

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

- Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XII.

1 Października 1934 r.

Zeszyt 19—20

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

KIERUNKOWE CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA UKŁADU ANTENA — RAMA

Characteristique de rayonnement d'un cadre couplé avec une antenne

Inż. Jan Gurtzman i inż. Bolesław Starnecki

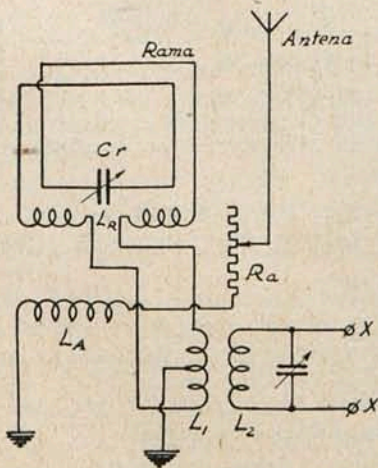
L'article présente l'analyse mathématique de deux circuits d'antennes dirigées (fig. 1 et 2). Il en résulte, que dans certaines conditions un cadre et une antenne verticale donnent comme caractéristique de rayonnement deux cardioides déplacées l'une par rapport à l'autre de 180° .

I. Wstęp.

W radjogonjometrach celem uzyskania odbiorczej charakterystyki promieniowania w kształcie kardiody, przeważnie stosowane są układy antena-rama, przedstawione na rys. 1 i 2.

Na rys. 1 mamy do czynienia z ramą strojoną, sprzężoną bezpośrednio z aperiodyczną anteną przyczem opór w antenie R_a służy do wyrównania faz.

Na rys. 2 t. zw. aperiodyczna rama sprzężona jest z aperiodyczną anteną za pośrednictwem obwodu strojonego $L_1 L_2 L_3 C^1$.



Rys. 1.

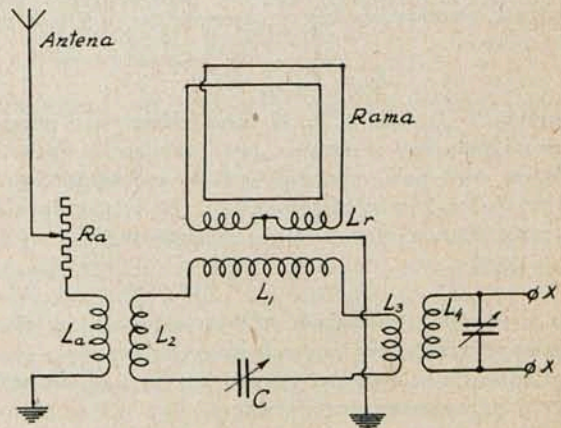
Normalnie wartości stałych RLC dobiera się w ten sposób, aby napięcia V na zaciskach wyjściowych XX stanowiły funkcję kąta φ między płaszczyzną ramy a kierunkiem przyjęcia sygnału kształtu

$$V = A (1 + \cos \varphi) \dots \dots \dots (1)$$

W układzie rys. 1 napięcia V są proporcjonalne do prądu w obwodzie samej ramy I_R , zaś w układzie rys. 2 — do prądu w obwodzie pośrednim, I .

¹⁾ Patrz np. R. Keen, Wireless Direction Finding and directional reception str. 70 i 87.

W artykule niniejszym wyprowadzimy wzory na prądy I_R , I oraz prąd w antenie I_a .



Rys. 2.

2. Układ z ramą strojoną.

Rys. 3 przedstawia schemat zastępczy, odpowiadający układowi z rys. 1.

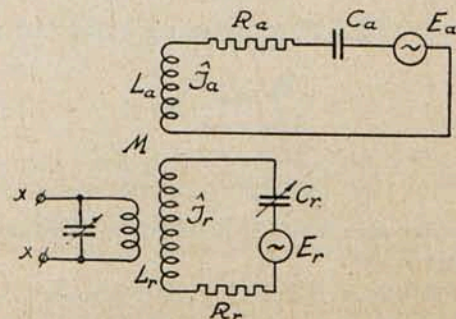
Na rysunku tym E_a oznacza siłę elektromotoryczną wzbudzaną przez sygnał w antenie, zaś \hat{E}_R — w ramie²⁾.

Oznaczmy: opór pozorny obwodu anteny

$$\hat{Z}_a = R_a + j X_a.$$

Opór pozorny obwodu ramy:

$$\hat{Z}_R = R_R + j X_R.$$



Rys. 3.

²⁾ W dalszym ciągu wszystkie występujące wartości napięć i prądów będą to wartości wektorowe. Jako wektor o kierunku początkowym przyjmujemy E_a .

W warunkach praktycznych, pozwalających na uzyskanie kardioidy:

$$X_a \ll R_a, \quad X_R = 0,$$

czyli

$$\left. \begin{aligned} \hat{Z}_a &\cong R_a \\ \hat{Z}_R &= R_R \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Jeśli współczynnik indukcyjności wzajemnej obu obwodów jest M , możemy teraz napisać następujące równania:

$$\left. \begin{aligned} \hat{I}_a R_a &= j \omega M \hat{I}_R + E_a \\ \hat{I}_R R_R &= j \omega M \hat{I}_a + \hat{E}_R \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

gdzie ω oznacza pulsację sygnału odbieranego.

Rozwiązanie tych równań daje nam:

$$\hat{I}_a = \frac{R_R E_a + j \omega M \hat{E}_R}{R_a R_R + \omega^2 M^2} \dots \dots \dots (4)$$

$$\hat{I}_R = \frac{j \omega M E_a + R_a \hat{E}_R}{R_a R_R + \omega^2 M^2} \dots \dots \dots (5)$$

Jak wiadomo, S. E. M.-czna w ramie \hat{E}_R stanowi funkcję kąta φ płaszczyzny ramy z kierunkiem przyjścia sygnału, kształtu

$$\hat{E}_R = \hat{E}_{Rmax} \cos \varphi \dots \dots \dots (6)$$

przyczem \hat{E}_{Rmax} jako S. E. M.-czna indukowana przez pole elektromagnetyczne w ramie, jest cofnięta w fazie o 90° względem tego pola, ponadto jest do natężenia tego pola proporcjonalna. Ponieważ również E_a jest proporcjonalne do pola i pozostaje z nim w fazie, możemy napisać:

$$\hat{E}_{Rmax} = j k E_a \dots \dots \dots (7)$$

gdzie k stanowi współczynnik proporcjonalności, zależny od stosunku wysokości skutecznych ramy i anteny.

