

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XIV.

1 Lipca 1936 r.

Zeszyt 13—14

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

Rozchodzenie się fal b. krótkich

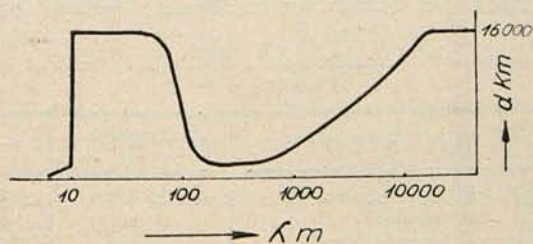
La propagation des ondes ultra-courtes

Inż. A. Jellonek

STRESZCZENIE. Artyk. niniejszy zajmuje się usystematyzowaniem materiału dotyczącego rozchodzenia się fal b. krótkich (1 — 10 m); omówiono w nim najdalsze możliwe zasięgi, z uwzględnieniem wpływu atmosfery i krzywizny ziemi; przytoczono natężenia pola odpowiadające tym zasięgom, tak przy założeniu przeważającego wpływu absorpcji, jak i odbicia na tłumienie fal tego rzędu i porównano z danymi doświadczalnymi. W końcu zebrano ważniejsze zjawiska wybiegające poza ramy teorii rozchodzenia się, w dzisiejszym ich stanie rozwoju.

WSTĘP.

Podział widma fal używanych w radjotechnice, w zależności od ich długości, ma uzasadnienie w fizycznych właściwościach ich rozchodzenia. Przenoszenie sygnału na falach od b. długich aż do średnich odbywa się prawie wyłącznie na drodze promieniowania bezpośredniego, odpowiednio ugiętego wzdłuż powierzchni ziemi. Część wypromieniowana w kierunku strefy zjonizowanej jest tak silnie tłumiona, że jej odbicie praktycznie nie wchodzi w rachubę. Dla fal od średnich począwszy zwiększone tłumienie fali przyziemnej skraca znacznie zasięg bezpośredni; nabiera natomiast znaczenia część odbita. Równocześnie zwiększa się odległość, po której promieniowanie odbite trafia na powierzchnię ziemi. Przy dalszym skracaniu fali (fale krótkie) zaczyna się pojawiać pomiędzy końcem zasięgu bezpośredniego a początkiem odbitego martwa strefa (rys. 2).



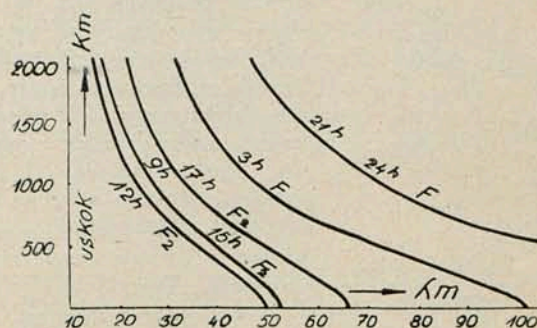
Rys. 1.

Największe zasięgi osiągalne falami o różnej długości (wg. Landner-Stoner).

tem szersza, im krótszą falą pracujemy. Równocześnie promieniowanie coraz trudniej ulega ugięciu wzdłuż powierzchni terenu. W końcu dla fal b. krótkich energia wypromieniowana ku górze przestaje wracać na powierzchnię ziemi; pracujemy praktycznie jedynie promieniowaniem bezpośrednim, silnie tłumionym; w miarę skracania fali maleje również uginanie, promieniowanie staje się prawie prostolinijne, nabierając dla dolnego pasa t. j. fal ultra-krótkich, coraz więcej cech „optycznych”.

Zmiany zachowania się fal o różnej długości najlepiej ilustruje porównawczy wykres ich zasięgów (rys. 1).

Teoretyczne i pomiarowe opracowanie rozchodzenia się fal el. magn. jest dość nierówne dla poszczególnych pasów. Stosunkowo najlepiej przedstawia się sprawa dla fal od b. długich aż do średnich. Fale tego rzędu pozwalają tak na przyjęcie prawie pewnych założeń w obliczeniach, jak również umożliwiają stosunkowo dokładne i łatwe pomiary. Pas ten znamy też najlepiej.



Rys. 2.

Odległości uskoku (wg. Hulburt'a) dla Washingtonu 1934 styczeń. Przy krzywych zaznaczono godziny dla których obowiązują, oraz warstwy na których następuje odbicie.

Gorzej już przedstawia się sprawa fal krótkich; wymagają one bowiem dokładnej znajomości struktury strefy zjonizowanej. Ze względu jednak na znaczenie tego pasa dla celów handlowych, prace na tem polu są bardzo liczne.

Znacznie słabiej przedstawiają się nasze wiadomości o rozchodzeniu się fal b. krótkich. Badania teoretyczne z tej dziedziny są stosunkowo nieliczne, a częściowo niecałkiem z sobą zgodne; brak również znaczniejszej ilości obserwacji, tak że względu na „młodość” tej dziedziny, jak również z powodu trudności pomiarowych. Artykuł niniejszy ma właśnie na celu usystematyzowanie dzisiejszych wiadomości z tego działu, oraz uwypuklenia braków i wątpliwości tak w ujęciu teoretycznym, jak i pomiarowym.

1. Zasięgi fal b. krótkich.

a) Zasięg optyczny.

Jako pierwsze przybliżenie określające największy możliwy zasięg dla fal tego rzędu możemy przyjąć rozchodzenie ściśle prostolinijne. Określenie zasięgu sprowadza się zatem do obliczenia granic horyzontu. Przyjmujemy ziemię gładką, ściśle kulistą, o promieniu $R \cong 6370$ km; na dajnik (N) jest umieszczony na wysokości H, odbiornik (O) na wysokości h. Zasięg optyczny (d) wyniesie teraz:

$$d_{(km)} = \sqrt{2RH} + \sqrt{2Rh} \cong 3,55 (\sqrt{H_{(m)}} + \sqrt{h_{(m)}}).$$

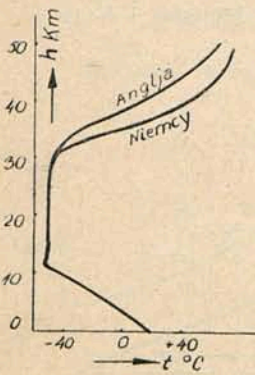
Doświadczenie jednak nie całkiem zgadza się z powyższym wzorem. Naogół możemy otrzymać zasięgi większe (tabl. 1. rubr. 1 — 5), o ile naturalnie rozporządzamy dostateczną mocą nadajnika.

Tablica I.

