

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok X.

1 Sierpnia 1932 r.

Zeszyt 15—16

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

S O M M A I R E.

Filtres de haute et basse fréquence à circuits couplés (à suivre) par J. Plebański. Dans la première et seconde partie l'auteur a décrit les généralités relatives des circuits filtres, les méthodes de mesurer leur sélectivité et a donné la théorie et les mesures pratique d'un filtre constitué de deux circuits couplés. Dans la partie à suivre l'auteur présente une construction de filtres à plusieurs circuits couplés donnant une sélectivité considérable avec une amplification non inférieure aux filtres connus.

Réglage de la sélectivité des radiorecepteurs par Bolesław Starnecki I. E.

Revue documentaire;

FILTRY WIELKIEJ I MAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI *).

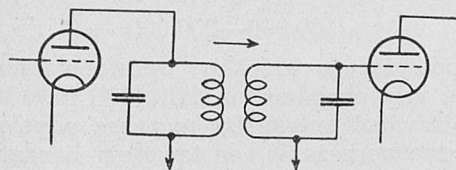
CZĘŚĆ III.

(Filtry wieloobwodowe pomysłu autora).

Inż. Józef Plebański.

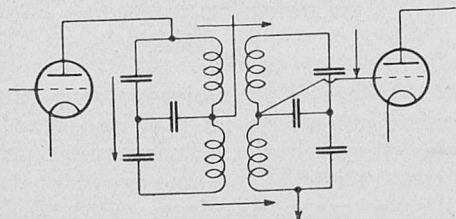
(Dokończenie).

Ciekawem byłoby zanalizować, dlaczego przy proponowanym filtrze zwiększenie selekcji nie zmniejsza wzmocnienia. Przypuszczam, że zjawisko to możemy objaśnić w następujący sposób. Weźmy rys. 59. W wypadku filtru dwuobwodowego (I) energia przechodzi jedną drogą (przez sprzężenie indukcyjne). W wypadku filtru czteroobwodowego (II) energia idzie dwoma drogami, czyli obwód ostateczny otrzymuje jakby dwie siły elektromotoryczne; jedną przez sprzężenie indukcyjne z przeciwległej cewki, drugą przez sprzężenie pojemnościowe z sąsiedniego obwodu. Możemy dalej sobie objaśnić, że dla filtru 6 obwodowego



I

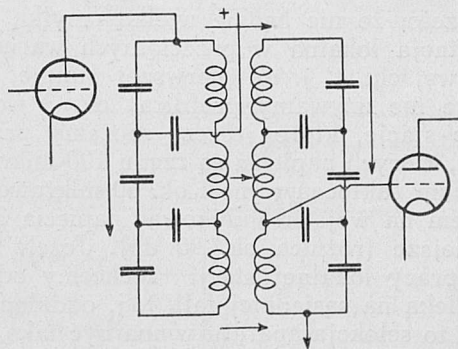
Rys. 59 (I).



II

Rys. 59 (II).

(rys. 60A) energia do ostatniego obwodu idzie 3 drogami. Ogólnie rzecz biorąc, dla n par obwodów, energia idzie „ n ” drogami. W rezultacie kombina-

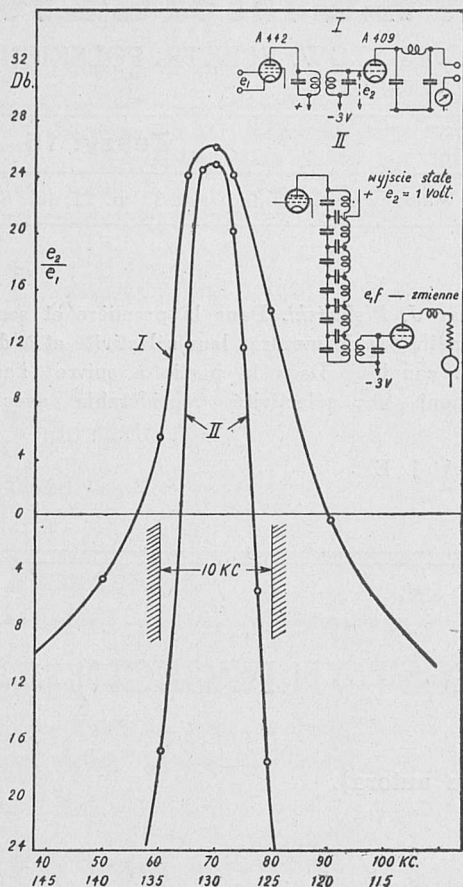


Rys. 60 A.

cja wszystkich obwodów razem zachowuje się tak, jakgdyby jej opór względny między anodą lampy poprzedniej i siatką lampy następnej pozostawał ten sam (oczywiście dla rezonansowej wstęgi). Stąd prosty wniosek, że zwiększając liczbę obwodów, pomimo że powiększamy selekcję, nie tracimy nic na wzmocnieniu. Powyższemu przeczy jednak eksperyment z filtrem, pokazanym schematycznie na rys. 39B. Krzywa rezonansu takiego filtru o 7 obwodach (rys. 60B) dowodzi, że i w takiej kombinacji na wzmocnieniu nic się nie traci.

Jaka selekcja jest obecnie wymagana.

Jak wiadomo, obecnie już wybudowano lub też w krótkim czasie będzie wybudowano bardzo dużo stacyj radjofonicznych bardzo dużej mocy



Rys. 60 B.