Podstawiając wartości ze wzorów (6) i (7) do wzorów (4) i (5), otrzymujemy ostatecznie:

$$\hat{I}_a = \frac{E_a}{R_a R_R + \omega^2 M^2} (R_R - k \omega M \cos \varphi) \dots \dots (8)$$

$$\hat{I}_R = \frac{j E_a}{R_a R_R + \omega^2 M^2} (\omega M + k R_a \cos \varphi) \dots \dots (9)$$

Jak widać, wzór (9) daje się sprowadzić do postaci wzoru (1) w przypadku, gdy

$$\omega M = k R_a \dots \dots \dots (10)$$

Jest to zatem warunek otrzymania kardioidy na zaciskach XX .

Ze wzoru (8) widać jednak, że również prąd w antenie I_a przedstawia charakterystykę kierunkową. Jeśli przytem założyc

$$R_R = k \omega M \dots \dots \dots (11)$$

wówczas wzory (8) i (9) w związku z (10) i (11) przybiorą postać:

$$\hat{I}_a = \frac{E_a}{2 R_a} (1 - \cos \varphi) \dots \dots \dots (12)$$

$$\hat{I}_R = \frac{j E_a}{2 k R_a} (1 + \cos \varphi) \dots \dots \dots (13)$$

Mamy tu układ *dwu kardioid* przesuniętych względem siebie przestrzennie o 180° .

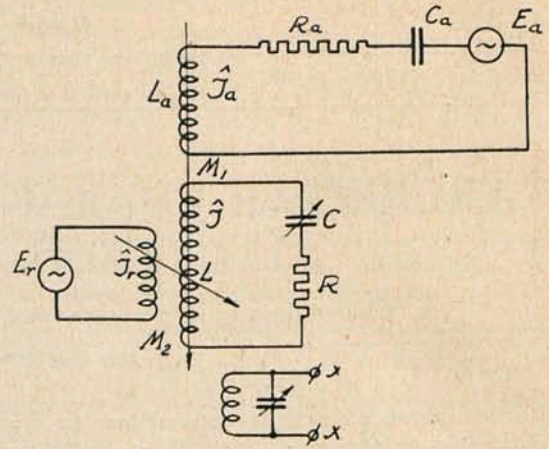
Jeśli natomiast spełniony będzie warunek

$$k \omega M \ll R_R \dots \dots \dots (14)$$

(co oznacza, że mamy antenę o b. dużej wysokości skutecznej, słabo sprzężoną z małą ramą) wówczas równanie (8) da nam w przybliżeniu charakterystykę *kołową*, t. j. normalną charakterystykę anteny otwartej.

3. Układ z obwodem pośrednim.

Rys. 4 przedstawia schemat zastępczy, odpowiadający układowi z rys. 2.



Rys. 4.

W tym przypadku możemy napisać:

$$\left. \begin{aligned} \text{Opór pozorny obwodu ramy:} & \quad \hat{Z}_R = j \omega L_R \\ \text{Opór pozorny obwodu pośredniego:} & \quad \hat{Z} = R + j X \\ \text{Opór pozorny obwodu anteny:} & \quad \hat{Z}_a = R_a + j X_a \end{aligned} \right\} \dots (15)$$

przyczem i tutaj dla uproszczenia możemy przyjąć

$$\hat{Z}_a \cong R_a$$

Oznaczając współczynnik indukcyjności wzajemnej między obwodem anteny a obwodem pośrednim przez M_1 , zaś między obwodem ramy a obwodem pośrednim przez M_2 , możemy dla tych trzech obwodów napisać równania następujące:

$$\left. \begin{aligned} E_a + j \omega M_1 \hat{I} &= \hat{I}_a R_a \\ \hat{E}_R + j \omega M_2 \hat{I} &= j \omega L_R \hat{I}_R \\ j \omega M_1 \hat{I}_a + j \omega M_2 \hat{I}_R &= (R + j X) \hat{I} \end{aligned} \right\} \dots \dots (16)$$

Rozwiązanie tych równań po uwzględnieniu warunków (6) i (7) daje:

$$\hat{I} = \frac{E_a (\omega M_1 L_R + k M_2 R_a \cos \varphi)}{-\omega R_a M_2^2 + L_R R X - j L_R (R_a R + \omega^2 M_1^2)} \dots (17)$$

oraz:

$$\hat{I}_a = \frac{E_a [L_R X - \omega M_2^2 - j (L_R R - k \omega M_1 M_2 \cos \varphi)]}{-\omega R_a M_2^2 + L_R R X - j L_R (R_a R + \omega^2 M_1^2)} \dots (18)$$

Widać od razu, że równanie (17) przybierze kształt równania (1), gdy spełnione są warunki:

$$\omega M_1 L_R = k M_2 R_a \dots \dots \dots (19)$$

oraz.

$$\omega R_a M_2^2 = L_R R X \dots \dots \dots (20)$$

W tym przypadku otrzymujemy kardioidę na zaciskach XX .

Możemy jednak uzyskać również — jak poprzednio — kardioidę w obwodzie anteny; muszą być w tym celu spełnione warunki:

$$L_R X = \omega M_2^2 \dots \dots \dots (21)$$

$$L_R R = k \omega M_1 M_2 \dots \dots \dots (22)$$

oraz warunek (20).

Równoczesne spełnienie warunków (19), (20), (21) i (22) daje nam następujące zależności:

$$\left. \begin{aligned} R &= R_a \\ M_2 &= \frac{L_R}{k} \\ X &= \frac{\omega L_R}{k^2} \\ M_1 &= \frac{R}{\omega} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (23)$$

W tym przypadku równania (17) i (18) przybiorą postać:

$$\left. \begin{aligned} \hat{I}_a &= \frac{E_a}{2R} (1 - \cos \varphi) \\ \hat{I} &= \frac{j E_a}{2R} (1 + \cos \varphi) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (24)$$

I tutaj zatem otrzymujemy dwie kardioidy, przesunięte przestrzennie o 180°.