Wykonano:	Literatura:	długość fali m	wysokość		Zasięg		Potrzebna dla zasięgu rzeczywistego „m”
			nadajnika m	odbiornika m	optyczny km	rzeczywisty km	
1	2	3	4	5	6	7	8
Esau Hahemann 1929	(1)	3	500	0	80	100	3
L. F. Jones 1933 . . .	(2)	6,8	130	1060	150	210	4
Jouast 1930	(3)	5	760	515	175	205	4
Beverage Paterson . . .	(4)	7,1	1450	515	215	320	2
Hansell 1930	(5)	8,2					
Marconi 1933	(5)	0,57	745	350	170	270	2

b) Wpływ dolnych warstw atmosfery.

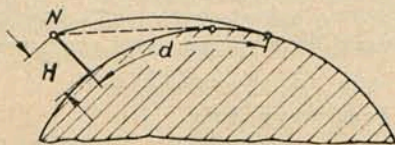
Częściowe wyjaśnienie zwiększonego zasięgu fal b. krótkich znaleziono w znanym z optyki zjawisku depresji horyzontu. Wraz z wysokością nad powierzchnią ziemi zmienia się gęstość, temperatura, wilgotność i t. d. powietrza.



Rys. 3.

Rozkład temperatury z wysokością (wg. J. Bartels'a) krzywa dla Anglii wg. Whipple'a, dla Niemiec wg. Ducker't'a.

Zmiany takie zachodzą przede wszystkim w dolnych warstwach atmosfery (rys. 3), które właśnie wchodzą w grę jako droga fal b. krótkich. Wszystkie te czynniki wpływają na wartość stałej dielektrycznej (ε) powietrza; zmienia się ona zatem z wysokością. Promieniowanie el. magn. przechodząc przez warstwy o różnej stałej dielektrycznej musi doznawać załamania względnie zakrzywienia. Teoretycznie ta zmiana kierunku rozchodzenia może następować tak ku-, jak i od powierzchni ziemi. Normalny jednak układ warunków w atmosferze (stała dielektr. malejąca z wysokością) powoduje zakrzywienie ku ziemi. Tor promieniowania ma w każdym miejscu inną krzywiznę, określoną lokalnymi wartościami ε; praktycznie możemy jednak przyjąć stały promień tej krzywizny, a więc rozchodzenie po łuku koła. Zwykle bowiem niepewność co do rozkładu warunków atmosferycznych wzdłuż trasy może wywołać błąd większy niż przyjęcie zakrzywienia przeciętnego, stałego na całej drodze. Zasięg w wypadku takiego quasi optycznego promieniowania, jest większy niż to odpowiada drodze prostoliniowej (por. tabl. 2 rubr. 5). Matematyczne ujęcie tego zjawiska jest dobrze znane z optyki;



Rys. 4.

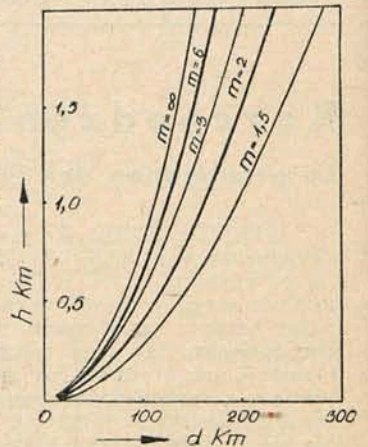
przedstawia się ono następująco: przyjmujemy (rys. 4), że droga fali jest kołem o promieniu ρ, przyczem $\frac{\rho}{R_{ziemi}} = m$. Otrzymujemy teraz następujący związek (7) wysokości (H) na której umieszczono nadajnik oraz odległości (d) pomiędzy nadajnikiem z punktem zetknięcia toru z ziemią

$$H = R_z \left\{ \left(\sec \frac{d}{R_z} - 1 \right) - m \left(\frac{d}{m R_z} - 1 \right) \sec \frac{d}{R_z} \right\}$$

dla odległości w których $d \ll R_z$ równanie przechodzi

w prostą postać: $d = \sqrt{R_z \frac{2m}{m-1} \cdot [H]}$ podaną przez Jouasta (3); względnie, jeżeli i odbiornik znajduje się na wys. h, wówczas $d = \sqrt{R_z \frac{2m}{m-1} [\sqrt{H} + \sqrt{h}]}$; dla $m = \infty$ równanie to podaje warunki rozchodzenia prostoliniowego.

Wykreślając odległość (d) jako funkcję wysokości nadajnika (H) dla różnych (m) przekonywujemy się o dość znacznym wpływie tego ostatniego na najdalsze zasięgi (rys. 5). Chcielibyśmy zatem znać wielkość „m” praktycznie spotykana, oraz oszacować wpływ poszczególnych czynników (temperatura, wilgotność, ciśnienie) na tę wartość. Zagadnienie sprowadza się do obliczenia promienia (ρ) drogi fal. Przybliżone obliczenie (9) jest następujące: jeżeli oznaczymy współczynnik załamania fal el. magn. w atmosferze przez „n”, wówczas:



Rys. 5. wg. Smith Rose Mc. Petrie.

$$\frac{\rho}{n} = - \frac{dh}{dn}$$

ponieważ w tym wypadku $n = \sqrt{\epsilon}$ zatem: $\rho \approx - \frac{2}{d \epsilon}$ wartości ε obliczamy (10) z równań:

$$\epsilon - 1 = 211 \cdot 10^{-6} \frac{p}{k} \dots \text{*) ważne dla powietrza suchego}$$

$$\epsilon - 1 = 182 \cdot 10^{-6} \frac{p}{k} \left(1 + \frac{5582}{k} \right) \text{ ważne dla pary wodnej *)}$$

przyczem p mm (Hg) oznacza ciśnienie, zaś k °Kelv temperaturę bezwzględną.

Z powyższych równań przyjmujemy ε dla mieszaniny gazów**), dla warunków przeciętnych, przyjmując, że w rozchodzeniu biorą udział warstwy atmosfery w około 1 ÷ 2 km wysokości. Załączona tabelka (tabl. 2) podaje nam otrzymane w ten sposób wyniki. Średnio możemy przyjąć:

$$\rho_{sr} \approx 4 R \text{ ziemi.}$$

Tablica II.

Warunki	Zakrzywioną ρ km	$\frac{\rho}{R}$
Lato wilg. przeciętna . .	23 400	3,66
„ bez wilgoci	38 800	6,08
Zima wilg. przeciętna . .	21 400	3,36
„ bez wilgoci	33 500	5,25
Przeciętna roczne	—	~ 4,00

Nieco odmienny sposób obliczenia i wartości na ρ otrzymują Smith-Rose i Mc. Petrie (8), przy uzależnieniu spółcz. załamania fali w powietrzu od jego gęstości.

