Na podstawie uzyskanych zależności będą z kolei realizowane wymienione w punktach a)÷e) cele pracy.

3. PODSTAWOWE WIELKOŚCI I ZALEŻNOŚCI W OBWODZIE TRÓJFAZOWEGO STALOWNICZEGO URZĄDZENIA ŁUKOWEGO

Omówimy obecnie schemat obwodu, na podstawie którego zostanie przeprowadzona analiza pracy urządzenia oraz zostaną wyprowadzone ogólne wzory na oporności i prądy obwodu.

Obwód elektryczny trójfazowego stalowniczego urządzenia łukowego obejmuje dławik, transformator piecowy, tor wielkoprądowy i piec. W obwodzie tym występują po stronie wysokiego napięcia oporności czynne R_{1d}, R_{2d}, R_{3d} dławika oraz oporności czynne R'_{1t}, R'_{2t}, R'_{3t} pierwotnych uzwojeń transformatora piecowego. Poza tym po stronie wysokiego napięcia występują oporności bierne X_{1d}, X_{2d}, X_{3d} dławika oraz oporności bierne X'_{1t}, X'_{2t}, X'_{3t} pierwotnych uzwojeń transformatora.

Po wtórnej stronie transformatora występują oporności czynne R''_{1t} R''_{2t} R''_{3t} wtórnych uzwojeń transformatora, oporności czynne R_{11}, R_{21}, R_{31} poszczególnych faz toru wielkoprądowego łącznie z elektrodami. Poza tym po stronie niskiego napięcia występują oporności indukcyjne X''_{1t} X''_{2t} X''_{3t} poszczególnych uzwojeń wtórnej strony transformatora oraz oporności indukcyjne $X_{1l} = \omega L_1$, $X_{2l} = \omega L_2$, $X_{3l} = \omega L_3$ poszczególnych faz toru wielkoprądowego łącznie z elektrodami.

Występująca w podanych określeniach wielkość ω oznacza pulsację prądu w obwodzie, natomiast L_1, L_2, L_3 są to indukcyjności własne poszczególnych faz toru wielkoprądowego. Oprócz indukcyjności własnych poszczególnych faz toru wielkoprądowego występują jeszcze, w wyniku magnetycznych sprzężeń pomiędzy tymi fazami, indukcyjności wzajemne. W szczególności występują indukcyjności wzajemne M_1, M_2 pomiędzy skrajnymi i środkową fazą toru oraz indukcyjność wzajemna N pomiędzy skrajnymi fazami toru wielkoprądowego.

W rozważaniach przyjęto zgodnie z praktyką, że

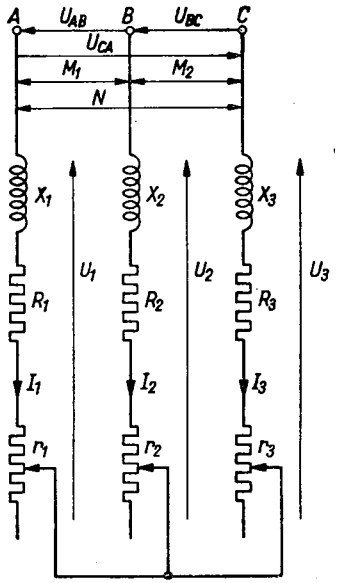
$$
\begin{aligned}
&R_{1d} = R_{2d} = R_{3d} = R_d \\
&R'_{1t} = R'_{2t} = R'_{3t} = R'_t \\
&R''_{1t} = R''_{2t} = R''_{3t} = R''_t \\
&R_{1l} = R_{3l} \geqslant R_{2l} \\
&X_{1d} = X_{2d} = X_{3d} = X_d \\
&X'_{1t} = X'_{2t} = X'_{3t} = X'_t \\
&X''_{1t} = X''_{2t} = X''_{3t} = X''_t \\
&X_{1l} = X_{3l} \geqslant X_{2l}
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

a zatem również

$$L_1 = L_3 \geqslant L_2$$
$$M_1 = M_2 = M > N$$

W rozważaniach przyjęto uproszczony schemat obwodu, przy czym wszystkie wielkości występujące w obwodzie zredukowano na wtórną stronę transformatora.

Schemat uproszczony rozważanego obwodu trójfazowego urządzenia stalowniczego przedstawiono na rys. 1.



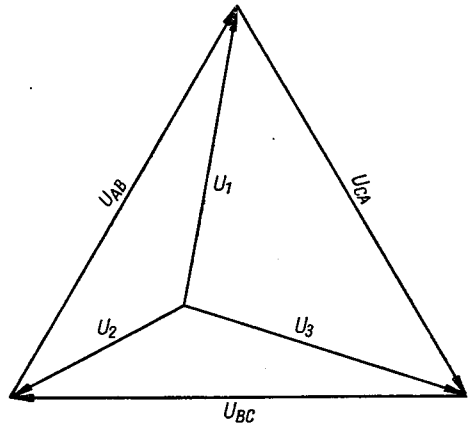
Rys. 1. Uproszczony schemat obwodu trójfazowego urządzenia stalowniczego

Przyjęte na schemacie oznaczenia:

A, B, C — zaciski transformatora piecowego po stronie wtórnej,
U_{AB}, U_{BC}, U_{CA} — napięcia między zaciskami wtórnej strony transformatora piecowego,
I_1, I_2, I_3 — prądy obwodu,
U_1, U_2, U_3 — spadki napięć na poszczególnych fazach toru wielkoprądowego,
R_1, R_2, R_3 — wypadkowe oporności czynne poszczególnych faz toru,
X_1, X_2, X_3 — wypadkowe oporności indukcyjne własne poszczególnych faz toru,
M_1, M_2 — indukcyjności wzajemne pomiędzy skrajnymi i środkową fazą toru,
N — indukcyjność wzajemna pomiędzy skrajnymi fazami toru,
r_1, r_2, r_3 — oporności łuku poszczególnych faz urządzenia łukowego.

Oznaczone na rys. 1 oporności czynne R_1, R_2, R_3 oraz oporności indukcyjne X_1, X_2, X_3 poszczególnych faz toru wielkoprądowego są to wielkości, jakie wynikałyby z pomiarów poszczególnych faz toru wykonywanych przy zastosowaniu prądu zmiennego i takich układów pomiarowych, przy których wzajemne oddziaływanie magnetyczne poszczególnych faz toru nie wpływałoby na wielkości mierzone.

W rozważaniach przyjęto, że napięcia U_{AB}, U_{BC}, U_{CA} zasilające piec tworzą symetryczny układ napięć. Przyjętą kolejność napięć w rozpatrywanym obwodzie przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2. Napięcia zasilające urządzenie łukowe i napięcia fazowe

W związku z założoną symetrią napięć U_{AB}, U_{BC}, U_{CA} zasilających obwód rozpatrywanego urządzenia łukowego oraz z uwagi na przyjętą kolejność napięć zachodzą między nimi następujące zależności:

$$\begin{aligned} \hat{U}_{AB} &= \hat{U}_1 - \hat{U}_2 = \hat{U} \\ \hat{U}_{BC} &= \hat{U}_2 - \hat{U}_3 = a\hat{U} \\ \hat{U}_{CA} &= \hat{U}_3 - \hat{U}_1 = a^2\hat{U} \end{aligned} \tag{2}$$

przy czym

$$a = e^{j\frac{2\pi}{3}} = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2},$$

natomiast

$$a^2 = e^{-j\frac{2\pi}{3}} = -\frac{1}{2} - j\frac{\sqrt{3}}{2}. \tag{2a}$$

Z przedstawionego na rys. 1 obwodu wyznaczono spadki napięć, oporności pozorne i natężenia prądów poszczególnych faz toru.

Występujące w rozważanym obwodzie spadki napięć można wyrazić następująco:

$$\begin{aligned}\hat{U}_1 &= (R_1 + r_1)\hat{I}_1 + jX_1\hat{I}_1 + j\omega M\hat{I}_2 + j\omega N\hat{I}_3,\\ \hat{U}_2 &= (R_2 + r_2)\hat{I}_2 + jX_2\hat{I}_2 + j\omega M\hat{I}_1 + j\omega M\hat{I}_3,\\ \hat{U}_3 &= (R_3 + r_3)\hat{I}_3 + jX_3\hat{I}_3 + j\omega M\hat{I}_2 + j\omega N\hat{I}_1,\end{aligned} \tag{3}$$

przy czym $\omega = 2\pi f$, a f oznacza częstotliwość prądu w rozważanym obwodzie.

Przyjęto przy tym upraszczająco, że napięcia i prądy występujące w podanych zależnościach mają przebiegi sinusoidalne i są wektorami o modułach równych ich wartościom skutecznym.

Między prądami $\hat{I}_1$, $\hat{I}_2$, $\hat{I}_3$ zachodzi związek

$$\hat{I}_1 + \hat{I}_2 + \hat{I}_3 = 0. \tag{4}$$

Z równań podanych w (3) i (4) otrzymuje się

$$\begin{aligned}\hat{U}_1 &= [(R_1 + r_1) + j(X_1 - \omega N)]\hat{I}_1 + j\omega(M - N)\hat{I}_2,\\ \hat{U}_2 &= [(R_2 + r_2) + j(X_2 - \omega N)]\hat{I}_2 - j\omega(M - N)\hat{I}_2,\\ \hat{U}_3 &= [(R_3 + r_3) + j(X_3 - \omega N)]\hat{I}_3 + j\omega(M - N)\hat{I}_2.\end{aligned} \tag{5}$$

Wprowadzając z kolei oznaczenia

$$\begin{aligned}\hat{Z}_A &= (R_1 + r_1) + j(X_1 - \omega N),\\ \hat{Z}_B &= (R_2 + r_2) + j(X_2 - \omega N),\\ \hat{Z}_C &= (R_3 + r_3) + j(X_3 - \omega N),\\ \hat{Z}_0 &= j\omega(M - N),\end{aligned} \tag{6}$$

można równania (5) napisać w postaci

$$\begin{aligned}\hat{U}_1 &= \hat{Z}_A\hat{I}_1 + \hat{Z}_0\hat{I}_2,\\ \hat{U}_2 &= (\hat{Z}_B - \hat{Z}_0)\hat{I}_2,\\ \hat{U}_3 &= \hat{Z}_C\hat{I}_3 + \hat{Z}_0\hat{I}_2.\end{aligned} \tag{7}$$

Z zależności (7) wynikają oporności pozorne rozpatrywanego uproszczonego obwodu trójfazowego łukowego urządzenia stalowniczego. Wynoszą one dla poszczególnych linii toru

$$\begin{aligned}\hat{Z}_1 &= \hat{Z}_A + \hat{Z}_0\frac{\hat{I}_2}{\hat{I}_1},\\ \hat{Z}_2 &= \hat{Z}_B - \hat{Z}_0,\\ \hat{Z}_3 &= \hat{Z}_C + \hat{Z}_0\frac{\hat{I}_2}{\hat{I}_3}.\end{aligned} \tag{8}$$

Z równań (2) i (7), przy uwzględnieniu zależności (4), otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \hat{U} &= -\hat{Z}_A \hat{I}_3 - (\hat{Z}_A + \hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0) I_2, \\ a\hat{U} &= -\hat{Z}_C \hat{I}_3 + (\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0) I_2. \end{aligned} \tag{9}$$

Z powyższych dwóch równań oraz z równania (4) otrzymuje się z kolei natężenia prądów poszczególnych faz rozpatrywanego obwodu. Wynoszą one:

$$\begin{aligned} \hat{I}_1 &= \hat{U} \frac{\hat{Z}_C + (1+a)(\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0)}{\hat{Z}_A \hat{Z}_C + (\hat{Z}_A + \hat{Z}_C)(\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0)}, \\ \hat{I}_2 &= -\hat{U} \frac{\hat{Z}_C - a\hat{Z}_A}{\hat{Z}_A \hat{Z}_C + (\hat{Z}_A + \hat{Z}_C)(\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0)}, \\ \hat{I}_3 &= -\hat{U} \frac{a\hat{Z}_A + (1+a)(\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0)}{\hat{Z}_A \hat{Z}_C + (\hat{Z}_A + \hat{Z}_C)(\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0)}. \end{aligned} \tag{10}$$

W wyniku przeprowadzonych rozważań otrzymano ogólne wzory (8) i (10) na oporności pozorne i prądy poszczególnych faz urządzenia łukowego. Uzyskane zależności stanowią podstawę dalszych rozważań.

4. WARUNKI SYMETRII PRĄDOWEJ W PRACY ASYMETRYCZNEGO KONSTRUKCYJNIE TRÓJFAZOWEGO STALOWNICZEGO URZĄDZENIA ŁUKOWEGO I WPROWADZENIE PARAMETRU K

Przeprowadzana analiza dotyczy asymetrycznego pod względem konstrukcyjnym urządzenia pracującego z zachowaniem symetrii prądowej przy symetrycznym układzie napięć zasilających urządzenie.

Zachowanie symetrii prądowej w takim przypadku jest zależne od oporności r_1, r_2, r_3 poszczególnych łuków. W rozdziale tym określone zostaną warunki, jakim muszą odpowiadać oporności r_1, r_2, r_3, aby w obwodzie zachodziła symetria prądowa, tzn. aby natężenia prądów poszczególnych faz urządzenia były równe. Zostaną również wyznaczone oporności toru występujące przy symetrii prądowej.

a) Oporności toru dla stanu symetrii prądowej

Przy pracy pieca w warunkach symetrii prądowej są spełnione następujące dwie zależności:

$$\begin{aligned} \hat{I}_2 &= a\hat{I}_1, \\ \hat{I}_2 &= a^2 \hat{I}_3. \end{aligned} \tag{11}$$

Wprowadzając powyższe zależności do równań podanych w (8) przy równoczesnym uwzględnieniu równań (6) i wartości a oraz a^2 wg (2a), otrzymuje się oporności pozorne poszczególnych faz toru rozpatrywanego obwodu, występujące w urządzeniu asymetrycznym konstrukcyjnie, przy pracy pieca w warunkach symetrii prądowej.

Oporności te wynoszą:

$$\hat{Z}_1 = R_1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N) + r_1 + j\left(X_1 - \omega\frac{M+N}{2}\right)$$

$$\hat{Z}_2 = R_2 + r_2 + j(X_2 - \omega M) \tag{12}$$

$$\hat{Z}_3 = R_3 + \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N) + r_3 + j\left(X_3 - \omega\frac{M+N}{2}\right).$$

Wprowadzając oznaczenia

$$R_{1C} = R_1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N)$$

$$R_{2C} = R_2 \tag{13}$$

$$R_{3C} = R_3 + \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N)$$

oraz

$$X_{1C} = X_1 - \omega\frac{M+N}{2}$$

$$X_{2C} = X_2 - \omega M \tag{14}$$

$$X_{3C} = X_3 - \omega\frac{M+N}{2}$$

można równania (12) napisać w postaci

$$\hat{Z}_1 = (R_{1C} + r_1) + j X_{1C}$$

$$\hat{Z}_2 = (R_{2C} + r_2) + j X_{2C} \tag{15}$$

$$\hat{Z}_3 = (R_{3C} + r_3) + j X_{3C}$$

Oporności R_{1C}, R_{2C}, R_{3C} są to zredukowane na wtórną stronę transformatora całkowite oporności czynne poszczególnych faz rozpatrywanego obwodu, natomiast oporności X_{1C}, X_{2C} oraz X_{3C} są całkowitymi zredukowanymi opornościami indukcyjnymi tych faz. Oporności te uwzględniają wpływy sprzężeń magnetycznych pomiędzy poszczególnymi fazami toru przy stanie symetrii prądowej.

b) Warunki dla oporności łuków przy stanie symetrii prądowej.

Warunki, jakie mają spełniać oporności łuków urządzenia stalowniczego asymetrycznego konstrukcyjnie, zasilanego symetrycznym układem napięć przy stanie symetrii prądowej, można uzyskać z równań (10) i (11). Wprowadzając do któregokolwiek z równań (11) odpowiadające natężenia prądów, określone zależnościami (10) otrzymuje się związek

$$\hat{Z}_C = a(\hat{Z}_A - \hat{Z}_C) + (\hat{Z}_B - 2\hat{Z}_0). \tag{16}$$

Jeśli wielkości $\hat{Z}_A$, $\hat{Z}_B$, $\hat{Z}_C$ oraz $\hat{Z}_0$ występujące w powyższym równaniu wyrazimy przez ich równoważniki określone zależnościami (6) oraz

jeśli uwzględnimy założenia (1) dotyczące równości wypadkowych oporności czynnych oraz indukcyjnych skrajnych faz toru i jeśli poza tym uwzględnimy określenia (13) i (14) oraz wartość operatora a, to z zależności (16) otrzymamy:

$$\hat{Z}_C = R_{2C} - \frac{r_1 - 2r_2 - r_3}{2} + j\left[X_{2C} - \omega(M-N) + \frac{\sqrt{3}}{2}(r_1 - r_3)\right], \quad (17)$$

Przy czym $\hat{Z}_C$ określone wg (6) przy uwzględnieniu (13) i (14) przyjmie postać

$$\hat{Z}_C = R_{3C} - \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N) + r_3 + j\left[X_{3C} + \frac{1}{2}\omega(M-N)\right]. \quad (18)$$

Przy symetrii prądowej muszą zatem zachodzić, wynikające z równań (17) i (18), następujące związki:

$$R_{3C} - \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N) + r_3 = R_{2C} - \frac{r_1 - 2r_2 - r_3}{2} \quad (19)$$

oraz

$$X_{3C} + \frac{1}{2}\omega(M-N) = X_{2C} - \omega(M-N) + \frac{\sqrt{3}}{2}(r_1 - r_3). \quad (20)$$

Z zależności (19) i (20) wynika, że

$$r_3 = r_2 - (R_{3C} - R_{2C}) - \frac{1}{\sqrt{3}}(X_{3C} - X_{2C}) \quad (21)$$

oraz

$$r_1 = r_2 - (R_{3C} - R_{2C}) + \sqrt{3}\,\omega(M-N) + \frac{1}{\sqrt{3}}(X_{3C} - X_{2C}). \quad (22)$$

Oporności r_1 i r_3 wyrażone powyższymi równaniami będą miały sens fizyczny pod warunkiem, że będą dodatnie.

Z równań (21) i (22) jest widoczne, że przy uwzględnieniu założeń podanych w (1) musi być spełniona nierówność

$$r_1 - r_3 > 0, \quad (23)$$

zatem oporności r_1 i r_3 będą miały sens fizyczny wtedy, jeśli będzie spełniona nierówność

$$r_3 \geqslant 0. \quad (24)$$

Nierówność powyższa będzie spełniona, jeśli — jak to wynika z równania (21) — zajdzie nierówność

$$r_2 \geqslant (R_{3C} - R_{2C}) + \frac{1}{\sqrt{3}}(X_{3C} - X_{2C}) = S. \quad (25)$$

Jeśli zatem przyjmiemy, że oporność łuku w fazie środkowej wynosi

$$r_2 = \frac{1}{K}S, \quad (26)$$

gdzie K jest dowolną liczbą spełniającą warunek

$$0 < K \leqslant 1, \tag{27}$$

to w pracy pieca zajdzie symetria prądowa pod warunkiem, że oporności r_1 i r_3, jak wynika z zależności (21), (22) i (26) oraz z uwzględnienia założeń podanych w (1) i (13), będą wynosić

$$r_1 = \left(\frac{1}{K} + 1\right) S - (R_{1C} + R_{3C} - 2\,R_{2C}), \tag{28}$$

natomiast

$$r_3 = \left(\frac{1}{K} - 1\right) S\,. \tag{29}$$

W wyniku powyższych rozważań uzyskano więc warunki określone równaniami (26), (27), (28) i (29), jakie muszą spełniać oporności r_1, r_2 i r_3 poszczególnych łuków, aby w obwodzie asymetrycznego konstrukcyjnie urządzenia łukowego zachodził stan symetrii prądowej.

Związki, jakie muszą zachodzić pomiędzy opornościami r_1, r_2, r_3 łuków asymetrycznego konstrukcyjnie urządzenia łukowego, dla stanu symetrii prądowej, warunkuje bezwymiarowa liczba K. Liczba ta może przyjmować dowolne wartości w granicach od 0 do 1, jak to określono w nierówności (27).

W przypadkach granicznych, w których $K = 1$, zachodzi $r_3 = 0$, a więc symetria prądowa występuje przy zwarciu jednej elektrody, natomiast gdy $K \to 0$, wtedy $r_1 \to \infty$, $r_2 \to \infty$ oraz $r_3 \to \infty$, a więc zachodzi również $I_1 = I_2 = I_3 = 0$.

Liczba K ze względu na jej powiązania z opornościami łuków będzie podstawowym parametrem w dalszych rozważaniach.

5. ROZKŁAD MOCY W TRÓJFAZOWYM, ASYMETRYCZNYM KONSTRUKCYJNIE URZĄDZENIU ŁUKOWYM PRZY STANIE SYMETRII PRĄDOWEJ

Wyznaczone w poprzednim rozdziale zależności pomiędzy opornościami łuków umożliwią wyznaczenie rozkładu mocy na poszczególne fazy zarówno pieca, jak i urządzenia łukowego w funkcji wprowadzonego parametru K.

Uwzględniając oporności łuków, warunkujące symetrię prądową, określone równaniami (26), (28) i (29), moc wydzieloną w poszczególnych łukach można wyrazić następująco:

$$\begin{aligned} P_A &= I^2\left[\left(\frac{1}{K} + 1\right) S - (R_{1C} + R_{3C} - 2\,R_{2C})\right] \\ P_B &= I^2 \frac{1}{K} S \\ P_C &= I^2\left(\frac{1}{K} - 1\right) S, \end{aligned} \tag{30}$$

przy czym wielkość S jest określona równaniem (25), a liczba K jest dowolną liczbą spełniającą nierówność wg (27).

Uzyskane wyrażenia wg (30) na moce poszczególnych łuków umożliwiają wyznaczenie procentowych różnic między mocami poszczególnych łuków w stosunku do mocy łuku fazy środkowej. Różnice te wynoszą:

$$\Delta P_I = \frac{P_A - P_B}{P_B} 100 = 100 K \left(1 - \frac{R_{1C} + R_{3C} - 2 R_{2C}}{S}\right) \quad \% \tag{31}$$

oraz

$$\Delta P_{II} = \frac{P_C - P_B}{P_B} 100 = -100 K \quad \%. \tag{32}$$

Z uzyskanych wzorów (31) i (32) jest widoczne, że procentowe różnice między mocami łuków w stosunku do mocy łuku fazy środkowej nie są równe. Na jedną z nich wpływa dodatkowy czynnik uwzględniający nierówność oporności toru. W przypadkach, w których oporności toru R_1, R_2 i R_3 będą sobie równe, zajdzie zależność $R_{1C} + R_{3C} - 2 R_{2C} = 0$, a zatem zajdzie również $|\Delta P_I| = |\Delta P_{II}|$. Ze wzorów (31) i (32) jest również widoczne, że parametr K można uważać za wskaźnik asymetrii w rozkładzie mocy na poszczególne łuki urządzenia.

Analogicznie do sposobu wyznaczania rozkładu mocy na poszczególne łuki można również wyznaczyć rozkład mocy na poszczególne fazy urządzenia.

Moce przypadające na poszczególne fazy urządzenia asymetrycznego konstrukcyjnie przy stanie symetrii prądowej wyrażają się, uwzględniając równania (12), (13), (26), (28) i (29), następująco:

$$\begin{aligned} P'_A &= I^2 R_{1C} + I^2 \left[\left(\frac{1}{K} + 1\right) S - (R_{1C} + R_{3C} - 2 R_{2C})\right] \\ P'_B &= I^2 R_{2C} + I^2 \frac{1}{K} S \\ P'_C &= I^2 R_{3C} + I^2 \left(\frac{1}{K} - 1\right) S. \end{aligned} \tag{33}$$

Procentowe różnice tych mocy w stosunku do mocy fazy środkowej przy uwzględnieniu zależności (25) dadzą się przedstawić następująco:

$$\Delta' P'_I = \frac{P'_A - P'_B}{P'_B} 100 = \frac{\frac{1}{\sqrt{3}} (X_{3C} - X_{2C})}{R_{2C} + \frac{1}{K} S} 100 \quad \% \tag{34}$$

$$\Delta P'_{II} = \frac{P'_C - P'_B}{P'_C} 100 = -\frac{\frac{1}{\sqrt{3}} (X_{3C} - X_{2C})}{R_{2C} + \frac{1}{K} S} 100 \quad \%. \tag{35}$$

Jak z powyższego widać, procentowe różnice mocy skrajnych faz urządzenia łukowego w stosunku do mocy fazy środkowej różnią się jedynie znakiem.

Obliczone różnice $\Delta P_I, \Delta P_{II}$ oraz $\Delta P'_I$ i $\Delta P'_{II}$, jak widać z uzyskanych zależności (31), (32), (34) i (35), są funkcjami liczby K. Liczba K stosownie do zależności (26), (28) i (29) warunkuje wielkość oporności poszczególnych łuków i tym samym wpływa na stan pracy pieca. Istnieją zatem takie wartości liczby K, przy których praca pieca przebiega w warunkach optymalnych. Wyznaczenie wartości liczby K, przy których występują optymalne stany pracy pieca, umożliwi z kolei wyznaczenie wartości różnic ΔP_I, ΔP_{II} oraz $\Delta P'_I$ i $\Delta P'_{II}$ występujących przy prawidłowej eksploatacji pieca.

6. ZAKRES PARAMETRU K ODPOWIADAJĄCY OPTYMALNEMU ZAKRESOWI PRACY PIECA DLA WARUNKÓW SYMETRII PRĄDOWEJ

Optymalny zakres pracy pieca jest wyznaczony przez dwa stany: stan, w którym występuje największa przelotność pieca, oraz stan pracy, w którym występuje najmniejsze zużycie energii elektrycznej na tonę wsadu.

Przy pracy pieca dla warunku największej przelotności moc wydzielana w piecu osiąga największą wartość. Stanowi takiemu odpowiada pewna określona wartość parametru $K = K_g$. Praca pieca dla warunku najmniejszego zużycia energii elektrycznej na tonę wsadu zachodzi zarówno przy mniejszym prądzie, jak i przy mniejszej mocy w porównaniu do prądu i mocy występujących dla warunku największej przelotności [7]. Pracy pieca dla warunku najmniejszego zużycia energii odpowiada inna wartość parametru $K = K_e$.

W celu wyznaczenia wartości parametrów K_g oraz K_e potrzebna jest znajomość przebiegu mocy pieca w funkcji parametru K. Wstępną czynnością do wyznaczenia tej zależności jest wyznaczenie przebiegu prądu w obwodzie w funkcji parametru K.

a) Natężenie prądu w obwodzie w funkcji parametru K

Natężenia prądów rozpatrywanego obwodu są wyrażone równaniami (10). Prądy te, jak widać, są funkcjami wielkości $\hat{Z}_A$, $\hat{Z}_B$, $\hat{Z}_C$ oraz $\hat{Z}_0$, określonych równaniami (6). Wielkości te dla warunków symetrii prądowej podanych w równaniach (26), (28) i (29) przyjmują, przy uwzględnieniu określeń wyrażonych równaniami (13) i (14), postać:

$$\hat{Z}_A = 2R_{2C} - R_{3C} + \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N) + \left(\frac{1}{K}+1\right)S + j\left[X_{1C} + \frac{1}{2}\omega(M-N)\right]$$

$$\hat{Z}_B = R_{2C} + \frac{1}{K}S + j[X_{2C} + \omega(M-N)] \qquad (36)$$

$$\hat{Z}_C = R_{3C} - \frac{\sqrt{3}}{2}\omega(M-N) + \left(\frac{1}{K}-1\right)S + j\left[X_{3C} + \frac{1}{2}\omega(M-N)\right]$$

oraz bez zmian

$$\hat{Z}_0 = j\,\omega\,(M - N).$$

Pomiędzy wielkościami $\hat{Z}_A$, $\hat{Z}_B$, $\hat{Z}_C$ określonymi zależnościami (36) zachodzą następujące związki:
przy wprowadzeniu uproszczenia przyjmującego, że $L_1 + L_3 \approx 2\,L_2$, otrzymuje się

$$\begin{aligned} \hat{Z}_A + \hat{Z}_C &= 2\,\hat{Z}_B \\ \hat{Z}_A - \hat{Z}_C &= a, \end{aligned} \tag{37}$$

przy czym

$$a = \sqrt{3}\,(M - N) + \frac{2}{\sqrt{3}}\,(X_{3C} - X_{2C}) = 2\,S - 2\,(R_3 - R_2) < 2\,S \tag{38}$$

z zależności wyrażonych równaniami (37) wynika, że

$$\begin{aligned} \hat{Z}_A &= \hat{Z}_B + \frac{a}{2}, \\ \hat{Z}_C &= \hat{Z}_B - \frac{a}{2}. \end{aligned} \tag{39}$$

Jeśli powyższe wielkości wprowadzimy do równania (10) określającego natężenie prądu fazy środkowej i jeśli w rozważaniach pominiemy składnik $(a/2)^2$ ponieważ wg (38) zachodzi $(a/2)^2 < S^2$, przy czym $S^2 \ll \left(R_2 + \frac{1}{K}S\right)^2$ z uwagi na to, że w praktyce $K \ll 1$, to otrzymamy wyrażenie na prąd fazy środkowej w następującej postaci:

$$\hat{I}_2 = -\hat{U}\,\frac{\hat{Z}_B(1-a)}{\hat{Z}_B^2 + 2\,\hat{Z}_B(\hat{Z}_B - 2\,\hat{Z}_0)} + \hat{U}\,\frac{\frac{a}{2}(1+a)}{\hat{Z}_B^2 + 2\,\hat{Z}_B(\hat{Z}_B - 2\,\hat{Z}_0)}. \tag{40}$$

Jak z powyższego widać, prąd $\hat{I}_2$ może być uważany za sumę wektorową dwóch składników: składnika

$$\hat{I}_2' = -\hat{U}\,\frac{\hat{Z}_B(1-a)}{\hat{Z}_B^2 + 2\,\hat{Z}_B(\hat{Z}_B - 2\,\hat{Z}_0)} \tag{41}$$

oraz

$$\hat{I}_2'' = \hat{U}\,\frac{\frac{a}{2}(1+a)}{\hat{Z}_B^2 + 2\,\hat{Z}_B(\hat{Z}_B - 2\,\hat{Z}_0)}. \tag{42}$$

Stosunek modułów tych składowych wyraża się zależnością

$$\left|\frac{\hat{I}_2''}{\hat{I}_2'}\right| = \frac{1}{\sqrt{3}}\,\frac{a}{2}\left|\frac{1}{\hat{Z}_B}\right| = \frac{1}{\sqrt{3}}\,\frac{a}{2}\,\frac{1}{\sqrt{\left(R_{2C} + \frac{1}{K}S\right)^2 + [X_{2C} + \omega\,(M-N)]^2}} \tag{43}$$

Stosownie do zależności (38) zachodzi nierówność:

$$\left|\frac{I_2''}{I_2'}\right| < \frac{1}{\sqrt{3}} S \frac{1}{\sqrt{\left(R_{2C} + \frac{1}{K} S\right)^2 + [X_{2C} + \omega(M - N)]^2}} \tag{44}$$

Liczba S, jak to widać z jej określenia wg zależności (25), jest sumą różnicy oporności całkowitych czynnych dwóch sąsiednich faz toru oraz różnicy całkowitych oporności biernych tych faz, podzielonej przez $\sqrt{3}$ przy czym zarówno oporności czynne, jak i bierne są w przypadkach praktycznych liczbami znacznie mniejszymi od jedności. Ponieważ z drugiej strony występujące pod pierwiastkiem składniki R_{2C} oraz X_{2C} są praktycznie znacznie większe od S, a liczba K dla przypadków interesujących praktykę jest znacznie mniejsza od jedności, zatem stosunek modułów prądów składowych I_2'' oraz I_2' jest znacznie mniejszy od jedności. Stosunek tych modułów obliczony w funkcji parametru K, dla przypadków praktycznych, w których można przyjąć szacunkowo, że $R_{3C}/R_{2C} \approx 1{,}3$, a $X_{3C}/X_{2C} \approx 1{,}1$ (przy czym są to praktycznie górne granice wartości tych stosunków, natomiast stosunek X_{2C}/R_{2C} może przyjmować wartości w granicach od 0,8 do 15), przedstawia następujące zestawienie:

$X_{2C}/R_{2C} =$	0,8	5	10	15
$K =$	0,333	0,333	0,333	0,333
I_2''/I_2'	0,092	0,060	0,048	0,043
$K =$	0,166	0,166	0,166	0,166
I_2''/I_2'	0,063	0,050	0,043	0,040
$X_{2C}/R_{2C} =$	0,8	5	10	15
$K =$	0,125	0,125	0,125	0,125
I_2''/I_2'	0,052	0,045	0,040	0,037

Jak widać z powyższego, wartość składowej I_2'' w przypadkach praktycznych, w których $X_{2C}/R_{2C} > 1$, a $K \ll 1$, nie przekracza 5% wartości prądu fazy środkowej. Z tego powodu w dalszych rozważaniach pominięto składową I_2'' i przyjęto, że natężenie prądu fazy środkowej rozważanego obwodu wynosi w przybliżeniu

$$I_2 = \left| -\dot{U} \frac{\dot{Z}_B(1-a)}{\dot{Z}_B^2 + 2\dot{Z}_B(\dot{Z}_B - 2\dot{Z}_0)} \right| = \frac{\sqrt{3}\,U}{3\sqrt{\left(R_{2C} + \frac{1}{K} S\right)^2 + \left[X_{2C} - \frac{\omega(M-N)}{3}\right]^2}}. \tag{45}$$

Po uwzględnieniu w powyższym równaniu zależności (13) otrzymuje się

$$I_2 = \frac{\sqrt{3}\,U}{3\sqrt{\left(R_{2C} + \frac{1}{K} S\right)^2 + \left[X_{2C} - \frac{\frac{1}{\sqrt{3}}(R_{3C} - R_{1C})}{3}\right]^2}}. \tag{46}$$

Uzyskana zależność przedstawia zatem skuteczną wartość prądu fazy środkowej w funkcji parametru K. Prądy pozostałych faz wyrażają się tym samym wzorem z uwagi na założony w rozważaniach stan symetrii prądowej.

b) Moc pieca w funkcji parametru K przy symetrii prądowej

Moc pieca łukowego przy symetrii prądowej wyznacza zależność:

$$P_u = I^2(r_1 + r_2 + r_3). \tag{47}$$

Przy uwzględnieniu (26), (28) i (29) oraz (46) otrzymuje się

$$P_u = \frac{U^2\left[3\frac{1}{K}S - R_{1C} - R_{3C} + 2R_{2C}\right]}{3\left\{\left(R_{2C} + \frac{1}{K}S\right)^2 + \left[X_{2C} - \frac{\frac{1}{\sqrt{3}}(R_{3C} - R_{1C})}{3}\right]^2\right\}}. \tag{48}$$

Uzyskany wzór (48) wyraża moc pieca w funkcji parametru K. Wzór ten umożliwia obliczenie wartości parametru $K = K_g$ odpowiadającego pracy pieca przy największej przelotności.

c) Wyznaczenie parametru $K = K_g$ odpowiadającego największej przelotności pieca

Moc pieca dla stanu największej przelotności osiąga największą wartość. Przy takim stanie pracy zachodzi zatem związek:

$$\frac{dP_u}{dK} = 0. \tag{49}$$

Z powyższego równania otrzymuje się

$$K_g = \frac{S}{\frac{1}{3}(R_{1C} + R_{3C} - 2R_{2C}) + \sqrt{\left[\frac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C}}{3}\right]^2 + \left[X_{2C} - \frac{R_{3C} - R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2}} \tag{50}$$

Jak widać, liczba K_g, przy uwzględnieniu (25), jest funkcją wyłącznie podstawowych parametrów R_{1C}, R_{2C}, R_{3C}, X_{1C}, X_{2C} oraz X_{3C} rozpatrywanego obwodu. Parametry te określone dla warunków symetrii prądowej wyznacza się na drodze pomiarów [4], [8].

d) Wyznaczenie parametru $K = K_e$ odpowiadającego pracy pieca przy zachowaniu warunku najmniejszego zużycia energii na tonę wsadu

Przy pracy pieca nastawionej na najmniejsze zużycie energii elektrycznej na tonę wsadu sprawność ogólna η_0 urządzenia osiąga wartość największą [10].

Sprawność ogólną urządzenia określa związek

$$\eta_0 = \frac{P_u - P_o}{P_u + I^2(R_{1C} + R_{2C} + R_{3C})}. \tag{51}$$

Występująca w powyższym wzorze wielkość P_o oznacza straty cieplne pieca. Przyjęto, że wielkość ta dla danego pieca jest stała.

Z warunku

$$\frac{d\eta_0}{dK} = 0 \tag{52}$$

otrzymuje się parametr K_e odpowiadający najmniejszemu zużyciu energii elektrycznej. Parametr ten wynosi

$$K_e = \frac{S}{-R_{2C} + \sqrt{\frac{U^2}{P_o}\,\frac{R_{1C}+R_{2C}+R_{3C}}{3} + \left[X_{2C} - \frac{R_{3C}-R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2}}. \tag{53}$$

Uzyskane liczby K_g i K_e wyznaczają górną i dolną granicę optymalnego zakresu pracy pieca. Moc pieca wyrażona równaniem (48) osiąga przy wartości parametru $K = K_g$ największą wartość. Maksymalnej mocy pieca odpowiada prąd I_g. Prąd ten wyznacza zależność (46) przy $K = K_g$. Dolnej granicy optymalnego zakresu pracy pieca odpowiada dolna wartość mocy pieca. Moc tę uzyskuje się z zależności (48) przy założeniu $K = K_e$. Mocy tej odpowiada prąd I_e. Prąd ten wyznacza zależność (46) przy wartości parametru $K = K_e$.

Między liczbami K_g i K_e zachodzi związek

$$K_g > K_e \tag{54}$$

Zależność tę można uzasadnić porównując prąd I_g odpowiadający liczbie K_g z prądem I_e odpowiadającym liczbie K_e. Jeśli nierówność (54) zachodzi, to biorąc pod uwagę ogólne wyrażenie na prąd wg (46) musi również zachodzić nierówność

$$I_g > I_e. \tag{55}$$

Jeśli w nierówności powyższej uwzględnimy natężenia prądów wynikające ze wzoru (46) przy kolejnym uwzględnieniu wartości parametru $K = K_g$ określonej wg (50) oraz $K = K_e$ wg (53), to otrzymamy nierówność równoważną

$$P_o < \frac{U^2}{2\left\{\frac{R_{1C}+R_{2C}+R_{3C}}{3} + \sqrt{\left[\frac{R_{1C}+R_{2C}+R_{3C}}{3}\right]^2 + \left[X_{2C} - \frac{R_{3C}-R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2}\right\}}. \tag{56}$$

Ponieważ prawa strona powyższej nierówności oznacza maksymalną moc wydzieloną w piecu, jak to wynika z (48) przy uwzględnieniu wartości $K = K_g$ określonej równaniem (50), zatem nierówność powyższa jest zawsze spełniona, wobec czego zachodzi zawsze nierówność (55) i w konsekwencji związek między liczbami K_g i K_e określony wg (54).

Na podstawie uzyskanych parametrów K_g i K_e zostaną z kolei wyzna-

czone górne i dolne wartości wszystkich wielkości charakteryzujących pracę pieca dla optymalnego zakresu pracy.

7. GÓRNE I DOLNE WARTOŚCI WIELKOŚCI CHARAKTERYZUJĄCYCH PRACĘ TRÓJFAZOWEGO, ASYMETRYCZNEGO KONSTRUKCYJNIE STALOWNICZEGO URZĄDZENIA ŁUKOWEGO, DLA OPTYMALNEGO ZAKRESU PRACY

Wyznaczono kolejno górne i dolne wartości: asymetrii w rozkładzie mocy na poszczególne fazy zarówno urządzenia, jak i pieca, natężenia prądu, współczynników mocy i sprawności elektrycznej urządzenia. Wartości górne oznaczono indeksem g, natomiast dla wartości dolnych zastosowano oznaczenia indeksem e.

Otrzymano:

a) Rozkłady mocy na poszczególne łuki wg (31) i (32)

$$\begin{aligned} \Delta P_{Ig} &= 100\,K_g\left(1-\frac{R_{1C}+R_{3C}-2R_{2C}}{S}\right)\% \\ \Delta P_{IIg} &= -100\,K_g\,\% \\ \Delta P_{Ie} &= 100\,K_e\left(1-\frac{R_{1C}+R_{3C}-2R_{2C}}{S}\right)\% \\ \Delta P_{IIe} &= -100\,K_e\,\%. \end{aligned} \tag{57}$$

b) Rozkład mocy na poszczególne fazy urządzenia wg (34) i (35)

$$\begin{aligned} \Delta P'_{Ig} &= \frac{\frac{1}{\sqrt{3}}(X_{3C}-X_{2C})}{R_{2C}+\frac{1}{K_g}S}100\ \% \\ \Delta P'_{IIg} &= -\Delta P'_{Ig} \\ \Delta P'_{Ie} &= \frac{\frac{1}{\sqrt{3}}(X_{3C}-X_{2C})}{R_{2C}+\frac{1}{K_e}S}100\ \% \\ \Delta P'_{IIe} &= -\Delta P'_{Ie}. \end{aligned} \tag{58}$$

c) Natężenie prądu wg (46)

$$\begin{aligned} I_g &= \frac{\sqrt{3}\,U}{3\sqrt{\left[R_{2C}+\frac{1}{K_g}S\right]^2+\left[X_{2C}-\frac{R_{3C}-R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2}} \\ I_e &= \frac{\sqrt{3}\,U}{3\sqrt{\left[R_{2C}+\frac{1}{K_e}S\right]^2+\left[X_{2C}-\frac{R_{3C}-R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2}}. \end{aligned} \tag{59}$$

d) Moc pieca wg (48)

$$P_{ug}=\frac{U^2\left[3\frac{1}{K_g}S-R_{1C}-R_{3C}+2R_{2C}\right]}{3\left\{\left(R_{2C}+\frac{1}{K_g}S\right)^2+\left[X_{2C}-\frac{R_{3C}-R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2\right\}}$$

$$P_{ue}=\frac{U^2\left[3\frac{1}{K_e}S-R_{1C}-R_{3C}+2R_{2C}\right]}{3\left\{\left(R_{2C}+\frac{1}{K_e}S\right)^2+\left[X_{2C}-\frac{R_{3C}-R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2\right\}} \tag{60}$$

e) Współczynniki mocy poszczególnych faz

$$\cos\varphi_{1g}=\frac{R_{1C}+r_{1g}}{|\hat{Z}_{1g}|}=\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{X_{1C}}{\left(\frac{1}{K_g}+1\right)S+2R_{2C}-R_{3C}}\right]^2}}$$

$$\cos\varphi_{1e}=\frac{R_{1C}+r_{1e}}{|\hat{Z}_{1e}|}=\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{X_{1C}}{\left(\frac{1}{K_e}+1\right)S+2R_{2C}-R_{3C}}\right]^2}} \tag{61}$$

$$\cos\varphi_{2g}=\frac{R_{2C}+r_{2g}}{|\hat{Z}_{2g}|}=\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{X_{2C}}{\frac{1}{K_g}S+R_{2C}}\right]^2}}$$

$$\cos\varphi_{2e}=\frac{R_{2C}+r_{2e}}{|\hat{Z}_{2e}|}=\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{X_{2C}}{\frac{1}{K_e}S+R_{2C}}\right]^2}} \tag{62}$$

$$\cos\varphi_{3g}=\frac{R_{3C}+r_{3g}}{|\hat{Z}_{3g}|}=\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{X_{3C}}{\left(\frac{1}{K_g}-1\right)S+R_{3C}}\right]^2}}$$

$$\cos\varphi_{3e}=\frac{R_{3C}+r_{3e}}{|\hat{Z}_{3e}|}=\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{X_{3C}}{\left(\frac{1}{K_e}-1\right)S+R_{3C}}\right]^2}} \tag{63}$$

f) Współczynnik mocy urządzenia

$$m_g = \frac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C} + r_{1g} + r_{2g} + r_{3g}}{|\hat{Z}_{1g} + \hat{Z}_{2g} + \hat{Z}_{3g}|} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{X_{1C} + X_{2C} + X_{3C}}{3\left(\frac{1}{K_g} S + R_{2C}\right)}\right]^2}}$$

$$m_e = \frac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C} + r_{1e} + r_{2e} + R_{3e}}{|\hat{Z}_{1e} + \hat{Z}_{2e} + \hat{Z}_{3e}|} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{X_{1C} + X_{2C} + X_{3C}}{3\left(\frac{1}{K_e} S + R_{2C}\right)}\right]^2}} \tag{64}$$

Z porównania wzorów (62) i (64) jest widoczne, że w przypadkach, w których zachodzi $X_{1C} + X_{2C} + X_{3C} \approx 3X_{2C}$, możliwe jest uznanie miernika współczynnika mocy fazy środkowej za miernik współczynnika mocy urządzenia.

g) Sprawność elektryczna urządzenia

$$\eta_{el\,g} = \frac{r_{1g} + r_{2g} + r_{3g}}{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C} + r_{1g} + r_{2g} + r_{3g}} = \frac{1}{1 + \frac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C}}{3\frac{1}{K_g} S - (R_{1C} + R_{3C} - 2R_{2C})}}$$

$$\eta_{el\,e} = \frac{r_{1e} + r_{2e} + r_{3e}}{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C} + r_{1e} + r_{2e} + r_{3e}} = \frac{1}{1 + \frac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C}}{3\frac{1}{K_e} S - (R_{1C} + R_{3C} - 2R_{2C})}}. \tag{65}$$

Liczby K_g i K_e są, jak to widać z zależności (57), bezpośrednimi wskaźnikami asymetrii w rozkładzie mocy na poszczególne łuki, a więc są wskaźnikami jednego z najistotniejszych skutków asymetrii konstrukcyjnej urządzenia łukowego. Z tego też powodu liczby K_g i K_e można uważać za liczby charakterystyczne dla danego urządzenia. Ponieważ liczba K_g jako większa od liczby K_e wyznacza cięższy przypadek asymetrii w roz-

kładzie mocy na poszczególne łuki, można liczbę tę uważać za techniczny wskaźnik asymetrii trójfazowego stalowniczego urządzenia łukowego.

8. WPŁYW ASYMETRII NA CIEPLNE OBCIĄŻENIE WEWNĘTRZNEJ ŚCIANY PIECA

Moc wydzielana w trójfazowym piecu łukowym obciąża cieplnie ściany pieca nierównomiernie. Stopień tej nierównomierności jest określany przy założeniu, że moce poszczególnych łuków są równe. Przy takim założeniu stopień nierównomierności jest jedynie funkcją wskaźnika $W = r/R$, przy czym r oznacza promień koła podziałowego elektrod, a R jest połową średnicy trzonu pieca. W piecach stalowniczych trójfazowych zachodzi na ogół [6] zależność

$$0{,}25 < W < 0{,}4\,, \tag{66}$$

przy czym niskie wartości wskaźnika W odnoszą się do pieców o dużych pojemnościach, natomiast wysokie wartości do pieców małych.

W rzeczywistości stopień nierównomierności obciążenia cieplnego ściany pieca różni się od stopnia nierównomierności obliczonego przy założeniu, że moce łuków są równe. Różnica ta jest wywołana różnicą mocy poszczególnych łuków. Oznaczając, stosownie do (31) i (32) procentowe różnice mocy łuków faz skrajnych w stosunku do mocy fazy środkowej przez ΔP_I i ΔP_{II}, można nierównomierność obciążenia cieplnego ściany pieca wyrazić jako

$$p = \frac{A_{min}}{A_{max}}, \tag{67}$$

przy czym

$$A_{min} = \frac{1 + \dfrac{\Delta P_I}{100}}{(1 + W)^2} + \frac{\left(2 + \dfrac{\Delta P_{II}}{100}\right)(1 - 0{,}5\,W)}{(1 - W + W^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{68}$$

oraz

$$A_{max} = \frac{1 + \dfrac{\Delta P_I}{100}}{(1 - W)^2} + \frac{\left(2 + \dfrac{\Delta P_{II}}{100}\right)(1 + 0{,}5\,W)}{(1 + W + W^2)^{\frac{3}{2}}}. \tag{69}$$

Podane wzory (68) i (69) są w stosunku do wzorów podanych w literaturze [3] uogólnione przez wprowadzenie do nich parametrów ΔP_I i ΔP_{II}.

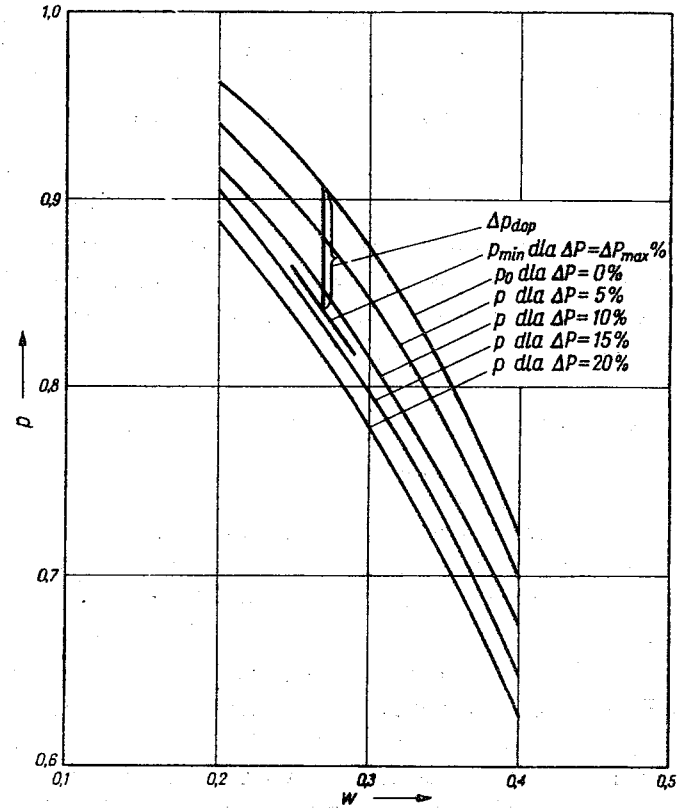
Wpływ parametrów ΔP_I i ΔP_{II} na stopień nierównomierności obciążenia cieplnego ściany przedstawiono tabelarycznie i graficznie. Przyjęto przy tym dla uproszczenia, że $\Delta P_I = \Delta P_{II}$. Uproszczenie takie jest równoznaczne z pominięciem wpływu oporności R_{1C}, R_{2C} i R_{3C} na procentowe

różnice mocy, jak to wynika z (31). Pominięcie takie jest dopuszczalne, gdy wypadkowe oporności R_1, R_2 i R_3 poszczególnych linii toru są w przybliżeniu równe, co też w praktyce zachodzi.

Na podstawie zależności (67), (68) i (69) obliczono stopnie nierównomierności w funkcji W przy różnych procentowych różnicach mocy. Otrzymano:

W =	0,2	0,3	0,4
p dla ΔP = 0%	0,965	0,877	0,722
p dla ΔP = 5%	0,941	0,848	0,702
p dla ΔP = 10%	0,917	0,815	0,675
p dla ΔP = 15%	0,906	0,802	0,650
p dla ΔP = 20%	0,890	0,778	0,627

Z powyższej tabeli i z wykonanego na jej podstawie wykresu (rys. 3) jest widoczne, że stopień nierównomierności obciążenia cieplnego ściany



Rys. 3. Stopień nierównomierności obciążenia cieplnego ściany pieca w funkcji parametrów ΔP oraz W

pieca zmniejsza się, dla określonej wartości wskaźnika W, ze wzrostem procentowej różnicy mocy. Maksymalne wartości stopnia nierównomierności obliczane dla teoretycznego przypadku, w którym $\Delta P = 0$, wyzna-

cza na wykresie linia P_0 natomiast linie p_5, p_{10}, p_{15} i p_{20} oznaczają przebiegi stopnia nierównomierności dla $\Delta P = 5\%$, 10%, 15% i 20%.

Dolną granicę stopnia nierównomierności obciążenia cieplnego wewnętrznej ściany pieca, określonego jako p_{min}, można ustalić przez przyjęcie na drodze normatywnej dopuszczalnej odchyłki Δp_{dop} od granicznej wartości stopnia nierównomierności p_0.

Z wykresu jest widoczne, że określenie dolnej granicy stopnia nierównomierności jako

$$p_{min} = p_0 - \Delta p_{dop} \tag{70}$$

wyznacza górną granicę procentowej różnicy mocy, przy czym granicę tę można określić jako

$$\Delta P = \Delta P_{max} \tag{71}$$

Wielkość ΔP_{max} umożliwia z kolei wyznaczenie górnej granicy technicznego wskaźnika asymetrii urządzenia łukowego. Biorąc pod uwagę zależności (31) i (32) oraz wyznaczoną na drodze normatywnej wartość ΔP_{max}, można górną dopuszczalną granicę technicznego wskaźnika asymetrii urządzenia łukowego określić szacunkowo jako

$$K_{g\,max} = \frac{\Delta P_{max}}{100}. \tag{72}$$

Trójfazowe urządzenia łukowe stalownicze, które wykażą $K_g > K_{gmax}$, można uważać za urządzenia o zbyt wysokiej asymetrii ze względu na to, że zostaje w nich przekroczony w dół dopuszczalny stopień nierównomierności cieplnego obciążenia ściany pieca.

9. DOŚWIADCZALNE SPRAWDZENIE ZWIĄZKÓW UZYSKANYCH NA DRODZE TEORETYCZNEJ

Sprawdzono — przez porównanie z danymi uzyskanymi na podstawie pomiarów na urządzeniu łukowym — górne i dolne wartości mocy dla optymalnego zakresu pracy pieca oraz asymetrię w rozkładzie mocy na poszczególne łuki.

Poza tym na podstawie danych uzyskanych z pomiarów obliczono pozostałe wielkości charakteryzujące pracę pieca w zakresie optymalnym.

Pomiary wykonano na trójfazowym łukowym urządzeniu stalowniczym na terenie Huty Warszawa, przy włączeniu transformatora piecowego na najwyższy stopień napięciowy. Urządzenie charakteryzują następujące dane

a) Piec

1. pojemność wsadowa pieca $g = 6$ t
2. średnica koła podziałowego elektrod $2r = 900$ mm
3. średnica trzonu pieca $2R = 2400$ mm

b) Transformator piecowy

1. układ połączeń *Dd*
2. moc $P = 3000$ kVA
3. napięcie $U_1/U_2 = 6000/244$ V
4. prąd $I_1/I_2 = 288/7000$ A
5. prąd biegu jałowego $I_0 = 18{,}00$ A
6. moc biegu jałowego $P_0 = 16{,}40$ kW
7. napięcie zwarcia $U_{zw} = 6{,}35$ %
8. straty obciążenia $p_{zw} = 36{,}50$ kW

c) Dławik

Podane liczby odnoszą się do pierwszego zaczepu dławika, na który dławik jest włączony podczas pracy pieca na najwyższym stopniu napięciowym.

1. napięcie zasilające $U_1 = 6000$ V
2. napięcie dławione $U_{zw} = 500$ V
3. prąd $I_1 = 288$ A
4. straty obciążenia $P_d = 16{,}7$ kW

Przeprowadzono następujące pomiary:

1. Wyznaczono metodą pomiarowo-wykreślną oporności czynne R_{1l}, R_{2l}, R_{3l} oraz indukcyjne X_{1l}, X_{2l}, X_{3l}. Zastosowana metoda pomiarowa umożliwia wyznaczenie oporności toru dla przyjętego rozkładu prądów w obwodzie [4], [7], [9]. Uzyskane wyniki umożliwią obliczenie wielkości charakteryzujących urządzenie dla optymalnego zakresu pracy.

2. W uzupełnieniu wykonano pomiar oporności toru przy zwarciach dwufazowych. Te dodatkowe pomiary umożliwiają wprowadzenie poprawek do wyników uzyskanych metodą pomiarowo-wykreślną. Poprawki uwzględniają oporności elektrod i oporności styków elektrod z uchwytami.

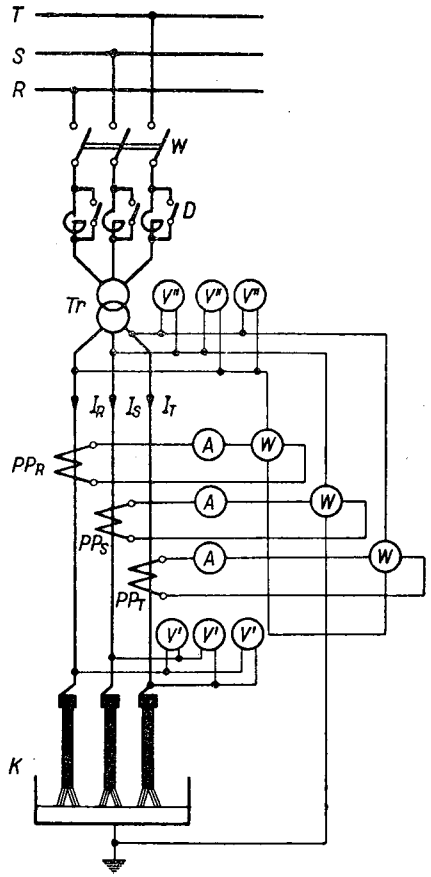
3. Wykonano pomiary oporności toru dla stanu trójfazowego zwarcia elektrod. Pomiary te umożliwiają wykonanie wykresów kołowych i wyznaczenie przebiegów mocy w funkcji prądu.

A. Wyznaczenie oporności toru metodą pomiarowo-wykreślną oraz pomiar mocy w funkcji prądu przeprowadzono przy zastosowaniu układu pomiarowego wg schematu podanego na rys. 4.

Otrzymano kolejno:

1) Napięcia liniowe [V]	*U*	*U*	*U*
a) na zaciskach transformatora	244,0	244,0	244,0
	244,0	244,0	244,0
b) na uchwytach elektrod	225,0	227,0	222,0
	221,0	225,0	220,0
2) Prądy fazowe [kA]	*I*	*I*	*I*
	6,30	6,30	6,30
	7,00	7,00	7,00

3) Moce fazowe [kW]	P_1	P_2	P_3
	887,5	885,0	885,0
	967,5	990,0	990,0
4) Napięcie fazowe na elektrodzie i łukach [V] otrzymane z wykresu wg rys. 5 [4]	U_1	U_2	U_3
	127,0	130,0	132,0
	125,0	129,0	130,0

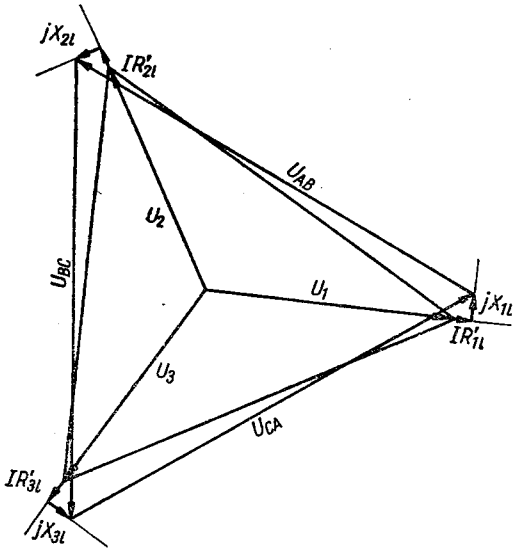


Rys. 4. Schemat układu pomiarowego stosowanego przy wyznaczaniu oporności toru metodą pomiarowo-wykreślną

5) Czynne oporności toru bez elektrod obliczono z zależności:

$$R'_{1l} = \frac{P_1 - I U_1}{I^2}; \quad R'_{2l} = \frac{P_2 - I U_2}{I^2}; \quad R'_{3l} = \frac{P_3 - I U_3}{I^2}.$$

Otrzymano	R'_{1l}	R'_{2l}	R'_{3l} $\times 10^{-3}$ [Ω]
	1,19	1,64	2,14
	1,17	1,73	2,35



Rys. 5. Wykres napięć i spadków napięć do pomiarowo-wykreślnej metody wyznaczania oporności toru

6) Czynne spadki napięć na torze [V]	$I R'_{1l}$	$I R'_{2l}$	$I R'_{3l}$
	7,50	10,30	13,60
	8,67	12,10	16,20
7) indukcyjne spadki napięć na torze [V] uzyskane metodą wykreślną [4], rys. 5.	$I X_{1l}$	$I X_{2l}$	$I X_{3l}$
	14,5	13,5	14,0
	16,0	15,0	16,0
8) Oporności indukcyjne toru [Ω]	X_{1l}	X_{2l}	$X_{3l} \times 10^{-3}$
	2,30	2,13	2,22
	2,28	2,14	2,28

9) Średnie wartości wyznaczonych oporności

a) oporności czynne toru [Ω]

$R_{1l} = 1{,}18 \cdot 10^{-3}$
$R_{2l} = 1{,}68 \cdot 10^{-3}$
$R_{3l} = 2{,}24 \cdot 10^{-3}$

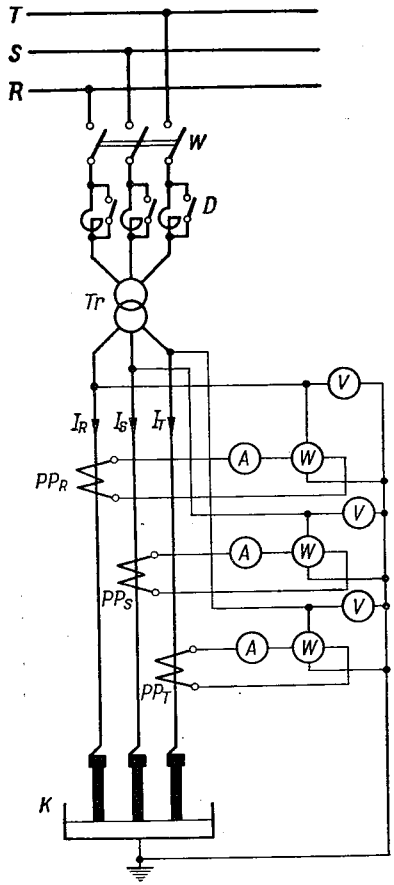
b) oporności indukcyjne toru [Ω]

$X_{1l} = 2{,}29 \cdot 10^{-3}$
$X_{2l} = 2{,}13 \cdot 10^{-3}$
$X_{3l} = 2{,}25 \cdot 10^{-3}$

B. Z pomiarów metodą zwarć dwufazowych wykonanych na układzie wg schematu na rys. 6 otrzymano:

1) Wielkości mierzone

Napięcia fazowe [V]			Prądy fazowe [kA]			Moce fazowe [kW]		
U_1	U_2	U_3	I_1	I_2	I_3	P_1	P_2	P_3
110,0	42,0	48,0	0	16,0	16,0	0	450	495
44,0	52,0	115,0	14,4	14,4	0	450	472	0
44,0	115,0	47,0	14,6	0	14,6	405	0	430



Rys. 6. Schemat układu pomiarowego stosowanego przy wyznaczaniu oporności toru metodą zwarć

2) Oporności czynne toru obliczone z zależności

$$R''_{1l} = \frac{P_1}{I_1^2}; \qquad R''_{2l} = \frac{P_2}{I_2^2}; \qquad R''_{3l} = \frac{P_3}{I_3^2}$$

Otrzymano:

R''_{1l}	R''_{2l}	R''_{3l} $\times 10^{-3}$
2,18	1,75	1,93 Ω
1,88	2,28	2,00 Ω

3) Wartości średnie oporności toru $R''_{1l} = 2{,}03 \cdot 10^{-3}\,\Omega$
$R''_{2l} = 2{,}02 \cdot 10^{-3}\,\Omega$
$R''_{3l} = 1{,}98 \cdot 10^{-3}\,\Omega$

C. Korekcja oporności czynnych toru wyznaczonych metodą pomiarowo-wykreślną. Korekcja uwzględnia eliminację wpływu oporności styków uchwytów i elektrod.