4. Zastosowanie praktyczne.

Powyższą właściwość układu antena rama, pozwalającą na uzyskiwanie równocześnie z jednego takiego układu dwu kardioid, przesuniętych przestrzennie o 180°, wykorzystaliśmy praktycznie w samopiszącym gonjometrze do wyznaczenia kierunku przychodzenia trzasków atmosferycznych. Gonjometr taki pomysłu dr. J. Lugeon, wykonany i zainstalowany w Obserwatorium Państwowego Instytutu Meteorologicznego w Jabłonie, wymagał właśnie symetrycznego układu dwu kardioid. Osiągnięcie tego przy pomocy oddzielnych układów antena-rama, napotkało na znaczne trudności natury praktycznej, natomiast doskonałe wyniki dał jeden taki układ, dobrany według wyżej podanych rozważań.

Doświadczalnie zdjęte charakterystyki promieniowania układu antena-rama w Jabłonie wykazały całkowitą zgodność z teorią.

KILKA UWAG O PENTODZIE W. CZ. PRACUJĄCEJ JAKO OSCYLATOR - MODULATOR

Quelques considérations sur la penthode haute frequence fonctionnant comme changeuse de frequence.

Inż. Aleksander Launberg

L'auteur analyse les divers schémas pour la penthode haute frequence fonctionnant comme changeuse de frequence, signale leurs défauts et en explique les causes. Finalement il indique un schéma theorique et pratique approprié pour le tube Philips E 446.

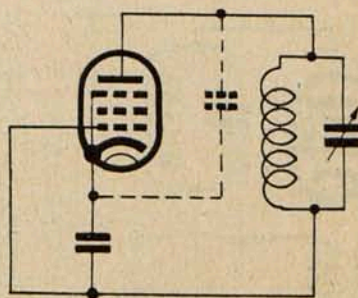
Połączenie w jednej lampie (lampie ekranowanej lub pentodzie) funkcji oscylatora i modulatora wciąż jeszcze nastęrcza w praktyce wiele trudności, które pozostają w bezpośrednim związku z faktem, że od jednej i tej samej lampy wymaga się spełnienia dwóch bardzo różnych czynności, dla jakich lampa ta bynajmniej nie była przeznaczona przy jej projektowaniu.

W poniższych krótkich uwagach zamierzamy rzucić nieco światła na niektóre zagadnienia, jakie wyłaniają się przy stosowaniu pentody w. cz. (np. E 446) w roli oscylatora - modulatora.

1) Celem uzyskania wystarczająco dużego nachylenia (co stanowi warunek łatwego pobudzenia do oscylacji) należy stosować odpowiedni opór katodowy: ok. 1250 Ω dla pentody E 446 (R₁ na rys. 7). Napięcie indukowane przez oscylator w cewce katodowej powinno wynosić 1 — 2 V; można je wyregulować zapomocą zmiany wielkości tłumienia obwodu oscylatora przez załączenie równoległych oporów (R₂ i R₃ na rys. 7) lub też drogą modyfikacji liczby zwojów cewki katodowej.

2) Jest rzeczą powszechnie wiadomą, że kondensator, bocznikujący opór katodowy (C₂ na rys. 7), nie powinien być zbyt duży, gdyż w przeciwnym razie mogą wystąpić oscylacje małej częstotliwości. Istotnie średni prąd anodowy rośnie z chwilą gdy lampa zaczyna oscylować, a ponieważ posiada ona automatyczne ujemne napięcie siatki, więc również i to napięcie zwiększa się wówczas, jednakże nie natychmiast, ponieważ kondensator musi się wpierv naładować do nowego potencjału. W momencie, gdy napięcie na kondensatorze osiąga tę nową wartość, drgania się zrywają, gdyż nachylenie charakterystyki lampy zmalało. Prąd

anodowy wtedy zmniejsza się, a wraz z nim oczywiście spada ujemne napięcie siatki aż do chwili, gdy drgania ponownie wzbudzą się i t. d. Wskutek tych przebiegów powstają oscylacje m. cz. w postaci motorowania (motor boating), których unika się przez zastosowanie kondensatora o możliwie jaknajmniejszej pojemności, gdyż czas ładowania takiego kondensatora jest bardzo krótki. W pewnych przypadkach pojemność tego kondensatora może wynosić do 0,1 μF. Należy jednakowoż podkreślić, że kondensator ten nie powinien być zbyt mały, ponieważ mały kondensator może spowodować oscylacje pośredniej częstotliwości. Jeśli się uwzględni pojemność anoda - katoda lampy (rys. 1), powstaje



Rys. 1.

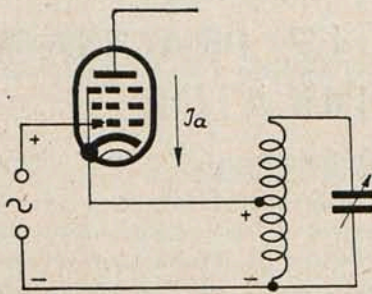
pojemnościowy dzielnik napięcia, występującego w obwodzie anodowym, przyczem stosunek pojemności anoda - katoda do pojemności kondensatora katodowego rozstrzyga o powstawianiu oscylacji pośredniej częstotliwości.

Niech E₁ oznacza wartość skuteczną napięcia pośredniej częstotliwości, występującego w obwodzie anodowym, E₂ — wartość skuteczną napięcia pośredniej częstotliwości, jakie przedostaje się na siatkę sterującą pentody, C₁ — pojemność anoda - katoda, a C₂ — pojemność kondensatora bocznikującego opór katodowy.

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1}{\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_1}} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{1}{1 + \frac{C_2}{C_1}}$$

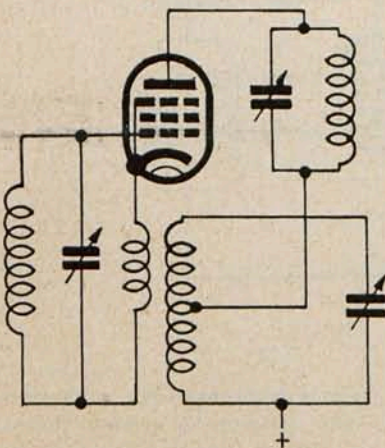
Skłonność do powstawania szkodliwych oscylacji pośredniej częstotliwości jest oczywiście tem mniejsza, im mniejszą wartość ma stosunek $\frac{E_2}{E_1}$ t. j. im większa jest pojemność C_2 w porównaniu z C_1 . Dla pentody E 446 pojemność anoda - katoda (C_1) wynosi $9,9 \mu\text{F}$. Kondensator C_2 winien mieć 1 000 — 10 000 μF .

