowej w generatorze o własnym wzbudzeniu opiera się na statycznej charakterystyce modulacji  $\bar{I}_a = f(V_{s0})$ . Wybiera się początkowe napięcie siatki oraz amplitudę napięcia modulującego tak, aby praca odbywała się na możliwie prostej i możliwie stromej części powyższej charakterystyki. Po wykonaniu modulatora wyniki mogą nie być zgodne z założeniami; niezgodność ta może wybitnie zależeć od częstotliwości modulującej. Przyczyną tego jest fakt, że generator podczas modulacji teoretycznie nigdy nie pracuje na statycznej charakterystyce modulacji, a praktycznie odbiega od niej nieznacznie tylko przy stosunkowo niższych częstotliwościach modulujących. Kwestja ta została poruszona przez L. B. Arguimbau\*),

\*) L. B. Arguimbau: An oscillator having a linear operating characteristic. P. I. R. E. 1933 January.

lecz nie została ona tam fizycznie dostatecznie wyjaśniona i wyniki otrzymane z dyskusji wydają się być błędnymi. Praca niniejsza ma na celu uzmysłowienie fizyczne zjawiska i wyciągnięcie wniosków na których można się było oprzeć przy projektowaniu takiego układu.

Przy modulacji generatora amplituda prądu w obwodzie drgań zmienia swą wartość. Sprzeciwia się temu bezwładność obwodu określona tłumieniem  $\frac{R}{2L}$ . Przy modulacji generatora obcowzbudnego bezwładność ta daje składową pojemnościową oporności generatora dla częstotliwości modulującej, co było zbadane przez jednego z nas\*\*) dla modulacji anodowej. Wymaga to wprowadzenia poprawek przy projektowaniu układu, jednak na głębokość modulacji wpływa bardzo nieznacznie. Inaczej się sprawa przedstawia jeśli modulować generator o własnym wzbudzeniu. Tu nie można rozważać tłumienia obwodu  $\frac{R}{2L}$ , uważając  $R$  za oporność obwodu drgań. Generator należy traktować jako całość: bez modulacji np. amplituda się nie zmienia; jest więc tak, jakby  $R$  było równe zero. Przy modulacji amplituda rośnie i maleje, jakby  $R$  było kolejno ujemne i dodatnie. Tutaj więc w momentach, gdy  $R$  przechodzi przez 0, bezwładność układu staje się nieskończenie wielka. Dlatego też może ona wpływać znacznie na głębokość modulacji, czego się nie przewiduje przy projektowaniu opartem na charakterystyce statycznej.

Najdogodniej jest rozpatrzyć teoretycznie takie zagadnienie na układzie pliodynatronowym (rys. 1), gdyż rów-



Rys. 1.

nia ułożone dla niego są najprostsze. Jego zastępczy układ przedstawia rys. 2-a, w którym  $r$  jest opornością ujemną dynatronu,  $L$ ,  $C$  i  $R_0$  są stałymi obwodu. Przez wprowadzenie równoległej oporności ujemnej  $r$  do obwodu

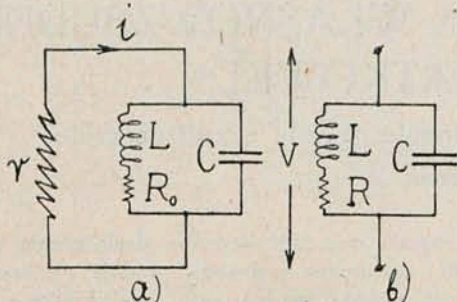
\*\*) J. Groszkowski. Oporność generatora lampowego dla częstotliwości modulującej. Przegl. Radjot. 1931, str. 113.



otrzymamy układ uproszczony 2-b. Tutaj  $R$  jest zastępczą opornością układu traktowanego jako całość.

$$R = R_0 + \frac{L}{Cr} \quad (1)$$

Początkowo rozpatrzmy przebiegi w układzie idealnym w którym charakterystyki dynatronu,  $i=f(V)$ , są proste i nieograniczone. Oporność takiego dynatronu nie zależy od amplitudy  $\bar{V}$ , a tylko od  $V_s$  — potencjału siatki wewnętrznej.



Rys. 2.

Przyjmijmy dogodną dla dalszych rachunków zależność

$$\frac{1}{r} = -\alpha V_s; (\alpha > 0); \quad (2)$$

W stanie ustalonym, gdy amplituda prądu w obwodzie, a więc i amplituda napięcia na obwodzie nie zmienia się, oporność dynatronu musi być równa takiemu  $r_0$ , aby  $R = R_0 + \frac{L}{Cr_0} = 0$ ; stąd  $\frac{1}{r_0} = -\frac{R_0 C}{L}$ . Będzie to przy pewnym  $V_s$ , które oznaczymy  $V_{s0}$ . Chcąc otrzymać wahania amplitudy napięcia na obwodzie, należy zmieniać, np. sinusoidalnie,  $V_s$  dokoła wartości  $V_{s0}$ :

$$V_s = V_{s0} + \bar{V}_s \sin \omega t, \quad (3)$$

gdzie  $\bar{V}_s$  jest amplitudą wahań potencjału siatki, a  $\omega$  — pulsacją modulacji. Wtedy

$$R = R_0 - \frac{L}{C} \alpha (V_{s0} + \bar{V}_s \sin \omega t). \quad (4)$$

Bez modulacji

$$R = R_0 - \frac{L}{C} \alpha V_{s0} = 0 \quad (5)$$

Podstawiając (5) do (4) otrzymamy

$$R = -\frac{L}{C} \alpha \bar{V}_s \sin \omega t. \quad (6)$$

Z analizy obwodu na rys. 2-b wynika, jak wiadomo, zależność

$$\bar{V} = \bar{V}_0 e^{-\frac{R}{2L} t}, \text{ przy } R = \text{const.} \quad (7)$$

Dla zbadania przebiegów przy zmiennym  $R$  zróżniczkujemy (7):

$$\frac{d\bar{V}}{dt} = -\frac{R}{2L} \bar{V} \quad (8)$$

i tu podstawmy  $R$  z (6) <sup>1)</sup>.

$$\frac{d\bar{V}}{dt} = \frac{\alpha \bar{V}_s}{2C} \bar{V} \sin \omega t. \quad (8a)$$

Rozwiązanie równania różniczkowego (8a), po podstawieniu warunków początkowych  $t = 0; \bar{V} = \bar{V}_0$ , da nam

$$\bar{V} = \bar{V}_0 e^{\frac{\alpha \bar{V}_s}{2\omega C} (1 - \cos \omega t)} \quad (9)$$

<sup>1)</sup> Patrz dodatek I na końcu artykułu.