Otrzymano:

$$R_{1l} = R''_{1l} - (R'_{2l} - R'_{1l}) = 2{,}03 \cdot 10^{-3} - (1{,}68 - 1{,}18) \cdot 10^{-3} = 1{,}53 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$R_{2l} = R''_{2l} = 2{,}02 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$R_{3l} = R''_{3l} + (R'_{3l} - R'_{2l}) = 1{,}98 \cdot 10^{-3} + (2{,}24 - 1{,}68) \cdot 10^{-3} = 2{,}54 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

D. Oporności dławika i transformatora piecowego obliczone dla zaczepu pierwszego i zredukowane na wtórną stronę transformatora

1) Z danych znamionowych transformatora otrzymano w przeliczeniu na wtórną stronę transformatora:

a) oporność pozorna transformatora

$$Z_t = \frac{U_{zw}}{100}\,\frac{U_2}{\sqrt{3}\,I_2} = \frac{6{,}35}{100}\,\frac{244}{\sqrt{3}\,7000} = 1{,}28 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

b) oporność czynna transformatora

$$R_t = \frac{P_{zw}}{3\,I^2} = \frac{36{,}50 \cdot 10^3}{3 \cdot 7000^2} = 0{,}25 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

c) oporność bierna transformatora

$$X_t = \sqrt{Z_t^2 - R_t^2} = \sqrt{(1{,}28 \cdot 10^{-3})^2 - (0{,}25 \cdot 10^{-3})^2} = 1{,}26 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

2) Z danych znamionowych dławika otrzymano w przeliczeniu na stronę wtórną transformatora:

a) oporność pozorna dławika

$$Z_d = \frac{U_{zw}}{I_1}\left(\frac{U_2}{U_1}\right)^2 = \frac{500}{288}\left(\frac{244}{6000}\right)^2 = 2{,}86 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

b) oporność czynna dławika

$$R_d = \frac{P_d}{3\,I_1^2}\left(\frac{U_2}{U_1}\right)^2 = \frac{16{,}7 \cdot 10^3}{3 \cdot 288^2}\left(\frac{244}{6000}\right)^2 = 0{,}11 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

c) oporność bierna dławika

$$X_d = \sqrt{Z_d^2 - R_d^2} = \sqrt{(2{,}86 \cdot 10^{-3})^2 - (0{,}11 \cdot 10^{-3})^2} = 2{,}86 \cdot 10^{-3}\,\Omega.$$

E. Na podstawie zmierzonych oporności toru i obliczonych oporności dławika i transformatora, zredukowanych na wtórną stronę transformatora, wyznaczono całkowite oporności czynne oraz całkowite oporności indukcyjne toru.

Otrzymano:

$$R_{1C} = R_{1l} + R_d + R_t = (1{,}53 + 0{,}11 + 0{,}25)\,10^{-3} = 1{,}89 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$R_{2C} = R_{2l} + R_d + R_t = (2{,}02 + 0{,}11 + 0{,}25)\,10^{-3} = 2{,}38 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$R_{3C} = R_{3l} + R_d + R_t = (2{,}54 + 0{,}11 + 0{,}25)\,10^{-3} = 2{,}90 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$X_{1C} = X_{1l} + X_d + X_t = (2{,}29 + 2{,}86 + 1{,}26)\,10^{-3} = 6{,}41 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$X_{2C} = X_{2l} + X_d + X_t = (2{,}13 + 2{,}86 + 1{,}26)\,10^{-3} = 6{,}25 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$
$$X_{3C} = X_{3l} + X_d + X_t = (2{,}25 + 2{,}86 + 1{,}26)\,10^{-3} = 6{,}37 \cdot 10^{-3}\,\Omega.$$

Otrzymane całkowite oporności czynne oraz bierne toru umożliwiają obliczenie parametrów K_g i K_e urządzenia oraz wszystkich wielkości charakteryzujących pracę asymetrycznego konstrukcyjnie urządzenia dla zakresu optymalnego przy zachowaniu symetrii prądowej.

F. Oporności toru wyznaczone metodą zwarcia trójfazowego

Pomiary wykonano przy obniżonym napięciu transformatora. Z pomiarów otrzymano:

1) Napięcia fazowe [V] Prądy fazowe [kA] Moce fazowe [kW]

U_1	U_2	U_3	I_1	I_2	I_3	P_1	P_2	P_3
48,0	51,0	55,0	17,5	17,1	16,0	450	608	652
47,0	50,0	56,0	17,5	17,1	16,2	422	608	652

2) Obliczone z danych pomiarowych

a) oporności pozorne

	Z_{1l}	Z_{2l}	Z_{3l} $\times 10^{-3}\,\Omega$
	2,73	2,99	3,45
	2,69	2,93	3,45
średnio:	2,71	2,96	3,45

b) oporności czynne

	R_{1l}	R_{2l}	R_{3l} $\times 10^{-3}\,\Omega$
	1,47	2,07	2,55
	1,39	2,07	2,49
średnio:	1,43	2,07	2,52

c) oporności bierne, wartości średnie

X_{1l}	X_{2l}	X_{3l} $\times 10^{-3}\,\Omega$
2,29	2,17	2,36

G. Całkowite oporności toru obliczone z uwzględnieniem oporności dławika i transformatora zredukowanych na wtórną stronę transformatora i oporności uzyskanych ze zwarcia trójfazowego

Otrzymano:

$$R_{1C} = (1{,}43 + 0{,}11 + 0{,}25)\,10^{-3} = 1{,}79 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$R_{2C} = (2{,}07 + 0{,}11 + 0{,}25)\,10^{-3} = 2{,}43 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$R_{3C} = (2{,}52 + 0{,}11 + 0{,}25)\,10^{-3} = 2{,}88 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$X_{1C} = (2{,}29 + 2{,}86 + 1{,}26)\,10^{-3} = 6{,}41 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$X_{2C} = (2{,}17 + 2{,}86 + 1{,}26)\,10^{-3} = 6{,}29 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$X_{3C} = (2{,}36 + 2{,}86 + 1{,}26)\,10^{-3} = 6{,}48 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$Z_{1C} = 10^{-3}\sqrt{1{,}79^2 + 6{,}41^2} = 6{,}67 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$Z_{2C} = 10^{-3}\sqrt{2{,}43^2 + 6{,}29^2} = 6{,}75 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

$$Z_{3C} = 10^{-3}\sqrt{2{,}88^2 + 6{,}48^2} = 7{,}10 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

H. Na podstawie uzyskanych wartości oporności toru otrzymuje się teoretyczny i rzeczywisty prąd zwarcia.

Otrzymano:

1) teoretyczne prądy zwarcia dla najwyższego zaczepu napięciowego

a) $$I_{1zwt} = \frac{U}{\sqrt{3}\,X_{1C}} = \frac{244}{\sqrt{3}\,6{,}41 \cdot 10^{-3}} = 22{,}00\ \text{kA}$$

b) $$I_{2zwt} = \frac{U}{\sqrt{3}\,X_{C}} = \frac{244}{\sqrt{3}\,6{,}29 \cdot 10^{-3}} = 22{,}40\ \text{kA}$$

c) $$I_{3zwt} = \frac{U}{\sqrt{3}\,X_{3C}} = \frac{244}{\sqrt{3}\,6{,}48 \cdot 10^{-3}} = 21{,}80\ \text{kA}$$

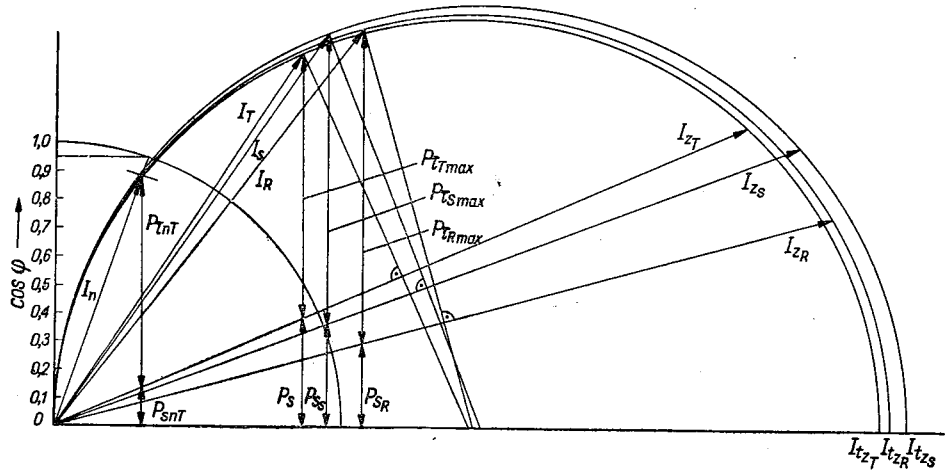
2) rzeczywiste prądy zwarcia dla najwyższego zaczepu napięciowego.

a) $$I_{1zw} = \frac{U}{\sqrt{3}\,Z_{1C}} = \frac{244}{\sqrt{3}\,6{,}67 \cdot 10^{-3}} = 21{,}25\ \text{kA}$$

b) $$I_{2zw} = \frac{U}{\sqrt{3}\,Z_{2C}} = \frac{244}{\sqrt{3}\,6{,}75 \cdot 10^{-3}} = 20{,}50\ \text{kA}$$

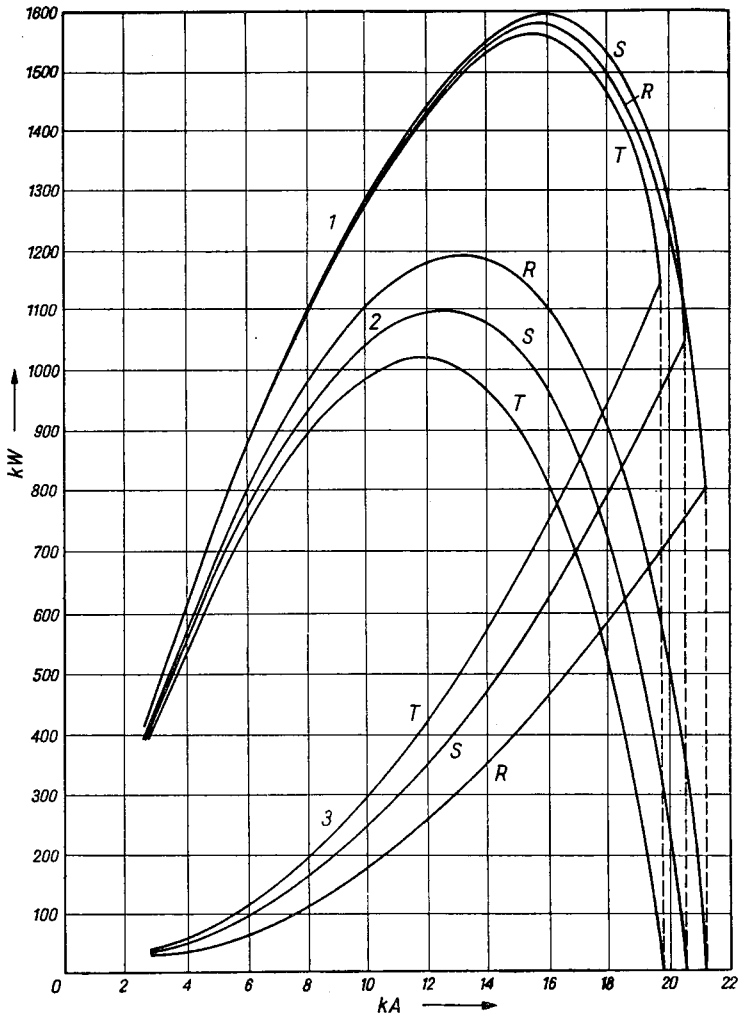
c) $$I_{3zw} = \frac{U}{\sqrt{3}\,Z_{3C}} = \frac{244}{\sqrt{3}\,7{,}10 \cdot 10^{-3}} = 19{,}80\ \text{kA}$$

Na podstawie obliczonych teoretycznych i rzeczywistych prądów zwarcia wykonano wykresy kołowe i na ich podstawie przebiegi mocy poszczególnych faz w funkcji prądu, [5], [8].



Rys. 7. Wykres kołowy trójfazowego urządzenia łukowego

I. Wielkości charakteryzujące pracę asymetrycznego konstrukcyjnie urządzenia łukowego w zakresie optymalnym przy symetrii prądowej wyznaczone w oparciu o parametry K_g i K_e



Rys. 8. Przebiegi mocy i strat mocy w torze w funkcji prądu

1) W oparciu o oporności czynne i bierne toru wyznaczone dla warunku symetrii prądowej obliczono wstępnie:

a) $R_{1C} + R_{3C} - 2R_{2C} = (1{,}89 + 2{,}90 - 2 \cdot 2{,}38)\,10^{-3} = 0{,}03 \cdot 10^{-3}\,\Omega$

b) $\dfrac{R_{1C} + R_{3C} - 2R_{2C}}{3} = \dfrac{0{,}03 \cdot 10^{-3}}{3} = 0{,}01 \cdot 10^{-3}\,\Omega$

c) $\dfrac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C}}{3} = \dfrac{(1{,}89 + 2{,}38 + 2{,}90)\,10^{-3}}{3} = 2{,}39 \cdot 10^{-3}\,\Omega$

d) $\left[\dfrac{R_{1C} + R_{2C} + R_{3C}}{3}\right]^2 = [2{,}39 \cdot 10^{-3}]^2 = 5{,}70 \cdot 10^{-6}\,\Omega^2$

e) $$X_{2C} - \frac{R_{3C} - R_{1C}}{3\sqrt{3}} = \left[6{,}25 - \frac{2{,}90 - 1{,}89}{3\sqrt{3}}\right] \cdot 10^{-3} = 6{,}05 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

f) $$\left[X_{2C} - \frac{R_{3C} - R_{1C}}{3\sqrt{3}}\right]^2 = [6{,}05 \cdot 10^{-3}]^2 = 36{,}60 \cdot 10^{-6}\,\Omega$$

g) $$S = R_{3C} - R_{2C} + \frac{1}{\sqrt{3}}(X_{3C} - X_{2C}) =$$

$$= \left[2{,}90 - 2{,}38 + \frac{1}{\sqrt{3}}(6{,}37 - 6{,}25)\right] 10^{-3} = 0{,}60 \cdot 10^{-3}\,\Omega$$

2) W oparciu o wyprowadzone wzory i obliczone powyżej wstępnie występujące w nich składniki wyznaczono górne i dolne wartości wielkości charakteryzujących pracę urządzenia w zakresie optymalnym. Wyznaczono kolejno:

a) techniczny wskaźnik asymetrii K_g wg (50) oraz wskaźnik K_e wg (53)

$$K_g = \frac{0{,}60 \cdot 10^{-3}}{0{,}01 \cdot 10^{-3} + 10^{-3}\sqrt{5{,}70 + 36{,}60}} = 0{,}0920$$

$$K_e = \frac{0{,}60 \cdot 10^{-3}}{-2{,}38 \cdot 10^{-3} + 10^{-3}\sqrt{\frac{244^2}{450} \cdot 2{,}39 + 36{,}60}} = 0{,}0367.$$

Przy wyznaczeniu parametru K_e przyjęto, że straty cieplne pieca o pojemności 6 t wynoszą $P_c = 450$ kW [10].

b) asymetria w rozkładzie mocy na poszczególne łuki wg (57).

$$\Delta P_{Ig} = 100 \cdot 0{,}0920\left(1 - \frac{0{,}03 \cdot 10^{-3}}{0{,}60 \cdot 10^{-3}}\right) = 8{,}70\%$$

$$\Delta P_{IIg} = -100 \cdot 0{,}0920 = -9{,}20\%$$

$$\Delta P_{Ie} = 100 \cdot 0{,}0367\left(1 - \frac{0{,}03 \cdot 10^{-3}}{0{,}60 \cdot 10^{-3}}\right) = 3{,}43\%$$

$$\Delta P_{IIe} = -100 \cdot 0{,}0367 = -3{,}67\%$$

c) asymetria w rozkładzie mocy na poszczególne fazy urządzenia.

$$\Delta P'_{Ig} = \frac{\frac{1}{\sqrt{3}}(6{,}37 - 6{,}25) \cdot 10^{-3}}{\left(2{,}38 + \frac{1}{0{,}0920}0{,}60\right)10^{-3}} 100 = 0{,}78\%$$

$$\Delta P'_{IIg} = -0{,}78\%$$

$$\Delta P'_{Ie} = \frac{\frac{1}{\sqrt{3}}(6{,}37 - 6{,}25) \cdot 10^{-3}}{\left(2{,}38 + \frac{1}{0{,}0367}0{,}60\right)10^{-3}} 100 = 0{,}37\%$$

$$\Delta P'_{IIe} = -0{,}37\%$$

d) Natężenia prądu wg (59)

$$I_g = \frac{\sqrt{3}\cdot 244}{3\sqrt{\left(2{,}38 + \frac{1}{0{,}0920}\,0{,}60\right)^2 + 36{,}60}} = 13{,}05\ \text{kA}$$

$$I_e = \frac{\sqrt{3}\cdot 244}{3\sqrt{\left(2{,}38 + \frac{1}{0{,}0367}\,0{,}60\right)^2 + 36{,}60}} = 7{,}20\ \text{kA}$$

e) Moce pieca wg (60)

$$P_{ug} = \frac{244^2\left[3\,\frac{0{,}60\cdot 10^{-3}}{0{,}0920} - 0{,}03\cdot 10^{-3}\right]10^3}{3\left\{\left(2{,}38 + \frac{1}{0{,}0920}\,0{,}60\right)^2 + 36{,}60\right\}} = 3360\ \text{kW}$$

$$P_{ue} = \frac{244^2\left[3\,\frac{0{,}60\cdot 10^{-3}}{0{,}0367} - 0{,}03\cdot 10^{-3}\right]10^3}{3\left\{\left(2{,}38 + \frac{1}{0{,}0367}\,0{,}60\right)^2 + 36{,}60\right\}} = 2530\ \text{kW}$$

f) Współczynniki mocy wg (61)

$$\cos\varphi_{1g} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{6{,}41}{\left(\frac{1}{0{,}0920} + 1\right)0{,}60 + 2\cdot 2{,}38 - 2{,}90}\right]^2}} = 0{,}815$$

$$\cos\varphi_{1e} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{6{,}41}{\left(\frac{1}{0{,}0367} + 1\right)0{,}6 + 2\cdot 2{,}38 - 2{,}90}\right]^2}} = 0{,}945$$

wg (62)

$$\cos\varphi_{2g} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{6{,}25}{\frac{0{,}60}{0{,}0920} + 2{,}38}\right]^2}} = 0{,}82$$

$$\cos\varphi_{2e} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{6{,}25}{\frac{0{,}60}{0{,}0367} + 2{,}38}\right]^2}} = 0{,}950$$

wg (63)

$$\cos\varphi_{3g} = \frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{6{,}37}{\left(\frac{1}{0{,}0920}-1\right)0{,}60+2{,}90}\right]^2}} = 0{,}810$$

$$\cos\varphi_{3e} = \frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{6{,}37}{\left(\frac{1}{0{,}0367}-1\right)0{,}60+2{,}90}\right]^2}} = 0{,}950$$

g) Współczynniki mocy urządzenia wg (64)

$$m_g = \frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{6{,}41+6{,}25+6{,}37}{3\left(\frac{1}{0{,}0920}0{,}60+2{,}38\right)}\right]^2}} = 0{,}810$$

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{6{,}41+6{,}25+6{,}37}{3\left(\frac{1}{0{,}0367}0{,}60+2{,}38\right)}\right]^2}} = 0{,}950$$

h) Sprawności elektryczne wg (65)

$$\eta_{elg} = \frac{1}{1+\frac{1{,}89+2{,}38+2{,}90}{3\frac{0{,}60}{0{,}0920}-(1{,}89+2{,}90-2\cdot 2{,}38)}} = 0{,}733$$

$$\eta_{ele} = \frac{1}{1+\frac{1{,}89+2{,}38+2{,}90}{3\frac{0{,}60}{0{,}0367}-(1{,}89+2{,}90-2\cdot 2{,}38)}} = 0{,}873$$

i) Nierównomierność obciążenia cieplnego wewnętrznej powierzchni pieca

1) Stosunek średnicy koła podziałowego elektrod do średnicy wewnętrznej kadzi pieca wynosi:

$$W = \frac{900}{2400} = 0{,}375$$

2) Według (68)

$$A_{min} = \frac{1+\frac{8{,}60}{100}}{(1+0{,}375)^2} + \frac{\left(2-\frac{9{,}20}{100}\right)(1-0{,}5\cdot 0{,}375)}{(1-0{,}375+0{,}375^2)^{\frac{3}{2}}} = 2{,}875$$

3) Według (69)

$$A_{max} = \frac{1 + \frac{8{,}60}{100}}{(1 - 0{,}375)^2} + \frac{\left(2 - \frac{9{,}20}{100}\right)(1 + 0{,}5 \cdot 0{,}375)}{(1 + 0{,}375 + 0{,}375^2)^{\frac{3}{2}}} = 4{,}010$$

4) Według (67)

$$p = \frac{2{,}875}{4{,}010} = 0{,}715$$

J. Porównanie obliczonych wartości mocy i asymetrii w rozkładzie mocy pieca z danymi uzyskanymi na podstawie wykresu kołowego

Otrzymano:

Wartości obliczone		Wartości uzyskane z wykresu
I_g	= 13,05 kA	13,05 kA
P_{ug}	= 3360 kW	3278,00 kW
ΔP_{Ig}	= 8,70%	8,79%
ΔP_{IIg}	= — 9,20%	— 9,15%

Wartości obliczone		Wartości uzyskane z wykresu
I_e	7,20 kA	7,20 kA
P_{ue}	2530 kW	2628 kW
ΔP_{Ie}	3,43%	5,27%
ΔP_{IIe}	— 3,67%	— 3,93%

Wyniki uzyskane z obliczeń i z wykresu są wystarczająco zgodne.

10. WNIOSKI I OCENA WYNIKÓW PRACY

W wyniku przeprowadzonej analizy asymetrycznego konstrukcyjnie trójfazowego urządzenia łukowego pracującego w warunkach symetrii prądowej otrzymano:

1. Wskaźniki liczbowe K_g wg (50) oraz K_e wg (53) charakteryzujące pracę pieca dla krańcowych stanów optymalnego zakresu pracy.

Wskaźniki te są funkcjami stałych obwodu R_{1C}, R_{2C}, R_{3C}, X_{1C}, X_{2C}, X_{3C}, a poza tym wskaźnik K_e zależy również od strat cieplnych P_0 pieca.

Wskaźniki umożliwiają wyznaczenie przy pomocy prostych związków, dla krańcowych stanów optymalnego zakresu pracy pieca, podstawowe wielkości charakteryzujące jego pracę, a w szczególności:

a) asymetrię w rozkładzie mocy pieca ΔP_I, ΔP_{II} wg (31), (32),

b) asymetrię w rozkładzie mocy urządzenia $\Delta P'_I$, $\Delta P'_{II}$ wg (34), (35),

c) natężenia prądów I_g, I_e wg (59),

d) moc pieca P_{ug}, P_{ue} wg (60),

e) współczynniki mocy poszczególnych faz wg (61), (62), (63),

f) współczynnik mocy urządzenia wg (64),

g) sprawność elektryczną urządzenia wg (65),

n) stopień nierównomierności cieplnego obciążenia wewnętrznej ściany pieca wg (67), (68), (69).

Ze względu na to, że wskaźnik K_g jest bezpośrednią miarą najcięższego przypadku asymetrii w rozkładzie mocy w piecu i w urządzeniu, wskaźnik ten nazwano technicznym wskaźnikiem asymetrii trójfazowego stalowniczego urządzenia łukowego. Wskaźnik ten wyznacza się na podstawie technicznych pomiarów parametrów toru wielkoprądowego.

2. Stwierdzono, że miernik współczynnika mocy fazy środkowej może być uważany w przybliżeniu również za miernik współczynnika mocy urządzenia, jak to wynika z porównania zależności (62) i (64).

3. Określono górną wartość $K_{g\,max}$ technicznego wskaźnika asymetrii wg (72) uwarunkowaną przez dopuszczalne cieplne obciążenie wewnętrznych ścian pieca. Wprowadzenie wielkości $K_{g\,max}$ umożliwia klasyfikację urządzeń łukowych na urządzenia o asymetrii dopuszczalnej i na urządzenia o asymetrii zbyt wysokiej z uwagi na cieplne obciążenie ściany pieca. W wyniku takiej klasyfikacji możliwe będzie uwzględnienie przy opracowywaniu programu pracy pieca stopnia jego asymetrii.

4. Przeprowadzona analiza pracy trójfazowego, asymetrycznego konstrukcyjnie, stalowniczego urządzenia łukowego, pracującego z zachowaniem symetrii prądowej, oraz uzyskane wyniki, a w szczególności wskaźniki K_g, K_e oraz $K_{g\,max}$ umożliwiają wyznaczenie wszystkich podstawowych wielkości charakteryzujących pracę pieca dla krańcowych stanów jej optymalnego zakresu. Wśród tych podstawowych wielkości, które wyznacza się przy pomocy wymienionych wskaźników, są także istotne wielkości, jak asymetria w rozkładzie mocy zarówno w odniesieniu do pieca, jak i urządzenia, oraz stopień nierównomierności obciążenia cieplnego ścian pieca.

Wskaźniki K_g, K_e i K_{gmax} umożliwiają zatem pełną ocenę możliwości wykorzystania pieca oraz ocenę jego asymetrii pod względem rozkładu mocy. Wprowadzone wskaźniki umożliwiają poza tym porównawcze badania pieców, co ma znaczenie dla prac normatywnych.

Przeprowadzona analiza pracy trójfazowego, asymetrycznego konstrukcyjnie, stalowniczego urządzenia łukowego, przy pomocy wskaźników K_g, K_e i $K_{g\,max}$, jest nową metodą oceny pracy trójfazowych urządzeń stalowniczych.

Politechnika Warszawska
Katedra Grzejnictwa Elektrycznego

WYKAZ LITERATURY

1. Wotchke J.: Grundlagen des elektrischen Schmelzofens. Halle 1933.
2. Walter F.: Die Grundlagen der elektrischen Ofenheizung. Leipzig 1950.
3. Okorokow N. W.: Elektropławilnyje pieczi czernoj metałurgii. Moskwa 1950.
4. Markow N. A.: Opriedielenje paramietrow elektriczeskoj cepi trechfaznoj dugowoj elektropieczi. — Elektriczestwo 1951.
5. Schwartz T.: Elektrotermia. P.W.T., Warszawa 1953.
6. Jednierał F. P.: Elektromietałurgia. P.W.T., Warszawa 1954.
7. Schwartz T.: Wykres kołowy i charakterystyki robocze stalowniczego pieca łukowego. Z wyd. zbior. Racjonalna eksploatacja stalowniczych pieców łukowych pod red. E. Horoszki, Kraków 1957.
8. Kurbiel A.: Zdejmowanie elektrycznych charakterystyk roboczych pieców łukowych w warunkach ruchowych. Z wyd. zbior. Racjonalna eksploatacja stalowniczych pieców łukowych pod red. E. Horoszki, Kraków 1957.
9. Uray V.: Haromfäzisu ivkemenoek üzemi viszomyainak vizsgalata. Miskolc 1958.
10. Schwartz T.: Ocena własności stalowniczego pieca łukowego metodą wskaźników prądowych. — Archiwum Elektrotechniki, z. 2, 1959.
11. Kacewicz L. S.: Rasczet i konstrurirowanje elektriczeskich pieczej. Moskwa 1959.
12. Schwartz T.: Wyznaczanie wielkości charakteryzujących stalownicze urządzenia łukowe. — Rozprawy Elektrotechniczne, z. 2, 1961.
13. Kończykowski S.: Obliczanie sieci elektroenergetycznych.

Ф. СОНДИЙ

ОЦЕНКА РАБОТЫ АСИММЕТРИЧЕСКОГО ДУГОВОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА СТАЛИ, А ТАКЖЕ ПОДБОР ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ЕГО РАБОТЫ

Резюме

В работе произведён анализ трёхфазной цепи асимметрического дугового устройства для производства стали. Анализ произведён для режима токовой симметрии, а также для симметрической системы питающих устройство напряжений. В результате произведенного анализа, получены показалети K_g а также K_e (50), (53) определяющие степень асимметрии печи при двух характеристических режимах его работы. Указанные выше показатели получаются на основании измерений параметров рассматриваемой цепи. Показатели K_g, а также K_e дают возможность определить, с помощью простых зависимостей, основные величины характеризирующие так работы печи, как и устройства для крайних режимов оптимального рабочего диапазона. Определено также влияние асимметрии печи на степень неравномерности термической нагрузки внутренней стенки печи (67), (68), (69) а также определён верхний предел технического показателя асимметри, обусловленного допускаемым степенем неравномерности термической нагрузки стенчи печи (70), (71), (72).

Выведенные зависимости были проверены путём измерений проведенных на шеститонновой дуговой трёхфазной печи для производства стали.

F. SONDIJ

ESTIMATE OF WORK OF AN ASYMMETRICAL STEEL ARC CONTRIVANCE AND SELECTION OF ITS OPTIMUM WORKING CONDITIONS

Summary

An analysis of a three-phase circuit of an asymmetrical steel arc contrivance has been carried out in the paper. The analysis has been carried out for the state of current symmetry and for a symmetric arrangement of the tensions supplying the contrivance. As a result of the analysis parameters K_g and K_e (50), (53) defining the degree of the furnace asymmetry for two characteristic states of its work have been obtained. The mentioned parameters are obtained on the basis of measurements of the constants in the considered circuit. The parameters K_g and K_e make it possible to determine the basic magnitudes characterizing the work of the furnace as well as that of the contrivance for the extreme states of the optimum working range by means of simple equations. The influence of the furnace asymmetry upon the degree of inequality of thermal charge of the interior furnace wall (67), (68), (69) has been defined as well as the upper limit of technical asymmetry parameter which is conditioned by the admissible degree of inequality of the thermal charge of the furnace wall (70), (71), (72).

The obtained equations have been tested by means of measurements carried out for a six ton steel arc three-phase furnace.

Uprzejmie zawiadamiamy P.T. Czytelników, że już od dn. 15.XI.61. można zamawiać prenumeratę czasopism na rok 1962.

Redakcja

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM VII · ZESZYT 4

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1961

RADA REDAKCYJNA

PROF. JANUSZ GROSZKOWSKI, PROF. JANUSZ LECH JAKUBOWSKI,
PROF. BOLESŁAW KONORSKI, PROF. IGNACY MALECKI
PROF. PAWEŁ NOWACKI, PROF. PAWEŁ SZULKIN

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny
PROF. WITOLD NOWICKI

Sekretarz
JULIUSZ MIERZEJEWSKI

ADRES REDAKCJI

Warszawa, Politechnika, Plac Jedności Robotniczej 1,
Katedra Teletransmisji Przewodowej, Gmach Mechaniki

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa, Młodowa 10

Nakład 640 (502+138)	Oddano do składania 30.VIII.1961
Ark. wyd. 11, ark. druk. 9 + 3 wkł.	Podpisano do druku w grudniu 1961
Papier druk. sat. kl. III, 80 g, 70 × 100	Druk ukończono w grudniu 1961
Zamówienie nr 1409/61	Cena zł 25.— S-42

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

621.392.52

ADAM SMOLIŃSKI

Filtry elektromechaniczne

Rękopis dostarczono 26.5.1961

Przeprowadzono wstępną klasyfikację filtrów elektromechanicznych dzieląc je na filtry o filtracji elektrycznej i mechanicznej. Wyróżniono trzy podstawowe elementy filtrów elektromechanicznych: przetworniki elektromechaniczne, samodzielne rezonatory mechaniczne oraz sprzęgacze mechaniczne. W omawianych filtrach główną rolę grają przetworniki sprowadzone do postaci dwójników elektrycznych w filtrach o filtracji elektrycznej.

Przeglądu filtrów o filtracji głównie elektrycznej dokonano opierając się na podziale przetworników. Opisano własności filtrów piezoelektrycznych kwarcowych (o samoistnej piezoelektryczności) i ceramicznych (zbudowanych ze spolaryzowanych elektrycznie ciał elektrostrykcyjnych) oraz filtrów piezomagnetycznych (zbudowanych ze spolaryzowanych magnetycznie ciał magnetostrykcyjnych).

Przeanalizowano pracę filtrów o filtracji mechanicznej i omówiono typowe konstrukcje spotykane w literaturze światowej.

Na zakończenie podano wybraną bibliografię dotyczącą filtrów piezoelektrycznych oraz pełny przegląd literatury zagranicznej i krajowej dotyczącej filtrów mechanicznych.

1. WSTĘP

W szeregu urządzeń elektrycznych wymagane są zespoły lub elementy odznaczające się dużą selektywnością w skali częstotliwości. Takie podzespoły elektryczne tworzy się zazwyczaj z elementów elektrycznych indukcyjnych i pojemnościowych. Chcąc jednak uzyskać wymagane własności zespołów elektrycznych, trzeba dysponować elementami o dostatecznie dużych dobrociach oraz stabilnościach czasowych i temperaturowych, co prowadzi niejednokrotnie do zbyt wielkich i nieporęcznych rozmiarów urządzeń. W zakresie częstotliwości akustycznych i ultradźwiękowych można uzyskać znaczne polepszenie własności omawianych zespołów i elementów wykorzystując drgania mechaniczne rezonatorów metalicznych lub ceramicznych, bądź też wyciętych z pewnych kryształów o wybitnie anizotropowych własnościach. Na tej drodze uzyskuje się nie tylko elementy o dobrociach nie osiągalnych na drodze elektrycznej, lecz również cechujące się dużą stabilnością czasową i temperaturową. Ponadto należy stwierdzić, że rozmiary takich elementów są stosunkowo niewielkie, co w znacznej mierze ułatwia zmniejszenie wymiarów całego sprzętu i prowadzi do tak ważnej obecnie miniaturyzacji.

2. KLASYFIKACJA FILTRÓW ELEKTROMECHANICZNYCH

Praca niniejsza dotyczy filtrów elektromechanicznych stosowanych głównie w urządzeniach telekomunikacyjnych. Pod nazwą filtrów elektromechanicznych będziemy rozumieć filtry elektryczne, wykorzystujące drgania rezonatorów mechanicznych w celu uzyskania selektywnej charakterystyki częstotliwościowej czwórnika elektrycznego.

Filtry elektryczne omawianych typów mogą być złożone z dwójników elektrycznych zawierających między innymi rezonatory mechaniczne w celu uzyskania gałęzi o wybitnych własnościach selektywnych. Działanie filtracyjne takich czwórników elektrycznych jest dokonywane na drodze elektrycznej. Rezonatory mechaniczne pomagają tutaj jedynie do otrzymania odpowiednich własności rezonansowych dwójników elektrycznych. Takie dwójniki możemy nazwać dwójnikami elektromechanicznymi.

Dwójniki elektromechaniczne można tworzyć w postaci cewek lub kondensatorów zawierających odpowiednie piezoelektryczne lub spolaryzowane materiały strykcyjne (magneto- lub elektrostrykcyjne) albo w postaci elementów wykorzystujących zjawiska pobudzania magnetycznego lub elektrycznego rezonatorów mechanicznych.

Obok wspomnianych filtrów elektrycznych o dwójnikach elektromechanicznych wymienić należy inny typ filtrów elektromechanicznych, a mianowicie oparty na filtracji mechanicznej. Tego typu filtry elektryczne składają się ze struktury rezonatorów mechanicznych tworzących filtr mechaniczny o żądanej filtracji. Na obu końcach filtr ten jest zaopatrzony w przetworniki elektromechaniczne, których zadaniem jest przeniesienie filtrujących własności układu mechanicznego na zaciski wejściowe i wyjściowe filtru elektrycznego.

Ponieważ przetworniki mają w pewnej mierze właściwości rezonansowe, mogą więc uzupełniać na drodze mechanicznej właściwości filtrujące układu rezonatorów mechanicznych.

Przetworniki elektromechaniczne oparte są na właściwościach piezoelektrycznych lub strykcyjnych materiałów bądź też wykorzystują zjawiska pobudzania magnetycznego lub elektrycznego rezonatorów mechanicznych.

Należy dodać, że istnieją filtry elektromechaniczne o filtracji częściowo mechanicznej zmodyfikowanej dodatkowo elementami elektrycznymi.

3. PODSTAWOWE ELEMENTY FILTRU ELEKTROMECHANICZNEGO

Przedstawiona klasyfikacja filtrów elektromechanicznych jest klasyfikacją raczej formalną i przeprowadzoną z punktu widzenia konstruktora czy też użytkownika filtru. Na jej podstawie można jednak wyróżnić zasadnicze elementy filtru.

Przyglądając się bliżej pracy filtrów elektromechanicznych należy stwierdzić, że w zasadzie składają się one z trzech typów elementów, w których występują drgania mechaniczne. Są to przetworniki elektromechaniczne, samodzielne rezonatory i sprzęgacze mechaniczne.

Każdy filtr elektromechaniczny zawiera przetworniki elektromechaniczne. Pod nazwą rozumiemy rezonatory mechaniczne pobudzane elektrycznie. Pobudzenie to może być jednostronne, tzn., że obwód elektryczny pobudza do drgań rezonator mechaniczny, w którym w części okresu gromadzi się energia przelana z obwodu elektrycznego. W innej części okresu energia ta przelewa się do obwodu elektrycznego tego samego, który służył do pobudzania, albo też do innego obwodu — odbiorczego. W pierwszym przypadku uzyskujemy dwójnik elektromechaniczny, w drugim — czwórnik elektromechaniczny. Należy zwrócić uwagę, że energia może być również pobierana z rezonatora na drodze mechanicznej do pobudzania fali ultradźwiękowej w strukturze rezonatorów mechanicznych filtru mechanicznego. W tym przypadku opisywany przyrząd działa jako przetwornik elektromechaniczny w pełnym tego słowa znaczeniu.

Dobroć rezonatora mechanicznego działającego w przetworniku jest zazwyczaj dostatecznie duża, aby — pomimo tłumienia w części elektrycznej przetwornika — uzyskać dostatecznie dużą dobroć wypadkową przetwornika, pozwalającą na stosowanie go w układach filtrowych o dużej selektywności. Zazwyczaj wymaga się dużej dobroci w dwójnikach i czwórnikach elektromechanicznych tworzących filtr elektryczny, gdyż ona decyduje o selektywności filtru. W filtrach elektrycznych o filtracji mechanicznej natomiast, główny ciężar filtracji spoczywa na samodzielnych rezonatorach mechanicznych, tworzących filtr mechaniczny, a przetworniki mają za zadanie sprzężenie go z obwodami elektrycznymi oraz dopasowanie filtru mechanicznego do źródła lub obciążenia. W tych warunkach wymagane jest zwykle dość znaczne tłumienie w przetwornikach, spłaszczające znacznie ich charakterystykę częstotliwości.

Jak już wspomniano, przetworniki elektromechaniczne mogą być różnych typów. W zakresie częstotliwości akustycznych stosuje się elektromagnetyczne lub elektrostatyczne. Natomiast w zakresie częstotliwości ultradźwiękowych aż do dziesiątków megaherców włącznie używane są powszechnie przetworniki spolaryzowane magneto- i elektrostrykcyjne piezoelektryczne. Przetworniki piezoelektryczne pokrywają cały ten zakres częstotliwości, elektrostrykcyjne pracują tylko w zakresie do kilku megaherców, natomiast magnetostrykcyjne nie przekraczają megaherca. Przetworniki magnetostrykcyjne mają szereg zalet, jak np. możliwość przepływu prądu stałego przez zaciski wejściowe, raczej więc dominują w wymienionym zakresie częstotliwości.

W przypadku gdy dysponujemy przetwornikami o bardzo dużej dobroci, jak np. piezoelektrycznymi o elementach kwarcowych, mogą one wziąć na siebie cały ciężar filtracji. Wówczas filtr elektromechaniczny składa się zazwyczaj z układu krzyżowego o kilku dwójnikach elektromechanicznych uzupełnionych kondensatorami i w razie potrzeby również i cewkami. Tego typu filtry narzucają bardzo ostre warunki na tolerancje elementów piezoelektrycznych. Ponadto są one stosunkowo duże i kosztowne.

Dysponując rezonatorami mechanicznymi o dużej dobroci, np. wykonanymi ze stopów żelazoniklowych typu eliwar, możemy wykonywać z nich filtry mechaniczne, złożone z nieparzystej liczby rezonatorów połączonych ze sobą i z przetwornikami elektromechanicznymi za pomocą sprzęgaczy mechanicznych. Kształty rezonatorów i sprzęgaczy zależą od rodzaju drgań w strukturze filtrowej; są one tak dobrane, aby umożliwić rozprzestrzenianie się tylko jednego rodzaju drgań.

Mimo stosunkowo dużej liczby elementów mechanicznych i elektrycznych zawartych w tego typu filtrach elektromechanicznych, cechują się one niewielkimi wymiarami oraz niewielką ceną.

4. PRZETWORNIKI ELEKTROMECHANICZNE

Jak już poprzednio wspomniano, rozróżniamy następujące typy przetworników elektromechanicznych. W zakresie częstotliwości akustycznych stosuje się przetworniki elektromagnetyczne i elektrostatyczne. W przetwornikach elektromagnetycznych siła mechaniczna jest otrzymywana przez przyciąganie i odpychanie dwóch przewodów z prądami elektrycznymi lub przewodu w polu magnesu trwałego. Analogicznie w przetwornikach elektrostatycznych występują siły mechaniczne między np. stałym ładunkiem polaryzującym a przyłożonym ładunkiem zmiennym.

Te sposoby napędu charakteryzują się raczej małym stosunkiem siły mechanicznej do prądu lub ładunku elektrycznego (małą impedancją mechaniczną) i dlatego lepiej nadają się do wytwarzania fal w powietrzu niż w strukturze rezonansowej filtru wykonanego z ciała stałego. Niemniej jednak spotyka się szereg konstrukcji przetworników elektromechanicznych w zastosowaniu do filtrów elektromechanicznych pracujących w zakresie częstotliwości akustycznych.

W pewnych typach kryształów, jak kwarc, i materiałów anizotropowych występuje zjawisko piezoelektryczności, polegające na zmianie wymiarów geometrycznych proporcjonalnie do przyłożonego ładunku elektrycznego na okładki kondensatora zawierającego ten materiał. Mimo że zmiany wymiarów są niewielkie, występuje tutaj pełna siła elastyczności ciała, co powoduje, że stosunek siły do ładunku ją wywołującego jest znaczny, a więc impedancja mechaniczna przybiera stosunkowo

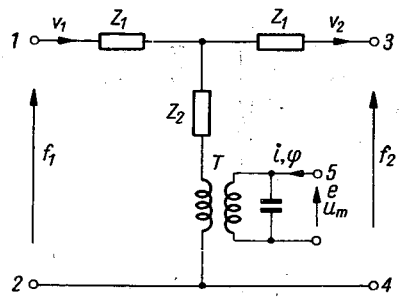
duże wartości. Przetworniki zbudowane z materiałów piezoelektrycznych nadają się więc do napędu filtrów mechanicznych o rezonatorach wykonanych z ciała stałego.

Istnieją jeszcze materiały, jak np. pewne kryształy ferroelektryczne, ceramika tytanianowo-barowa itp., w których występuje zjawisko elektrostrykcji, polegające na zmianie wymiarów geometrycznych proporcjonalnie do parzystych potęg przyłożonego ładunku elektrycznego. Przy zastosowaniu odpowiedniej polaryzacji uzyskuje się jednak liniową zależność między wymienionymi wielkościami i podobne do piezoelektrycznych własności przetworników. Ze względu na większy stopień sprzężenia elektromechanicznego opisywane przetworniki jeszcze lepiej nadają się do napędu filtrów mechanicznych.

Pewne materiały magnetyczne metaliczne, jak np. nikiel, lub ceramiczne, jak np. ferryty niklowe, wykazują zjawisko magnetostrykcji, polegające na zmianie wymiarów geometrycznych proporcjonalnie do parzystych potęg indukcji magnetycznej. Podobnie jak w materiałach elektrostrykcyjnych, również i tutaj zastosowanie wstępnej polaryzacji magnetycznej prowadzi do liniowych zależności między zmianami wymiarów a indukcją magnetyczną. Duży stopień sprzężenia elektromechanicznego pozwala na łatwe wzbudzanie fal ultradźwiękowych w strukturach rezonatorowych filtrów mechanicznych. Występowanie strat w materiale magnetycznym ogranicza jednak zastosowanie przetworników magnetostrykcyjnych do kilkuset kiloherców.

Równania opisujące drgania prostych elementów wykonanych z materiałów elektro- i magnetostrykcyjnych odpowiednio spolaryzowanych mają jednakową postać jak równania opisujące drgania elementów piezoelektrycznych.

Można zatem przedstawić własności wymienionych typów przetworników za pomocą jednolitego schematu zastępczego, wyrażającego

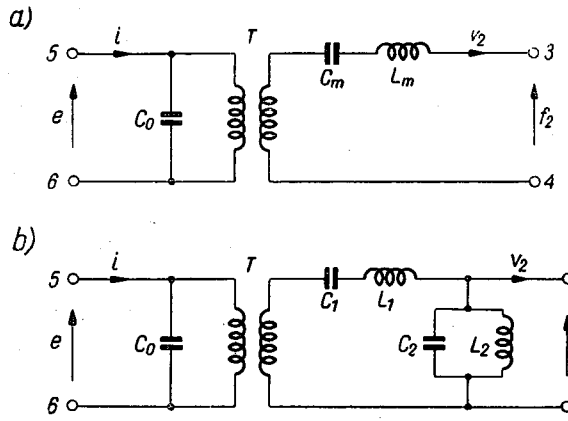


Rys. 1

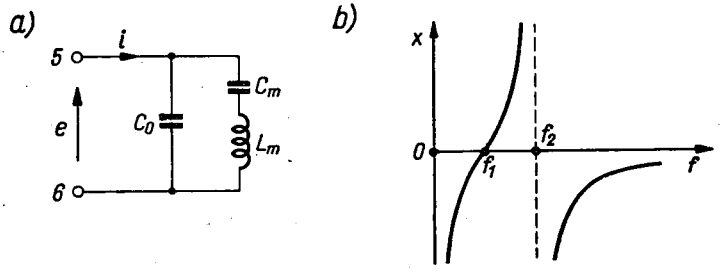
własności przetwornika w postaci odpowiednich elementów elektrycznych (rys. 1). Przedstawiony na rys. 1 układ jest czwórnikiem z punktu widzenia mechanicznego. Zaciski *1—2* są związane z jednym końcem

elementu drgającego, a zaciski 3—4 z drugim jego końcem. Na zaciskach 5—6 występują wielkości elektryczne lub magnetyczne.

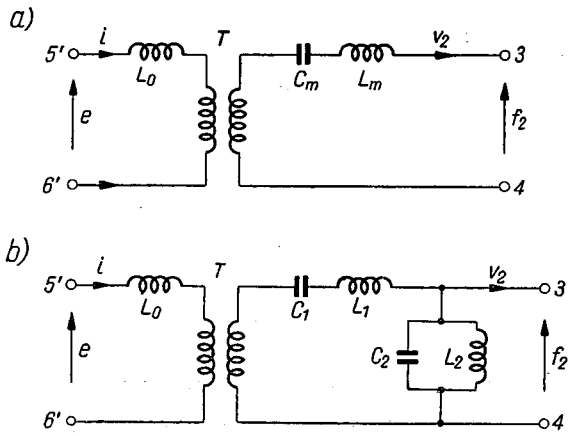
Przetwornik elektromechaniczny może pracować w dwóch pozycjach, a mianowicie z jednym końcem zamocowanym lub swobodnie drgającym. Drugi koniec jest sprzęgnięty ewentualnie z filtrem mechanicznym albo też pozostaje swobodny. Układ sześciozaciskowy, podany na rys. 1, przekształca się więc w czwórnik elektromechaniczny o strukturze zależnej



Rys. 2

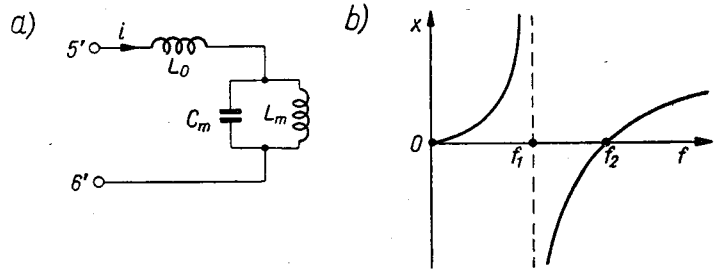


Rys. 3



Rys. 4

od warunków brzegowych na wolnym końcu (rys. 2a, b) lub w dwójnik elektromechaniczny w przypadku gdy oba końce są wolne (rys. 3). Podane na tych rysunkach układy odnoszą się do przetworników piezoelektrycznych i elektrostrykcyjnych spolaryzowanych. Natomiast odpowiednie schematy zastępcze dla przetworników magnetostrykcyjnych



Rys. 5

spolaryzowanych przedstawiono na rysunkach 4 i 5. Uwzględniono tutaj żyroskopowe własności układu, wynikające z przyjętego typu analogii elektromechanicznych.

Widzimy z tych schematów, że przetworniki elektromechaniczne zarówno w postaci czwórników elektromechanicznych, jak i dwójników składają się w zasadzie z gałęzi rezonansowych. W schematach tutaj przedstawionych pominięto straty wyrażane zwykle w postaci oporności szeregowych lub równoległych. Oporności te decydują o dobrociach gałęzi, a więc również o selektywnych własnościach omawianych czwórników i dwójników.

5. FILTRY PIEZOELEKTRYCZNE KWARCOWE

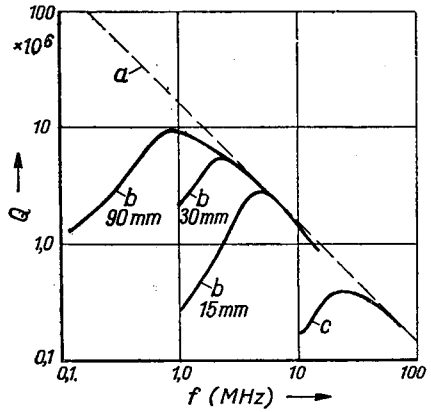
5.1. Dwójniki elektromechaniczne

Filtry kwarcowe zestawia się w zasadzie z dwójników elektromechanicznych zawierających rezonator kwarcowy oraz z kondensatorów, a w razie potrzeby i z cewek. Dwójniki kwarcowe stanowią według rys. 3a dwójniki elektryczne o bardzo dużej dobroci ze względu na minimalne straty wewnątrz kryształu (rys. 6).

W zakresie niewielkich częstotliwości ponadakustycznych stosuje się zazwyczaj rezonatory drgające wzdłużnie lub skrętnie. Własności takich rezonatorów są obecnie dokładnie znane, tak że projektowanie i produkcja rezonatorów kwarcowych w zakresie częstotliwości od 20 do 500 kHz są doskonale opanowane. W zależności od wymaganych własności stosuje się różne cięcia kwarcu, np. cięcie *xyt* — 18,5° w normal-

nych konstrukcjach filtrów szerokopasowych dla zakresu częstotliwości 50 do 200 kHz.

Dla częstotliwości większych stosuje się rezonatory o drganiach grubościowych wydłużeniowych lub ścinania. W zakresie do 30 ÷ 60 MHz

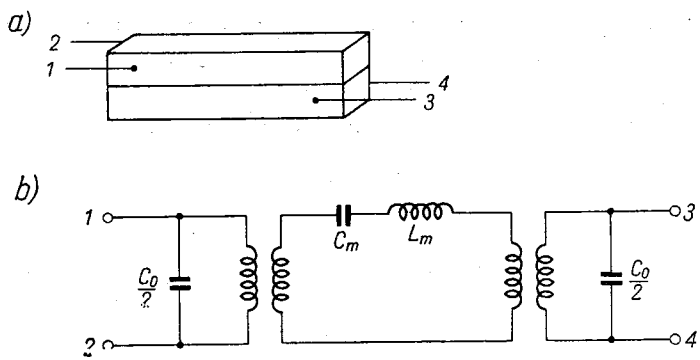


Rys. 6

wykorzystuje się drgania podstawowe, a przy częstotliwościach jeszcze większych zazwyczaj nieparzyste harmoniczne. Należy podkreślić, że dokładność wykonania rezonatora kwarcowego narzuca ograniczenie częstotliwościowe (występujące przy setkach megaherców), nie zaś jego materiał.

W zakresie częstotliwości 0,5 do 60 MHz stosuje się zazwyczaj cięcia *AT* przy drganiach grubościowo-ścinających i odpowiednią konfigurację rezonatora, aby uniknąć szkodliwych drgań harmonicznych. Poważniejsze trudności tego typu występują przy częstotliwościach powyżej 10 MHz. Można im zaradzić przez odpowiedni dobór kształtu płytek drgających oraz elektrod.

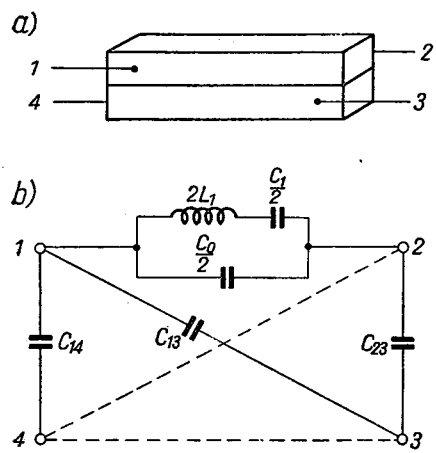
Wybór odpowiedniego cięcia kwarcu pozwala na uzyskiwanie dobrych własności temperaturowych rezonatorów; np. przy cięciu *AT* w za-



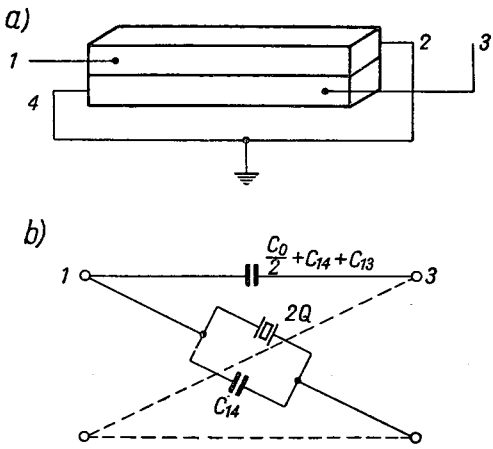
Rys. 7

kresie częstotliwości powyżej 5 MHz można uzyskać zmiany częstotliwości rezonasowej mniejsze od ±0,005% w zakresie temperatur od −55° do +85C°.

W zakresie częstotliwości poniżej megaherca często stosuje się rezonatory z dzielonymi elektrodami (rys. 7). Są one wykorzystywane



Rys. 8



Rys. 9

raczej jako dwójniki elektromechaniczne i zastępują dwa jednakowe dwójniki kwarcowe w strukturze symetrycznej lub niesymetrycznej filtru (rysunki 8 i 9).

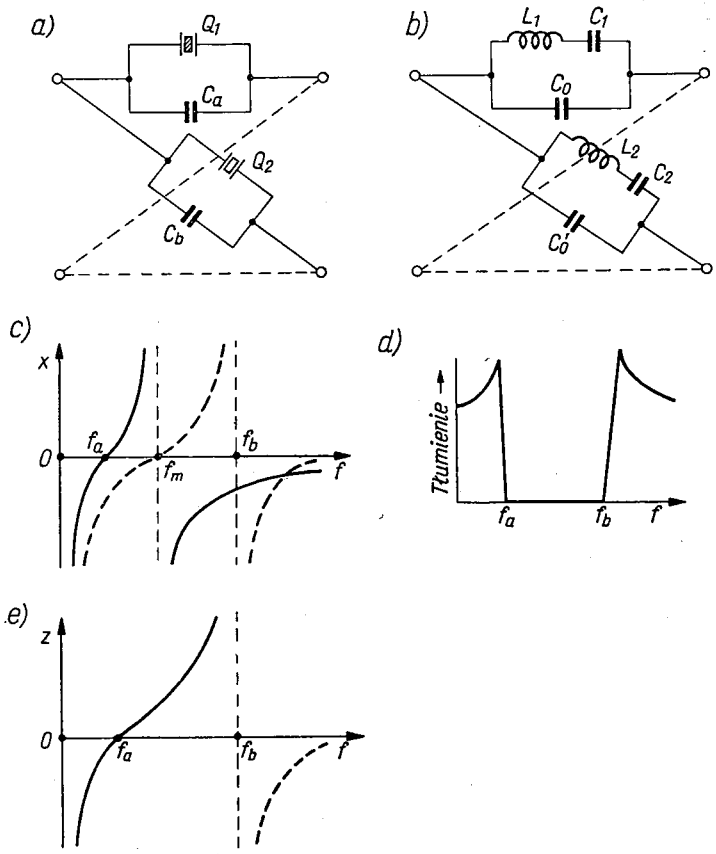
5.2. Wąskopasmowe filtry kwarcowe

Filtry kwarcowe buduje się zazwyczaj w postaci czwórników krzyżowych z kwarcowych dwójników elektromechanicznych i kondensatorów. Ustalony dla danej konstrukcji rezonatora kwarcowego stosunek między pojemnością statyczną a dynamiczną, zależny od sprzężenia elektromechanicznego występującego w krysztale, narzuca odległości między częstotliwościami f_1 i f_2 z rys. 3b. Stosunek ten wynosi np. 138 dla cięcia *xyt* — 18,5°, co prowadzi do różnicy wspomnianych częstotliwości wynoszącej tylko 0,36% f_1. Stąd wynika, że filtry zbudowane tylko z dwójników kwarcowych i kondensatorów są z zasady wąskopasmowe.

Nie wchodząc w szczegóły budowy filtrów kwarcowych należy podkreślić, że filtry kwarcowe wszystkich typów (dolno-, górno- i środkowo-przepustowych i zaporowych) można obecnie uważać za klasyczne. Technika ich projektowania i produkcji została już zupełnie opanowana dla zakresu częstotliwości nie przekraczających 1 MHz. Filtry kwarcowe dla zakresu większych częstotliwości projektuje się jednak nadal metodą prób, gdyż nie wszystkie wymagane przez obliczenia dwójniki elektromechaniczne dają się zrealizować. W najbliższej przyszłości oczekuje się przekroczenia granicy stu megaherców.

Obecny stan techniki pozwala na obniżenie zakłóceń pochodzących od drgań pasożytniczych do poziomu 80 ÷ 100 dB.

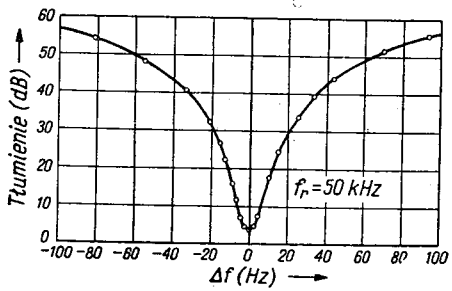
Na rys. 10 podany jest dla przykładu wąskopasmowy filtr symetryczny złożony z czterech rezonatorów kwracowych i czterech kondensatorów. Rezonans jednej gałęzi (*b*) dobiera się przy tej samej częstotli-



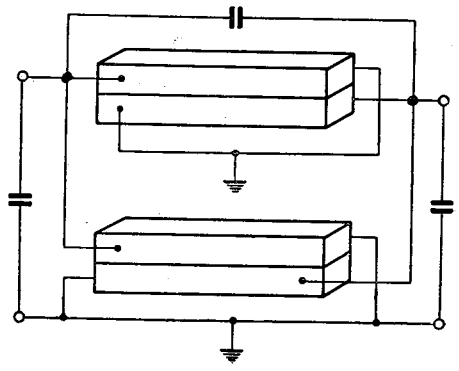
Rys. 10

wości f_m, przy której występuje antyrezonans drugiej gałęzi (*a*). Prowadzi to do maksymalnego rozstawu częstotliwości krańcowych pasma f_a i f_b, równego $2 \times 0{,}36\%$. Kondensatory równoległe (C_a i C_b) zwężają to pasmo do wymaganej wartości. Przykładowa charakterystyka częstotliwości wąskopasmowego filtru kwarcowego stosowanego do analizy częstotliwości podana jest na rys. 11.