(150 kW w antenie i więcej)). W Ameryce istnieje nawet projekt budowy stacji o mocy 1000 kW! Sądę przeto, że nie będzie wielką omyłką przyjąć, że stacja lokalna w przeciętnych warunkach daje na wejściu, t. j. na pierwszej lampie (o ile oczywiście nie używamy prefiltra) ok. 3 woltów. Oddalone stacje, które jeszcze możemy przyjąć, t. j. takie, których napięcia są rzędu 100 mikrowoltów (poziom zakłóceń wynosi ok. 60 mikrowoltów) będą zatem na wejściu indukować napięcia 30 000 razy mniejsze (różnica ok. 90 db). Jeżeli zatem podczas pracy lokalnej stacji zechcemy odebrać stację daleką na sąsiedniej fali, t. j. oddaloną o 9 kilocykli, to selekcja aparatu winna być taką, żeby przy rozstrojeniu o 9 kc dać tłumienie *większe* od

90 db, gdyż przy 90 db stację lokalną i daleką będziemy słyszeli jednakowo. Z powyższego wynika, że faktycznie musimy mieć tłumienie rzędu 120 do 150 db, t. j. 1.000 000 do 10.000 000 razy! Jeżelibyśmy chcieli taką selekcję osiągnąć kaskadowaniem obwodów o względnie małym tłumieniu musielibyśmy na fali 500 mtr wziąć ok. 12 obwodów (jeżeli nie więcej) i 12 lamp. Na rys. 61 widzimy krzywe takiego kaskadowania, przyczem w celu zilustrowania, co się dzieje przy małych rozstrojeniach i przy dużych, skala kilocykli koło rezonansu została rozszerzoną (zacięniowana powierzchnia posiada szerokość 10 kc). Dla orientacji zostały również wysłane krzywe (kropkowane), przy zmniejszaniu oporu obwodów. Jak widzimy, zmniejszanie oporu zwiększa selekcję w bliskości rezonansu jednocześnie ucinając wstęgi boczne, natomiast kaskadowanie silnie zwiększa selekcję w punktach oddalonych od rezonansu.

Z powyższego wynika, że żadaną selekcję najłatwiej osiągnąć, stosując odbiornik superheterodynowy z filtrami pomysłu autora (w pośredniej częstotliwości).

Czubek krzywej.

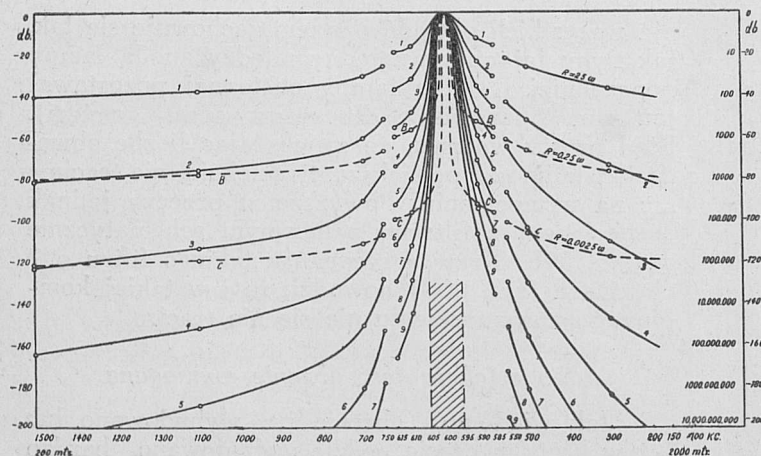
Jak już wyżej zazaczyłem, przy konstrukcji filtrów daleko łatwiej jest otrzymać prostokątny czubek, niż żadaną selekcję. Mając większą liczbę obwodów możemy w każdym przypadku otrzymać podwójny rezonans, bądź to odpowiednio te obwody sprzęgając, bądź też odpowiednio rozstrajając; oczywiście można stosować jednocześnie obydwie te metody. W rzeczywistości jednak szerokość widma nie jest nieograniczoną, a zależy od długości fali. Jeżeli np. miałbym skonstruować filtr o szerokości wstęgi 60 kc na falę 5000 m przy pewnej żadanej selekcji, przypuszczam, że napotkałbym na trudności, natomiast łatwiej byłoby taki filtr skonstruować na fali 200 m. Sprawy tej głębiej nie badałem, jednakże na zasadzie dotychczasowych doświadczeń (orientacyjnie) uważam, że praktycznie bez wielkich trudności dałoby się osiągnąć następujące wstęgi:

dla częstotliwości	1 000—5 000	— 0,15 kc.
"	"	10 000—20 000 — 1 do 3 kc.
"	"	100 000—200 000 — 5 do 20 kc.

Do powyższego wniosku upoważnia mnie to, że gdy chciałem na fali (100 kc) 3000 m otrzymać wstęgę 20 kc przez odpowiednio silne sprzężenie, dostawałem bardzo silne wgłębienia pośrodku krzywej (do 12 db). Powyższe względu należy oczywiście brać pod uwagę przy konstrukcji filtrów.

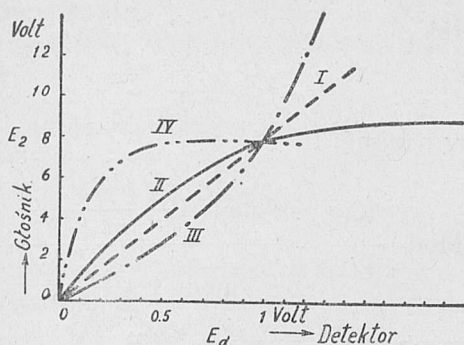
Wpływ detektora względnie limitera na selekcję.

W części I niniejszego artykułu zwróciłem już uwagę na zjawisko rozplywania się krzywych przy nasyceniu detektora (rys. 14 i 15). To samo zjawisko widzieliśmy w części niniejszej (rys. 52A, 52B, 53 i 54). Jednym słowem charakterystyki selekcji aparatu (t. j. krzywe rezonansu) zależą nietylko od charakterystyk obwo-

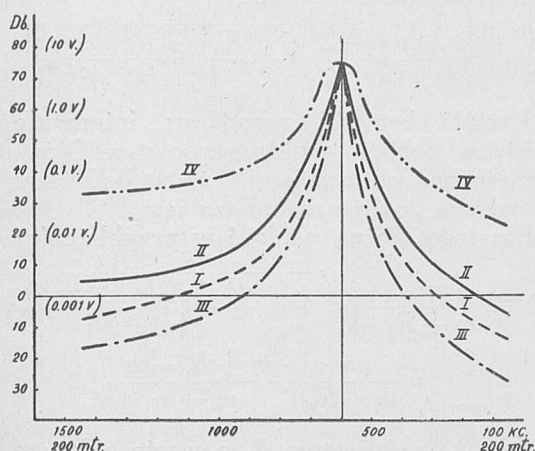


Rys. 61.

dów wielkiej częstotliwości, ale także od charakterystyk obwodów małej częstotliwości.



