

# PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGLASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XI.

1 Lutego 1933 r.

Zeszyt 3—4

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

Warszawa, Marszałkowska 33 m. 11, tel. 8-40-45.

## S O M M A I R E.

*Etude sur les lampes receptrices a coefficient d'amplification variable.* Par Bolesław Starnecki I. E. Par la voie de l'analyse de la caractéristique dynamique d'une lampe récéptrice à haute fréquence l'auteur démontre, que la caractéristique d'une lampe ne causant pas des déformations ou d'effet de „cross talk”, doit s'exprimer par une équation en désaccord avec le loi des puissances  $3/2$ . Par la suite l'auteur démontre, qu'une telle caractéristique est propre aux lampes dont le coefficient d'amplification varie le long de l'axe de la cathode. Se basant sur des formules qu'il vient de prouver l'auteur analyse le cas particulier d'une caractéristique dont l'équation est une courbe exponentielle, de même qu'il donne une méthode de calcul des lampes a coefficient d'amplification variable.

Vers la fin, l'étude nous donne quelques compléments aux résultats théoriques, et cela par une analyse des caractéristiques de quelques types des lampes existantes.

*La relation entre la variation de la fréquence et le contenu des harmoniques dans les systèmes oscillants. Les générateurs à fréquence constante* (à suivre) par J. Groszkowski. L'auteur considère le travail de l'oscillateur à résistance négative sur la caractéristique idéale ainsi que sur la caractéristique réelle. En se basant sur les relations énergétiques il constate que les variations de la fréquence qui ont lieu quand l'oscillateur passe de l'état „à la limite” à un état hors de cette limite est liée avec le contenu des harmoniques qui paraissent.

Revue documentaire; Bulletin.

## TEORJA I PROJEKTOWANIE LAMP O ZMIENNYM WSPÓŁCZYNNIKU AMPLIFIKACJI<sup>1)</sup>.

Inż. Bolesław Starnecki.

Lampy o zmiennym współczynniku amplifikacji, o zmiennym nachyleniu, „variable mu”, selektody — oto kilka utartych nazw lampy o specjalnych właściwościach, której pewne zalety opisali po raz pierwszy w r. 1930 Ballantine i Snow w „Proceedings”<sup>2)</sup>. Od owego czasu lampy te zyskały niezwykłą popularność, jako lampy wzmacniające w. cz. w układach odbiorczych, przyczem główne ich zalety są następujące: zmniejszanie wzgl. usuwanie zjawiska t. zw. modulacji skrośnej („cross talk”), umożliwienie regulacji siły odbioru w szerokich granicach bez wywoływania zniekształceń, wreszcie brak zniekształceń, powstających w zwykłych lampach w. cz. w przypadku odbierania silnych sygnałów.

W artykule niniejszym rozważymy przede wszystkim przyczyny, które skłoniły konstruktorów lamp do opracowania lampy w. cz. o tak specjalnych właściwościach, jakie posiada selektoda, następnie zaś podamy teorię samej lampy, zasady jej budowy i wreszcie przykłady liczbowe dotyczące wyników eksperymentalnych.

### 1. Analiza charakterystyki dynamicznej lampy katodowej.

Rodzinę charakterystyk lampy katodowej wieloelektrodowej możemy przedstawić w postaci zależności funkcjonalnej:

$$I_a = f(V'_a, V_s)$$

<sup>1)</sup> Wpłynęło do Redakcji dn. 14 listopada 1932 r.

<sup>2)</sup> S. Ballantine i H. A. Snow, Proceedings of the Institute of Radio Engineers, 1930, Nr. 12.

gdzie  $I_a$  oznacza prąd anodowy,  $V_s$  — napięcie siatki kierującej, zaś  $V'_a$  — napięcie, dla lampy jednosiatkowej równe napięciu anodowemu, a dla lamp wielosiatkowych — stanowiące pewną funkcję napięcia anodowego  $V_a$  oraz napięć siatek pomocniczych  $V'_{sn}$ .

Dalsze rozważania nasze ograniczymy do badania charakterystyk lamp ekranowanych (z siatką osłonową), ponieważ z jednej strony pozwoli to na znaczne uproszczenie wzorów, z drugiej zaś strony lampy takie są obecnie jedynie aktualne jako lampy wielkiej (wzgl. średniej) częstotliwości w układach odbiorczych.

W tym przypadku  $V'_a = V_a + g' V'_s$ , gdzie  $V'_s$  — napięcie siatki osłonowej,  $g'$  — współczynnik amplifikacji siatki osłonowej względem anody.

W normalnych warunkach pracy lampy ekranowanej jest stale

$$V_a - V'_s > 0$$

(w tym bowiem tylko zakresie lampa posiada duży współczynnik amplifikacji i dobre właściwości wzmacniające. Wchodzi to zresztą w zakres teorii zwykłych lamp ekranowanych, której w tem miejscu przypominać nie będziemy).

W tych warunkach  $g'$  jest wielkością tak dużą (kilkadziesiąt), że  $V_a$  można pominąć wobec  $g' V'_s$  i napisać:

$$V'_a \cong g' V'_s = \text{const}$$

(Jest to równoznaczne ze stwierdzeniem, że oddziaływanie zwrotne anody na siatkę lampy ekr-

nowanej jest małe, lub że opór wewnętrzny lampy jest b. duży wobec oporu zewnętrznego).

W tym przypadku równanie charakterystyk można (przy  $V_s = \text{const.}$ ) napisać w postaci:

$$I_a = F(V_s)$$

przyczem jest to już równanie nie tylko charakterystyki statycznej, ale i dynamicznej.

Rozwijając funkcję powyższą na szereg Mac Laurina, mamy:

$$I_a = a_0 + a_1 V_s + a_2 V_s^2 + \dots + a_n V_s^n + \dots \quad (1)$$

gdzie:

$$a_n = \frac{\left(\frac{\partial^n F}{\partial V_s^n}\right)_{V_s=0}}{n!} \dots \dots \dots (2)$$

Przypuśćmy, że napięcie siatki w początkowym punkcie pracy wynosi  $V_{s0}$  oraz, że odbieramy pewną stację radjofoniczną, która na siatce lampy wywołuje napięcie  $\bar{V}_{sm} (1 - m \sin \omega t) \sin \Omega t$

- ( $\bar{V}_{sm}$  — amplituda fali nośnej,
- $m$  — głębokość modulacji,
- $\omega$  — pulsacja o częstotliwości modulacji (akustycznej),
- $\Omega$  — pulsacja o częstotliwości fali nośnej).