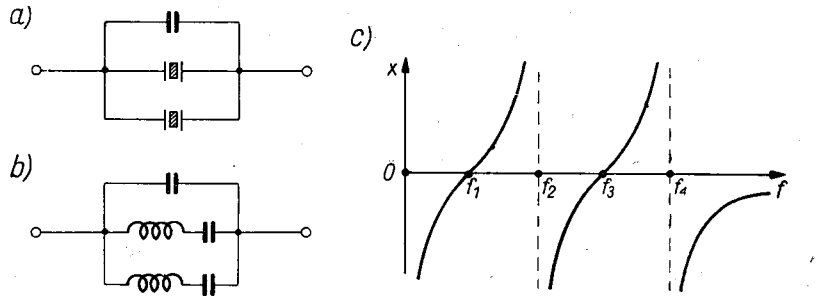
Rezonatory kwarcowe z dzielonymi elektrodami pozwalają nie tylko na zmniejszenie liczby rezonatorów do połowy, ale też na tworzenie układów niesymetrycznych, dających się łatwo sprowadzić do znanych układów krzyżowych (rys. 12).



Rys. 11



Rys. 12



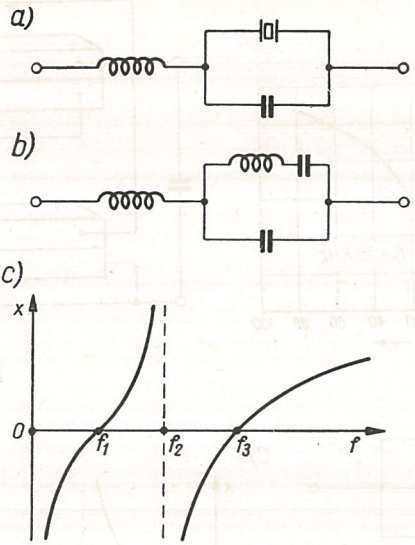
Rys. 13

W celu zwiększenia liczby rezonasów w pasmie przepustowym stosuje się kilka rezonatrów kwarcowych połączonych równolegle (rys. 13). Zabieg ten nie pozwala jednak na rozszerzenie pasma przepuszczania w porównaniu do jednorezonatorowych gałęzi.

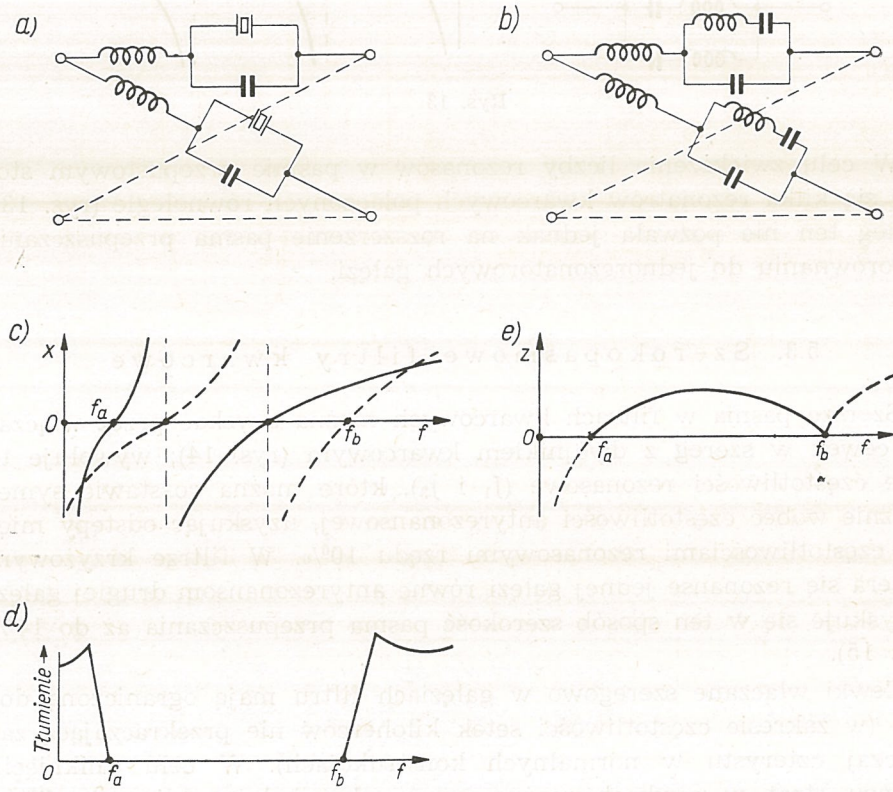
5.3. Szerokopasmowe filtry kwarcowe

Szersze pasma w filtrach kwarcowych można uzyskać przez włączanie cewek w szereg z dwójnikiem kwarcowym (rys. 14); wywołuje to dwie częstotliwości rezonasowe (f_1 i f_3), które można rozstawić symetrycznie wobec częstotliwości antyrezonansowej, uzyskując odstępy między częstotliwościami rezonasowymi rzędu 10%. W filtrze krzyżowym dobiera się rezonanse jednej gałęzi równe antyrezonansom drugiej gałęzi i uzyskuje się w ten sposób szerokość pasma przepuszczania aż do 14% (rys. 15).

Cewki włączane szeregowo w gałęziach filtru mają ograniczoną dobroć (w zakresie częstotliwości setek kiloherców nie przekraczającą zazwyczaj czterystu w normalnych konstrukcjach). W celu uniknięcia wpływu strat w cewkach można przez odpowiednie obliczenie filtru uczynić równymi indukcyjności obu cewek w obu gałęziach układu



Rys. 14

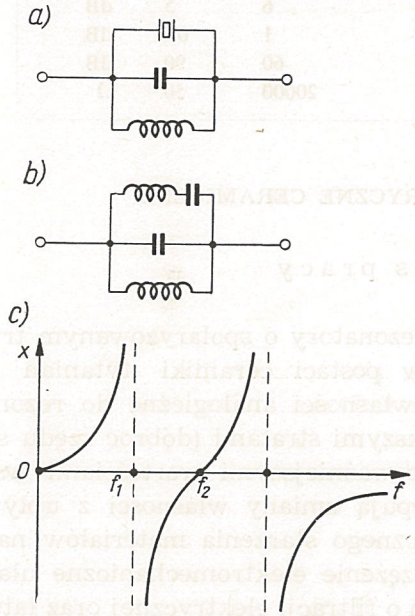


Rys. 15

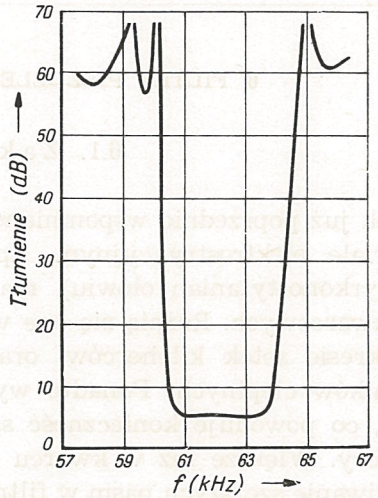
krzyżowego, w wyniku czego cewki dają się wyłączyć przed czwórnik. Ten sposób rozwiązania pozwala na kompensację wpływu strat cewek przez uwzględnienie ich w opornościach źródła i obciążenia. Tak skompensowane opornościowo filtry mają dodaktowe tłumienie niezależne od częstotliwości. Można udowodnić, że układ z rys. 15 spełnia te wymagania.

Opisane filtry odznaczają się stosunkowo małą opornością charakterystyczną Z (25 do 600 Ω) w zakresie 60 do 500 kHz.

Aby otrzymać większe oporności charakterystyczne, np. przy pracy z lampami, należy stosować gałęzie o równolegle włączonych indukcyjnościach (rys. 16). Metoda tworzenia filtrów tego typu nie różni się od poprzednio podanej dla niskooporościowych czwórników.



Rys. 16



Rys. 17

Również i w filtrach szerokopasmowych można stosować kilka rezonatorów kwarcowych połączonych równolegle w celu zwiększenia liczby rezonansów w pasmie przepustowym, co prowadzi naturalnie do zwiększenia stromości zboczy charakterystyki tłumieniowej. Ponadto zwiększenie strat w gałęziach zawierających rezonatory kwarcowe wskutek zwiększenia ich liczby ułatwia skompensowanie opornościowe filtru. Przykład charakterystyki tłumieniowej filtru o dwóch rezonatorach w jednej gałęzi podany jest na rys. 17.

Metody obliczania filtrów szerokopasmowych zostały już dokładnie opracowane. Zastosowanie ich nie napotyka trudności dla częstotliwości mniejszych od 1 MHz. Dla częstotliwości większych trzeba jednak sto-

sować kilkakrotne przeliczenia, gdyż nie wszystkie układy są realizowalne technicznie. Niemniej jednak technika filtrów szerokopasmowych wielkiej częstotliwości osiągnęła wysoki poziom. Obecnie wytwarza się na skalę przemysłową również i filtry miniaturowe w zakresie od 0,5 do 30 MHz. Typowe dane takich filtrów znajdują się w tablicy 1.

Tablica 1

Dane szerokopasmowych filtrów kwarcowych miniaturowych wielkiej częstotliwości

Częstotliwość średnia	5,09	11,5	MHz
Szerokość pasma 3 dB	160	80	kHz
Szerokość pasma przy rozstrojeniu	300	160	kHz
	40	60	dB
Straty w pasmie przepuszczania	6	5	dB
Falowanie w pasmie przepuszczania	1	0,5	dB
Rozróżnialność filtra	60	90	dB
Oporność charakterystyczna	20000	50	Ω

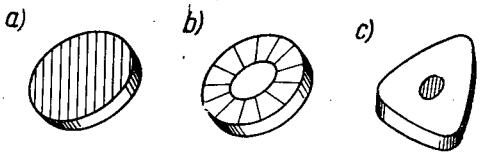
6. FILTRY PIEZOELEKTRYCZNE CERAMICZNE

6.1. Zakres pracy

Jak już poprzednio wspomniano, rezonatory o spolaryzowanym trwale materiale elektrostrykcyjnym, np. w postaci ceramiki (tytanian baru lub cyrkono-tytanian ołowiu), mają własności analogiczne do rezonatorów kwarcowych. Różnią się one większymi stratami (dobroć rzędu setek w zakresie setek kiloherców) oraz poważniejszymi wartościami współczynników cieplnych. Ponadto występują zmiany własności z upływem czasu, co powoduje konieczność sztucznego starzenia materiałów na rezonatory. Większe niż w kwarcu sprzężenie elektromechaniczne ułatwia uzyskiwanie szerszych pasm w filtrach o filtracji elektrycznej oraz łatwość napędu filtrów mechanicznych. Wobec tego rezonatory ceramiczne mogą być stosowane w dwójnikach elektromechanicznych jako gałęzie filtrów elektrycznych, mogą być zastosowane w czwórnikach elektromechanicznych również do tego celu, a także w przetwornikach elektromechanicznych do napędu filtrów mechanicznych.

Praktyczny zakres zastosowań ogranicza się obecnie raczej do częstotliwości ok. połowy megaherca, niemniej jednak trzeba wspomnieć o szeregu udatnych prób w zakresie aż do 10 MHz.

Zakres wymaganych częstotliwości narzuca rodzaj drgań w rezonatorze. W zakresie setek kiloherców najchętniej stosuje się drgania promieniowe dysków zarówno podstawowe, jak i pierwszego overtonu (rys. 18 a, b). Przy większych częstotliwościach (ok. 10 MHz) wygodniejsze są już rezonatory drgające grubościowo (rys. 18 c).



Rys. 18

Niewielkie rozmiary rezonatorów pozwalają na łatwą i dość daleko posuniętą miniaturyzację. Elementy tego typu odznaczają się dużą wytrzymałością mechaniczną i wytrzymują przyspieszenia rzędu 100 g.

6.2. Dwójniki elektromechaniczne

Z rozważań poprzednich wynika, że dwójniki elektromechaniczne wykonane ze spolaryzowanej ceramiki elektrostrykcyjnej mają podobne własności do dwójników kwarcowych. Ze względu na znacznie większe straty schemat zastępczy dwójnika ceramicznego piezoelektrycznego podany dla kwarcu na rys. 3a należy uzupełnić szeregową opornością r_m. Dane elementów takiego schematu zastępczego zależą naturalnie od materiału.

Obecnie najczęściej wyrabia się rezonatory z cyrkono-tytanianu ołowiu lub tytanianu baru. Po wprowadzeniu stałej polaryzacji elektrycznej (zwykle powyżej punktu Curie) przeprowadza się sztuczne starzenie, co pozwala na uzyskanie własności nadających się do pracy w odbiornikach radiofonicznych i radiokomunikacyjnych.

Rezonatory promieniowe wykonane z cyrkono-tytanianu ołowiu wykazują następujące własności. Duża przenikalność elektryczna (ok. 1000) pozwala na uzyskiwanie oporności pozornych tysięcy omów, umożliwiających łatwe dopasowanie w układach tranzystorowych.

Duża i stosunkowo łatwa do doboru wartość współczynnika sprzężenia elektromechanicznego ($k = 15 \div 50\ \%$) pozwala na uzyskiwanie stosunkowo szerokich pasm (przekraczających 12 % częstotliwości środkowej). W zakresie setek kiloherców osiąga się dobrocie w granicach $100 \div 1000$. Temperatura pracy nie może jednak przekroczyć 200°C. W zakresie temperatur $-60°$ do $+150°$C częstotliwość rezonansowa zmienia się o ok. 0,1 %, a antyrezonansowa o ok. 0,04 %.

Przypuszcza się, że sztucznie wystarzony rezonator wykaże zmiany częstotliwości rezonansowej o $+0{,}2\ \%$, a antyrezonansowej o $-0{,}2\ \%$ w przeciągu 10 lat.

Rezonatory drgające promieniowo charakteryzują się stosunkowo małą tendencją do wytwarzania pasożytniczych częstotliwości. Dla tego typu drgań podstawowych pierwszy overton jest ok. 2,5 razy wyższy.

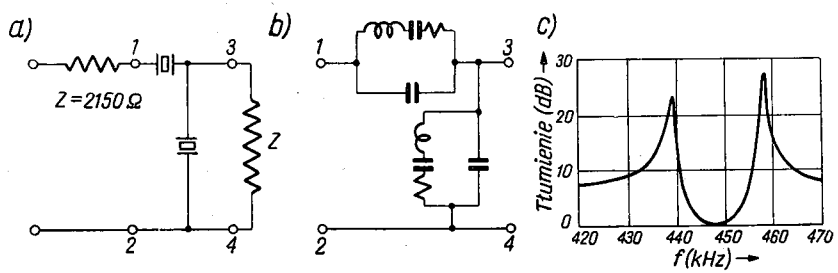
Typowe dane elementów schematu zastępczego omawianego typu rezonatora pracującego przy częstotliwości ok. 450 kHz są następujące:

$$C_0 = 230\ \text{pF}, \quad C_m = 46\ \text{pF}, \quad L_m = 2{,}9\ \text{mH}, \quad r_m = 22\ \Omega.$$

6.3. Filtry ceramiczne o filtracji elektrycznej

Filtry ceramiczne o filtracji elektrycznej buduje się z ceramicznych dwójników elektromechanicznych i kondensatorów zazwyczaj w postaci drabinkowej. Pojedyncze półogniwa filtrowe typu L mają charakterystyki częstotliwościowe lepsze od obwodów rezonansowych złożonych cewek i kondensatorów przy częstotliwościach rzędu pół megaherca. Typową charakterystykę częstotliwościową takiej sekcji podano na rys. 19.

Bardziej skomplikowane struktury filtrowe składają się z półogniw typu L w liczbie aż do kilkunastu. W zakresie częstotliwości od 300 do



Rys. 19

1000 kHz uzyskuje się pasma przepuszczania od 0,8 do 10 % przy opornościach charakterystycznych rzędu kilku tysięcy omów. Typowe dane filtrów ceramicznych podane są w tablicy 2.

Tablica 2

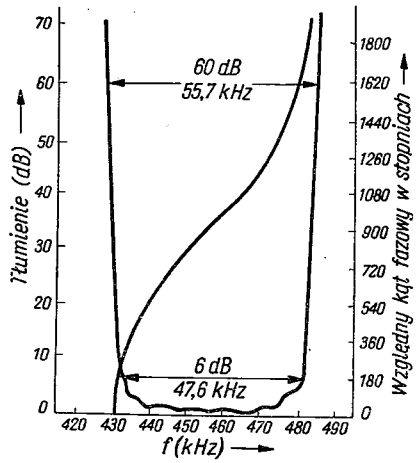
Typowe dane filtrów ceramicznych

Szerokość pasma	0,8%	3,3% częstotliwości średniej
Tłumienie w pasmie przepustowym	8,5 dB	5,4 dB
Rozróżnialność	30 dB	80 dB
Selektywność	30 dB/6 dB	75 dB/6 dB
przy stosunku szerokości pasm	1,6	1,6

Dla przykładu podano również charakterystyki tłumieniowe filtru złożonego z 15 rezonatorów (rysunki 20 i 21). Filtr ten wykazuje 6-decybelową szerokość pasma równą 47,6 kHz oraz ma selektywność 60 dB/6 dB

przy stosunku szerokości pasm wynoszącym 1,2. Jego tłumienie w pasmie przepustowym wynosi ok. 1 dB.

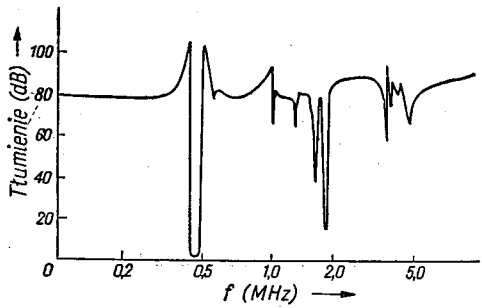
Należy podkreślić, że duży wpływ na płaski przebieg tłumienia w pasmie przepustowym ma dopasowanie filtru. Do tego celu stosuje się za-



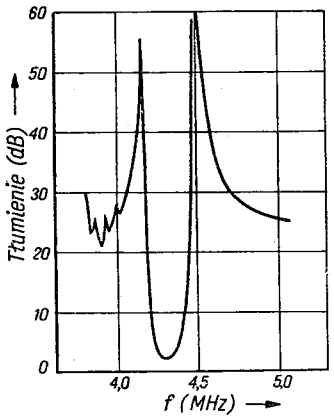
Rys. 20

zwyczaj miniaturowe transformatory toroidalne. Zabieg ten praktycznie usuwa falowanie tłumienia w pasmie przepustowym.

Technika projektowania filtrów ceramicznych została ostatnio zupełnie opanowana dla filtrów pracujących w zakresie setek kiloherców. Założenie



Rys. 21



Rys. 22

bezstratności rezonatorów nie wprowadza na ogół większych odchyleń wyników pomiarowych od założeń.

W celu uzyskania dokładniejszych rezultatów należy stosować dokładniejszą teorię uwzględniającą skończoną dobroć elementów.

Jako wynik obliczeń uzyskuje się dane elementów, które należy zrealizować dobierając odpowiednio ich materiał i wymiary.

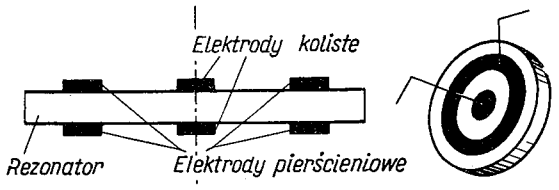
Pewien wpływ na charakterystykę filtru można mieć zmieniając stopień polaryzacji materiału.

Eksperymentalne filtry dla zakresu kilku megaherców buduje się z trójkątnych rezonatorów drgających grubościowo. Przykład charakterystyki tłumieniowej takiego filtru złożonego z siedmiu rezonatorów podano na rys. 22.

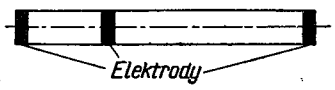
6.4. Czwórniki elektromechaniczne

Drgania mechaniczne w rezonatorach ceramicznych mogą być wykorzystywane również w postaci czwórników elektromechanicznych, które poza własnościami rezonansowymi wykazują także własności transformacji impedancji.

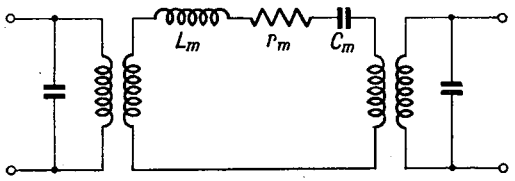
Elementy omawianego typu wykonuje się w postaci rezonatorów dyskowych z nałożonymi elektrodami kołowymi i pierścieniowymi (drgających promieniowo na pierwszym overtonie) (ryc. 23) lub w postaci prętów z elektrodami na obu końcach i w środkowej części pręta (drgających wzdłużnie) (rys. 24). Schemat zastępczy takiego czwórnika elektromechanicznego podany na rys. 25 wskazuje wyraźnie na własności rezonansowe i transformacyjne.



Rys. 23



Rys. 24



Rys. 25

Elektryczne własności typowych filtrów złożonych z czwórników ceramicznych podano na rys. 26. Na tym rysunku oraz w tablicy porównano własności rezonatora dyskowego w układzie czwórnikowym (ściślej trójzaciskowym) z własnościami transformatora z jednym obwodem rezonansowym. Zaletę lepszej selektywności opłaca się brakiem drogi dla składowej stałej prądu tak ważnej w układach elektronicznych.

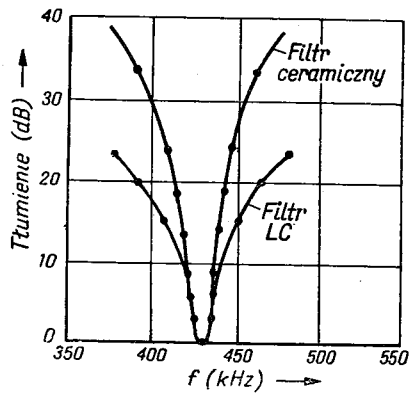
Tablica 3

Porównanie własności rezonansowych transformatorów ceramicznego i konwencjonalnego (*LC*)

Transformator	ceramiczny	konwencjonalny
Szerokość pasma	12,5 kHz	12,5 kHz
przy spadku wzmocnienia	6 dB	6 dB
Selektywność	20/6 dB	20/6 dB
przy stosunku szerokości pasma	2,7	5,7
Tłumienie w pasmie przepustowym	1,5 dB	2,5 dB
Rozmiary	mniejsze	większe

Porównanie charakterystyk filtru ceramicznego złożonego z trzech rezonatorów czwórnikowych z konwencjonalnym transformatorowym filtrem pasmowym wykazuje, że filtr ceramiczny odznacza się lepszą selektywnością i mniejszymi rozmiarami.

Filtry ceramiczne omawianych typów nadają się do pracy w układach tranzystorowych, gdyż pozwalają na transformacje z oporności rzędu



Rys. 26

25 Ω na 500 Ω. Szerokości pasma dochodzą do 10 %, a tłumienie w pasmie przepustowym waha się od 0,5 do 10 dB w zależności od dobroci materiału ($Q \approx 50$ do 2000).

Poprzednio już wspomniano, że rezonatory megacyklowych częstotliwości tworzy się umieszczając dużą elektrodę z jednej strony płytki oraz małą elektrodę z drugiej strony. Wówczas wytwarza się drgania promieniowe w określonej części płytki. Umieszczając kilka małych elektrod odpowiednio daleko od siebie, można tworzyć układy drabinkowe rezonatorów na jednej płytce ceramicznej. Tę technikę można stosować z powodzeniem przy częstotliwościach rzędu 10 MHz, uzyskując oddzielne miniaturowe filtry. Na tej drodze można również tworzyć mikrominiaturowe układy monolityczne.

7. FILTRY MAGNETOSTRYKCYJNE

7.1. Zakres pracy

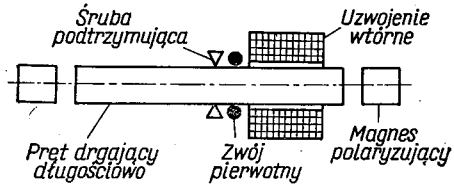
Obok zjawiska piezoelektryczności do wytworzenia drgań ultradźwiękowych w rezonatorach mechanicznych wykorzystuje się również i zjawisko magnetostrykcji. Materiał magnetostrykcyjny musi być spolaryzowany zwykle za pomocą pola magnesu trwałego w celu uzyskania liniowych cech przetwornika elektromechanicznego. Ze względu na istnienie strat magnetycznych i elektrycznych w materiałach magnetostrykcyjnych zakres ich pracy jest ograniczony. Magnetostrykcyjne materiały metaliczne w zasadzie pracują w zakresie dziesiątek kiloherców, natomiast ferryty, odznaczające się praktycznie brakiem prądów wirowych stosuje się z powodzeniem aż do 1 MHz. Dobroć tych materiałów waha się w szerokich granicach od kilkudziesięciu aż do kilkunastu tysięcy. Materiały metaliczne magnetostrykcyjne, jak nikiel i permaloje odznaczają się stosunkowo niewielką dobrocią, rzędu kilkuset, jednak specjalne stopy typu elinwar (żelazo-niklowo-chromowo-tytanowe) osiągają wartości kilkunastu tysięcy. Te ostatnie, pomimo stosunkowo słabej magnetostrykcji, odznaczają się bardzo dobrymi własnościami temperaturowymi (prawie zerowy współczynnik modułu sprężystości).

Podobne własności mają ferryty niklowo-cynkowe. Dobroci produkcyjne wytwarzanych ferrytów sięgają kilku tysięcy, a dodatek kobaltu polepsza znacznie ich własności temperaturowe (osiąga się wartości odpowiadające kwarcom normalnych cięć). Materiały te pozwalają na budowę rezonatorów drgających wzdłużnie lub skrętnie, stanowiących podstawę filtrów magnetostrykcyjnych o cechach selektywnych i temperaturowo stabilnych. Szerszemu ich rozpowszechnieniu stoi na przeszkodzie niewielki zakres liniowych charakterystyk napięciowych.

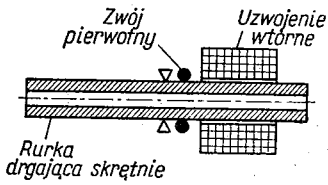
7.2. Dwójniki elektromechaniczne

W magnetostrykcyjnych dwójnikach elektromechanicznych stosuje się różnego typu rezonatory magnetostrykcyjne. Mogą to być pręty drgające wzdłużnie lub skrętnie lub też pierścienie drgające promieniowo lub skrętnie. Pręty drgające skrętnie mają prawie dwa razy mniejsze wymiary przy tej samej częstotliwości rezonansowej niż pręty drgające wzdłużnie i dlatego są wygodniejsze w szeregu zastosowań. Wadą rezonatorów prętowych jest duża wartość współczynnika odmagnesowania, zmniejszająca skuteczną wartość współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego i zarazem osiągalną szerokość pasma.

Rodzaj drgań narzuca wstępną polaryzację. W prętach drgających wzdłużnie (rys. 27) oraz w pierścieniach drgających skrętnie (rys. 29 b) łatwo jest wytworzyć wstępną polaryzację zewnętrznym polem magne-



Rys. 27

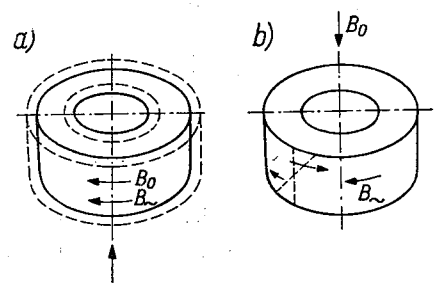


Rys. 28

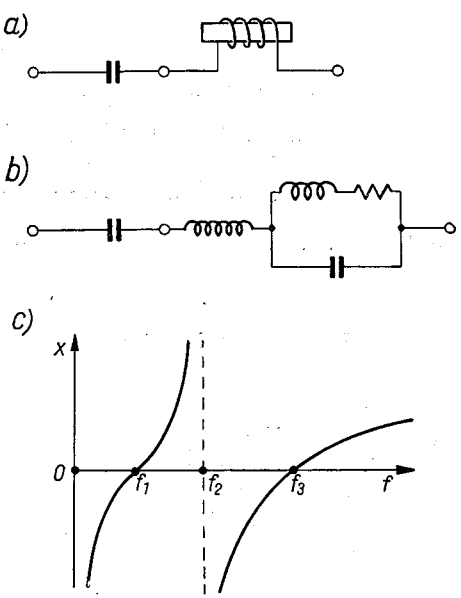
tycznym i w ten sposób nieco wpłynąć na parametry rezonatora. W prętach drgających skrętne (rys. 28) oraz w perścieniach drgających promieniowo (rys. 29 a) wytwarza się stałą polaryzację impulsami prądu stałego przepuszczanego bądź przez otwór w pręcie (rys. 28), bądź też przez uzwojenie na pierścieniu. Odpowiednio dobrany materiał magnetyczny (ferrytowy) pozwala na trwałe utrzymywanie się stanu remanencji.

Magnetostrykcyjne dwójniki elektromechaniczne niezależnie od rodzaju drgań mają jednolity schemat zastępczy podany już poprzednio na rys. 5 a. Przebieg częstotliwościowy ich reaktancji wykazuje rysunek 5 b. Duża ich dobroć powoduje, że antyrezonans f_1 i rezonans f_2 leżą bisko siebie (maksymalny rozstęp częstotliwości rzędu 0,5%), co pozwala na tworzenie jedynie wąskopasmowych filtrów. Włączenie dodatkowych elementów pojemnościowych, jak np. kondensatora szeregowego, pozwala na przeszło dziesięciokrotne rozszerzenie rozstępu wymienionych częstotliwości (rys. 30) i na realizację szerokopasmowych filtrów magnetostrykcyjnych.

Ze względu na łatwość tworzenia magnetostrykcyjnych elementów czwórnikowych, tak wygodnych w technice filtrowej, rezygnuje się zazwyczaj z budowy filtrów magnetostrykcyjnych z elementów dwójnikowych.



Rys. 29



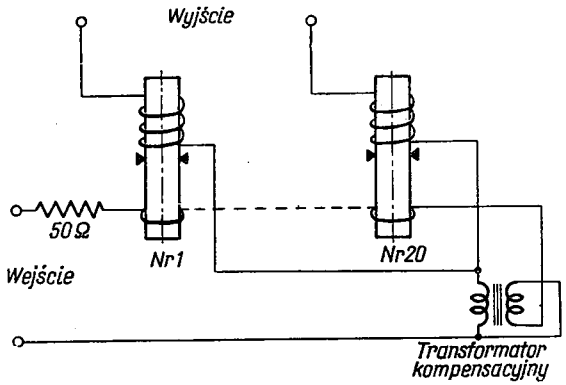
Rys. 30

7.3. Czwórniki elektromechaniczne

Jak już wspomniano, zasada pracy elementu magnetostrykcyjnego pozwala na łatwe tworzenie elektrycznych czwórników przez proste umieszczenie dwóch uzwojeń na rezonatorze magnetostrykcyjnym odpowiednio spolaryzowanym.

Aby usunąć szkodliwy wpływ bezpośredniego sprzężenia elektromagnetycznego między uzwojeniami, stosuje się kompensację tego sprzężenia specjalnym transformatorem, który może być wspólny dla kilku filtrów (rys. 31). Należy dodać, że to dodatkowe sprzężenie zamazuje rezonans przy częstotliwości f_2 (rys. 5 b).

Wąskopasmowe filtry opisanych konstrukcji wykonane z prętów ferrytowych mogą pracować w zakresie od 20 do 200 kHz; przy zastoso-



Rys. 31

waniu temperaturowo skompensowanych ferrytów wykazują one zmiany częstotliwości rezonasowych mniejsze od 0,02% w zakresie temperatur 0—50°C (0,4 Hz/°C). Normalne ferryty niklowo-cynkowe mają co najmniej kilka razy gorszą stabilność cieplną. Dane filtru zawierającego takie ferryty podano w tablicy 4.

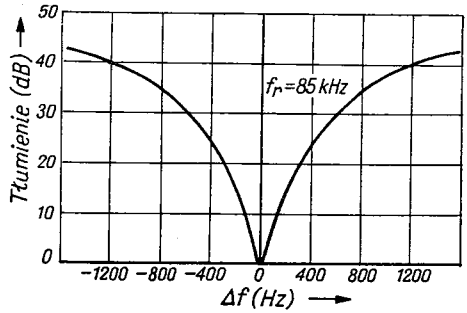
Tablica 4

Dane filtru ferrytowego z rezonatorami o drganiach skrętnych

Częstotliwość rezonansowa	41,770 Hz
Szerokość pasma w punktach połowy mocy	7 Hz
Tłumienie w pasmie przepustowym	6 dB
Prąd sterujący pierwotne uzwojenie	2 mA
Napięcie wyjściowe	23 mV
Temperaturowy współczynnik częstotliwości	−2,8 Hz/°C

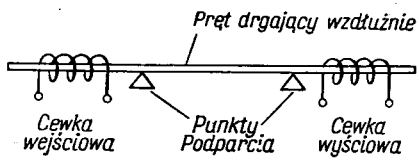
Charakterystyka tłumieniowa innego filtru ferrytowego o podobnej konstrukcji podana jest na rys. 32.

Lepsze własności filtrów uzyskuje się przy zastosowaniu na rezonatory wspomnianych stopów niklowych (Ni Span C) odznaczających się jak wiadomo większą wartością dobroci (ponad 10000) oraz lepszymi własnościami temperaturowymi.



Rys. 32

Przy zastosowaniu drgań wzdłużnych w rezonatorze podpartym w dwóch węzłach (rys. 33) z wymienionego materiału można budować filtry wąskopasmowe w zakresie od 45 do 300 kHz o rozróżnialności 40

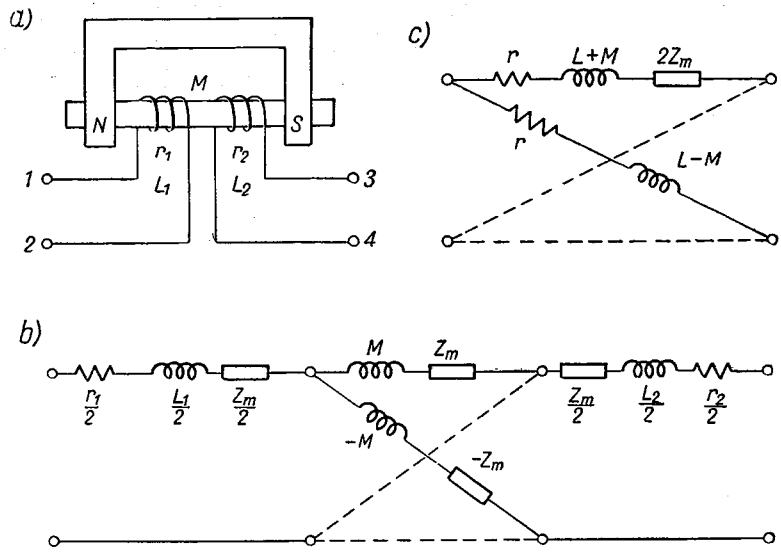


Rys. 33

do 55 dB, które w zakresie −60°C do +80°C wykazują maksymalne zmiany częstotliwości nie przekraczające 0,13 Hz/°C. Liniowy zakres pracy opisywanych filtrów sięga 1 wolta (napięcie wyjściowe przy oporności charakterystycznej 2000 Ω). Trzydecybelowa szerokość pasma wynosi 25 Hz, a zbocza opadają z szybkością 6 dB przy podwojeniu szerokości pasma.

7.4. Filtry magnetostrykcyjne

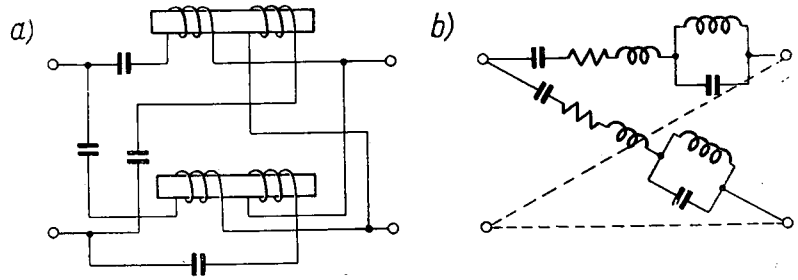
W rozdziale poprzednim opisano proste filtry magnetostrykcyjne, wykorzystujące bezpośrednie działanie czwórników elektromechanicznych. Opisane czwórniki elektromechaniczne mogą stanowić podstawę bardziej skomplikowanych filtrów elektrycznych. W tych warunkach należy stosować pełny schemat zastępczy czwórnika elektromechanicznego, uwzględniający sprzężenie elektromagnetyczne (rys. 34). Krzyżowa postać schematu zastępczego z rys. 34 odpowiada dualnie schematowi zastępczemu rezonatora kwarcowego z dzielonymi elektrodami (rys. 8). Należy zatem spodziewać się przebiegu charakterystyk często-



Rys. 34

tliwościowych czwórnika magnetostrykcyjnego, odpowiedniego do przebiegu charakterystyk częstotliwościowych rezonatorów kwarcowych zarówno pojedynczych (rys. 8), jak i podwójnych (rys. 12). Zbudowane w taki sposób filtry magnetostrykcyjne odznaczają się wąskimi pasmami przepustowymi (rzędu 1% częstotliwości rezonansowej).

Jak już wspomniano poprzednio, można dokonać rozszerzenia szerokości pasma przez włączenie kondensatorów szeregowych (rys. 30). Zbudowane na tej zasadzie filtry krzyżowe mogą mieć pasmo przepustowe rzędu 15% częstotliwości rezonansowej.

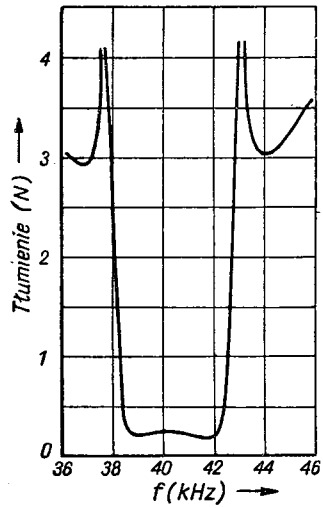


Rys. 35

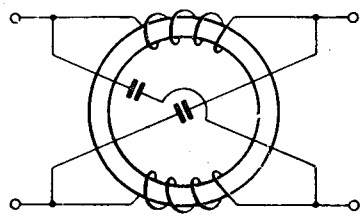
Przykład charakterystyki tłumieniowej szerokopasmowego filtru ferrytowego według schematu z rys. 35 podany jest na rys. 36. Pracuje on poprawnie przy stosunkowo małych napięciach (do pół wolta).

Oprócz rezonatorów prętowych do budowy filtrów magnetostrykcyjnych stosuje się ostatnio chętniej rezonatory pierścieniowe. Rysunek

37 podaje proste ogniwo krzyżowe tego typu. Niektóre filtry buduje się z ogniw krzyżowych o dwóch rezonatorach.



Rys. 36



Rys. 37

Należy dodać, że przez odpowiednie stosowanie elementów magnetostrykcyjnych i kondensatorów można tworzyć różnego typu filtry (dolno-, górno- i środkowoprzepustowe i zaporowe). Trzeba jednak podkreślić, że elementy magnetostrykcyjne nie nadają się raczej do tworzenia bardziej skomplikowanych filtrów krzyżowych ze względu na zależność ich własności od napięcia i od wstępnej polaryzacji. Dlatego należy spełniać ostrzejsze wymagania na drodze tworzenia łańcucha prostszych struktur.

8. FILTRY ELEKTRYCZNE O FILTRACJI MECHANICZNEJ

8.1. Ogólne własności

W przeprowadzonej na początku pracy klasyfikacji wyodrębniono grupę filtrów elektrycznych o filtracji mechanicznej. W filtrach tego typu cały ciężar filtracji spoczywa na strukturze filtru mechanicznego, złożonego z szeregu rezonatorów mechanicznych odpowiednio ze sobą sprzęgniętych. Taki układ mechaniczny jest napędzany przetwornikami elektromechanicznymi dołączonymi z obu stron. W rezultacie otrzymuje się czwórnik elektryczny o wybitnie selektywnych własnościach.

Filtry elektromechaniczne opisanego typu pracują w szerokim zakresie częstotliwości, od dziesiątków do setek kiloherców. Obecnie robione są próby przejścia do częstotliwości powyżej 1 MHz. Ze względu na możliwość uzyskiwania dużych selektywności i wymaganych szerokości pasm przy odpowiednio dobrych własnościach temperaturowych,

czasowych, o dużej odporności na wstrząsy i niewielkich wymiarach — filtry omawianych typów znajdują coraz szersze zastosowania i w wielu przypadkach wypierają filtry kwarcowe.

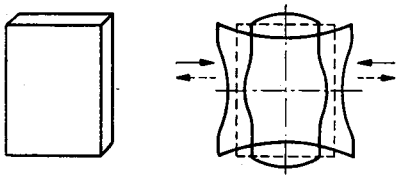
8.2. Rezonatory

Podstawowymi elementami filtrów mechanicznych są rezonatory. W rozpatrywanym zakresie częstotliwości rozmiary rezonatorów są współmierne z długością fali ultraakustycznej rozchodzącej się w materiale; muszą więc być one uważane za obwody mechaniczne o stałych rozłożonych. Zwykle są to odcinki półfalowe linii długiej o określonej mechanicznej oporności falowej.

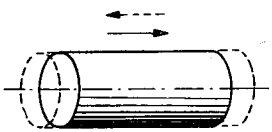
Jako materiał na rezonatory stosuje się zazwyczaj stopy żelazo-niklowo-chromowo-tytanowe typu elinwar (Ni Span C, Vibralloy itp.) lub rzadziej ferryty o dużej dobroci, skompensowane termicznie.

Ze względu na dużą wartość dobroci mechanicznej rezonatorów wynoszącą kilka do kilkunastu tysięcy, można pominąć wpływ strat mechanicznych, co znacznie upraszcza rozważania teoretyczne i projektowanie filtrów.

Postać rezonatora zależy od rodzaju wykorzystywanych drgań. Z wielu różnych rodzajów drgań mechanicznych wykorzystuje się w praktyce głównie trzy rodzaje: drgania długościowe, skręcania i gięcia.



Rys. 38



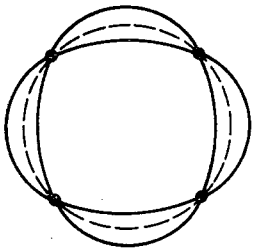
Rys. 39

Drgania długościowe wzbudza się w rezonatorach tarczowych, walcowych, kulowych lub prętowych. Na rys. 38 podany jest szkic rezonatora tarczowego w postaci prostokątnej cienkiej płytki drgającej na podstawowej. Przy częstotliwości 445 kHz płytka ma wymiary 5,75 × × 9,9 × 0,25 mm i może być wysztancowana z dokładnością odpowiadającą 50 Hz.

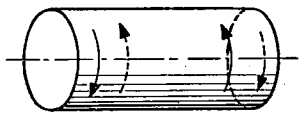
Do drgań długościowych można również stosować rezonatory walcowe (rys. 39). Przy częstotliwości 100 kHz rezonator ma średnicę ok. 6,4 mm i długość 2,42 mm.

Podane wymiary odnoszą się do rezonatorów z wymienionego poprzednio stopu żelazo-niklowego typu elinwar. Należy dodać, że w pewnych prostych konstrukcjach filtrów mechanicznych stosuje się rezonatory wykonane z kulek stosowanych w łożyskach kulkowych (rys. 40).

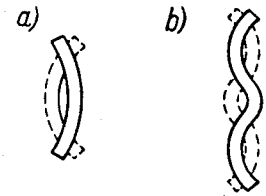
Rezonatory o drganiach długościowych nie są na ogół wolne od drgań pasożytniczych, co stanowi poważną ich wadę. Ponadto, jak widać z przykładu podanych powyżej rozmiarów rezonatora walcowego, są one dosyć znaczne, co stanowi niewątpliwie ich drugą wadę — zwłaszcza przy stosunkowo niewielkich częstotliwościach (poniżej 100 kHz).



Rys. 40



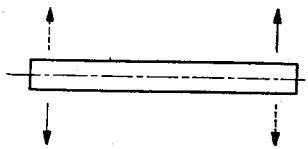
Rys. 41



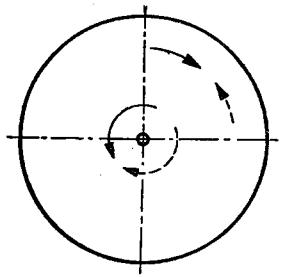
Rys. 42

Korzystając z faktu, że prędkość rozchodzenia się fal skrętnych jest o ok. jedną trzecią mniejsza od prędkości fal długościowych, można otrzymać mniejsze rozmiary rezonatorów pracujących drganiami skrętnymi. Przykład pracy takiego rezonatora walcowego podany jest na rys. 41. Przy częstotliwości 100 kHz rezonator ma średnicę 6,4 mm oraz długość 14,3 mm, natomiast przy 455 kHz wymiary te wynoszą odpowiednio 4,6 i 3,1 mm.

Oprócz wymienionych rodzajów drgań stosuje się również z powodzeniem drgania gięcia w rezonatorach dyskowych na podstawowej (do 200 kHz) lub przy pierwszym overtonie (rys. 42). Ten rodzaj drgań jest



Rys. 43



Rys. 44

stosunkowo wolny od drgań pasożytniczych. Typowe wymiary dysków przy częstotliwości 455 kHz są następujące: średnica ok. 9 mm, grubość ok. 1,8 mm.

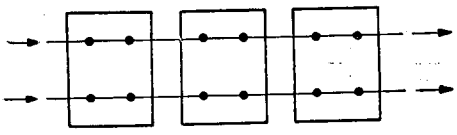
W pewnych przypadkach wykorzystuje się również drgania skrętne w prętach (rys. 43).

Należy dodać, że czasem rezonatory dyskowe stosuje się w wykonaniu ferrytowym, lecz drgające koncentrycznie ścinająco (rys. 44).

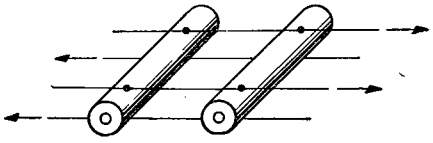
8.3. Sprzęgacze

Ponieważ straty w rezonatorach są znikomo małe, więc szerokość pasma filtru złożonego z takich rezonatorów zależeć będzie jedynie od stopnia sprzężenia między rezonatorami, dokonanego z pomocą sprzęgaczy mechanicznych. Zależnie od kształtu rezonatorów i rodzaju drgań występujących w nich, sprzęgacze przybierają różne postacie.

Półfalowe rezonatory tarczowe drgające długościowo sprzęga się za pomocą sprzęgaczy najczęściej o długości $^1/_8$ fali w postaci drutów do-

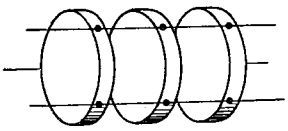


Rys. 45

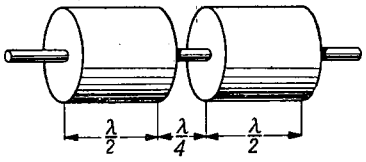


Rys. 46

spawanych do rezonatorów (rys. 45). Podobne sprzęgacze stosuje się przy łączeniu rezonatorów wykorzystujących drgania skręcające w walcach (rys. 46) oraz drgania gięcia w dyskach (rys. 47).



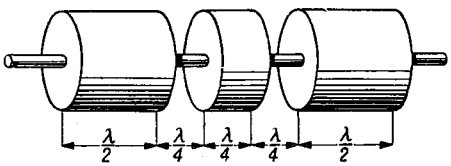
Rys. 47



Rys. 48

Inny typ sprzęgaczy stosowany np. do sprzęgania rezonatorów walcowych wykonany jest z walców o średnicy mniejszej od średnicy rezonatorów i o długościach dwa razy mniejszych (ćwierć fali) (rys. 48). Ten sam sposób stosuje się również do sprzęgania rezonatorów kulistych z rys. 40.

Ponieważ stopień sprzężenia między rezonatorami zależy od długości sprzęgaczy i stosunku ich oporności falowych do oporności falowych rezonatorów, przeto przy wymaganych bardzo słabych sprzęże-



Rys. 49

niach występują poważne trudności konstrukcyjne. Trudności te omija się przez zastosowanie dodatkowych ćwierćfalowych elementów izolujących (rys. 49).

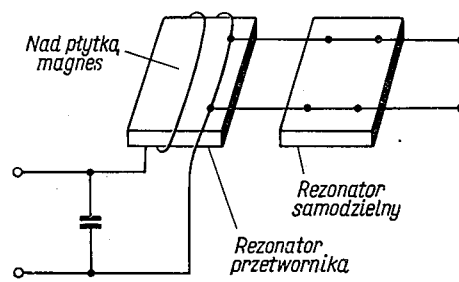
Sprzęgacze wykonuje się zazwyczaj z tego samego materiału co rezonatory; jedynie w przypadku stosowania sprzęgaczy drutowych wykonuje się je czasem z innego materiału, np. z molibdenu.

8.4. Przetworniki

Przetwornikom poświęcono początkowe rozdziały pracy. Już tam wspomniano, że do napędu filtrów mechanicznych w interesującym nas zakresie częstotliwości nadają się najlepiej spolaryzowane przetworniki magnetostrykcyjne oraz elektrostrykcyjne ze względu na ich duży współczynnik sprzężenia obwodu elektrycznego z mechanicznym.

Poza wymienioną funkcją przetworniki są wykorzystywane do dopasowania filtru mechanicznego na obu jego końcach, co wprowadza dodatkowo tłumienia ich obwodów. Charakterystyki częstotliwościowe wymienionych przetworników nie są zbyt selektywne, jak wiemy z poprzednio podanych rozważań, a dodatkowe tłumienia jeszcze bardziej je spłaszczają; zatem w ogólnym bilansie tak pracujące przetworniki niewiele wpływają na selektywność omawianych filtrów.

Rozważmy teraz typowe konstrukcje przetworników. Do napędu filtru złożonego z rezonatorów tarczowych (rys. 45) stosuje się prze-



Rys. 50

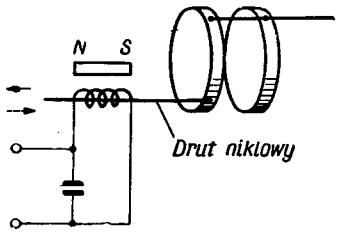
tworniki również o rezonatorach tarczowych zwykle wykonanych z niklu jako materiału o dużej magnetostrykcji lub z odpowiedniego ferrytu (rys. 50). Podobną konstrukcję ma przetwornik elektrostrykcyjny podany na rys. 51.

Do napędu rezonatorów połączonych sprzęgaczami drutowymi (według rysunków 46 i 47) stosuje się zwykle przetworniki magnetostrykcyjne w postaci drutu niklowego lub pręta ferrytowego spolaryzowanego stałym magnesem (rys. 52). W tym ostatnim przypadku kawałek drutu łączy ferryt z rezonatorem, podobnie jak w konstrukcji przetwornika wywołującego drgania skrętne (rys. 53).

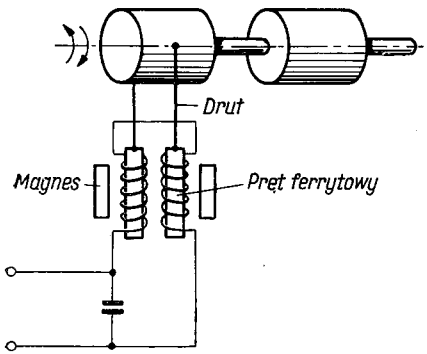
W strukturze rezonatorów walcowych (rys. 48), kulistych (rys. 40) oraz dyskowych można wywoływać drgania przez długościowe drgania



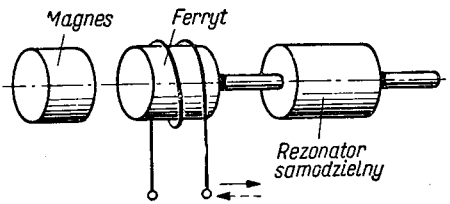
Rys. 51



Rys. 52



Rys. 53



Rys. 54

przetworników ferrytowych (rys. 54). W pewnych przypadkach wygodniej jest jednak stosować tańsze przetworniki ceramiczne, które jednak wymagają dodatkowych transformatorów dopasowujących.

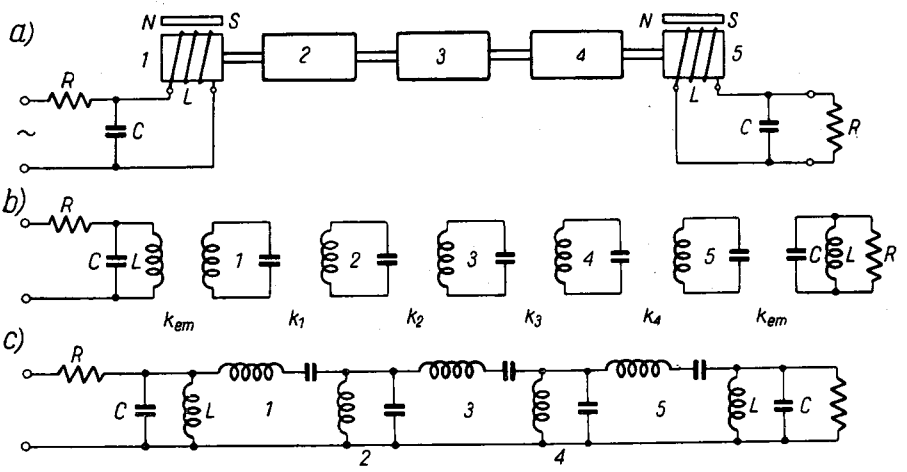
8.5. Filtry elektromechaniczne

Z opisanych elementów tworzymy filtry mechaniczne i za pomocą przetworników elektromechanicznych przenosimy ich własności na zaciski w ten sposób powstałego czwórnika elektrycznego (rys. 55a).

Rozważany układ oblicza się korzystając z analogii elektromechanicznych. Poszczególne rezonatory można przedstawić w postaci obwodów rezonansowych o bardzo dużej dobroci, sprzęgniętych ze sobą z tłumionymi obwodami rezonansowymi, reprezentującymi przetworniki. Całość oblicza się znanymi metodami z teorii obwodów elektrycznych, przy czym należy zwrócić baczną uwagę na dopasowanie filtru z obu stron.

Osiągnięte w praktyce wyniki zależą od liczby rezonatorów, konstrukcji, doboru materiałów, staranności wykonania itp. Liczba rezonatorów wpływa zasadniczo na selektywność. Tytułem przykładu można podać, że filtr typu tarczowego pracujący przy 455 kHz przy liczbie rezonatorów rosnącej od siedmiu do siedemnastu zwęża stosunek szerokości pasma przy 60 dB i 6 dB od 1,8 do 1,1.

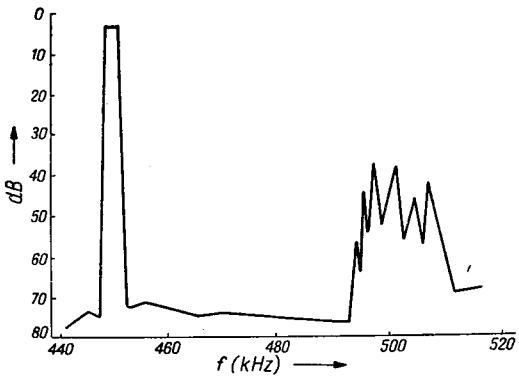
Typ konstrukcji wpływa na przebieg charakterystyk częstotliwościowych. Pasożytnicze częstotliwości występują najłatwiej w rezonatorach



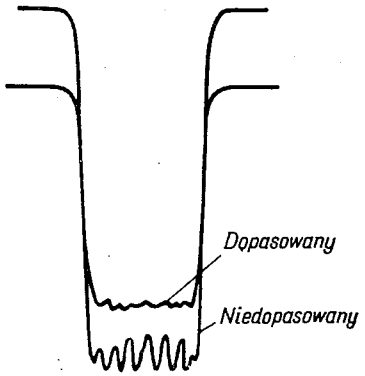
Rys. 55

tarczowych. Typowy przebieg takiej charakterystyki podany jest na rys. 56.

Brak dopasowania filtru powoduje niedopuszczalne falowanie w pasmie przepustowym (rys. 57).



Rys. 56



Rys. 57

Prawidłowo wykonany filtr mechaniczny wykazuje selektywne charakterystyki porównywalne z charakterystykami filtrów kwarcowych (rys. 58).

Zastosowanie odpowiednio dobranych materiałów pozwala na otrzymanie stabilności temperaturowej rzędu 0,03 Hz/°C w zakresie −40° do +85°C (przy częstotliwości 250 kHz).

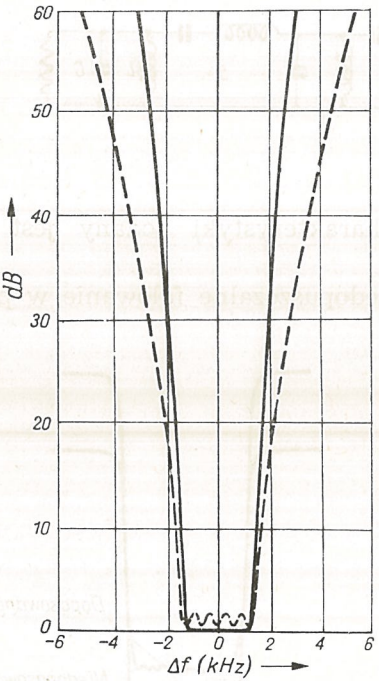
Zakres napięć wejściowych nie wywołujących poważniejszych zniekształceń nieliniowych sięga 5 woltów (rys. 59).

Typowe dane filtru pracującego przy 250 kHz podano w tablicy 5.

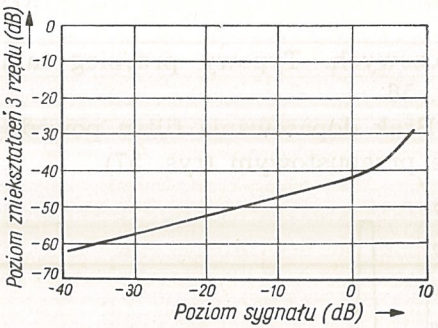
Tablica 5

Typowe dane filtru elektromechanicznego

Częstotliwość pracy	250 kHz
Nierównomierność wzmacniania w pasmie przepustowym	1 dB
Szerokość pasma przy 3 dB	350 Hz
Szerokość pasma przy 6 dB	3,4 kHz
Szerokość pasma przy 60 dB	6,3 kHz
Stosunek szerokości pasma przy 60 i 6 dB	1,85
Tłumienie w pasmie przepustowym	1 dB



Rys. 58



Rys. 59

Opisywane filtry elektryczne o filtracji mechanicznej mogą mieć różnorodną postać. Dla ułatwienia wiąże się zwykle typowe konstrukcje z nazwami firm, które je produkują.

1. Filtry o rezonatorach tarczowych (rysunki 45 i 50) — Motorola
2. Filtry o rezonatorach walcowych wykonane z jednego pręta (rysunki 48, 49, 53 i 54) — RCA
3. Filtry o rezonatorach dyskowych (rysunki 47 i 52) — Collins
4. Filtry o rezonatorach walcowych połączonych drutami (rys. 46) — Telefunken
5. Filtry o rezonatorach kulistych (rys. 40) — Murata

9. PORÓWNANIE FILTRÓW ELEKTROMECHANICZNYCH

Na zakończenie przeprowadzimy krótkie porównanie różnych rodzajów filtrów elektromechanicznych.

Na pierwszym miejscu należy postawić filtry kwarcowe, które pracują w szerokim zakresie częstotliwości, aż do 100 MHz. Zbudowane z elementów o bardzo dużych dobrociach pozwalają na uzyskiwanie selektywnych charakterystyk częstotliwościowych, wolnych od drgań pasożytniczych. Bardzo dobre własności temperaturowe tych filtrów są pogarszane raczej przez cewki w nich zawarte. Do wad należy zaliczyć stosunkowo duże wymiary, duży koszt, deficytowość kwarcu, wrażliwość na wstrząsy.

Pewną konkurencją dla filtrów kwarcowych magą być filtry mechaniczne, dobrze pracujące w zakresie dziesiątek i setek kiloherców. Nieco gorsze własności elektryczne i cieplne są kompensowane małymi wymiarami, niższym kosztem i większą wytrzymałością na wstrząsy.

Pozostałe dwa rodzaje filtrów, jak magnetostrykcyjne i ceramiczne, odznaczają się gorszymi własnościami niż wymienione filtry kwarcowe i mechaniczne.

Filtry magnetostrykcyjne są obarczone zjawiskiem prądów wirowych, które ograniczają pracę stabilnych rezonatorów metalicznych w skali częstotliwości. Natomiast rezonatory ferrytowe zdolne do pracy w szerszym zakresie częstotliwości mają raczej mniej stabilne cechy. Wadą omawianych filtrów jest ich mała przeciążalność napięciowa. Niemniej jednak należy się spodziewać, że w dalszym rozwoju techniki filtry magnetostrykcyjne mogą znaleźć szersze zastosowania.

Najmniej doświadczenia jest obecnie z piezoelektrycznymi filtrami ceramicznymi, które w obecnym stanie techniki wyróżniają się mało stabilnymi własnościami temperaturowymi i czasowymi. Ponadto nie zezwalają na przepływ składowych stałych prądów. Jednak ich małe wymiary i duża wytrzymałość mechaniczna pobudzają do dalszych prac nad nimi. Obecnie nadają się jedynie do odbiorników radiofonicznych i podobnego sprzętu.