3) Niekiedy uzyskuje się sprzężenie obwodu oscylatora z obwodem katodowym za pośrednictwem odgałęzienia na cewce oscylatora, jednakże wówczas oporność pozorna części „odczepionej” jest zbyt duża. Spadek napięcia na tej oporności, spowodowany przez przepływ prądu anodowego, ma przeciwną fazę względem sygnału, tak, że ten ostatni zostaje częściowo zniweczony (rys. 2). Ponadto powstaje

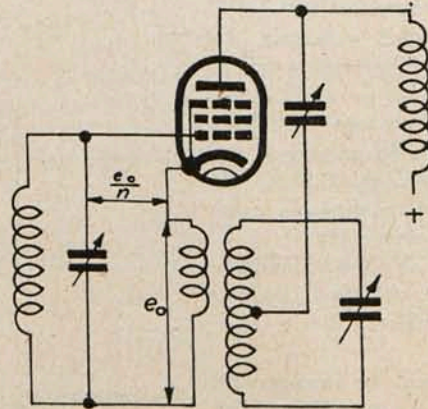


Rys. 2.

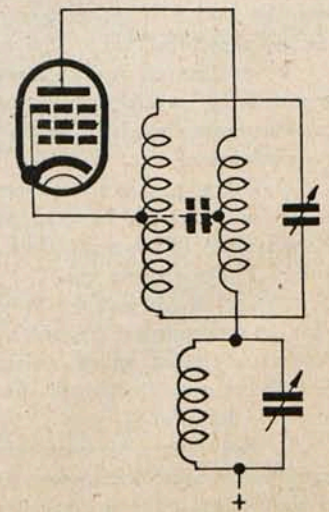
sprężenie między obwodem wielkiej częstotliwości a obwodem oscylatora poprzez odczepioną część cewki oscylatora i pojemność siatka - katoda, co rozstraja uprzednio uzgodnione kondensatory poszczególnych obwodów, osadzone na jednej osi. Z tego powodu lepiej jest stosować słabe sprzężenie w obwodzie katody, przyczem celem podtrzymania oscylacji należy zwiększyć sprzężenie w obwodzie anody, co można osiągnąć zapomocą odgałęzienia na cewce oscylatora. (Rys. 3 i 4).



Rys. 3.



Rys. 4.



Rys. 5.

Jeśli transformator pośredniej częstotliwości był włączony między anodę i cały obwód oscylatora, mogłyby wystąpić nowe trudności np. szkodliwe oscylacje pośredniej częstotliwości. Gdy w układzie z rys. 3 dolną część transformatora pośredniej częstotliwości połączymy z górną czę-

ścią cewki oscylatora, prądy pośredniej częstotliwości będą oddziaływały zwrotnie przez cewkę sprzęgającą w obwodzie katodowym. Jeśli natomiast transformator pośr. cz. jest przyłączony do odgałęzienia na cewce oscylatora, wówczas drgania pośredniej częstotliwości występują tylko w dolnej niesprężonej z cewką katodową części cewki oscylatora. W ten sposób tylko drgania o częstotliwości oscylatora przenoszą się do cewki katodowej (rys. 3 i 4).

Zostało stwierdzone, że dla najdłuższych fal trudniej jest pobudzić do drgań układ z rysunku 3-go niż układ z rysunku 4-go. Z drugiej jednak strony w schemacie z rys. 4-go część cewki oscylatora znajduje się w obwodzie pośredniej częstotliwości, co może pokaźnie zwiększyć tłumienie tego obwodu, zwłaszcza, gdy w grę wchodzi wyższa częstotliwość pośrednia rzędu 400 kc.

4) Niekiedy stosuje się sprzężenie indukcyjne w obwodzie anodowym (rys. 5). Jeśli cewka reakcyjna jest włączona między transformator i anodę, wówczas straty spowodowane przez pojemność między tą cewką a cewką oscylatora, tłumią w znacznym stopniu transformator pośredniej częstotliwości.

5) Zrywanie się drgań na początku zakresu fal średnich (200 m) stanowi przeszkodę, która często daje się we znaki konstruktorom. Z tego powodu czułość odbiornika przy 300 m i niżej znacznie maleje a nawet drgania oscylatora mogą zupełnie ustać. Zjawisko to jest następstwem faktu, że przy krótkich falach oporność pozorna strojonego obwodu siatkowego jest bardzo duża dla częstotliwości oscylatora, podczas gdy oporność pozorna pojemności siatka - katoda lampy staje się stosunkowo mała. Oscylator indukuje w cewce katodowej między katodą a ziemią napięcie e_0 (rys. 4). Zazwyczaj przypuszcza się, że napięcie to występuje również w obwodzie siatkowym t. j. między siatką i katodą, w rzeczywistości jednak czynny jest tam tylko ułamek $\frac{1}{n}$ napięcia e_0 .

Indukowane napięcie e_0 wytwarza w obwodzie: cewka katodowa — obwód strojony w. cz. — pojemność siatka —

katoda prąd, który na oporności obwodu wejściowego powoduje spadek napięcia.

Oznaczmy przez ω_1 i ω_2 odpowiednio pulsację sygnału i oscylatora i obliczmy oporność pozorną obwodu wejściowego LC dla częstotliwości oscylatora.

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{jL\omega_2} - \frac{C\omega_2}{j} = \frac{1 - LC\omega_2^2}{jL\omega_2}$$

$$(Z) = \frac{L\omega_2}{1 - LC\omega_2^2} = \frac{LC\omega_2}{C(1 - LC\omega_2^2)}$$

Uwzględniając, że $LC = \frac{1}{\omega_1^2}$

$$(Z) = \frac{\omega_2}{\omega_1^2 C (1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2})} = \frac{\omega_2}{C(\omega_1^2 - \omega_2^2)}$$

$$(Z) = \frac{1}{C\omega_2} \cdot \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2 - \omega_2^2}$$

Oporność pozorną (Z) tworzy wraz z opornością pozorną pojemności siatka - katoda Z_{sk} dzielnik napięcia, decydujący o wartości wyrażenia $\frac{1}{n}$.

Wyrażenie to równa się oczywiście

$$\frac{1}{n} = \frac{Z_{sk}}{Z + Z_{sk}}$$

Ponieważ

$Z_{sk} = \frac{1}{C_{sk} \cdot \omega_2}$, gdzie C_{sk} oznacza pojemność siatka - katoda.