(Dla uproszczenia pomijamy różnicę faz między małą a wielką częstotliwością).

Wobec tego chwilowa wartość napięcia na siatce badanej lampy wynosi:

$$v_s = V_{s0} + \bar{V}_{sm} (1 - m \sin \omega t) \sin \Omega t$$

lub po przekształceniu:

$$v_s = V_{s0} + \bar{V}_{sm} \sin \Omega t - \frac{m \bar{V}_{sm}}{2} [\cos (\Omega - \omega) t - \cos (\Omega + \omega) t] \dots \dots (3)$$

Po podstawieniu tej wartości do równania (1) otrzymalibyśmy chwilową wartość prądu  $i$ , płynącego w obwodzie anodowym lampy.

Łatwo się przekonać, że — po prostych przekształceniach — otrzymamy szereg w postaci:

$$i_a = \sum_{\substack{M=0 \\ N=0}}^{\pm \infty} A_{MN} \cdot \sin [(M \Omega \pm N \omega) t + \varphi]$$

przyczem  $M$  i  $N$  mogą przybierać wszystkie wartości szeregu naturalnego.

Z pośród tych wszystkich wyrazów interesują nas właściwie jedynie wyrazy, dla których  $M=1$ . Wszystkie wyrazy pozostałe, jako zawierające wyższe harmoniczne fali nośnej wzgl. tylko częstotliwość słyszalną, w normalnych warunkach — gdy w anodzie badanej lampy znajduje się obwód rezonansowy, nastrojony na częstotliwość fali nośnej — dają na siatce następnej lampy wahania napięcia tak małe, że można ich nie brać pod uwagę.

Nie wchodzi również w rachubę wyrazy, dla których  $N=0$ , dają one bowiem wielkość fali nośnej, niemodulowanej.

Wyrazy, dla których  $M=1$  oraz  $N \neq 0$ , przedstawiają sobą te składowe prądu, które po ewentualnym dalszym wzmocnieniu oraz po detekcji dadzą efekt słyszalny w głośniku lub słuchawkach. Z pośród tych wyrazów wyrazy, dla których

$N = \pm 1$ , stanowią niezniekształcony (pod względem częstotliwości) obraz napięć, działających na siatkę rozważanej lampy, inne natomiast — są źródłem zniekształceń, wprowadzając wyższe harmoniczne częstotliwości modulacji (akustycznej).

Podstawmy wyrażenie (3) do równania (1); po wykonaniu przekształceń oraz pominięciu nie interesujących nas zgodnie z wyżej powiedzianem wyrazów, otrzymamy szereg następujący:

$$i_a = a_1 \left\{ -\frac{m_1 \bar{V}_{sm}}{2} [\cos (\Omega - \omega) t - \cos (\Omega + \omega) t] \right\} + a_2 \left\{ -m V_{s0} \bar{V}_{sm} [\cos (\Omega - \omega) t - \cos (\Omega + \omega) t] \right\} + a_3 \left\{ -\frac{3}{2} m \bar{V}_{sm} \left[ V_{s0}^2 + \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{16} m^2 \right) \bar{V}_{sm}^2 \right] \times \right. \\ \left. \times [\cos (\Omega - \omega) t - \cos (\Omega + \omega) t] + \frac{3}{32} m^3 \bar{V}_{sm}^3 [\cos (\Omega - 3\omega) t - \cos (\Omega + 3\omega) t] + \frac{3}{8} m \bar{V}_{sm}^3 [\sin (\Omega - 2\omega) t - \sin (\Omega + 2\omega) t] + \frac{5}{16} m^2 \bar{V}_{sm}^3 [\sin (\Omega - 2\omega) t + \sin (\Omega + 2\omega) t] \right\} + \dots (4)$$

Z rozwinięcia tego można odrazu wysnuć następujące wnioski:

a) wyrazy szeregu (1), zawierające pierwszą oraz drugą potęgę napięcia  $V_s$ , nie wprowadzają do odbioru żadnych zniekształceń — zarówno amplitud, jak i częstotliwości;

b) dopiero wyrazy, zawierające  $V_s$  w potędze trzeciej, wprowadzają zniekształcenia — zarówno amplitud, jak i częstotliwości.

Przypuśćmy dalej, że na siatkę rozważanej lampy działa nie jedna stacja, ale dwie, o pulsacjach fal nośnych  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$ . Analogicznie do wzoru (3) napiszemy w tym wypadku wzór na wielkość chwilowej wartości napięcia na siatce lampy w postaci:

$$v_s = V_{s0} + V_{sm1} (1 - m_1 \sin \omega_1 t) \sin \Omega_1 t + \bar{V}_{sm2} (1 - m_2 \sin \omega_2 t) \sin \Omega_2 t \dots \dots (5)$$

(I tu dla większej przejrzystości pomijamy różnicę faz poszczególnych funkcji kątowych).

Gdyby powyższe wyrażenie podstawić do równania (1) i po przekształceniu wyodrębnić wyrazy interesujące nas — w danym wypadku byłyby to wyrazy kształtu  $\sin (\Omega_1 + P_1 \omega_1 + Q_1 \omega_2) t$  oraz  $\sin (\Omega_2 + P_2 \omega_1 + Q_2 \omega_2) t$  dla  $P$  i  $Q$  — liczb szeregu naturalnego — otrzymalibyśmy szereg podobny do szeregu wzoru (4), z którego wypłynęłyby bezpośrednio wnioski następujące:

c) w przypadku, gdy na siatkę lampy w. cz. działa suma napięć wg. wzoru (5), (t. zn. działają równocześnie dwie stacje nadawcze) — wyrazy szeregu (1), zawierające pierwszą oraz drugą potęgę napięcia  $V_s$ , nie wprowadzają do odbioru żadnych zniekształceń — zarówno amplitud, jak i częstotliwości — dla żadnej z odbieranych stacji.

d) Dopiero wyrazy, zawierające  $V_s$  w potędze trzeciej, wprowadzają zniekształcenia zarówno amplitud, jak i częstotliwości — dla każdej z odbieranych stacji, niezależnie jedna od drugiej; ponadto jednak wprowadzają one składowe kształtu

$\sin(\Omega_1 + P_1\omega_1 + Q_1\omega_2)t$  oraz  $\sin(\Omega_2 + P_2\omega_1 + Q_2\omega_2)t$  dla  $P$  i  $Q$  równocześnie różnych od zera.