10. BIBLIOGRAFIA DZIEDZINY FILTRÓW ELEKTROMECHANICZNYCH

10.1. Przetworniki elektromechaniczne — wybrane pozycje

1. Mason W. P.: Electromechanical Transducers and Wave Filters. Van Nostrand, New York 1948.
2. Mason W. P.: Physical Acoustic and the Properties of Solids. Van Nostrand, New York 1958.
3. Kacprowski J.: Czwórnikowa teoria biernych linearnych przetworników elektromechanicznych. PWT, Warszawa 1958.

4. Katz H. W.: Solid State Magnetic and Dielectric Devices. J. Wiley, New York 1959.
5. von Hippel A. R.: Molecular Science and Molecular Engineering. J. Wiley, New York 1959.
6. Kurth C.: Magnetostrictive Wandler als selective Vierpole. — Frequenz 1960, nr 8, str. 272.

10.2. Filtry piezoelektryczne kwarcowe

10.2.1. Wybrane pozycje z literatury zagranicznej

1. Mason W. P.: Electromechanical Transducers and Wave Filters. Van Nostrand, New York 1948.
2. Mason W. P.: Piezoelectric Crystals and Applications to Ultrasonics. Van Nostrand, New York 1950.
3. Mason W. P.: Physical Acoustic and the Properties of Solids. Van Nostrand, New York 1958.
4. Kosowsky D. J.: Crystal Filter Design Techniques and Applications. — IRE Wescon Convention Records, 1957, część 6, str. 94.
5. Bechmann R.: High Frequency Quartz Filter-Crystal. — PIRE, 1958, nr 3, str. 618.
6. Sykes R. A.: A New Approach to the Design of High Frequency Crystal Filters. — IRE, National Convention Records, 1958, część 2, str. 18.
7. Bechmann R.: Quartz AT — Type Filter Crystals for the Frequency Range 0,7 to 60 Mc. — PIRE 1961, nr 2, str. 523.
8. Miniature Wide Band-Pass Crystal Filters. — PIRE 1961, nr 2, str. 90 A.

10.2.2. Wykaz literatury krajowej

1. Pajewski W.: Regulowanie współczynnika termicznego częstotliwości okrągłych płytek kwarcowych cięcia AT i BT przez szlifowanie krawędzi. — Prace Badawcze PIT, Nr 1, 1950.
2. Pajewski W.: Otrzymywanie dużych kryształów winianu dwupotasowego o pożądanym kształcie. — Prace PIT, Nr 6, 1952.
3. Pajewski W.: Syntetyczne kryształy piezoelektryczne. — Prace PIT, Nr 8, 1952.
4. Pajewski W.: Elementy piezoelektryczne z kryształów syntetycznych. — Prace PIT, Nr 9, 1953.
5. Kudrewicz E.: Dokumentacja kwarcowych filtrów kanałowych telefonicznego systemu nośnego K-12/P. Dokumentacja techn. PIT, rys. A-3392-101.
6. Kudrewicz E.: Filtr kanałowy systemu telefonicznego K-12/P. Dokumentacja techn. PIT, 1954.
7. Fabijański J.: Filtry piezoelektryczne stosowane w urządzeniach telefonii nośnej. — Przegląd Telekom., styczeń 1954.
8. Fabijański J.: Szerokopasmowe filtry piezoelektryczne o charakterystykach Czebyszewa parametrów falowych. — Prace PIT, Nr 19, 1956.
9. Kudrewicz E.: Zbiór wzorów do obliczania pasmowych filtrów piezoelektrycznych stosowanych w urządzeniach teletransmisyjnych. Dokumentacja techn. ITR, 1957.
10. Fabijański J. i Kudrewicz E.: Zagadnienie filtrów z syntetycznych materiałów piezoelektrycznych. Dokumentacja techn. PIT, 1955.

11. Kudrewicz E.: Wąskopasmowy filtr zaporowy z rezonatorami piezoelektrycznymi. — Prace ITR, zeszyt 1 (4), 1958.
12. Fiok A.: Metody pomiaru parametrów rezonatorów piezoelektrycznych. — Zeszyty Naukowe Politechniki Warszawskiej. Elektryka, Nr 20, 1960.
13. Pajewski W.: Współczesne zagadnienie w konstrukcji oscylatorów i rezonatorów piezoelektrycznych. — Postępy Telekomunikacji Nr 1, 1956.
14. Siwa M.: Kwarcowe filtry pasmowe w systemach radiokomunikacji jednowstęgowej. Dokumentacja techn. ITR, 1959 i 1960.
15. Siwa M.: Wąskopasmowe filtry z rezonatorami piezoelektrycznymi. — Prace ITR, zeszyt 2 (11), 1960.
16. Bobieński J.: Projekt wąskopasmowego filtru do urządzenia jednowstęgowego o częstotliwości nośnej 1904 kHz. Dokumentacja techn. ITR, 1960.

10.3. Filtry piezoelektryczne ceramiczne

1. Rosen C. A.: Ceramic Transformers and Filters. — Proc. Symp. on Electronic Components, 1956.
2. Elders D., Gikow E.: New Developments in Piezoelectric Ceramic I. F. Band-Pass Filters. — Proc. Symp. on Electronic Components, 1957, str. 33.
3. Lungs A., Henderson K. W.: Application of Piezoelectric Resonators to Modern Band-Pass Amplifiers. — IRE National Convention Records, 1958, część 6, str. 235.
4. Berlincourt D., Jaffe B., Jaffe H., Krueger M. H.: Transducers Properties of Lead Titanate Zirconate Ceramics. — IRE National Convention Records, 1959, część 6, str. 227.
5. Stearns C. M.: A Miniaturized Ceramic Transformer IF Amplifier. — Proc. Symp. on Electronic Components, 1959, str. 155.
6. Courrant D. R., Gerber W. J.: Piezoelectric Ceramic IF Filters. — Proc. Symp. on Electronic Components, 1959, str. 160.
7. Katz H. W.: Solid State Magnetic and Dielectric Devices. J. Wiley, New York 1959.
8. Sikow E., Rand A., Giannotto J.: Functional Circuits trough Acoustic Devices. — IRE Trans. on Military Electronics, 1960, nr 4, str. 469.
9. Liebscher G.: Transfilter, ein neues Bauelement für selektive Verstärker. — Funk Technik 1960, nr 9, str. 286.
10. Berlincourt D. A., Cmolik C., Jaffe H:. Piezoelectric Properties of Polycrystalline Lead Titanate Zirconate Compositions. — PIRE 1960, nr 2, str. 220.
11. Macario R. C.: Design Data for Band-Pass Ladder Filters Emploing Ceramic Resonators. — Electronic Engineering, 1961, nr 3, str. 171.
12. Crawford A. E.: Piezoelectric Ceramic Transformers and Filters. — Brit. IRE 1961, nr 4, str. 353.
13. Pajewski W.: Rezonatory ceramicze do filtrów elektromechanicznych na częstotliwości pośrednie. — Prace ITR, 1961, nr 2.

10.4. Filtry piezomagnetyczne (magnetostrykcyjne)

1. Sixtus K.: Ueber Ferritschwinger. — Frequenz, 1951, nr 11/12, str. 335.
2. Diethelm C. W.: Ferrite als magnetostrictive Resonatoren und deren Anwendung als Elemente Elektrischer Filter. — Techn. Mitteilungen der P.T.T., 1951, nr 8, str. 281.

3. Round H. J.: Magnetostriction Transducer Measurements. — Wireless Engineer, 1952, nr 4, str. 101.
4. van Roberts W.: Magnetostriction Devices and Mechanical Filter for Radio Frequencies, Part I, Magnetostriction Resonator. — QST, 1853, nr 6, str. 24.
5. van der Burgt C. M.: Dynamical Physical Parameters of Magnetostrictive Excitation of Extentional and Torsional Vibrations in Ferrites. — Philips Res. Reports, 1953, nr , str. 91.
6. Bloch H.: Magnetostrictionselement und seine Anwendung in Oszillatoren und Filtens. — Brown Boveri Mitt. 1955, nr 7/8, str. 292.
7. van der Burgt C. M.: Ferroxcube Material for Piezomagnetic Vibrators. — Philips Tech. Rev., 1956/57, nr 10, str. 285.
8. van der Burgt C. M.: Ferrites for Magnetic and Piezomagnetic Filter Elements with Temperature-Independent Permeability and Elasticity. — Proc. I.E.E., Part B, 1957, nr 7, suppl. str. 550.
9. Schweitzerhof S.: Ueber Ferrite für magnetostrictive Schwinger in Filterkreisen. — Nachr. Techn. Z. 1958, nr 11, str. 179.
10. Thiele A. P.: Narrow-Band Magnetostrictive Filters. — Electronic and Radio Engineer, 1958, nr 11, str. 402.
11. Thiele A. P.: Circuit Design Using Magnetostrictive Filters Electronic, 1959, nr 25, str. 72.
12. Katz H. W.: Solid State Magnetic and Dielectric Devices. — J. Wiley, New York 1959.
13. Kurth C.: Magnetostrictive Wandler als Selective Vierpole. — Frequenz, 1960, nr 8, str. 272.
14. Neville E. J.: Designing Magnetostriction Filters. — Electronic, 1960, nr 51, str. 88.

10.5. Filtry elektryczne o filtracji mechanicznej

10.5.1. Przegląd literatury zagranicznej

W ostatnich latach zjawiły się konstrukcje filtrów elekromechanicznych wykorzystujące stosunkowo wielkie wartości dobroci (przekraczające 10000) prostych struktur mechanicznych w postaci stromych zboczy charakterystyk przenoszenia filtrów. Filtry te stanowią poważną konkurencję dla filtrów kwarcowych, odznaczając się przy wielkiej selektywności w zakresie setek kiloherców dobrymi własnościami mechanicznymi i małymi wymiarami. Filtry te są stosowane z powodzeniem w aparaturach przenośnych i przewoźnych.

Zasada pracy filtrów elektromechanicznych jest dawno znana, jednak pierwsze filtry tego typu były prawdopodobnie zbudowane w Bell Telephone Laboratories przez Masona, Blackmana i Lakatosa:

1. Mason W. P.: Electromechanical Transducers and Wave Filters. — D. Van Nostrand Co., New York, wyd. I, 1942 (wyd. II, 1948), str. 86.
1a. Mason W. P.: Physical Acoustic and the Properties of Solids. — D. Van Nostrand Co., New York 1958, str. 138.

W początkowym stadium rozwoju omawianych filtrów rozważano różne możliwości rozwiązań konstrukcyjnych:

2. van B. Roberts W., Burns L. L. jr., (RCA): Mechanical Filters for Radio Frequencies. — RCA Reviev, wrzesień 1949, str. 348.

Na rynku amerykańskim ostały się jednak tylko trzy zasadnicze typy rozwiązań konstrukcyjnych filtrów, mające kilka wspólnych cech. Filtry te składają się z metalowych rezonatorów o dużej dobroci, sprzęgniętych ze sobą również metalowymi elementami; zaopatrzone są z obu końców w przetworniki magnetostrykcyjne. Te trzy zasadnicze rodzaje konstrukcji opracowane przez firmy:

a) Radio Corporation of America (Princeton, New Jersey)
b) Collins Radio Company (Burbank, California)
c) Zenith Radio Corporation (Chicago, Illinois) i
d) Motorola Incorporated (Chicago, Illinois)

są opisane i porównane ze sobą w artykułach:

3. Hathaway J. C., Babcock D. F. (Collins Radio): Survey of Mechanical Filters and their Applications. — Proc. I.R.E., styczeń 1957, str. 5.
3a. Gikow E., Rand A. i Giannotto (USASRDL): Functional Circuits trough Acoustic Devices. — IRE Transactions on Military Electronics, 1960, nr 4, str. 469.

Konstrukcje stosowane przez RCA charakteryzują się w zasadzie łańcuchem rezonatorów metalowych półfalowych, sprzęgniętych ćwierćfalowymi sprzęgaczami metalowymi. Rezonatory wykonane z materiału o dużej dobroci mechanicznej i o małym współczynniku cieplnym są pobudzane do drgań długościowych lub skręcających. Zastosowanie tego typu materiału na rezonatory, mającego również własności magnetostrykcyjne, pozwala na zastosowanie napędu magnetostrykcyjnego wprost na rezonator, co jednak jest związane z dużymi stratami na prądy wirowe.

W nowszych konstrukcjach stosuje się przetworniki magnetostrykcyjne ferrytowe pozbawione tej wady. Opisy tych konstrukcji podane są poza pozycjami [2] i [3] w następujących artykułach:

4. Burns L. L. jr. (RCA): A Band-Pass Mechanical Filter for 100 Kilocycles. — RCA Review 1952, nr 1, str. 34.
5. Harvey R. L. (RCA): Ferrites and their Properties at Radio Frequencies. — Proc. National Electronic Conference, 1953, str. 287.
6. van B. Roberts W. (RCA): Magnetostriction Deviees and Mechanical Filters for Radio Frequencies, Part III, Mechanical Filters. — QST, sierpień 1953, str. 32.
7. George R. W. (RCA): Electromechanical Filters for 100 Kc Carrier and Sideband Selection. — Proc. IRE, styczeń 1956, str. 14.
8. Lundgren D. L. (RCA): Electromechanical Filters for Single-Sideband Applications. — Proc. IRE., grudzień 1956, str. 1744.

Ostatnio zastosowano w filtrach o mniejszej selektywności ferryty również i na rezonatory:

9. George R. W. (RCA): Concentric-shear-mode 455 Kilocycle Electromechanical Filter. — RCA Review, 1957, nr 2, str. 186.

Konstrukcje stosowane przez firmę Collins opierają się na krążkowych rezonatorach metalicznych połączonych sprzęgaczami w postaci

drutów. Napęd jest również magnetostrykcyjny na element metalowy. Opisy tych konstrukcji podane są poza pozycją [2] w następujących artykułach:

10. Doels M. L., Hathaway J. C. (Collins): How to use Mechanical I-F Filters. — Electronics, marzec 1953, str. 138.
11. Brown E. M. (Collins): Using the Collins F455A-31 Filters. — CQ, marzec, 1953, str. 13.
12. Brown E. M. (Collins): More on Mechanical Filters. — CQ, październik 1953, str. 34.
13. Turnbull J. S. (Collins): Considerations in I-F Mechanical Filters-Design. — IRE, Wescon Convention Records, 1957, cz. 9, str. 31.
14. Sharma R. L., Lewis H. O. (Collins): Magnetostriction Transducers for Mechanical Filters. — IRE, National Convention Records, 1958, cz. 6, str. 223.
14a. Bunge J. W. (Collins): Application of Mechanical Filters to Military Electronic Equipment. — IRE, Convention Record on Military Electronics, 1957, str. 187.

Konstrukcje stosowane przez Motorolę opierają się na innej zasadzie. Tutaj rezonatory mają postać prostokątnych blaszek połączonych drutami ze sobą i magnetostrykcyjnymi przetwornikami również typu blaszkowego. Opisy tych konstrukcji podane są poza pozycją [2] w następujących artykułach:

15. Adler R. (Zenith): Compact Electromechanical Filter. — Electronics, kwiecień 1947, str. 100.
16. Lapin S. F. (Motorola): Electromechanical Filters, Proc. National Electronics Conference, 1953, str. 353.
17. Loos J., Niederman B. (Motorola): The Motorola Electromechanical Filter. — Motorola Engineering Bulletin, maj—czerwiec 1956, str. 1.

Teorię tych filtrów podaje:

17a. Mc. Skimin (Bell Laboratories): Theoretical Analysis of Modes of Vibration for Isotropic Rectangular Plates Having All Surfaces Free. — Bell System Technical Journal, 1944, kwiecień, str. 151.

Ostatnio wprowadzono na nowo konstrukcje złożone z elementów drgających połączonych sprzęgaczami wykonanymi z tego samego materiału co rezonator ([1a] — str. 142). Pobudzanie takich struktur odbywa się za pomocą przetworników magnetostrykcyjnych lub elektrostrykcyjnych:

17b. Adams R. T.: (Fedral Telecomunications Laboratories): New Magnetostriction Filters for the M. F. Band. — IRE, Convention Record, 1957, part 7, str. 43.
17c. . . . . (Federal Telecomunication Laboratories): Magnetostriction Filter Cuts Interference. — Electronics, 1956, nr 12, str. 188.
17d. Mason W. P., Thurston R. N. (Bell Telephone Laboratories): A Compact Elektromechanical Band-Pass Filter for Frequencies below 20 kilocycles. — IRE Trans. on Ultrasonic Eng., 1960, czerwiec, str. 59.

Jak już wspomniano, materiał na rezonatory musi się odznaczać dużą dobrocią mechaniczną. Aczkolwiek aluminium i jego stopy mają $Q_m \approx \approx 10000$, jednak stosunkowo wielki współczynnik temperaturowy (ok. $200 \cdot 10^{-6}$ na stopień C) dyskwalifikuje ten materiał w zastosowaniach mających największe znaczenie praktyczne. Nieco gorszą dobrocią

($Q_m \approx 8000$) odznaczają się stale wolframowo-karbidowe przy znacznie lepszym współczynniku temperaturowym (ok. $10 \cdot 10^{-6}/°C$). Zaletą ich są ponadto własności magnetostrykcyjne ułatwiające pomiar rezonatorów bez nakładania warstwy magnetostrykcyjnej. Z prac nad stabilizacją magnetostrykcyjną generatorów:

18. Ide J. M.: Magnetostriction Alloys with Low Temperature Coefficients of Frequency. — Proc. IRE, luty, 1934, str. 177.
19. Roberts E. A.: Magnetostriction Frequency-Control Units and Oscillator Circuits. — Proc. National Electronics Conference, 1955, str. 803.

wiadomo, że stale nierdzewne, nikiel itp. nie mają lepszych współczynników temperaturowych od $130 \cdot 10^{-6}/°C$. Niektóre z tych materiałów, jak stal nierdzewna, odznaczają się większymi wartościami dobroci (rzędu kilku tysięcy), a inne, jak nikiel wyżarzony, mają $Q_m \approx 50$.

Zmniejszenie wartości współczynnika cieplnego do ok. $10 \cdot 10^{-6}/°C$ występuje w stopach żelazo-niklowo-chromowych (ok. 36% Ni, 12% Cr i reszta Fe) oraz do prawie zerowych wartości w tychże stopach z dodatkiem tytanu (Ni-Span C) H. A. Wilson Co, New Jersey. Ten ostatni materiał jest jednak trudny w obróbce mechanicznej i wymaga obróbki cieplnej dokładnie dobranej do danego typu wytopu [17]. Z tego powodu na zlecenie firmy Motorola instytut badawczy Illinois Institute of Technology — Armour Research Foundation przeprowadził szereg udanych prób z nowym dotychczas nie opublikowanym stopem, stosowanym obecnie na rezonatory w filtrach wymienionej firmy. Podobne wyniki otrzymano dla stopów żelazo-niklowych przy dodatku molibdenu:

19a. Fine M. E., Ellis W. C. (Bell Telephone Laboratories): Thermal Variation of Young's Modulus in some Fe-Ni-Mo Alloys. — Journal of Metals, 1951, wrzesień, str. 761.
19b. Fine M. E. (Bell Telephone Laboratories): Vibralloy, A New Ferromagnetic Alloy. — Bell Laboratories Record, 1952, wrzesień, str. 345.

Trudności związane ze stosowaniem na rezonatory materiałów metalicznych spowodowały przeprowadzenie wyżej wspomnianych prób [9] zastosowania do tego ferrytów. Jak wynika z szeregu przeprowadzonych badań współczynnika temperaturowego ferrytów, np. z pracy:

20. Davs C. M. jr., Forebee S. F.: The Effects of Small Additions of Cobalt on the Dynamic Magnetostrictive Properties of Nickel Ferrous Ferrites. Paper A-6,53rd Meeting Acoust. Soc. Amer. 1957,

najlepsze dotychczas znane własności ma ferryt niklowy z niewielkim dodatkiem kobaltu ($x = 0{,}0125$). Należy tutaj oczekiwać dobroci ok. 2000 oraz stosunkowo płaskiego przebiegu temperaturowego w zakresie od $-40°C$ do $+85°C$. Tego typu feryrty znajdują również zastosowanie w przetwornikach magnetostrykcyjnych.

Przetworniki magnetostrykcyjne odznaczają się właściwościami rezonansowymi, jak to wynika np. z artykułu:

21. van B. Roberts W.: Some Application of Permanently Magnetized Ferrite Magnetostrictive Resonators. — RCA Review, marzec 1953, str. 3,

jednakże ich właściwości rezonansowe niewiele wpływają na ogólną

charakterystykę filtru, gdyż ich krzywe rezonansu są stosunkowo szerokie.

Przegląd zagadnień związanych z filtrami elektromechanicznymi nie byłby pełny, gdyby się ograniczyć do literatury amerykańskiej. W literaturze europejskiej początkowo pojawiają się prace na temat filtrów elektromechanicznych pracujących w zakresie częstotliwości akustycznych w zastosowaniach do telegrafii, na przykład:

22. Marro A. (Hassler): Etude d'un filtre électromechanique à bande étroite. — Technische Mitteilungen PTT (Bern), 1951, nr 2, str. 41.

Przegląd literatury dotyczącej filtrów elektromechanicznych w języku niemieckim podaje:

23. Poschenrieder W. (Siemens und Halske): Physik und Technik der elektromechanischen Wellenfilter. — Frequenz 1958, nr 8, str. 246.

Poważniejsze studia nad filtrami elektromechanicznymi prowadzono również w firmie Telefunken, gdzie opracowano filtry o drganiach skrętnych rezonatorów walcowych lub rurowych połączonych ze sobą sprzęgaczami drutowymi:

24. Börner M., Kettel E., Ohnsorge N. (Telefunken): Mechanische Filter für die Nachrichtentechnik. — Telefunken Zeitung, 1958, zeszyt 120, str. 105.

24a. Taeger W. (Telefunken): Mechanische Filter für die Nachrichtentechnik. — Frequenz, 1960, nr 9, str. 321.

Część teoretyczna tych studiów opiera się na pracy doktorskiej, na podstawie której napisany został artykuł:

25. Börner M. (Telefunken): Biegeschwingungen in mechanischen Filtern. — Telefunken Zeitung, 1958, zeszyt 120, str. 115 oraz zeszyt 121, str. 188.

Obliczeń matematycznych dokonywano w tej pracy za pomocą elektronowej maszyny cyfrowej firmy AEG. Artykuł ten zawiera również wykaz przyrządów pomiarowych stosowanych do pomiarów charakterystyk tłumienia badanych filtrów. Pomimo opracowania własnej oryginalnej konstrukcji firma Telefunken produkuje również filtry konstrukcji RCA:

25a. Pieper H. D. (Telefunken): — Mechanische Filter. — Telefunken Zeitung 1959, zeszyt 126, str. 279.

Rezonatory wykonuje się ze stopu Nivarox firmy Heraeus Vacuumschmelze.

Ostatnio prowadzone są próby nad szeregiem rezonatorów drgających wzdłużnie pobudzanych dwoma prętami drgającymi giętnie. Całość może być wysztancowana za pomocą odpowiedniego wykrojnika:

25b. Börner M. (Telefunken Forschungsinstitut, Ulm): Mechanische Filter mit Biegekopplung. — Archiw für Elektrische Uebertragung, 1961, nr 4.

Podobne tendencje wycinania całości struktury drgającej napotyka się również w literaturze amerykańskiej [17b], [17c], [17d].

Prace nad filtrami elektromechanicznymi są prowadzone również w Institut für Hochfrequenztechnik und Elektronenröhren der Technischen Hochschule w Dreznie:

25c. Trzeba E. (Technische Hochschule Dresden): Elektromechanische Vierpole als Kopplungsfilter. — Hochfrequenz und Elektroakustik, 1960, tom 69, nr 3.

25d. Trzeba E. (Technische Hochschule Dresden): Die Messung der Charakteristischen Grössen von elektromechanischen Kopplungsfiltern. — Hochfrequenz und Elektroakustik, 1960, tom 69, nr 4.

25e. Trzeba E. (Technische Hochschule Dresden): Einfügedämpfung elektromechanischer Kopplungsfilter. — Hochfrequenz und Elektroakustik, 1961, tom 70, nr 1.

Należy podkreślić, że teoria liniowych czwórników elektromechanicznych była tematem prac:

26. John U. (Fernmeldetechnische Zentralamt, NRF): Lineare elektromechanische Vierpole. — Frequenz, 1951, nr 6, str. 166 i nr 7, str. 190.

26a. Kurth C. (VEB, RFT): Magnetostriktive Wandler als selektive Vierpole. — Frequenz, 1960, nr 8, str. 272.

Zastosowanie teorii filtrów elektrycznych do filtrów mechanicznych podaje:

26b. Kurth C. (VEB, RFT): Eine Wellenparametertheorie für mechanische Vierpole in Kompressions oder Torsionschwingengen. Nachrichtentechnik, 1959, nr 11, str. 490.

Prace nad filtrami elektromechanicznymi w Anglii ograniczały się w zasadzie do konstrukcji RCA:

27. Grisdale G. L. (Marconi): Electro-Mechanical Filters for Use in Telecomunication Equipment. — British Communications and Electronics, 1959, nr 11, str. 768.

28. Bache H. (Marconi): A Practical Electromechanical Filter. — Marconi Review, 1959, nr 3, str. 144.

29. Struszyński W. (Marconi): A Theoretical Analysis of the Torsional Electro-Mechanical Filters. — Marconi Review, 1959, nr 3, str. 11a.

Zestawienie prac holenderskich nad ferrytami w zastosowaniu do filtrów elektromechanicznych podaje:

29a. von der Burgt C. M. (Philips, Eindhoven): Spezial Piezomagnetic Ferrites and their Applications in Mechanical Band-Pass Filters and High-Power Ultrasonics. — Electronic Technology, 1960, nr 9, str. 330.

Ciekawą konstrukcję filtrów opracowano w Japonii. Jako rezonatory służą kulki stalowe stosowane w łożyskach rowerowych połączone prętami. Do wzbudzania drgań służą przetworniki elektrostrykcyjne ceramiczne zaopatrzone w miniaturowe transformatory ferrytowe dopasowujące. Dwurezonatorowe filtry tego typu znajdują zastosowanie w odbiornikach radiofonicznych jako filtry pośredniej częstotliwości pracujące przy 455 kHz:

30. Wada H. (Muwata): The Research and Development in Japan. — Electronics, 1960, nr 7, str. 93.

W literaturze radzieckiej temat filtrów elektromechanicznych jako silnie związany ze sprzętem specjalnym nie jest szeroko opisywany. Oprócz ogólnych opisów filtrów, na przykład:

31. Bronnikoz: Elektromechaniczeskije filtry. — Radio, 1956, nr 6, str. 41

znana jest broszurka:

32. Gołubcow: Elektromechaniczeskije filtry radioczastot. — Gos. Energ. Izd., Moskwa 1957

podająca ciekawe wyniki eksperymentalne prac radzieckich.

10.5.2. Wykaz publikacji krajowych

1. Fiok A:. Filtry dla radiokomunikacyjnych urządzeń jednowstęgowych. — Tele-Radio, 1958, nr 9 i 10.
2. Fiok A.: Filtry elektromechaniczne. — Postępy Telekomunikacji, 1959, nr 2.
3. Smoliński A.: Filtry elektromechaniczne — przegląd literatury. — Postępy Telekomunikacji, 1959, nr 2.
4. Smoliński A.: Magnestriction and magnetostrictive materials. — Proceedings of the Conference on the Elektroacoustic Transducers, Krynica 1958, PWN, Warszawa 1961.
5. Smoliński A.: Zjawisko magnetostrykcji i materiały magnetostrykcyjne. — Rozprawy Elektrotechniczne, 1959, nr 2.
6. Kaczkowski Z., Smoliński A.: Ferryty magnetostrykcyjne i ich zastosowanie. — Rozprawy Elektrotechniczne, 1960, nr 1—2
7. Kaczkowski Z., Smoliński A.: Ferryty magnetostrykcyjne. — Zeszyty Problemowe Nauki Polskiej, 1960, nr 20.
8. Kaczkowski Z.: Ferryty magnetostrykcyjne o dużej dobroci mechanicznej. — Rozprawy Elektrotechniczne, 1960, nr 4.
9. Kaczkowski Z., Wadas R.: Niektóre własności magnetostrykcyjne ferrytów niklowych z domieszką kobaltu. — Zeszyty Problemowe Nauki Polskiej, 1960, nr 20.
10. Wolski A.: Schematy zastępcze przetworników magnetostrykcyjnych do filtrów elektromechanicznych, Elektryka, 1960, nr 21.
11. Łappa R. Przetworniki ferrytowe do filtrów elektromechanicznych. — Prace ITR, 1960, nr 3.
12. Solecki.: Drgania elementów tarczowych filtrów elektromechanicznych. — Publikacja wewnętrzna 1959.
13. Solecki R.: General Solution for thin Orthotropic Rectangular Plate. — Bull. Acad. Pol. d. Sciences Cl. IV, 1960, nr 8.
14. Fiok A., Siwa M.: Założenia i projekt planu badań i produkcji filtrów elektromechanicznych w latach 1960—1963. — ITR, 1959.
15. Henkel A.: Materiały na filtry elektromechaniczne. — ITR, 1960.
16. Wilco Ni-Span C stop o stałym module. — ITR, 1960.
17. Łappa E.: Przetworniki do filtrów elektromechanicznych. — Prace ITR, 1961, nr 2.

10.5.3. Filtry mechaniczne częstotliwości akustycznych

1. Fubini E., Ghiron: Electromechanical Filters of Variable Frequency. — Alta Frequenza, 1938, luty, str. 138.
2. Mason W. P.: Electromechanical Transducers and Wave Filters. — Van Nostrand, New York 1940.
3. Wulfberg K. N.: A Tuning — fork Filter. — J. Acoust. Soc. Amer., 1950, nr 6, str. 847.
4. Keller A. C.: Vibrating Reed Selectors for Mobile Telephone Systems. — Bell Laboratories Record, 1950, nr 1, str. 2.
5. Narro A.: Etude d'un filtr électromecanique à bande étroite. — Bulletin Technique PTT, 1952, nr 2, str. 41—50.

6. Zelinger G.: Tunable audio filters. — Electronics, 1954, nr 11, str. 173.
7. Golcman F. M.: Wibracjonnyje filtry niskoj czastoty. — Żurnal Tiechniczeskoj Fizyki, 1954, nr 7, str. 1350.
8. Mason W. P.: Physical Acoustic and the Properties of Solids. — Van Nostrand, New York 1958.
9. Connor J. J.: A 400 cps tuning fork filter. — PIRE, 1960, nr 11.
10. Connor J. J.: Tuning fork audio filter tunes electrically. — Electronics, 1960, nr 49, str. 66—67.

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Pracownia Materiałów Magnetycznych

А. СМОЛИНСКИ

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ

Резюме

Проведена вступительная классификация электромеханических фильтров — они разделены на фильтры с электрической фильтрацией и с механической фильтрацией. Выделены три основные элементы электромеханических фильтров: электромеханические преобразователи, самодельные механические резонаторы и механические соединители. В обсуждаемых фильтрах решающее значение имеют преобразователи приведены к виду электромеханических двухполюсников в фильтрах с электрической фильтрацией.

Обзор фильтров, в основном с электрической фильтрацией, сделан на базе классификации преобразователей. Описаны свойства кварцевых пьезоэлектрических фильтров (с природными пьезоэлектрическими свойствами) и керамических фильтров (изготовленных из электрически поляризованных электрострикционных веществ), а также пьезомагнитных фильтров изготовленных из магнитно поляризованных магнитострикционных веществ).

Произведён анализ работы фильтров с механической фильрацией и описаны типичные конструкции, встречаемые в мировой технической печати.

В заключении приведена избранная литература, касающаяся пьезоэлектрических кварцевых и керамических, а также пьезомагнитных фильтров, приведен тоже полный обзор зарубежной и польской печати по электромеханическим фильтром.

A. SMOLIŃSKI

ELECTROMECHANICAL FILTERS

Summary

There has been made an introductory classification of electromechanical filters, dividing them into the filters of electric filtration and those of mechanical one. There have been distinguished three main elements of elctromechanical filters, namely: electromechanical transducers, independent mechanical resonators and

mechanical couplers. In the electromechanical filters the main role is played by transducers electromechanical two-terminal elements in the filters of electric filtration.

The inspection of filters especially of these of electric filtration was made on the basis of transducer division. The properties of quartz piezoelectric filters and ceramic filters together with piezomagnetic filters have also been described.

The work of the filters of mechanical filtration has been analysed and typical constructions met with in the world literature have been discussed.

Finally there was given a chosen bibliography concerning quartz and ceramic filters and foreign and Polish literature dealing with mechanical filters was also reviewed.

PODPISY DO RYSUNKÓW

Rys. 1. Schemat zastępczy przetwornika elektromechanicznego: *1—2* i *3—4* zaciski mechaniczne (f — siła, v — szybkość), *5—6* zaciski elektryczne (e — *SEM*-na, i — prąd) lub magnetyczne (u_m — *SEM*-na, φ — strumień)

Rys. 2. Schematy zastępcze przetwornika piezoelektrycznego o rezonatorze a) zamocowanym na jednym końcu, b) swobodnie drgającym na jednym końcu. Drugi koniec związany jest z zaciskami *3—4*

Rys. 3. a) Schemat zastępczy przetwornika piezoelektrycznego o swobodnie drgających obu końcach, b) Przebieg częstotliwościowy jego reaktancji

Rys. 4. Schematy zastępcze przetwornika magnetostrykcyjnego o rezonatorze a) zamocowanym na jednym końcu, b) swobodnie drgającym na jednym końcu. Drugi koniec jest związany z zaciskami *3—4*

Rys. 5. a) Schemat zastępczy przetwornika magnetostrykcyjnego o swobodnie drgających końcach, b) Przebieg częstotliwościowy jego reaktancji

Rys. 6. Dobroć dwójnika elektromechanicznego o rezonatorach kwarcowych. *a* — najbardziej prawdopodobna zależność dobroci samego rezonatora bez oprawki, *b* — rezonatory kwarcowe o różnych wymiarach drgające w próżni, *c* — rezonator w powietrzu

Rys. 7. Rezonator kwarcowy z dzielonymi elektrodami. a) Widok rezonatora, b) Schemat zastępczy w postaci czwórnika elektrycznego nie uwzględniający pojemności rozproszonych ani strat

Rys. 8. Wykorzystanie rezonatora kwarcowego z dzielonymi elektrodami jako zespół dwóch dwójników elektromechanicznych. a) Rezonator kwarcowy w układzie symetrycznym, b) Schemat zastępczy uwzględniający pojemności rozproszone

Rys. 9. Wykorzystanie rezonatora kwarcowego z dzielonymi elektrodami jako zespół dwóch dwójników elektromechanicznych. a) Rezonator kwarcowy z dzielonymi elektrodami w układzie niesymetrycznym, b) Schemat zastępczy uwzględniający pojemności rozproszone

Rys. 10. Wąskopasmowy filtr kwarcowy o czterech rezonatorach. a) Schemat rzeczywisty filtru, b) Schemat zastępczy, c) Przebieg reaktancji, d) Przebieg tłumienia, e) Przebieg impedancji w funkcji częstotliwości

Rys. 11. Typowa charakterystyka częstotliwościowa wąskopasmowego filtru kwarcowego o szerokości pasma u wierzchołka równego 5 Hz

Rys. 12. Wąskopasmowy filtr kwarcowy złożony z dwóch rezonatorów kwarcowych z dzielonymi elektrodami pracujący w układzie niesymetrycznym. Odpowiedni schemat zastępczy podany jest na rys. 10a

Rys. 13. Gałąź wąskopasmowego filtru kwarcowego o dwóch rezonatorach. a) Schemat rzeczywisty, b) Schemat zastępczy, c) Przebieg reaktancji w funkcji częstotliwości

Rys. 14. Gałąź wąskopasmowego filtru kwarcowego o szeregowej indukcyjności. a) Schemat rzeczywisty, b) Schemat zastępczy, c) Przebieg reaktancji w funkcji częstotliwości

Rys. 15. Szerokopasmowy filtr kwarcowy o czterech rezonatorach. a) Schemat rzeczywisty filtru, b) Schemat zastępczy, c) Przebieg reaktancji, d) Przebieg tłumienia, e) Przebieg impedancji charakterystycznej w funkcji częstotliwości

Rys. 16. Gałąź szerokopasmowego filtru kwarcowego o równolegle włączonej indukcyjności, a) Schemat rzeczywisty gałęzi, b) Schemat zastępczy, c) Przebieg reaktancji w funkcji częstotliwości

Rys. 17. Charakterystyka tłumieniowa szerokopasmowego filtru środkowoprzepustowego o dwóch rezonatorach kwarcowych w każdej gałęzi

Rys. 18. Rezonatory ceramiczne piezoelektryczne. a) Rezonator o obu powierzchniach pokrytych pełnymi elektrodami, drgający promieniowo na podstawowej, b) Rezonator o jednej pełnej i drugiej pierścieniowej elektrodzie drgający promieniowo pierwszym overtonem, c) Rezonator trójkątny o jednej pełnej i drugiej małej elektrodzie drgający grubościowo na podstawowej

Rys. 19. Półogniwo typu *L* filtru ceramicznego. a) Układ elementów, b) Schemat zastępczy, c) Charakterystyka tłumieniowa

Rys. 20. Charakterystyka tłumienia i fazy w pasmie przepustowym filtru ceramicznego złożonego z 15 rezonatorów drgających promieniowo

Rys. 21. Charakterystyka tłumieniowa w szerokim zakresie częstotliwości filtru ceramicznego złożonego z 15 rezonatorów drgających promieniowo

Rys. 22. Filtr ceramiczny złożony z siedmiu rezonatorów drgających grubościowo. a) Schemat filtru, b) Charakterystyka tłumieniowa

Rys. 23. Ceramiczny rezonator dyskowy z nałożonymi elektrodami kolistymi i pierścieniowymi, drgający promieniowo na pierwszym overtonie

Rys. 24. Ceramiczny rezonator prętowy z trzema elektrodami drgający wzdłużnie

Rys. 25. Schemat zastępczy ceramicznego rezonatora z trzema elektrodami w postaci czwórnika elektromechanicznego, wykazujący własności rezonansowe i transformacyjne

Rys. 26. Porównanie charakterystyk filtru ceramicznego w postaci jednego rezonatora o czterech zaciskach z konwencjonalnym transformatorem o jednym obwodzie rezonansowym

Rys. 27. Prętowy rezonator magnetostrykcyjny drgający wzdłużnie; polaryzacja magnesami trwałymi

Rys. 28. Prętowy rezonator magnetostrykcyjny drgający skrętnie; polaryzacja kołowa wprowadzona polem magnetycznym wytworzonym prądem stałym przepuszczonym przez przewód wewnątrz rurki

Rys. 29. Ferrytowy rezonator pierścieniowy: a) drgający promieniowo, b) drgający skrętnie

Rys. 30. Gałąź szerokopasmowego filtru magnetostrykcyjnego o szeregowo włączonej pojemności. a) Schemat rzeczywisty, b) Schemat zastępczy, c) Wykres reaktancji w funkcji częstotliwości

Rys. 31. Zespół wąskopasmowych filtrów magnetostrykcyjnych złożony z 20 rezonatorów ferrytowych

Rys. 32. Charakterystyka tłumieniowa filtru magnetostrykcyjnego o konstrukcji podobnej do podanej na rys. 28

Rys. 33. Zasada pracy filtru magnetostrykcyjnego o pręcie metalicznym drgającym wzdłużnie. Nie pokazana na rysunku rurka ekranująca redukuje sprzężenie między cewkami

Rys. 34. Schematy zastępcze czwórnika elektromechanicznego. a) Schemat rzeczywisty, b i c) Schematy zastępcze. Z_m jest czwartą częścią oporności mierzonej na zaciskach *1—2* wywołanej drganiami pręta

Rys. 35. Szerokopasmowy filtr magnetostrykcyjny

Rys. 36. Charakterystyka tłumieniowa magnetostrykcyjnego filtru ferrytowego (ferryt niklowo-cynkowy) o schemacie z rys. 35

Rys. 37. Ogniwo filtru krzyżowego o magnetostrykcyjnym rezonatorze pierścieniowym

Rys. 38. Rezonator tarczowy drgający długościowo

Rys. 39. Rezonator walcowy drgający długościowo

Rys. 40. Rezonator kulowy drgający wydłużeniowo

Rys. 41. Rezonator walcowy drgający skrętnie

Rys. 42. Drgania giętne w rezonatorze dyskowym: a) na podstawowej, b) przy pierwszym overtonie

Rys. 43. Drgania giętne w rezonatorze prętowym

Rys. 44. Drgania koncentrycznie ścinające w rezonatorze dyskowym

Rys. 45. Rezonatory tarczowe drgające długościowo, sprzęgnięte sprzęgaczami w postaci dospawanych drutów

Rys. 46. Rezonatory walcowe drgające skrętnie sprzęgnięte sprzęgaczami w postaci dospawanych drutów

Rys. 47. Rezonatory dyskowe drgające giętnie sprzęgnięte sprzęgaczami w postaci dospawanych drutów

Rys. 48. Rezonatory walcowe drgające długościowo lub skrętnie sprzęgnięte sprzęgaczami walcowymi o mniejszej średnicy

Rys. 49. Sprzęgacz walcowy o dodatkowym elemencie izolującym

Rys. 50. Magnetostrykcyjny przetwornik tarczowy sprzęgnięty z pierwszym samodzielnym rezonatorem

Rys. 51. Elektrostrykcyjny przetwornik tarczowy o konstrukcji podobnej do podanej na rys. 50

Rys. 52. Magnetostrykcyjny przetwornik z drutu niklowego spolaryzowany stałym magnesem

Rys. 53. Magnetostrykcyjny przetwornik ferrytowy wywołujący drgania skrętne

Rys. 54. Magnetostrykcyjny przetwornik ferrytowy wywołujący drgania wzdłużne

Rys. 55. Filtr elektryczny o filtracji mechanicznej. a) Zespół rezonatorów mechanicznych sprzęgniętych z przetwornikami, b) i c) Schematy zastępcze

Rys. 56. Charakterystyka częstotliwościowa filtru o rezonatorach tarczowych. Nietłumione drgania pasożytnicze

Rys. 57. Wpływ niedopasowania filtru mechanicznego na tłumienie w pasmie przepustowym

Rys. 58. Porównanie charakterystyk częstotliwościowych siedmiorezonatorowego filtru mechanicznego o drganiach skrętnych (pasmo przepustowe faliste) i kwarcowego o podwójnych rezonatorach w gałęziach układu krzyżowego (pasmo przepustowe płaskie) ($f = 525$ kHz)

Rys. 59. Zależność zniekształceń trzeciego rzędu od poziomu sygnału (poziom zerowy odpowiada 6 mW)

621.395.64

JANUSZ MARKOWSKI

Wzmacniacze wielkiej częstotliwości z diodami tunelowymi

Rękopis dostarczono 8. 5. 1961

Dioda tunelowa jest nowym elementem posiadającym ujemną oporność, którą można wykorzystać do wzmacniania przebiegów elektrycznych. Właściwości diody tunelowej pozwalają na realizację wzmacniaczy pracujących w zakresie częstotliwości do tysięcy MHz. Jednocześne wzmacniacze te charakteryzują się małym współczynnikiem szumów. W artykule podano schemat zastępczy diody i omówiono jej charakterystyczne parametry. Następnie podano analizę obwodu z opornością ujemną i warunki stabilnej pracy takiego obwodu. W dalszej części przeanalizowano kilka układów wzmacniaczy z diodą tunelową z punktu widzenia maksymalnego wzmocnienia mocy i maksymalnej szerokości pasma i minimalnego współczynnika szumów.

1. WSTĘP

Wprowadzenie diody tunelowej do techniki umożliwiło realizację wzmacniaczy z ujemną opornością, dających duże wzmocnienie i mały współczynnik szumów przy pracy w zakresie bardzo wielkich częstotliwości. W odniesieniu do praktycznych zastosowań odgrywa to ważną rolę ze względu na małe rozmiary, bardzo mały pobór i mały koszt diody tunelowej.

Metody wzmacniania przebiegów elektrycznych przy pomocy oporności ujemnych, czyli przez odtłumianie obwodów, były znane już od dawna. Pierwszym zrealizowanym opornikiem ujemnym był dynatron opracowany w roku 1918 przez Hulla [1]. Dopiero jednak w roku 1935 E. W. Herold [2] wskazał na możliwość stosowania oporności ujemnych do wzmacniania przebiegów elektrycznych i opracował właściwości wzmacniaczy z opornościami ujemnymi. Wzmacniacze te nie znalazły jednak wówczas praktycznych zastosowań. Konwencjonalne wzmacniacze lampowe znacznie przewyższały wzmacniacze z opornościami ujemnymi, które były realizowane także w oparciu o lampy elektronowe. Przyczyną tego faktu były — po pierwsze — wady wzmacniaczy z opornościami ujemnymi, wynikające z samej zasady ich pracy, a mianowicie — mała stabilność wzmocnienia i trudność kaskadowej pracy układów tego typu ze względu na ich dwójnikowy charakter, oraz — po drugie — wady układów realizujących oporność ujemną przy zastosowaniu lamp elektronowych, wynikające z niedoskonałych właściwości tych lamp, a mia-

nowicie — duże szumy efektu śrutowego, mały iloczyn wzmocnienia napięciowego przez szerokość przenoszonego pasma częstotliwości i konieczność dostarczenia do układu dużych mocy zasilania.

Opracowany w roku 1957 przez japońskiego fizyka dra Leo Esaki [3] element półprzewodnikowy wykazujący w pewnym zakresie małych napięć dodatnich ujemną oporność, zwany diodą tunelową, ma zalety, których brak było poprzednio znanym opornikom ujemnym. Właściwościami, które spowodowały szerokie zainteresowanie diodami tunelowymi jako elementami czynnymi we wzmacniaczach wielkiej częstotliwości, są:

— występowanie przewodności ujemnej w elemencie dwójnikowym przy zasilaniu wyłącznie stałym napięciem,
— mała wartość napięcia prądu zasilającego, a więc mały pobór mocy,
— bardzo duży iloczyn wzmocnienia napięciowego przez szerokość przenoszonego pasma częstotliwości, umożliwiający wzmacnianie i generację w zakresie wielkich częstotliwości, aż do mikrofal,
— mały współczynnik szumów,
— prosty układ elektryczny współpracujący z diodą,
— bardzo małe wymiary konstrukcyjne,

Dzięki tym zaletom diody tunelowej wzmacniacze z ujemną opornością realizowane z diodą tunelową mogą być stosowane w układach bardzo wielkiej częstotliwości pracujących z małymi sygnałami i wymagających małego współczynnika szumów, jak na przykład układy stosowane w radioastronomii, radiolokacji, technice rakietowej i w telewizji pracującej w zakresie III i IV pasma częstotliwości. Wzmacniacze te mogą być jednocześnie stosowane w urządzeniach mikrominiaturyzowanych.

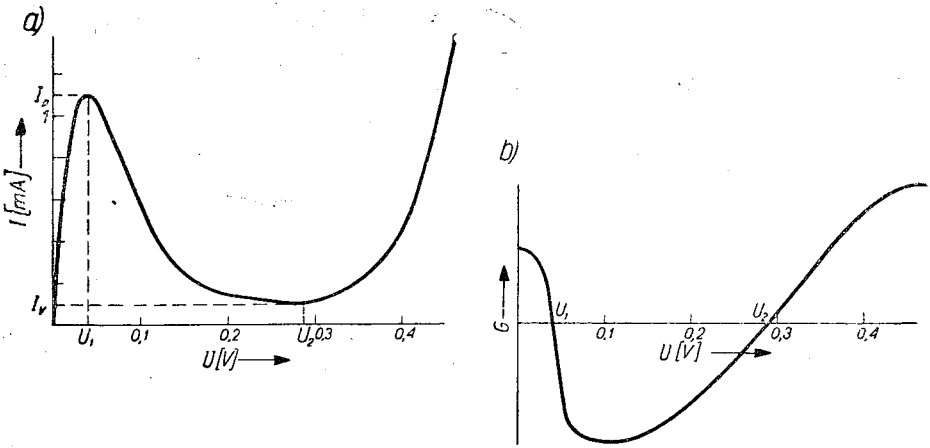
2. WŁAŚCIWOŚCI I SCHEMAT ZASTĘPCZY DIODY TUNELOWEJ

Charakterystyka prądu diody tunelowej w funkcji napięcia dla dodatnich napięć ma w pewnym zakresie małych napięć odcinek opadający. Jest to wywołane zjawiskiem prądu tunelowego, występującym w silnie domieszkowanych cienkich złączach półprzewodnikowych [3], [4], [7]. Na rys. 1a przedstawiona jest przykładowo charakterystyka diody tunelowej. W zakresie napięć od U_1 do U_2 występuje ujemna przewodność, która posiada pewne maksimum. Dla celów odtłumiania obwodów wykorzystuje się zakres, w którym występuje ujemna przewodność i przede wszystkim ten zakres, w którym posiada ona największą i stałą wartość. Schemat zastępczy diody tunelowej dla małych sygnałów zmiennych przedstawiony jest na rys. 2. Przewodność G jest przewodnością złącza diody, która w zależności od punktu pracy może przyjmować dodatnią lub ujemną wartość. Pojemność C jest pojemnością złącza

p—n i zależność jej od napięcia zasilającego jest określona następującym równaniem

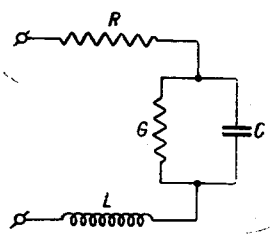
$$C = C_0 (V_0 - V)^{-\frac{1}{2}}, \tag{1}$$

gdzie V_0 jest wewnętrznym potencjałem złącza, R — jest całkowitą opornością strat, określoną głównie opornością materiału półprzewod-



Rys. 1. Charakterystyka statyczna diody tunelowej

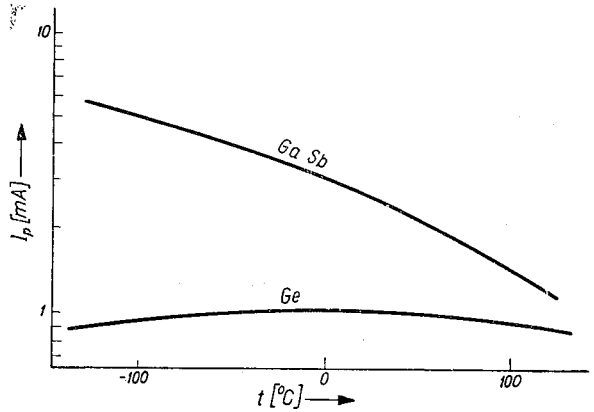
nika, a L indukcyjnością doprowadzeń. Przy tworzeniu schematu zastępczego diody tunelowej można pominąć ograniczenia częstotliwościowe wynikające z mechanizmu przepływu prądu, gdyż prąd diody w zakresie występowania przewodności ujemnej jest prądem nośników



Rys. 2. Schemat zastępczy diody tunelowej

większościowych poruszających się z szybkością zbliżoną do szybkości światła [4], [7]. Tak więc o własnościach częstotliwościowych diody decydują jedynie elementy jej schematu zastępczego przedstawione na powyższym rysunku. Wartość maksymalna ujemnej przewodności diody $-G$ jest uzależniona od wartości prądu I_p (rys. 1a) [6]. Ze wzrostem prądu I_p rośnie ujemna przewodność diody. Wzrost tego prądu można uzyskać przez zwiększenie przekroju poprzecznego złącza p—n diody. Prąd ten zależy również od rodzaju materiału i od technologii produkcji

diody. Istotnym parametrem charakteryzującym właściwości diody jest także stosunek prądu maksymalnego do prądu minimalnego I_p/I_v. Parametr ten jest zależny przede wszystkim od materiału półprzewodnika a także od technologii produkcji. I tak np. dla germanu stosunek ten wynosi przeciętnie ok. 10, natomiast przy specjalnej obróbce można otrzymać większy od 20, natomiast dla arsenku galu stosunek ten może być większy od 60 [7]. Zależność temperaturową przewodności ujemnej określa przebieg prądu I_p w funkcji temperatury. W zasadzie prąd ten maleje ze wrostem temperatury [6]. Jednakże dla niektórych materiałów można uzyskać przebieg prądu I_p prawie niezależny od temperatury. Rys. 3 przedstawia krzywe zależności prądu I_p od temperatury dla



Rys. 3. Zależność prądu maksymalnego I_p diody tunelowej od temperatury dla germanu i antymonku galu

germanu i antymonku galu. Jak widać, w przypadku germanu prąd ten bardzo mało zależy od temperatury, a więc i ujemna przewodność jest prawie niezależna od temperatury.

Wartość pojemności C złącza zależy od powierzchni przekroju złącza. Zwiększaniu ujemnej przewodności diody przez zwiększanie przekroju poprzecznego złącza towarzyszy więc proporcjonalny wzrost pojemności bocznikującej tę ujemną przewodność. Zmienność pojemności przy zmianach punktu pracy, wynikającą z równania (1), w zakresie występowania ujemnej przewodności diody, a więc w zakresie od ~ 50 do ~ 250 mV, jest stosunkowo niewielka, dochodząca do 10%. Wartości tej pojemności są rzędu kilku pF przy przewodnościach rzędu $-0{,}01$ S.

Oporność R i indukcyjność L określone są wymiarami geometrycznymi kontaktów diody i właściwościami materiału półprzewodnika. Dla typowej diody germanowej wartości elementów schematu zastępczego są następujące [6]:

$$R = 1\,\Omega, \quad L = 3\,\text{nH}, \quad G_{max} = -0{,}01\,\text{S}, \quad C = 4\,\text{pF}.$$

Na podstawie przyjętego schematu zastępczego możemy określić impedancję występującą na zaciskach diody

$$\hat{Z} = j\omega L + \frac{1}{j\omega C + G} + R, \tag{2}$$

co możemy przepisać w postaci

$$\hat{Z} = \frac{R\omega^2 C^2 \cdot \frac{1}{G^2} + \frac{1}{G} + R}{\omega^2 C^2 \cdot \frac{1}{G^2} + 1} + j\frac{\omega^3 L C^2 \frac{1}{G^2} + \omega L - \omega C \frac{1}{G^2}}{\omega^2 C^2 \frac{1}{G^2} 2 + 1}. \tag{3}$$

Przez porównanie do zera części rzeczywistej możemy wyznaczyć częstotliwość, przy której oporność rzeczywista staje się równa zeru, a więc maksymalna częstotliwość oporności ujemnej f_{max}

$$f_{max} = |G| \frac{\sqrt{\frac{1}{R|G|} - 1}}{2\pi G}. \tag{4}$$

Przez przyrównanie do zera części urojonej równania (3) możemy wyznaczyć częstotliwość rezonansu własnego diody

$$f_r = |G| \frac{\sqrt{\frac{C}{G^2 L} - 1}}{2\pi C}. \tag{5}$$

Mniejsza z tych częstotliwości wyznacza graniczną częstotliwość pracy diody. Dla diody o parametrach poprzednio podanych częstotliwości te przyjmują następujące wartości:

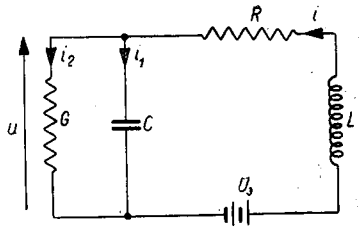
$$f_{max} = 4{,}0\,G\,\text{Hz}, \qquad f_r = 1{,}4\,G\,\text{Hz}.$$

W tym przypadku, gdy maksymalna częstotliwość ujemnej przewodności jest większa od częstotliwości rezonansu własnego, to znaczy gdy $\frac{|G|}{R} > \frac{C}{L}$, występuje możliwość powstania oscylacji własnych diody przy zwarciu jej dla wielkich częstotliwości.

3. ANALIZA PROSTEGO OBWODU Z DIODĄ TUNELOWĄ

Załóżmy najprostszy układ z diodą tunelową przedstawiony na rys. 4. Układ ten co prawda różni się od typowego układu wzmacniacza czy generatora z diodą tunelową, lecz prostota tego układu czyni analizę jego bardzo łatwą i przejrzystą. Dyskusja właściwości tego układu dostarcza wyników, które w prosty sposób można przenieść na układy

innego typu. Elementy układu przedstawionego na rys. 4 mogą reprezentować sobą elementy schematu zastępczego samej diody lub mogą się na nie składać również dodatkowe elementy obwodu zewnętrznego, jak dodatkowa indukcyjność i oporność. W układzie tym, w zależności



Rys. 4. Prosty obwód z diodą tunelową

od doboru wartości parametrów R i L i od wartości napięcia zasilającego U_s, które decyduje o wartości przewodności diody G, można uzyskać dowolny rodzaj pracy diody, a więc wzmacnianie lub generacje drgań sinusoidalnych, lub też układ relaksacyjny dwustabilny lub astabilny. W celu wyznaczenia poszczególnych zakresów pracy układu posłużymy się analizą klasyczną, zakładając liniowość elementów występujących na schemacie. Dla obwodu tego, według oznaczeń przyjętych na schemacie, możemy zapisać następujące równania:

$$R \cdot i = L\frac{di}{dt} + u = U_s, \tag{6}$$

$$i_1 = C\frac{du}{dt}, \tag{7}$$

$$i_2 = G \cdot u, \tag{8}$$

$$i_2 + i_2 = i. \tag{9}$$

Różniczkując równania (7) i (8) względem czasu, otrzymamy

$$\frac{di_1}{dt} = C\frac{d^2u}{dt^2} \tag{10}$$

i

$$\frac{di_2}{dt} = G\frac{du}{dt}, \tag{11}$$

Podstawiając równania (7), (8), (9), (10), (11) do równania (6) otrzymamy ostateczne równanie różniczkowe obwodu

$$LC\frac{d^2u}{dt^2} + (LG + RC)\frac{du}{dt} + (RG + 1)u = U_s. \tag{12}$$

Wprowadzając następujące oznaczenia:

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{L\,C}} \quad \text{— pulsacja rezonansowa obwodu bezstratnego,} \tag{13}$$

$$X = \frac{G}{\omega_o C} \quad \text{— odwrotność dobroci gałęzi pojemnościowej dla pulsacji } \omega_o, \tag{14}$$

$$Y = \omega_o R C \quad \text{— odwrotność dobroci gałęzi indukcyjnej dla pulsacji } \omega_o, \tag{15}$$

równanie (12) można sprowadzić do postaci

$$\frac{1}{\omega_o^2} \cdot \frac{d^2u}{dt^2} + \frac{1}{\omega_o}(X+Y)\frac{du}{dt} + (X\,Y+1)\,u = \bar{U}_s. \tag{16}$$

Rozwiązanie tego równania jest w postaci

$$\mu = A\exp(\alpha_1\,\omega_o\,t) + B\exp(\alpha_2\,\omega_o\,t) + D, \tag{17}$$

gdzie

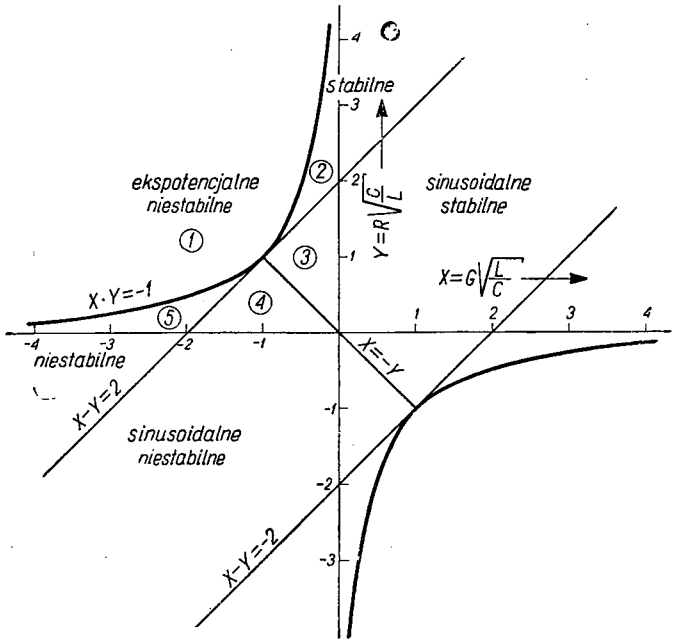
$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2}\left[-(X+Y) \pm \sqrt{(X-Y)^2-4}\right], \tag{18}$$

zaś A, B i D są stałe i określone przez warunki początkowe.

Dla obwodu tego można też zapisać równanie różniczkowe o podobnej postaci, określające prąd w obwodzie zamiast napięcia. Przewodność ujemna diody tunelowej jest jednak przewodnością uzależnioną napięciowo, wygodniej więc jest wybrać jako zmienną napięcie nie zaś prąd. Charakter napięcia u występującego na przewodności diody określony jest wg równania (17) wartością współczynników α_1 i α_2 opisanych równaniem (18). Na płaszczyźnie X i Y można wyznaczyć obszary, w których występują określone rodzaje drgań.

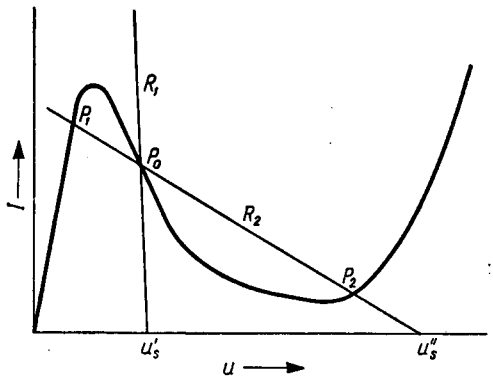
W ogólnym przypadku X i Y mogą przyjmować dowolne wartości dodatnie i ujemne. W naszym przypadku interesować nas będzie jedynie druga ćwiartka wykresu przedstawionego na rys. 5, to znaczy zakres ujemnych wartości przewodności G i dodatnich wartości oporności R.