Dla powietrza możemy przyjąć (8) (11)

$$n - 1 \approx A q \dots \dots \dots (1)$$

przyczem n oznacza spółcz. załamania; q gęstość; A stała. (C. d. n.)

*) wg. danych Zahn'a (10), przy założeniu, że wartości na ε znalezione dla $f \leq 10^6$ 1/sek. zachowują ważność dla $f \gg 10^6$ 1/sek.

**) Materiał doświadczalny nie jest ani dostatecznie obfity, ani też całkiem zgodny co do wniosku, czy taki sposób obliczenia można przyjąć bez zastrzeżeń. Stąd otrzymane wartości należy traktować raczej jako orientacyjne.

Odbiornik rezonansowy na fale ultrakrótkie

Recepteur à résonance pour ondes ultra-courtes

Miłosz Składkowski
Dypl. Technolog Elektryk

L'auteur fait la description des lampes américaines R. C. A. 955 et 954. en donnant leurs caractéristiques générales.

Suit la description des différents schémas, lesquelles sont en usage jusqu'à maintenant, avec une critique de leurs défauts. Enfin est donné un montage moderne pour ondes ultra courte et une comparaison des courbes de résonance des montages anciens et modernes.

Ces courbes montrent la supériorité des montages modernes.

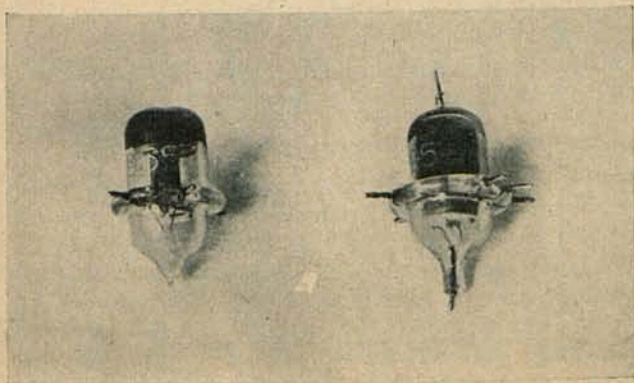
Dotychczas jedną z głównych wad odbiorników na fale bardzo krótkie była mała selektywność. Wynikało to z konstrukcji dotąd stosowanych lamp katodowych, które posiadały duże pojemności międzyelektrodowe. Pojemności te spowodowane były zbyt dużymi wymiarami poszczególnych elementów oraz nieodpowiednimi odprowadzeniami (np. odprowadzenia od siatki i anody były równoległe prowadzone obok siebie). Ponieważ specjalnych lamp nie było na rynku, konstruktor był zmuszony przy budowie odbiorników na fale poniżej jednego metra odejmować cokoły od lamp zwykłych, co jednak niezawsze dawało dobre wyniki. Ponadto taka lampa nie była wygodna w użyciu, wymagała bowiem przy wymianie, nowego lutowania końcówek.

Budowa wzmacniaczy wielkiej częstotliwości nie opłaca się przeto, gdyż dla tych częstotliwości wzmocnienia było niewielkie.

Rozwój fal ultrakrótkich wysunął konieczność skonstruowania nowych lamp. Są niemi lampy R. C. A. 955 — trioda i R. C. A. 954 — pentoda wielkiej częstotliwości. Obie te lampy są żarzone pośrednio i posiadają następujące dane techniczne:

Lampa	V_k V	I_k A	C_{as} pF	C_{sk} pF	C_{ak} pF
RCA 955	6,3	0,15	1,4	1,0	0,6
RCA 954	6,3	0,15	0,07	3	3

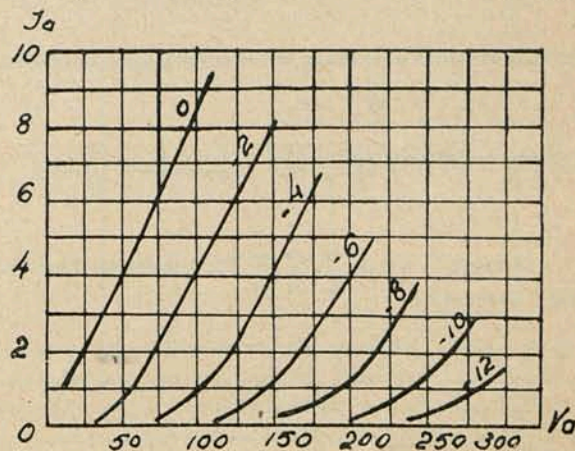
Jak widać z powyższej tabeli pojemności międzyelektrodowe tych lamp są znacznie mniejsze niż lamp zwykłych, dzięki temu można je stosować do budowy odbiorników na fale krótsze od 1 metra. Przy falach dłuższych lampy te pracują oczywiście lepiej.



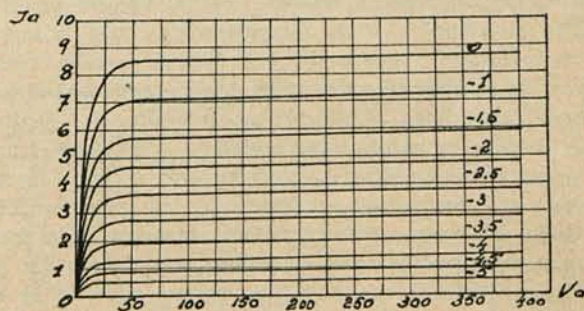
Rys. 1.

Konstrukcja lamp specjalnych jest widoczna z fotografii (rys. 1). Elektrody lampy są zawieszane na odprowadzeniach wlotowych w szkło. Dzięki temu wszystkie zbyteczne pojemności sprowadzone są do minimum.

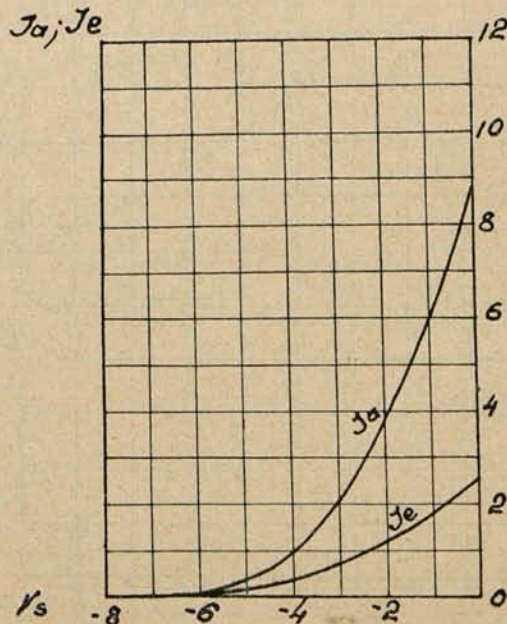
Charakterystyki statyczne lampy R. C. A. 955 są podane na rys. 2. Widzimy z nich, że lampa ta może pracować



Rys. 2.