W ostatnim przypadku mamy więc do czynienia z modulowaniem jednej stacji odbieranej przez częstotliwość akustyczną drugiej. To właśnie zjawisko nosi nazwę *modulacji skrośnej* (cross talk).

Charakterystyka normalnej lampy elektronowej (w danym wypadku lampy odbiorczej w. cz.) w zakresie jej stosowności składa się z części prostoliniowej oraz z części krzywoliniowej, o równaniu

$$I_a = C \left( \frac{V_a'}{g} + V_s \right)^{3/2} \dots \dots (6)$$

gdzie  $g$  = współczynnik amplifikacji lampy.

Gdyby praca odbywała się na odcinku prostoliniowym, mielibyśmy wówczas do czynienia z charakterystyką kształtu

$$I_a = a_0 + a_1 V_s,$$

t. zn. oczywiście nie zachodziłyby tutaj ani zniekształcenia, ani modulacja skrośna. Z drugiej jednak strony amplituda modulowanej składowej prądu anodowego wynosiłaby w tym wypadku — według wzoru (4) —  $a_1 \frac{m\bar{V}_{sm}}{2}$ ; amplituda modulowanej składowej napięcia, przychodzącego na siatkę następczej lampy, byłaby zatem  $V_s'' = a_1 \frac{m\bar{V}_{sm}}{2} R_a'$  (gdzie  $R_a$  — opór zastępczy w anodzie dla częstotliwości fali nośnej).

Amplituda napięcia modulowanego działającego na siatkę pierwszej lampy (rozważanej) wynosi wg. wzoru (3):

$$V_s' = \frac{m\bar{V}_{sm}}{2}$$

wobec tego *wzmocnienie* lampy wyraziłoby się wzorem:

$$k = \frac{V_s''}{V_s'} = a_1 R_a, \dots \dots (7)$$

byłoby zatem dla danego  $R_a$  wielkością stałą. Tymczasem obecne warunki odbioru radjofonicznego — b. wielka ilość stacji pracujących z b. wielkimi mocami — narzucają konieczność regulowania wzmocnienia, przyczem dla stworzenia właściwych warunków pracy lampy detektorowej regulacja ta winna odbywać się w członach w. cz. Z tego powodu nawet w wypadku stosowania zwykłych lamp w. cz. przenosi się ich punkt pracy na dolne zakrzywienie charakterystyki.

Wybierając ze wzoru (4) współczynniki przy  $[\cos(\Omega - \omega)t - \cos(\Omega + \omega)t]$ , otrzymamy amplitudę składowej zmiennej prądu anodowego o częstotliwości fali nośnej, modulowanej częstotliwością akustyczną (t. zn. bez zniekształceń częstotliwości), i podobnie jak wzór (7), wyprowadzimy ogólny wzór na wzmocnienie dla lampy w. cz.:

$$k = \left[ a_1 + 2a_2 V_{s0} + 3a_3 \times \right. \\ \left. \times \left\{ V_{s0}^2 + \left( \frac{1}{2} + \frac{3}{16} m^2 \right) \bar{V}_{sm}^2 \right\} + \dots \right] R_a^3 \dots (8)$$

<sup>3)</sup> Nb. wzór ten dla  $a_3 = 0$  względnie (w przybliżeniu) przy  $\bar{V}_{sm} < V_{s0}$  przybiera postać:  $k = (a_1 + 2a_2 V_{s0} + 3a_3$

Jak widać, wzmocnienie to zależy od wielkości początkowego napięcia siatki  $V_{s0}$ . Zmieniając to napięcie (np. przy pomocy potencjometru) regulujemy wzmocnienie.

W takim razie jednak widać odrazu, jakie nieprzyjemności pociąga za sobą stosowanie zwykłych lamp w. cz. Oto w rozwinięciu na szereg wyrażenia (6) bynajmniej nie znikają wyrazy, zawierające  $V_s$  w potęgach trzeciej i wyższych, ponieważ współczynniki  $a_3, a_4, \dots, a_n \neq 0$ .

Wobec tego grozi przede wszystkim *modulacja skrośna*. Zjawisko modulacji skrośnej jest tem przykre, że jeśli zajdzie ono w pierwszych lampie odbiornika — nie pomogą już żadne środki — w postaci obwodów rezonansowych, stosowanych po tej lampie — służące normalnie do oddzielenia stacji przeszkadzającej od stacji odbieranej. Gdyby dokonać podstawienia wzoru (5) do równania (1), okazałoby się, że współczynnik przy wyrazach, stanowiących przyczynę modulacji skrośnej, zależy od iloczynu  $\bar{V}_{sm1} \cdot \bar{V}_{sm2}$  (gdzie  $\bar{V}_{sm1}$  amplituda fali nośnej stacji odbieranej  $\bar{V}_{sm2}$  — stacji przeszkadzającej). Pragnąc więc zmniejszyć te wyrazy, należy mieć do czynienia z małymi  $\bar{V}_{sm1}$ , a zwłaszcza  $\bar{V}_{sm2}$ . Jedynym skutecznym sposobem uzyskania tego jest stosowanie filtrów wstęgowych przed pierwszą lampą w. cz. — co też w nowoczesnych odbiornikach ma miejsce.

Nawet jednak w razie ustrzeżenia się od modulacji skrośnej, stosowanie zwykłych lamp w. cz. grozi jako inną konsekwencją — występowaniem zniekształceń. Zniekształcenia te polegają na wprowadzeniu harmonicznych częstotliwości akustycznych (wzór 4) oraz na zależności wzmocnienia od głębokości modulacji (wzór 8; przy mniejszej głębokości modulacji, t. zn. przy słabszych tonach, wzmocnienie jest mniejsze).

I tutaj zniekształcenia te mogą być nieznaczne, jeśli amplituda  $\bar{V}_{sm}$  jest nieznaczna. Jednakże stosowanie filtrów w tym wypadku nie stanowi całkowitego rozwiązania: przy odbiorze silnej stacji lokalnej konieczne jest celem uniknięcia zniekształceń skrócenie anteny (np. przełożenie anteny do gniazdka z b. małym kondensatorem skracającym, często nawet do gniazdka ślepego).