Warunkiem występowania w obwodzie drgań sinusoidalnych jest $(X-Y)^2 - 4 < 0$. Tak więc obszar, w którym występują drgania sinusoidalne, oddzielają od obszaru drgań ekspotencjalnych proste o równaniach $X - Y = 2$ i $X - Y = -2$. W obszarze drgań sinusoidalnych prosta o równaniu $X + Y = 0$ oddziela obszar drgań tłumionych od obszaru drgań narastających. Równanie $X + Y = 0$ jest równoważne równaniu $R_d = -\frac{1}{G}$, gdzie $R_d = \frac{L}{RC}$ jest opornością dynamiczną obwodu RLC. W przypadku $R_d < -\frac{1}{G}$ zachodzi stabilna praca układu jako wzmacniacza drgań sinusoidalnych, natomiast przy $R_d > -\frac{1}{G}$ mamy do czynienia z układem generacyjnym. W zakresie drgań ekspo-



Rys. 5. Zakresy stabilnej i niestabilnej pracy układu z rys. 4 na płaszczyźnie X, Y

tencjalnych, zakres stabilny jest oddzielony od zakresu niestabilnego hiperbolą o równaniu $XY = -1$. Równanie to jest równoważne równaniu $R = -\frac{1}{G}$. W przypadku $R > -\frac{1}{G}$ układ jest niestabilny.

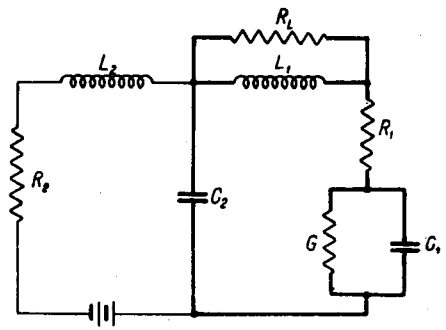


Rys. 6. Charakterystyka diody tunelowej z zaznaczeniem stabilnych punktów pracy przy różnych wartościach oporności R

Jak widać z powyższej analizy, układ może być niestabilny zarówno przy dużych, jak i przy małych wartościach R w stosunku do $\frac{1}{|G|}$. W przy-

padku $R > -\frac{1}{G}$ mamy do czynienia z układem przerzutnikowym, dwustabilnym (na rys. 6 stan ten reprezentuje prosta oporności R_2), w układzie ustala się jeden z dwóch stanów stabilnych (punkty P_1 i P_2 na rys. 6). W przypadku $R < -\frac{1}{G}$ właściwości układu zależą od wartości stosunku $\frac{C}{L}$. Przy wartościach stosunku $\frac{C}{L}$ większych od $-RG$ układ jest stabilny. Przy dużych wartościach stosunku $\frac{C}{L}$ (obszar 2) układ jest aperiodyczny, natomiast przy mniejszych (obszar 3) ma charakter oscylacyjny. Ten zakres pracy odpowiada układowi wzmacniacza drgań sinusoidalnych. Dla wartości stosunku $\frac{C}{L}$ mniejszych od $-RG$ układ jest układem generacyjnym. W obszarze 4 występują drgania sinusoidalne, zaś w obszarze 5 mamy do czynienia z drganiami relaksacyjnymi.

Przejdźmy teraz do praktycznego układu wzmacniacza czy generatora. Schemat takiego układu jest przedstawiony na rys. 7. W układzie tym możemy wydzielić obwód wielkiej częstotliwości i obwód małej częstotliwości, czyli obwód zasilania. Obwód wielkiej częstotliwości zaznaczono na schemacie grubą linią. Pojemność C_2 jest zastosowana w celu zwarcia obwodu zasilania dla prądów wielkiej częstotliwości, w związku z czym wartość jej powinna być dostatecznie duża. Oporność R_2 i indukcyjność L_2 są opornością i indukcyjnością baterii i doprowadzeń. Indukcyjność L_1 jest przede wszystkim indukcyjnością obwodu, w którą wchodzą także indukcyjności rozproszone. Oporność R_L reprezentuje sobą oporność obciążenia i oporność wewnętrzną źródła wielkiej częstotliwości, a także oporność cewki L_1. Oporność R_1 jest opornością kontaktów i doprowadzeń diody. G — jest ujemną przewodnością diody, zaś C_1 — jest pojemnością złącza diody.



Rys. 7. Schemat wzmacniacza wielkiej częstotliwości z obwodem zasilania

Rozpatrzmy na wstępie obwód zasilania — obwód małej częstotliwości i warunki jego stabilności. W zakresie małych częstotliwości możemy indukcyjność L_1 traktować jako zwarcie, a także możemy pominąć R_1, gdyż jest to mała oporność, rzędu 1Ω, a więc znacznie mniejsza niż $-\frac{1}{G}$. Przy tych założeniach otrzymamy schemat zastępczy o postaci jak na rys. 8a. Układ ten jest identyczny z układem z rys. 4, a więc warunki stabilności dla tego układu są takie same jak dla układu poprzednio rozpatrywanego. W celu zapewnienia stabilnego zasilania muszą więc być spełnione następujące dwa warunki:

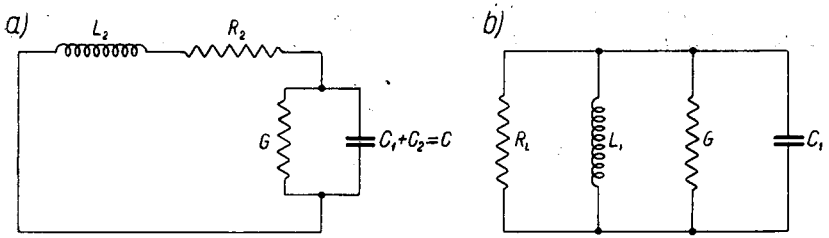
$$R_2 < -\frac{1}{G} \tag{19}$$

i

$$\frac{C}{L_2} > -R_2 G. \tag{20}$$

Pierwszy warunek można spełnić przez dobór dostatecznie małej wartości oporności wewnętrznej baterii prądu stałego. Drugi warunek jest prosty do zrealizowania przez dobór dostatecznie dużej pojemności C_2.

W schemacie zastępczym dla wielkiej częstotliwości pojemność C_2 możemy traktować jako zwarcie i możemy tak jak poprzednio pominąć oporność R_1. Otrzymamy wówczas schemat zastępczy o postaci jak na



Rys. 8. Schemat zastępczy dla małych i wielkich częstotliwości układu z rys. 7

rys. 8b. Dla tego schematu warunki stabilności możemy sformułować w nieco odmienny sposób, jest to bowiem prosty równoległy obwód rezonansowy. Obwód ten jest stabilny, gdy całkowita równoległa przewodność jest dodatnia:

$$R_L < -\frac{1}{G}. \tag{21}$$

W przypadku gdy przewodność całkowita $R_L + \frac{1}{G}$ jest ujemna, występuje generacja drgań sinusoidalnych lub relaksacyjnych w zależności od wartości dobroci wypadkowej obwodu. Warunkiem drgań sinusoidal-

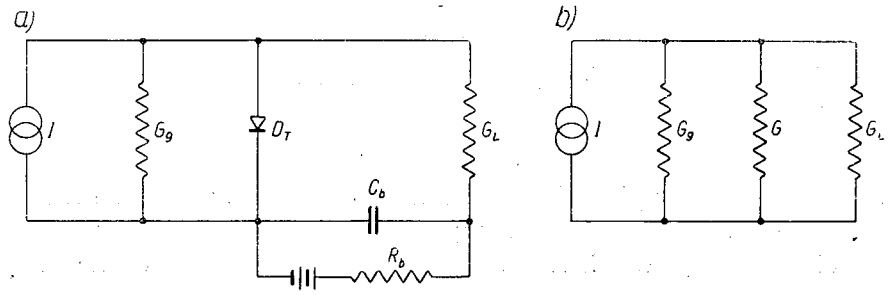
nych jest

$$|Q| = \left| \frac{1}{\omega_0 L \left(G + \frac{1}{R} \right)} \right| > \frac{1}{2}. \tag{22}$$

W przypadku dobroci układu $|Q| < \frac{1}{2}$ mamy do czynienia z obwodem aperiodycznym, przy czym — o ile ta dobroć jest ujemna — obwód jest niestabilny.

4. WZMACNIACZ OPOROWY

Rozpatrzmy na wstępie układ prostego wzmacniacza oporowego, którego schemat jest przedstawiony na rys. 9a. Początkowo pominiemy elementy pasożytnicze diody, uwzględniając tylko jej przewodność ujemną, którą oznaczymy G, i wtedy otrzymamy schemat zastępczy jak



Rys. 9. Wzmacniacz oporowy z diodą tunelową i jego schemat zastępczy

na rys. 9b. Wzmocnienie mocy określamy jako stosunek mocy wydzielonej w obciążeniu do mocy dysponowanej źródła. Moc dysponowana źródła, to znaczy moc, jakiej może dostarczyć źródło w przypadku dopasowania, wynosi

$$P_d = \frac{I^2}{4 G_g}. \tag{23}$$

Moc otrzymywana w układzie jest równa

$$P = \frac{I^2 \cdot G_L}{(G_L + G_g + G)^2}. \tag{24}$$

Stąd wyznaczamy wzmocnienie mocy

$$k_p = \frac{P}{P_d} = \frac{4 G_L \cdot G_g}{(G_L + G_g + G)^2}. \tag{25}$$

Z równania tego wynika, że wzmocnienie mocy w takim samym stopniu zależy od przewodności obciążenia G_L jak i od przewodności wewnętrznej źródła G_g. Wzmocnienie to dąży do nieskończoności, układ staje się

niestabilny, gdy

$$G_g + G_L = |G|. \tag{26}$$

Na podstawie równania (25) możemy określić warunki maksymalnego wzmocnienia mocy przy zadanych wartościach przewodności źródła G_g i ujemnej przewodności diody G. Maksimum to występuje, gdy przewodność obciążenia G_L jest równa

$$G_L = G_g + G \tag{27}$$

i wzmocnienie mocy wynosi wtedy

$$k_{pmax} = \frac{G_g}{G_g + G}. \tag{28}$$

Warunek (27) jest naturalnie słuszny tylko w przypadku, gdy

$$G_g > |G|,$$

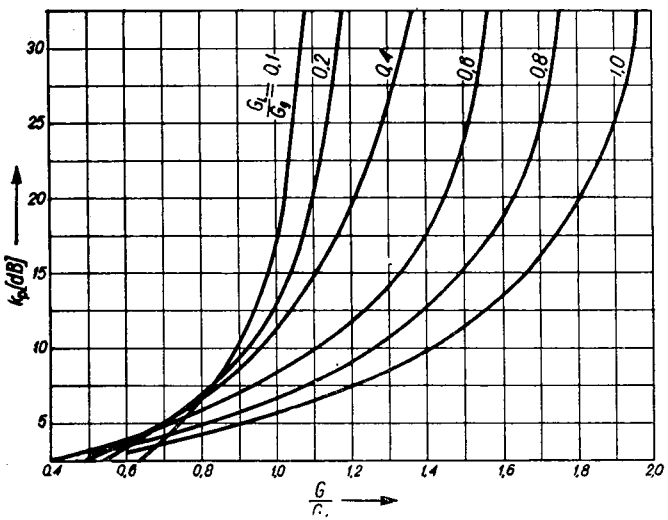
to znaczy, że przewodność wewnętrzna źródła jest tak duża, że niemożliwe jest wzbudzenie się układu. W przeciwnym przypadku, to znaczy gdy

$$G_g < |G|,$$

wzmocnienie układu może być nieograniczone. Układ staje się niestabilny, gdy

$$G_g + G_L < |G|. \tag{29}$$

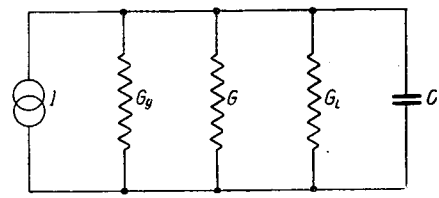
Na podstawie powyższych zależności nasuwa się wniosek, że im większa jest ujemna przewodność diody G, tym łatwiej jest uzyskać duże wzmocnienie mocy w układzie. Na rys. 10 są przedstawione krzywe



Rys. 10. Zależność wzmocnienia mocy k_p wzmacniacza oporowego od $\frac{|G|}{G_g}$ przy parametrze $\frac{G_L}{G_g}$

obrazujące zależność wzmocnienia określonego równaniem (25) od stosunku $\frac{|G|}{G_g}$ przy parametrze $\frac{G_L}{G_g}$. Charakterystyki te obrazują wyżej rozpatrzone zależności. Dla przypadku, gdy $\frac{|G|}{G_g} < 1$, układ jest zawsze stabilny, niezależnie od wartości przewodności G_L. Natomiast w przypadku gdy $\frac{|G|}{G_g} > 1$, układ może być niestabilny. Na podstawie tych charakterystyk łatwo możemy stwierdzić, że im mniejszy jest stosunek $\frac{G_L}{G_g}$ przy danym wzmocnieniu, tym bardziej krytyczne są warunki stabilności. I tak np. dla wzmocnienia równego 20 dB przy stosunku $\frac{G_L}{G_g} = 1$ dopiero 10-procentowa zmiana G doprowadza układ do wzbudzenia, natomiast przy stosunku $\frac{G_L}{G_g} = 0{,}1$ i przy poprzednim wzmocnieniu, już 6-procentowa zmiana G doprowadza układ do wzbudzenia.

Rozpatrzmy teraz układ z uwzględnieniem pojemności złącza diody i pojemności pasożytniczych, bocznikujących elementy układu. W tym



Rys. 11. Schemat zastępczy wzmacniacza oporowego z uwzględnieniem pojemności pasożytniczych

przypadku schemat zastępczy wzmacniacza ma postać jak na rys. 11. Wzmocnienie mocy dla tego układu wyraża się zależnością

$$k_p = \frac{4 G_L G_g}{(G_g + G_L + G)^2 + \omega^2 C^2}. \tag{30}$$

Z równania tego wynika, że wzmocnienie maleje ze wzrostem częstotliwości, jest to więc układ dolnoprzepustowy. Częstotliwość graniczna układu f_g, dla której wzmocnienie maleje o 3 dB w stosunku do wzmocnienia maksymalnego, wynosi

$$f_g = \frac{G_L + G_g + G}{2\pi C}. \tag{31}$$

Na podstawie równań (25) i (31) możemy wyznaczyć wartość iloczynu $\sqrt{k_p} \cdot f_g$,

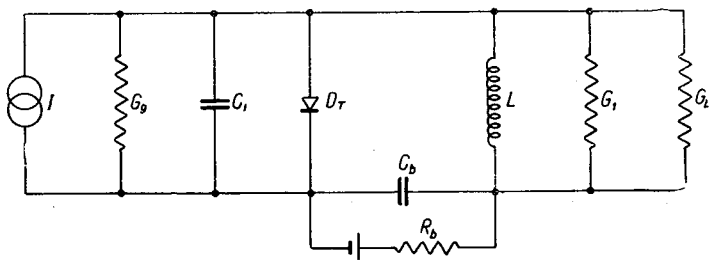
$$\sqrt{k_p} \cdot f_g = \frac{\sqrt{G_L G_g}}{\pi C}. \tag{32}$$

Wartość tego iloczynu dla danego schematu wzmacniacza, jak widać z powyższego równania, jest niezależna od wartości ujemnej przewodności diody G i jest odwrotnie proporcjonalna do pojemności C. Iloczynu tego nie możemy jednak traktować jako parametru charakteryzującego właściwości układu czy diody tunelowej, gdyż nie jest on niezmiennikiem układu niezależnym od wzmocnienia i elementów układu. Z równania (32) wynika, że ze wzrostem przewodności G_L i G_g rośnie ten współczynnik, lecz towarzyszy temu malenie wzmocnienia wg równania (25). Na podstawie równań (25) i (31) można określić, że przy założonej szerokości pasma maksimum wzmocnienia występuje przy

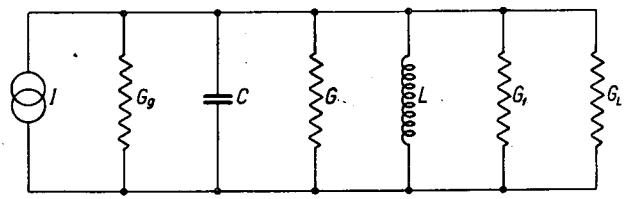
$$G_L = G_g. \tag{33}$$

5. WZMACNIACZE REZONANSOWE

Na rys. 12 jest przedstawiony schemat rezonansowego wzmacniacza wielkiej częstotliwości. Schemat zastępczy tego wzmacniacza, przy przyjęciu schematu zastępczego diody składającego się jedynie z ujemnej przewodności G i pojemności bocznikującej diody C_d, ma postać jak na



Rys. 12. Schemat wzmacniacza wielkiej częstotliwości



Rys. 13. Schemat zastępczy wzmacniacza wielkiej częstotliwości z rys. 12

rys. 13, gdzie G_1 jest przewodnością strat cewki L, a C — sumą pojemności C_1 i C_d. Wzmocnienie mocy dla tego układu wyraża się zależnością

$$k_p = \frac{4\,G_L \cdot G_g}{(G_L + G_g + G_1 + G)^2 + \left(\omega C - \dfrac{1}{\omega L}\right)^2}. \tag{34}$$

Dla częstotliwości rezonansowej

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{35}$$

wzmocnienie mocy osiąga maksimum i wynosi

$$k_{p_o} = \frac{4 G_g G_L}{(G_L + G_g + G_1 + G)^2}. \tag{36}$$

W przypadku gdy przewodność strat G_1 jest dostatecznie mała, rezonansowe wzmocnienie mocy wyraża się zależnością

$$k_{p_o} \approx \frac{4 G_L G_g}{(G_L + G_g + G)^2}. \tag{37}$$

Zależność ta jest taka sama jak równanie (25). Szerokość przenoszonego pasma częstotliwości przy spadku zwmocnienia o 3 dB na podstawie równania (34) możemy wyznaczyć z zależności

$$(G_L + G_g + G)^2 = \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2, \tag{38}$$

skąd otrzymamy

$$2\Delta f = \frac{G_L + G_g + G}{2\pi C}. \tag{39}$$

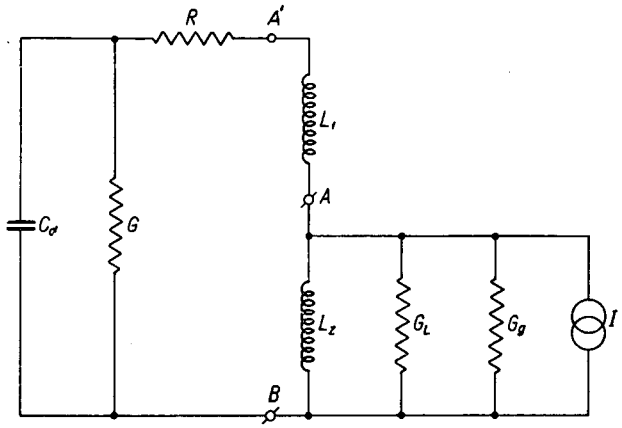
Na podstawie równań (37) i (39) wyznaczamy iloczyn $\sqrt{k_p} \cdot 2\Delta f$:

$$\sqrt{k_p} \cdot 2\Delta f = \frac{\sqrt{G_L G_g}}{\pi C}. \tag{40}$$

Zależności (39) i (40) są takie same jak zależności (31) i (32). Właściwości wzmacniacza rezonansowego są więc pod względem wzmocnienia mocy i szerokości pasma częstotliwości takie same jak wzmacniacza oporowego.

W dotychczasowych rozważaniach nie uwzględniliśmy oporności szeregowej strat diody R i indukcyjność doprowadzeń L_1. Wielkości te mają zasadniczy wpływ w zakresie wielkich częstotliwości, bliskich częstotliwościom, przy których wpływ oporności szeregowej strat R powoduje zmniejszenie przewodności ujemnej $-G$, tak że przy częstotliwości f_{max} określonej równaniem (4) przewodność ta staje się równa zeru lub też przy częstotliwościach bliskich częstotliwości rezonansu własnego f_r jest określona równaniem (5). Zwykle częstotliwość f_r jest mniejsza od f_{max} i wpływ indukcyjności doprowadzeń jest groźniejszy niż wpływ oporności strat R. W zakresie częstotliwości bliskich tym częstotliwościom indukcyjność zewnętrznego obwodu L_2 jest porównywalna z indukcyjnością doprowadzeń diody, a pojemnością obwodu jest jedynie

pojemność diody. W tym przypadku schemat zastępczy wzmacniacza możemy przedstawić w postaci jak na rys. 14.



Rys. 14. Schemat zastępczy wzmacniacza wielkiej częstotliwości z uwzględnieniem elementów schematu zastępczego diody tunelowej (AB — zaciski diody tunelowej)

Rozpatrzymy na wstępie admitancję widzianą z zacisków $A'B$ w kierunku ujemnej przewodności.

$$\hat{Y}_{A'B} = \frac{\frac{1}{R}\ (j\omega C_d + G)}{\frac{1}{R} + G + j\omega C_d} = \frac{1}{R}\,\frac{\omega^2 C_d^2 + G\left(\frac{1}{R} + G\right)}{\left(\frac{1}{R} + G\right)^2 + \omega^2 C_d^2} + j\frac{1}{R^2}\,\frac{\omega C_d}{\left(\frac{1}{R} + G\right)^2 + \omega^2 C_d^2} \tag{41}$$

Wyrażenie to możemy znacznie uprościć, jeżeli uwzględnimy, że przewodność $\frac{1}{R}$ jest znacznie większa od przewodności $|G|$, co ma miejsce w przypadku obecnie stosowanych diod tunelowych, dla których, jak to już było poprzednio podane, wielkości te mają zwykle następujące wartości:

$$R = 1\,\Omega, \qquad -G = \frac{1}{100}\,\frac{1}{\Omega}.$$

Tak więc uwzględniając, że $\frac{1}{R} \gg |G|$, możemy pominąć $|G|$ wobec $\frac{1}{R}$ i wtedy otrzymamy

$$\hat{Y}_{A'B} \approx \frac{1}{R} \cdot \frac{\omega^2 C_d^2 + \frac{G}{R}}{\frac{1}{R^2} + \omega^2 C_d^2} + j\frac{1}{R^2} \cdot \frac{\omega C_d}{\frac{1}{R^2} + \omega^2 C_d^2} = G' + j\omega C'. \tag{42}$$

Stąd możemy wyznaczyć zastępczą przewodność i pojemność

$$G' = \frac{+G + \omega^2 C_d^2 R}{1 + \omega^2 C_d^2 R^2}, \tag{43}$$

$$C' = \frac{C_d}{1 + \omega^2 C_d^2 R^2}. \tag{44}$$

Na podstawie równania (43) wyznaczmy częstotliwość, przy której przewodność G' staje się równa zeru

$$f_{max} = \frac{\sqrt{\frac{|G|}{R}}}{2\pi C_d} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{|G|}{C_d} \cdot \frac{1}{R C_d}}. \tag{45}$$

Ten sam wynik można otrzymać z równania (4) przy wprowadzeniu założenia $\frac{1}{R} \gg |G|$. Jak widać z powyższego równania, częstotliwość f_{max} jest średnią geometryczną odwrotności stałych czasowych $\frac{C_d}{|G|}$ i RC_d. Ponieważ stała czasowa $\frac{C_d}{|G|}$ jest przeciętnie 100 razy większa od stałej czasowej RC_d, więc dla częstotliwości nie większych od częstotliwości maksymalnej określonej równaniem (45) słuszna jest nierówność

$$1 \geqslant \omega^2 C_d^2 \cdot R^2.$$

Na podstawie powyższej nierówności równania (43) i (44) możemy zapisać w następującej uproszczonej postaci

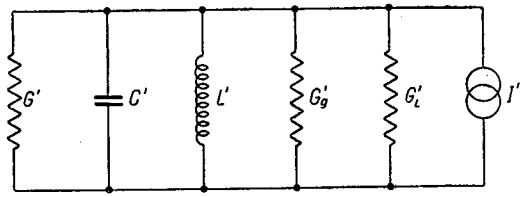
$$G' \approx G + \omega^2 C_d^2 \cdot R, \tag{46}$$

$$C' \approx C_d. \tag{47}$$

Tak więc admitancję $\hat{Y}_{A'B}$ możemy przedstawić jako równoległe połączenie pojemności C' i przewodności G. Pojemność C' jest w przybliżeniu równa pojemności diody C_d, natomiast przewodność G' różni się od ujemnej przewodności diody G i jest zależna od częstotliwości.

W podobny sposób admitancję widzianą z tych samych punktów $A'B$ w kierunku przewodności obciążenia i generatora możemy przedstawić w postaci równoległego połączenia indukcyjnego L' i przewodności G'_L i G'_g. Schemat zastępczy wzmacniacza otrzymamy wtedy w postaci równoległego obwodu rezonansowego (rys. 15). Poszczególne elementy tego schematu określone są poniższymi zależnościami

$$L' = L_1 + \frac{L_2}{\frac{1}{Q^2}(1-p) + 1}, \tag{48}$$



Rys. 15. Przekształcony schemat z rys. 14

$$G'_L = \frac{p^2 G_L}{\frac{1}{Q^2}(1-p)^2 + p}, \tag{49}$$

$$G'_g = \frac{p^2 G_g}{\frac{1}{Q^2}(1-p)^2 + 1}, \tag{50}$$

$$I' = I \frac{p\left[1 - j\frac{1}{Q}(1-p\right]}{\frac{1}{Q^2} - 1} \tag{51}$$

gdzie

$$Q = \frac{1}{\omega L_2 (G_L + G_g)} \tag{52}$$

jest dobrocią obwodu zewnętrznego,

i

$$p = \frac{L_2}{L_1 + L_2}. \tag{53}$$

W przypadku gdy dobroć Q jest znacznie większa od jedności, dzielnik indukcyjny L_1, L_2 można traktować jako transformator o przekładni p i równania (48), (49), (50), (51) można sprowadzić do następującej przybliżonej postaci:

$$L' = L_1 + L_2, \tag{54}$$

$$G'_L = p^2 G_L, \tag{55}$$

$$G'_g = p^2 G_g, \tag{56}$$

$$I' = p I. \tag{57}$$

Wzmocnienie mocy układu przy uwzględnieniu poprzedniego założenia, że $Q \gg 1$, dla częstotliwości rezonansowej

$$f_o = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_d (L_1 + L_2)}}. \tag{58}$$

jest określone następującym równaniem

$$k_{po} = \frac{4 G_L G_g}{\left(G_g + G_L + \frac{1}{p^2} G'\right)^2}. \tag{59}$$

Na podstawie równań (58) i (59) możemy stwierdzić, że indukcyjność doprowadzeń diody L_1 powoduje zmniejszenie częstotliwości rezonansowej obwodu i jednocześnie powoduje zwiększenie wzmocnienia mocy przez zwiększenie ujemnej przewodności w stosunku $\frac{1}{p^2}$. Oporność doprowadzeń R wpływa jedynie na zmniejszenie ujemnej przewodności diody wg równania (46).

6. WSPÓŁCZYNNIK SZUMÓW WZMACNIACZA REZONANSOWEGO

W diodzie tunelowej w zakresie napięć, przy których występuje przewodność ujemna, głównym źródłem szumów są szumy śrutowe diody [4], [6], [7]. Szumy efektu śrutowego określa następująca zależność:

$$\bar{i}_e^2 = 2\,e\,I_o\,\Delta f; \tag{60}$$

możemy je również scharakteryzować przewodnością zastępczą szumów G_e równą

$$G_e = \frac{e\,I_o}{2\,k\,F}, \tag{61}$$

gdzie:

e — ładunek elektronu,
I_o — składowa stała prądu diody,
k — stała Boltzmana,
T — temperatura otoczenia.

Dodatkowym źródłem szumów jest jeszcze oporność szeregowa diody R, której szumy są określone wzorem:

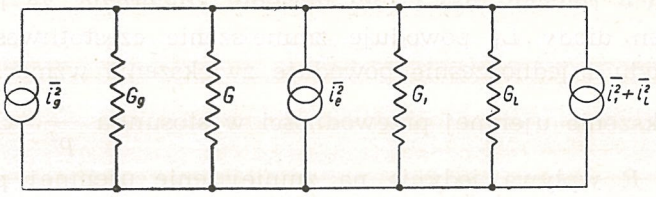
$$\overline{U\,R^2} = 4\,k\,T\,R\,\Delta f. \tag{62}$$

Szumy te jednak możemy pominąć w porównaniu z szumami śrutowymi diody.

Dla wzmacniacza rezonansowego o schemacie zastępczym jak na rys. 13 możemy utworzyć szumowy schemat zastępczy w postaci jak na rys. 16. Współczynnik szumów wzmacniacza F definiujemy jako stosunek mocy szumów występującej w przewodności obciążenia do mocy szumów, jaka by wystąpiła w obciążeniu, gdyby jedynym źródłem szumów we wzmacniaczu były szumy generatora.

Moc szumów występująca w przewodności obciążenia G_L, w układzie z rys. 16, wyraża się równaniem

$$P_{sz} = \frac{(\bar{i}_g^2 + \bar{i}_e^2 + \bar{i}_1^2 + \bar{i}_L^2)\,G_L}{(G_L + G_g + G_1 + G)^2}. \tag{63}$$



Rys. 16. Szumowy schemat zastępczy wzmacniacza wielkiej częstotliwości

Moc szumów pochodząca jedynie od szumów generatora jest określona równaniem

$$P'_{sz} = \frac{\bar{i}_g^2 G_L}{(G_L + G_g + G_1 + G)^2}. \tag{64}$$

Stąd możemy wyznaczyć współczynnik szumów

$$F = \frac{P_{sz}}{P'_{sz}} = 1 + \frac{\bar{i}_e^2 + \bar{i}_1^2 + \bar{i}_L^2}{\bar{i}_g^2}. \tag{65}$$

Poszczególne szumy możemy określić za pośrednictwem przewodności

$$\bar{i}_e^2 = 4kT \cdot G_e \Delta f,$$
$$\bar{i}_1^2 = 4kT \cdot G_1 \Delta f,$$
$$\bar{i}_L^2 = 4kT \cdot G_L \Delta f,$$
$$\bar{i}_g^2 = 4kT_o \cdot G_g \Delta f,$$

gdzie

T_o — temperatura zastępcza generatora.

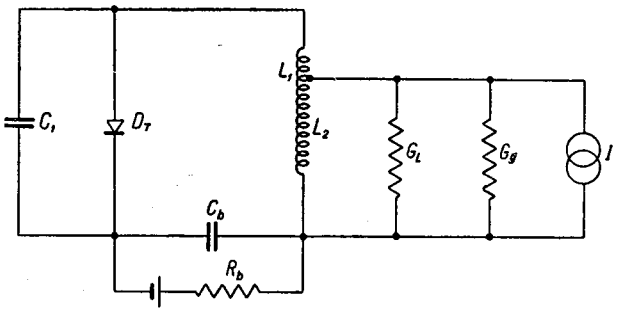
Uwzględniając powyższe zależności otrzymamy następujące wyrażenie określające współczynnik szumów wzmacniacza

$$F = 1 + \frac{T}{T_o}\left(\frac{G_e}{G_g} + \frac{G_1}{G_g} + \frac{G_L}{G_g}\right). \tag{66}$$

Z równania tego wynika, że zmniejszenie współczynnika szumów można uzyskać przez zmniejszenie przewodności G_e i przez zmniejszenie stosunku $\frac{G_L}{G_g}$. Przewodność G_e, według równania (61), możemy zmniejszyć zmniejszając składową stałą prądu diody. Jednakże zmniejszaniu I_o towarzyszy malenie ujemnej przewodności diody, co wpływa na zmniejszenie wzmocnienia mocy wzmacniacza. Natomiast ze zmniejszaniem stosunku $\frac{G_L}{G_g}$ maleje stabilność wzmocnienia. Współczynnik szumów wzmacniacza z diodą tunelową można uzyskać w granicach $2 \div 4$ dB.

7. PRZYKŁAD WZMACNIACZA

Dla lepszego zobrazowania właściwości wzmacniacza z diodą tunelową w tablicy 1 podano parametry wzmacniacza zrealizowanego wg schematu przedstawionego na rys. 17 [11]. Częstotliwość rezonansowa obwodu wynosiła $f_o = 30$ MHz, pojemność obwodu $C_1 = 40$ pF, przewodność generatora $G_g = 0{,}02$ i kwadrat przekładni $p^2 = \left(\frac{L_1}{L_2}\right) = 7{,}65$.



Rys. 17. Wzmacniacz wielkiej częstotliwości

Tablica 1

Parametry wzmacniacza wielkiej częstotliwości z rys. 17

I_o	$-G$	G_L	k_p		$2\Delta f$		F	
μA	$\frac{1}{\Omega}$	$\frac{1}{\Omega}$	dB		MHz		dB	
			pomiar	oblicz.	pomiar	oblicz.	pomiar	oblicz.
250	$\frac{1}{375}$	$\frac{1}{1000}$	26	23	0,20	0,30	4,5	4,7
300	$\frac{1}{310}$	$\frac{1}{200}$	40	36	0,19	0,16	6,3	4,5
350	$\frac{1}{200}$	$\frac{1}{50}$	27	26	0,80	1,05	8,0	6,8

Wartości wzmocnienia mocy k_p, szerokości pasma $2\Delta f$ i współczynnika szumów F obliczono na podstawie zależności (36), (39) i (66) po przetransformowaniu przewodności ujemnej diody i zastępczej przewodności szumów śrutowych G_e przez kwadrat przekładni p, wg zależności

$$G' = p^2 G \quad \text{i} \quad G'_e = p^2 G_e .$$

Jak wynika z powyższego zestawienia, wyniki doświadczalne dość dobrze pokrywają się z obliczeniami teoretycznymi. Układ ten charakteryzuje się stosunkowo dużym współczynnikiem szumów ze względu na zastosowanie diody o stosunkowo małej ujemnej przewodności $-G$.

Politechnika Warszawska
Katedra Podstaw Telekomunikacji

WYKAZ LITERATURY

1. Hull A. W.: Description of the Dynatron. — PIRE t. 6, luty 1918, str. 5.
2. Herold E. W.: Negative Resistance and Devices for Obtaining It. — PIRE, t. 23, październik 1935, str. 1201.
3. Esaki L.: New Fenomenon in Narrow Ge PN Junctions. — Phys. Rev. t. 109, styczeń 1958, str. 603.
4. Hall R. N.: Tunnel Diodes. — IRE Transactions on Electron Devices, Nr 1, styczeń, 1960, str. 1.
5. Sommers H. S.: Tunnel Diodes as High-Frequency Devices. — PIRE, t. 47, czerwiec 1959, str. 1201.
6. Tiemann J. J.: Tunnel Diodes and Their Use as Multifunctional Circuit Elements. — International Solid-State Circuits Conference, luty 1960.
7. Esaki L.: Fundamentals of Esaki Tunnel Diode in Circuit Applications. — URSI, XII General Assembly, London, 1960.
8. Hines M. E.: High-Frequency Circuit Principles for Esaki Diode Applications. — The Bell System Technical Journal, t. 39, maj 1960, str. 477.
9. Schultz J. B., Yin H. B.: Negative-Resistance Amplifier Design. — Electronics, maj 27, 1960.
10. Murray R. P.: Biasing Methods for Tunnel Diodes. — Electronics, lipiec 3, 1960.
11. Chang K. K. N.: Low-Noise Tunnel Diode Amplifier. — PIRE, t. 41, czerwiec 1959, str. 1262.
12. Chang K. K. N.: The Optimum Noise Performance of Tunnel Diode Amplifiers. — PIRE, czerwiec 1960.
13. Lesk I. A.: The Tunnel Diode Circuits and Application. — Electronics, wrzesień 27, 1959.
14. Sard E. W.: Tunnel (Esaki) Diode Amplifiers with Unusually Large Bandwidths. — PIRE, marzec 1960.
15. Sasso Lo: Tunnel Diode as an Interstage Gain Device. — PIRE, kwiecień 1960.
16. Hines M. E.: Microwave Amplifiers Uses Tunnel Diodes. — Electronics, marzec 25, 1960.

Я. МАРКОВСКИ

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С ТУННЕЛЬНЫМИ ДИОДАМИ

Резюме

Туннельный диод является новым элементом, обладающим отрицательным сопротивлением, который может быть использован для усиления электрических сигналов. Свойства туннельного диода дают возможность осуществления усилителей работающих в диапазоне частот до тысяч мггц. Одновремённо эти усилители обладают весьма низким коэффициентом шумов. В статье приведена эквивалентная схема диода и приведены её характеристические параметры. Далее приведен анализ цепи с отрицательным сопротивлением и условия стабильной работы такой цепи. В следующей части произведён анализ нескольких

усилительных схем с туннельным диодом из точки зрения максимального усиления мощности и максимальной ширины полосы, а также минимального коэффициента шумов.

J. MARKOWSKI

AMPLIFIERS OF HIGH AMPLITUDE WITH TUNNEL DIODES

Summary

A tunnel diode is a new element having a negative resistance which can be used as an amplifier. The nature of a tunnel diode permits the realization of amplification within the limit of a thousand MHz. Along with that the amplifiers are characteristic for their small coefficient of disturbance. In the article there was given an equivalent diagram of a diode and its characteristic parameters were discussed. The article also gave the analysis of a circuit with a negative resistance and there were given the conditions of stabile work of such a circuit. Further on a few sets of amplifiers with a tunnel diode were analysed from the point of view of a maximum amplification of power and from the point of view a maximum bandwidth and a minimum coefficient of noise.

POLSKA AKADEMIA NAUK
KOMITET BUDOWY MASZYN

ARCHIWUM BUDOWY MASZYN

THE ARCHIVE OF MECHANICAL ENGINEERING

KWARTALNIK
QUARTERLY

TOM VIII - ZESZYT 3

WARSZAWA 1961
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

621.394

WIESŁAW FIJAŁKOWSKI

Przesyłanie sygnałów w telegrafii kopiowej

Rękopis dostarczono 10. 4. 1961

W celu wyjaśnienia procesu przesyłania sygnałów w telegrafii kopiowej zostały przedstawione niektóre zależności obrazujące zarówno wysyłane sygnały, jak i wpływ na ich deformacje parametrów drogi transmisyjnej.

W zasadzie większość rozważań dotyczy sygnału przejścia czarno-białej granicy. Jedynie w rozdziale 2 pokazano tytułem przykładu przebieg odpowiadający wysłaniu pojedynczej kreski, a w rodziale 4, poświęconym modulacji częstotliwości, przy analizie widma sygnałów wzięto pod uwagę przebieg periodyczny rozeznania prostopadłego równoległych kresek. Ograniczając się do wyznaczania przebiegów odpowiadających czarno-białej granicy wychodzono z założenia, że przy liniowości układów transmisyjnych zasada superpozycji pozwala na podstawie znajomości takiego przebiegu wyznaczyć każdy inny.

Powstające po rozeznaniu sygnały optyczne dają się podobnie jak sygnały elektryczne przedstawić w postaci ciągłego widma. Jeżeli nie zastosowano pomocniczej modulacji optycznej, to widmo strumienia świetlnego jest widmem naturalnym, odpowiadającym wprost wynikom rozeznania. Ograniczenie widma naturalnego powoduje, że przebieg odpowiadający rozeznaniu czarno-białej granicy rozciąga się w czasie, przez co powstaje strefa rozmycia. Zniekształcenia tłumieniowe i fazowe układu, przez który przechodzą sygnały w widmie naturalnym, oddziałują przeważnie niekorzystnie na charakterystykę przejścia czarno-białej granicy. Można jednak tak dobrać tłumieniowe i fazowe właściwości układu, żeby uzyskać pewne polepszenie.

Zniekształcenia aperturowe powodują podobne zjawiska jak ograniczenie pasma przenoszonego. Można ich następstwa przedstawić przy pomocy odpowiedniej charakterystyki tłumieniowej. Z powyższego wynika również, że można je skompensować nadając układowi transmisyjnemu odpowiednią charakterystykę tłumieniową.

Przesunięcie widma sygnałów w górę jest konieczne przede wszystkim ze względu na właściwości kanałów telefonicznych użytkowanych do transmisji. Prawie zawsze stosowana jest w tym celu modulacja amplitudy. Usunięcie w procesie modulacji widma naturalnego jest bardzo pożądane. Oddziaływanie zniekształceń tłumieniowych i fazowych układów transmisyjnych na przebieg sygnałów modulowanych w amplitudzie jest tylko w przypadku umieszczenia częstotliwości nośnej w środku kanału i symetrii w stosunku do niej charakterystyk tłumieniowych i fazowych analogicznie do oddziaływania na sygnały w widmie naturalnym. W przeciwnym przypadku powstają dwa widma, jedno składowych synfazowych, drugie — ortogonalnych. Wskutek tego ujemny wpływ zniekształceń fazowych wzrasta. Dla umożliwienia prawidłowej transmisji konieczne jest ich ograniczenie oraz dobranie odpowiedniego kształtu charakterystyki tłumieniowej i ograniczenie współczynnika

modulacji. Powyższe jest bardzo istotne przy zastosowaniu transmisji z częściowym ograniczeniem jednej wstęgi.

Niekiedy w układach transmisyjnych telegrafii kopiowej przechodzimy z modulacji amplitudy na modulację częstotliwości. Takie przejście znajduje zastosowanie w przypadku dużych wahań tłumienności wynikowej kanału, np. utworzonego na drodze radiowej lub drodze mieszanej radiowo-przewodowej. Widmo sygnałów modulowanych w częstotliwości zależy nie tylko od obrazu, od szybkości jego rozwijania, lecz i od zastosowanej dewiacji.

Na drogach radiowych modulacja amplitudy nie dawała dobrych rezultatów i musiano uciec się do różnych innych systemów modulacji. Odbiór różnymi drogami tego samego sygnału daje różnego rodzaju zakłócenia. Możliwe jest analityczne przedstawienie zmienności wskutek tego charakterystyki przejścia czarno-białej granicy.

Dla lepszego wyjaśnienia charakteru zależności podstawiono do wyprowadzonych wzorów różne praktycznie możliwe wartości, obliczono przykłady funkcji i przedstawiono je graficznie.

1. WPROWADZENIE

1.1. Wymagania jakościowe

Istota zadania telegrafii kopiowej polega na uzyskaniu na odległość takiej kopii nadawanego oryginału, która wywoływałaby podobne subiektywne wrażenie wzrokowe co i oryginał. Nie jest natomiast niezbędne, aby kopia zawierała te same szczegóły co oryginał, jeżeli nie wpływają one na wrażenia odbiorcy. Obraz możemy tylko wtedy obserwować, gdy jest on dostatecznie oświetlony. Obraz taki odbijając część strumienia padającego staje się własnym źródłem światła. O wrażeniu, jakie powoduje obraz, decyduje natężenie oświetlenia, barwa światła i warunki obserwacji.

Obraz powstaje przez to, że jego powierzchnia ulega różnorodnemu zaciemnieniu i zabarwieniu. Oświetlona powierzchnia ciemna odbija mniej padającego na nią strumienia świetlnego niż podobnie oświetlona powierzchnia jasna. Wartość zaciemnienia określamy stosunkiem strumienia odbitego do strumienia padającego, zwanym współczynnikiem odbicia.

Badania psychofizyczne wykazały, że subiektywne odczucie jest proporcjonalne do logarytmu strumienia świetlnego. Z tego względu posiłkujemy się również dla określenia wartości zaciemnienia powierzchni jednostkami gęstości optycznej D_o powiązanymi ze współczynnikiem odbicia zależnością logarytmiczną:

$$D_o = \lg \frac{1}{\varrho}. \tag{1}$$

W każdym przesyłanym obrazie występują powierzchnie o maksymalnym dla danego obrazu współczynniku odbicia ϱ_{max} oraz powierzchnie o minimalnym współczynniku odbicia ϱ_{min}. Mówimy, że obraz wy-

kazuje właściwą kontrastowość i wartość jej określamy współczynnikiem k:

$$k = \frac{\varrho_{max}}{\varrho_{min}}. \tag{2}$$

W oryginale obrazu zaczernienie może przyjmować w pewnym zakresie wszystkie pośrednie wartości, będzie to oryginał o tonowaniu ciągłym. Oryginał może składać się jedynie z powierzchni o kilku, więcej niż dwu, warstwach zaczernienia, będzie to oryginał wielotonowy. W często spotykanych przypadkach oryginały są dwutonowe lub — jak często się mówi — biało-czarne. System telekopiowania może dawać kopie wielotonowe lub o tonowaniu ciągłym albo kopie dwutonowe.

O możliwości rozróżnienia przedmiotów decyduje zdolność rozróżniania, to jest zdolność zauważania różnic zaczernienia poszczególnych punktów obrazu. Zdolność rozróżnienia oczu jest ograniczona, dlatego przy wykonywaniu kopii nie jest konieczne oddawanie w sposób ciągły wszystkich wartości zaczernienia. Maksymalna liczba potrzebnych wartości zaczernienia teoretycznie nie powinna nawet przy najbardziej kontrastowych obrazach przekraczać 75. W praktyce liczba potrzebna do otrzymania dobrej kopii może być o wiele mniejsza. Urządzenia telekopiowe mogą być o tonowaniu ciągłym lub wielotonowe, w szczególnym przypadku dwutonowe. Liczba tonów, które mają być przesyłane, charakteryzuje nie tylko urządzenia, lecz i warunki transmisji.

Oryginał obrazu dwutonowy może być skopiowany przy pomocy urządzenia wielotonowego lub urządzenia o tonowaniu ciągłym. Natomiast obraz o tonowaniu ciągłym lub wielotonowy, skopiowany przez urządzenie dwutonowe może ulec bardzo dużemu lub nawet całkowitemu zniekształceniu, jeżeli w czasie przesyłania nie następuje proces przypominający rastrowanie[1]).

Nie wszystkie szczegóły obrazu są widoczne dla oczu. Te najdrobniejsze pozostają nie zauważone z powodu ograniczonej zdolności rozdzielczej oczu. Ta właściwość powoduje na przykład, że dwa czarne punkty począwszy od pewnej odległości między nimi zleją się w jeden. Urządzenia telekopiowe mają też określoną zdolność rozdzielczą, której wartość może być określona odwrotnością wymiaru liniowego najdrobniejszego dobrze skopiowanego szczegółu.

Nie wydaje się uzasadnione wymaganie wyższej zdolności rozdzielczej od systemu telekopiowego niż zdolność rozdzielcza oczu. Wyjątek mogą stanowić jedynie przypadki, gdy telekopia ma być oglądana w powiększeniu. Nie jest również niezbędne budowanie zawsze urządzeń

---

1) Rastrowanie: metoda stosowana w drukarstwie polegająca na kopiowaniu wartości pośrednich zaczernienia przez częściowe zaczernienie małych powierzchni.

telekopiowych o zdolności rozdzielczej równej zdolności rozdzielczej oczu. W większości przypadków oryginały nie zawierają istotnych szczegółów o wymiarach graniczących ze zdolnością rozdzielczą oczu.

W większości pracujących systemów zdolność rozdzielcza nie jest większa od 0,2 mm. Ograniczona zdolność rozdzielcza systemu o tonowaniu ciągłym powoduje, że od pewnej grubości kreski tracą intensywność zaczernienia. Innym następstwem ograniczenia zdolności rozdzielczej jest większe lub mniejsze rozmycie ostrych konturów oryginału na kopii oraz pogrubienie drobniejszych szczegółów. Wielkość rozmycia określamy szerokością liniowej strefy rozmycia, którą obserwujemy najłatwiej przy badaniu odtworzenia czarno-białej i biało-czarnej granicy.

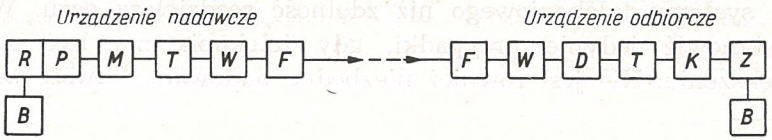
Rozmycie powodowane rozciąganiem się stanów nieustalonych połączone jest zazwyczaj z oscylującym przebiegiem ustalania, co może spowodować dwukrotne lub nawet trzykrotne obrysowanie konturów, czyli tak zwaną „plastykę". Doświadczenia wykazały, że względne oscylacje $\frac{\Delta L}{L}$ przekraczające 5% na białym tle są zawsze widoczne, natomiast niezauważalne są oscylacje nie przekraczające 2%. Na czarnym tle analogiczne wymagania mówią, że niekiedy oscylacje względne dochodzące do 25% pozostają niewidoczne, lecz dla bezpieczeństwa należy unikać względnych oscylacji przekraczających 10% — 15%.

1.2. Droga transmisyjna telegrafii kopiowej

W ograniczonym znaczeniu termin „droga transmisyjna" oznacza kanał łączący urządzenie nadawcze z urządzeniem odbiorczym. W szerszym, w tym opracowaniu stosowanym zrozumieniu droga transmisyjna rozpoczyna się od procesu rozeznania zaczernienia w nadajniku do procesu zapisu w odbiorniku.

SCHEMAT BLOKOWY

Schemat blokowy elementów, które mogą wchodzić w skład połączenia telegrafii kopiowej, pokazany jest na rys. 1. Przy wykonywaniu schematu starano się zaznaczyć wszystkie najbardziej typowe elementy i w zasadzie są one na rysunku przedstawione. W zależności od systemu i typu urządzenia mogą w nim występować nie wszystkie z wymienio-



Rys. 1. Schemat blokowy połączenia telegrafii kopiowej

nych elementów, inne powtarzają się wielokrotnie. Połączenie kolejne elementów na rysunku jest jedynie najbardziej zbliżone do większości przypadków i nie uwzględnia złożoności wzajemnych powiązań między elementami.

UKŁAD ROZEZNAJĄCY: *R*

Układ rozeznający w znacznej większości systemów składa się ze źródła światła oraz optyki złożonej z soczewek, luster, pryzmatów i fotokomórek. Zadaniem układu jest wydzielenie optyczne powierzchni elementu rozwinięcia, której średnie zaczernienie powoduje odbity strumień świetlny o odpowiadającym mu natężeniu, wykorzystywany dalej do wywołania zjawisk elektrycznych.

UKŁAD PRZETWARZAJĄCY: *P*

W większości urządzeń, w tych urządzeniach, w których wydzielenie elementu rozwinięcia następuje na drodze świetlnej, a rozeznanie średniej wartości zaczernienia wyraża się w natężeniu strumienia odbitego, konieczny jest układ przetwarzający energię świetlną na elektryczną. Podstawowymi elementami takiego układu są fotokomórki i fotopowielacze.

MODULATOR: *M*

Zadaniem modulatorów w urządzeniu telegrafii kopiowej może być:

a) przesuwanie widma sygnałów naturalnych obrazu do pasma wygodniejszego dla wzmocnienia i transmisji;
b) przejście z jednego systemu modulacji na inny, np. modulacji amplitudy na modulację częstotliwości lub na modulację długością impulsów.

Wprowadzenie częstotliwości nośnej w przypadku a) może być wykonywane już na drodze świetlnej, np. przez przerywanie strumienia świetlnego, lub na drodze elektrycznej przez modulowanie sygnałami obrazu napięcia z generatora o częstotliwości nośnej.

UKŁAD TRANSPOZYCJI: *T*

Czarnym powierzchniom elementarnym odpowiada mały strumień odbitego światła, białym — duży. Już w układzie przetwarzającym napięcie powstającego sygnału może być proporcjonalne do współczynnika zaczernienia lub może następować transpozycja wartości elektrycznych w stosunku do świetlnych i małemu strumieniowi świetlnemu będzie odpowiadać duża wartość napięcia i odwrotnie dużemu strumieniowi świetlnemu — mała wartość napięcia.

Transpozycją nazywamy wymianę odpowiedniości między powierzchnią białą i powierzchnią czarną a odpowiadającymi im stanami usta-

lonymi sygnałów. Transpozycja może być przeprowadzona albo w urządzeniu nadawczym, albo w urządzeniu odbiorczym, albo na drodze elektrycznej, albo na drodze optycznej. Zalecenia CCITT przewidują, że urządzenie odbiorcze powinno być wyposażone w układ transpozycji włączany w razie potrzeby.

WZMACNIACZ: W

Poziom mocy sygnałów na wyjściu układu przetwarzającego jest zbyt niski. Przy obserwowanym poziomie zakłóceń w istniejących drogach, transmisja nie byłaby możliwa i dlatego w urządzeniu nadawczym znajduje się zawsze jeden lub kilka wzmacniaczy.

Również poziom mocy odbieranych sygnałów nie wystarcza dla wykonania zapisu. Dlatego również i w urządzeniu odbiorczym spotykamy jeden lub więcej wzmacniaczy. Jeżeli wzmocnienie jest potrzebne po detekcji, to potrzebny jest wzmacniacz prądu stałego o stosunkowo szerokim pasmie jednakowego wzmocnienia.

FILTR: F

Filtry w nadawczym urządzeniu ograniczają widmo wysyłanych sygnałów w celu:

a) usunięcia składowych widma naturalnego,
b) ograniczenia jednej wstęgi bocznej,
c) ograniczenia szerokości widma,
d) wprowadzenia do drogi kanału transmisyjnego obok sygnałów obrazów innych pomocniczych sygnałów.

Ograniczenie pasma, w którym odbierane są sygnały przez urządzenie odbiorcze, zabezpiecza odbiór przed tymi zakłóceniami, których częstotliwości wykraczają poza pasmo przepustowe filtru, oraz w razie niedostatecznego ograniczenia pasma, w którym wysyłane są sygnały, i dużych różnic czasów przejścia drogi transmisyjnej filtry zabezpieczają przed skutkami odbioru składowych widm przesuniętych względem siebie w czasie. Ponadto filtry w urządzeniu odbiorczym znajdują zastosowanie przy współpracy z układami demodulacyjnymi.

UKŁAD KOREKCJI: K

Uzyskanie odpowiedniości zaczernienia elementów powierzchniowych oryginału i kopii wymaga niekiedy korekcji, polegającej na wprowadzeniu układu nieliniowego kompensującego nieliniowość innych układów. Spotykamy układy korekcji:

a) elektrycznej,
b) optycznej.

Na ogół układy korekcyjne są potrzebne w urządzeniu fototelegraficznym w związku z nieliniowością charakterystyk zaczernienia ma-

teriałów światłoczułych. Przy transmisji obrazów dwutonowych, inaczej mówiąc biało-czarnych, układ korekcyjny może służyć do pogłębiania modulacji przebiegów, do usunięcia z sygnałów wszelkich pośrednich stanów między stanem odpowiadającym powierzchniom czarnym i stanem odpowiadającym powierzchniom białym.

UKŁAD DEMODULUJĄCY: *D*

Układ demodulujący w urządzeniu odbiorczym umożliwia powrót widma sygnałów do pasma naturalnego oraz w niektórych przypadkach powoduje zmianę systemu modulacji na dogodniejszy dla urządzenia odbiorczego. W tych przypadkach układ demodulacyjny może występować w urządzeniu więcej niż jednokrotnie. W zasadzie układy demodulujące są układami elektrycznymi, lecz spotykane są również i inne rozwiązania, np. oparte na oddziaływaniu na strumień świetlny.

UKŁAD ZAPISUJĄCY: Z

Układ zapisujący na kopii przeprowadza zaczernienie linii rozwinięcia odpowiednio do zaczernienia odpowiadającej jej linii oryginału.

UKŁAD ROZWINIĘCIA: *B*

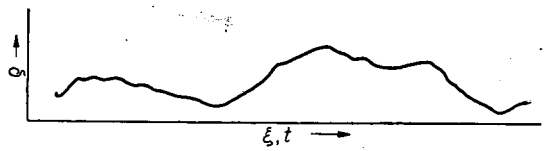
W urządzeniu nadawczym układ rozwinięcia powoduje przesuwanie się rozeznania wartości zaczernienia wzdłuż linii rozwinięcia i dzięki temu następuje stopniowy podział bez reszty całego obrazu na linie.

Istnieje pełna analogia działania i rozwiązań między układem rozwinięcia w urządzeniu nadawczym a układem rozwinięcia w urządzeniu odbiorczym. Różnica polega na odwrotności funkcji: tam rozłożenie oryginału na jedno długie pasmo, tu — nałożenie tego pasma na powierzchnię kopii.

2. ANALIZA POWSTAWANIA SYGNAŁÓW

2.1. Rozkład na harmoniczne

Wzdłuż linii rozwinięcia wielotonowego oryginału współczynnik odbicia ϱ przybiera różne wartości zmieniając się np. tak, jak pokazano na rys. 2. Jeżeli obraz rozwiniemy w jedną długą linię, na której położenie wyznaczać będziemy współrzędną ξ, to wtedy obraz możemy wyrazić



Rys. 2. Przykład zmian współczynnika odbicia wzdłuż linii rozwinięcia

funkcją $\varrho(\xi)$. Każdej wartości ξ odpowiada pewna wartość ϱ będąca średnią wartością współczynnika odbicia w poprzek linii rozwinięcia. Przy takim rozumowaniu nie uwzględniamy różnic zaczernienia obrazu występujących w poprzek linii rozwinięcia.

Jeżeli rozeznawanie przesuwa się wzdłuż linii z jednostajną szybkością v_x, to wtedy

$$\xi = v_x t. \tag{3}$$

Wskutek czynności rozwinięcia obraz może być wyrażony również przez funkcję $\varrho(t)$ przedstawiającą zmieniające się w czasie wartości współczynnika odbicia.

Proces rozwinięcia, który w istocie rzeczy zaczyna się i kończy wraz z rozpoczęciem i zakończeniem transmisji obrazu, możemy zarówno praktycznie, ze względu na stosunkową długość jego rzeczywistego trwania, jak i teoretycznie rozpatrywać jako przebieg bez początku i końca. Teoretycznie możemy założyć, że funkcja $\varrho(t)$ poza granicami rzeczywiście prowadzonego rozeznania jednego lub wielu obrazów przyjmuje pewną wartość stałą. Wobec tego funkcję $\varrho(t)$ możemy wyrazić całką Fouriera jako sumę nieskończenie wielu harmonicznych zmiennych składowych. Widmo amplitud składowych jest w zasadzie widmem ciągłym rozciągającym się od 0 do ∞. Stosunek nieskończenie małych amplitud tych składowych określony jest funkcją $\varrho_w(\Omega)$, zwaną gęstością widma. W zasadzie funkcja $\varrho(t)$ jest sumą pewnej stałej wartości ϱ_o i pewnej zmiennej $\varrho'(t)$. Wartość ϱ_o zależy od przyjętych wartości ϱ poza granicami rozeznawania i w szczególnym przypadku, gdy założymy, że wartości te równają się 0, wtedy ϱ_o równa się również 0. Zgodnie z tym co powiedziano:

$$\varrho(t) = \varrho_o + \varrho'(t) = \varrho_o + \int_0^\infty \varrho_w(\Omega) \cos(\Omega t - \alpha)\, d\Omega. \tag{4}$$

Funkcję $\varrho_w(\Omega)$ jak i funkcję $\alpha(\Omega)$ określa równanie:

$$\varrho_w(\Omega)\, e^{-j\alpha} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho'(t)\, e^{-j\Omega t}\, dt. \tag{5}$$

Podobnie możemy rozpatrywać ϱ jako funkcję współrzędnej linii rozwinięcia ξ

$$\varrho(\xi) = \varrho_o + \int_0^\infty \varrho_w\left(\frac{2\pi}{\lambda} v_x\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\xi - \alpha\right) d\left(\frac{2\pi}{\lambda} v_x\right). \tag{6}$$

Pulsację Ω określa zależność:

$$\Omega = \frac{2\pi}{T_w} = \frac{2\pi}{\lambda} v_x, \tag{7}$$

gdzie:

T_w — okres składowej widma,

λ — długość fali składowej funkcji,

v_x — prędkość rozwinięcia.

U w a g a: We wzorze (6) pulsację składowych przedstawia wyrażenie $\frac{2\pi}{\lambda} v_x$.

Obraz oryginału może więc być wyrażony jako suma nieskończonej liczby składowych współczynników odbicia

$$\varrho_w(\Omega)d\Omega \quad \text{lub} \quad \varrho_w\left(\frac{2\pi}{\lambda} v_x\right) d\left(\frac{2\pi}{\lambda} v_x\right)$$

zmieniających się sinusoidalnie w czasie lub wzdłuż linii rozwinięcia. Każda składowa trwa lub rozciąga się teoretycznie od $-\infty$ do $+\infty$, a więc poza granice czasu lub wymiaru rozwinięcia.

Prostym przykładem zastosowania powyższej metody może być rozpatrzenie przypadku, gdy linia rozwinięcia składa się z dwóch części: czarnej i białej. Przypadek ten, chociaż prosty, ma jednak podstawowe znaczenie, gdyż wszystkie inne rozważania dają się w rezultacie sprowadzić do tego jednego. Ograniczeni rozmiarami artykułu i kierując się wymaganiem zwięzłości tematycznej, temu przypadkowi poświęcamy najwięcej uwagi, pozostawiając przejście od rozeznania pojedynczej czarno-białej granicy do analizy przypadków bardziej złożonych inicjatywie Czytelnika.