Jak widać,  $\bar{V}$  jest proporcjonalne do  $\bar{V}_0$ , gdy założono nieograniczone charakterystyki dynatronu. Charakterystyka statyczna modulacji takiego układu  $\bar{V} = f(V_s)$  będzie linią prostą pionową, przechodzącą przez  $V_{s0}$ , gdyż przy tem napięciu siatki dla każdego  $\bar{V}$  jest stan ustalony.

Z równania (9) okazuje się, że dla

$$\omega t = 0, \bar{V} = \bar{V}_{\min} = \bar{V}_0,$$

a dla 
$$\omega t = \pi, \bar{V} = \bar{V}_{\max} = \bar{V}_0 e^{\frac{\alpha \bar{V}_s}{\omega C}}$$

A więc 
$$\frac{\bar{V}_{\max}}{\bar{V}_{\min}} = e^{\frac{\alpha \bar{V}_s}{\omega C}}$$

Modulacja zależy zatem wprost od  $\bar{V}_s$ , a także zależy odwrotnie od częstotliwości modulacji i pojemności obwodu drgającego, nie zależy natomiast bezpośrednio od częstotliwości prądu w obwodzie. Ten ważny wniosek powtórzy się przy rozważaniu układu o ograniczonych charakterystykach dynatronu. Jednak w rozpatrzonym uproszczonym układzie łatwiej uzmysłowić sobie fizyczną stronę zjawiska. Bezwładność amplitudy drgań nie pozwala jej zbyt szybko rosnąć lub maleć, toteż im częściej będziemy chcieli ją zmienić, w tem szerszych będzie się zmieniała granicach. Co do pojemności obwodu  $C$ , to wpływa ona na przebieg dlatego, że oporność wywołująca modulację jest załączona równolegle do obwodu drgającego. Jeśli ułożyć równanie różniczkowe dla takiego układu, to z jego rozwiązania otrzymamy

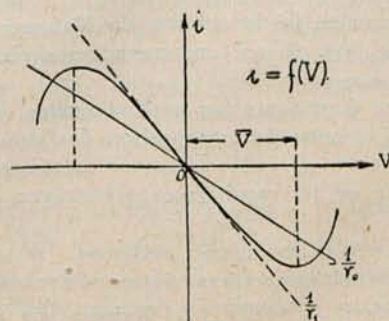
$$\bar{V} = \bar{V}_0 e^{-\frac{1}{2rC} t}$$

Gdyby zmieniać oporność szeregową obwodu, to modulacja zależałaby od indukcyjności co widać z zależności (7).

Charakterystyka rzeczywistego dynatronu w okolicy swej części spadającej ma kształt jak na rys. 3. W analizie często zakłada się jej równanie po przesunięciu osi

$$i = \left(\frac{1}{r_1}\right) V + \beta V^3; \quad (10)$$

$\left(\frac{1}{r_1}\right)$  jest to nachylenie stycznej do charakterystyki w jej punkcie przegięcia. Jesliby amplituda oscylacji  $\bar{V}$  była bar-



Rys. 3.

dzo mała, to lampa dynatronowa miałaby ujemną oporność  $r_1$ , przy wzroście natomiast amplitudy, przebiegi wejda na zakrzywienie charakterystyki i efektywna oporność się zwiększy. Można ją obliczyć jako stosunek amplitudy napięcia sinusoidalnego do składowej podstawowej odkształconego prądu.

Niech  $V = \bar{V} \sin \Omega t$ ;

wtedy 
$$i = \frac{1}{r_1} \bar{V} \sin \Omega t + \beta \bar{V}^3 \sin^3 \Omega t,$$



Amplituda podstawowej składowej prądu

$$\bar{I}_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i_1 \sin \Omega t \cdot d(\Omega t) = \frac{1}{r_1} \bar{V} + \frac{3}{4} \beta \bar{V}^2;$$

stąd

$$\frac{1}{r} = \frac{\bar{I}_1}{\bar{V}} = \frac{1}{r_1} + \frac{3}{4} \beta \bar{V}^2. \quad (11)$$

Tę oporność ujemną równoległą można wprowadzić do obwodu, jak w poprzednim przykładzie, rys 2. Wtedy

$$R = R_0 + \frac{L}{C} \cdot \frac{1}{r} = R_0 + \frac{L}{C r_1} + \frac{3}{4} \frac{\beta L}{C} \bar{V}^2. \quad (12)$$

W stanie ustalonym  $R$  musi być równe zero.  $\bar{V}$  odpowiadające temu stanowi oznaczmy przez  $\bar{V}_0$ . A więc

$$R_0 + \frac{L}{C r_1} + \frac{3}{4} \frac{\beta L}{C} \bar{V}_0^2 = 0. \quad (13)$$

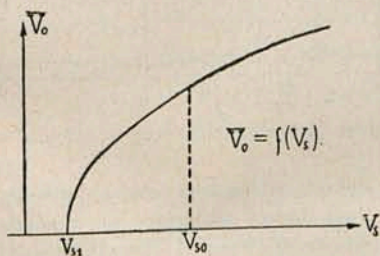
Załóżmy, że zmiana napięcia siatki wewnętrznej pliodynatronu, podobnie jak poprzednio, zmienia nachylenie stycznej do charakterystyki w punkcie przegięcia:

$$\frac{1}{r_1} = -\alpha V_s; \quad (\alpha > 0). \quad (14)$$

Po podstawieniu (14) do (13) wyznaczmy amplitudę napięcia w stanie ustalonym

$$\bar{V}_0 = \sqrt{\frac{4}{3\beta} \left( \alpha V_s - \frac{R_0 C}{L} \right)}. \quad (15)$$

Jest to równanie charakterystyki statycznej modulacji; ma ona kształt paraboli, rys. 4).



Rys. 4.