Ostatecznie zatem, normalne lampy w. cz. przedstawiają wiele niedogodności. Przeprowadzone uprzednio rozważania wskazują jednak odrazu, jak tych niedogodności uniknąć: wystarczy skonstruować lampę o charakterystyce:

$$I_a = a_0 + a_1 V_s + a_2 V_s^2 \text{ (parabolicznej)}$$

aby uniknąć zarówno niebezpieczeństwa modulacji skrośnej, jak i zniekształceń.

Okaże się później, że z pewnych względów praktycznych korzystniejsza jest lampka o charakterystyce, odbiegającej od parabolicznej, ale posiadającej w każdym razie współczynnik  $a_3$  oraz dalsze tak małe, że wywoływane ich obecnością zniekształcenia i t. d. są praktycznie niedostrzegalne.

$V_{s0}^2 + \dots) R_a = \left( \frac{\partial I_a}{\partial V_s} \right)_{V_{s0}} \cdot R_a = S \cdot R_a$ , gdzie  $S$  — nachylenie w punkcie pracy. Jest to znany wzór na wzmocnienie dla lamp o dużym oporze wewnętrznym. Wzór ten jest tedy szczególnym przypadkiem wzoru (8).

Ostatecznie zatem *skonstruowanie właściwej lampy w. cz. sprowadza się do zaprojektowania lampy o charakterystyce, której bliższego kształtu narazie nie przesądzamy, ale bądź co bądź różnej od charakterystyki danej równaniem (6), t. zn. normalnej charakterystyki lampy katodowej, przebiegającej według prawa 3/2 potęg, uważanego do niedawna za obowiązujące dla wszelkich możliwych kształtów i układów elektrod.*

## 2. Teoria lamp o zmiennym współczynniku amplifikacji.

Wykażemy obecnie, że zaprojektowanie lampy odpowiadającej powyższemu określeniu jest możliwe; udowodnimy mianowicie, że *lampa, której współczynnik amplifikacji jest zmienny wzdłuż osi katody emitującej, t. zn. będący funkcją położenia na osi katody, posiada charakterystykę odbiegającą od prawa 3/2 potęg.*

Należy tu bliżej wyjaśnić pojęcie współczynnika amplifikacji. Wyobraźmy sobie w tym celu szereg (n) lamp, pracujących przy jednakowym napięciu anodowym i siatkowym, ale o różnych współczynnikach amplifikacji oraz ewent. różnych katodach. Charakterystyka dowolnej z tych lamp ma równanie

$$I_{an} = c_n \left( \frac{V_a'}{g_n} + V_s \right)^{3/2}.$$

Jeśli lampy te połączymy równolegle, otrzymamy równanie prądu wypadkowego:

$$I_a = \sum_n c_n \left( \frac{V_a'}{g_n} + V_s \right)^{3/2} \dots \dots (9)$$

Wyobraźmy sobie teraz, że wszystkie te lampy umieściliśmy we wspólnym balonie szklanym jedna obok drugiej, łącząc między sobą katody, siatki i anody. Utworzy się wówczas *jedna lampa* o charakterystyce, danej równaniem (9). Lampę tę przy pomocy płaszczyzn, prostopadłych do osi katody, moglibyśmy podzielić na jej części składowe, w każdej z nich istniałby inny współczynnik amplifikacji. A więc lampę taką można uważać za lampę o współczynniku amplifikacji zmiennym wzdłuż osi katody — mamy tu wyjaśnienie określenia podanego wyżej. Z drugiej jednak strony wielkością, charakteryzującą *wzmocnienie* lampy o danej charakterystyce  $I_a = f(V_a', V_s)$  jest wyrażenie

$$\frac{\left( \frac{\partial I_a}{\partial V_s} \right)}{\left( \frac{\partial I_a}{\partial V_a'} \right)} = G \dots \dots (10)$$

W wypadku normalnej lampy katodowej o charakterystyce, danej równaniem (6), jak łatwo sprawdzić:  $g = G$ . W wypadku jednak lampy o równaniu (9) oczywiście wyrażenie (10) nie ma nic

<sup>4)</sup> Porównaj np. Prof. J. Groszkowski: „Lampy katodowe”, str. 30.

wspólnego z wielkością  $g_n$ , charakteryzującą poszczególne elementy lampy.

W związku z tem dla wielkości  $g_n$  wprowadzimy termin: *geometryczny współczynnik amplifikacji*, w odróżnieniu od  $G$ , dla którego zachowamy miano *współczynnika amplifikacji*.

Możemy teraz przyjąć, że ilość elementów, składających się na lampę o równaniu (9), nieskończenie zwiększamy, przy równoczesnym zmniejszeniu długości poszczególnych odcinków katod. Dla takiego nieskończenie małego elementu napiszemy

zamiast współczynnika  $c_n$ :  $dc_n = \frac{\partial c}{\partial x} dx$ , oraz po-

szczególne współczynniki amplifikacji ujmemy w postaci pewnej funkcji odległości danego elementu od początku katody:  $g_n = g(x)$ . Wobec tego — jeśli pominąć wpływ sąsiednich elementów na siebie — będziemy mogli napisać równanie (9) w postaci:

$$I_a = \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial c}{\partial x} \left[ \frac{V_a'}{g(x)} + V_s \right]^{3/2} dx$$

przyczem granice całkowania określone są warunkami:

$$\frac{V_a'}{g(x_1)} + V_s = 0 \dots \dots (11)$$

(gdyż w przeciwnym razie wartość prądu anodowego dla poszczególnych elementów, zależna od wyrażenia  $\left[ \frac{V_a'}{g(x)} + V_s \right]^{3/2}$ , wypadłaby urojona — co jest niemożliwe).

$x_2 = L$  (całkowita długość katody, jaką mieć pragniemy).

Nadto dla normalnych lamp można przyjąć  $c(x) = c_0 x$ , wtedy  $\frac{\partial c}{\partial x} = c_0$ , zatem:

$$I_a = c_0 \int_{x_1}^{x_2} \left[ \frac{V_a'}{g(x)} + V_s \right]^{3/2} dx \dots \dots (12)$$

Takie jest zatem równanie charakterystyki lampy, której geometryczny współczynnik amplifikacji jest funkcją położenia na osi katody<sup>5)</sup>.

Można dowieść, że dla *dowolnej funkcji*  $I_a = f(V_a', V_s)$  można dobrać taką funkcję  $g(x)$ , aby było spełnione równanie (12). (Dowodu ogólnego nie podajemy, zadowolimy się jedynie nieco dalej rozważeniem wypadku szczególnego, specjalnie nas interesującego). A więc możliwe jest również skonstruowanie lampy o charakterystyce, odbiegającej od prawa 3/2 potęg — o co właśnie chodzi.