Rys. 62a



Rys. 62b.

Jeżeli np. (rys. 62) detektor względnie wzmacniacz małej częstotliwości (rys. 62a) posiada charakterystykę prostolinijną (I) odnośna krzywa rezonansu całego aparatu będzie I na rys. 62b. Jeżeli detektor ogranicza sygnał według krzywej II lub IV (62a), odpowiednie krzywe rezonansu będą II i IV, oczywiście przy odpowiednio dużych napięciach wejściowych. Jeżeli detektor posiada charakterystykę wzrastającą możliwym jest nawet zaostrzenie krzywej (III).

Z powyższego widzimy, że im większe jest ograniczanie sygnału w detektorze lub w małej częstotliwości, tem więcej doskonałym winien być filtr wejściowy.

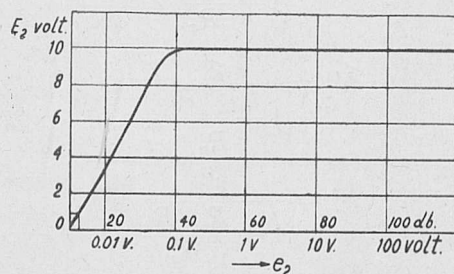
Jeszcze lepiej widzimy to na rys. 63, gdzie przyjęto, że detektor względnie mała częstotliwość ogranicza w stosunku 1:1000. W tym przypadku ostry filtr wielkiej częstotliwości ogranicza rozplaszczanie ogólnej krzywej aparatu do + 5 kc (przy tłumieniu 80 db).

Stosowanie limitera w małej częstotliwości stosuje się szeroko w odbiornikach telegraficznych (ze względu na fading). Jednakże metoda ta o tyle nie jest idealną, że ucinając nadmiar sygnału, pogarsza jednocześnie stosunek sygnału do przeszkód, co oczywiście nie jest pożądanem. Z tego względu lepiej byłoby stosować automatyczny regulator wzmacnienia w wielkiej częstotliwości. Urządzenia takie są stosowane również i polegają na automatycznym regulowaniu ujemnych napięć siatkowych przez prąd płynący w obwodzie lampy detektorowej; jednym słowem stosuje się tutaj au-

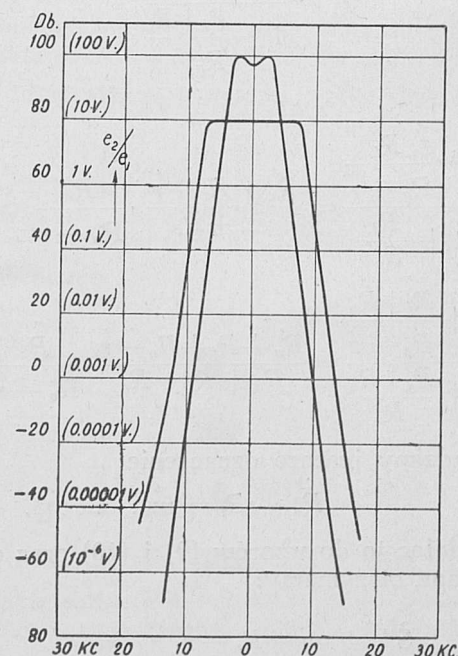
tomatyczną regulację o działaniu wstecznym. Rzecz jasna, działanie takiego urządzenia nie jest natychmiastowe (w przeciwnym razie mogłyby powstać oscylacje), a wymaga pewnego czasu (1 lub 2 sekundy). Z tego widzimy, że urządzenie takie nie działa przy szybkim zanikaniu sygnału. Oprócz tego automatyczny taki regulator w telegrafii oczywiście zaczyna działać dopiero wtedy, kiedy zjawia się sygnał. W rezultacie podczas pauz trzaski atmosferyczne wzrastają nadmiernie (zależnie od szybkości nadawania), powodując przeszkody w zapisywaniu znaków.

Z powyższych względów może lepiej byłoby stosować ograniczanie w wielkiej (ewent. pośredniej) częstotliwości, np. trochę zmniejszając ujemne napięcia siatkowe. Urządzenie takie działałoby momentalnie, bez żadnego opóźnienia, a zatem mogłoby również eliminować zjawisko szybkiego zanikania. W tym przypadku jednak niezbędnym byłoby zastosowanie bardzo dobrych filtrów. Mam wrażenie, że do tego celu specjalnie nadałyby się filtry pomysłu autora.

Kończąc swoją pracę pozwalam sobie zauważyć, że w nowoczesnej technice radiowej filtry mają jaknajszersze zastosowanie, np. selekcyjny odbiór, eliminowanie harmonicznych w antenie nadawczej, jednowstęgowa modulacja i t. d. Z tego



Rys. 63a.



Rys. 63b.

względem praca niniejsza, wnosząc, według mnie, dużo nowego, otwiera jednocześnie możliwości dotąd zupełnie niewyzyskane.

REGULACJA SELEKTYWNOŚCI RADJODODBIORNIKÓW.

Inż. Bolesław Starnecki.

Dokończenie.

Celem zwiększenia uogólnienia rozważań przyjmijmy nadto, że przy przejściu z krzywej 1 na krzywą 2 uległa zmianie nie tylko oporność wewnętrzna, ale i współczynnik amplifikacji lampy; oznaczmy go dla krzywej 1 przez g' dla krzywej 2 przez g'' . Uogólnienie to pozwoli na porównanie między sobą dwu różnych lamp z punktu widzenia ich wpływu na selektywność.