Jeżeli  $\bar{V} \neq \bar{V}_0$ , to cały układ posiada pewną zastępczą oporność  $R$ . Wyznaczyć ją można przez dodanie stronami (13) do (12).

$$R = \frac{3}{4} \beta \frac{L}{C} (\bar{V}^2 - \bar{V}_0^2). \quad (16)$$

Jeżeli więc  $\bar{V}$  w pewnej chwili jest np. większe od  $\bar{V}_0$ , to układ będzie miał dodatnią oporność  $R$  i  $\bar{V}$  będzie malało, aż osiągnie wartość  $\bar{V}_0$ . Teoretycznie będzie to trwało nieskończenie długo, tembardziej, że w miarę zbliżania się  $\bar{V}$  do  $\bar{V}_0$ ,  $R$  maleje do zera. (Przyczyna zmniejszania się  $\bar{V}$  leży w tem, że przy większych amplitudach dynatron ma mniej korzystną oporność ujemną i nie może całkowicie skompensować strat w obwodzie).

Teraz podstawimy do równania (8) wyrażenie na  $R$  z (16) <sup>2)</sup> i otrzymamy

$$\frac{d\bar{V}}{dt} = -\frac{3\beta}{8C} (\bar{V}^2 - \bar{V}_0^2) \bar{V}. \quad (17)$$

Aby wyciągnąć potrzebne wnioski, wystarczy rozwiązać równanie (17) metodą kolejnych przybliżeń. W tym celu należy je przedstawić w postaci:

$$\bar{V} = \bar{V}_0 \sqrt{1 - \frac{8C}{3\beta \bar{V}_0^2} \frac{d\bar{V}}{dt}} \dots \dots \dots (18)$$

Założywszy, że  $\bar{V}$  bardzo mało się zmienia ( $\frac{d\bar{V}}{dt} \approx 0$ ), otrzymamy pierwsze przybliżenie  $\bar{V} = \bar{V}_0$ . Podstawiając je do prawej strony równania (18) otrzymamy drugie przybliżenie

$$\bar{V} = \bar{V}_0 \sqrt{1 - \frac{8C}{3\beta \bar{V}_0^2} \frac{d\bar{V}_0}{dt}} \dots \dots \dots (19)$$

Widać stąd, że aby przy modulacji możliwie mało odbiegać od charakterystyki statycznej modulacji, a więc aby było  $\bar{V} \approx \bar{V}_0$ , wyrażenie

$$\frac{8C}{3\beta \bar{V}_0^2} \frac{d\bar{V}_0}{dt} \dots \dots \dots (20)$$

powinno być możliwie małe wobec jedności.

Obrawszy punkt pracy dla  $V_s$  równego pewnemu  $V_{s0}$  modulujemy układ sinusoidalnym napięciem o amplitudzie  $\bar{V}_m$ :  $V_s = V_{s0} + \bar{V}_m \sin \omega t$ . Mając więc  $\bar{V}_0$  określone z (15), możemy drogą dość skomplikowanych przeliczeń doprowadzić wyrażenie (20) do postaci

$$\frac{m \omega C}{2\alpha (V_{s0} - V_{s1})} \cdot \frac{\cos \omega t}{\left(1 + \frac{m}{2} \sin \omega t\right)^2}; \quad (21)$$

$m$  — jest to głębokość modulacji obliczona z charakterystyki statycznej (15).

$\alpha (V_{s0} - V_{s1})$  — określa, jak daleko jest punkt pracy od miejsca zerwania drgań.

( $\omega$  — powstało ze zróżniczkowania wyrażenia na  $V_0$  (15).

Dla nas istotne znaczenie posiada lewy ułamek wyrażenia (21). Jest on tem mniejszy, im mniejsze jest  $m$ ,  $\omega$  i  $C$ , oraz im większe  $\alpha (V_{s0} - V_{s1})$ . W ostatecznej więc konkluzji tych rozważań można powiedzieć, że podczas modulacji stan generatora tem mniej będzie odbiegał od charakterystyki statycznej, im:

- 1<sup>o</sup> mniejszą zaprojektujemy głębokość modulacji,
- 2<sup>o</sup> mniejsza jest częstotliwość modulacji,
- 3<sup>o</sup> mniejsza jest pojemność obwodu drgań, oraz
- 4<sup>o</sup> dalej znajduje się punkt pracy od zerwania drgań.

Zbyt mała jest analogja między opisaną modulacją, a w praktyce stosowaną modulacją siatkową, aby można było do niej bez zastrzeżeń zastosować powyższe wnioski. Analogja polega głównie na podobieństwie kształtów charakterystyk statycznych modulacji i głównych fizycznych procesów tam zachodzących (ten sam układ zastępczy, rys. 2a). Ponieważ jednak do modulacji siatkowej trudno zastosować analizę, należy poprzestać na danych doświadczalnych pozwalających stwierdzić słuszność niektórych wyżej napisanych wniosków.

Układ badany posiadał dane jak na rys. 5.  $C$  — jest stosunkowo duże, aby efekty były wyraźniejsze. Dość duża cewka (400 zw.), lecz słabo sprzężona z obwodem dawała napięcie na pionową parę płytek oscylografu katodowego. Pozioma para płytek otrzymywała napięcie z oporu z którego brano potencjometrycznie część napięcia do modulacji. W ten sposób napięcie na oscylografie było w fazie z napięciem modulującym. Tak skojarzone napięcia powinny dawać na oscylografie figurę symetryczną względem osi poziomej i ograniczoną od góry częścią charakterystyki modulacji.

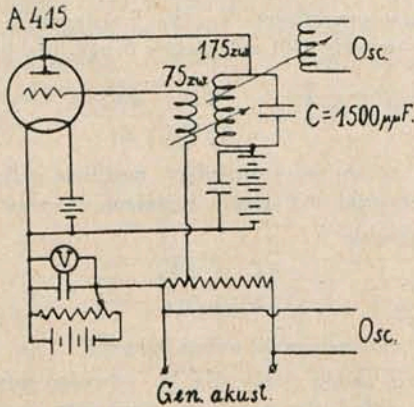
Napięcie modulujące miało stałą amplitudę równą 0,2 v. Zmieniana była jego częstotliwość i początkowy potencjał siatki. Jak widać ze zdjęć oscylograficznych, rys. 6, jedynie fig. a dla częstotliwości modulacji  $f = 50$  c, przy punkcie pracy dość odległym od punktu zerwania drgań jest ograniczona linją pojedynczą. Wszystkie inne są ograniczone pętla-

<sup>2)</sup> Patrz dodatek II.

<sup>3)</sup> Podobne równanie wyprowadził L. B. Arguimbau, l. c.