Rys. 3.

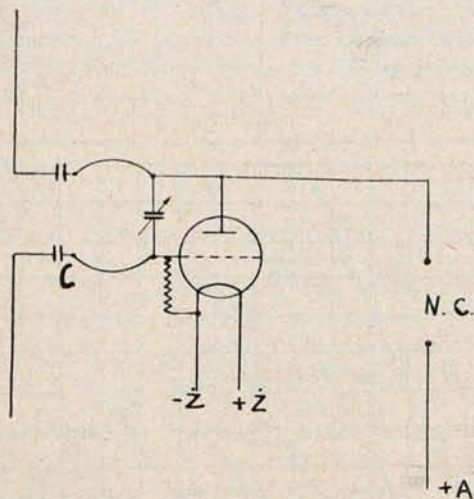


Rys. 4.

wać dobrze jako detektor siatkowy, anodowy i wzmacniacz małej lub wielkiej częstotliwości.

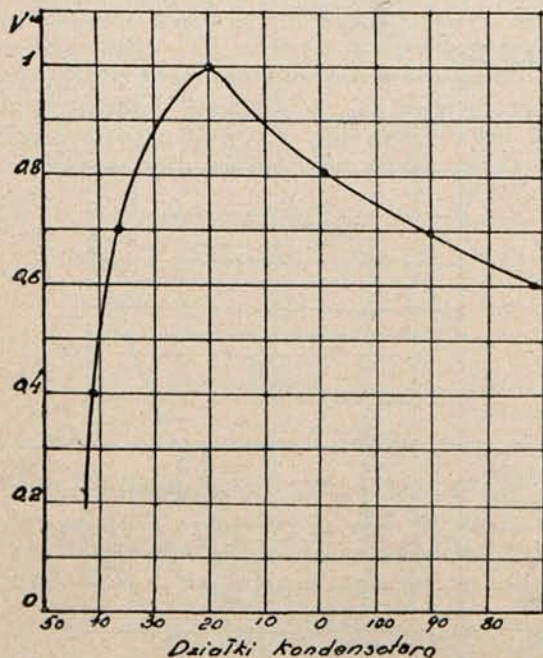
Charakterystyki lampy: R. C. A. 954 są podane na rys. 3 i 4.

Schemat stosowanego dotychczas odbiornika z lampami zwykłymi (Philips A 409, B 409 i Telefunken Rens 1204) jest przedstawiony na rys. 5. Układ ten w pobliżu silnych



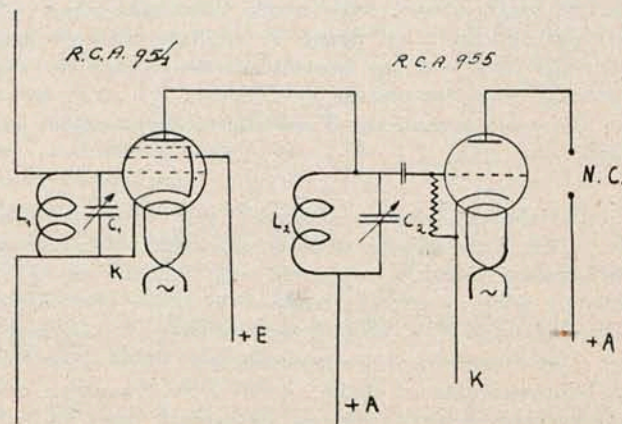
Rys. 5.

stacji nadawczych, pracuje aperjodycznie, to znaczy że lampa wprost odbiera sygnał stacji silnej, która zagłusza słabe sygnały na krótkich falach; aby tego uniknąć, stosuje się pomiędzy dipolem, a anodą i siatką, kondensatorki c o małej pojemności, które przedstawiają dużą oporność dla częstotliwości stosowanych w radjofonji a fale krótkie przepuszczają łatwo. W odbiorniku takim trzeba prócz tego stosować niewygodny eliminator na fale długie i średnie. Lampy zwykłe tu zastosowane posiadają silne gongi i szumy, przez co wystrojenie odbiornika jest trudne. Wymagają one też specjalnego ekranowania od prostowników, gdyż pole elektryczne transformatora powoduje przeszkody zagłuszające sygnał. Krzywą rezonansu tego układu dla fali 2 metry przedstawia rys. 6. Z krzywej tej widzimy że selektywność odbiornika jest mała.



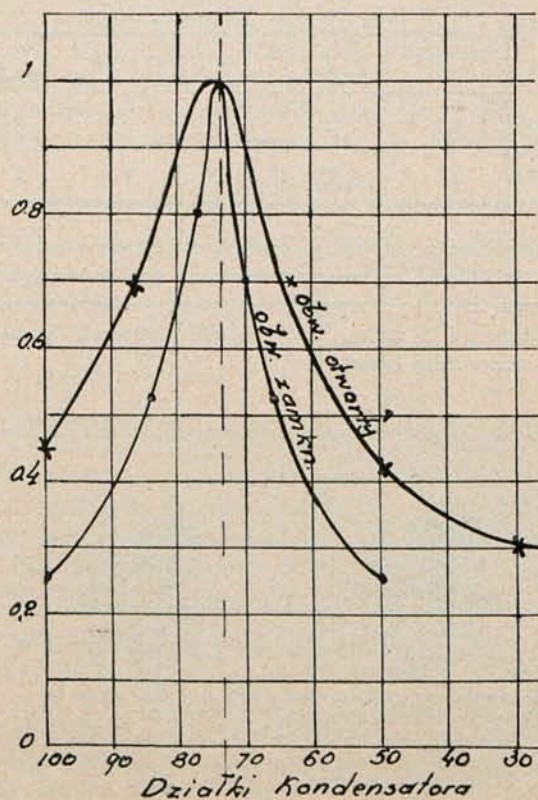
Rys. 6.

Wszystkich powyższych wad nie posiada odbiornik rezonansowy z lampami R. C. A. 955 i 954 w układzie przedstawionym na rys. 7. Jako lampę wzmacniającą zastosowano pentodę R. C. A. 954 a jako detektor — R. C. A. 955. Napięcia zdetekтовane są wzmacniane za pomocą normalnego wzmacniacza małej częstotliwości. Układ ten nie wymaga „eliminatora” gdyż aperjodycznie sygnału nie wzmacnia, ze względu na obecność obwodów rezonansowych. Lampy specjalne dają również słabsze gongi i szumy.