Wprowadźmy jeszcze oznaczenie:

$$\hat{Z}_a = R_a - \hat{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

gdzie $\hat{r}$ pewna liczba zespolona. Taki sposób napisania tego wzoru ma pewne uzasadnienie w tem, że naogół oporność obwodu rezonansowego $\hat{Z}_a$ dla częstotliwości różnych od częstotliwości rezonansowej jest mniejsza od oporności dla rezonansu R_a .

Możemy teraz napisać wzory:

$$k'_r = \frac{g'}{1 + \frac{R_i}{R_a}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$$\hat{k}' = \frac{g'}{1 + \frac{R_i}{R_a - \hat{r}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$k''_r = \frac{g''}{1 + \frac{R_i + R_0}{R_a}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\hat{k}'' = \frac{g''}{1 + \frac{R_i + R_0}{R_a - \hat{r}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Stąd:

$$\hat{S}' = \frac{1 + \frac{R_i}{R_a - \hat{r}}}{1 + \frac{R_i}{R_a}} = \frac{R_a + R_i - \hat{r}}{R_a + R_i} \cdot \frac{R_a}{R_a - \hat{r}} \quad . \quad (9)$$

$$\hat{S}'' = \frac{1 + \frac{R_i + R_0}{R_a - \hat{r}}}{1 + \frac{R_i + R_0}{R_a}} = \frac{R_a + R_i + R_0 - \hat{r}}{R_a + R_i + R_0} \cdot \frac{R_a}{R_a - \hat{r}} \quad (10)$$

Wprowadźmy jeszcze oznaczenie:

$$R_a + R_i = m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

podstawiając to do wzorów (9) i (10) oraz dzieląc je stronami otrzymamy:

$$\frac{\hat{S}''}{\hat{S}'} = \frac{m + R_0 - \hat{r}}{m + R_0} \cdot \frac{m}{m - \hat{r}} \quad . \quad . \quad (12)$$

Oznaczmy teraz

$$\hat{r} = a + jb \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Możemy napisać:

$$\text{Mod} \left| \frac{\hat{S}''}{\hat{S}'} \right| = \frac{\text{mod} \left| 1 - \frac{\hat{r}}{m + R_0} \right|}{\text{mod} \left| 1 - \frac{\hat{r}}{m} \right|},$$

co łatwo otrzymać ze wzoru (12).

Podstawiając teraz wartość na $\hat{r}$ i obliczając moduły, dostaniemy odrazu:

$$\frac{S''}{S'} = \frac{m}{m + R_0} \sqrt{1 + \frac{R_0^2 + 2R_0(m - a)}{(m - a)^2 + b^2}} \quad (14)$$

Kształt krzywej rezonansu interesuje nas głównie w pobliżu punktu rezonansu. Otóż łatwo się przekonać obliczeniami, że w dość szerokich granicach w pobliżu rezonansu jest $b^2 \ll (m - a)^2$, i wobec tego można napisać w przybliżeniu:

$$\begin{aligned} \frac{S''}{S'} &\approx \frac{m}{m + R_0} \sqrt{1 + \frac{R_0^2 + 2R_0(m - a)}{(m - a)^2}} = \\ &= \frac{m}{m + R_0} \cdot \frac{m + R_0 - a}{m - a}. \end{aligned}$$

Jeżeli powiększenie R_i o wartość R_0 ma spowodować wzrost selektywności, winno być — jak mówiliśmy — $\frac{S''}{S'} > 1$, to znaczy

$$\frac{m}{m + R_0} \cdot \frac{m + R_0 - a}{m - a} > 1.$$

Ponieważ $m = R_i + R_a$, zaś naogół $a < R_a$ (dla normalnych obwodów rezonansowych), więc $m - a > 0$, i możemy obie strony nierówności przemnożyć przez mianownik. Dostaniemy wówczas:

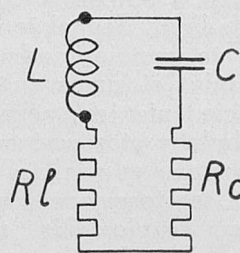
$$m(m + R_0 - a) > (m + R_0)(m - a),$$

skąd ostatecznie

$$-aR_0 < 0.$$

Warunek ten spełnia się tożsamościowo dla $a > 0$, co również ma miejsce dla normalnych obwodów rezonansowych.

A zatem dowiedliśmy, że zwiększenie oporności wewnętrznej lampy wielkiej częstotliwości powoduje normalnie wzrost selektywności odbiornika.



Rys. 5.

Przykład 1. Rozważmy człon wielkiej częstotliwości, w którym zastosowano zwykły obwód rezonansowy wg. rys. 5, o stałych L , C , R_l , R_c . Dla takiego obwodu oporność pozorną wyraża się wzorem:

$$\hat{Z}_a = \frac{(R_l^2 + \omega^2 L^2) R_c + \left(R_c^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) R_l}{(R_l + R_c)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} + j \frac{\left(R_c^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) \omega L - (R_c^2 + \omega^2 L^2) \frac{1}{\omega C}}{(R_l + R_c)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (15)$$

W związku ze wzorami (4) i (13) mamy:

$$a = R_a - \frac{(R_l^2 + \omega^2 L^2) R_c + \left(R_c^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) R_l}{(R_l + R_c)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (16)$$

$$b = \frac{(R_l^2 + \omega^2 L^2) \frac{1}{\omega C} - \left(R_c^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}\right) \omega L}{(R_l + R_c)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (17)$$

przyczem, jak wiadomo:

$$R_a \cong \frac{L}{(R_l + R_c) C} \dots \dots \dots (18)$$

Zbadamy wpływ regulacji oporności wewnętrznej lampy R_l na selektywność w pobliżu fali $\lambda_r = 400$ m, częstotliwość rezonansowa $f_r = 750.000$ okr./sek.

Weźmy obwód o stałych:

$$C = 500 \mu\text{pF} \quad R_l = 2,8 \Omega$$

$$L = \frac{1}{\omega_r^2 C} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ H} \quad R_c = 0$$

co odpowiada mniej więcej normalnym danym układów odbiorczych.