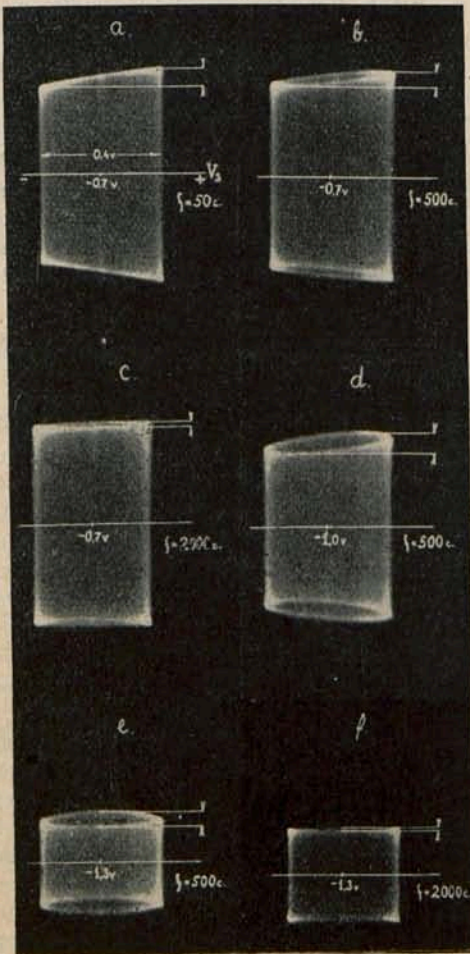


mi o kształcie eliptycznym. Te krzywe są zestawione na rys. 7 w odpowiedniej skali wraz ze statyczną charakterystyką modulacji. Krzywe a, b i c wykazują wpływ częstotliwości modulacji. Przy większej częstotliwości elipsa jest prawie



Rys. 5.

pozioma i głębokość modulacji jest mniejsza niż obliczona z charakterystyki statycznej. Krzywe b i d wykazują wpływ oddalenia od punktu zerwania drgań. Krzywe e i f są blisko punktu zerwania drgań, tam gdzie charakterystyka jest pra-



Rys. 6.

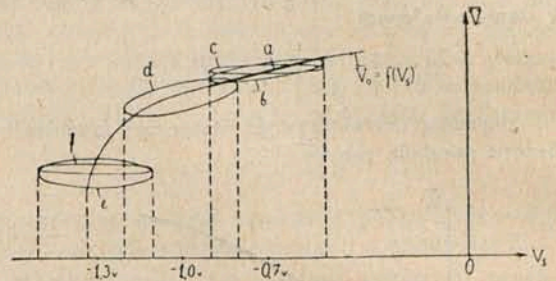
wie pionowa. Wtedy układ jest bardzo podobny do uproszczonego układu opisanego na początku. Można by nawet sprawdzić zgodność z analizą: z równania (9) można obliczyć amplitudę modulacji

$$\frac{1}{2} (\bar{V}_{\max} - \bar{V}_{\min}) = \frac{1}{2} \bar{V}_0 \left( e^{\frac{\alpha \bar{V}_s}{\omega C}} - 1 \right) = \frac{1}{2} \bar{V}_0 \left[ 1 + \frac{\alpha \bar{V}_s}{\omega C} + \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha \bar{V}_s}{\omega C} \right)^2 + \dots - 1 \right] \approx \bar{V}_0 \cdot \frac{\alpha \bar{V}_s}{2 \omega C}$$

W przybliżeniu jest ona odwrotnie proporcjonalna do  $\omega$ , co się zgadza z rysunkiem.

Oczywiście przy takim stanie pracy nie może być mowy o wierności odtwarzania ani o możliwości głębokiego modulowania małym napięciem. Tak źle pracujący układ modulacyjny można jednak znacznie poprawić dając mniejsze C, lecz nigdy nie należy zbyt zbliżyć się do punktu zerwania drgań.

Przy modulacji anodowej generatora własnowzbudnego zachodzą podobne przebiegi fizyczne. I tu nie pracujemy na charakterystyce statycznej modulacji, gdyż wtedy oporność zastępcza całego układu byłaby zerem, nie byłoby więc przyczyny zmniejszającej lub zwiększającej amplitudę drgań. Układ ten nie był badany w pracy niniejszej, lecz można się w nim spodziewać lepszych warunków modulacji. Jego charakterystyka modulacji niema odcinków o znacznym nachyleniu, układ ten nie zbliża się do opisanego układu uproszczonego.



Rys. 7.

Przy modulacji generatora obcowzbudnego kwestia ta nie istnieje. Jego układ zastępczy nie posiada oporności ujemnej kompensującej oporność obwodu drgań. Na jej miejscu jest obca siła elektromotoryczna. Z powodu dużej oporności R bezwładność obwodu jest tak mała, że nie wywiera ona wpływu na głębokość modulacji.

Dodatek I\*).

Stosowalność równania (8) dla obwodu na rys. 2b, przy zmiennem R, można uzasadnić na podstawie bądź rozumowania fizycznego, bądź też matematycznego. Fizyczne uzasadnienie przedstawia się w ten sposób:

Niech rys. 8 przedstawia przebieg napięcia V w obwodzie RLC (rys. 2b) przy stałym R. Wtedy amplituda V zmienia się wg. równania  $\bar{V} = \bar{V}_0 e^{-\frac{R}{2L}t}$ , jej różniczka  $d\bar{V} = -\frac{R}{2L} \bar{V} dt$ , a przyrost skończony w okresie wielkiej częstotliwości T, w przybliżeniu

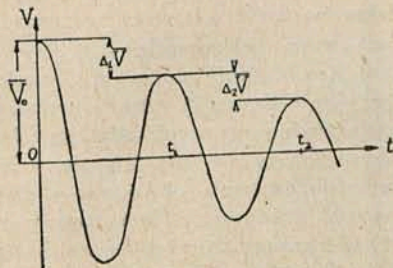
$$\Delta \bar{V} = -\frac{R}{2L} \bar{V} T \dots \dots \dots (a)$$

Interpretując fizycznie równanie (a) widzimy, że przyrost amplitudy w okresie T jest proporcjonalny do tłumienia, do amplitudy będącej w tym okresie (jakieś przeciętnej) i do samego okresu T. Wydaje się zrozumiałym, że przyrost ten zależy od tłumienia będącego w danym okre-

\*) Wywołany dyskusją po odczytaniu pracy na zebraniu Sekcji Radjot. S. E. P. dnia 25.X.33 r.



się, nie zależy natomiast od tłumienia będącego przedtem lub potem. Naprzykład  $\Delta V_2$  zależy od tłumienia, jakie było w okresie  $t_1 \div t_2$  (stałego w tym czasie), nie zależy natomiast od tłumienia, jakie było w okresie  $0 \div t_1$ . Zatem równanie (a) stosuje się także w przypadku tłumienia zmieniającego się co okres (stałego w każdym z okresów). Przewidując znikomą wpływ zmienności tłumienia w czasie okresu wielkiej częstotliwości, piszemy równanie (a) w postaci różniczkowej, a więc w postaci (8).