Rys. 7.

Schemat odbiornika z lampami miniaturowymi przedstawiony jest na rys. 7. Jest to zwykły układ rezonansowy przystosowany do fal bardzo krótkich. Obwody rezonansowe na fale 2 metry składają się z kondensatora strojenowego o pojemności $25 \mu F$ i cewki dwuzwojowej o średnicy 3 cm. Krzywe rezonansu takiego obwodu przedstawia rys. 8, przyczem jedna z nich odnosi się do obwodu na wejściu odbiornika (otwarty), druga do obwodu między wzmacniaczem i detektorem (zamknięty).



Rys. 8.

Krzywe, podane na rys. 6 i 8 przedstawiają napięcie wyjściowe zmienne w funkcji podziałek kondensatora. Można zarzucić, że takie przedstawienie krzywej rezonansu jest niesłuszne, ponieważ jednak porównujemy dwie krzywe zdjęte dla tych samych podziałek, więc porównanie będzie logiczne. Z rys. 8 wynika, że odbiornik rezonansowy jest dużo selektywniejszy niż odbiornik zwykły.

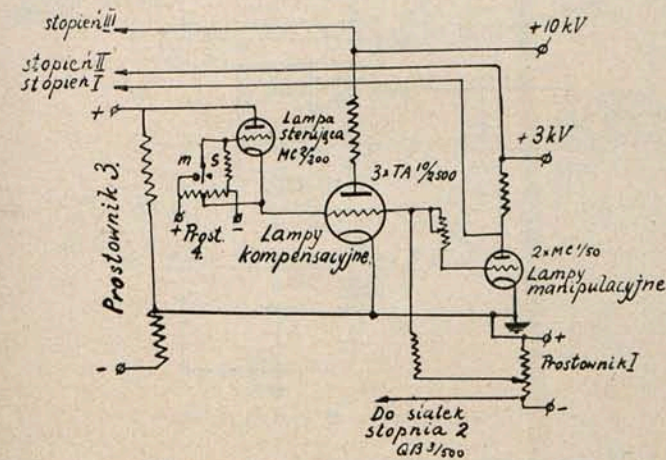
Porównanie selektywności przeprowadzimy liczbowo dla obwodu zamkniętego ($L_2 C_2$); z rys. 6 i 8 widać, że dla napięcia 0,8 V na wyjściu krzywa obwodu zamkniętego jest z lewej strony $16:4 = 4,0$ razy strzemsza od krzywej zwykłego układu; z prawej zaś strony $22:3 = 7,3$ strzemsza. Zatem selektywność w tym stosunku polepszyła się względem selektywności zwykłego układu.

Manipulacja telegraficzna 20 kW radiostacji transatlantycznej krótkofalowej SPW *)

Manipulation télégraphique du poste émetteur transatlantique SPW à l'onde courte

Inż. Juljusz Hupert

Mimo usiłowań nie udało się lepiej uregulować przełączników. Wobec tego faktu zastosowano taki układ manipulacji, który pozwalałby na sterowanie całego urządzenia jednym przełącznikiem Creeda. W tym celu siatki lamp manipulacyjnych $MC^{1/50}$, które w momencie „s”, podobnie jak $TA^{10/2500}$, muszą mieć dodatni potencjał, przyłączono równolegle do siatek lamp TA_{10} . Ponieważ zaś wymagane dla nich napięcie dodatnie jest mniejsze, zastosowano dla zredukowania go odpowiednio dobrany opornik szeregowy R_s . W momencie „m” wszystkie siatki otrzymują potencjał ujemny z prostownika 1 — bowiem otrzymywany z części R_1 potencjometru prostownika 3 okazał się zbyt mały.



Rys. 5.

Rys. 5 przedstawia ogólny schemat ideowy urządzenia manipulacyjnego. Tabelę wartości charakterystycznych układu podaje tab. 1.

System wyżej opisany traktowany jako ostateczny obecnie już jest w eksploatacji. Największa szybkość telegrafowania rozwijana przez C. B. O. wynosi do 180 słów/min. układ zaś według danych literatury pozwala na stosowanie szybkości 250÷300 słów/min.

Szybkość rozwijania w poprzednim układzie manipulacyjnym bez części kompensacyjnej była znacznie mniejsza. Pełne wykorzystanie jednakże prostownika 10KV było uniemożliwione wskutek tego, że przy odciążeniu nagłem

Z krzywej selektywności obwodu otwartego widać, że poprawa nie jest wielka.

Strojenie odbiornika przeprowadzamy kolejno: wpiery zmieniamy pojemność obwodu zamkniętego, a następnie dostrajamy obwód otwarty.

Krzywe selektywności trudno było wykreślić w funkcji częstotliwości, gdyż generator nie posiadał takich szerokich granic częstotliwości. O selektywności odbiornika świadczy jednak najlepiej fakt, że w odległości 10 metrów od nadajnika o mocy pierwotnej 20 watów można jego sygnał zupełnie wyeliminować.

napięcie prostownika wzrastało powyżej 12KV. Przy zastosowaniu systemu manipulacji jednoprzekaźnikowej były pewne kłopoty w związku z falą negatywną. Mianowicie po przejściu na ten system pojawiła się dość silna fala negatywna, dająca się obserwować zarówno na przyrządach prądów anodowych, jak i na odbiorniku.

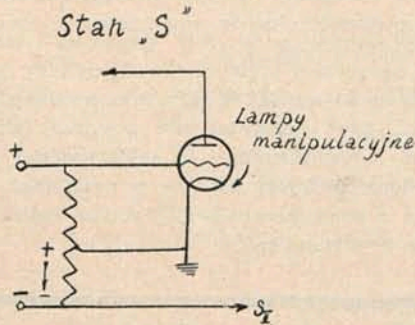
Pochodziła ona ze zmiany rozkładu prądów na potencjometrze prostownika siatkowego, który służył dawniej

Tablica I.

	Stan „m”	Stan „S”	
Lampy kompensacyjne $TA^{10/2500}$			
V_a	10 kV	1 000 V	
I_a	—	2 A	
V_s	— 300	+ 330	
I_s	—	0,6 A	
V_a	Wymagane do zatkania lampy	{ 10 000 V	
V_s			{ — 120 V
W_a			
Lampy manipulacyjne $MC^{1/50}$			
V_a	2 000 V	200 V	
I_a	—	0,32 A	
V_s	— 300	—	
I_s	—	80 mA	
V_a	Wymagane do zatkania lampy	{ 1 000	
V_s			{ — 150
W_a			
Lampa sterująca $MC^{2/300}$			
V_a	~ 1 000	270	
I_a	—	0,65 A	
V_s	~ — 150	+ 200	
I_s	—	~ 80 mA	
V_a	Wymagane do zatkania lampy	{ 1 000	
V_s			{ — 150
W_a			
Pobór prądu przez stopień III	3,0 A	—	
Napięcie prostownika 10 kV	10,0	normalnie 10,5; bez kompensacji przy S: 12 kV, jeśli przy „m” 8 kV.	