(d. c. n.)

<sup>5)</sup> Porównaj: G. Jobst, Ueber den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Entladungsgesetz bei Röhren mit veränderlichem Durchgriff, Telefunken Zts. Nr. 59, Listopad 1931.

# ZMIANY CZĘSTOTLIWOŚCI A ZAWARTOŚĆ HARMONICZNYCH W UKŁADACH OSCYLACYJNYCH. GENERATORY O STAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

Prof. Dr. Janusz Groszkowski,  
(Instytut Radjotechniczny, Warszawa).  
(Dokończenie).

## Wyniki doświadczalne.

Dla sprawdzenia wpływu filtrów na stałość częstotliwości zestawiono układ dynatronowy wg. schematu rys. 12. Dane były następujące:

$$L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = 1 \text{ H}, \quad L_5 = 0,5 \text{ H}$$

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 \cong 140 \Omega, \quad R_5 = 90 \Omega$$

Ażeby zawsze na granicy powstawania drgań częstotliwość była ta sama (1000 c), oraz ażeby ta granica zawsze wypadła przy tej samej wartości  $V_s = -5 \text{ V}$ , dobierano każdorazowo odpowiednią pojemność  $C_1$  i oporność  $S_1$ . Następnie zmieniano  $V_s$  do wartości  $-2 \text{ V}$  poza granicę, i mierzono zmiany częstotliwości  $\frac{\Delta\omega}{\omega}$ . Tablica I zawiera wyniki pomiarów dla kilku filtrów. Wynika stąd, że usuwanie harmoniczných istotnie polepsza stałość częstotliwości. Przy zastosowaniu czterech filtrów zmiana ta była mniejsza od  $-0,1\%$ .

Tablica I.

Filtr nastrojony na harmoniczną	2 <sup>ga</sup>	3 <sup>cia</sup>	4 <sup>ta</sup>	5 <sup>ta</sup>	bez filtrów
$\frac{\Delta\omega}{\omega}$	-3,5	-3,7	-4	-4,7	-5 <sup>o</sup> / <sub>100</sub>

Następnie badano wpływ kompensacji rozkładu energii w obwodzie. W tym celu nastrojono doświadczalnie cztery filtry w ten sposób, aby utrzymać minimum zmian  $\frac{\Delta\omega}{\omega}$  przy zmianie napięć zasilających. Zależność  $\frac{\Delta\omega}{\omega}$  w funkcji tych czynników, jak to: napięcie siatki, ekranu i anody, jest przedstawiona na rys. 14. Na tym samym rysunku — dla porównania — podane są krzywe (kreskowa-

ne) dla zwykłego obwodu (bez filtrów). Wpływ żarzenia był w obu wypadkach znikomo mały.

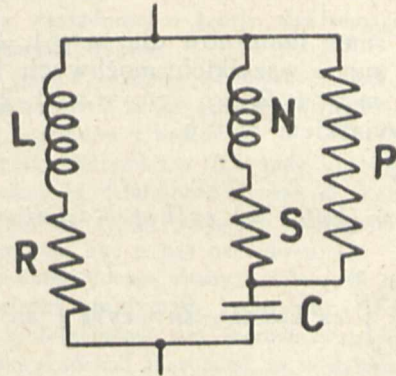
W dalszym ciągu badano obwód przedstawiony na rys. 15. Dane jego były następujące:

$$L = 1 \text{ H}, \quad R = 140 \Omega, \quad N = 0,25 \text{ H}, \quad S = 40 \Omega.$$

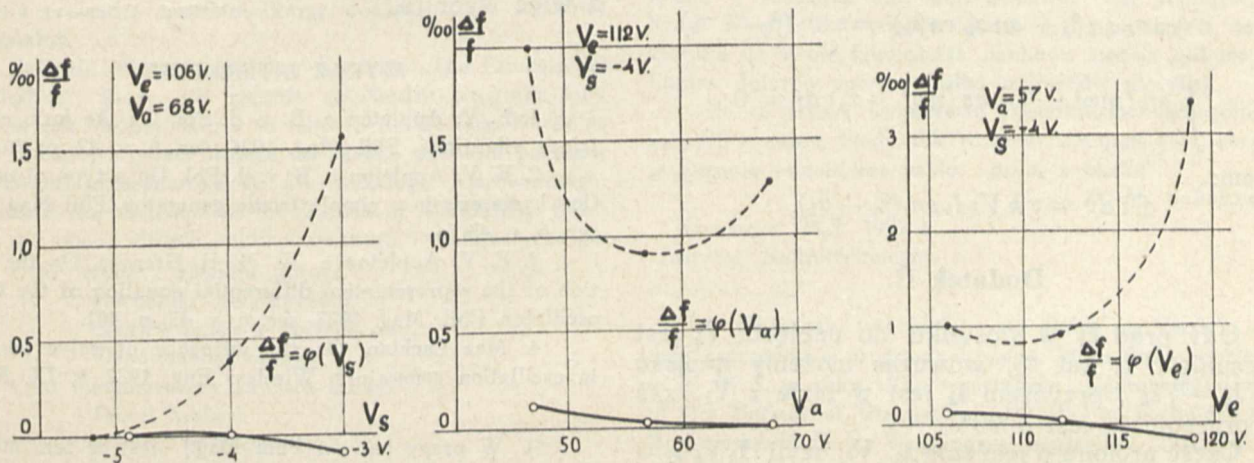
Oporność  $P$  dobrano doświadczalnie w taki sposób, aby otrzymać jak najlepszą stałość częstotliwości przy zmianach różnych warunków pracy. Wartość jego wynosiła  $P = 7000 \Omega$ . Wpływ niektórych czynników (napięcia anody i ekranu) pokazuje Tablica II.

Tablica II.

$V_a =$	66	76	87	V
110	+ 0,062	+ 0,020	—	<sup>o</sup> / <sub>100</sub>
120	- 0,073	0	- 0,025	<sup>o</sup> / <sub>100</sub>
129	+ 0,720	- 0,196	- 0,067	<sup>o</sup> / <sub>100</sub>
V	$V_s = +2 \text{ V}, \quad P = 7000 \Omega$			



Rys. 15.



Rys. 14.

Wreszcie sprawdzono jakościowo wzór (74) przy pomocy układu, przedstawionego na rys. 15, gdzie  $L = 1 \text{ H}$ ,  $N = 0,5 \text{ H}$ , (t. zn.  $p^2 = \frac{1+0,1}{0,5} = 3$ ).