Rys. 8.

W uzasadnieniu matematycznym wyjdziemy z podstawowego równania dla obwodu na rys. 2b:

$$V'' + 2\alpha V' + \Omega_0^2 V = 0, \dots (b)$$

gdzie

$$\alpha = \frac{R}{2L}; \Omega_0^2 = \frac{1}{LC}.$$

Jest ono słuszne zarówno przy stałym  $\alpha$  jak i przy zmiennym. Jego rozwiązanie przy stałym  $\alpha$  jest

$$V = V_0 e^{-\alpha t} \cdot \sin(\Omega t + \varphi), \dots (c)$$

Chcąc rozwiązać je przy zmiennym  $\alpha$  założymy

$$V = x \cdot y; V' = x'y + xy'; V'' = x''y + 2x'y' + xy''; (d)$$

i podstawmy do (b), a po uszeregowaniu względem funkcji y otrzymamy

$$x y'' + 2(x' + \alpha x) y' + (\Omega_0^2 x + 2x' + x'') y = 0. \dots (e)$$

Ponieważ na miejsce jednej zmiennej podstawiamy dwie, możemy założyć dodatkowy warunek określający zmienność jednej z nich. Wiadomym jest, że przy stałym  $\alpha$  amplituda nie zmienia się, jeśli  $2\alpha = 0$ . Niech więc i tu współczynnik przy  $y'$  będzie równy zeru:

$$x' + \alpha x = 0. \dots (f)$$

Jego rozwiązaniem jest

$$x = A e^{-\int \alpha dt}; \dots (g)$$

gdzie A — stała dowolna.

Wtedy równanie (e) po podzieleniu przez x [ $x \neq 0$  wobec (g)] i podstawieniu (g) przekształci się na

$$y'' + \Omega_0^2 \left(1 + \frac{\alpha'}{\Omega_0^2} + \frac{\alpha^2}{\Omega_0^2}\right) y = 0. \dots (h)$$

W naszym przykładzie  $\alpha = \bar{\alpha} \sin \omega t$ . Po podstawieniu otrzymamy

$$y'' + \Omega_0^2 \left(1 + \frac{\bar{\alpha} \omega}{\Omega_0^2} \cos \omega t + \frac{\bar{\alpha}^2}{\Omega_0^2} \sin^2 \omega t\right) y = 0. \dots (i)$$

Rozwiązanie tego równania jest bardzo zbliżone do rozwiązania równania prostszego  $y'' + \Omega_0^2 y = 0$ , mianowicie  $y = A \sin(\Omega_0 t + \varphi)$ , gdyż przy praktycznym rzędzie wielkości  $\alpha = 10^3$ ,  $\omega = 10^4$ ,  $\Omega_0 = 10^6$ , współczynniki przy  $\cos \omega t$  i  $\sin^2 \omega t$  są rzędu  $10^{-5}$  i  $10^{-6}$ . Drobne odchylenia wynikające z ich obecności możemy pominąć i wtedy okaże się, że funkcja x dobrze odpowiada naszemu wyobrażeniu amplitudy, a równanie (f) wyraża rządzące nią prawo. Jest ono jednak identyczne z (8). (Jego rozwiązanie ogólne  $\bar{V} = \bar{V}_0 e^{-\int \alpha dt}$  przechodzi przy stałym  $\alpha$  w  $\bar{V} = \bar{V}_0 e^{-\alpha t}$ ).

Może być jednak taka zmienność  $\alpha$ , że we właściwym rozwiązaniu na V nie będzie można wyodrębnić czynnika zwanego amplitudą, pomimo, że równanie (8) da jakieś rozwiązanie. Będzie to jednak winą niedoskonałego określenia „amplitudy”, a nie równania (8), jak to wynika z następującego rozumowania:

Przy stałym  $\alpha$  „amplitudę napięcia szybkozmiennego” określamy jako funkcję w wyrażeniu na V (c), przez którą jest pomnożony  $\sin(\Omega t + \varphi)$ . Z wyrażenia na V przy zmiennym  $\alpha$  nie można wyodrębnić  $\sin(\Omega t + \varphi)$ , więc poprzednie określenie amplitudy tu się nie stosuje. Można jednak przedstawić to rozwiązanie jako iloczyn dwóch funkcji (u nas x i y), z których y jest zbliżone praktycznie do sinusa i staje się sinusem dla  $\alpha = \text{const}$  (z/i). Narzuca się myśl, aby „amplitudą” w tym ogólnym przypadku nazywać funkcję dopełniającą x (g). Oczywiście mogą istnieć takie kształty zmienności  $\alpha$ , że rozwiązanie na y (i) nie będzie już miało nic wspólnego z sinusem, jednak czynnik x — „amplituda” będzie istniała. Sens fizyczny jej jednak zatraci się wtedy zupełnie.

Dodatek II.

Dla obwodu RLC o nieliniowej oporności, niewątpliwie bardzo trudno jest wyprowadzić możliwie ściśle równanie na amplitudę. Jednak, rozumując fizycznie, wydaje się bardzo prawdopodobnym, że zależność (a), a więc i (8) będzie z dużym przybliżeniem słuszne i dla interesującego nas przypadku.

Laboratorium Naukowe  
Instytutu Radjotechnicznego.  
Warszawa, maj 1933 r.



# KONSTRUKCJA I POMIARY WIELOKROTNEJ ANTENY ODBIORCZEJ<sup>1)</sup>.

Les mesures et l'accord d'un aérien de réception pour ondes courtes dirigées.

Inż. Wacław Struszyński.

Sommaire.

L'auteur décrit la construction d'un aérien de réception pour ondes courtes dirigées, étudiée pour la longueur d'onde env. 21 m.

Il décrit la mode opératoire de l'accord et présente ensuite les résultats de mesures du gain et donne la courbe caractéristique de rayonnement de cette antenne. Il déduit ensuite la formule générale à calculer le transformateur de ligne.