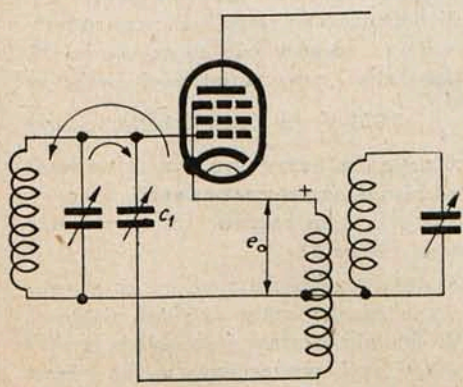
Więc

$$\frac{1}{n} = \frac{\frac{1}{C_{sk} \omega_2}}{Z + \frac{1}{C_{sk} \omega_2}}$$

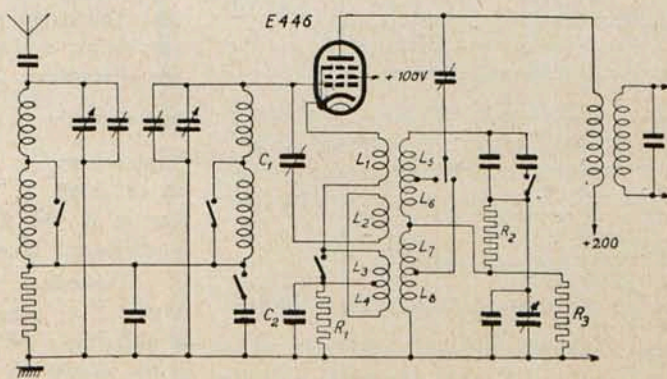
$$\frac{1}{n} = \frac{\frac{1}{C_{sk} \omega_2}}{\frac{1}{C\omega_2} \cdot \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2 - \omega_2^2} + \frac{1}{C_{sk} \omega_2}}$$

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{1 + \frac{C_{sk}}{C} \cdot \frac{\omega_2^2}{\omega_2^2 - \omega_1^2}}$$

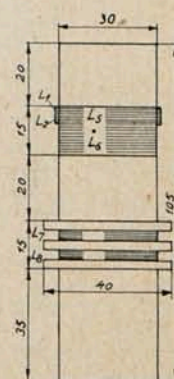
Dla fali 300 m. $\frac{\omega_2^2}{\omega_2^2 - \omega_1^2}$ równa się 4,8, a dla 200 m — 6,7. Jeśli założymy, że całkowita pojemność obwodu wejściowego równa się 125 μF dla 300 m i 50 μF dla 200 m, przyczem pojemność siatka - katoda pentody E 446 wynosi 12,5 μF , wówczas wyrażenie $\frac{1}{n}$ przybiera wartość 0,72 przy 300 m. i 0,445 przy 200 m. Z tego przykładu wynika,



Rys. 6.



Rys. 7.



Rys. 8.

że napięcie czynne między siatką a katodą wynosi przy 200 m mniej, niż połowę całkowitego będącego do dyspozycji napięcia oscylatora i jest zbyt małe, aby podtrzymać drgania oscylatora.

Jeśli napięcie, występujące między siatką i katodą ma być równe napięciu e_0 , prąd o częstotliwości oscylatora nie

powinien płynąć w obwodzie wejściowym, gdyż wówczas oporność tego obwodu nie będzie powodowała żadnego spadku napięcia. Daje się to osiągnąć w układzie, wskazanym na rys. 5-tym, przez włączenie między siatkę a ziemię cewki kompensacyjnej, identycznej z cewką katodową, połączonej szeregowo z kondensatorkiem o wartości równej pojemności siatka - katoda lampy E 446. Ta dodatkowa cewka, silnie sprzężona z cewką oscylatora, indukuje również napięcie e_0 , które w obwodzie ziemia - cewka kompensacyjna - kondensator C_1 - obwód w. cz. — ziemia wytwarza drugi prąd dokładnie równy prądowi wywołanemu przez napięcie oscylatora, lecz o przeciwnym kierunku, tak, że oba prądy wzajemnie się znoszą i w ten sposób zostaje anulowany spadek napięcia w obwodzie wejściowym. (rys. 6).

Rys. 7 wskazuje praktyczny układ dla lampy E 446, pracującej jako oscylator - modulator w myśl wskazówek zawartych w niniejszym artykule. Cewki L_1, L_2, L_3 i L_4 są nawinięte w tym samym kierunku. Dolna końcówka L_2 posiada przeciwnie skierowane napięcie względem górnej końcówki L_1 i t. d. Cewki L_3 i L_4 są nawinięte dokoła części cewki L_7 . Rys. 8 unacznia sposób wykonania cewek. Ustawienie cewek winno nastąpić przy zwartym obwodzie wejściowym, przyczem należy znaleźć dla cewek L_1 i L_2 taką pozycję, aby napięcie indukowane w cewce L_1 wynosiło 1 V. Jeśli teraz zwarcie zostanie usunięte, stwierdzimy z łatwością zerwanie się drgań przy fali 200 m, ale po ustawieniu kondensatora C_1 na właściwą wartość, normalne drgania wystąpią ponownie.

Dane cewek zawarte są w poniższej tabeli:

Cewka	Liczba zwojów	Średnica drutu	Izolacja
L_1	7	0,15	podwójny jedwab
L_2	5	0,15	" "
L_3	5	0,15	" "
L_4	5	0,15	" "
L_5	34	0,35	" emalja "
L_6	34	0,35	" "
L_7	74	0,20	podwójny jedwab
L_8	71	0,20	" "

Powyższe luźne uwagi nie wyczerpują całości zagadnienia, są one jedynie następstwem szeregu spostrzeżeń, jakie się nasunęły w wyniku doświadczeń, poczynionych przy obserwacji funkcjonowania odbiorników z przemianą częstotliwości, w których pentoda w. cz. E 446 spełniała funkcję oscylatora - modulatora.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Wzmocnienie detektorowe.