Istotnie, gdy napięcie siatki  $V_s$  było zmieniane poza graniczną wartość, częstotliwość układu wzrastała.

W zakończeniu chciałbym wyrazić podziękowanie memu asystentowi, p. Z. Jelonkowi, za wykonanie wielu pomiarów i niektórych pomocniczych przeliczeń w związku z niniejszą pracą.

Dział Naukowy  
Instytutu Radjotechnicznego  
w Warszawie.

Czerwiec—Listopad 1932 r.

### Dodatek I.

$$v = \sum V_k \sin(k\omega t + \alpha_k); \quad i = \sum I_k \sin(k\omega t + \beta_k)$$

$$\frac{dv}{dt} = \sum k\omega V_k \cos(k\omega t + \alpha_k)$$

$$\oint i dv = \int_0^T i \left( \frac{dv}{dt} \right) dt = \sum k V_k I_k \int_0^{2\pi} \sin(k\omega t + \beta_k) \cdot \cos(k\omega t + \alpha_k) dt +$$

$$\sum' m V_n I_m \int_0^{2\pi} \sin(m\omega t + \beta_m) \cos(n\omega t + \alpha_n) dt$$

przyczem:

$\Sigma$  jest sumą iloczynów dla  $m = 1, 2, 3 \dots \infty$   
 $\Sigma'$  jest sumą wszelkich możliwych iloczynów dla  $m = 1, 2, 3 \dots \infty$ ,  $n = 1, 2, 3 \dots \infty$ , z wyjątkiem  $m = n$ .

$$\begin{aligned} & \int_0^{2\pi} \sin(k\omega t + \beta_k) \cdot \cos(k\omega t + \alpha_k) dt = \\ & = \cos \alpha_k \sin \beta_k \int_0^{2\pi} \cos^2 k\omega t dt - \sin \alpha_k \cos \beta_k \int_0^{2\pi} \sin^2 k\omega t dt + \\ & + (\cos \alpha_k \cdot \cos \beta_k - \sin \alpha_k \sin \beta_k) \int_0^{2\pi} \sin k\omega t \cos k\omega t dt = \\ & = \pi (\cos \alpha_k \sin \beta_k - \sin \alpha_k \cos \beta_k) = \pi \sin(\beta_k - \alpha_k) \end{aligned}$$

$$\int_0^{2\pi} \sin(m\omega t + \beta_m) \cos(n\omega t + \alpha_n) dt = 0$$

Zatem:

$$\oint i dv = \pi k V_k I_k \sin(\beta_k - \alpha_k).$$

### Dodatek II.

Gdy prąd  $I_k$  w stosunku do napięcia  $V_k$  jest przesunięty o kąt  $\varphi_k$ , wówczas możemy napisać  $I_k = I_k' + j I_k''$ , przyczem  $I_k'$  jest w fazie z  $V_k$ , zaś  $I_k''$  przesunięte jest o  $90^\circ$ .

Część urojona wyrażenia  $I_k \cdot V_k$ , czyli  $|I_k V_k|_{ur} = V_k \cdot I_k''$  daje liczbową wartość  $V_k I_k \sin \varphi_k$ .

### Dodatek III.

Appleton i Greaves<sup>3)</sup> otrzymali dla napięcia na obwodzie rezonansowym wyrażenie

$$\begin{aligned} v = A \sin \omega t + \frac{1}{16} A \left( \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\omega} A^2 + \frac{1}{3} \frac{\varepsilon}{\omega} A^4 \right) \cos \omega t + \\ \frac{1}{6} A \left( \frac{\beta}{\omega} A + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\omega} A^3 \right) \sin 2\omega t \\ - \frac{1}{32} A \left( \frac{\gamma}{\omega} A^{2*} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\omega} A^4 \right) \cos 3\omega t + \\ - \frac{1}{120} \frac{\delta}{\omega} A^4 \sin 4\omega t + \frac{1}{384} \frac{\varepsilon}{\omega} A^5 \cos 5\omega t (a) \end{aligned}$$

zaś na częstotliwość:

$$\begin{aligned} \omega = \omega_0^2 - \frac{1}{12} \left( \beta A + \frac{1}{2} \delta A^3 \right)^2 - \frac{1}{128} \left( \gamma A^2 + \frac{3}{4} \varepsilon A^4 \right)^2 - \\ - \frac{1}{960} \delta^2 A^6 - \frac{1}{6144} \varepsilon^2 A^8 \dots (b) \end{aligned}$$

Z (a) określimy amplitudy:  $V_1 \cong A$

$$V_2 = \frac{1}{6} A \left( \frac{\beta}{\omega} A + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\omega} A^3 \right); \quad m_2^2 = \frac{1}{36} \left( \frac{\beta}{\omega} A + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\omega} A^3 \right)^2$$

$$V_3 = \frac{1}{32} A \left( \frac{\gamma}{\omega} A^2 + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\omega} A^4 \right); \quad m_3^2 = \frac{1}{1024} \left( \frac{\gamma}{\omega} A^2 + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{\omega} A^4 \right)^2$$

$$V_4 = \frac{1}{120} \frac{\delta}{\omega} A^4; \quad m_4^2 = \frac{1}{(120)^2} A^6 \frac{\delta^2}{\omega^2}$$

$$V_5 = \frac{1}{384} \frac{\varepsilon}{\omega} A^5; \quad m_5^2 = \frac{1}{(384)^2} A^8 \left( \frac{\varepsilon}{\omega} \right)^2$$

Równanie (b) przekształcimy następująco:

$$1 - \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 = 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = - \left( \frac{\beta}{\omega_0} A + \frac{1}{2} \frac{\delta}{\omega_0} A^3 \right)^2 + \dots$$

Ponieważ  $\omega = \omega_0$ , przeto otrzymamy, wstawiając tu  $m_1, m_2 \dots$  i t. d.:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = - \frac{36}{24} m_2^2 - \frac{1024}{256} m_3^2 - \frac{14400}{1920} m_4^2 - \\ - \frac{384^2}{12288} m_5^2 = \end{aligned}$$

$$- \frac{1}{2} [3 m_2^2 + 8 m_3^2 + 15 m_4^2 + 24 m_5^2 + \dots]$$

a więc wzór (52).