W roku bieżącym na zamówienie Ministerstwa Poczty i Telegrafów, została zainstalowana w Centrali Odbiorczej w Grodzisku, przez Państwowe Zakłady Tele-Radjotechniczne antena wielokrotna, przeznaczona do odbioru kierunkowego japońskiej stacji Nagoy'a (J. N. A.), pracującej na fali:  $\lambda = 21,65$  (13 380 kc/sek.). Inwestycja ta, pozwalająca na zwiększenie szybkości nadawania, oraz przedłużenie okresu pracy w ciągu doby, stała się niezbędną z chwilą, gdy trafika osiągnęła rozmiary, przekraczając możliwości odbioru przy pomocy pojedynczej anteny dipolowej; te możliwości szczególnie są ograniczone w okresie letnim, niekorzystnym dla odbioru.

Układ oscylatorów, zastosowany w omawianej antenie, nie przedstawia rozwiązania oryginalnego, gdyż projekt był oparty na systemie anten firmy Marconi W. T. Co.; o wyborze zdecydowały możliwości, jakie dają niezależne elementy antenowe tego systemu, dla eksperymentowania. Poza to do cech dodatnich systemu należy zaliczyć:

- polaryzację pionową,
- prostotę mechanicznej konstrukcji sieci.

Notomiast do cech ujemnych należą:

- zasilanie wielokrotne elementów antenowych,
- niezasilane elementy reflektorowe.

Kierunek polaryzacji jest obojętny z punktu widzenia prawdopodobieństwa i wielkości fadingu<sup>2)</sup>, tak, że przy długodystansowej komunikacji, współpracować mogą ze sobą dwie anteny o jednakowej lub różnej polaryzacji. Przewaga jednak systemu z pionową polaryzacją polega na większej niezależności kąta największego promieniowania anteny, od zmian przewodności ziemi. Większą (?) wrażliwość na przeszkody lokalne, przypisywaną elementom pionowym, należałoby sprawdzić doświadczalnie.

Konstrukcja sieci antenowej zależy od sposobu odwracania faz prądów w przestrzeni i kierunku polaryzacji; dla elementów jednorodnych (uniform aerial) pionowych, konstrukcja jest znacznie prostsza aniżeli dla innych, dzięki możliwości niezależnego ich zawieszenia i dzięki prostym kształtom geometrycznym.

Zasilanie wielokrotne anteny zwiększa znacznie koszt instalacji i komplikuje strojenie, dając wzajemnie równomierniejszy rozkład prądu w sieci.

<sup>1)</sup> Artykuł niniejszy stanowi streszczenie referatu, ogłoszonego dn. 24.5.33 na posiedzeniu odczytów Sekcji Radjotechnicznej S. E. P.

<sup>2)</sup> R. K. Pottera a. H. T. Früs. Some effects topography and ground on short-wave reception. Proc. of Inst. Radio Eng. Nr. 4, April 1932.

Siec reflektorów niezasilanych uniemożliwia odwracanie kierunku odbioru o 180°; pozatem niemożliwym jest strojenie reflektorów, gdyż własności rezonansowe są wyłącznie uwarunkowane ich wymiarami.

Linia zasilająca, której zadaniem jest przekazanie energii z anteny do odbiornika, została wykonana z koncentrycznych przewodów rurowych, gdyż linie jedno i dwuprzewodowe nie nadają się zupełnie do celów odbiorczych.<sup>3)</sup> W celu dopasowania obwodów, o różnych opornościach falowych, zakończenia linii zostały zaopatrzone z jednej strony w transformatory antenowe, z drugiej w obwód wejściowy odbiornika, a w rozgałęzieniu linii w transformator linjowy. W ten sposób uzyskuje się większą sprawność przeniesienia energii z anteny do odbiornika, dzięki uniknięciu odbić, a więc przepięć i przetężeń w linii.

Do oceny własności elektrycznych anten wystarczy poznanie dwóch wielkości:

zysku napięciowego i współczynnika, — który nazwijmy współczynnikiem rozproszenia.

Zysk napięciowy jest określony stosunkiem napięć, otrzymanych przy tem samym polu, z wielokrotnej anteny i z pojedynczej anteny półfalowej. Zysk ten zależy od ilości oscylatorów, rozmieszczonych w odstępach półfalowych w sieci antenowej i reflektorowej, (czyli od wymiarów obu sieci, wyrażonych w wielokrotności pół-fali); zależność ta jest następująca<sup>4)</sup>:

$$x \cong \sqrt{n}$$

gdzie:  $x$  — zysk napięciowy

$n$  — ilość półfalowych oscylatorów (rzeczywistych lub zastępczych).

Definicja współczynnika rozproszenia jest oparta na charakterystyce kierunkowej promieniowania w płaszczyźnie poziomej i wyraża się stosunkiem powierzchni pętli promieniowania bocznego, do pętli głównej wykresu. Jest to wielkość dająca pojęcie o stopniu, w jakim przeszkody, pochodzące z kierunków różnych od zasadniczego mogą zakłócać odbiór.<sup>5)</sup> Wielkość pętli bocznego promieniowania zależy głównie od rozstawienia oscylatorów w sieci, a także od amplitudy i fazy prądów; rozstawienie oscylatorów w sieci w odległości ponad pół fali, daje znaczny wzrost tego współczynnika.

Wielkości zysku i rozproszenia, określone doświadczalnie, mogą się różnić od teoretycznych, dzięki nierównomiernemu rozkładowi prądu w sieci, niewłaściwym fazom i t. p. czynnikiem, nieuwzględnionym w obliczeniach.

Przejdźmy teraz do opisu anteny, pokazanej na rys. 1 i 2. Antena składa się w dwóch sieci: antenowej i reflektorowej o rozpiętości  $2\lambda$  i wysokości  $1,5\lambda$  zawieszonych w odległości ca.  $\frac{\lambda}{4}$  od siebie, na dwóch 42-u metrowych

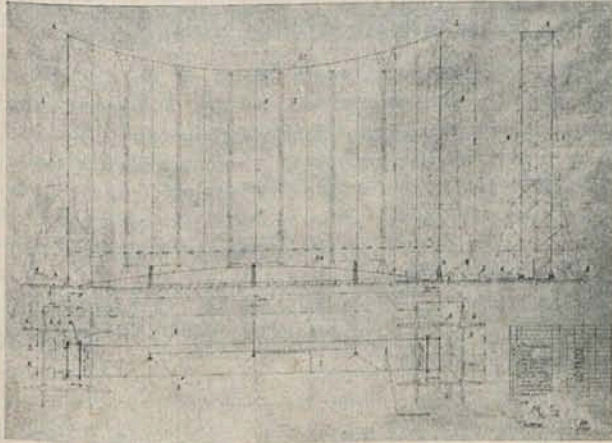
<sup>3)</sup> E. J. Sterba a. C. B. Feldman. Transmission lines for short-wave radio systems. Proc. of Inst. Radio Eng. Nr. 7 July 1932.