Zakładamy więc, że w chwili $t = 0$ nastąpiło przejście od powierzchni czarnej do białej, a więc nastąpił skok w s p ó ł c z y n n i k a o d b i c i a ϱ_c, odpowiadającego powierzchni czarnej, do w s p ó ł c z y n n i k a o d b i c i a ϱ_b, odpowiadającego powierzchni białej. Składnik stały funkcji $\varrho(t)$ będzie równy sumie współczynnika odbicia powierzchni czarnej i połowy skoku współczynnika odbicia w chwili przekraczania czarno-białej granicy.

$$\varrho_o = \varrho_c + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2} = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2}.$$

W rozpatrywanym przypadku zmienna część funkcji $\varrho(t)$ jest określona warunkami:

$$\text{dla } t < 0 \qquad \varrho'(t) = -\frac{\varrho_b - \varrho_c}{2}.$$

$$\text{dla } t > 0 \qquad \varrho'(t) = \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2}.$$

Na podstawie wzoru (5) piszemy:

$$\varrho_w(\Omega)\, e^{-j\alpha} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2}\, e^{-j\Omega t}\, dt - \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{0} \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2}\, e^{-j\Omega t}\, dt,$$

skąd

$$\varrho_w(\Omega) = \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi\,\Omega}, \tag{8}$$

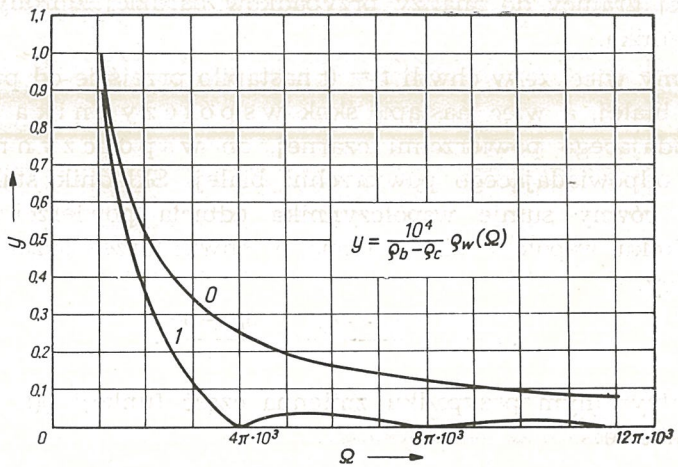
$$\alpha(\Omega) = \frac{\pi}{2}. \tag{9}$$

Podstawiając otrzymane wartości do równania (4)

$$\varrho(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \Omega t}{\Omega}\, d\Omega. \tag{10}$$

Pojedyncze nagłe przejście od czarnego tonu do białego, uogólniając każdy pojedynczy skok współczynnika odbicia daje się wyrazić w postaci składowej stałej oraz ciągłego widma o amplitudach malejących odwrotnie proporcjonalnie do pulsacji i o jednakowej fazie początkowej $\frac{\pi}{2}$ w chwili skoku (rys. 3, krzywa O).

Kreska czarna rozeznawana w kierunku poprzecznym daje na linii rozeznania nagły skok współczynnika rozeznania od wartości ϱ_b do ϱ_c



Rys. 3. Wykresy gęstości widma pojedynczego skoku
0 — przy $\Delta t = 0$ ms, 1 — przy $\Delta t = 0{,}5$ ms

i po pewnym czasie skok od ϱ_c do ϱ_b. Rozpatrzymy widmo odpowiadające w tym przypadku funkcji $\varrho(t)$. Zakładamy, że pierwszy skok nastąpił w chwili $t_1 = 0$, a drugi w chwili $t_2 = \frac{d}{v_x}$.

Funkcję $\varrho(t)$ można przedstawić jako sumę składnika stałego ϱ_o równego w tym przypadku ϱ_b oraz dwóch skoków współczynnika odbicia.

Wykorzystując równanie (10) można zestawić równanie określające $\varrho(t)$:

$$\varrho(t) = \varrho_b - \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \Omega \left(t - \frac{d}{v_x}\right)}{\Omega} d\Omega. \tag{11}$$

Po przekształceniach

$$\varrho(t) = \varrho_b - \frac{d(\varrho_b - \varrho_c)}{\pi v_x} \int_0^\infty \frac{\sin \frac{\Omega d}{2 v_x}}{\frac{\Omega d}{2 v_x}} \cos \Omega \left(t - \frac{d}{2 v_x}\right) d\Omega.$$

Stosunek amplitud składowych określony jest więc współczynnikiem

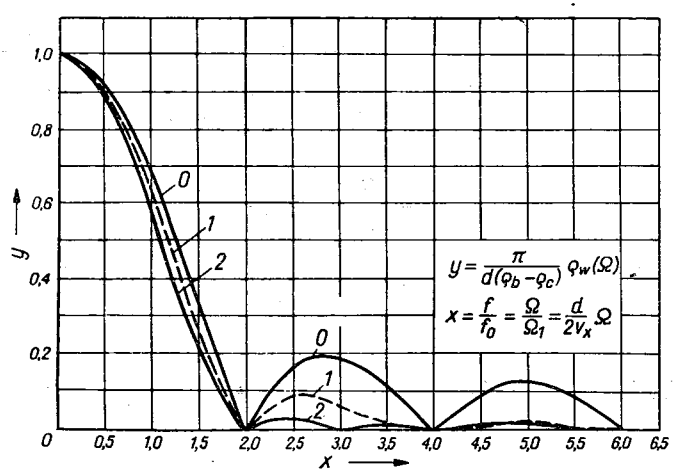
$$\varrho_w(\Omega) = \frac{d(\varrho_b - \varrho_c)}{\pi} \frac{\sin \frac{\Omega d}{2 v_x}}{\frac{\Omega d}{2 v_x}}, \tag{12}$$

a ich przesunięcie fazowe

$$\alpha(\Omega) = \frac{\Omega d}{2 v_x}. \tag{13}$$

Wykres funkcji $\varrho_w(\Omega)$ przedstawiono na rys. 4 — krzywa 0.

Rozeznanie pojedynczej kreski w kierunku poprzecznym daje się przedstawić w postaci składowej stałej i widma ciągłego o amplitudach



Rys. 4. Wykresy gęstości widma pojedynczej kreski
0 — przy $\Delta x = 0$, 1 — przy $\Delta x = 0{,}5\ d$,
2 — przy $\Delta x = 0{,}66\ d$

przyjmujących zerowe wartości dla

$$\Omega = 2n\frac{\pi v_x}{d} = 2n \cdot 2\pi f_1$$

i przyjmujących maksymalne wartości dla

$$\Omega = (2n+1)\frac{\pi v_x}{d} = 2(n+1) \cdot 2\pi f_1,$$

gdzie $n = 1, 2, 3 \ldots$, d — szerokość kreski, f_1 — częstotliwość podstawowa kreski określona wzorem $f_1 = \frac{v_x}{2d}$.

Oba rozpatrzone przykłady dały w wyniku widmo ciągłe. W szczególnych przypadkach może powstawać widmo dyskretne. Następuje to wtedy, gdy na linii rozeznania zmiany współczynnika odbicia powtarzają się periodycznie dostateczną liczbę razy. Na przykład obraz zawierający wyłącznie kreski o jednakowej grubości d i o takim samym odstępie między nimi rozwijany w kierunku poprzecznym do kresek może być przedstawiony widmem dyskretnym określonym wzorem:

$$\varrho(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{2(\varrho_b - \varrho_c)}{\pi}\sin\frac{\pi v_x}{d}t + \frac{2(\varrho_b - \varrho_c)}{3\pi}\sin\frac{3\pi v_x}{d}t + \ldots$$

$$\ldots \frac{2(\varrho_b - \varrho_c)}{n\pi}\sin\frac{n\pi v_x}{d}t + \ldots = \varrho_c + (\varrho_b - \varrho_c)\left(0{,}5 + \frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\frac{n\pi v_x}{d}t}{n}\right). \tag{14}$$

Jeżeli kreski kopiowane są szerokie na d_{min}, wtedy częstotliwość pierwszej składowej równa się częstotliwości punktu.

W rozpatrywanym przykładzie założyliśmy, że rozwinięcie następuje prostopadle do kresek. Przy innym kącie γ między liniami rozwinięcia a kreskami odcinki białe i czarne na linii rozwinięcia byłyby dłuższe, odwrotnie proporcjonalnie do sinusa kąta γ. Częstotliwość pierwszej składowej we wzorze (14) uległaby obniżeniu:

$$f_1 = \frac{v_x}{2d} \cdot \sin\gamma. \tag{15}$$

Odpowiednio obniżyłyby się częstotliwości innych składowych wyższego rzędu.

2.2. Oddziaływanie zniekształceń aperturowych na widmo

Wartości ϱ we wzorach (4) i (6) są funkcjami czasu w pierwszym przypadku i wartościami odpowiadającymi zmiennej współrzędnej określającej miejsce rozeznania w drugim przypadku. Tymczasem we wszyst-

kich urządzeniach telekopiowych rozeznawanie nie jest przeprowadzane punktowo, czy też wzdłuż jednej prostej, lecz rozeznawana jest powierzchnia o wymiarze x w kierunku linii rozwinięcia. W każdej chwili układ rozeznający reaguje na średnią wartość współczynnika odbicia elementu rozwinięcia. Zakładając dla uproszczenia, tak jak poprzednio, że zmiany współczynnika odbicia następują wyłącznie w kierunku wzdłuż linii rozwinięcia, średni współczynnik odbicia elementu rozwinięcia możemy określić wzorem:

$$\varrho_s(\xi) = \frac{1}{\Delta x} \int_{\xi - \frac{\Delta x}{2}}^{\xi + \frac{\Delta x}{2}} \varrho(\xi)\, d\xi. \tag{16}$$

Uwzględniając, że $\Delta x = v_x \Delta t$, otrzymujemy, że chwilowa wartość średniego współczynnika odbicia wynosi:

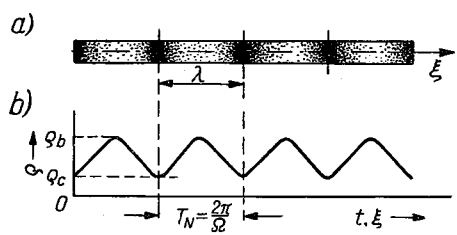
$$\varrho_s(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t - \frac{\Delta t}{2}}^{t + \frac{\Delta t}{2}} \varrho(t)\, dt. \tag{17}$$

Rozeznanie średniej wartości powierzchni o skończonych wymiarach powoduje, że widmo odpowiadające obrazowi będzie różne od tego, które jest przedstawione wzorem (4). Zmiana widm jest przejawem tzw. zniekształceń aperturowych.

Oddziaływanie zniekształceń aperturowych zanalizujemy na prostym przykładzie, gdy zaczernienie zmienia się sinusoidalnie, tak jak na rys. 5. Zmiany współczynnika odbicia wyraża równanie:

$$\varrho(t) = \frac{\varrho_c + \varrho_b}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2} \cos(\Omega t - \alpha). \tag{18}$$

Przy określonym czasie rozeznawania Δt odpowiadającego długości Δx równej szerokości plamki rozeznającej, przebieg $\varrho(t)$ wyrażony równaniem (18) ulegnie odkształceniu i przejdzie w przebieg $\varrho_s(t)$, który



Rys. 5. Przykład sinusoidalnych zmian zaczernienia wzdłuż linii rozeznania
a) Odcinek linii rozeznania, b) Wykres zmian współczynnika odbicia

otrzymamy po uwzględnieniu równania (17):

$$\varrho_a(t) = \frac{\varrho_c + \varrho_b}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\Delta t} \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} \cos(\Omega t - \alpha)\, dt.$$

Po scałkowaniu i po przekształceniach geometrycznych

$$\varrho_a(t) = \frac{\varrho_c + \varrho_b}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2} \vartheta_a \cos(\Omega t - \alpha), \tag{19}$$

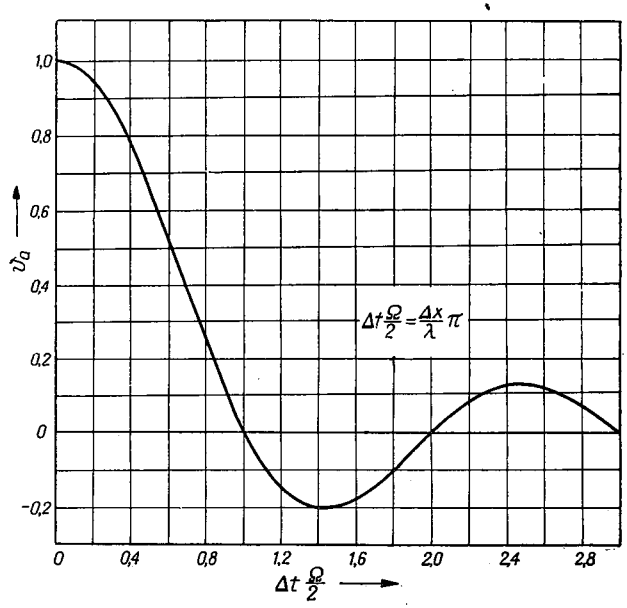
gdzie

$$\vartheta_a = \frac{\sin\frac{\Omega \Delta t}{2}}{\frac{\Omega \Delta t}{2}}. \tag{20}$$

nazywamy współczynnikiem zniekształceń aperturowych. Skończone wymiary wzdłużne plamki rozeznającej nie powodują zmiany składowej stałej współczynnika odbicia, natomiast zmniejsza się amplituda składowej zmiennej i to w sposób zależny od jej częstotliwości.

Zmiany współczynnika zniekształceń aperturowych w zależności od iloczynu czasu Δt i pulsacji Ω przedstawia rysunek 6.

Jeżeli funkcji $\varrho(t)$ odpowiada wiele składowych, np. widmo ciągłe, wtedy amplitudy składowych ulegają zmniejszeniu zależnemu od $\vartheta_a(\Omega)$.



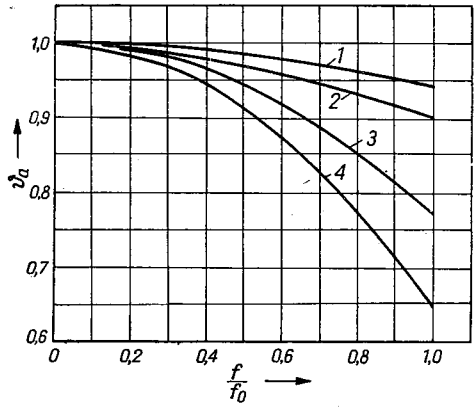
Rys. 6. Współczynnik zniekształceń aperturowych w zależności od iloczynu czasu Δt i pulsacji Ω

Ogólny wzór określający widmo obrazu po uwzględnieniu zniekształceń aperturowych otrzymujemy ze wzoru (4) korygując wartości amplitud składowych $\varrho_w(\Omega)$ przez pomnożenie ich przez współczynnik $\vartheta_a(\Omega)$

$$\varrho(t) = \varrho_o + \int_0^\infty \vartheta_a(\Omega)\,\varrho_w(\Omega)\cos(\Omega t - \alpha)\,d\Omega. \tag{21}$$

Do wartości $\Omega = \frac{2\pi}{\Delta t}$ zniekształcenia aperturowe zmniejszają amplitudy składowych. Składowa o tej pulsacji zostaje całkowicie stłumiona. Wskutek zniekształceń aperturowych może występować odwrócenie fazy składowych, np. w zakresie $\frac{2\pi}{\Delta t} < \Omega < \frac{4\pi}{\Delta t}$.

W układzie przetwarzającym zmiany współczynnika odbicia powodują zmiany *SEM*-ej na początku drogi transmisyjnej. W zasadzie każdej składowej $\varrho(t)$ odpowiada składowa harmoniczna sygnału telekopiowego. Drogi przesyłowe mają ograniczone pasmo transmisyjne i ograniczają widmo sygnałów. Pasmo przenoszone jest zazwyczaj niewiele różne od wartości równej częstotliwości punktu i dlatego można się mniej lub wcale nie przejmować składowymi $\varrho(t)$, których częstotliwość przekracza



Rys. 7. Współczynnik zniekształceń aperturowych w pasmie od 0 do f_0 przy różnych stosunkach $\frac{\Delta x}{d_{\min}}$

$$1 - \frac{\Delta x}{d_{min}} = 0{,}4; \qquad 2 - \frac{\Delta x}{d_{min}} = 0{,}6; \qquad 3 - \frac{\Delta x}{d_{min}} = 0{,}8; \qquad 4 - \frac{\Delta x}{d_{min}} = 1{,}0$$

częstotliwość punktu. Współczynnik zniekształcenia aperturowego przy różnym stosunku Δx do d_{min} jako parametru w zakresie od 0 do f_o przedstawiono na rys. 7.

Zmniejszenie wymiaru wzdłużnego elementu rozwinięcia pogarsza warunki wykorzystania strumienia świetlnego i dlatego może być prowa-

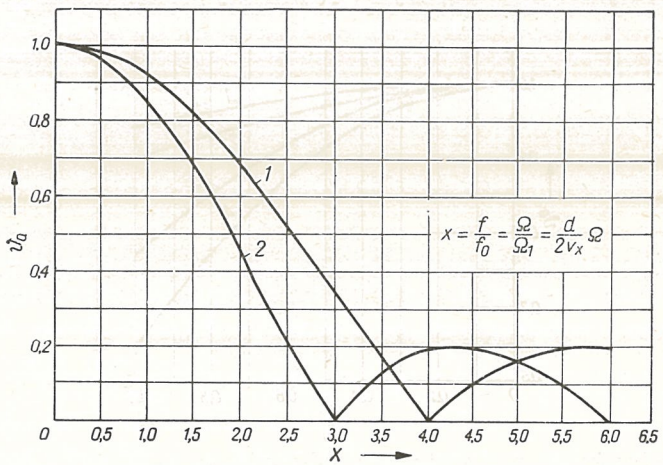
dzone do pewnych granic. Zazwyczaj osiąga się bez szczególnych trudności $\frac{\Delta x}{d_{min}} = 0{,}5$, co daje w rezultacie dla $f = f_0$ współczynnik zniekształceń aperturowych $\vartheta_{a0} = 0{,}91$.

Wpływ zniekształceń aperturowych na gęstość widma pojedynczego skoku ilustruje równanie [zob. równanie (8)]:

$$\varrho_{wa}(\Omega) = \vartheta_a \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi \Omega} \tag{22}$$

oraz wykresy na rys. 3.

Współczynnik ϑ_a przyjmuje periodyczne wartości 0. Charakter jego zmian jest taki sam jak krzywej gęstości widma pojedynczej kreski (wzór 12), jednak okresy powtarzania się wartości zerowych w ogólnym przypadku nie pokrywają się. Na rys. 4 wykreślono krzywą współczynnika amplitudowego rozeznania kreski o szerokości d bez zniekształceń aperturowych, oraz przy dwóch wartościach $\Delta x = 0{,}5\ d$ i $\Delta x = 0{,}66\ d$. Wartości krzywej 0 przemnożono przez odpowiednie wartości współczynnika aperturowego, zdjęte z krzywych pokazanych na rys. 8.



Rys. 8. Wykres pomocniczy wartości bezwzględnych współczynnika zniekształceń aperturowych do przygotowania krzywych *1* i *2* na rys. 4
1 — przy $\Delta x = 0{,}5\ d$; *2* — przy $\Delta x = 0{,}66\ d$

Oddziaływanie zniekształceń aperturowych powoduje zmiany stosunkowe poszczególnych amplitud składowych i stanowi przez to analogię do zniekształceń tłumieniowych układów przesyłowych.

Przez zmniejszenie w miarę możliwości technicznych wymiaru wzdłużnego elementu rozwinięcia ograniczamy wpływ zniekształceń aperturowych. Jeżeli wykorzystujemy tylko tę część widma, w stosunku do którego składowych zniekształcenia aperturowe są nieznaczne, to do-

bierając odpowiednio charakterystykę tłumieniową układu przesyłowego możemy w tym zakresie częstotliwości skompensować zniekształcenia aperturowe.

2.3. Następstwa ograniczenia szerokości widma

Z wielu względów konieczne i pożądane jest ograniczenie pasma częstotliwości zajmowanego przez widmo sygnałów. Ograniczone pasmo ułatwia konstrukcję aparatury nadawczej i odbiorczej, a przede wszystkim umożliwia w ogóle użytkowanie dla transmisji dróg przesyłowych telefonicznych mających z zasady szerokość kanałów ograniczoną. Zwężenie pasma poprawia na ogół warunki dla zmniejszenia oddziaływania zakłóceń. Z drugiej strony zależy nam na możliwie dużej wartości v_x, a więc i dużej wartości f_o.

Rozpatrzymy poniżej możliwości ograniczenia widma.

Dla wytworzenia sygnałów wyrażających jednoznacznie obraz złożony z szeregu równoległych kresek o odstępach równych kreskom należy zgodnie ze wzorem (14) pozostawić w sygnale przynajmniej składową stałą i pierwszą harmoniczną:

$$f_{s1} = \frac{\vartheta_x}{2\,d}.$$

Pozostałe harmoniczne poprawiają ostrość konturów przejścia, lecz — jak praktyka pokazała — nie są konieczne dla odtworzenia kresek na kopii i właściwego ich rozeznawania przez odbiorcę.

Jeżeli szerokość kreski jest równa d_{min}, to jest jeżeli nie jest wymagane przesyłanie ciemnych kresek, wtedy $f_1 = f_o$ (częstotliwość punktu).

Z powyższego można by wywnioskować, że dla przesłania obrazu złożonego z szeregu równoległych kresek o szerokości odpowiadającej zdolności rozdzielczej musimy przesyłać widmo o szerokości od 0 do f_o Hz. W rzeczywistości układy ograniczające i kanały nie odcinają pasma w sposób idealny, tłumienność wzrasta stopniowo. Jeżeli ma być przenoszona składowa o częstotliwości f_o bez znaczniejszego stłumienia utraty kontrastowości, to wtedy kanał musi być nieco szerszy, tak że f_{max} częstotliwość maksymalna przesyłana jest nieco wyższa od f_o.

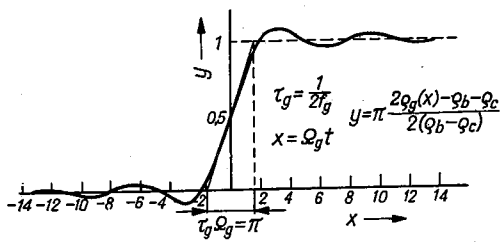
Z drugiej strony obrazy przesyłane nie składają się z kresek równomiernie i równolegle narysowanych. Najdrobniejsze szczegóły to ciemne punkty i pojedyncze cienkie kreski na białym tle lub jasne punkty i kreski na czarnym tle. Takim obrazom odpowiada widmo ciągłe, częstotliwość odpowiadająca szerokości kreski nie występuje w sposób wyraźny i nie określa w sposób wyraźny granicznej częstotliwości pasma. Praktyka pokazuje, że dla właściwego powtórzenia kreski o szerokości d_{min}

pasmo użytkowe może być nieco węższe od f_o. Uwaga powyższa jest bardzo istotna dla właściwego wykorzystywania istniejących kanałów transmisyjnych w sieci telefonicznej. Odpowiedź właściwą co do wyboru f_{max} może dać analiza odpowiedzi układu przesyłowego na skok napięcia na wejściu oraz na impuls tego napięcia odpowiadający kresce o szerokości d_{min}.

O częstotliwości granicznej może decydować również wymaganie ograniczające rozmycie konturów na obrazie, powstające przy zbyt wolnym przechodzeniu od jednych wartości do drugich wartości zaczernienia, które może być spowodowane ograniczeniem pasma.

Rozpatrzymy jak wpływa ograniczenie pasma i skończone wymiary plamki rozeznającej na rozciąganie się stanów nieustalonych i określimy, co nazywamy strefą rozmycia.

Ograniczenie pasma powoduje, że skokowe przejście między dwoma wartościami ustalonymi rozciąga się w czasie, przejście staje się łagodne, a miejsce ostrego przejścia od jednego tonu do drugiego ulega zależnie od stopnia ograniczenia większemu lub mniejszemu rozmyciu. Założymy, że ograniczenie pasma nastąpiło przy częstotliwości Ω_j i to w ten sposób, że składowe od 0 do Ω_g nie podlegają zniekształceniom amplitudowym



Rys. 9. Przebieg odpowiadający przejściu czarno-białej granicy po idealnym ograniczeniu pasma od 0 do f_g; $\Delta x = 0$

i fazowym, a powyżej zostają całkowicie stłumione. Wtedy funkcja $\varrho(t)$ odpowiadająca rozeznaniu granicy czarno-białej [wzór (10)] przekształci się w funkcję $\varrho_g(t)$ przedstawioną na rys. 9, określoną wzorem:

$$\varrho_g(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^{\Omega_g t} \frac{\sin \Omega t}{\Omega t} d\,\Omega t;$$

lub — wprowadzając oznaczenie

$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin x}{x} d\,x$$

możemy to samo równanie napisać w formie prostszej do zapamiętania:

$$\varrho_g(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} Si\,\Omega_g t. \tag{23}$$

Strefą rozmycia nazwiemy odcinek czasu τ oraz odpowiadający temu odcinek linii obrazu x, w którym po skoku wartości następuje przejście od 10% $(\varrho_b - \varrho_c)$ do 90% $(\varrho_b - \varrho_c)$. Inny sposób określania strefy rozmycia polega na wyznaczaniu długości rzutu stycznej poprowadzonej w punkcie największej stromości (rys. 9). Nachylenie stycznej określa równanie:

$$\frac{di}{dt} = \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \Omega_g \frac{\sin \Omega_g t}{\Omega_g t}.$$

Po podstawieniu $t = 0$

$$\left.\frac{di}{dt}\right|_{t=0} = \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \Omega = 2(\varrho_b - \varrho_c) \cdot f_g.$$

Długości podstycznej odpowiadają czasowej strefie rozmycia spowodowanej ograniczeniem szerokości widma τ_g wg rys. 9:

$$\tau_g = \frac{1}{\left.\frac{di}{dt}\right|_{t=0}} (\varrho_b - \varrho_c) = \frac{1}{2 f_g}. \tag{24}$$

Wielkość liniowej strefy rozmycia w jednostkach długości otrzymamy przez pomnożenie odcinka czasu τ_g przez prędkość v_x. Pewne pojęcie praktyczne co do wpływu wyboru częstotliwości granicznej na wielkość strefy rozmycia daje przyrównanie częstotliwości granicznej f_g do częstotliwości punktu f_o. Podstawiając wzór na częstotliwość punktu do wzoru (24) otrzymujemy:

$$\tau_g = \frac{d_{min}}{v_x}, \tag{25}$$

a po pomnożeniu przez v_x

$$x_g = d_{min}. \tag{26}$$

Równanie powyższe oznacza, że jeżeli ograniczymy pasmo sygnałów od zera do częstotliwości punktu, wtedy liniowa strefa rozmycia równa się zdolności rozdzielczej określonej przez $\frac{1}{d_{min}}$.

Funkcja $\varrho(t)$ odpowiadająca rozeznaniu pojedynczej czarnej kreski o szerokości d na białym tle [równanie (11)] przy analogicznym ograni-

czeniu pasma przekształci się w funkcję $\varrho_g(t)$, którą otrzymamy przez zsumowanie dwóch przebiegów. Jeden z nich otrzymamy przez napisanie równania wg (23) dla przejścia granicy biało-czarnej

$$\varrho_{g1}(t) = \frac{1}{2}(\varrho_b + \varrho_c) - \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} Si\,\Omega_g t,$$

a drugi przez przesunięcie przebiegu odpowiadającego przejściu granicy czarno-białej o wartości czasu τ_d — odpowiadającej czasowi rozeznania długości d

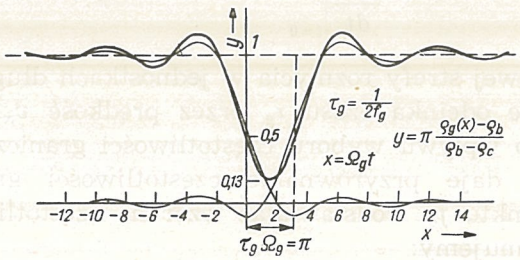
$$\varrho_{g2}(t) = \frac{1}{2}(\varrho_b - \varrho_c) + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} Si\,\Omega_g\left(t - \frac{d}{v_x}\right).$$

Sumując powyższe równania

$$\varrho_g(t) = \varrho_b - \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi}\left[Si\,\Omega_g t - Si\,\Omega_g\left(t - \frac{d}{v_x}\right)\right]. \tag{27}$$

Dla przypadku, gdy $\frac{d}{v_x} = \tau_g$, to znaczy dla przypadku, gdy czas rozeznania długości d równa się wielkości strefy rozmazania, wykreślono na rys. 10 przebieg funkcji $\varrho_g(t)$.

Wskutek ograniczenia pasma następuje zmniejszenie kontrastowości. W przykładzie pokazanym na rys. 10 w środku kreski współczynnik od-



Rys. 10. Przebieg odpowiadający przejściu przez pojedynczą czarną kreskę o szerokości $d = \tau_g \cdot v_x$ po idealnym ograniczeniu pasma od 0 do f_g; $\Delta x = 0$

bicia wynosi ϱ_{cg} zamiast ϱ_c. Zmniejszenie kontrastowości scharakteryzować możemy współczynnikiem zachowania kontrastowości ϑ_{kg}. Przy rozeznaniu kreski współczynnik ten możemy określić wzorem:

$$\vartheta_{kg} = \frac{\varrho_b - \varrho_{cg}}{\varrho_b - \varrho_c}. \tag{28}$$

Jeżeli założyć, tak jak na rys. 10, że $d = \tau_g v_x$, to wtedy współczynnik zachowania kontrastowości kreski wyniesie:

$$\vartheta_{kg} = 0{,}87.$$

Rozpatrując zagadnienie następstw, jakie powoduje ograniczenie pasma, nie można pominąć, że do rozciągnięcia przebiegów w czasie przyczyniają się również zniekształcenia aperturowe.

2.4. Następstwa ograniczenia szerokości widma i zniekształceń aperturowych

W praktyce sygnały telekopiowe powstają przy ograniczonej szerokości widma i jednocześnie przy skończonych wymiarach elementu rozwinięcia, a więc musimy liczyć się z następstwami nie tylko ograniczenia, lecz i pewnych zniekształceń aperturowych.

Jak było wspomniane w podrozdziale 2.2, zniekształcenia aperturowe przejawiają się w odkształceniu krzywej gęstości widma i mogą być sztucznie zastąpione przez wprowadzenie do układu transmisyjnego odpowiedniego zniekształcenia tłumieniowego drogi przesyłowej. W następnym rozdziale rozpatrywać będziemy wpływ zniekształceń tłumieniowych układu transmisyjnego na kształtowanie się sygnałów. Dodając w ten sposób odpowiednie zniekształcenia tłumieniowe powstałe wskutek zniekształceń aperturowych, do zniekształceń tłumieniowych układu otrzymujemy charakterystykę hipotetyczną układu, która może posłużyć do przeprowadzenia analizy warunków kształtowania się sygnałów metodami wyłożonymi w rozdziale 2.5.

Tymczasem rozpatrzymy w sposób przybliżony, jak wpływają zniekształcenia aperturowe na sygnał rozeznania pojedynczej czarno-białej granicy i sygnał rozeznania pojedynczej czarnej kreski na białym tle, gdy układ transmisyjny nie wprowadza zniekształceń tłumieniowych i fazowych w paśmie od 0 do Ω_g, a powyżej Ω_g tłumi całkowicie wszystkie składowe.

Równanie (21) stanowi ogólny przypadek przedstawienia funkcji $\varrho(t)$ jako sumy nieskończonej liczby składowych. Jeżeli uwzględnimy ograniczenie szerokości widma, to równanie to przyjmie postać:

$$\varrho_{ga}(t) = \varrho_o + \int_0^{\Omega_g} \vartheta_a(\Omega)\, \varrho_w(\Omega) \cos(\Omega t - \alpha)\, d\Omega .$$

Natomiast w szczególnym przypadku rozeznania pojedynczej czarno-białej granicy możemy posłużyć się wzorem (10), w którym uwzględnimy zniekształcenie aperturowe przez pomnożenie każdej składowej przez odpowiedni współczynnik zniekształceń aperturowych i zmienimy granice całkowania:

$$\varrho_{ga}(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^{\Omega_g} \vartheta_a(\Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega}\, d\Omega . \qquad (29)$$

Rozwiązanie takiego równania przedstawia w ogólnej postaci znaczne trudności. Możemy jednak wprowadzić pewne ograniczenie dotyczące zakresu zmian $\vartheta_a(\Omega)$ i pozwalające na zastąpienie $\vartheta_a(\Omega)$ przez odpowiednie proste funkcje.

Jak wspomniano, w praktyce pulsacja graniczna nie różni się znacznie od pulsacji punktu. Możemy więc założyć, że

$$\Omega_g = \Omega_o = \pi \frac{v_x}{d_{min}}.$$

Ponadto w praktyce wymiar liniowy elementu rozwinięcia bardzo rzadko dochodzi do d_{min}, co stanowiłoby najgorszy spotykany w praktyce przypadek zniekształceń aperturowych. Zanalizujemy więc przypadek, gdy

$$\Delta x = d_{min},$$

co daje

$$\Delta t = \frac{d_{min}}{v_x} = \frac{1}{2 f_o} = \tau_g.$$

A więc założenie powyżej przyjęte jest równoznaczne z założeniem, że czas przesunięcia rozeznania na odległość d_{min} równa się czasowej strefie rozeznania:

$$\Delta t = \tau_g.$$

Funkcja $\varrho_{ga}(\Omega)$ interesuje nas w zakresie od 0 do Ω_g, w którym wartości współczynnika aperturowego zmieniają się od 1 do $\vartheta_a(\Omega_g)$, gdzie

$$\vartheta_a(\Omega_g) = \frac{\sin \frac{\Omega_g \Delta t}{2}}{\frac{\Omega_g \Delta t}{2}} = \frac{\sin \frac{\pi}{2}}{\frac{\pi}{2}} = 0{,}637. \tag{30}$$

W takim zakresie można ją z dostatecznym przybliżeniem zastąpić kosinusoidą przechodzącą przez jej dwa punkty odpowiadające $\Omega = 0$ i $\Omega = \Omega_g$.

$$\vartheta_a(\Omega_g) = \cos 1\, \Omega \Delta t. \tag{31}$$

Po obliczeniu współczynnika 1 z równań (30) i (31) otrzymujemy:

$$\vartheta_a(\Omega_g) = \cos 0{,}28\, \Omega \Delta t. \tag{32}$$

Łatwo się przekonać, że współczynnik 1 ma bardzo zbliżone wartości dla wszystkich przypadków

$$\Delta t \leqslant \tau_g,$$

co oznacza, że praktycznie we wszystkich przypadkach możemy zastąpić $\vartheta_a(\Omega)$ przez funkcję kosinusoidalną podaną wzorem (32). Wykorzystując powyższe w równaniu (29) otrzymujemy:

$$\varrho_{ga}(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^{\Omega_g} \cos 0{,}28\,\Omega\,\Delta t\,\frac{\sin \Omega t}{\Omega}\,d\Omega,$$

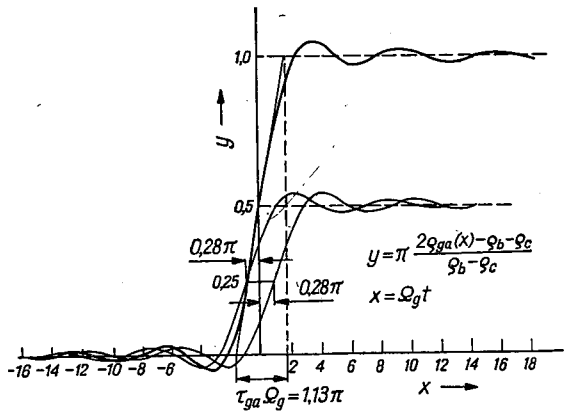
a po przekształceniach trygonometrycznych

$$\varrho_{ga}(t) = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\pi} \int_0^{\Omega_g} \left[\frac{\sin \Omega (t + 0{,}28\,\Delta t) + \sin \Omega (t - 0{,}28\,\Delta t)}{\Omega}\,d\Omega\right] =$$

$$= \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\pi} [Si\,\Omega_g (t + 0{,}28\,\Delta t) + Si\,\Omega_g (t - 0{,}28\,\Delta t)]. \qquad (33)$$

Wskutek zniekształceń aperturowych przebieg sygnału odpowiadającego rozeznaniu czarno-białej granicy, przy ograniczeniu szerokości widma do $\Omega_g = \Omega_o$ jest jakby sumą dwóch przebiegów bez zniekształceń aperturowych, lecz przesuniętych względem siebie o $0{,}56\,\Delta t$ i o zmniejszonych dwukrotnie wartościach chwilowych oraz niezmienionym składniku stałym.

Na rys. 11 wykonano graficznie ilustrację równania (33). Następstwem zniekształceń aperturowych jest zwiększenie strefy rozmycia.



Rys. 11. Przebieg odpowiadający przejściu czarno-białej granicy po idealnym ograniczeniu pasma od 0 do f_g i przy wymiarze plamki rozeznającej $\Delta x = \tau_g \cdot v_x$

Przy założeniach przyjętych do wykonania rys. 11 $\tau_{ga} = 1{,}13\ \tau_g$, a więc wzrost wyniósł około 13%. Zniekształcenia aperturowe powodują jakby stratę szerokości kanału transmisyjnego, w tym przypadku o 13%.

W przypadku rozeznania czarnej kreski, po wprowadzeniu odpowiednich zmian do równania (11) obowiązuje:

$$\varrho_{ga}(t) = \varrho_b - \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^{\Omega_g} \vartheta_a(\Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega +$$

$$+ \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^{\Omega} \vartheta_a \Omega \frac{\sin \Omega \left(t - \frac{d}{v_x}\right)}{\Omega} d\Omega.$$

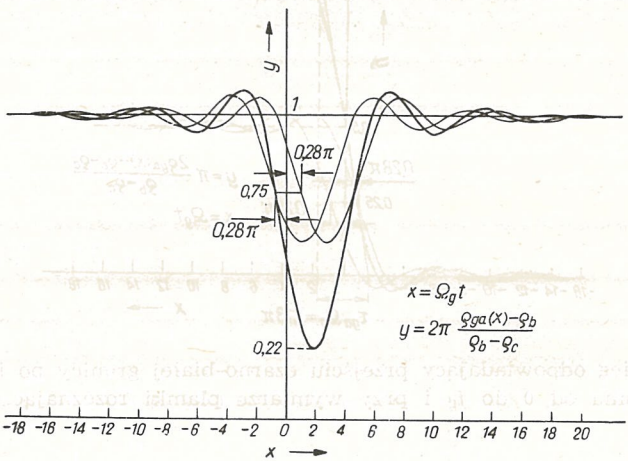
Postępując analogicznie jak przy wyprowadzeniu wzoru (33) otrzymujemy:

$$\varrho_{ga}(t) = \varrho_b - \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\pi} \left[Si\,\Omega_g(t + 0{,}28\,\Delta t) + Si\,\Omega_g(t - 0{,}28\,\Delta t) + \right.$$

$$\left. - Si\,\Omega_g\left(t - \frac{d}{v_x} + 0{,}28\,\Delta t\right) - Si\,\Omega_g\left(t - \frac{d}{v_x} - 0{,}28\,\Delta t\right)\right]. \qquad (34)$$

Równanie powyższe możemy otrzymać również bezpośrednio na zasadzie równania (33) i sumowania dwóch sygnałów przesuniętych o czas rozeznania kreski i przebiegających odwrotnie jeden w stosunku do drugiego.

Rysunek 12 wykonany został podobnie jak poprzednio przy tym samym założeniu $\Delta x = \tau_g$ i przy szerokości kreski przyjętej przy wykonywaniu rys. 10 dla zilustrowania według wzoru (34) przebiegu sygnału odpowiadającego rozeznaniu pojedynczej kreski.



Rys. 12. Przebieg odpowiadający przejściu przez pojedynczą czarną kreskę o szerokości $d = \tau_g \cdot v_x$ przy idealnym ograniczeniu pasma od 0 do f_g i przy wymiarze plamki rozeznającej $\Delta x = \tau_g \cdot v_r$

Współczynnik zachowania kontrastowości określony jest w tym przypadku równaniem:

$$\vartheta_{kga} = \frac{\varrho_b - \varrho_{cga}}{\varrho_b - \varrho_c}. \tag{35}$$

Na przykładzie pokazanym na rysunku widzimy, że współczynnik ten wynosi 0,78, a więc wskutek zniekształceń aperturowych współczynnik zachowania kontrastowości zmalał o 0,09.

Widzimy, że zniekształcenia aperturowe uwidoczniły się bardziej w postaci utraty kontrastowości niż w zwiększeniu strefy rozmycia.

2.5. Oddziaływanie zniekształceń tłumieniowych

W rozdziale 2.3. omówiono następstwa ograniczenia pasma przez filtr idealny, to jest taki, który nie wykazuje zniekształceń amplitudowych i fazowych w pasmie przepustowym i tłumi całkowicie wszystkie składowe poza granicami pasma. Rozważania dotyczyły sygnałów w widmie naturalnym. Wyniki rozważań ilustrują rysunki 9, 10, 11 i 12. Wzory, które zostały wyprowadzone, dotyczyły współczynnika odbicia jako funkcji czasu. Przy układach przetwarzających wartości chwilowe $\varrho(t)$ na wartości chwilowe napięcia o liniowej zależności między $\varrho(t)$ i $u(t)$ wzory (23) i (27) po wprowadzeniu odpowiedniego uzupełnienia obowiązują również i w stosunku do funkcji $u_s(t)$ wyrażającej przebieg sygnałów w widmie naturalnym. Zakładając

$$u_s(t) = U_o \varrho(t) \tag{36}$$

otrzymujemy, że w następstwie idealnego ograniczenia pasma napięcie odpowiadające przejściu czarno-białej granicy zmieniać się będzie wg wzoru:

$$u_s(t) = U_o \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} Si\, \Omega_g t, \tag{37}$$

a przejście rozeznania przez czarną kreskę:

$$u_s(t) = U_o \varrho_b - U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \left[Si\, \Omega_g t - Si\, \Omega_g \left(t - \frac{d}{v_x} \right) \right]. \tag{38}$$

Wpływ zniekształceń aperturowych obrazują równania otrzymane analogicznie z równań (33) i (34). I tak rozeznanie czarno-białej granicy, po której plamka rozeznająca przesuwa się w czasie Δt, określone jest funkcją:

$$u_s = U_o \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\pi} \left[Si\, \Omega_g (t + 0{,}28\, \Delta t) + Si\, \Omega_g (t - 0{,}28\, \Delta t) \right] \tag{39}$$

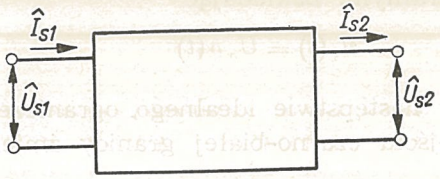
oraz rozeznanie kreski o szerokości równej d i szerokości elementu rozwinięcia jw.:

$$u_s = U_o \varrho_b - U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\pi}\left[Si\,\Omega_g(t + 0{,}28\,\Delta t) + Si\,\Omega_g(t - 0{,}28\,\Delta t) + \right.$$
$$\left. - Si\,\Omega_g\left(t - \frac{d}{v_x} + 0{,}28\,\Delta t\right) - Si\,\Omega_g\left(t - \frac{d}{v_x} - 0{,}28\,\Delta t\right)\right]. \qquad (40)$$

Dotychczas przy rozpatrywaniu następstw ograniczenia pasma zakładamy, że w pasmie przepuszczanym wszystkie składowe przechodzą jednakowo stłumione oraz że nie następują wzajemne przesunięcia fazowe poszczególnych składowych. Powyżej częstotliwości granicznej wszystkie składowe ulegały całkowitemu stłumieniu. W układach rzeczywistych występują zawsze większe lub mniejsze zniekształcenia fazowe i tłumieniowe, a przejście do zakresu tłumionego następuje stopniowo. Wpływ zniekształceń tłumieniowych i fazowych wyjaśniony zostanie w sposób ogólny przy pomocy uproszczonych założeń.

W pierwszej fazie rozumowań założymy, że zniekształcenia fazowe są tak nieznaczne, że nie wpływają na przebieg sygnału, uwzględnimy natomiast zniekształcenia tłumieniowe.

Własności układu przesyłowego, który możemy przedstawić w postaci czwórnika pokazanego na rys. 13, charakteryzuje stosunek prądów i napięć na wyjściu do napięć i prądów na wejściu. Na ogół do określenia



Rys. 13. Układ przesyłowy przedstawiony jako czwórnik

podstawowych własności wystarcza znajomość jednego stosunku dla wszystkich częstotliwości w pasmie przesyłowym, np. napięcia na wyjściu do napięcia na wejściu lub prądu na wyjściu do napięcia na wejściu. Stosunek ten nazywać będziemy przewodnością przejściową, opornością przejściową lub ogólnie współczynnikiem przejściowym $\hat{K}$, który może być wielkością o wymiarze przewodności lub oporności, lub bezwymiarową. Współczynnik przejściowy jest wielkością zespoloną:

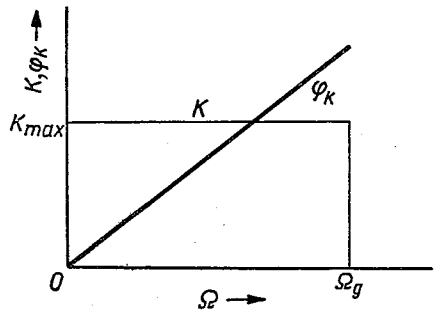
$$\hat{K} = K \cdot e^{-j\varphi_k}, \qquad (41)$$

gdzie:

K — moduł współczynnika przejściowego,

φ_k — kąt fazowy współczynnika przejściowego.

Charakterystyki modułu i kąta fazowego współczynnika przejściowego układu przesyłowego bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych, który przenosi jednakowo wszystkie składowe w pasmie od 0 do Ω_g, a powyżej Ω_g wszystkie tłumi całkowicie — przedstawione są na rys. 14.



Rys. 14. Charakterystyki modułu i kąta fazowego współczynnika przejściowego układu przesyłowego ograniczającego szerokość widma bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych

Dla uproszczenia oznaczeń i wzorów przyjmować będziemy we wszystkich rozpatrywanych przykładach $K_{max} = 1$, co nie wnosi istotnych różnic do otrzymanych wyników. Jeżeli nie będzie inaczej zaznaczone, to $\hat{K}$ w naszych rozpatrywaniach występować będzie jako stosunek napięć:

$$\hat{K} = \frac{\hat{U}_{s2}}{\hat{U}_{s1}} \tag{42}$$

Na podstawie równania (10) możemy napisać dla przypadku przejścia rozeznania przez biało-czarną granicę:

$$u = K(0)\, U_o \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^\infty K(\Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega}\, d\Omega \tag{43}$$

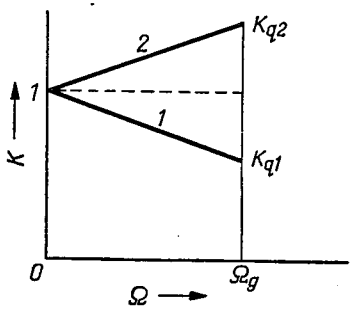
lub uwzględniając skończone wymiary plamki rozeznającej analogicznie jak przy formowaniu równania (33)

$$u = K(0)\, U_o \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \left[\int_0^\infty K(\Omega) \frac{\sin \Omega (t + 0{,}28\, \Delta t)}{\Omega}\, d\Omega + \right.$$

$$\left. + \int_0^\infty K(\Omega) \frac{\sin \Omega (t - 0{,}28\, \Delta t)}{\Omega}\, d\Omega \right]. \tag{44}$$

Wyznaczenie $u(t)$ na podstawie powyższych równań nie jest łatwe. Zadanie upraszcza się, jeżeli przyjąć, że funkcja $K(\Omega)$ zmienia się wg ja-

kiejś prostej zależności, np. że składa się z kilku odcinków prostych. Dla rozważenia wpływu opadania, ewentualnie podnoszenia się charakterystyk $K(\Omega)$ w pasmie przepustowym przyjmiemy daleko idące uproszczenie, że tak jak pokazano na rys. 15 w pasmie przepustowym K,



Rys. 15. Charakterystyki współczynnika amplitudowego K uproszczone do jednego prostoliniowego odcinka

chociaż nie jest wielkością stałą, to jednak zmienia się liniowo wraz z Ω. Natomiast przy pulsacji Ω_g współczynnik K opada prostopadle do zera.

W pasmie od 0 do ω_g K jest określone równaniem:

$$K = 1 - (1 - K_q)\frac{\Omega}{\Omega_g}. \tag{45}$$

Podstawiając do równania (43)

$$u_s = U_o \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_o \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi}\left[\int_0^{\Omega_g} \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega - (1 - K_q)\int_0^{\Omega_g} \frac{\sin \Omega t}{\Omega_g} d\Omega\right] =$$

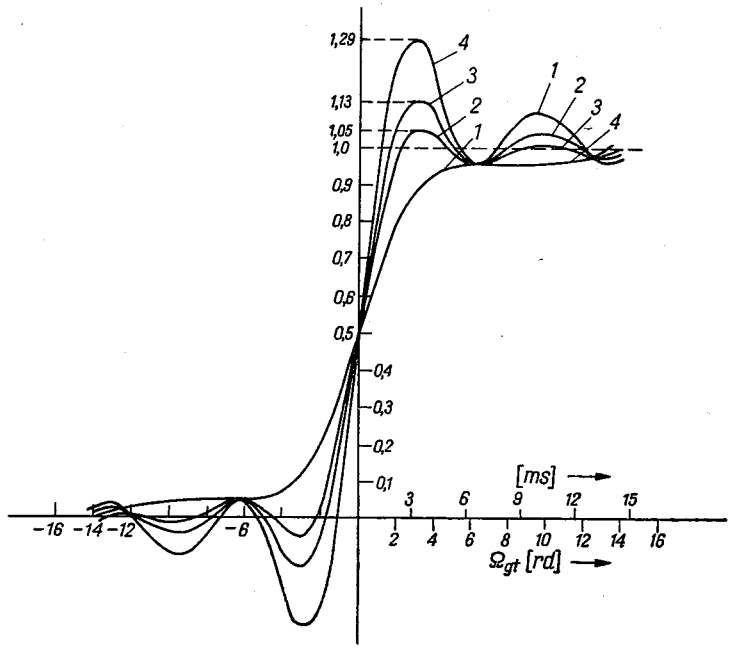
$$= U_o \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_0 \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi}\left[Si\,\Omega_g t - (1 - K_q)\frac{\sin^2 \frac{\Omega_g t}{2}}{\frac{\Omega_g}{2}}\right]. \tag{46}$$

Dla zorientowania się, jak wpływa różnica $1 - K_q$ na strefę rozmycia, zróżniczkujemy równanie (46) i podstawimy $t = 0$:

$$\left.\frac{d u_s}{d t}\right|_{t=0} = U_0 \frac{\varrho_b - \varrho_c}{2\pi} \Omega_g (1 + K_q). \tag{47}$$

Gdy tłumienność wzrasta wraz ze zbliżaniem się do częstotliwości granicznej, to jest gdy $K_q < 1$, wtedy strefa rozmycia jest większa niż przy $K_q = 1$ (porównaj wzór 24). Natomiast utworzenie układu, w którym charakterystyka współczynnika amplitudowego K wznosi się w kierunku Ω_g (krzywa *2* rys. 15), zmniejsza strefę rozmycia.

Jesteśmy jednak ograniczeni w poprawianiu w ten sposób przebiegu sygnałów, gdyż przy zwiększaniu wartości K_q wzrasta nie tylko nachylenie, ale i oscylacja koło wartości ustalonej. Na podstawie równania (46) wykreślono dla czterech wartości K_q przebiegi odpowiadające przejściu czarno-białej granicy. Widać z tych wykresów, że ze wzrostem wartości K_q amplituda oscylacji może wzrosnąć dosyć znacznie i może być przyczyną niepożądanych powtórzeń zarysów obrazu.



Rys. 16. Przebiegi odpowiadające przejściu czarno-białej granicy po ograniczeniu pasma od 0 do ω_g przy różnych uproszczonych charakterystykach układu transmisyjnego

1 — $K_q = 2$; *2* — $K_q = 1{,}2$; *3* — $K_q = 0{,}8$; *4* — $K_q = 0$

Znaczna amplituda pierwszego przekroczenia wartości nie jest tak niebezpieczna, jak oscylacje następne. W pewnym stopniu może być nawet pożądana, gdyż dzięki temu przekroczeniu lepiej podkreślone zostają zarysy obrazu. Warunki stawiane transmisji telekopiowej dopuszczają na ogół przekroczenie od 10% do 15%. Natomiast amplitudy następnych oscylacji, jeżeli nie mają być przyczyną zwielokrotnienia zarysów, nie powinny przekraczać 5%. Oscylacje mogą być bardziej niebezpieczne przy transmisji wielotonowej niż przy transmisji dwutonowej.

Zwiększenie wartości K_q może jednak przyczynić się do znacznego zmniejszenia strefy rozmycia. Dla krzywych *1*, *2*, *3*, *4* strefa rozmycia

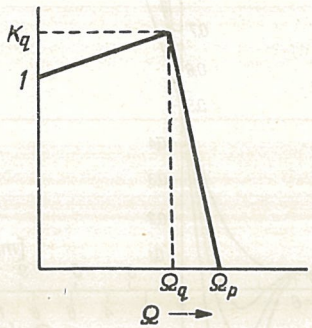
wynosi odpowiednio:

7 ms, 4 ms, 2,8 ms, 2 ms.

Oddziaływanie łączne zniekształceń tłumieniowych i aperturowych możemy uwzględnić zakładając uproszczony przebieg funkcji $u(t)$ we wzorze (44) i postępując analogicznie jak w powyżej rozpatrzonym przykładzie. Możemy jednak również wykorzystać wzór (29) i napisać:

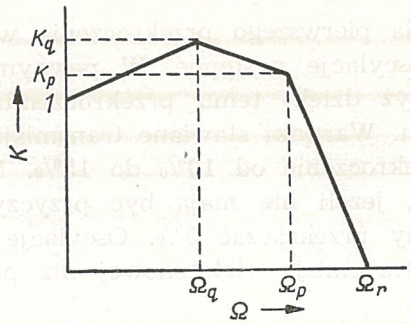
$$u_s = K(0)\frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_0 \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \int_0^\infty K(\Omega)\vartheta_a(\Omega)\frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega . \qquad (48)$$

Iloczyn $K(\Omega)\vartheta_a(\Omega)$ stanowi pewną nową funkcję $F(\omega)$, która obrazuje zniekształcenia tłumieniowe składowych widma, będące wynikiem oddziaływania zniekształceń tłumieniowych układu transmisyjnego i znie-



Rys. 17. Charakterystyka współczynnika amplitudowego K uproszczona do dwóch prostoliniowych odcinków

kształceń aperturowych. Jeżeli wymiar wzdłużny elementu rozwinięcia Δx jest mniejszy od 0,5 d_{min}, to można funkcję $\vartheta_a(\Omega)$ zastąpić odcinkiem linii prostej, tak że i funkcja $F(\Omega)$ jest wtedy również funkcją liniową.

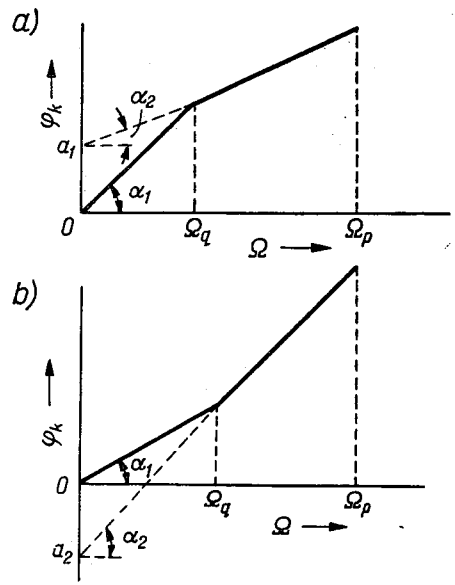


Rys. 18. Charakterystyka współczynnika amplitudowego K uproszczona do trzech prostoliniowych odcinków

Uproszczenie charakterystyki $K(\Omega)$ przez określenie jej równaniem (45) idzie może zbyt daleko w przypadkach rzeczywistego projektowania układów transmisyjnych i układów korygujących. Lepsze przybliżenie daje przedstawienie charakterystyk $K(\Omega)$ w postaci dwóch odcinków (rys. 17) lub trzech odcinków (rys. 18). Analiza przebiegów odpowiadających tym charakterystykom prowadzi do wniosku, że możliwe jest zawsze pewne zmniejszenie strefy rozmycia bez znacznego zwiększania amplitud oscylacji.

2.6. Oddziaływanie zniekształceń fazowych na transmisję sygnałów

Dla wyjaśnienia następstw zniekształceń fazowych posłużymy się podobnie jak w przypadku zniekształceń tłumieniowych uproszczonymi do dwóch odcinków prostych charakterystykami fazowymi. Założymy,



Rys. 19. Uproszczone przykłady charakterystyk fazowych
a) $a > 0$; b) $a < 0$

że charakterystyka fazowa składa się z odcinka przechodzącego przez początek osi współrzędnych, nachylonego do osi Ω pod kątem α_1, który przy pulsacji Ω_g przechodzi w drugi nachylony pod kątem α_2 (rys. 19). Zgodnie z powyższym przebieg charakterystyki $\varphi_K(\Omega)$ określają dwa równania:

$$\begin{aligned} \varphi_K(\Omega) &= \Omega \operatorname{tg} \alpha_1 = \Omega b_1 \quad \text{przy} \quad 0 < \Omega < \Omega_g \\ \varphi_K(\Omega) &= \Omega \operatorname{tg} \alpha_2 + a = \Omega b_2 + a \quad \text{przy} \quad \Omega_g < \Omega < \Omega_p. \end{aligned} \tag{49}$$

Ponadto dla dalszego uproszczenia rozważań przyjmiemy, że charakterystyka tłumieniowa układu transmisyjnego jest charakterystyką filtru idealnego, to jest że w zakresie od 0 do Ω_p współczynnik $K = 1$, a powyżej Ω_p współczynnik $K = 0$.

Równanie określające przebieg odpowiadający rozeznaniu czarno-białej granicy otrzymamy po wprowadzeniu funkcji $\varphi_K(\Omega)$ do równania (43):

$$u_s = K(0)\,U_0\,\frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_0\,\frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi}\int_0^{\infty} K(\Omega)\,\frac{\sin[\Omega t - \varphi_K(\Omega)]}{\Omega}\,d\Omega. \tag{50}$$

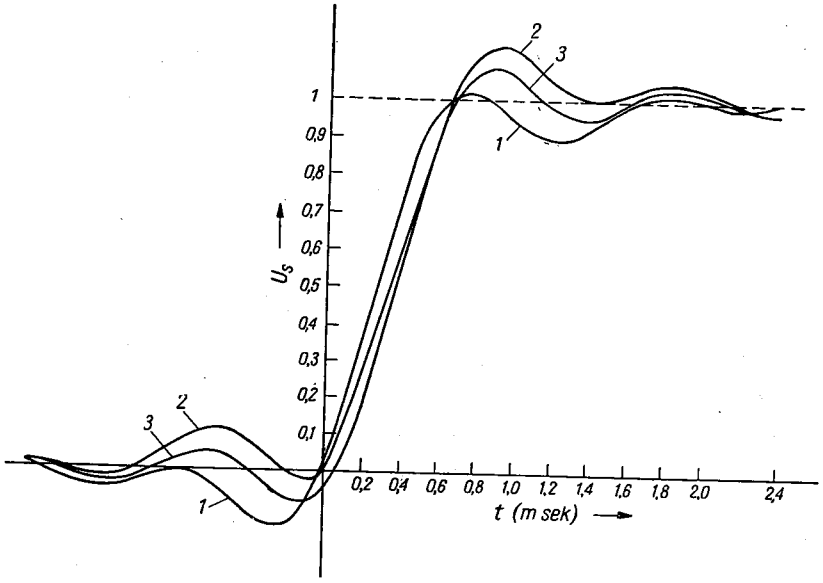
Po uwzględnieniu przyjętych przykładowo założeń:

$$u_s = U_0\,\frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_0\,\frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi}\left[\int_0^{\Omega_g}\frac{\sin\Omega(t-b_1)}{\Omega}\,d\Omega + \int_{\Omega_g}^{\Omega_p}\frac{\sin[\Omega(t-b_2)+a)}{\Omega}\,d\Omega\right]$$

i po przekształceniu

$$u_s = U_0\,\frac{\varrho_b + \varrho_c}{2} + U_0\,\frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi}\{Si\,\Omega_g(t-b_1) + \cos a\,[Si\,\Omega_p(t-b_2) - Si\,\Omega_g(t-b_2)] + \\ + \sin a\,[Ci\,\Omega_p(t-b_2) - Ci\,\Omega_g(t-b_2)]\}. \tag{51}$$

Na podstawie powyższego równania wykreślono trzy przykładowe przebiegi przejścia przez czarno-białą granicę, jeden dla przypadku $a > 0$,



Rys. 20. Trzy przebiegi odpowiadające rozeznaniu czarno-białej granicy przy braku zniekształceń tłumieniowych i w obecności zniekształceń fazowych (zob. rys. 19)
1 — $a > 0$; *2* — $a < 0$; *3* — $a = 0$

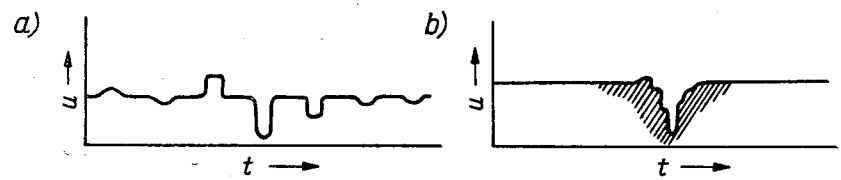
drugi dla $a < 0$ i trzeci dla $a = 0$ (rys. 20). Załamanie krzywej do góry powoduje, że przebieg wykazuje zwiększone oscylacje po stronie wartości odpowiadających tonom białym, załamanie do dołu ma następstwa odwrotne. Przy braku zniekształceń fazowych przebieg jest symetryczny i oscylacje są z obu stron jednakowe.

W rzeczywistości charakterystyki fazowe są o wiele bardziej złożone niż te, które zostały założone w rozpatrzonym przykładzie. Prawie zawsze jednak możemy je przedstawić jako szereg prostych lub sinusoidalnych odcinków.

W dotychczasowej praktyce przyjęło się określanie warunków dotyczących zniekształceń fazowych przez podawanie dopuszczalnej różnicy grupowego czasu przejścia. Już z rozpatrzonego powyżej przykładu wynika, że przy tych samych różnicach grupowego czasu przejścia oddziaływanie zniekształceń fazowych może być różne. Dlatego normowanie różnic grupowego czasu przejścia jest jedynie bardzo ogólnym ujęciem zagadnienia.