### WYKAZ LITERATURY.

1. E. V. Appleton a. B. v. d. Pol, On the form of free triode vibrations, Phil. Mag. 1921, ser. 6, v. 42, p. 201.
2. E. V. Appleton a. B. v. d. Pol, On a type of oscillation hysteresis in a simple triode generator, Phil. Mag. 1922, ser. 6, v. 45, p.
3. E. V. Appleton a. W. M. H. Greaves, On the solution of the representative differential equation of the triode oscillator, Phil. Mag. 1923, ser. 6, v. 45, p. 401.
4. Mac Lachlan, On the influence of valve resistance in oscillation generators, Wireless Eng. 1932, v. IX. March.

<sup>\*)</sup> W pracy tej (w Phil. Mag.) jest w tym miejscu błąd: opuszczono  $A^2$ .

5. J. Groszkowski. The Dynatron Oscillator. The interdependence of the frequency variations and the content of harmonics. (Correspondence), *Wireless Eng.* 1932, v. IX. Septembre.

6. I. Wolff, The alternating current bridge as a harmonic analyzer. *Journ. Opt. Soc. of Am.* 1927, 15, p. 163.

7. Y. Rocard, Sur les oscillateurs à lampe réglés près de la limite d'entretien. *Comptes Rendus de l'Ac. d. Sciences, Paris*, 1932, t. 194, Nr. 16.

8. E. Mallet, Frequency stabilization of valve oscillators, *Proc. Wireless Sect.*, 1930, v. 5.

9. F. B. Llewellyn. Constant Frequency Oscillators *P. I. R. E.* 1931, v. 19, Nr. 12.

10. R. Gunn. A new frequency stabilised oscillator system, *PIRE*, 1930, v. 18.

11. J. B. Dow, A recent development in vacuum tube oscillator circuits, *P. I. R. E.* 1931, v. 19, Nr. 12.

12. K. E. Edgeworth, Frequency variation in thermionic generators *Pr. W. Sect.* 1926, V. I.

13. Colebrook, The dynatron oscillator, *W. E.* 1931, v. 8.

14. J. Kusunose a. Sh. Ishikawa, Frequency stabilization of radio transmitters, *P. I. R. E.* 1932, v. 20.

## WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

### KURSA DOKSZTAŁCAJĄCE DLA PERSONELU NAUKOWO TECHNICZNEGO BUREAU OF STANDARDS.

Każdy z nas pracujący w tej lub innej dziedzinie technicznej, dobrze zna amerykańską instytucję państwową „Bureau of Standards” (BOS). Jest to instytucja naukowo-techniczna, stojąca na bardzo wysokim poziomie, mająca za zadanie opracowanie warunków technicznych, przepisów i norm (standaryzacja) na instalacje, jak również na materiały i przyrządy techniczne. Instytucja ta jest podobna do angielskiego National Physical Laboratory (P. N. L.) oraz niemieckiego Physikalisch-Technische Reichsanstalt (P. T. R.) i składa się z szeregu działów technicznych. Cele i zadania Działu Radjotechnicznego w tej instytucji są te same, co naszego Instytutu Radjotechnicznego, francuskiego Laboratoire National d'Electricité, niemieckiego Heinrich Hertz Institut'u i t. p.

Bureau of Standards posiada kilkadziesiąt laboratoriów naukowo technicznych, wspaniale wyposażonych w urządzenia i personel. Wydaje ono kilka czasopism, w tej liczbie ściśle naukowo-badawcze „Journal of Research” (t. j. dziennik badań naukowych), „Technical News Bulletin” i inne.

Dobrze rozumiejąc, że tak poważne prace, mające wielkie znaczenie nie tylko przemysłowe, lecz i państwowe, może prowadzić tylko personel stojący na wysokim poziomie naukowym, rozumiejąc z drugiej strony, że każdy pracownik, nawet wysoko wykwalifikowany naukowo, pracując w jakiejś jednej, z natury rzeczy bardzo wąskiej, dziedzinie, nie tylko nie ma możliwości śledzić postępów w innych dziedzinach, a nawet zapomina i traci wprawę np. w obliczeniach matematycznych, rozwiązywaniu i dyskusji równań różniczkowych i t. p., — kierownictwo B. O. S. rok rocznie prowadzi specjalne kursy dokształcające naukowy personelny.

Zajmuje się tem specjalny Komitet, „The Educational Cominittee”, który rok rocznie zatwierdza program kursów na rok bieżący. Kursy te istnieją już 24 lata. Kursy są dwu rodzajów: jedne, stojące na bardzo wysokim poziomie naukowym, przeznaczone są dla wyższego, kierowniczego, personelu (for members of the Bureau of Standards). Składają się one z dwóch cykli: fizycznego i matematycznego.

Cykl fizyczny zawiera kursy:

Mechaniki Teoretycznej,  
Elektryczności i Magnetyzmu,  
Współczesnej optyki.

Cykl matematyczny zawiera kursy:

Teorii funkcji,  
Równań różniczkowych,  
Szeregów Fouriera.

Każdy kurs trwa rok cały i składa się z 60-ciu dwugodzinnych wykładów.

Kursy te są popierane i finansowane przez większe uniwersytety Stanów Zjednoczonych.

Drugi typ kursów, na poziomie ściśle technicznym, przeznaczony jest dla personelu technicznego, — mechaników, instruktorów i t. p.

Wymieniony wyżej „Komitet Nauczania” opracowuje na każdy rok specjalny program kursów, zawierający kursy z pośród już zaakceptowanych dziedzin oraz tak zwane kursy próbne, które, po odpowiednim wypróbowaniu co do szczegółów i kierunku programu, będą wciągnięte na listę kursów stałych.

W roku bieżącym w liczbie takich próbnych kursów zostały zaakceptowane następujące:

Termodynamika,

Teoria względności i teorie elektromagnetyczne,

Matematyka wyższa

oraz kilka innych bardziej technicznych, jak np.:

Wydmuchiwanie szkła (Glass blowing) — 30 półtrogodzinnych wykładów i pracowni,

Petrografia ceramiczna (Ceramic petrography) i in.\*)

Omówiona tu działalność Bureau of Standards w kierunku kształcenia swego personelu zasługuje na specjalną uwagę i powinna być u nas naśladowana.