<sup>4)</sup> S. Manczarski. Oporność i zysk anten kierunkowych. Przegląd Radjotechniczny Nr. 9 - 10, Maj 1933.

<sup>5)</sup> G. C. Southworth. Certain factors affecting the gain of directive antennas. Proc. of Inst. Radio Eng. Nr. 9, Sept. 1930.



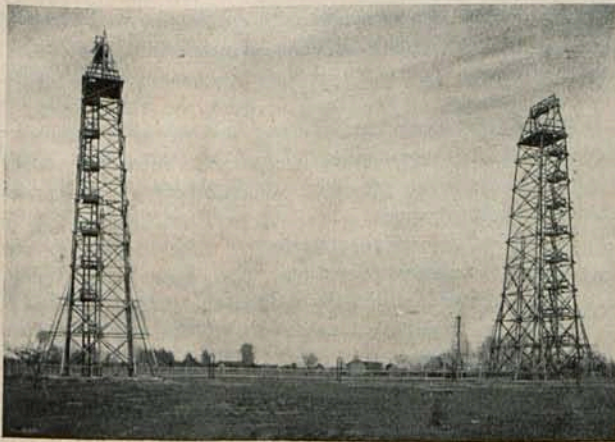
samostojących wieżach drewnianych<sup>9)</sup>. Sieć anten czynnych składa się z sześciu elementów antenowych; są to t. zw. anteny jednorodne (uniform aerial) w kształcie zygzaków (rys. 3); długość czynna elementów wynosi  $1,5 \lambda$ , w rozwińnięciu ca  $\left(\frac{5}{2}\lambda + \frac{1}{4}\lambda\right)$ ; dwa odcinki półfalowe są bierne (niepromieniujące) i służą do odwracania faz. Odległość pomiędzy elementami wynosi  $0,4 \lambda$ . Poszczególne elementy parami są połączone równolegle i poprzez transformator antenowy złączone są z linią zasilającą.



Rys. 1.  
Sieć anten i reflektorów.

Sieć reflektorową stanowi 13 elementów reflektorowych, składających się z 3-ch izolowanych odcinków półfalowych. Sieć reflektorowa nie jest zasilana t. zn. niema żadnego połączenia z linią i transformatorami.

Z każdej strony sieci antenowej są umieszczone pojedyncze elementy reflektorowe, mające na celu zmniejszenie rozproszenia.

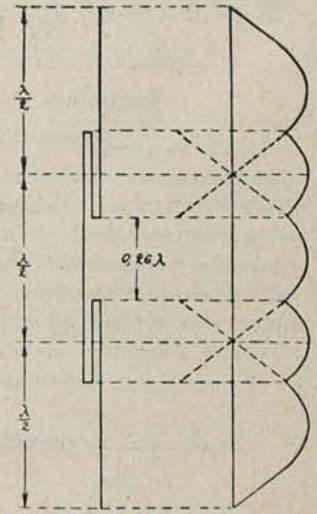


Rys. 2.  
Wieże antenowe (wysokość 42 m).  
Sieć przewodów niewidoczna.

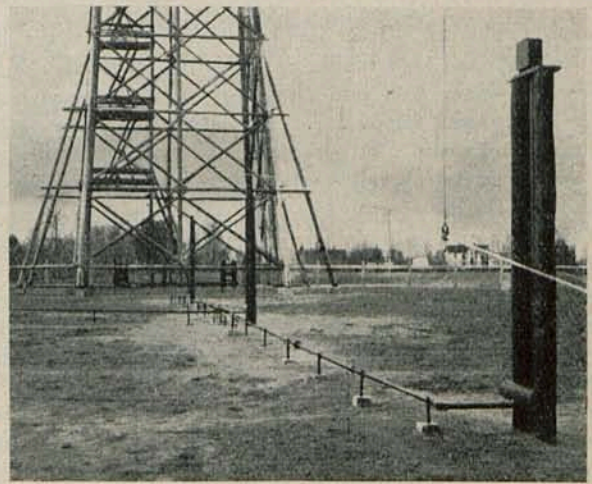
Pozostałe szczegóły konstrukcyjne widoczne są na rys. 2.

Linia zasilająca (feeder) długości ca. 190 m, jest wykonana z dwóch współosiowych rur (miedzianych): zewnętrznej o średnicy 50 mm, stanowiącej przewód uziemie-

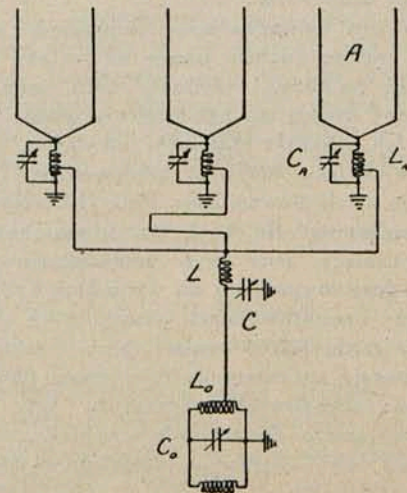
ny i wewnętrznej o średnicy 8 mm, podtrzymywanej na porcelanowych izolatorach gwiazdkowych. Oporność falowa takiej linii wynosi ca. 100  $\Omega$ . W linii zastosowano urządzenia dylatacyjne, w formie kołnierzy na rurach zewnętrznych i ruchomych złącz, na wewnętrznych. W pobliżu anten linia rozgałęzia się na trzy równe co do długości gałęzie (rys. 4), zakończone transformatorami antenowymi; w rozgałęzieniu znajduje się transformator linijowy (rys. 5). Linia jest uziemiona na obu końcach; rury zewnętrzne poza tym specjalnych uziemień nie posiadają ani też nie są izolowane.



Rys. 3.  
Wymiary i rozkład prądu jednorodnego elementu antenowego.



Rys. 4.  
Końcowa część linii zasilającej z transformatorami antenowymi na słupach i transformatorem linijowym w rozgałęzieniu.