*) Dokończenie artykułu do str. 86, zeszyt 11-12 r. b.

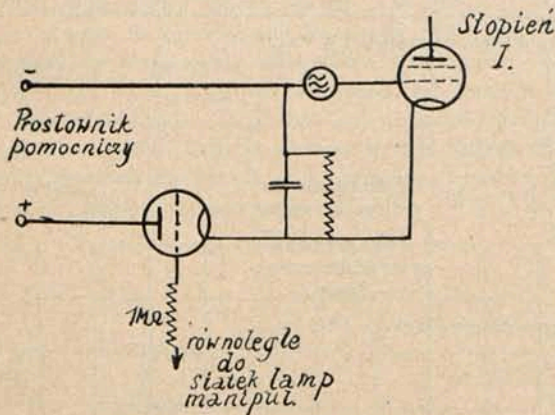
do zasilania siatek lamp stopnia II oraz manipulacyjnych, a obecnie przestał zasilać siatki lamp manipulacyjnych. Na rys. 6 mamy rozplływ prądów w momencie „S”.



Rys. 6.

Widoczne jest z tego rysunku, że prąd siatkowy lamp manipulacyjnych powiększał poprzednio w przypadku „s” minus na siatki lamp QB $3/500$ w stopniu III. Obecnie wpływ tego prądu zniknął — stąd w momencie „S” minus na siatki lamp QB 3 znacznie zmalał w porównaniu ze stanem naciśniętego klucza, co powodowało niezupełne usunięcie pobudzenia z siatek tych lamp. Ponieważ prostownik siatkowy był niecałkowicie obciążony, udało się temu zjawisku zaradzić w ten sposób, że oporność potencjometru została zmniejszona dość znacznie, a tem samym zmniejszona została oporność pomiędzy punktami „z” i „S_{II}” na tymże potencjometrze.

Oprócz powyżej opisanego systemu manipulacyjnego próbowano przy stacji S. P. W. całkowicie usunąć pobudzenie z lamp stopnia I w stanie klucza podniesionego przy pomocy urządzenia, stosowanego przez firmę Telefunken. Zasadę przedstawia rys. 7. Minus na siatki lamp

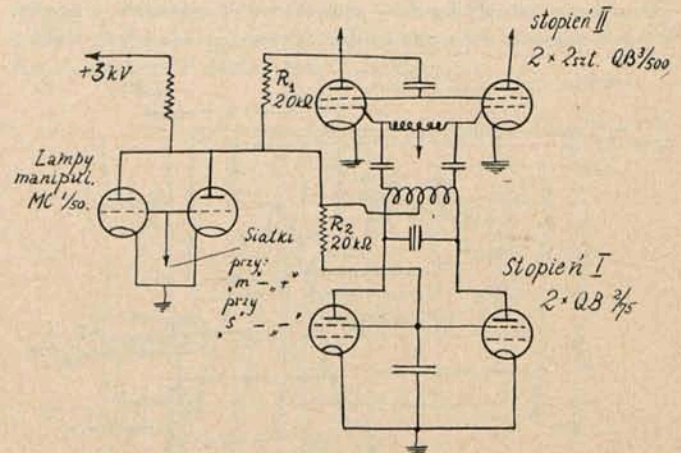


Rys. 7.

stopnia I otrzymywany jest przez spadek napięcia na oporniku siatkowym. W chwili podniesionego klucza na ten opornik siatkowy włącza się dodatkowo napięcie ujemne siatki lamp generacyjnych z prostownika dodatkowego. Biegun ujemny tego prostownika jest załączony na opornik w chwili gdy lampa E 424 N jest przewodząca t. zn. gdy łącznie z lampami manipulacyjnymi w chwili „S” otrzymuje dodatnie napięcie na siatkę. Napięcie prostownika dodatkowego wynosiło około 400 V. Tego rodzaju system manipulacji niezależny jest od systemu manipulacji przy pomocy

opornika kompensacyjnego i dławienia napięcia. Urządzenie to w radiostacji S. P. W. było jednakże zastosowane jedynie dla próby, bowiem okazało się, że nawet bez niego fali negatywnej w odbiorze nie obserwowano. Z drugiej strony nie nadawało się ono do pracy w siatkach lamp stopnia I, gdyż opornik siatkowy w tych lampach był zablokowany dużym kondensatorem ze względu na pracę tonownika. Stąd pochodziło znaczne opóźnienie w kluczowaniu. Jeżeli ten kondensator usunąć, zjawiska powolnego narastania prądu w. cz. przy kluczowaniu już niema. W tym stanie stacja S. P. W. pracowała wraz z kompensacją około 7 miesięcy i fala negatywna nie była obserwowana. Pojawiła się jednakże ona w związku z częściową stratą emisji lampy sterującej, po zmianie zaś lampy znikła. Podczas prób telefonji i związanej z nimi zamiany prostownika siatek III z rtęciowego na kenotronowy zbadano jeszcze jedną przyczynę powstawania fali negatywnej. Falę negatywną powodowało samowzbudzenie się stopnia III. Stopień ten wzbudzał się jako generator w układzie Kühn-Hutha (dwa obwody strojone w anodzie i siatce), przyczem warunki samopodtrzymania drgań były zachowane, lecz samowzbudzenie zachodziło tylko pod wpływem szeregowego pobudzenia przychodzącego z poprzednich stopni, co drogą kolejnej eliminacji niechybnie stwierdzono. Falę negatywną usunięto całkowicie przy pomocy następujących środków:

Zwiększono tłumienie obwodu strojonego w siatkach III przez wprowadzenie przewodów z drutu oporowego. Zmniejszono pobudzenie jaknajbardziej się dało bez spadku mocy w antenie. Zastosowano manipulację siatek osłonnych w stopniach I i II. Jest to w ten sposób wykonane, że napięcie dodatnie na siatkach osłonnych I i II otrzymywane jest przez redukcję na oporach R_1 i R_2 (rys. 8).



Rys. 8.

W ten sposób te siatki osłonne dwóch stopni są manipulowane łącznie z anodami lamp QB $2/75$ co jest dla manipulacji korzystne ze względu na to, że jeśli chodzi o przesunięcie względne charakterystyk względem punktu pracy, to w lampach ekranowanych siatka osłona odgrywa tę rolę, co anoda w lampach trójelektrodowych. Poza tym mamy tu manipulację dwóch stopni zamiast jednego.