Zbadamy stosunek $\frac{S''}{S'}$, biorąc jako punkt porównawczy na krzywych rezonansu punkt odległy od częstotliwości rezonansowej o 30 000 okr./sek. t. j. do wzorów na a i b podstawiać będziemy $f = 720 000$ okr./sek.

Ze wzorów (16), (17) i (18) otrzymamy teraz:

$$a \cong 100 000 \Omega$$

$$b \cong 5 500 \Omega$$

$$R_a \cong 100 000 \Omega$$

Przyjmijmy, że mamy lampę wielkiej częstotliwości o oporności $R_l = 100 000 \Omega$ (np. Philips A442) i że zwiększamy ją, celem zwiększenia selektywności, o wartość $R_0 = 50 000$ omów; w tym przypadku

$$m = R_a + R_l = 200 000 \Omega$$

podstawiając wszystkie posiadane wartości do wzoru (14) otrzymamy:

$$\frac{S''}{S'} \cong 1,12$$

W takim stosunku zwiększyła się selektywność odbiornika.

Przykład 2. Mamy obwód rezonansowy taki sam, jak w przykładzie 1; chcemy sprawdzić, w jakim stosunku wzrośnie selektywność układu, gdy zamiast lampy, zastosowanej poprzednio ($R_l = 100 000$: Philips A 442) zastosujemy lampę o oporności wewnętrznej większej, $R_l = 1 000 000$ omów (Philips E 442).

$$\text{W tym przypadku } R_0 = 900 000 \text{ omów,} \\ m = 200 000 \text{ ,,}$$

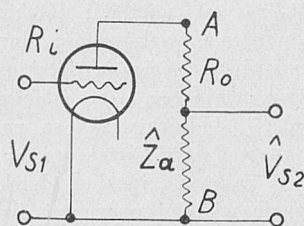
i po podstawieniu do wzoru (14) otrzymamy

$$\frac{S''}{S'} \cong 1,8$$

a więc wzrost selektywności stosunkowo znaczny.

IV. Inne metody regulacji selektywności.

Z rysunku 1 widać wyraźnie, że wszystkie wprowadzone przez nas wzory pozostaną słuszne i wówczas, gdy zamiast regulować oporność wewnętrzną lampy, będziemy regulować pewną oporność zewnętrzną R_0 , włączoną tak, jak pokazano na rys. 6. Można to wyprowadzić i bezpośrednio,



Rys. 6.

uważając, że wzmocnienie $\frac{\hat{V}_{s2}}{V_{s1}}$ uzyskuje się przez potencjometryczne zmniejszenie wzmocnienia między punktami AB. W tym przypadku oporność zewnętrzna lampy jest $\hat{Z}_a + R_0$, wzmocnienie

$$\frac{\hat{V}_{AB}}{V_{s1}} = \frac{g}{1 + \frac{R_l}{\hat{Z}_a + R_0}},$$

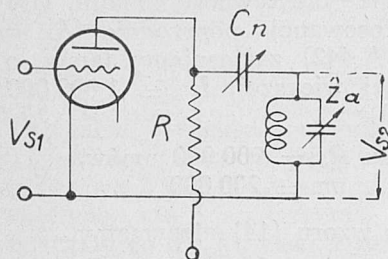
zaś wzmocnienie

$$\frac{\hat{V}_{s2}}{V_{s1}} = \frac{\hat{V}_{AB}}{V_{s1}} \cdot \frac{\hat{Z}_a}{\hat{Z}_a + R_0} = \frac{g}{1 + \frac{R_l}{\hat{Z}_a + R_0}} \cdot \frac{\hat{Z}_a}{\hat{Z}_a + R_0} = \frac{g \hat{Z}_a}{\hat{Z}_a + R_0 + R_l} = \frac{g}{1 + \frac{R_0 + R_l}{\hat{Z}_a}},$$

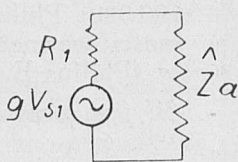
a więc takie same, jak uzyskane przez powiększenie oporności wewnętrznej lampy o wartość R_0 .

Tego rodzaju regulacja jest o tyle niekorzystna, że oporność R_0 wywołuje niepożądany spadek napięcia na anodzie lampy. Dość ciekawe jednak jest rozwiązanie zagadnienia regulacji selektywności, oparte właściwie na tej samej zasadzie, a za-

stosowane w jednym z popularnych u nas odbiorników rynkowych („Trójka” Philipsa).



Rys. 7.



Rys. 8.

Układ pierwszej lampy tego odbiornika przedstawiony jest na rys. 7. W układzie tym duży opornik R traktować można jako niebiorący udziału we wzmacnianiu, a służący jedynie do zasilania lampy napięciem anodowym (zasilanie równoległe). Przy takim ujęciu uproszczony schemat układu dla przebiegów szybkochylnych przedstawić można tak, jak na rys. 8.

Jak widać, regulowany kondensator C_n odgrywa tu rolę oporności R_0 . Zmniejszanie pojemności C_n wywołuje powiększenie selektywności w podobny sposób, jak zwiększanie R_0 , względnie R_i .

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Pozorna demodulacja słabszego sygnału przez silniejszy.

(F. M. Colebrook, *Exp. Wireless a. W. Eng.* Aug. 1931).

Krzywa rezonansu obwodu strojonego, przy detekcji, jest niewystarczającą dla oceny selektywności obwodu, dzięki zjawisku t. zw. „demodulacji detektorowej”. Zjawisko to zwiększa pozornie selektywność obwodu; zachodzi ono w przypadku, gdy napięcie na detektorze, pochodzące od sygnału przeszkadzającego, jest mniejsze od napięcia sygnału odbieranego, dudnienia zaś są nadłyszalne¹⁾.

Zagadnienie demodulacji detektorowej daje się ująć matematycznie²⁾, w założeniu idealnej detekcji prostoliniowej (o nieskończenie wielkiej oporności dla ujemnego napięcia).