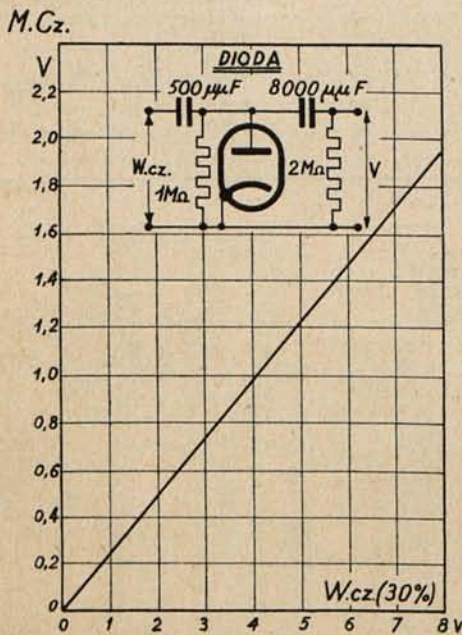
(Philips. Organe mensuel pour fabricants d'appareils. Nr. 10. Styczeń 1934).

Wzmocnienie detektora nie ma stałej wartości i dlatego należy je określić dla normalnych warunków pracy lampy końcowej t. j. gdy ta lampa oddaje do głośnika normalną moc wyjściową 50 miliwatów. Moc tę uzyskuje się przeciętnie przy 2 V napięcia małej częstotliwości na siatce sterującej lampy końcowej. Z tego względu w laboratorjach Philipsa uskuteczniło pomiary przy 2 V napięcia małej częstotliwości w obwodzie anodowym detektora, a zatem przez wzmocnienie detektorowe rozumie się stosunek uzyskanego napięcia m. cz. 2 V do napięcia wejściowego w. cz., którego głębokość modulacji wynosi 30%.

Rys. 1 wskazuje prosty układ dla detekcji dwuelektrodowej. Przy niemodulowanej fali kondensator „siatkowy” ładuje się do wartości szczytowej ($e_0 \sqrt{2}$) napięcia w. cz. i tę samą wartość znajdujemy na zaciskach oporu upływowego. Przy 30% modulacji napięcie wyprostowane równa się więc $0,30 e_0 \sqrt{2}$. a napięcie m. cz. $0,30 e_0$. Z rys. 1 wynika jednak inna wartość, a mianowicie $0,24 e_0$. Przyczyna tej różnicy tkwi w obecności siatkowego oporu upływowego lampy końcowej, który dla napięć zmiennych jest równolegle połączony z oporem diody.

Wzmocnienie uzyskane zapomocą zwykłej diody w układzie z rys. 1 wynosi zatem 0,24 przy 30% modulacji.

Celem uzyskania na siatce lampy końcowej napięcia m. cz. 2 V należy więc doprowadzić do diody ok. 8 V napięcia w. cz. W większości wypadków wzmocnienie jednej diody

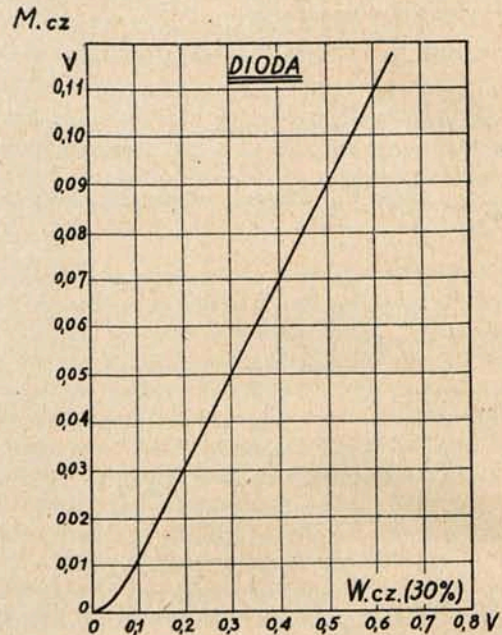


Rys. 1.

nie wystarcza i trzeba zastosować stopień m. cz. który np. znajduje się w binodzie E 444. Dla diody binody rys. 2 wskazuje napięcie m. cz. w funkcji napięcia w. cz. o głębokości modulacji 30%.

Na podstawie wzmocnienia m. cz., jakie daje binoda, można obliczyć wzmocnienie detektorowe. Przy wzmocnieniu binody, wynoszącym 100, należy celem uzyskania 2 V na

siatce lampy końcowej doprowadzić na siatkę tetrody 0,02 V, co, jak wskazuje rys. 2, odpowiada napięciu w. cz. 0,14 V. Można uważać, że wzmocnienie detektorowe równa się $\frac{2}{0,14} = 14$. Z pomiarów natomiast otrzymujemy 11. Różnica ta jest spowodowana bardzo małymi wymiarami diody binody, wskutek czego opór wewnętrzny diody jest większy niż normalnie.



Rys. 2.

Do tej samej klasy należą również trójelektrodowe lampy pracujące w układzie detekcji siatkowej. Lampy te wymagają transformatora m. cz., który jest bardzo drogi, jeśli się pragnie uzyskać odpowiednie pod względem jakości wyniki. Dla lampy E 424 pracującej w zespole z transformatorem m. cz. o przekładni 1 : 3 wzmocnienie m. cz. wynosi 72. Dla otrzymania 2 V na siatce lampy głośnikowej niezbędne jest napięcie m. cz. $\frac{2}{72} = 0,028$ V. na siatce detektora; temu napięciu m. cz. odpowiada na krzywej z rys. 2 napięcie w. cz. 0,185 V. Wzmocnienie detektorowe wynosi więc 11. Lampa E 424 N daje przy tym samym transformatorze wzmocnienie detektorowe równe 14.

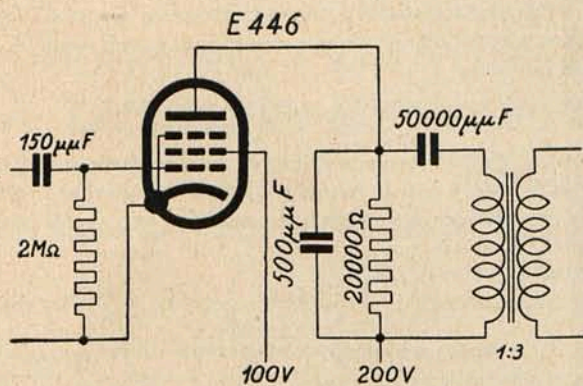
Pentoda w. cz. E 446 z transformatorem m. cz. o przekładni 1 : 3 pracuje jako bardzo czuły detektor siatkowy w układzie z rys. 3. W warunkach pracy tego układu nachylenie wynosi ok. 3 mA/V czyli wzmocnienie m. cz. równa się $0,003 \times 20\,000 = 180$, co odpowiada wzmocnieniu detektorowemu 20. (Pomiary wskazują tę samą wartość). Lampa E 446 w połączeniu z transformatorem 1 : 3 daje to samo wzmocnienie detektorowe, co lampa E 424 N z transformatorem 1 : 6. Ponadto transformator 1 : 3 może być mały i tani, gdyż w układzie z rys. 3 rdzeń nie może być nasycony przez składową stałą prądu anodowego lampy E 446.