Od tej chwili reklamacje na falę negatywną ustały.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE

Wzory na nachylenie przemiany częstotliwości, przydźwięk modulacyjny, pogłębienie i zniekształcenie modulacji oraz modulację skrośną w oscylatorach - modulatorach.

Wzory, ujmujące zjawiska, które wynikają z nieprostoliniowego przebiegu charakterystyki lamp wielkiej częstotliwości, były już rozważane na łamach Przeglądu Radjotechnicznego, a mianowicie w zeszycie 19 - 20 z roku 1934-go (str. 107). Obecnie podajemy wzory na te same zjawiska, ale zachodzące w lampach przemiany częstotliwości.

A. Lampy, przy których sygnał w cz. i sygnał oscylatora występują na tej samej siatce.

Stosując szereg Taylora można przedstawić charakterystykę lampy w następującej postaci:

$$i_a = i_0 + \alpha v_s + \beta v_s^2 + \gamma v_s^3 + \delta v_s^4 + \varepsilon v_s^5 + \varphi v_s^6 + \dots \quad (1)$$

W dalszym ciągu oznaczać będziemy pożądaną sygnał w cz. wskaźnikiem i , sygnał przeszkadzający — p , sygnał oscylatora — h i sygnał średniej częstotliwości — o .

Na siatce sterującej modulatora występuje więc napięcie

$$v_s = v + v_h \cos \omega_h t,$$

które należy podstawić do równania (1).

Tutaj v oznacza sygnał pożądaną + ewentualny sygnał przeszkadzający; po przekształceniu otrzymujemy:

$$i_a = A_0 + \alpha_0 v + \beta_0 v^2 + \gamma_0 v^3 + \dots + (A_1 + \alpha_1 v + \beta_1 v^2 + \gamma_1 v^3 + \dots) v_h \cos \omega_h t + (A_2 + \alpha_2 v + \beta_2 v^2 + \gamma_2 v^3 + \dots) v_h^2 \cos 2\omega_h t + \dots \text{ itp.} \quad (2)$$

gdzie: $A_0 = i_0 + \frac{1}{2} \beta v_h^2 + \frac{3}{8} \delta v_h^4 + \frac{5}{32} \varphi v_h^6 + \dots$

$$\alpha_0 = \alpha + \frac{3}{2} \gamma v_h^2 + \frac{15}{8} \varepsilon v_h^4 + \dots$$

$$\beta_0 = \beta + 3 \delta v_h^2 + \frac{15}{8} \varphi v_h^4 + \dots$$

$$\gamma_0 = \gamma + 5 \varepsilon v_h^2 + \dots$$

$$A_1 = \alpha + \frac{3}{4} \gamma v_h^2 + \frac{5}{8} \varepsilon v_h^4 + \dots$$

$$\alpha_1 = 2\beta + 3\delta v_h^2 + \frac{15}{4} \varphi v_h^4 + \dots$$

$$\beta_1 = 3\gamma + \frac{15}{2} \varepsilon v_h^2 + \dots$$

$$\gamma_1 = 4\delta + 15\varphi v_h^2 + \dots$$

Ponieważ obwód anodowy jest dostrojony do częstotliwości ($\omega_h - \omega_i$) więc tylko wyrażenia, zawierające $v_h \cos \omega_h t$ są ważne, gdyż inne wyrażenia nie mogą wytworzyć częstotliwości pośredniej. Można zatem ograniczyć się do:

$$i_a = (A_1 + \alpha_1 v + \beta_1 v^2 + \gamma_1 v^3 \dots) v_h \cos \omega_h t \dots \quad (2)$$

W dalszym ciągu rozważymy dwie możliwości, a mianowicie: słaby i dowolny sygnał oscylatora.

a) słaby sygnał v_h .

W tym przypadku wyrażenia A_1 , α_1 , β_1 i γ_1 upraszczają się:

$$\begin{aligned} A_1 &= \alpha \\ \alpha_1 &= 2\beta \\ \beta_1 &= 3\gamma \\ \gamma_1 &= 4\delta \end{aligned}$$

Równanie (2) przybiera teraz postać:

$$i_a = (\alpha + 2\beta v + 3\gamma v^2 + 4\delta v^3 + \dots) v_h \cos \omega_h t. \quad (3)$$

Po uwzględnieniu, że $v = v_i \cos \omega_i t$, przekształceniu i opuszczeniu wyrazów nieważnych otrzymujemy:

$$i_{a0} = \beta v_i v_h \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} v_i^2 + \dots \right) \cos \omega_0 t \dots \quad (4)$$

gdzie i_{a0} oznacza prąd pośredniej częstotliwości.

Nachylenie przemiany częstotliwości.

Zgodnie z definicją, nachylenie przemiany częstotliwości S_p przedstawia stosunek prądu anodowego pośredniej częstotliwości do napięcia wejściowego wielkiej częstotliwości, czyli

$$S_p = \beta v_h \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} v_i^2 + \dots \right).$$

Podobnie, jak w lampach w cz., nachylenie, a więc i wzmocnienie zależy tu od amplitudy napięcia na siatce V_i . Dla małych wartości V_i

$$S_p = \beta v_h$$

Ponieważ $\frac{\partial^2 i_a}{\partial v_s^2} = \frac{\partial S}{\partial v_s} = 2\beta$, więc nachylenie charakterystyki nachylenia jest miarą nachylenia przemiany częstotliwości.

Przydźwięk modulacyjny.

Z równania (3) po podstawieniu wyrażenia

$$v = v_i \cos \omega_i t + v_p \cos \omega_p t$$

wyływa wzór

$$m_b = \frac{1 + \frac{5}{2} \frac{\varepsilon}{\gamma} (v_i^2 + v_p^2) + \dots}{1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} v_i^2 + 3 \frac{\delta}{\beta} v_p^2 + \dots} 3 \frac{\gamma}{\beta} v_p.$$

Dla małych amplitud V_i i V_p wzór się upraszcza:

$$m_b = 3 \frac{\gamma}{\beta} v_p.$$

Podobnie, jak przy bezpośrednim wzmocnieniu w cz., przydźwięk modulacyjny jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalny do amplitudy napięcia przeszkadzającego i niezależny od wielkości sygnału w cz. Zamiast $\frac{\beta}{\alpha} v_p$ miarodajne jest tutaj $\frac{\gamma}{\beta} v_p$, czyli zjawisko jest niejako przesunięte o jeden stopień wyżej niż przy lampach w cz.

Pogłębienie modulacji.