Niech na zaciskach detektora działają napięcia o przebiegu:

$$v_1 = V_1 \cos \omega_1 t$$

$$v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$$

gdzie: $\frac{1}{2\pi} (\omega_1 - \omega_2)$ — jest częstotliwością nadłyszalną.

Napięcie wyprostowane v (średnia wartość za okres dudnień nadłyszalnych T) będzie:

$$v = \frac{k}{T} \int_0^T V dt$$

gdzie: V — jest obwiednią wypadkowego napięcia

k — stałą prostoliniowej detekcji.

Po podstawieniu:

$$v = \frac{k}{T} \int_0^T [V_1^2 + V_2^2 + 2 V_1 V_2 \cdot \cos(\omega_1 - \omega_2) t]^{\frac{1}{2}} dt.$$

Powyższe daje się zcałkować (całka eliptyczna 2-go rzędu):

$$v = k V_1 f\left(\frac{V_2}{V_1}\right); \quad \text{dla } V_2 < V_1.$$

$$v = k V_2 f\left(\frac{V_1}{V_2}\right); \quad \text{dla } V_2 > V_1.$$

¹⁾ lub większe od maksymalnej częstotliwości, na którą reaguje przyrząd wykrywający w obwodzie detektora.

²⁾ pierwotnie ujęte przez: S. Butterworth. Note on the apparent demodulation of a weak station by a strong one. E. W. a. W. E. Nov. 1929.

³⁾ $f\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$ — z tabeli.

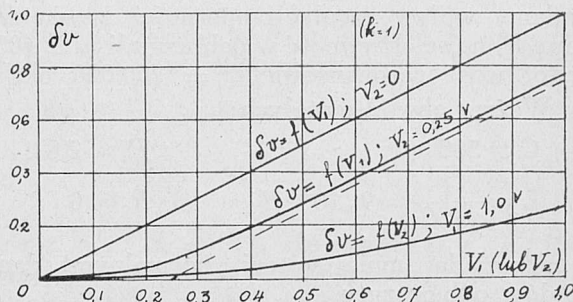
Interesującym jest, jaką wartość wyprostowanego napięcia daje napięcie szybkochylnie v_1 , w obecności v_2 , czyli przyrost napięcia wyprostowanego — δv :

$$\delta v = k \left[V_1 f\left(\frac{V_2}{V_1}\right) - V_2 \right]; \quad V_2 < V_1.$$

$$\delta v = k V_2 \left[f\left(\frac{V_1}{V_2}\right) - 1 \right]; \quad V_2 > V_1.$$

gdzys dla: $v_1 = 0$; $v = k V_2 \cdot f(0) = k V_2$.

Powyższe zależności odpowiadające krzywom dynamicznym detektora, są przedstawione na rys. 1.⁴⁾



Rys. 1.

Krzywe te zbliżają się asymptotycznie do prostej o równaniu:

$$\delta v = k (V_1 - V_2)$$

Z przebiegu krzywych rys. 1 można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Charakterystyki dynamiczne detektora prostoliniowego, stają się krzywoliniowymi, gdy na detektorze działa jednocześnie z napięciem stacji odbieranej, napięcie stacji przeszkadzającej; wystąpią więc zniekształcenia odbioru, jeżeli głębokość modulacji jest znaczna.

2. Dla sygnału słabszego, nachylenie charakterystyki dynamicznej detekcji znacznie maleje⁵⁾, zatem przeszkody

⁴⁾ Podobne rezultaty osiągnięto na drodze graficznych rozwiązań: Editorial. Mutual demodulation and allied problems. E. W. a. W. E. Aug. 1931.

⁵⁾ W praktyce można zaobserwować to zjawisko w odbiorniku reakcyjnym, gdy wzbudza się drgania, w celu otrzymania tonu krzywoliniowego ze stacją telegraficzną odbieraną, wtedy stacja przeszkadzająca, np. lokalna foniczna, zanika wyraźnie. Odwrotne zjawisko zachodzi przy gonjometrowaniu słabej stacji, gdy dochodzi się do położenia gonjometru (lub ramy), bliskiego minimum sygnału, następuje zupełny zanik stacji odbieranej, zjawia się natomiast stacja przeszkadzająca.

od tego sygnału są zredukowane. Demodulacja jest wzajemna, gdyż słabszy sygnał, choć w mniejszym stopniu, demoduluje silniejszy; stopień demodulacji zależy od stosunku napięć fal nośnych; poniższa tabela⁶⁾ ilustruje liczbowo te zależności:

Stosunek amplitud fal nośnych.	Stosunek napięć wyprostowanych.
0,1	0,005
0,2	0,020
0,3	0,047
0,4	0,066
0,5	0,137
0,6	0,209
0,7	0,308
0,8	0,430
0,9	0,630
1,0	1,000

Oczywiście, gdy napięcie przeszkadzającej stacji jest większe od napięcia odbieranej, stosunki odwracają się na niekorzyść odbieranej stacji i przeszkody są większe, niż wynikałoby z krzywej rezonansu odbiornika.

Powyższe rozważania są słuszne w przypadku detektora prostolinowego; dla krzywoliniowego pozostają słusznymi dla małych stosunków amplitud fal nośnych⁷⁾, przy stosunkach większych demodulacja jest znacznie zmniejszona.

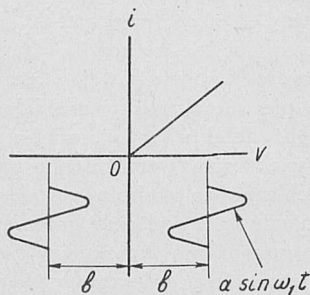
XI.1931.

W. Struszyński.

Pozorna demodulacja.

(E. Mallett, *Wireless Engineer*, Vol. IX, Nr. 104, Maj 1932 r.).