Na rysunku 4-tym podane są charakterystyki lampy E 446 z oporem anodowym $0,3 \text{ M}\Omega$. Napięcie anodowe wynosi 200 V, a poszczególne krzywe dotyczą różnych napięć siatki osłonowej. Nachylenie krzywej równa się ok. 1,3 mA/V;

przy oporze anodowym 0,3 MΩ wzmacnienie m. cz. ma wartość:

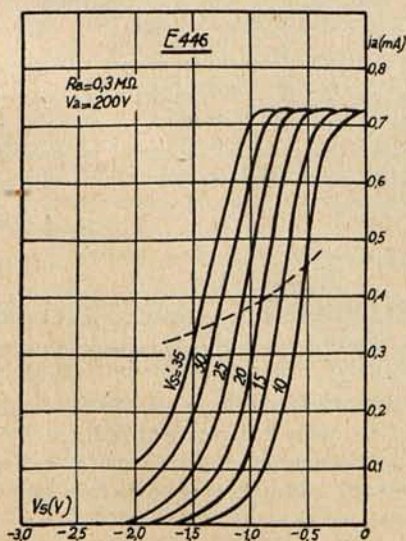
$$0,0013 \times 300\,000 = 400$$

Na podstawie rys. 2 obliczamy, że wzmacnienie detektorowe równa się 27. (To samo dają pomiary). Gdy niema sygnału ujemne napięcie siatki przybiera wartość ok.



Rys. 3.

0,6 V, a wówczas najodpowiedniejsze napięcie siatki osłonowej powinno wynosić 10 V (jak wynika z rys. 4). Ponieważ jednak z chwilą pojawienia się sygnału w. cz. siatka staje się bardzo ujemna, więc groziłoby niebezpieczeństwo detekcji anodowej na dolnym zakrzywieniu charakterystyki, gdyby równocześnie napięcie siatki osłonowej nie zostało zwiększone. To zwiększenie daje się osiągnąć w ten sposób, że siatkę osłonową zasila się poprzez duży opór szeregowy. Gdy



Rys. 4.

siatka kierująca staje się bardziej ujemna, maleje nie tylko prąd anodowy, lecz również prąd siatki osłonowej i z tego powodu również zmniejsza się spadek napięcia na oporze zasilającym. Napięcie siatki osłonowej wzrasta więc wtedy automatycznie. Linja przerywana na rys. 4 wskazuje poszczególne punkty pracy dla oporu szeregowego 1 MΩ w obwodzie siatki osłonowej, przyczem widać, że punkt pracy zajmuje zawsze korzystne położenie na charakterystyce.

Inż. A. Launberg.

Wzory na przydźwięk modulacyjny, wzrost głębokości modulacji, zniekształcenie modulacji i modulację skrośną.

(Folgeerscheinungen der Kennlinienkrueemmung bei Hochfrequenzverstaerkerroehren. „Philips“ Monatsheft fuer Apparate-Fabrikanten Nr. 12. Februar 1934).

Nieprostoliniyny przebieg charakterystyki $i_a = f(v_s)$ lamp ekranowanych i pentod w. cz. jest jak wiadomo, przyczyną zjawisk tego rodzaju, jak przydźwięk modulacyjny, wzrost głębokości modulacji, zniekształcenie modulacji, i modulacja skrośna.

Na podstawie nieskomplikowanych rozważań matematycznych można wyprowadzić proste wzory, ujmujące wymienione poprzednio zjawiska.

Punktem wyjścia jest następujące równanie prądu anodowego:

$$i_a = i_0 + \alpha v_s + \beta v_s^2 + \gamma v_s^3 + \dots \dots \dots (1)$$

które można również wypisać w innej postaci:

$$i_a = i_0 + s_1 v_s + \frac{1}{2} s_2 v_s^2 + \frac{1}{6} s_3 v_s^3 + \dots \dots \dots (2)$$

- gdzie i_a = prąd anodowy,
- i_0 = składowa stała prądu anodowego,
- v_s = zmienne napięcie siatki,
- $s_1 = \alpha$ = nachylenie charakterystyki,
- $s_2 = 2\beta$ = nachylenie krzywej, która przedstawia nachylenie charakterystyki w funkcji ujemnego napięcia siatki,
- $s_3 = 6\gamma$ = nachylenie krzywej, która przedstawia s_2 w funkcji ujemnego napięcia siatki.

Przydźwięk modulacyjny.

W danym przypadku na siatce oprócz sygnału w. cz., pochodzącego z anteny

$$v_1 \cos \omega_1 t$$

występuje jeszcze napięcie zmienne

$$v_2 \cos \omega_2 t$$

W równaniu (1) należy więc zastąpić v_s przez

$$v_s = v_1 \cos \omega_1 t + v_2 \cos \omega_2 t.$$

Pomijając wyrażenia w trzeciej i wyższej potędze otrzymujemy:

$$i_a = \alpha v_1 \cos \omega_1 t + \alpha v_2 \cos \omega_2 t + \beta v_1^2 \cos^2 \omega_1 t + \beta v_2^2 \cos^2 \omega_2 t + 2\beta v_1 v_2 \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t$$

W przypadku przydźwięku modulacyjnego ω_2 jest pulsacją małej częstotliwości, podczas gdy w anodzie znajduje się obwód dostrojony do częstotliwości ω_1 . Tylko wyrażenia zawierające $\omega_1 t$ są więc ważne, z czego wynika, że

$$i_a = \alpha \left(1 + \frac{2\beta}{\alpha} v_2 \cos \omega_2 t \right) v_1 \cos \omega_1 t.$$

Wyrażenie to wskazuje, że odbierany sygnał jest modulowany przez ω_2 , przyczem głębokość modulacji wynosi $\frac{2\beta}{\alpha} v_2$ lub, stosując inne oznaczenie

$$\frac{s_2}{s_1} v_2.$$

Przyjmując za miarę przydźwięku modulacyjnego głębokość modulacji, wytworzoną przez niepożądane napięcie małej częstotliwości (ω_2), możemy napisać:

$$m_p = 2 \frac{\beta}{\alpha} v_2.$$

Wzór ten wskazuje, że przydźwięk modulacyjny jest wprost proporcjonalny do wywołującego go napięcia m. cz.