Celem obliczenia wzrostu głębokości modulacji należy w równaniu (4) zastąpić V_i przez $V_i (1 + m \cos pt)$.

$$M = \frac{3 \frac{\delta}{\beta} v_i^2 \left(1 - \frac{3}{8} m^2 \right) + \dots}{1 + \frac{3}{2} \frac{\delta}{\beta} v_i^2 \left(1 + \frac{3}{2} m^2 \right) + \dots}$$

Jeśli amplituda V_i jest mała, wzór przybiera postać:

$$M = 3 \frac{\delta}{\beta} v_i^2 \left(1 - \frac{3}{8} m^2 \right).$$

Przy małej głębokości modulacji wzór się upraszcza:

$$M = 3 \frac{\delta}{\beta} v_i^2.$$

Zniekształcenie modulacji.

Równanie, które posłużyło do wyprowadzenia poprzedniego wzoru, pozwala również obliczyć zniekształcenie modulacji D .

$$D = \frac{9}{4} \frac{\delta}{\beta} v_i^2.$$

Modulacja skrośna.

Podstawiając do równania (4)

$$v = v_i \cos \omega_i t + v_p (1 + m_p \cos pt) \cos \omega_p t$$

znajdujemy współczynnik modulacji skrośnej.

$$K = 6 \frac{\delta}{\beta} v_p^2.$$

Okazuje się więc, że również dla lamp oscylacyjno-modulacyjnych pogłębienie i zniekształcenie modulacji oraz współczynnik modulacji skrośnej są w pierwszym przybliżeniu proporcjonalne do kwadratu napięcia na siatce. Poza-tem w danym przypadku zamiast $\frac{\gamma}{\alpha} v_p$ jest miarodajne wyrażenie $\frac{\delta}{\beta} v_p^2$.

Można w ogólności powiedzieć, że przy lampach przemiany częstotliwości wszystkie powyższe zjawiska przesuwają się o jeden stopień wyżej; zachodzi to również przy wzmocnieniu tych lamp. We wzmacniaczach w. cz. w grę wchodzi przy tej kwestji nachylenie, t. j. w pierwszym przybliżeniu α ; w stopniu przemiany częstotliwości natomiast — nachylenie przemiany częstotliwości t. j. w pierwszym przybliżeniu β . Powyższe wzory są ważne w założeniu, że napięcia, występujące na siatkach, są małe. Jeśli chodzi o V_i i V_p , założenie to znajduje potwierdzenie w praktyce. Ale nachylenie przemiany częstotliwości jest w pierwszym przybliżeniu proporcjonalne do v_h , a zatem napięcie oscylatora musi być prawie zawsze duże. Wzory powyższe nie mają więc ogólnego zastosowania praktycznego i oparta na nich metoda pomiarowa daje wyniki prawidłowe tylko przy małym napięciu oscylatora.

b) dowolny sygnał V_h .

Uzyskanie ogólnych wzorów wymaga zachowania w równaniu (2) nieuproszczonych wyrażeń A_1 , α_1 i β_1 . Po podstawieniu $v = v_i \cos \omega_i t$ do równania (4), otrzymujemy

$$i_{a0} = \frac{1}{2} \alpha_1 v_i v_h \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma_1}{\alpha_1} v_i^2 + \dots \right) \cos \omega_0 t.$$

Nachylenie przemiany częstotliwości.

$$S_p = \frac{1}{2} \alpha_1 v_h \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma_1}{\alpha_1} v_i^2 + \dots \right)$$

lub dla małych wartości V_i

$$S_p = \frac{1}{2} \alpha_1 v_h.$$

Przydźwięk modulacyjny.

Z podstawienia do równania (2)

$$v = v_i \cos \omega_i t + v_p \cos \omega_p t$$

wynika

$$i_{a0} = \frac{1}{2} \alpha_1 v_i v_h \cos \omega_0 t \left(1 + 2 \frac{\beta_1}{\alpha_1} v_p \cos \omega_p t + \dots \right)$$

co w pierwszym przybliżeniu jest równoznaczne z

$$m_b = 2 \frac{\beta_1}{\alpha_1} v_p.$$

Po zastąpieniu α_1 i β_1 przez wyżej podane wzory odnajduje się uprzednio podaną wartość dla małego sygnału oscylatora

$$m_b = \frac{3\gamma}{\beta} v_p.$$

Pogłębienie modulacji.

Zastępując w równaniu (4) v_i przez $v_i (1 + m \cos pt)$, otrzymujemy

$$M = \frac{3\gamma_1}{2\alpha_1} v_i^2.$$

Zniekształcenie modulacji.

$$D = \frac{9\gamma_1}{8\alpha_1} v_i^3 m.$$

Modulacja skrośna.

$$K = \frac{3\gamma_1}{\alpha_1} v_p^2.$$

Teraz podane wzory są ważne dla każdej wartości napięcia oscylatora. Wskazują one, że, podobnie, jak we wzmacniaczach w. cz. wzrost głębokości modulacji, zniekształcenie modulacji oraz modulacja skrośna są proporcjonalne w pierwszym przybliżeniu do kwadratu napięcia występującego na siatce.

B. Lampy, przy których sygnał w. cz. i sygnał oscylatora występują na różnych siatkach.

W danym przypadku mamy niejako dwie siatki sterujące. Prąd anodowy staje się wskutek tego zależny od napięć na obydwóch siatkach. Ten moment oczywiście bardzo komplikuje wyprowadzenie odpowiednich wzorów i dlatego poprzestaniemy tutaj na podaniu podstawowego równania prądu anodowego po uskutecznieniu wszystkich przekształceń i uproszczeń.

$$i_a = (A_1 + \alpha_1 v + \beta_1 v^2 + \gamma_1 v^3 + \dots) v_h \cos \omega_h t.$$

Ponieważ równanie to jest identyczne z równaniem (2), więc i w przypadku B oprzeć się można na rozważaniach poprzednio podanych.

Inż. A. Launberg.

PRZEDPŁATA:
kwartalnie zł. 9.—
rocznie zł. 36.—
zagranicą + 50%
za zmianę adresu
(z naczkami pocztowymi) gr. 50

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro
telefon Nr 690-23.

Administracja otwarta codz. od godz. 9 do 15 w soboty od 9 do 13

Konto czekowe w P. K. O. Nr. 363

Ceny ogłoszeń
podaje administracja
na zapytanie.

Wydawca: Wydawnictwo Czasopisma „Przeгляд Elektrotechniczny”, Spółka z ograniczoną odpowiedzialnością,

S. A. Z. G. „Drukarnia Polska”, Warszawa, Szpitalna 12. Tel. 5.87-98 w dzierżawie Spółki Wydawniczej Czasopism Sp. z o. o.