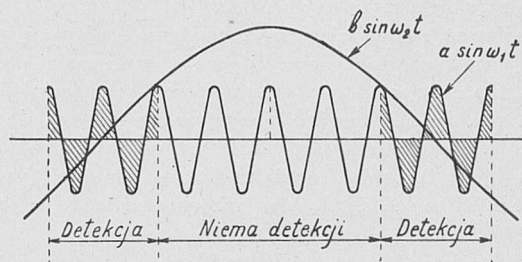
Zagadnieniem pozornej demodulacji zajmowało się ostatnio wielu autorów, których zdaniem sygnał nadany przez słabą stację jest demodulowany przez sygnał, pochodzący z silnej stacji. E. Mallett analizuje zjawisko pozornej demodulacji ze stanowiska fizycznego, rzucając światło na przebieg procesu detekcji w zależności od rodzaju i wielkości początkowego napięcia na detektorze. Założmy, że w grę wchodzi idealny detektor, którego charakterystyka podana jest na rys. 1, spolaryzowany przez



Rys. 1.

ujemne napięcie stałe (b), u którego wartość jest większa od amplitudy (a) sygnału ($a \sin \omega_1 t$). W tych warunkach detekcja nie zachodzi. Przypuśćmy teraz, że polaryzujemy detektor dodatnio, przyczem napięcie polaryzacji jest większe lub co najmniej równe amplitudzie sygnału. W tym przypadku prąd w nieobecności sygnału równa się średniemu prądowi w obecności sygnału, a więc znowu nie ma detekcji.

Dotychczas rozważyliśmy przebieg detekcji przy stałym napięciu polaryzacji, obecnie należy zastanowić się nad rolą zmiennego (sinusoidalnego) napięcia polaryzacji ($b \sin \omega_2 t$). W danym przypadku w tej części okresu napięcia polaryzacji, gdy $b \sin \omega_2 t$ jest równe lub większe od a, sygnał $a \sin \omega_1 t$ nie ma żadnego wpływu na wielkość średniego prądu w detektorze; a zatem nie ma detekcji w tym ułamku okresu (rys. 2). Stąd jasno wynika, że prąd wyprostowany, spowodowany przez sygnał $a \sin \omega_1 t$ ulega zmniejszeniu właśnie wskutek obecności napięcia polaryzacji $b \sin \omega_2 t$. Detektor jest więc przez pewną część okresu zupełnie wyłączony i funkcji prostowania sygnału nie wykonywa.



Rys. 2.

Wystarczy teraz założyć, że $a \sin \omega_1 t$ przedstawia słaby sygnał, który pragniemy odebrać, a $b \sin \omega_2 t$ — silny sygnał, który rzekomo demoduluje sygnał słaby.

Rozważania powyższe wskazują właściwą metodę badania zjawiska, które niesłusznie nosi nazwę demodulacji. Na tej podstawie autor ujmując ilościowo rozważane zjawisko i wyprowadza wzory, pozwalające obliczyć stosunek natężenia sygnału pożądanego w obecności sygnału silnego (polaryzującego) do natężenia sygnału pożądanego w nieobecności sygnału silnego. Wzory te umożliwiają zdanie sobie sprawy z osłabienia, jakiemu ulega słaby sygnał pożądaný, naskutek niedziałania detektora przez pewien ułamek okresu.

Warto podkreślić, że wyniki liczbowe, uzyskane przez Malletta są zgodne z rezultatami obliczeń, podanych przez Appletona i Boohariwallę w ich artykule w „*Experimental Wireless*”, vol. 9, str. 136, 1932, aczkolwiek wspomniani autorowie wychodzili z zasadniczo odmiennego założenia, jeśli chodzi o istotę fizyczną zjawiska, w którym upatrywali zmniejszenie głębokości modulacji sygnału pożądanego.

Inż. Al. Launberg.

Metody wtapiania żelaza chomowego w szkło w lampach nadawczych Philipsa.

W lampach katodowych większej mocy, np. w chłodzonych wodą lampach nadawczych, najtrudniejszym do rozwiązania zagadnieniem jest odprowadzenie ciepła wydzielanego w lampie w czasie pracy. W razie przekroczenia pewnej określonej mocy, naturalne chłodzenie powietrzne przestaje wystarczać przy praktycznie możliwych wymiarach banki szklanej; nagrzewanie się zaś szkła balonu wywołałoby przedewszystkiem wydzielanie się resztek gazowych i mogłoby doprowadzić do zupełnego zniszczenia lampy. W lampach takich trzeba zatem stosować chłodzenie intensywniejsze, to też, jak wiadomo, wielkie lampy, np. lampy nadawcze chłodzone wodą wykonuje się w ten sposób, że anoda stanowi część balonu, przez co możliwe jest chłodzenie jej wodą. Tak budowane lampy mogą przetwarzać moce, np. 100 kw. Konieczną jest jednakże rzeczą, aby połączenie między szkłem a metalem było całkowicie szczelne a ponadto odporne na występujące często bardzo silne wahania temperatury. Jedną z metod wtapiania meta-

⁶⁾ Podana przez Butterworth'a w l. c. 2).

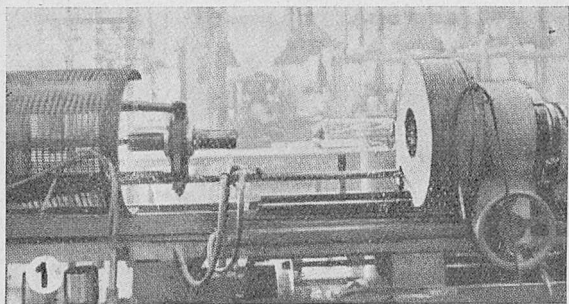
⁷⁾ Przybliżone rozważania: Beatty. The apparent demodulation of a Weak Station by a Strong one. E. W. a. W. E. June 1928.

lu w szkło w lampach tego rodzaju polega na wykonaniu części metalowej z miękkiej miedzi, wytoczonej wzdłuż krawędzi styku do bardzo małej grubości. Szkło przytapia się do miedzi na pewnej określonej długości i uzyskuje się w ten sposób istotnie żądane zespolenie szkła i metalu.