Wzrost głębokości modulacji i zniekształcenie modulacji.

Gdy na siatce lampy w. cz. pojawia się sygnał wejściowy $v_1 \cos \omega_1 t$ można w równaniu (1) zastąpić v_s przez $v_1 \cos \omega_1 t$. Ponieważ obwód anodowy jest dostrojony do częstotliwości ω_1 , więc tylko wyrażenia, zawierające $\cos \omega_1 t$ są ważne. Pomijając wyrażenia w czwartej i wyższej potęgze, otrzymuje się:

$$i_a = \alpha v_1 \left(1 + \frac{3\gamma}{4\alpha} v_1^2 \right) \cos \omega_1 t.$$

Wzór ten wskazuje, że *wzmocnienie zależy od wielkości przyłożonego na siatkę napięcia zmiennego*, gdy charakterystyka $I = f(v_s)$ jest tego rodzaju, że nie można pominąć wyrażen, w skład których wchodzi γ . Jeśli sygnał w. cz. jest modulowany, wówczas v_1 należy zastąpić przez $v_1 (1 + m_1 \cos pt)$, gdzie m_1 oznacza głębokość modulacji, a p — częstotliwość modulacji.

Z podstawienia wynika

$$i_a = \alpha v_1 \left[1 + \frac{3\gamma}{4\alpha} v_1^2 \left(1 + \frac{3}{2} m_1^2 \right) + \left\{ 1 + \frac{9}{4} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 \left(1 + \frac{1}{4} m_1^2 \right) \right\} m_1 \cos pt + \frac{9}{8} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 m_1^2 \cos 2pt + \frac{3}{16} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 m_1^3 \cos 3pt \right]. \quad (3)$$

Nowa głębokość modulacji równa się więc

$$m_2 = \frac{1 + \frac{9}{4} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 \left(1 + \frac{1}{4} m_1^2 \right)}{1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 \left(1 + \frac{3}{2} m_1^2 \right)} m_1.$$

Wzrost głębokości modulacji wynosi zatem:

$$M = \frac{m_2 - m_1}{m_1} = \frac{\frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 \left(1 - \frac{3}{8} m_1^2 \right)}{1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 \left(1 + \frac{3}{2} m_1^2 \right)}.$$

Dla dostatecznie małych wartości napięcia można napisać:

$$M = \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 \left(1 - \frac{3}{8} m_1^2 \right).$$

Dla małej głębokości modulacji

$$M = \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2.$$

Ze wzoru (3) można również obliczyć *zniekształcenie modulacji D*.

$$D = \frac{\text{Amplituda modulacji o częstotliwości } 2p}{\text{Amplituda modulacji o częstotliwości } p}$$

$$D = \frac{9}{8} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 m.$$

Podobnie, jak przy wzroście głębokości modulacji pomijamy i tutaj $\frac{\gamma}{\alpha} v_1^2$ w porównaniu z 1; ponadto zniekształcenie wskutek 3-ciej harmonicznej jest bardzo małe w porównaniu ze zniekształceniem wskutek 2-giej harmonicznej.

Modulacja skrośna.

Zjawisko to może nastąpić, gdy oprócz pożądanego sygnału $v_1 \cos \omega_1 t$ występuje jeszcze na siatce sygnał prze-

szkadzający $v_2 \cos \omega_2 t$. W równaniu (1) zastępujemy v_s przez

$$v_1 \cos \omega_1 t + v_2 \cos \omega_2 t.$$

Biorąc pod uwagę jedynie wyrażenia, zawierające $\cos \omega_1 t$ i pomijając wyrazy o potęgze wyższej, niż trzecia, otrzymujemy

$$i_a = \alpha v_1 \cos \omega_1 t \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\gamma}{\alpha} v_1^2 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2 \right).$$

Ponieważ modulacja skrośna daje się we znaki szczególnie przy odbiorze słabej stacji nadawczej, więc v_1 jest małe, a zatem

$$i_a = \alpha v_1 \cos \omega_1 t \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2 \right).$$

Z tego wyrażenia wynika, że *wzmocnienie pożądanego sygnału zależy od amplitudy przeszkadzającego sygnału*. Gdy przeszkadzający sygnał jest modulowany, wyrażenie powyższe przybiera postać:

$$i_a = \alpha v_1 \cos \omega_1 t \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2 \left(1 + \frac{1}{2} m_2^2 \right) + 3 \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2 m_2 \cos pt \right\}.$$

Głębokość modulacji, wytworzona przez przeszkadzającą stację nadawczą, wynosi więc

$$\frac{3 \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2}{1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2 \left(1 + \frac{1}{2} m_2^2 \right)} m_2.$$

Spółczynnik modulacji skrośnej równa się:

$$K = \frac{3 \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2}{1 + \frac{3}{2} \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2 \left(1 + \frac{1}{2} m_2^2 \right)}$$

Dla dostatecznie małych wartości v_2 można napisać:

$$K = 3 \frac{\gamma}{\alpha} v_2^2.$$

Wzory na M , D i K pouczają, że odpowiednie trzy zjawiska (t. j. wzrost głębokości modulacji, zniekształcenie modulacji i modulacja skrośna) są proporcjonalne do kwadratu zmiennego napięcia na siatce sterującej.

Inż. A. Launberg.

KOMUNIKATY ZARZĄDU SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

Dnia 10 października o godz. 20-ej odbędzie się w lokalu S.E.P., zebranie odczytowe Sekcji na którym inż. W. Kowalski wygłosi odczyt p. t. „Uwagi o budowie odbiorników lampowych”. Po odczycie odbędzie się dyskusja.

— o —

Dnia 24 października o godz. 20-ej odbędzie się w lokalu S.E.P., zebranie odczytowe (na którym prof. dr. J. Groszkowski, mjr. inż. K. Krulisz, inż. S. Manczarski i inż. J. Bylewski wygłoszą referaty na temat: „Sprawozdanie z III-go Zjazdu Międzynarodowego Komitetu Doradczego dla spraw radjokomunikacji (C.C.I.R.) w Lizbonie.