Powszechnie dobrze znany i zawsze u nas podkreślany amerykański praktycyzm i „życiowość” nie przeszkodziły ani społeczeństwu, ani kierownictwu instytucji państwowej amerykańskiej zrozumieć, że w dziedzinie technicznej nic nie można osiągnąć bez naukowego personelu, bez ściśle naukowego postawienia sprawy. I nie żałuje na tę naukę w Ameryce ani społeczeństwo, ani przemysł, ani Rząd. Wiemy, że wydatki samego tylko przemysłu amerykańskiego na swoje laboratorja naukowe sięgają kilkuset milionów dolarów rocznie (kilka miliardów złotych).

Na to trzeba wskazywać i podkreślać szczególnie w naszych czasach, kiedy tak rozpowszechnione jest wszędzie w Europie samobójcze hasło: „precz z nauką”.

D. M. Sokolcow.

Warszawa, 25.X. 1932 r.

Instytut Radjotechniczny.

\*) Czytelnik, interesujący się głębiej tą sprawą, znajdzie szczegółowe programy kursów, które będą wykładane w B. O. S. w roku 1933, w artykule „Educational Courses of the Bureau of Standards, 1932-33”, w *Technical News Bulletin of B. O. S.*, Washington, September, 1932, Nr. 185, str. 84

### Techniczne problemy związane z telewizją.

*Browne. Journal I. E. E. 1931 str. 1932.*

Dwa są główne problemy w telewizji: po pierwsze przesyłanie do odbiornika sygnałów o bardzo szerokiej wstępie częstotliwości, po drugie — uzyskanie na ekranie odbiorczym dostatecznego oświetlenia dla umożliwienia większej ilości osób oglądania obrazu jednocześnie. Poza-tem istnieją inne jeszcze zagadnienia, jak na przykład synchronizacja, lecz żaden z nich nie ma tak zasadniczego znaczenia jak dwa wyżej wymienione.

Pierwszy problemat ma swe źródło w rozkładaniu obrazu na elementy punktowe. Dla oddania średniej ilości szczegółów trzeba conajmniej 15 000 punktów i to jeszcze obraz będzie bardzo surowy w stosunku naprzykład do zdjęć kinematograficznych. Tych 15 000 sygnałów nie można oczywiście przesyłać jednocześnie lecz z drugiej strony czas rozporządzalny nie przekracza 1/12 sekundy, ze względu na ograniczoną zdolność oka do zachowywania wrażeń. Wynikająca stąd częstotliwość modulacji wynosi 90 000 okresów na sekundę.

Próżniowe komórki fotoelektryczne działają dobrze do 50 000 c/s a niezbędne wzmacniacze mają jeszcze mniejszy zakres częstotliwości. Kompensacja wyższych częstotliwości przez układy o odpowiedniej charakterystyce wprowadza znowu zniekształcenia fazowe, co objawia się przez fikcyjne punkty na ekranie odbiornika.

Modulacja przy pomocy tak wielkiego zakresu częstotliwości może się odbywać tylko na bardzo krótkiej fali nośnej, poniżej 50 metrów, w zakresie 5 metrów naprzykład. Fale tego rzędu dają miejsce całemu szeregowi wtórnych problematów, lecz innego wyjścia niema, chyba przez rozłożenie wstęgi 20 — 100 000 c/s na szereg węższych wstęg i przesyłanie każdej z nich na innej fali nośnej, już dłuższej.

Ze względu na to, że każdy element obrazu jest oświetlony w innym czasie średnia siła światła promienia musi być bardzo wielka. Otrzymanie odpowiedniego źródła światła nie jest rzeczą skomplikowaną lecz trudnem jest znalezienie metody modulacji promienia świetlnego w takt sygnałów odpowiadających elementom obrazu.

Proponowano tu kilka metod: sterowana lampa neonowa, komórka Kerra i modulowany łuk. Pierwsza daje się łatwo modulować lecz siła jej światła jest niedostateczna. Komórka Kerra działa dobrze do 50 000 c/s; modulowany łuk posiada bardzo silne światło lecz znowu głębokość modulacji jest niedostateczna.

Telewizja przy pomocy oscylografu katodowego jest godna baczniejszej uwagi. Obraz otrzymuje się przez poru-

szanie strumienia katodowego elektrostatycznie lub magnetycznie, przy jednoczesnej jego modulacji w takt otrzymywanych sygnałów. Obraz, widoczny na fosforyzującym ekranie, utrzymuje się nieco dłużej po przejściu promienia i wskutek tego drganie nieco się zmniejsza.

Synchronizacja nie przedstawia specjalnych trudności w telewizji; najprostszym jest system używający dla poruszania motorków prądu z jednej i tej samej sieci. Metoda ta pozwala na uniknięcie oddzielnych sygnałów synchronizacyjnych, nakładanych na sygnały telewizyjne.

Dla pokonania szeregu trudności rozkłada się, w systemie opisywanym przez tegoż autora w innym miejscu, wstęgę częstotliwości na 5 wstęg węższych. System ten ma trzy zalety: zmniejszenie szerokości wstęgi, zwiększenie siły światła przy równoczesnem działaniu wszystkich wstęg i wreszcie zmniejszenie wymaganej precyzji w synchronizacji.

Dla uzyskania dostatecznej siły światła bez osłepienia uczestników, przy nadawaniu zdejmuje się najpierw film, który następnie nadaje się telewizyjnie. To samo wskazane jest i przy odbiorze.

*K. Lewiński.*

## KOMUNIKATY ZARZĄDU SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

Dnia 25 stycznia w lokalu SEP odbyło się zebranie odczytowe Sekcji, na którym inż. Jaskólski wygłosił odczyt p. t. „Krótkofalowe stacje nadawcze”. Prelegent wskazał na trudności przy budowie i eksploatacji stacji nadawczo-odbiorczych telefonicznych w komunikacji transatlantycznej, ilustrując to szeregiem schematów urządzeń. W drugiej, opisowej, części odczytu prelegent pokazał szereg zdjęć gotowych instalacji krótkofalowych firm zagranicznych.

Następne odczyty z tej serii obejmą anteny krótkofalowe i linje zasilające oraz opis stacji krótkofalowej w Babicach, budowanej na zlecenie Min. Poczt i Telegrafów.

Dnia 26 stycznia r. b. odbyło się posiedzenie Zarządu Sekcji Radjotechnicznej S.E.P., na którym rozpatrzono szereg spraw bieżących, a w szczególności sprawy związane z wydawnictwem książki mjr. K. Krulisza p. t. „Zasady Radjotechniki”. Ponadto wyznaczono termin Walnego Zgromadzenia Sekcji na dzień 8 marca r. b. godz. 18.30 w lokalu S.E.P.