Inna metoda, stosowana przez fabrykę Philipsa posiada w stosunku do metody opisanej wyżej pewne zalety. Lamy Philipsa posiadają anody nie miedziane a z żelaza chromowego. Metoda wtapienia żelaza chromowego zapewnia niezwykłą szczelność oraz trwałość większą, niż metoda łączenia szkła z miedzią.

Szczególna zaleta żelaza chromowego polega na łatwości jego „odgazowania”, co przyczynia się również bardzo do uzyskania wysokiej próżni.

Ponieważ żelazo chromowe zawiera bardzo niewiele resztek gazowych, niebezpieczeństwo powstawania pęcherzy w szkłe przy wtapieniu prawie, że nie istnieje; okoliczność ta również jest bardzo ważna ze względu na dobroć połączenia. Podane rysunki ilustrują poszczególne fazy procesu łączenia szkła i metalu metodą Philipsa. Na rysunku 1-szym widać anodę z żelaza chromowego (na lewo)



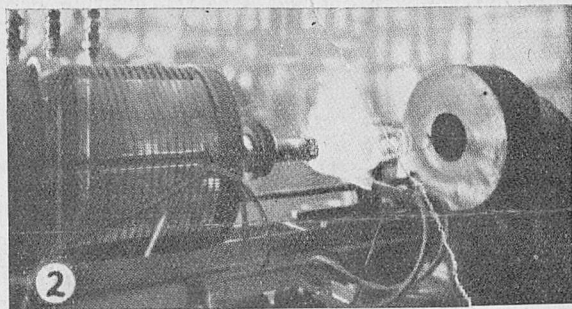
oraz bańkę (na prawo) chłodzonej wodą lampy nadawczej na długie fale. Obie części zmontowane są w maszynie przypominającej nieco tokarnię. Po uruchomieniu obie części obracają się z jednakową szybkością. Część szklaną można przez pokręcenie widocznego na rysunku kółka ręcznego zbliżyć do metalowej anody. Obecnie zaczyna się proces właściwego wtapienia.

Po zapaleniu płomienia gazowego doprowadza się do palnika tlen. Charakterystycznie syczący płomień skierowuje się na krawędź obracającego się równomiernie cylindra z żelaza chromowego, który wkrótce nagrzewa pręcik szklany i przytrzymuje go obok obracającej się rozżarzonej krawędzi z żelaza chromowego, wskutek czego krawędź ta pokrywa się równomiernie warstewką szkła. W ten sposób pokrywa się warstewką szkła zarówno zewnętrzną jak i wewnętrzną część krawędzi żelaznego cylindra. Obecnie zbliża się bańkę szklaną do części metalowej; płomień powiększa się w taki sposób, aby nagrzewał również bańkę szklaną. Po jeszcze jednym obrocie kółka ręcznego szkło i metal łączą się w jedną rozżarzoną masę.

Po skutecznieniu tego obniża się stopniowo temperaturę płomienia gazowego przez przerwanie dopływu tlenu. Płomieniem tym nagrzewa się jeszcze czas jakiś miejsce spoiny, jak to pokazano na rysunku 2-gim.

Skoro uzyska się w ten sposób całkowitą jednorodność stylu, lampę chłodzi się, potem zaś w specjalnym piecu wyrównuje się mogące ewent. występować naprężenia materiału przez szczególny proces nagrzewania.

Uzyskane połączenie, którego grubość wynosi zaledwie kilka milimetrów, wykazuje również niezmierną trwa-



łość mechaniczną, i z łatwością wytrzymuje ciężar dorosłego człowieka, stojącego pośrodku części metalowej.

B. St.

Kompensacja osłabienia wyższych częstotliwości a zniekształcenia.

N. W. Mc. Lachlan, *Tone correction and distortion, Wireless World, Vol. XXX, Nr. 23, 1932 r.*

W zeszyte 11 — 12 „Przeglądu Radiotechnicznego” z r. b. została wskazana istota kompensacji osłabienia wyższych tonów, występującego wskutek nadmiernej selektywności obwodu strojonego. Urządzenie kompensacyjne faworyzuje wyższe częstotliwości i ma za zadanie przywrócić równomierność wzmocnienia częstotliwości akustycznych. Urządzenie takie jednak nie zawsze daje dobre wyniki, a czasem może nawet powodować powstanie bardzo poważnych zniekształceń, na które właśnie zwraca uwagę autor referowanego obecnie artykułu.

Rozważmy odbiornik, którego charakterystyka wzmocnienia jest tego rodzaju, że prądy o częstotliwości 2 200 okresów są wzmacniane 3 000 razy silniej, niż prądy o częstotliwości 200 okresów. Przypuśćmy teraz, że przychodząca do odbiornika fala o częstotliwości podstawowej 200 okresów ma pewną nieznaczną ($1/60\%$) zawartość 11-tej harmonicznej, odpowiadającej częstotliwości 2 200 okresów. Ponieważ stosunek wzmocnienia dla tych dwóch częstotliwości jest równy 3 000 : 1, więc 11-ta harmoniczna na wyjściu odbiornika będzie stanowiła już nie $1/60\%$ amplitudy częstotliwości podstawowej, lecz 50%. Zatem znaczne skażenie pierwotnej fali sinusoidalnej jest następstwem nie jakiegoś defektu w odbiorniku, lecz skutkiem tego, że dzięki większemu wzmocnieniu wyższych tonów, nieznaczące harmoniczne na wejściu ulegają niedopuszczalnemu wyolbrzymieniu na wyjściu. Zatem w odbiorniku, wyposażonym w urządzenie korekcyjne, istnieje daleko większe niebezpieczeństwo zniekształceń, niż w normalnych aparatach. Fala przychodząca do odbiornika musi więc być w o wiele większym stopniu wolna od harmonicznych w przypadku odbiornika z „korekcją tonów”, niż przy zwykłym aparacie.

Z powyższego wynika jasno, że jeśli wspomniana fala nie będzie linowo detektorowana, wówczas nastąpi wybitne przejaskrawienie wyższych tonów. Odbiorniki z „korekcją tonów” muszą więc posiadać detektor o prostoliniowej charakterystyce.

Inż. Al. Launberg.