Wszystkie rozważania dotyczące następstw zniekształceń tłumieniowych i zniekształceń fazowych ograniczyły się w zasadzie dla zwięzłości tematu do przebiegu rozeznania biało-czarnej granicy. Znajomość tego przebiegu i metod jego wyznaczania pozwala na analogiczne wyznaczanie przebiegu rozeznania pojedynczej lub podwójnej kreski. Przy dokładnej analizie warunków transmisji konieczne jest badanie zarówno transmisji biało-czarnej granicy, jak i transmisji jednej kreski oraz podwójnej kreski. Nieraz dopiero nieodpowiedniość warunków transmisji ujawnia się przy rozeznaniu podwójnej kreski.

Niewłaściwość przebiegu charakterystyki fazowej może być przyczyną zjawiska podwójnego echa, które powoduje przy transmisji kresek przebiegi o charakterze pokazanym na rys. 21. Wokół kreski występuje jej powtórzenie, jednak z coraz słabszym zaczernieniem. Zaakcentowanie powtórzenia zależy od odchyleń charakterystyki fazowej od linii prostej,



Rys. 21. Zjawisko podwójnego echa
a) Rozstawienie wtórnych kresek większe od d; b) Rozstawienie wtórnych kresek mniejsze od d

może ograniczyć się praktycznie do jednej poprzedzającej i jednej następującej kreski. Rozstawienie wtórnych kresek zależy od pulsacji wahań charakterystyki fazowej. Dwa przypadki rozstawienia uwzględniono na rys. 21.

3. MODULACJA AMPLITUDY W TRANSMISJI TELEKOPIOWEJ

3.1. Konieczność przesuwania widma sygnałów telekopiowych

W poprzednim rozdziale omówiono, że zmiany współczynnika odbicia wzdłuż linii rozwinięcia dadzą się przedstawić w postaci ciągłego widma. Analogicznie w postaci widma moglibyśmy przedstawić również zmiany współczynnika gęstości optycznej D. Dla skrócenia wykładu pominęliśmy te rozważania, które nie wniosłyby nic zasadniczo różnego od tego, co zostało powiedziane.

Widmo w ten sposób powstające nazywać będziemy widmem naturalnym, gdyż odpowiada ono bezpośrednio wynikom analizy obrazu. Widmo naturalne rozciąga się od częstotliwości zbliżonej do 0 aż do częstotliwości granicznej, którą oznaczyliśmy w naszych rozważaniach przez f_g. Ograniczenie widma możemy posunąć dosyć daleko, bez szkody dla wierności obrazu, co wynika również z treści poprzedzającego rozdziału. Częstotliwość graniczna może być bardzo bliska częstotliwości punktu, równa lub nawet od niej niższa, przy zachowaniu odpowiednich warunków transmisyjnych i w zależności od stawianych wymagań jakościowych. W pierwszym przybliżeniu będziemy zakładali w następnych rozumowaniach, że

$$f_g \approx f_o.$$

W układzie przetwarzającym wartości chwilowe strumienia świetlnego, zależne od określonych wartości współczynnika odbicia lub współczynnika gęstości optycznej, zostają przetworzone na określone wartości napięcia sygnału. Zależnie od rodzaju i układu włączenie przetworzenia następuje wg zbliżonej do liniowej funkcji współczynnika odbicia lub współczynnika gęstości optycznej. Jeżeli nie zastosowano w procesie przetwarzania układów modulacyjnych, wtedy widmo funkcji $\varrho(t)$ lub $D(t)$ odpowiada w zasadzie zupełnie podobne widmo elektryczne sygnału $u_s(t)$. Możemy przyjąć, że widmo to rozciąga się również od 0 do f_0.

Częstotliwość punktu zależy od prędkości rozwinięcia v_x i od zdolności rozdzielczej określonej odwrotnością d_{min}. Jeżeli $d_{min} = \frac{1}{n}$, to wtedy

$$f_o = v_x \frac{n}{2} = \frac{\pi}{2} MN. \tag{52}$$

Rozpatrzmy, jakie częstotliwości punktu spotykamy w najczęściej stosowanych urządzeniach telekopiowych. Do takich urządzeń należy przede wszystkim urządzenie odpowiadające zaleceniom C.C.I.T.T., przewidziane dla transmisji na istniejącej telefonicznej sieci przewodowej. Przeliczenie zalecanych przez C.C.I.T.T. modułów i prędkości obrotowych bębna wg

podanego powyżej wzoru daje, że odpowiadające zaleceniom urządzenia mają częstotliwości punktu w granicach od 550 Hz do 1100 Hz.

Postęp w nowych metodach transmisji polegający na zastosowaniu korektorów fazowych i transmisji z ograniczeniem jednej wstęgi umożliwia stosowanie urządzeń o wyższych częstotliwościach punktu. Tak np. w znormalizowanych aparatach radzieckich o prędkości bębna 225 obr/min i średnicy 70 mm częstotliwość punktu wynosi około 2000 Hz.

W informacjach podanych powyżej nie uwzględniono aparatów telekopii szybkiej i bardzo szybkiej. Aparaty te mają o wiele wyższe częstotliwości punktu, zależne od celu, do którego te aparaty zostały opracowane i od przewidzianych dla nich, zazwyczaj indywidualnych, warunków transmisyjnych.

Transmisja przewodowa nie buduje obecnie dróg przesyłowych zdolnych do bezpośredniego przeniesienia widma naturalnego sygnałów telegrafii kopiowej. Kanały telegraficzne przenoszą co prawda widmo od 0 Hz, są jednak zbyt wąskie dla celów telegrafii kopiowej. Natomiast kanały telefoniczne na ogół nie przenoszą prawidłowo częstotliwości poniżej 300 Hz. Transmisję sygnałów w pasmie odpowiadającym widmu naturalnemu można by zrealizować przy pomocy torów przewodowych, budowanych specjalnie dla celów telekopii, co jednak na ogół nie jest dostatecznie ekonomicznie uzasadnione, między innymi ze względów na dotychczasowe zbyt małe potrzeby ruchu telekopiowego i wobec tego niepełne wykorzystanie sieci złożonych z takich torów.

Częstotliwości punktu, których wartości wymienione zostały powyżej, zostały tak dobrane, żeby szerokość pasma zajmowanego przez widmo naturalne mieściła się stosunkowo łatwo w szerokości kanałów telefonicznych. Jednak warunkiem korzystania z tych kanałów jest przeprowadzenie procesu modulacji i przez to przesunięcie widma sygnałów do zakresu transmisji telefonicznej. Po modulacji powstaje widmo nośne sygnałów telekopiowych.

Transmisja radiowa z natury rzeczy jest transmisją na częstotliwościach odmiennych od częstotliwości naturalnego widma telekopiowego. Rozróżniamy dwa sposoby zasadnicze przesuwania widma w pobliże fali nośnej: pierwszy modulacji jednostopniowej — oddziaływanie sygnałów telekopiowych w swoim pasmie naturalnym na amplitudę lub częstotliwość fali nośnej — i drugi — modulacji dwustopniowej, polegający na przesunięciu widma telekopiowego z pasma naturalnego do pasma leżącego wyżej, np. do pasma normalnego kanału telefonicznego, i modulowanie dopiero tymi sygnałami fali nośnej nadajnika radiowego. Pierwszy sposób możliwy jest do zastosowania przy ustawieniu nadawczego urządzenia telekopiowego w pobliżu nadajnika radiowego oraz urządzenia odbiorczego w pobliżu odbiornika radiowego. Natomiast przy większych długościach doprowadzeń przewodowych konieczne są dodatkowe procesy modulacji przesuwające odpowiednio widmo sygnałów.

Z motywów podanych powyżej widzimy, że transmisja sygnałów telekopiowych nie może w zasadzie obyć się bez procesu modulacji. Są jeszcze inne motywy może nie tak zasadnicze, lecz również dostatecznie uzasadniające zastosowanie przesuwania widma. Motywy te powodują, że usiłujemy uzyskać widmo nośne możliwie jak najwcześniej, a powracać do widma naturalnego jak najpóźniej.

Sygnały telegrafii kopiowej powstające wskutek zmian strumienia świetlnego padającego na fotokomórkę są sygnałami bardzo małej mocy i wymagają wzmocnienia. Stosowanie wzmacniaczy prądu stałego nie jest łatwe i wygodne, szczególnie przy większej liczbie stopni wzmocnienia. Jeżeli przesunięcie widma z pasma naturalnego do pasma leżącego powyżej jest w pewnym etapie transmisji konieczne, to dla ułatwienia budowy nadajnika telekopiowego przeprowadzamy te przesunięcia na etapie jak najwcześniejszym.

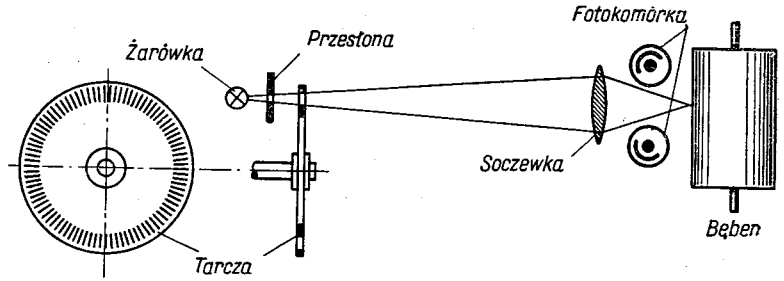
Podobnie po stronie odbiorczej zapis wymaga znacznie większej mocy sygnałów, niż mają ją sygnały na wejściu. Ze względu na prostotę techniczną wzmocnienie przeprowadzamy zazwyczaj jeszcze przed przesunięciem widma sygnałów do pasma naturalnego.

Wracając do wartości, to z zaleceń C.C.I.T.T. można zauważyć, że szerokość widma mieści się zupełnie łatwo w kanałach telefonicznych. Podwojenie widma, które następuje zawsze przy zachowaniu obu wstęg bocznych, daje szerokość widma sygnałów od $F_s = 1100$ Hz do $F_s = 2200$ Hz, co nie przeszkadza w pomieszczeniu sygnałów w takich kanałach, z tym że widmo o szerokości zbliżonej do 2200 Hz wymaga kanałów o szerokości 300—3400 Hz. Natomiast wymienione powyżej znormalizowane urządzenie radzieckie o widmie naturalnym szerokim 2000 Hz może przesyłać swoje sygnały z dwoma wstęgami bocznymi po kanałach szerszych niż telefoniczne, a po kanałach telefonicznych — jedynie przy zastosowaniu ograniczenia jednej ze wstęg bocznych.

3.2. Modulacja w czasie procesu optycznego rozeznania

Przy poszukiwaniu najodpowiedniejszego miejsca, gdzie należy przeprowadzić przesunięcie widma, nasuwa się myśl, że właściwym miejscem może być np. układ współpracy fotokomórki z pierwszym stopniem wzmocnienia. W wielu aparatach telekopiowych, szczególnie dawniejszych opracowań, proces modulacji jest więc przeprowadzany już w układzie świetlnym.

Powodując pulsację natężenia rozeznającego strumienia świetlnego z częstotliwością równą wymaganej częstotliwości nośnej otrzymujemy już w strumieniu odbitym składowe tworzące dwie wstęgi boczne dokoła częstotliwości nośnej.



Rys. 22. Schemat modulacji strumienia rozeznającego przy pomocy wirującej tarczy z otworami

Załóżmy, że przy pomocy wirującej tarczy z otworami powodujemy pulsację strumienia rozeznającego przed naświetleniem powierzchni rozeznawanej, postępując np. tak jak na rys. 22 i dobierając tak wymiary otworów, aby spełnione było równanie:

$$\Phi_p(t) = \Phi_{po} + \Phi_{pw} \sin \omega_n t, \tag{53}$$

gdzie:

Φ_p — chwilowe wartości strumienia świetlnego padające na obraz;
Φ_{pw} — amplituda składowej zmiennej strumienia Φ_p;
Φ_{po} — składowa stała strumienia Φ_p;
ω_n — pulsacja nośna zależna od szybkości obrotowej taśmy i liczby otworów.

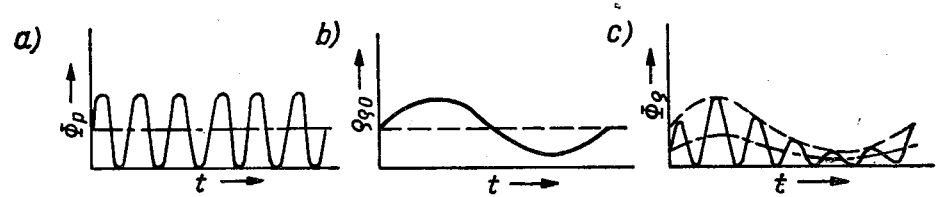
Dla uproszczenia rozumowania załóżmy, że współczynnik odbicia rozeznawanej linii zmienia się wg wzoru:

$$\varrho(t) = \varrho_o + \varrho_w \sin \Omega t, \tag{54}$$

gdzie:

ϱ_o — składowa stała współczynnika odbicia;
ϱ_w — amplituda składowej zmiennej współczynnika odbicia;
Ω — pulsacja składowej zmiennej współczynnika odbicia.

Krzywe odpowiadające równaniom (52) i (54) przedstawione są na rys. 23 a i b.



Rys. 23. Przykład przebiegów modulacji optycznej
a) chwilowa wartość strumienia świetlnego padającego na obraz; b) chwilowa wartość współczynnika odbicia; c) chwilowa wartość strumienia świetlnego odbitego od obrazu

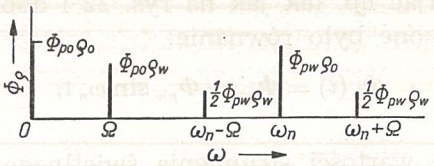
Strumień padający na fotokomórkę Φ_ϱ (rys. 23c) przy założeniu, że cały strumień zostaje odbity i bez strat wykorzystany, zmienia się wg zależności wynikającej z pomnożenia prawych stron równań (52) i (54):

$$\Phi_\varrho = \Phi_p(t)\,\varrho(t) = (\Phi_o + \Phi_{pw}\sin\omega_n t)(\varrho_o + \varrho_w \sin\Omega t),$$

z której po otwarciu nawiasów otrzymujemy:

$$\Phi_\varrho = \varrho_o \Phi_{po} + \varrho_w \Phi_o \sin\Omega t + \varrho_o \Phi_{pw}\sin\omega_n t + \\ + \frac{1}{2}\varrho_w \Phi_{pw}\cos(\omega_n - \Omega)t - \frac{1}{2}\varrho_w \Phi_{pw}\cos(\omega_n + \Omega)t. \tag{55}$$

Zastosowanie modulacji optycznej powoduje, że w strumieniu odbijącym się od linii rozeznawanej, której współczynnik odbicia zmienia się harmonicznie z pulsacją Ω, obok dotychczasowej składowej stałej $\varrho_o\Phi_{po}$ i składowej o pulsacji Ω pojawiają się trzy nowe składowe o pulsacjach ω_n, $\omega_n + \Omega$, $\omega_n - \Omega$ (rys. 24). Rozumowanie powyższe przepro-



Rys. 24. Amplitudy składowych strumienia rozeznającego po modulacji optycznej

wadzone dla przypadku harmonicznych zmian współczynnika odbicia może być rozszerzone na wszystkie przypadki, gdyż wszystkie dadzą się przedstawić jako suma skończonej lub nieskończonej liczby składowych harmonicznych Ω.

Składowe $\omega_n - \Omega_k$ i $\omega_n + \Omega_k$ stanowią dolną i górną wstęgę nowego widma sygnałów. Po modulacji pozostają również składowe widma naturalnego. Jak omówiono powyżej, istniejące drogi transmisyjne nie są dostosowane do transmisji dolnej części widma naturalnego.

Przesłanie części widma naturalnego równałoby się w skutkach dopuszczeniu zakłóceń przy transmisji widma nośnego i z tego powodu całe widmo naturalne powinno być usunięte. Uzyskujemy to przez włączenie w drogę przesyłową filtrów górnoprzepustowych lub dobranie odpowiednich charakterystyk wzmacniaczy. Aby jednak takie stłumienie było możliwe, składowe tłumione muszą znajdować się poza pasmem wstęg bocznych widma nośnego, to znaczy musi być spełniona nierówność:

$$\Omega_{max} < \omega_n - \Omega_{max},$$

gdzie: $\Omega_{max} = 2\pi f_{max}$.

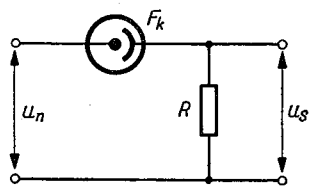
Po założeniu, że $f_{max} = f_o$, oraz po przeprowadzeniu odpowiednich przekształceń otrzymujemy warunek takiego doboru częstotliwości nośnej, aby możliwe było oddzielenie widma naturalnego od nośnego:

$$f_n > 2f_o. \tag{56}$$

3.3. Szeregowy układ modulacji z fotokomórką

Najprostszy układ modulacji elektrycznej powstaje, gdy zamiast napięcia stałego w szereg z fotokomórką i oporem obciążającym włączymy napięcie u_n o częstotliwości f_n, tak np., jak pokazano na rys. 25.

W pewnym znacznym zakresie można uważać, że prąd fotokomórki naświetlonej nie zmieniającym się strumieniem świetlnym jest liniowo



Rys. 25. Schemat szeregowego układu modulacji

zależny od zmian napięcia na jej elektrodach, co możemy wyrazić równaniem

$$i_f = S(u_f + U_{fo}),$$

gdzie:

S — nachylenie charakterystyki zależne od padającego na fotokomórkę strumienia;

u_f — napięcie na fotokomórce;

U_{fo} — przesunięcie charakterystyk wg rys. 26.

Jeżeli założymy, że

$$u_f = u_n = U_n \sin \omega_n t, \tag{57}$$

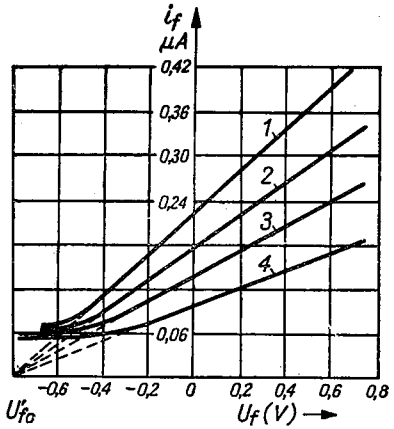
to wtedy

$$i_f = S(U_{fo} + U_n \sin \omega_n t). \tag{58}$$

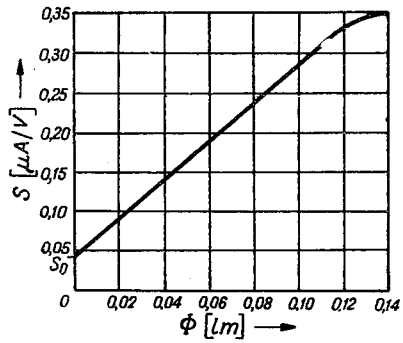
W przybliżeniu praktycznie uzasadnionym możemy założyć, że wartość U_{fo} jest ta sama przy różnych wartościach S, to znaczy, że jeżeli przedłużymy tak jak na rys. 26 część prostoliniową charakterystyki prądu fotokomórki w zależności od napięcia przyłożonego, to te przedłużenia przetną się w jednym punkcie — U_{fo}, leżącym na osi $i_f = 0$. Aby utrzymać się na części liniowej, amplituda napięcia u_n musi być mniejsza od U_{fo}. Tak np. przy $U_{fo} = 0{,}8$ V amplituda napięcia zmiennego nie powinna przekraczać 0,5 V.

Dla wielu fotokomórek wartość nachylenia S zależy również liniowo od strumienia świetlnego Φ padającego na fotokomórkę w zakresie występujących zmian (rys. 27) zgodnie z równaniem:

$$S = k_s \Phi + S. \tag{59}$$



Rys. 26. Przykład statystycznych charakterystyk prądu fotokomórki przy różnych stałych naświetleniach
1 — Φ = 0,1 lm; S = 0,284 μA/V; *2* — Φ = 0,076 lm, S = 0,218 μA/V; *3* — Φ = 0,049 lm, S = 0,165 μA/V; *4* — Φ = 0,034 lm, S = 0,12 μA/V



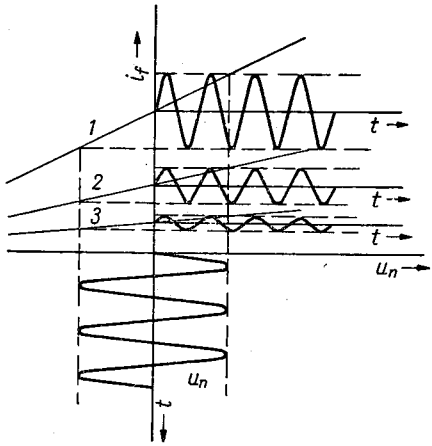
Rys. 27. Przykład zależności nachylenia S od strumienia świetlnego Φ

Jeżeli do fotokomórki doprowadzić napięcie zmienne u_n (wg równania 57), to spowoduje to tętnienie prądu fotokomórki, przy czym zarówno amplituda tętnień, jak i składowa stała zależą od parametru φ_o (rys. 28).

Dla przeprowadzenia analizy powstawania sygnału założymy, że współczynnik odbicia rozeznawanej linii zmienia się zgodnie z równaniem (54). Strumień odbity naświetlający fotokomórkę, przy pominięciu strat rozproszenia i przy założeniu, że natężenie strumienia naświetlającego jest stałe i wynosi Φ_p określony jest równaniem:

$$\Phi_\varrho = \Phi_p (\varrho_o + \varrho_w \sin \Omega t). \tag{60}$$

W pierwszej fazie rozumowania założymy ponadto dla uproszczenia, że pomijamy wahania napięcia spowodowanego spadkiem napięcia na oporze R, przez który przepływa prąd fotokomórki. Przy takim założeniu napięcie sygnału u_s jest iloczynem prądu fotokomórki naświetlanej



Rys. 28. Prąd fotokomórki w obwodzie wg rys. 25 przy różnych stałych wartościach strumienia świetlnego padającego na fotokomórkę i zmiennym napięciu na jej elektrodach

1 — natężenie strumienia $\Phi_{\varrho 1}$; *2* — natężenie strumienia $\Phi_{\varrho 2}$; *3* — natężenie strumienia $\Phi_{\varrho 3}$; $\Phi_{\varrho 1} > \Phi_{\varrho 2} > \Phi_{\varrho 3}$

zmiennym strumieniem Φ_ϱ i znajdującej się pod napięciem u_n przez oporność R. Uwzględniając równania (58), (59) i (60) otrzymujemy:

$$u_s = R\,[k_s \Phi_p (\varrho_o + \varrho_w \sin \Omega t) + S_o]\,(U_{fo} + U_n \sin \omega_n t).$$

Po otwarciu nawiasów i przekształceniach trygonometrycznych:

$$u_s = RU_{fo}(k_s \varrho_o \Phi_p + S_o) + RU_{fo} k_s \varrho_w \Phi_p \sin \Omega t + RU_n (k_s \varrho_o \Phi_p + S_o) \sin \omega_n t + \\ + \frac{1}{2} R U_n k_s \varrho_w \Phi_p \cos (\omega_n - \Omega) t - \frac{1}{2} R U_n k_s \varrho_w \Phi_p \cos (\omega_n + \Omega) t. \quad (61)$$

Widmo sygnałów wysyłanych zawiera więc składową stałą oraz składowe o pulsacjach Ω, ω_n, $\omega_n - \Omega$, $\omega_n + \Omega$ i przypomina przez to widmo otrzymywane w opisanym przypadku modulacji optycznej (rys. 22).

Widmo stanie się jednak bardziej złożone, jeżeli uwzględnić wpływ spadku napięcia na oporze R. Równanie (58) należałoby w tym przypadku napisać:

$$i_f = \frac{SR}{1 + SR} (U_{fo} + U_n \sin \omega_n t).$$

W normalnie spotykanych układach $SR < 1$. Uwzględniając podaną nierówność możemy zastosować rozwinięcie:

$$\frac{SR}{1 + SR} = SR - (SR)^2 + (SR)^3 - (SR)^4 + \ldots$$

Równanie określające nachylenie S otrzymujemy po podstawieniu równania (60) do równania (59):

$$S = k_s \varrho_o \Phi_p + k_s \varrho_w \Phi_p \sin \Omega t + S_o.$$

Wobec tego, że w podanym powyżej rozwinięciu S występuje w kolejno rosnących potęgach, widzimy, że do wzoru określającego napięcie sygnału u_s oprócz składników równania (61) wejdą i inne składniki, między innymi zawierające wyrażenia:

$$\sin^2 \Omega t; \quad \sin^3 \Omega t; \quad \sin^4 \Omega t; \ldots$$

Po przekształceniach geometrycznych typu

$$\cos^2 \alpha = \frac{1 + \cos 2\alpha}{2}; \qquad \cos^3 \alpha = \frac{3 \cos \alpha + \cos 3\alpha}{4}$$

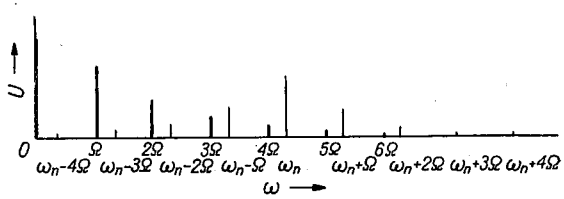
i po otwarciu nawiasów widzimy, że pojawiły się nowe składowe o pulsacji:

$$2\Omega, \quad 3\Omega, \quad 4\Omega \ldots,$$

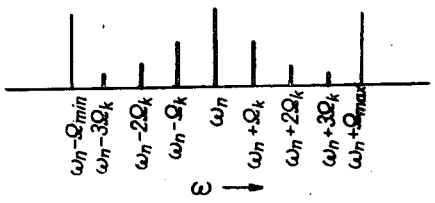
$$\omega_n - 2\Omega; \quad \omega_n - 3\Omega; \quad \omega_n - 4\Omega; \quad \ldots \omega_n + 2\Omega; \quad \omega_n + 3\Omega; \quad \omega_n + 4\Omega; \ldots$$

co można przedstawić na rysunku (rys. 29).

Na wykresie uwidocznia się niebezpieczeństwo, że składowe będące wielokrotnością Ω, oraz różnicą lub sumą pulsacji nośnej i wielokrotności Ω, mogą znajdować się w pasmie przeznaczonym dla wstęg bocznych. Wyfiltrowanie takich składowych jest niemożliwe. Środkiem zapobiegaczym może być podwyższenie częstotliwości nośnej. Jednak zgodnie z równaniem (6) w praktyce strumień odbity składa się z wielu harmonicznych, np. ciągłe widmo składowych. Wtedy wiele składowych spełnia nierówności:



Rys. 29. Widmo sygnałów w szeregowym układzie modulacji



Rys. 30. Powstawanie niepożądanych składowych wewnątrz pasma dwóch wstęg bocznych

$$\omega_n - n\,\Omega > \omega_n - \Omega_{max}$$

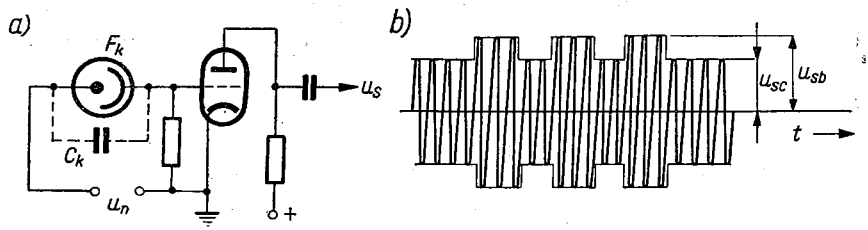
oraz

$$\omega_n + n\,\Omega < \omega_n + \Omega_{max},$$

co wskazuje, że nawet przy dobraniu odpowiednio wysokich częstotliwości nośnych we wstęgach bocznych powstają niepożądane składowe, nie dające się wyfiltrować (rys. 30). Szkodliwość tego zjawiska zależy jednak od tego, o ile mniejszy od 1 jest iloczyn SR.

3.4. Mostkowe układy modulacji z fotokomórką

Poprzednio opisany układ nie może być w praktyce zrealizowany bez wprowadzenia doń pewnych uzupełnień. Przyczyną trudności jest pojemność fotokomórki, która bocznikuje oporność rzeczywistą fotoko-



Rys. 31. Przykład oddziaływania pojemności bocznikującej fotokomórkę na głębokości modulacji
a) schemat; b) wykres napięcia

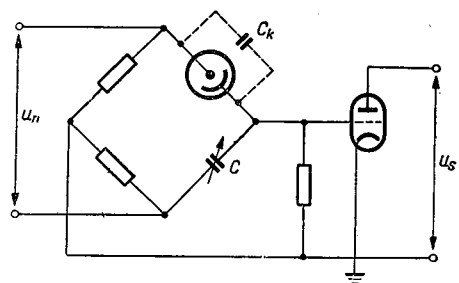
mórki (rys. 31). Prąd płynący przez tę pojemność jest znacznie większy niż prąd podlegający modulacji. W rezultacie głębokość modulacji

$$m = \frac{|U_{sb} - U_{sc}|}{U_{sb} + U_{sc}} \tag{62}$$

jest dużo mniejsza od 1.

W powyższym wzorze:
U_{sb} — amplituda napięcia odpowiadająca tonom białym;
U_{sc} — amplituda napięcia odpowiadająca tonom czarnym;
m — współczynnik głębokości modulacji.

W układzie mostkowym pokaznym na rys. 32 może nie występować szkodliwy wpływ pojemności fotokomórki. W jedną przekątną mostka



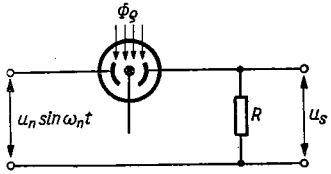
Rys. 32. Układ mostkowy z jedną fotokomórką

włączono źródło napięcia o częstotliwości nośnej, a w drugą — opór obciążenia wyjściowego. Napięcie nośne jest nieznaczne, rzędu 0,5 V. Pojemność C równoważy pojemność C_k fotokomórki. Gdy światło nie pada na fotokomórkę, mostek jest praktycznie zrównoważony i napięcie na oporze R nie występuje. Naświetlenie fotokomórki powoduje naruszenie

równowagi mostka i pojawienie się napięcia na oporze R. Widmo sygnałów ma charakter podobny do przedstawionego na rys. 22.

Oddzielenie widma naturalnego od widm nośnych, jego stłumienie, może być przeprowadzone jedynie przy spełnieniu warunku (56). Warunek ten narzuca wybór częstotliwości nośnej leżącej nieraz wyżej od tej, która byłaby najwłaściwsza w danych warunkach transmisyjnych. Dlatego układy modulacyjne, na wyjściu których nie pojawia się pasmo naturalne, znalazły szerokie zastosowanie. Układ tego typu możemy uzyskać np. przy pomocy fotokomórki z dwoma katodami.

Dwie katody fotokomórki, ustawione do siebie pod pewnym kątem, są naświetlane w ten sposób strumieniem odbitym Φ_o, aby ich fotoemisja była jednakowa (rys. 33). Do katod fotokomórki przyłożone zostaje



Rys. 33. Układ modulatora z fotokomórką z dwoma katodami

napięcie fali nośnej o tak dużej amplitudzie, że w czasie połowy okresu jedna katoda spełnia rolę anody, a druga — katody; natomiast w czasie drugiej połowy katody zmieniają się rolami. Wraz ze zmianami naświetlenia fotokatod zmienia się prąd płynący przez opór R, przez co wysyłane sygnały u_s są sygnałami fali nośnej modulowanej w amplitudzie. Widmo tych sygnałów w zasadzie nie zawiera pierwotnego widma naturalnego. Dla wyjaśnienia powyższego przeprowadzimy uproszczone rozumowanie.

Z pewnym przybliżeniem możemy założyć, że charakterystyki zależności prądu w obwodzie od napięcia na fotokatodach są liniami prostymi (rys. 34), zmieniającymi swoje nachylenie przy różnych naświetleniach (wg wzoru 59). Zakładamy ponadto, że strumień odbity padający na fotokomórkę zmienia się wg wzoru (60).

Jeżeli pominiemy wahania napięcia na fotokomórce spowodowane spadkiem napięcia na oporności R, to wtedy

$$i_f = S U_n \sin \omega_n t .$$

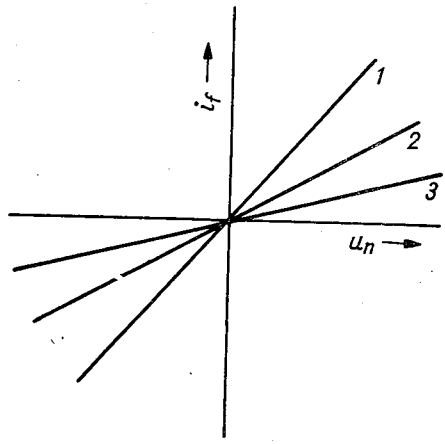
Po uwzględnieniu, że

$$u_s = R \cdot i_f$$

i po wykorzystaniu wzorów (59) i (60) otrzymujemy:

$$u_s = R U_n (k_s \varrho_o \Phi_p + S_o) \sin \omega_n t + \frac{1}{2} R U_n k_s \varrho_w \Phi_p \cos (\omega_n - \Omega) t +$$

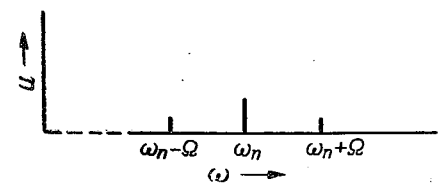
$$- \frac{1}{2} R U_n k_s \varrho_w \Phi_p \cos (\omega_n + \Omega) t . \qquad (63)$$



Rys. 34. Uproszczona charakterystyka $i_f = f(u_n)$ przy różnych wartościach Φ_e (do rys. 33)
1 — naświetlenie strumieniem Φ_{e1}; *2* — naświetlenie strumieniem Φ_{e2}; *3* — naświetlenie strumieniem Φ_{e3}; $\Phi_{e1} > \Phi_{e2} > \Phi_{e3}$

A więc w widmie sygnałów otrzymywanych na wyjściu występują składowe o częstotliwości nośnej i dwie wstęgi boczne modulacji (rys. 35).

Pojemność między fotokatodami w opisanym układzie wywiera podobnie szkodliwe oddziaływanie jak i pojemność bocznikująca w po-



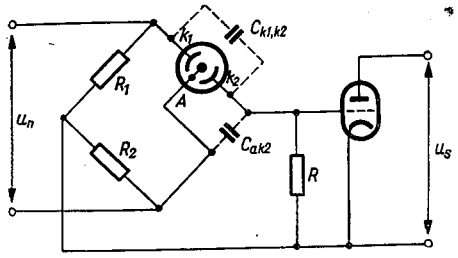
Rys. 35. Widmo sygnałów w układzie z fotokomórką z dwoma katodami

przednio omawianych układach. W układzie pokaznym na rys. 33 mieliśmy znaczny przepływ prądu przez opornik R niezależny od naświetlenia fotokomórki, zmniejszający głębokość modulacji.

Zmieniając opisany układ w ten sposób (rys. 36), żeby powstał układ mostkowy, w którym stosunek oporności rzeczywistych dwóch gałęzi mostka R_1 i R_2 równa się stosunkowi oporności pozornych pojemności między katodami C_{kk} i pojemności między anodą i katodą C_{ak2} możemy znacznie poprawić współczynnik głębokości modulacji.

Uniknąć widma naturalnego możemy również przez zastosowanie modulatorów kołowych. Jak wiadomo, modulatory takie dają w zasadzie na wyjściu widmo zawierające wyłącznie dwie wstęgi boczne, Gdyby np. strumień odbity Φ_e zmieniał się zgodnie z równaniem (60), wtedy na wyjściu modulatora kołowego otrzymalibyśmy pulsację $\omega_n - \Omega$ oraz $\omega_n + \Omega$, oraz ω_n.

Pozorną niezgodność twierdzenia, że na wyjściu modulatora znajdują się jedynie dwie wstęgi boczne oraz że sygnał wyrażony równaniem (43) daje obok $\omega_n - \Omega$ i $\omega_n + \Omega$ również i pulsację, wyjaśnia to, że



Rys. 36. Układ mostkowy z fotokomórką z dwoma katodami

sygnał modulujący w naszym przykładzie uproszczonym (wzór 60) zawiera nie tylko składową zmieniającą się z pulsacją Ω, lecz i składową stałą. W przypadku telekopii występuje zawsze składowa stała w widmie naturalnym i dlatego mamy na wyjściu modulatora kołowego zawsze i pulsację ω_n. Widmo sygnału w rozpatrywanym przykładzie będzie to samo co na rys. 35.

Bezpośrednie sterowanie prostownikowych modulatorów kołowych przez fotokomórki nie jest możliwe wobec zbyt małych prądów występujących w tych ostatnich. Nawet zastosowanie powielaczy elektronowych, chociaż daje dosyć znaczne napięcia sygnałów, jednak wobec stosunkowo dużych oporności wewnętrznych powielaczy nie zwalnia projektanta od dopasowania przy pomocy układu lampowego wyjścia powielaczy do modulatora prostownikowego.

W rozważaniach dotychczasowych zakładaliśmy liniową zależność prądu fotokomórki od strumienia padającego na nią, a więc i pośrednio od współczynnika odbicia [równania (28) i (29)]. Przy zastosowaniu powielacza możemy zależność tę utrzymać stosując odpowiednie, dwa razy większe od wartości nasycenia, napięcie anodowe, lub — jeżeli uważamy to za pożądane — poprzez odpowiednie dobranie napięć i oporności R możemy otrzymać zależność liniową między prądem odbiornika a wartością gęstości optycznej rozeznawanej powierzchni. Prąd fotopowielacza jest wtedy w zależności logarytmicznej od padającego nań strumienia:

$$i_f = i_{fo} - k \lg \frac{1}{\Phi_\varrho} = i_{fo} - k D_o, \tag{64}$$

gdzie:

D_o — gęstość optyczna rozeznawanej powierzchni,

k — współczynnik proporcjonalności.

3.5. Sygnał rozeznania czarno-białej granicy przy modulacji amplitudy

Załóżmy, że układ modulujący daje jedynie widmo nośne, że jego działanie charakteryzuje równanie (63). Rozeznaniu powierzchni czarnej odpowiada sygnał u_s określony przez podstawienie do równania $\varrho_o = \varrho_c$ oraz $\varrho_m = 0$

$$u_{sc} = R\,U_n\,(k_s\,\varrho_c\,\Phi_p + S_o)\sin\omega_n t.$$

Amplituda tego sygnału

$$U_{sc} = R\,U_n\,(k_s\,\varrho_c\,\Phi_p + S_o). \tag{65}$$

Analogicznie podstawiając $\varrho_o = \varrho_b$ otrzymujemy równanie określające sygnał rozeznania powierzchni białej:

$$u_{sb} = R\,U_n\,(k_s\,\varrho_b\,\Phi_p + S_o)\sin\omega_n t$$

oraz jego amplitudy:

$$U_{sb} = R\,U_n\,(k_s\,\varrho_b\,\Phi_p + S_o). \tag{66}$$

Widzimy, że amplitudy sygnałów odpowiadających tonom białym i czarnym są liniowo zależne od współczynnika odbicia ϱ_b lub ϱ_c. Zależność statyczna między amplitudą sygnału a wszystkimi pośrednimi wartościami współczynnika odbicia jest zależnością liniową, wynikającą z przyjęcia za podstawę rozumowania równania (59).

Ze względu na skończoną wartość stałej S_o współczynnik głębokości modulacji nie równa się jednak stosunkowi różnicy współczynników odbicia od ich sumy, co wskazuje na pewne niebezpieczeństwo naruszenia kontrastowości:

$$m = \frac{|U_{sb} - U_{sc}|}{U_{sb} - U_{sc}} = \frac{k_s\,\Phi_p\,(\varrho_b - \varrho_c)}{k_s\,\Phi_p\,(\varrho_b + \varrho_c) + 2\,S_o}.$$

Poszczególnym składowym widma współczynnika odbicia odpowiadają drugi i trzeci człon równania (63). Reprezentują one odpowiadające im składowe dolnej i górnej wstęgi nośnego sygnału. Amplitudy ich określone są zależnością:

$$U_{sw} = \frac{1}{2}\,R\,U_n\,k_s\,\varrho_w\,\Phi_p \tag{67}$$

i jak widzimy są one liniowo i wprost proporcjonalnie zależne od wielkości amplitudy składowej współczynnika odbicia. Można wobec tego wnioskować, że przy zastosowaniu fotokomórki o liniowej charakterystyce [równanie (59)] i odpowiedniego układu modulacyjnego [równanie (63)] widmo sygnałów nie ulega zniekształceniu, amplitudy składowych zachowują między sobą nie zmieniony stosunek, a jedynie skła-

dowa stała podlega zmianom co prawda liniowym, lecz nie proporcjonalnym.

Równanie określające amplitudy składowych możemy również przedstawić inaczej, wprowadzając wielkości U_{sb} i U_{sc} określone równaniami (65) i (66) do równania (67):

$$U_{sw} = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2(\varrho_b - \varrho_c)}. \tag{68}$$

W rozdziale poprzednim omówiono widmo funkcji $\varrho(t)$ odpowiadającej rozeznaniu czarno-białej granicy. Widmo to jest scharakteryzowane równaniem (10). Składowa stała określona jest wyrażeniem:

$$\varrho_o = \frac{\varrho_b + \varrho_c}{2}.$$

Zgodnie z tym, co zostało powiedziane powyżej, odpowiada jej fala nośna o amplitudzie:

$$U_{so} = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2}. \tag{69}$$

Amplitudy składowych widma współczynnika odbicia przy rozeznaniu czarno-białej granicy zgodnie z równaniem (8)

$$\varrho_w(\Omega)\, d\Omega = \frac{\varrho_b - \varrho_c}{\pi} \frac{d\Omega}{\Omega}.$$

Tym składowym odpowiadają składowe sygnału elektrycznego, których amplitudy po podstawieniu wartości $\varrho_w(\Omega)d\Omega$ do równania (68)

$$U_{sw}(\omega_n - \Omega) = U_{sw}(\omega_n + \Omega) = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \frac{d\Omega}{\Omega}. \tag{70}$$

Rozeznaniu czarno-białej granicy, po przeprowadzeniu modulacji amplitudy bez zniekształceń i w układzie dającym widmo nośne wg równania (63), odpowiadać będzie sygnał złożony z fali nośnej o amplitudzie określonej równaniem (69) i nieskończonej liczbie składowych o nieskończenie małych amplitudach określonych równaniem (70):

$$u_s = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} \sin \omega_n t + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\cos(\omega_n - \Omega)t}{\Omega} d\Omega +$$

$$- \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\cos(\omega_n + \Omega)t}{\Omega} d\Omega. \tag{71}$$

Wzór powyższy może posłużyć do wyznaczenia innych interesujących przy analizie warunków transmisji sygnałów, jak np. rozeznaniu kreski,

dwóch kresek itp., przez sumowanie z odpowiednim przesunięciem i znakiem sygnałów czarno-białej granicy, z tym że przy rozeznaniu czarnej kreski lub kilku kresek amplituda fali nośnej wynosi U_{sb}.

3.6. Składowe synfazowe i ortogonalne

W ogólnym przypadku układ transmisyjny powoduje pewne, zazwyczaj niejednakowe stłumienie składowych sygnałów i przesunięcie fazowe. Pod tym względem charakteryzują układ transmisyjny charakterystyka tłumieniowa $K(\omega)$ i charakterystyka fazowa $\varphi_k(\omega)$. Uwzględniając stłumienia i przesunięcia fazowe w równaniu (71) otrzymamy sygnał odpowiadający czarno-białej granicy po przejściu przez rzeczywisty zniekształcający układ transmisyjny:

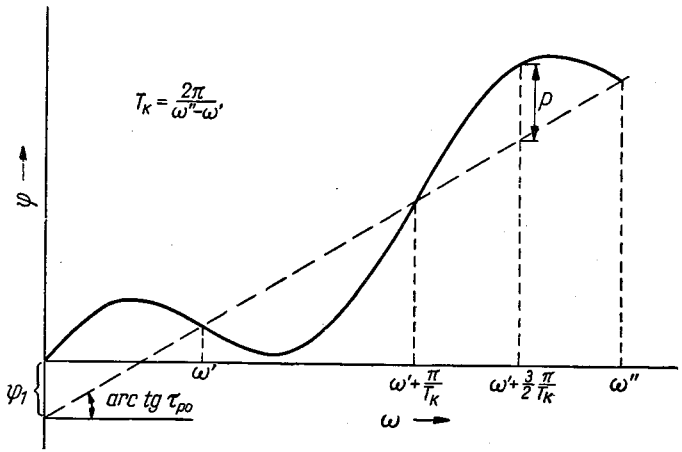
$$u_s = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) \sin(\omega_n t - \varphi_{Kn}) +$$

$$+ \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty K(\omega_n - \Omega) \frac{\cos[(\omega_n + \Omega) t - \varphi_K]}{\Omega} d\Omega +$$

$$- \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty K(\omega_n + \Omega) \frac{\cos[(\omega_n + \Omega) t - \varphi_K]}{\Omega} d\Omega. \qquad (72)$$

Dla bliższego zanalizowania powyższego równania musimy założyć, że znamy przebieg $K(\omega)$ i $\varphi_k(\omega)$. Na początek założymy, że charakterystyka fazowa układu określona jest ogólnym równaniem, którego szczególny przypadek pokazano na rys. 37.

$$\varphi_K = \tau_{po}\,\omega - \varphi_1 + p \sin(\omega T_K + \alpha_1). \qquad (73)$$



Rys. 37. Przykład charakterystyki fazowej oscylującej sinusoidalnie wokół linii prostej

Wtedy

$$u_s = \frac{U_{sb}+U_{sc}}{2} K(\omega_n) \sin[\omega_n (t-\tau_{po}) + \varphi_1 - p \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)] +$$

$$- \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty K(\omega_n - \Omega) \frac{\cos[(\omega_n-\Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1 - p\sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)]}{\Omega} d\Omega$$

$$- \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty K(\omega_n + \Omega) \frac{\cos[(\omega_n-\Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1 - p\sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)]}{\Omega} d\Omega.$$

Po zastosowaniu następujących przekształceń trygonometrycznych

$$\sin[\omega_n (t-\tau_{po}) + \varphi_1 - p \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)] =$$
$$= \sin[\omega_n (t-\tau_{po}) + \varphi_1] \cos[p \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)] +$$
$$- \cos[\omega_n (t-\tau_{po}) + \varphi_1] \sin[p \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)];$$
$$\cos[(\omega_n - \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1 - p \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)] =$$
$$= \cos[(\omega_n - \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1] \cos[p \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)] +$$
$$+ \sin[(\omega_n - \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1] \sin[p \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)];$$
$$\cos[(\omega_n + \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1 - p \sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)] =$$
$$= \cos[(\omega_n + \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1] \cos[p \sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)] +$$
$$+ \sin[(\omega_n + \Omega)(t-\tau_{po}] + \varphi_1] \sin[p \sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)];$$

oraz zakładając, że wartości p są tak nieznaczne, że możliwe są podstawienia:

$$\cos[p \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)] \cong B_o(p)$$
$$\cos[p \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)] \cong \cos[p \sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)] \cong B_o(p)$$
$$\sin[p \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)] \cong 2 B_1(p) \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)$$
$$\sin[p \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)] \cong 2 B_1(p) \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)$$
$$\sin[p \sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)] \cong 2 B_1(p) \sin(\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)$$

otrzymujemy:

$$u_s = \frac{U_{sb}+U_{sc}}{2} K(\omega_n) \{\sin[\omega_n (t-\tau_{po}) + \varphi_1] \times$$
$$\times B_o(p) - 2 B_1(p) \cdot \cos(\omega_n (t-\tau_{po}) + \varphi_1] \cdot \sin(\omega_n T_K + \alpha_1)\} +$$
$$+ \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{K(\omega_n - \Omega)}{\Omega} \{B_o(p) \cos[(\omega_n - \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1] +$$
$$+ 2 B_1(p) \sin[(\omega_n - \Omega)(t-\tau_{po}) + \varphi_1] \sin(\omega_n T_K - \Omega T_K + \alpha_1)\} d\Omega +$$

$$- \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{K(\omega_n + \Omega)}{\Omega} \{B_o(p)\cos[(\omega_n + \Omega)(t - \tau_{po}) + \varphi_1] +$$

$$+ 2 B_1(p) \sin[(\omega_n + \Omega)(t - \tau_{po}) + \varphi_1] \sin((\omega_n T_K + \Omega T_K + \alpha_1)\} d\Omega .$$

Po zastosowaniu elementarnych przekształceń trygonometrycznych powyższy wzór doprowadzamy do następującej postaci:

$$u_s = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) \{B_o(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po}) + \varphi_1] +$$

$$- B_1(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po} + T_K) + \varphi_1 + \alpha_1] +$$

$$+ B_1(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po} - T_K) + \varphi_1 - \alpha_1]\} +$$

$$+ \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{K(\omega_n - \Omega)}{\Omega} \{B_o(p) \cos[\omega_n (t - \tau_{po}) + \varphi_1] \cos\Omega (t - \tau_{po}) +$$

$$+ B_o(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po}) + \varphi_1] \sin\Omega (t - \tau_{po}) +$$

$$+ B_1(p) \cos[\omega_n (t - \tau_{po} - T_K) + \varphi_1 - \alpha_1] \cos\Omega (t - \tau_{po} - T_K) +$$

$$+ B_1(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po} - T_K) + \varphi_1 - \alpha_1] \sin\Omega (t - \tau_{po} - T_K) +$$

$$- B_1(p) \cos[\omega_n (t - \tau_{po} + T_K) + \varphi_1 + \alpha_1] \cos\Omega (t - \tau_{po} + T_K) +$$

$$- B_1(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po} + T_K) + \varphi_1 + \alpha_1] \sin\Omega (t - \tau_{po} + T_K)\} d\Omega +$$

$$- \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty \frac{K(\omega_n + \Omega)}{\Omega} \{B_o(p) \cos[\omega_n (t - \tau_{po}) + \varphi_1] \cos\Omega (t - \tau_{po}) +$$

$$- B_o(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po}) + \varphi_1] \sin\Omega (t - \tau_{po}) +$$

$$+ B_1(p) \cos[\omega_n (t - \tau_{po} - T_K) + \varphi_1 - \alpha_1] \cos\Omega (t - \tau_{po} - T_K) +$$

$$- B_1(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po} - T_K) + \varphi_1 - \alpha_1] \sin\Omega (t - \tau_{po} - T_K) +$$

$$- B_1(p) \cos[\omega_n (t - \tau_{po} + T_K) + \varphi_1 + \alpha_1] \cos\Omega (t - \tau_{po} + T_K) +$$

$$+ B_1(p) \sin[\omega_n (t - \tau_{po} + T_K) + \varphi_1 + \alpha_1] \sin\Omega (t - \tau_{po} + T_K)\} d\Omega .$$

Wprowadzimy następujące oznaczenia:

$$G_1(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) +$$

$$+ \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty [K(\omega_n - \Omega) + K(\omega_n + \Omega)] \frac{\sin\Omega t}{\Omega} d\Omega \qquad (74)$$

$$G_2(t) = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \int_0^\infty [K(\omega_n - \Omega) - K(\omega_n + \Omega)] \frac{\cos\Omega t}{\Omega} d\Omega \qquad (75)$$

i otrzymujemy po przegrupowaniu:

$$u_s = B_0(p)G_1(t-\tau_{po})\sin[\omega_n(t-\tau_{po})+\varphi_1] + B_0(p)G_2(t-\tau_{po})\cos[\omega_n(t-\tau_{po})+\varphi_1] +$$
$$+ B_1(p)G_1(t-\tau_{po}-T_K)\sin[\omega_n(t-\tau_{po}-T_K)+\varphi_1-\alpha_1] +$$
$$+ B_1(p)G_2(t-\tau_{po}-T_K)\cos[\omega_n(t-\tau_{po}-T_K)+\varphi_1-\alpha_1] +$$
$$- B_1(p)G_1(t-\tau_{po}+T_K)\sin[\omega_n(t-\tau_{po}+T_K)+\varphi_1+\alpha_1] +$$
$$- B_1(p)G_2(t-\tau_{po}+T_K)\cos[\omega_n(t-\tau_{po}+T_K)+\varphi_1+\alpha_1].$$

Po dalszych przekształceniach trygonometrycznych i odpowiednim zgrupowaniu otrzymujemy wzór, który był celem przeprowadzonych działań:

$$u_s = \{B_0(p)G_1(t-\tau_{po}) + B_1(p)G_1(t-\tau_{po}-T_K)\cos(\omega_n T_K+\alpha_1) +$$
$$+B_1(p)G_2(t-\tau_{po}-T_K)\sin(\omega_n T_K+\alpha_1) - B_1(p)G_1(t-\tau_{po}+T_K)\cos\omega_n(T_K+\alpha_1) +$$
$$+ B_1(p)G_2(t-\tau_{po}-T_K)\sin(\omega_n T_K+\alpha_1)\}\sin[\omega_n(t-\tau_{po})+\varphi_1] +$$
$$+ \{B_0(p)G_2(t-\tau_{po}) - B_1(p)G_1(t-\tau_{po}-T_K)\sin(\omega_n T_K+\alpha_1) +$$
$$+B_1(p)G_2(t-\tau_{po}-T_K)\cos(\omega_n T_K+\alpha_1) - B_1(p)G_1(t-\tau_{po}+T_K)\sin(\omega_n T_K+\alpha_1) +$$
$$- B_1(p)G_2(t-\tau_{po}+T_K)\cos(\omega_n T_K+\alpha_1)\}\cos[\omega_n(t-\tau_{po})+\varphi_1].$$

Widmo sygnału biało-czarnej granicy daje się podzielić na dwa widma: jedno z nich składa się ze składowych synfazowych, drugie — ze składowych ortogonalnych, przesuniętych o 90° w stosunku do pierwszych. Obwiednie przebiegu, który powstałby przy wyłącznej transmisji widma synfazowego, określa funkcja:

$$G_s(t) = B_0(p)G_1(t-\tau_{po}) + B_1(p)[G_1(t-\tau_{po}-T_K) - G_1(t-\tau_{po}+T_K)]\cos(\omega_n T_K+\alpha_1) +$$
$$+ B_1(p)[G_2(t-\tau_{po}-T_K) + G_2(t-\tau_{po}+T_K)]\sin(\omega_n T_K+\alpha_1). \quad (76)$$

Natomiast analogiczną obwiednię przebiegu transmisji widma ortogonalnego stanowi wyrażenie między drugimi dwoma nawiasami prawej strony równania określającego u_s:

$$G_p(t) = B_0(p)G_2(t-\tau_{po}) - B_1(p)[G_1(t-\tau_{po}-T_K) + G_1(t-\tau_{po}+T_K)]\sin(\omega_n T_K+\alpha_1) +$$
$$+ B_1(p)[G_2(t-\tau_{po}-T_K) - G_2(t-\tau_{po}+T_K)]\cos(\omega_n T_K+\alpha_1). \quad (77)$$

Wykorzystując wprowadzone oznaczenia możemy napisać równanie określające przebieg sygnału w łatwiejszej do zapamiętania formie:

$$u_s = G_s(t)\sin[\omega_n(t-\tau_{po})+\varphi_1] + G_p(t)\cos[\omega_n(t-\tau_{po})+\varphi_2]. \quad (78)$$

Jak się przekonamy z późniejszych rozważań, wielkość widma składowych ortogonalnych zależy od wielkości i charakteru zniekształceń tłumieniowych i fazowych oraz od wyboru częstotliwości nośnej. Widmo

to może być jedną z najpoważniejszych przyczyn utrudniających uzyskanie dobrej jakości transmisji modulowanych w amplitudzie sygnałów telekopiowych.

3.7. Następstwa symetrycznego ograniczenia widma

Zarówno widmo synfazowe, jak i widmo ortogonalne są w zasadzie widmami ciągłymi o pulsacjach składowych od 0 do ∞. Wyrazem tego są granice całkowania we wzorach (74) i (75), określających funkcje $G_1(t)$ i $G_2(t)$. Ograniczenie kanału transmisyjnego od ω_1 do ω_2 usuwa z sygnałów pewną część widma powodując przez to odkształcenie obwiedni przebiegu odpowiadającego rozeznaniu czarno-białej granicy.

Następstwa ograniczenia widma przedstawione będą przez wprowadzenie odpowiednich zmian do wymienionych powyżej wzorów. Zanim jednak to uczynimy, przeprowadzimy pewne przekształcenie, które uwzględni, że występujące w nich wyrażenie $K(\omega_n - \Omega)$ ma jedynie sens fizyczny jako funkcja wartości dodatnich. Łatwo zauważyć, że warunek ten jest spełniony dla składowych o $\Omega \leqslant \omega_n$. Natomiast przy $\Omega > \omega_n$ różnica $\omega_n - \Omega$ jest wartością ujemną i sens fizyczny wyrażenia $K(\omega_n - \Omega)$ można jedynie zachować zmieniając znak różnicy na dodatni.

Widmo sygnału przejścia czarno-białej granicy modulowanego w amplitudzie składa się z nieograniczonej wstęgi górnej, z części wstęgi dolnej powstałej w pasmie od ω_n do 0 i z drugiej części tej wstęgi stanowiącej odwrócenie przedłużenia wstęgi w stronę pulsacji ujemnych.

Uwzględniając powyższe wyjaśnienia i wprowadzając oznaczenie $\Omega_p = \Omega - \omega_n$ wzory (74) i (75) możemy napisać w postaci:

$$G_1(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \left[\int_0^{\omega_n} K(\omega_n - \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. + \int_{\omega_n}^{\infty} K(\Omega_p) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega + \int_0^{\infty} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega \right];$$

$$G_2(t) = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \left[\int_0^{\omega_n} K(\omega_n - \Omega) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega + \int_{\omega_n}^{\infty} K(\Omega_p) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\infty} K(\omega_n + \Omega) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega \right].$$

Ograniczenie widma do pasma zawierającego się między pulsacjami ω_{g1} i ω_{g2} spowoduje, że w sygnałach znajdą się jedynie składowe miesz-

czące się w tym pasmie, co znajduje wyraz w powyższych wzorach przez zmianę granic całkowania.

$$G_1(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \left[\int_0^{\omega_n - \omega_{g1}} K(\omega_n - \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega + \right.$$

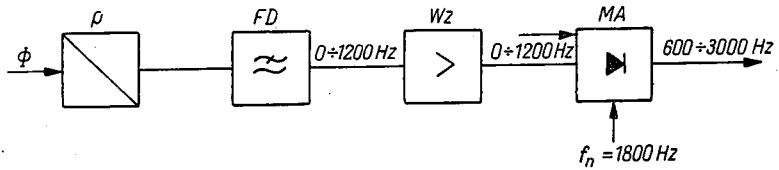
$$\left. + \int_{\omega_n + \omega_{g1}}^{\omega_n + \omega_{g2}} K(\Omega_p) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega + \int_0^{\omega_{g2} - \omega_n} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega \right]$$

$$G_2(t) = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \left[\int_0^{\omega_n - \omega_{g1}} K(\omega_n - \Omega) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega + \int_{\omega_n + \omega_{g1}}^{\omega_n + \omega_{g2}} K(\Omega_p) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. - \int_0^{\omega_{g2} - \omega_n} K(\omega_n + \Omega) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega \right].$$

Wyrażenia z całką $\int_{\omega_n + \omega_{g1}}^{\omega_n + \omega_{g2}}$ przedstawiają składowe o znacznie mniejszych amplitudach niż pozostałe wyrażenia i mają tylko ograniczony wpływ na obwiednię przejścia biało-czarnej granicy. W przypadku ograniczenia widma wpływ ten może się wyrazić w postaci falowania obwiedni sygnału o amplitudzie tym mniejszej, a częstotliwości tym większej, im bardziej częstotliwość nośna jest większa od szerokości ograniczającego kanału. Przy odpowiednim dobraniu częstotliwości nośnej wpływ ten może być zupełnie nieznaczny.

Inną drogą uniezależnienia się od wpływu odwróconej części dolnej wstęgi jest jej usunięcie przez odpowiednie rozwiązanie układowe, np. przez postępowanie jak na rys. 38. Na wyjściu układu przetwarzającego



Rys. 38. Przykład układu ograniczenia widma naturalnego przed modulacją
P — układ przetwarzający; *FD* — filtr dolnoprzepustowy; *Wz* — wzmacniak; *MA* — modulator amplitudy, dający wyłącznie widmo nośne

pojawią się sygnały o widmie rozciągającym się od 0 do nieskończoności, które zostaje ograniczone od góry przy pomocy filtru dolnoprzepustowego. Sygnały wychodzące z filtru zostają wzmocnione do poziomu

umożliwiającego sterowanie modulatora. Wzmacnianie bardzo słabych sygnałów występujących w pasmie od 0 Hz jest połączone jednak z pewnymi trudnościami technicznymi i dlatego układ opisywany łatwiej jest zrealizować z przetwarzającym układem z powielaczem elektronowym.

Kierując się tym, że możliwe jest ograniczenie sygnałów jeszcze od strony widma naturalnego lub odpowiedni dobór wysokiej częstotliwości nośnej, w dalszych rozważaniach pominiemy wpływ odwróconej części dolnej wstęgi i opierać się będziemy na uproszczonych wzorach określających $G_1(t)$ i $G_2(t)$.

$$G_1(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \left[\int_0^{\omega_n - \omega_1} K(\omega_n - \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\omega_2 - \omega_n} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega \right] \tag{79}$$

$$G_2(t) = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi} \left[\int_0^{\omega_n - \omega_1} K(\omega_n - \Omega) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. - \int_0^{\omega_2 - \omega_n} K(\omega_n - \Omega) \frac{\cos \Omega t}{\Omega} d\Omega \right]. \tag{80}$$

Charakter przebiegu, jaki powstaje w czasie rozeznawania czarno-białej granicy, zależy od szerokości kanału, od jego tłumieniowej i fazowej charakterystyki oraz od wyboru częstotliwości nośnej wewnątrz pasma kanału. Rozpatrzymy kilka uproszczonych przypadków warunków transmisji z obu wstęgami bocznymi dla wyjaśnienia wpływu asymetrii w ich transmisji.