Rys. 5.  
Schemat elektryczny linii zasilającej  
A — anteny; La, Ca — transformator antenowy; L, C — transformator linijowy; Lo, Co — obwód wejściowy odbiornika.  
(C. d. n.)

<sup>9)</sup> Wieże obliczyła i wykonała firma „Archos” w Warszawie.



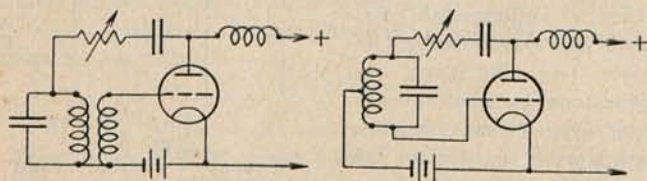
# WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

## Stabilizacja oporowa oscylatorów.

(F. E. Terman Electronics, lipiec 1933)

Oscylatory stabilizowane oporowo używane są we wszystkich oscylatorach dudnieniowych, laboratoryjnych oscylatorach akustycznych oraz dla wytwarzania częstotliwości nośnych w urządzeniach amerykańskiego Bell System. Cechą ich jest duża niezależność częstotliwości od przyłożonych napięć oraz prawie zupełnie sinusoidalny kształt fali.

Typowe oscylatory stabilizowane oporowo wskazuje rys. 1. Posiadają one dodatkowy opór pomiędzy anodą a ob-



Rys. 1.

wodem strojonym. Opór ten powinien być możliwie jak największy; rząd jego wielkości wynosi od 50 000 do 500 000 omów. Zadanie jego jest dwojakie: 1) wewnętrzna oporność dynamiczna lampy staje się małym ułamkiem ogólnej oporności obwodu, 2) ogranicza on amplitudę oscylacji do prostej części charakterystyki, tak że nie otrzymuje się prawie wcale harmonicznych.

Ograniczenie amplitudy wynika z tego, że układ nie może pokryć obciążenia prądem siatki, który dzięki temu jest zmniejszony do minimum i napięcie siatki nieznacznie tylko przekracza zero. Największe dodatnie napięcie siatki jest zwykle rzędu 25% wartości stałego ujemnego jej przednapięcia.

Kształt fali jest określony przez linijowość dynamicznej charakterystyki lampy w zakresie zmiennego napięcia wzbudzającego na siatce. Lampa musi więc pracować w warunkach amplifikatora linowego, wzmacniającego bez zniekształceń napięcia nieco większe od wartości ujemnego przednapięcia siatki. To ostatnie musi więc być nieco mniejsze niż dla amplifikatora, pracującego przy tym samym napięciu anodowym.

Choć opór jest najważniejszym czynnikiem stabilizującym, należy jeszcze zwrócić uwagę na to, aby sprzężenie między cewką siatkową i anodową było jaknajsilniejsze oraz na to, aby kształt fali był możliwie sinusoidalny. Dobry kształt fali zwiększa stabilność oscylatora dlatego, że moc bezwartowa jaką zużywają harmonicznie dostarczana jest pośrednio z fali głównej (por. Prof. Groszkowski, Przegląd Radjotechniczny Nr. 1—2, str. 1, rok 1933).

Opór stabilizujący musi być bezindukcyjny (masowy), zmienny dla dostosowania się do warunków każdej częstotliwości. Przy częstotliwościach akustycznych dopuszczalne są opory rzędu 500 000 omów, przy częstotliwościach radjowych stosuje się niższe wartości rzędu 100 000 omów, dla uniknięcia szkodliwych pojemności. Gdy opór taki nie ogranicza jeszcze dostatecznie amplitudy, bocznikuje się dodatkowo cewkę siatkową odpowiednim oporem (rzę-

du 100 000 omów). Kondensator blokujący w szereg z oporem stabilizującym powinien mieć jaknajmniejszy opór pozorny dla najmniejszej częstotliwości oscylatora, w porównaniu z wartością oporu stabilizującego.

(C. d. n.).

## KOMUNIKATY ZARZĄDU SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

Na zebraniu odczytowem Sekcji w dn. 24 stycznia r. b. został wygłoszony przez prof. D. Sokolcowa odczyt p. t. „Lampa elektronowa na fale decymetrowe”. Ze względu na to, że artykuł prelegenta o lampach decymetrowych już ukazał się w druku przed odczytem\*), prof. Sokolcow w swym odczycie poruszył zagadnienia, które trzeba rozwiązać przy projektowaniu lampy decymetrowej na pożądaną długość fali.

W dyskusji, która wywiązała się po odczycie, była przeważnie poruszana sprawa mocy lampy decymetrowej i sposobów jej pomiaru.

o

Dnia 31 stycznia 1934 odbyło się w lokalu SEP zebranie odczytowe Sekcji, na którym inż. Adam Smoliński wygłosił pierwszą część odczytu p. t. „Teoria modulacji dwuwstęgowej niesymetrycznej”.

Pierwsza ta część zawierała porównania modulacji jednowstęgowej z modulacją dwuwstęgową symetryczną, które to modulacje są szczególnymi przypadkami modulacji dwuwstęgowej niesymetrycznej. Porównanie to było przeprowadzone dla modulacji dwoma tonami — gdyż wówczas występują największe zniekształcenia. Wykazano, że przy dopuszczalnym współczynniku zniekształceń  $k_1 = 5\%$ , można zastosować 20% głębokości modulacji jednowstęgowej.

Po odczycie wywiązała się dyskusja, w której zabierali głos inż. Rajski, Kahan i Gurtzmann.

o

Zwyczajne doroczne Walne Zebranie Sekcji Radjotechnicznej S. E. P. odbędzie się dnia 14 marca r. b. o godz. 18-ej w lokalu własnym przy ul. Czackiego 3 m. 3.

Porządek dzienny:

1. Wybór przewodniczącego.
2. Sprawozdanie Zarządu:
  - a) sprawozdanie z działalności Zarządu za rok 1933,
  - b) sprawozdanie finansowe łącznie z budżetem na rok 1934.
3. Sprawozdanie Komisji Rewizyjnej.
4. Wybory:
  - a) Prezesa Sekcji,
  - b) Trzech członków Zarządu (na miejsce ustępujących w kolejności),
  - c) Komisji Rewizyjnej.
5. Wolne wnioski.

\*) Patrz „Przegląd Wojskowo-Techniczny — Łączność” 1933, w zeszytach listopadowym, str. 585—588 i grudniowym, str. 625—666.