Przyjmujemy, że częstotliwość nośna wybrana została pośrodku kanału, a więc:

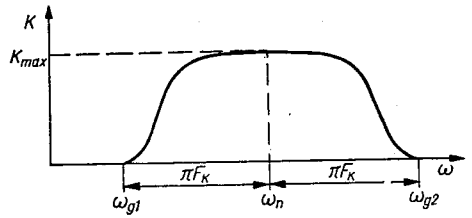
$$\omega_n - \omega_1 = \omega_2 - \omega_n = \pi F_K,$$

gdzie: F_k — szerokość kanału.

Ponadto założymy, że charakterystyka tłumieniowa układu jest symetryczna w stosunku do częstotliwości nośnej, tak że możemy przyjąć:

$$K(\omega_n + \Omega) = K(\omega_n - \Omega),$$

co ilustruje rysunek 39.



Rys. 39. Przykład charakterystyki współczynnika amplitudowego symetrycznej w stosunku do pulsacji nośnej

Przy takich założeniach występują następujące uproszczenia równań (79) i (80):

$$G_1(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{\pi} \int_0^{\pi F_K} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega t}{\Omega} d\Omega$$

$$G_2(t) = 0.$$

Wartości powyższe podstawiamy do funkcji wyrażających obwiednię składowych synfazowych i ortogonalnych (76) i (77) [zniekształcenia fazowe określone są równaniem (73)]

$$G_s(t) = B_o(p)\left[\frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} K(\omega_n) + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{\pi} \int_0^{\pi F_K} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega (t - \tau_{po})}{\Omega} d\Omega\right] +$$

$$+ B_1(p) \frac{U_{sb} - U_{sc}}{\pi} \left[\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega (t - \tau_{po} - T_K)}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. - \int_0^{\pi F_K} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega (t - \tau_{po} + T_K)}{\Omega} d\Omega\right] \cos(\omega_n T_K + \alpha_1) \qquad (81)$$

$$G_p(t) = B_1(p) \frac{U_{sb} - U_{sc}}{\pi} \left[\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin \Omega (t - \tau_{po} - T_K)}{\Omega} d\Omega + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\pi F_K} K(\omega_n + \Omega) \frac{\sin (t - \tau_{po} + T_K)}{\Omega} d\Omega\right] \sin(\omega_n T_K + \alpha_1). \qquad (82)$$

Gdybyśmy ponadto założyli, że przy zniekształceniu fazowym określonym równaniem (73) charakterystyka grupowego czasu przejścia jest symetryczna względem pulsacji nośnej, to w takim przypadku:

$$\sin(\omega_n T_K + \alpha_1) = 0,$$
$$\cos(\omega_n T_K + \alpha_1) = -1,$$

i wobec tego zanika składowa ortogonalna

$$G_p(t) = 0,$$

a składowa synfazowa

$$G_s(t) = B_0(p)\left[\frac{U_{sb}+U_{sc}}{2}K(\omega_n) + \frac{U_{sb}-U_{sc}}{\pi}\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n+\Omega)\frac{\sin\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega\right] +$$

$$- B_1(p)\frac{U_{sb}-U_{sc}}{\pi}\left[\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n+\Omega)\frac{\sin\Omega(t-\tau_{po}-T_K)}{\Omega}\,d\Omega + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\pi F_K} K(\omega_n+\Omega)\frac{\sin\Omega(t-\tau_{po}+T_K)}{\Omega}\,d\Omega\right].$$

Widzimy, że przy założeniu symetrii charakterystyki tłumieniowej i grupowego czasu przejścia w stosunku do częstotliwości nośnej, co jest możliwe przy symetrycznej transmisji obu wstęg bocznych i co w przybliżeniu spotyka się w praktyce, składowe ortogonalne zanikają, a składowe synfazowe dają obwiednię, którą możemy uważać jako sumę trzech składowych. Pierwsza z nich

$$B_0(p)\left[\frac{U_{sb}+U_{sc}}{2}K(\omega_n) + \frac{U_{sb}-U_{sc}}{\pi}\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n+\Omega)\frac{\sin\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega\right]$$

reprezentuje przebieg podstawowy, który by następował w kanale transmisyjnym naturalnym i charakterystyce tłumieniowej $K'(\Omega) = K(\omega_2+\Omega)$ zredukowany wskutek zniekształceń fazowych w stosunku $1 : B_0(K)$ — zob. równanie (43).

Druga i trzecia składowa

$$B_1(p)\frac{U_{sb}-U_{sc}}{\pi}\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n+\Omega)\frac{\sin\Omega(t-\tau_{po}-T_K)}{\Omega}\,d\Omega$$

i

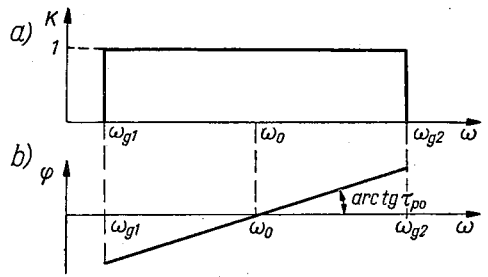
$$B_1(p)\frac{U_{sb}-U_{sc}}{\pi}\int_0^{\pi F_K} K(\omega_n+\Omega)\frac{\sin\Omega(t-\tau_{po}+T_K)}{\Omega}\,d\Omega$$

są następstwem zniekształceń fazowych i znikają po ich usunięciu. Składowe te mają przebieg analogiczny jak składowa podstawowa, z tym że różnica wartości ustalonych jest zmniejszona w stosunku $B_1(p) : B_0(p)$, i że jedna z nich jest opóźniona o czas T_k, a druga przyspieszona o czas

T_k w stosunku do składowej podstawowej. Składowe te przy dostatecznie dużej wartości T_k mogą powodować zjawisko podwójnego echa (rys. 21).

Posiłkując się powyższymi wzorami wyznaczono obwiednie przejścia czarno-białej granicy w dwóch przypadkach kanału transmisyjnego bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych oraz kanału transmisyjnego bez zniekształceń tłumieniowych.

Głębsze zanalizowanie wyprowadzonych wzorów może dać rozpatrzenie kilku konkretnych przykładów. W tym celu założono kanał trans-



Rys. 40. Przykład charakterystyk współczynnika przejściowego kanału transmisyjnego bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych
K — moduł; φ — kąt fazowy; τ_p — grupowy czas przejścia

misyjny o charakterystykach pokazanych na rys. 40, a więc kanał bez zniekształceń fazowych. W tym przypadku obwiednia sygnału biało-czarnej granicy:

$$U_s(t) = G_s(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{\pi} Si\,\pi F_K (t - \tau_{po}).$$

Po podstawieniu

$$f_{g1} = 300\,\text{Hz}; \qquad f_{g2} = 3400\,\text{Hz}; \qquad f_n = f_0 = \frac{f_{g1} + f_{g2}}{2} = 1850\,\text{Hz};$$

oraz

$$U_{sb} = 1\,\text{V} \quad \text{i} \quad U_{sc} = 0\,\text{V}$$

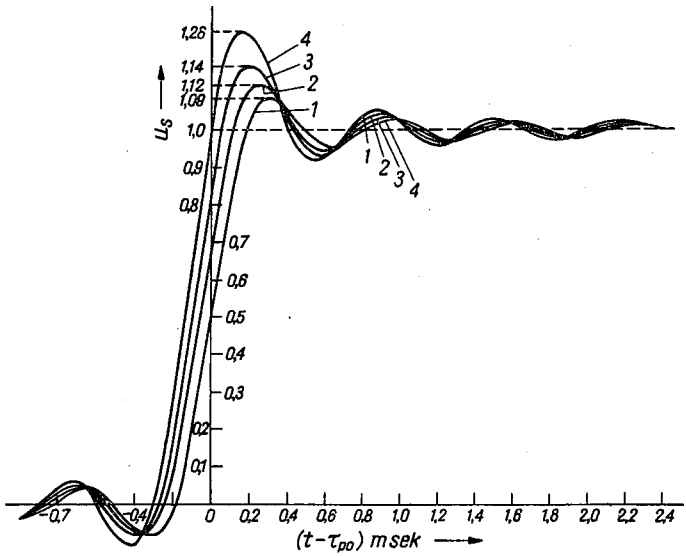
obwiednia sygnału:

$$U_s(t) = 0{,}5 + \frac{1}{\pi} Si\,\pi\,3100\,\text{Hz}\,(t - \tau_{po}).$$

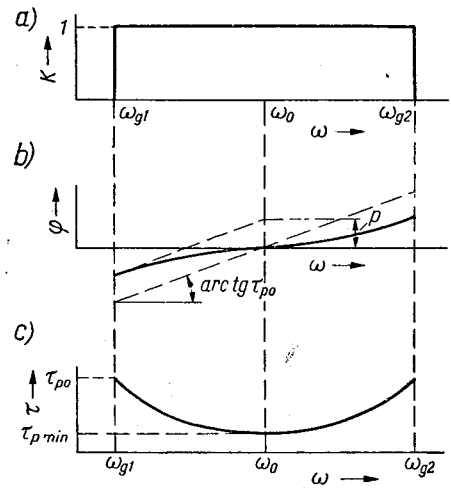
Na podstawie tego równania wykreślono charakterystykę rozeznania czarno-białej granicy jako krzywą *1* na rys. 41.

Dla porównania założono, że kanał o tych samych własnościach tłumieniowych wykazuje zniekształcenia fazowe określone szczególnym przypadkiem równania (73), w którym (rys. 42):

$$\alpha_1 = \pi - \omega_o T_K$$



Rys. 41. Charakterystyka przejścia czarno-białej granicy w przypadku charakterystyk transmisyjnych kanału pokazanych na rysunkach 40 i 42
$f_{g1} = 300$ Hz; $f_{g2} = 3400$ Hz, $f_n = 1850$ Hz; *1* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych; *2* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych, lecz ze zniekształceniami fazowymi; $p = 0$ A; *3* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych, lecz ze zniekształceniami fazowymi, $p = 0{,}7$; *4* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych, lecz ze zniekształceniami fazowymi, $p = 1$



Rys. 42. Przykład charakterystyk współczynnika przejściowego kanału transmisyjnego bez zniekształceń tłumieniowych i jego charakterystyka grupowego czasu przejścia

$$\varphi = (\omega - \omega_0)\,\tau_{p0} + p \sin(\omega_0 - \omega); \qquad T_k = \frac{\pi}{\omega_{g2} - \omega_{g1}};$$

$$\tau_p = \tau_{p0} - p\,T_k\,(\omega - \omega_0)\,T_k; \qquad \tau_{p0} = p\,T_k + \tau_{p\,min}$$

oraz

$$\varphi_1 = \omega_o \tau_{po}.$$

Stąd równanie (73) przyjmie postać:

$$\varphi_K = \tau_{po}(\omega - \omega_0) + p \sin(\omega_0 - \omega) T_K. \tag{83}$$

Okres odchyleń charakterystyki fazowej w założonym przypadku wynosi podwójną szerokość kanału transmisyjnego F_K, dzięki czemu odpowiadający jej przebieg grupowego czasu przejścia (rys. 42c) skrócony jest pod względem charakteru do normalnie spotykanego w kanałach telefonicznych.

Przyjmując te same wartości f_g co w poprzednim przykładzie otrzymujemy:

$$T_K = \frac{1}{2(f_{g2} - f_{g1})} = 0{,}16 \text{ ms}.$$

Charakterystykę przejścia czarno-białej granicy wykreślono na rys. 41 dla trzech wartości p, posiłkując się wzorem:

$$G_s(t) = B_0(p)\left[0{,}5 + \frac{1}{\pi} Si\,\pi 3100\,(t - \tau_{po})\right] +$$

$$- B_1(p)\frac{1}{\pi}[Si\,\pi 3100\,(t - \tau_{po} - 0{,}16 \text{ ms}) - Si\,\pi 3100\,(t - \tau_{po} + 0{,}16 \text{ ms})].$$

Wartości $G_s(t)$ dla $t \to \infty$ nie zmierzają do 1. Natomiast analizując wzór (72), który stanowi podstawę naszych rozważań, zauważamy, że przy założonych wartościach U_{sb} i U_{sc} właśnie 1 stanowi wartość graniczną dla $U_s(t)$, gdy $t \to \infty$. Różnica wynika z pominięcia przy wyprowadzaniu wzorów (76) i (77) dalszych składników rozwinięcia funkcji sin (p sinx) oraz cos (p sinx). Różnica jest w pewnym stopniu miarą w ten sposób powstającego błędu. Już przy $p = 0{,}7$ wartość ustalona $G_s(t)$ wynosi jedynie 0,88. Zakładając, że pominięcie składników nie zmieniło w sposób istotny charakteru obliczanej funkcji, zastosowano podzielenie obliczonych wartości przez $B_o(p)$, przez co zapewniono ich porównywalność z charakterystyką obliczoną dla przypadku drogi transmisyjnej bez zniekształceń fazowych.

Porównanie krzywych *1*, *2* i *3* z rys. 41 wykazuje znaczny wpływ zniekształceń fazowych na przebieg sygnału czarno-białej granicy. Obwiednia staje się niesymetryczna w stosunku do wartości $U_s = 0{,}5$. Początkowy wzrost napięcia zaczyna się wcześniej. Strefa rozmycia dla poszczególnych krzywych ulega pewnemu skróceniu i wynosi dla poszczególnych krzywych: *1* — 0,322 ms; *2* —0,302 ms; *3* — 0,280 ms; *4* — 0,250 ms. Istotną różnicę stanowi zwiększenie amplitudy oscylacji dokoła wartości ustalonej, co może być przyczyną znacznego pogorsze-

nia warunków transmisji. Charakterystyki przejścia zależą nie tylko od wartości p, lecz i od założonego okresu T_k, co nie zostało zanalizowane przy pomocy wykresu.

Pewne pojęcie o praktycznym znaczeniu założonych wartości p może dać obliczenie różnic grupowego czasu przejścia wynikającego z równania (83). Jak wiadomo:

$$\tau_p = \frac{d\varphi_k}{d\omega},$$

a więc np. dla $p = 0{,}7$:

$$\tau_p = \tau_{po} - p\,T_K \cos(\omega - \omega_0)\,T_K = \tau_{po} - 0{,}112 \cdot 10^{-3} \cos(\omega - \omega_0).$$

Ponieważ dla pulsacji skrajnych grupowy czas przejścia wynosi τ_{po}, a więc maksymalna różnica grupowego czasu przejścia w kanale o $p = 0{,}8$ wynosi 0,112 ms. W stosunku do różnic występujących w kanałach telefonicznych, a wynoszących powyżej 1 ms jest to wartość bardzo niewielka.

3.8. Następstwa częściowego ograniczenia jednej ze wstęg bocznych

Dobierając częstotliwość nośną nie w środku kanału transmisyjnego, lecz w pobliżu jego skraju, można poprawić przebieg sygnału czarno-białej granicy przede wszystkim w postaci skrócenia strefy rozmycia, a dzięki temu można zwiększyć wykorzystanie posiadanego kanału. Transmisję w tych warunkach nazywamy *transmisją z częściowym ograniczeniem jednej wstęgi*.

Stosowana w telefonii transmisja z jedną wstęgą boczną (bez fali nośnej) nie jest możliwa w telekopii. Częstotliwości najbliższe częstotliwości nośnej, a nawet i częstotliwości nośne odpowiadające rozwinięciu długiej bieli lub czerni, są niezbędnymi składowymi sygnałów. Widmo nośne sygnałów telekopiowych, które otrzymujemy po modulacji, ciągnie się w zasadzie nieprzerwanie z obu stron częstotliwości nośnej. Proces usuwania jednej wstęgi może być przeprowadzony jedynie częściowo, a przy posiadanych środkach technicznych ograniczenie widma może następować jedynie stopniowo, a więc wymaga dla jego przeprowadzenia pewnego odcinka szerokości kanału.

Jak się przekonamy z przeprowadzonych poniżej rozważań, metoda transmisji z częściowym ograniczeniem jednej wstęgi daje właściwe wyniki przy spełnieniu szeregu warunków, zarówno co do sposobu ograniczenia, jak zniekształceń fazowych i głębokości modulacji. Wpływ tych czynników postaramy się wyjaśnić przy pomocy kilku typowych, uproszczonych przykładów.

W pierwszym przykładzie założymy charakterystykę transmisyjną kanału taką, jak pokazano na rys. 40. Częstotliwość nośna wybrana została powyżej ω_0, lecz poniżej ω_2.

Przy wyznaczaniu krzywej obwiedni przyjmiemy za punkt wyjścia wzory (79) i (80). Uwzględniając założoną charakterystykę współczynnika K podstawiamy $K = 1$ i otrzymujemy:

$$G_1(t) = \frac{U_{sb} + U_{sc}}{2} + \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi}[Si(\omega_n - \omega_1)t + Si(\omega_2 - \omega_n)t],$$

$$G_2(t) = \frac{U_{sb} - U_{sc}}{2\pi}[Ci(\omega_n - \omega_1)t - Ci(\omega_2 - \omega_n)t].$$

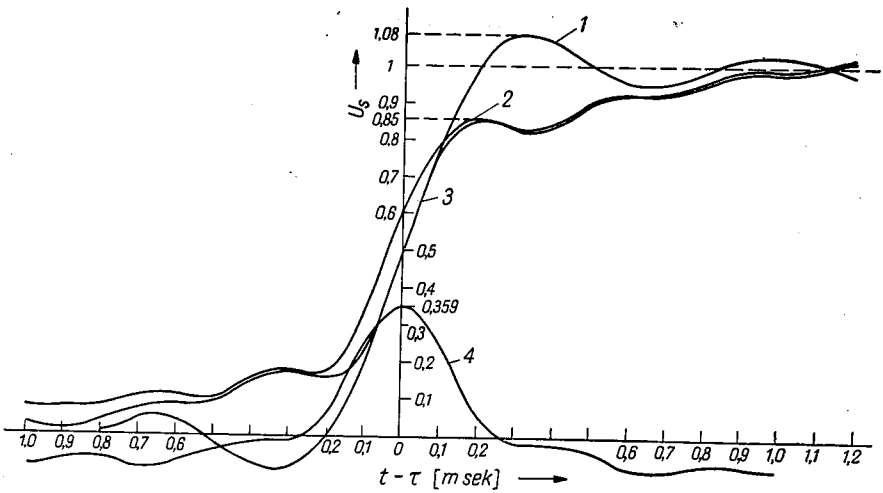
Wobec założonego braku zniekształceń fazowych $B_0(p) = 1$, a $B_1(p) = 0$. Uwzględniając powyższe

$$G_s(t) = G_1(t - \tau_{po}),$$
$$G_p(t) = G_2(t - \tau_{po}).$$

Krzywą obwiedni przejścia czarno-białej granicy wyznaczymy ze wzoru:

$$U_s(t) = \sqrt{G_s^2(t) + G_p^2(t)}. \tag{84}$$

Dla zilustrowania wzorów obliczono i wykreślono odpowiednie krzywe na rys. 43 przy założeniu $f_{g1} = 300$ Hz, $f_{g2} = 3400$ Hz, $f_n = 3100$ Hz. Współczynnik głębokości modulacji założono $m = 1$, a napięcie toru białego $U_{sb} = 1$ V. Dla porównania wykreślono na tym



Rys. 43. Charakterystyka przejścia czarno-białej granicy w przypadku charakterystyk transmisyjnych kanału pokazanych na rys. 40 i ograniczeniu jednej wstęgi $f_{g1} = 300$ Hz, $f_{g2} = 3400$ Hz; *1* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych przy przesyłaniu obydwu wstęg bocznych, $f_n = 1850$ Hz; *2* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych przy ograniczeniu jednej wstęgi bocznej, $f_n = 3100$ Hz; *3* — składowa G_s przebiegu *2*; *4* — składowa $G_p(t)$ przebiegu *2*

samym rysunku krzywą odpowiadającą transmisji z symetrycznym przesłaniem obu wstęg bocznych i tej samej szerokości kanału od 300 Hz do 3400 Hz.

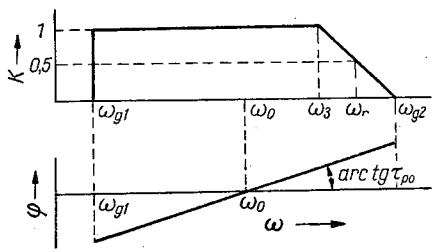
Widzimy, że w rozpatrywanym przypadku składowa ortogonalna ma jedynie nieznaczny wpływ na charakterystykę przejścia czarno-białej granicy. Decydująca o przebiegu składowa synfazowa jest sumą funkcji odpowiadającej przesłaniu dolnej wstęgi o szerokości 2800 Hz i górnej wstęgi 300 Hz. Obie te funkcje zmieniają swoje wartości od $-0{,}25$ do $+0{,}25$. Zwiększona stromość pierwszej funkcji przy $t = \tau_{po}$ nie ma odpowiedniego wpływu na korzyści wynikające z niesymetrycznego dobrania fali nośnej wobec małej stromości drugiej funkcji. Z powyższego powodu strefa rozmycia uległa nieznacznemu wydłużeniu do 0,36 ms w stosunku do 0,314 ms przy symetrycznej transmisji obu wstęg bocznych. Kształt pozostałych części charakterystyki przejścia czarno-białej granicy jest o wiele bardziej niekorzystny, gdyż przechodzenie od i do wartości ustalonych następuje bardzo powoli. Wykorzystanie w tych warunkach możliwości niesymetrycznego ograniczenia pasma nie jest więc celowe.

Pogorszenie kształtu krzywej można wyjaśnić fizycznie w ten sposób, że składowe widma obrazu są różnie potraktowane. Te, które mieszczą się w pasmie od 0 do $\omega_{g2} - \omega_n$ przeniesione zostają w układzie transmisji dwuwstęgowej, natomiast wyższe w pasmie od $\omega_{g2} - \omega_n$ do $\omega_{g1} - \omega_{g2}$ w układzie transmisji jednowstęgowej.

Jednakowość potraktowania wszystkich składowych uzyskujemy, gdy ograniczenie widma przeprowadzimy stopniowo, dobierając przebieg współczynnika K w ten sposób, żeby suma współczynników dla $\omega_n - \Omega$ i $\omega_n + \Omega$ była stała i równała się K_{max}. Dla ω_n współczynnik K w takich warunkach równać się będzie 0,5 K_{max}. Uproszczoną charakterystykę spełniającą te wymagania przedstawiono na rys. 44.

Następny przykład oprzemy na przyjęciu właśnie takiej charakterystyki i założeniu braku zniekształceń fazowych (rys. 44a). Na podstawie tego rysunku możemy napisać zależności:

$$\omega_{g2} - \omega_n = \omega_n - \omega_3$$



Rys. 44. Przykład charakterystyk współczynnika przejściowego kanału transmisyjnego bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych
K — moduł; φ — kąt fazowy; τ_p — grupowy czas przejścia

oraz

$$K = 1 \qquad \text{w zakresie od } \omega_{g1} \text{ do } \omega_3,$$

$$K = \frac{\omega_{g2} - \omega}{\omega_{g2} - \omega_3} = 0{,}5 + \frac{\Omega}{\omega_{g2} - \omega_3} \qquad \text{w zakresie od } \omega_3 \text{ do } \omega_n,$$

$$K = \frac{\omega_{g2} - \omega}{\omega_{g2} - \omega_3} = 0{,}5 - \frac{\Omega}{\omega_{g2} - \omega_3} \qquad \text{w zakresie od } \omega_n \text{ do } \omega_{g2}.$$

Funkcje $G_1(t)$ i $G_2(t)$ otrzymujemy ze wzorów (79) i (80) po podstawieniu wartości $K(\omega)$

$$G_1(t-\tau_{po}) = \frac{U_{sb}+U_{sc}}{4} + \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi}\left[\int_{\omega_n-\omega_3}^{\omega_n-\omega_{g1}} \frac{\sin\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega + \right.$$

$$+\frac{1}{2}\int_0^{\omega_n-\omega_2} \frac{\sin\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega + \frac{1}{\omega_{g2}-\omega_3}\int_0^{\omega_n-\omega_3} \sin\Omega(t-\tau_{po})\,d\Omega +$$

$$\left.+\frac{1}{2}\int_0^{\omega_{g2}-\omega_n} \frac{\sin\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega - \frac{1}{\omega_{g2}-\omega_3}\int_0^{\omega_{g2}-\omega_n} \sin\Omega(t-\tau_{po})\,d\Omega\right] =$$

$$= \frac{U_{sb}+U_{sc}}{4} + \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi}\,Si(\omega_n-\omega_{g1})(t-\tau_{po})$$

$$G_2(t-\tau_{po}) = \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi}\left[\int_{\omega_n-\omega_3}^{\omega_n-\omega_{g1}} \frac{\cos\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega + \right.$$

$$+\frac{1}{2}\int_0^{\omega_n-\omega_3} \frac{\cos\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega + \frac{1}{\omega_{g2}-\omega_3}\int_0^{\omega_n-\omega_3} \cos\Omega(t-\tau_{po})\,d\Omega +$$

$$\left.-\frac{1}{2}\int_0^{\omega_{g2}-\omega_n} \frac{\cos\Omega(t-\tau_{po})}{\Omega}\,d\Omega + \frac{1}{\omega_{g2}-\omega_3}\int_0^{\omega_{g2}-\omega_n} \cos\Omega(t-\tau_{po})\,d\Omega\right] =$$

$$= \frac{U_{sb}-U_{sc}}{2\pi}\left\{Ci(\omega_n-\omega_{g1})(t-\tau_{po}) - Ci(\omega_{g2}-\omega_n)(t-\tau_{po}) + \right.$$

$$\left.+\frac{2\sin[(\omega_n-\omega_3)(t-\tau_{po})]}{(\omega_{g2}-\omega_3)(t-\tau_{po})}\right\}.$$

Obwiednie składowych synfazowych i ortogonalnych pokrywają się z krzywymi $G_1(t-\tau_{po})$ i $G_2(t-\tau_{po})$.

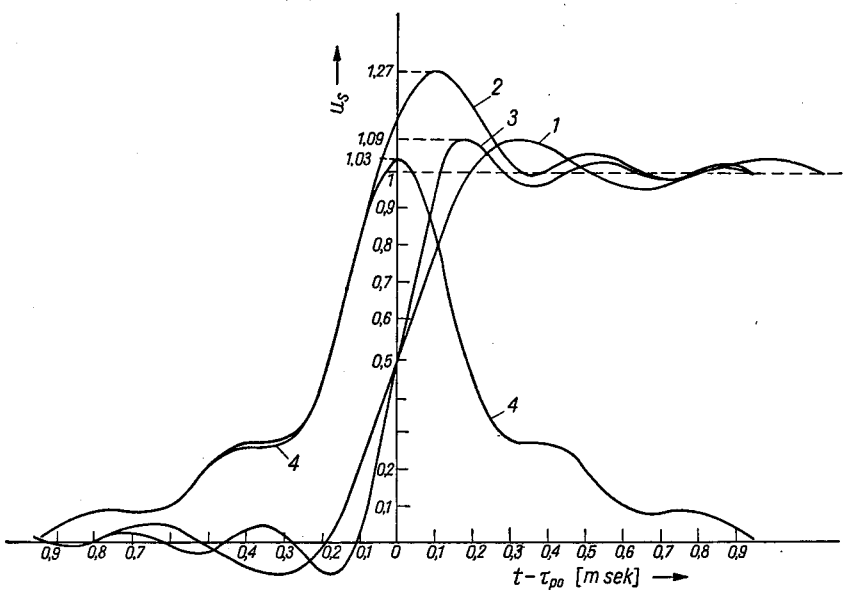
Otrzymane wzory zostały zobrazowane na rys. 45 krzywymi, które zostały obliczone przy następujących założeniach:

$$f_1 = 300\ \text{Hz}; \quad f_2 = 3400\ \text{Hz}; \quad f_3 = 2800\ \text{Hz}; \quad f_n = 3100\ \text{Hz};$$

$$U_{sb} = 2\ \text{V}; \quad U_{sc} = 0; \quad \text{a więc } m = 1.$$

Krzywą $U_s(t)$ otrzymano na podstawie wzoru (84).

Obwiednia składowych synfazowych ma przebieg taki sam jak przy transmisji symetrycznej dla obu wstęg bocznych, z tym że jej stromość jest zwiększona w stosunku $\frac{3100-300}{1850-300} = 1{,}81$, co wskazuje, że gdyby nie było szkodliwego wpływu składowej ortogonalnej, możliwe byłoby tylokrotne zwiększenie wykorzystania kanałów. Składowa ortogonalna osiąga wartości równe mniej więcej składowej synfazowej i jej wpływ



Rys. 45. Charakterystyka przejścia czarno-białej granicy w przypadku charakterystyk transmisyjnych kanału pokazanych na rys. 44 i ograniczeniu jednej wstęgi. $f_{g1} = 300$ Hz, $f_{g2} = 3400$ Hz, $f_3 = 2800$ Hz, $f_n = 3100$ Hz, $m = 1$; *1* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych przy przesyłaniu obydwu wstęg bocznych w przypadku charakterystyk transmisyjnych kanału z rys. 40; *2* — kanał bez zniekształceń tłumieniowych i fazowych przy ograniczeniu jednej wstęgi bocznej i charakterystyk transmisyjnych wg rys. 44; *3* — składowa $G_s(t)$ krzywej *2*; *4* — składowa $G_o(t)$ krzywej *2*

deformujący jest, jak widać, bardzo znaczny. Strefa rozmycia przebiegu $U_s(t)$ wynosi 0,296 ms, sam przebieg jest niekorzystny, gdyż wykazuje przekroczenie wartości ustalonej o około 27%, a jego dolna część wznosi się nieregularnie i powoli.

Analiza wzoru (84) i wzorów określających $G_s(t)$ oraz $G_p(t)$ prowadzi do wniosku, że znaczne zmniejszenie wpływu składowej ortogonalnej uzyskamy przy zmniejszeniu głębokości modulacji.

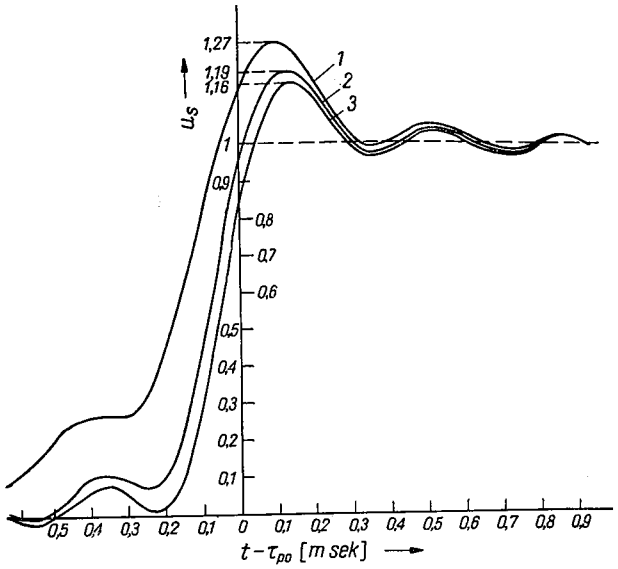
Jeżeli dla rozpatrywanego przykładu założymy np. $m = 0{,}5$, to jest $U_{sb} = 3$ V, a $U_{sc} = 1$ V, to wtedy interesujące nas wzory przyjmą postać:

$$G_s(t) = 1 + \frac{1}{\pi} Si(\omega_n - \omega_{g1})(t - \tau_{po}),$$

$$G_p(t) = \frac{1}{\pi}[Ci(\omega_n - \omega_{g1})(t - \tau_{po}) - Ci(\omega_{g2} - \omega_n)(t - \tau_{po})] +$$

$$+ \frac{2 \sin[(\omega_n - \omega_3)(t - \tau_{po})]}{\pi(\omega_{g2} - \omega_3)(t - \tau_{po})}.$$

Krzywą $U_s(t)$ otrzymaną przy $m = 0{,}5$ wykreślono na rys. 46. Na tym samym rysunku wykreślono krzywą obliczoną dla $m = 0{,}33$ oraz uprzed-



Rys. 46. Charakterystyka przejścia czarno-białej granicy w przypadku charakterystyk transmisyjnych kanału pokazanych na rys. 44 i ograniczeniu jednej wstęgi $f_{g1} = 300$ Hz; $f_{g2} = 3400$ Hz; $f_3 = 2800$ Hz; $f_n = 3100$ Hz; *1* — $m = 1$; *2* — $m = 0{,}5$; *3* — $m = 0{,}33$

nio otrzymaną krzywą dla $m = 1{,}0$. Wartości U_{sb} i U_{sc} dobierano zawsze w ten sposób, żeby różnica wartości ustalonych $U_{sb} \cdot K(\omega_n) + U_{sc} \cdot K(\omega_n) = 1$, dzięki czemu uzyskano porównywalność krzywych. Z tych samych względów wykreślono krzywe w skali 0 i 1.

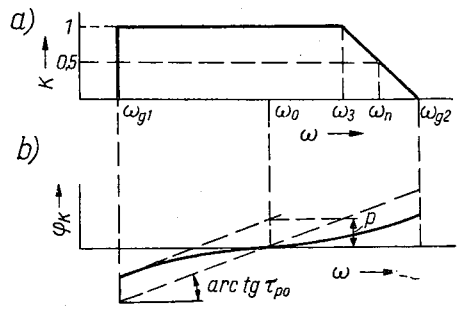
Widzimy, że zmniejszenie głębokości modulacji zmniejsza znacznie wpływ składowej ortogonalnej, pozwala na zwiększenie wyokrzystania kanału wynikające z kształtu obwiedni składowej synfazowej.

Jednak korzyść wymieniona powyżej nie jest jedyną. Rozpatrzyliśmy dotychczas przejście czarno-białej granicy, to jest granicy między powierzchniami o największej kontrastowości. Tymczasem w obrazach wielotonowych graniczą między sobą powierzchnie różniące się nieraz nieznacznymi współczynnikami odbicia. Przejścia takich granic dają o wiele mniejsze współczynniki modulacji. Jak widzimy z rys. 45, obwiednie przy współczynnikach modulacji $m = 1$ i $m = 0{,}5$ różnią się bardzo między sobą. Natomiast dalsze obniżanie współczynnika modulacji, np. do $m = 0{,}33$, nie daje już tak istotnych różnic. Dlatego dla uzyskania jednakowości warunków transmisji w różnych przypadkach kontrastowości powierzchni ograniczających pożądane jest trzymanie się zakresu współczynników modulacji nie przekraczających np. wartości 0,5 lub 0,3.

Z rysunku 46 znajdujemy, że dla $m = 0{,}5$ strefa rozmycia wynosi 0,214 ms, a przekroczenie wartości ustalonej 19%. Analogiczne wartości dla $m = 0{,}33$ wynoszą 0,178 ms i 16%.

Ostatni przykład, który rozpatrzymy w tym rozdziale, ma za zadanie wykazać jak oddziałują zniekształcenia fazowe w przypadku transmisji z częściowym ograniczeniem jednej wstęgi. Założymy, że mamy kanał o tym samym współczynniku amplitudowym $K(\omega)$ co w poprzednim przykładzie, lecz wykazujący zniekształcenia fazowe (rys. 47) określone równaniem (83).

Wyrażenia $G_1(t)$ i $G_2(t)$ określone są równaniami wyprowadzonymi w poprzednim przykładzie. Zmianie ulegną obwiednie składowych syn-



Rys. 47. Przykład charakterystyk współczynnika przejściowego kanału transmisyjnego bez zniekształceń tłumieniowych ze stopniowym ograniczeniem widma i zniekształceniami fazowymi

K — moduł; φ — kąt fazowy; τ_{po} — grupowy czas przejścia

fazowych i ortogonalnych, w stosunku do których będą miały zastosowanie bez jakichkolwiek uproszczeń równania (76 i (77).

Zakładając analogicznie jak poprzednio:

$$f_{g1} = 300\ \text{Hz};\quad f_{g2} = 3400\ \text{Hz};\quad f_3 = 2800\ \text{Hz};\quad f_n = 3100\ \text{Hz};$$

$$U_{sb} = 2\,\mathrm{V}; \quad U_{sc} = 0$$

oraz $p = 0{,}7$; $f_o = 1850$ Hz;

obliczone i wykreślone zostały krzywe $G_s(t)$; $G_o(t)$ i $U_s(t)$ na rys. 48.

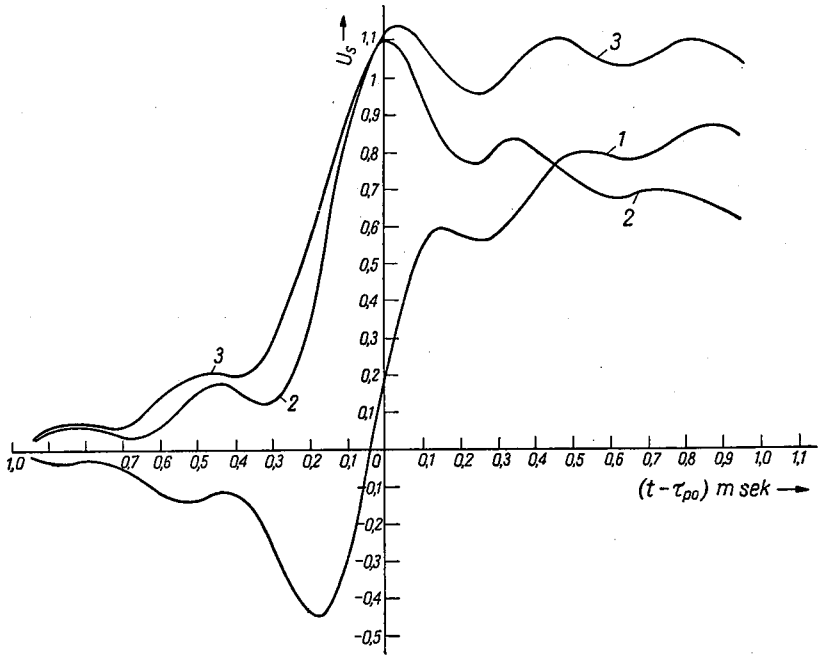
Przy wyznaczaniu krzywych wielkość T_k otrzymano z równania:

$$T_K = \frac{\pi}{\omega_{g2} - \omega_{g1}} = \frac{\pi}{2\pi(3400 - 300)} \approx 0{,}16\,\mathrm{ms}$$

oraz podstawiono

$$B_0(p) = B_0(0{,}7) = 0{,}88,$$
$$B_1(p) = B_1(0{,}7) = 0{,}33.$$

Charakterystyka przejścia czarno-białej granicy w przypadku transmisji z ograniczeniem jednej wstęgi, przy głębokości modulacji $m = 1$,



Rys. 48. Charakterystyka przejścia czarno-białej granicy w przypadku charakterystyk transmisyjnych kanału pokazanych na rys. 47

$f_{g1} = 300$ Hz; $f_{g2} = 3400$ Hz; $f_3 = 2800$ Hz; $f_n = 3100$ Hz; $p = 0{,}7$; $f_o = 1850$ Hz; *1* — składowa synfazowa $G_s(t)$ przebiegu *3*; *2* — składowa ortogonalna $G_p(t)$ przebiegu *3*; *3* — kanał ze stopniowym ograniczeniem widma i zniekształceniami fazowymi

oraz przy założonych zniekształceniach fazowych jest niekorzystna, lecz nie uniemożliwia transmisji. O jej kształcie decyduje obwiednia składowych ortogonalnych. Wpływ składowych synfazowych uwidocznia się przy zmniejszaniu współczynników modulacji. Obwiednia składowych synfazowych jest — jak widać z rysunku — bardzo zdeformowana

i z tego powodu niemożliwa jest praca przy małych wartościach współczynników modulacji. Dotyczy to w szczególności transmisji wielotonowej, przy której nieuniknione jest występowanie również i takich małych wartości.

4. MODULACJA CZĘSTOTLIWOŚCI W TRANSMISJI TELEKOPIOWEJ

4.1. Warunki stosowania modulacji częstotliwości

Z natury rzeczy zarówno oryginał, jak i kopia wyrażone są przez modulację wartości chwilowych współczynnika odbicia lub współczynnika zaczernienia. Modulacji wartości optycznych odpowiada modulacja wartości parametru elektrycznego, którym jest natężenie lub napięcie sygnału.

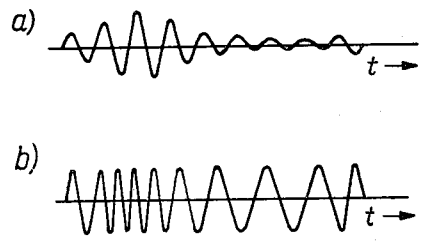
Przesunięcie widma sygnału do pasma nośnego zaraz po przetworzeniu elektrooptycznym, konieczne dla ułatwienia wzmocnienia i umożliwienia transmisji sygnałów, następuje przy pomocy modulacji amplitudy fali nośnej.

Do układu zapisującego dochodzą sygnały modulowane w amplitudzie i albo bezpośrednio sterują układem zapisującym, albo podlegają detekcji i przesunięciu widma naturalnego, a dopiero następnie wykonują zadanie sterowania.

Modulacja amplitudy, która okazuje się najprostsza i najodpowiedniejsza w krańcowych punktach drogi przesyłowej, nie zawsze jest najodpowiedniejsza na innych jej odcinkach. Niekiedy występują takie warunki transmisji, które zmuszają do przejścia na inne systemy modulacji. Dla prawidłowego zapisu obrazu wielotonowego cała droga przesyłowa nie powinna wykazywać poważniejszych wahań tłumienności wynikowej. Zmiany rzędu 0,1 N zachodzące w czasie transmisji obrazu wielotonowego dają się prawie zawsze zauważyć na kopii. Dlatego na takich odcinkach drogi przesyłowej, na których można obawiać się większych zmian tłumienności wynikowej, np. na kanałach radiowych i na długich kanałach utworzonych na długich przewodach napowietrznych, wskazane, a niekiedy nieodzowne jest zastosowanie modulacji częstotliwości.

Po przejściu przez odpowiedni układ modulujący chwilowe wartości współczynnika odbicia wyrażone są nie przez amplitudy, lecz przez częstotliwości. Wartościom współczynnika odbicia od powierzchni czarnej odpowiada częstotliwość f_c, wartościom współczynnika odbicia od powierzchni białej odpowiada częstotliwość f_b, a wszystkim wartościom tonów pośrednich jedna z częstotliwości między f_c i f_b (rys. 49). CCITT zaleca, żeby $f_b = 1500$ Hz, a $f_c = 2300$ Hz. Częstotliwość f_m równą średniej arytmetycznej między częstotliwościami f_b i f_c nazywamy częstotliwością środkową. Odchylenie od f_o nazywane jest dewiacją Δf. Według zaleceń CCITT dewiacja $\Delta f = 400$ Hz.

W przypadku modulacji amplitudy automatyczne kompensowanie zmian tłumienności lub kompensowanie ich następstw natrafia na poważne trudności. Zmiany amplitudy, które w sposób prosty mogłyby



Rys. 49. Fragment sygnału modulowanego w amplitudzie i odpowiadający mu fragment sygnału modulowanego w częstotliwości
a) modulacja amplitudy, b) modulacja częstotliwości

być czynnikiem regulującym, nie mogą być wykorzystane, gdyż są jednocześnie parametrem modulacji. Inaczej jest w przypadku modulacji częstotliwości, amplituda sygnałów nie jest powiązana bezpośrednio z przesyłaną informacją, jest w zasadzie niezależna od treści obrazu i dlatego jej wahania mogą być wykorzystane jako odbicie zmian tłumienności wynikowej. Przez wstawienie na wejściu układu przetwarzającego sygnały modulowane w częstotliwości na sygnały modulowane w amplitudzie układu ograniczającego można skompensować wahania tłumienności od 6 do 7 neperów. Wyższe harmoniczne, które powstają jako następstwo ograniczenia nie są szkodliwe, gdyż leżą poza granicami pasma użytkowanego dla transmisji sygnałów i mogą być łatwo usunięte przez filtrowanie.

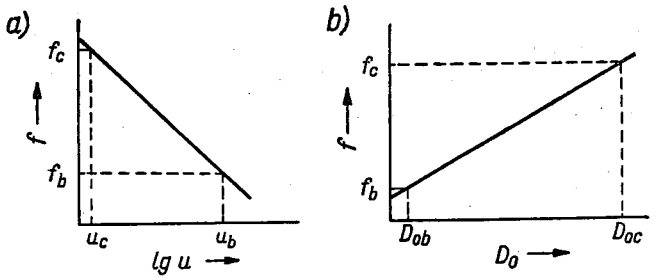
Modulacja częstotliwości daje lepsze warunki transmisji pod względem odporności na zakłócenia, to znaczy, że przy tej samej jakości transmisji dopuszcza mniejszą wartość stosunku poziomu sygnałów U_s do poziomu zakłóceń U_z. Przy tym stwierdzeniu trzeba brać równocześnie pod uwagę, że odporność na zakłócenia systemów telegrafii kopiowej zależy od wielu czynników, od tego np., czy obraz przesyłany jest dwutonowy, wielotonowy, czy o tonowaniu ciągłym, zależy również od charakterystyki napięcia sygnału na wyjściu jako funkcji współczynnika odbicia i charakterystyki współczynnika zaczernienia w urządzeniu zapisującym od napięcia na wejściu. Wartości stosunku $\frac{u_s}{u_z}$ dopuszczane w praktyce wahają się od 1,5 do 5, a nawet niekiedy więcej neperów. Na ogół przyjmuje się jednak, że transmisja przy pomocy modulacji częstotliwości pozwala na obniżenie stosunku o przynajmniej 0,7 N. Z drugiej strony, niektóre kanały telefoniczne wymagają niższego poziomu sygnałów przy modulacji częstotliwości niż przy modulacji amplitudy.

W przeciwieństwie do omówionych zalet zastosowanie modulacji częstotliwości pociąga za sobą podniesienie wymagań dotyczących stabilności częstotliwościowej. Dotyczy to generatorów w modulatorach częstotliwości, elementów filtrów i eleentów dyskryminatorów, oraz kanałów telefonicznych nośnych, na których przy nieprzesyłaniu fali nośnej występują większe lub mniejsze przesunięcia częstotliwości sygnałów. CCITT dzieli swoje wymagania stabilności częstotliwościowej na dwa zakresy: pierwszy — to zmiany w czasie 30 sekund, drugi — w czasie 15 minut. Szybkie zmiany częstotliwości zachodzące więc w krótkim okresie czasu uwidoczniają się bardziej na obrazach niż zmiany, które następowały powoli w czasie dłuższym, i dlatego CCITT zaleca, żeby w pierwszym 30-sekundowym zakresie częstotliwość odpowiadająca pewnemu tonowi nie zmieniła się więcej niż o 8 Hz, natomiast w drugim o 16 Hz. Ocenić wymagania CCITT możemy, jeżeli je porównamy z 800 Hz założonych zmian częstotliwości między tonem białym i czarnym i zauważymy, że w pierwszym przypadku stanowią one 0,01, w drugim 0,02 zakresu zmian. Tymczasem graniczna wartość zakresu zmian gęstości optycznej D przesyłanych obrazów wynosi 1,6, a oko ludzkie rozróżnia zmiany gęstości optycznej począwszy od 0,05.

Widmo sygnałów telekopiowych przy modulacji częstotliwości na ogół może być ograniczone do tej samej szerokości pasma, które jest konieczne przy modulacji amplitudy i transmisji obu wstęg bocznych. Właściwość ta umożliwia jednakowe wyzyskanie szerokości pasma kanału transmisyjnego na całej długości transmisyjnej, przy zachowaniu jego niezmienionej szerokości. Zagadnienie gęstości widma przy modulacji częstotliwości omówione jest obszerniej w następnym rozdziale.

Przejście z modulacji amplitudy na modulację częstotliwości odbywa się w układach, które w dalszym ciągu nazywane będą modulatorami częstotliwości, a przejście z modulacji częstotliwości na modulację amplitudy w dyskryminatorach częstotliwości. Jedne i drugie są charakteryzowane przez zależność między amplitudą sygnałów modulowanych w amplitudzie, a częstotliwością tych samych sygnałów modulowanych w częstotliwości. Zależność ta może być dopasowana do założonych wymagań przez odpowiednią strukturę układu przetwarzającego.

W niektórych modulatorach zależność ta ma przebieg wykładniczy (rys. 50) taki, że w zakresie małych amplitud (zakres odpowiadający tonom zbliżonym do czerni zmiany amplitudy powodują nieznaczne zmiany częstotliwości, natomiast im bliżej do tonów bieli, tym większe będą odpowiednie zmiany częstotliwości. Jeżeli charakterystyka fotoelektrycznego układu przetwarzającego jest liniowa, to znaczy jeżeli wartościom rozeznawanego średniego współczynnika odbicia odpowiadają proporcjonalne wartości napięcia sygnału, wtedy zależność wykładnicza w modulatorze częstotliwości może prowadzić do liniowej zależności między wartościami rozeznawanej gęstości optycznej a wartościami

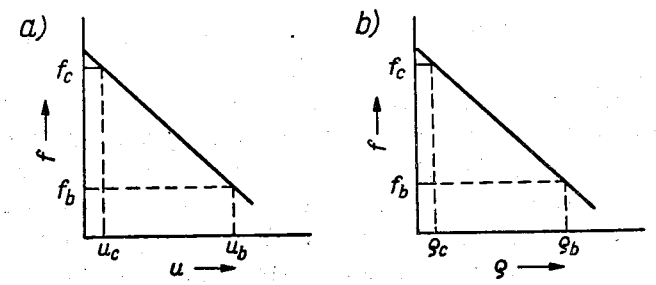


Rys. 50. Charakterystyka wykładnicza modulatora częstotliwości
a) $f = S_1(\lg u)$, b) $f = S_2(D_o)$, jeżeli $u = k \cdot \varrho$

częstotliwości na wyjściu z modulatora (rys. 50b). Wykładniczy przebieg charakterystyk modulatorów jest zazwyczaj dobierany w celu zmniejszenia wpływu zakłóceń w zakresie czarnych tonów, to jest w zakresie, w którym zakłócenia najłatwiej się uwidoczniają.

Nieliniowość działania modulatora może być przyczyną zniekształceń, jeżeli nie będzie ona skompensowana odpowiednią nieliniowością charakterystyki dyskryminatora, przy ewentualnym uwzględnieniu kształtu charakterystyki układu zapisującego. Z powyższego wynika, że między charakterystykami molulatora i dyskryminatora powinna istnieć odpowiednia zależność. Współpraca modulatorów i dyskryminatorów, przy założeniu zmienności zestawienia i wymienności wymaga normalizacji, która jest może trudniejsza do opracowania i przestrzegania w przypadku układów nieliniowych. Z tego względu CCITT zaleca, aby charakterystyki modulatorów były liniowe (rys. 51).

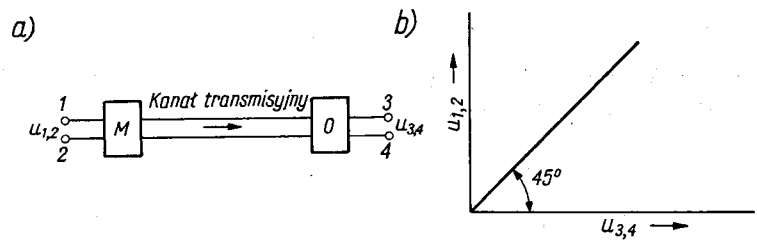
Modulację częstotliwości w modulatorach telekopii uzyskujemy przez



Rys. 51. Charakterystyka liniowa modulatora częstotliwości
a) $f = S_1(u)$, b) $f = S_2(\varrho)$, jeżeli $u = k \cdot \varrho$

wprowadzenie zmiennej oporności w obwód sprzężenia generatorów RC, przez zmianę punktu pracy, a przez to częstotliwości multiwibratorów oraz wyzyskanie zmienności dudnień dwóch generatorów wysokiej częstotliwości. Dyskryminację częstotliwości uzyskujemy albo przy pomocy układów R, L, C o zmniennej charakterystyce tłumienności, albo

przy pomocy układów dyskryminacji fazy. Modulatory i dyskryminatory częstotliwości stosowane w transmisji telekopiowej stanowią niekiedy część nierozłączną z układami przetwarzającymi, a niekiedy oddzielne układy umieszczane w dowolnych punktach drogi przesyłowej. Zależność amplitud napięcia na wyjściu od amplitud napięcia na wejściu, zwana charakterystyką amplitudową, charakteryzuje odcinek drogi, na którym przesyłane są sygnały modulowane w częstotliwości, to jest odcinek kanału transmisyjnego, na początku którego umieszczony jest modulator, a na końcu dyskryminator. Na ogół wymagamy dla niezniekształconej



Rys. 52. Odcinek drogi przesyłowej z modulacją częstotliwości
a) schemat odcinka, b) charakterystyka amplitudowa; *M* — modulator częstotliwości, *D* — dyskryminator częstotliwości

transmisji liniowej charakterystyki amplitudowej przechodzącej przez środek współrzędnych i jeżeli zależy nam na odcinku o zerowej tłumienności wynikowej, to nachylonej pod kątem 45° (rys. 52).

4.2. Widmo sygnałów telekopiowych przy modulacji częstotliwości

Przy modulacji amplitudy o szerokości widma decyduje przede wszystkim szybkość modulacji, to jest częstotliwość składowych sygnału oddziałującego na falę nośną. Przy modulacji częstotliwości o szerokości widma i o jego strukturze obok częstotliwości składowych sygnału modulującego decyduje wskaźnik modulacji m, który określamy jako stosunek dewiacji Δf do modulującej częstotliwości składowej sinusoidalnej albo do częstotliwości podstawowej modulującego sygnału prostokątnego f_{s1}.

$$m = \frac{\Delta f}{f_{s1}} = \frac{\Delta \omega}{\Omega}. \tag{85}$$

Rozpatrzmy dwa przypadki szczególne powstawania widma: jeden — gdy sygnał modulujący jest sygnałem sinusoidalnym oraz drugi — gdy sygnał modulujący ma przebieg prostokątny o stosunku „1 : 1".

WIDMO SYGNAŁÓW O PRZEBIEGU SINUSOIDALNYM

Zakładamy, że sygnał modulujący określony jest równaniem:

$$u_{s1} = U_{s1} \cos \Omega t .$$

Dla uproszczenia wzorów przyjmiemy ponadto, że amplituda tych sygnałów równa się 1 i wtedy

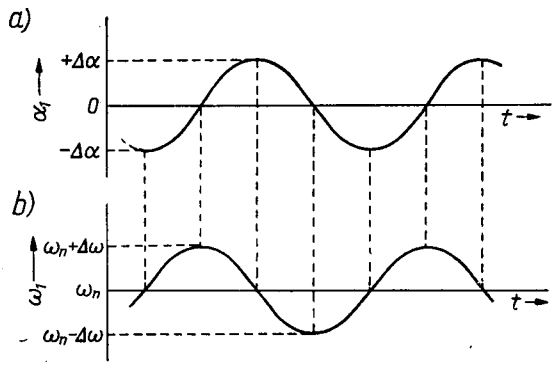
$$u_{s1} = \cos \Omega t . \tag{86}$$

Podobnie definiujemy falę nośną przyjmując, że amplituda jej wynosi również 1.

$$u_n = \cos \omega_n t . \tag{87}$$

Zmiany napięcia sygnałów modulujących mają wywołać analogiczne zmiany częstotliwości fali nośnej (rys. 53)

$$\omega = \omega_n + \Delta \omega u_{s1} = \omega_n + \Delta \omega \cos \Omega t . \tag{88}$$



Rys. 53. Wykres funkcji $\omega(t)$ i $\alpha_1(t)$ przy sinusoidalnym sygnale modulującym
a) $\omega = \omega_n + \Delta \omega \cos \Omega t$, b) $\alpha_1 = \Delta \alpha \sin \Omega t$

Przebieg modulowany u_{s2} może być przedstawiony jako funkcja chwilowej wartości fazy $\alpha(t)$

$$u_{s2} = \cos \alpha , \tag{89}$$

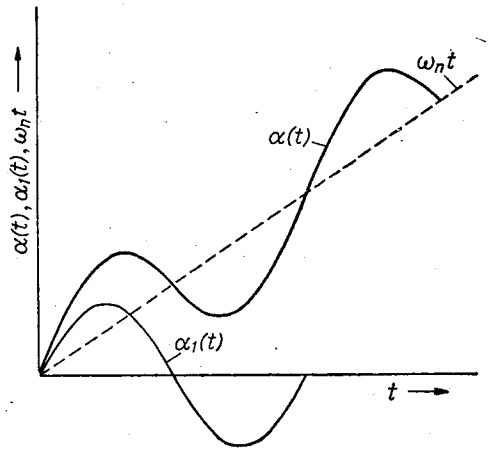
gdzie między α a chwilową wartością ω obowiązuje zależność:

$$\alpha(t) = \int \omega(t)\, d t . \tag{90}$$

Podstawiając równanie (88) do (90)

$$\alpha(t) = \int (\omega_n + \Delta \omega \cdot \cos \Omega t)\, d t = \omega_n t + \frac{\Delta \omega}{\Omega} \sin \Omega t = \omega_n t + \alpha_1(t) . \tag{91}$$

Zmiany funkcji $\alpha(t)$ przedstawione są na rys. 54, a funkcja $\alpha_1(t)$ — na rys. 53b.



Rys. 54. Wykres funkcji $\alpha(t)$ przy sinusoidalnym sygnale modulującym

Po uwzględnieniu otrzymanej wartości $\alpha(t)$ w równaniu (89)

$$u_{s2} = \cos\left(\omega_n t + \frac{\Delta\omega}{\Omega}\sin\Omega t\right) = \cos(\omega_n t + m\sin\Omega t)$$

lub po przekształceniach trygonometrycznych

$$u_{s2} = \cos\omega_n t \cdot \cos(m\sin\Omega t) - \sin\omega_n t \sin(m\sin\Omega t).$$

Dla przekształcenia otrzymanego równania zastosujemy następujące rozwinięcia:

$$\cos(m\cos\Omega t) = B_0(m) + 2B_2(m)\cos 2\Omega t + 2B_4(m)\cos 4\Omega t + \ldots$$
$$\sin(m\sin\Omega t) = 2B_1(m)\sin\Omega t + 2B_3(m)\sin 3\Omega t + 2B_5(m)\sin 5\Omega t + \ldots,$$

gdzie $B_k(m)$ jest wartością od m funkcji Bessela pierwszego rodzaju k-rzędu. Wartości $B_k(m)$ bierzemy z tablic lub wykresów.

Wyrażenie na sygnały wychodzące przyjmie po rozwinięciu postać:

$$u_{s2} = \cos\omega_n t\,[B_0(m) + 2B_2(m)\cos 2\Omega t + 2B_4(m)\cos 4\Omega t + \ldots] +$$
$$- \sin\omega_n t\,[2B_1(m)\sin\Omega t + 2B_3(m)\sin 3\Omega t + 2B_5(m)\sin 5\Omega t + \ldots].$$

Po przekształceniach trygonometrycznych

$$\begin{aligned} u_{s2} = {} & B_0(m)\cos\omega_n t - B_1(m)[\cos(\omega_n - \Omega)t - \cos(\omega_n - \Omega)t] + \\ & + B_2(m)[\cos(\omega_n - 2\Omega)t + \cos(\omega_n + 2\Omega)t] + \\ & - B_3(m)[\cos(\omega_n - 3\Omega)t - \cos(\omega_n + 3\Omega)t] + \ldots \\ & \ldots - B_k(m)[\cos(\omega_n - k\Omega)t - \cos(\omega_n + k\Omega)t] \cdot (-1)^k. \end{aligned} \tag{92}$$

Amplitudy poszczególnych składowych określa równanie:

$$U_k = B_k(m). \tag{93}$$

Widzimy z równania (93), że amplitudy składowych, a praktycznie i ich liczba (małe składowe o bardzo małych wartościach można pominąć)

zależy od wskaźnika modulacji m. W czasie transmisji telekopiowej układ z modulacją częstotliwości nie zmienia dewiacji, natomiast składowe sygnałów mogą przybierać bardzo różne wartości. Im wyższa jest częstotliwość składowej, tym mniejszy jest wskaźnik m. Np. przy dewiacji 400 Hz i $f_o = 800$ Hz musimy liczyć się ze składowymi o częstotliwościach mieszczących się w pasmie od 0 do 800 Hz, co daje wartość minimalną $m = 0{,}5$ przy f_o. Natomiast przy składowej o częstotliwości 1 Hz wartość $m = 400$. Charakter widma jest więc różny dla różnych składowych.

Nowe widmo po modulacji częstotliwości zawiera składowe o innych częstotliwościach i o innych stosunkach amplitud niż widmo sygnałów modulowanych w amplitudzie.

Ze wzoru (93) wynika ponadto, że składowe powstające po modulacji częstotliwości odpowiadające składowym modulującym, których częstotliwości są w stosunku 1, 2, 3, 4 itp. mogą się nie tylko sumować, lecz i kompensować wobec tego, że niektóre z nich są odwrócone w fazie.

Dla ilustracji, jak zmienia się widmo przy różnych wartościach m, wykonano rys. 55. Wraz ze zwiększaniem wskaźnika m wzrasta liczba składowych, maleją ich amplitudy i pomimo zwiększonej liczby składowych pasmo zajęte ulega zwężeniu. Dla zobrazowania, jak oddziaływa ograniczenie kanału na odkształcenie informacji, przedstawiono w tablicy 1, jaka część energetyczna sygnału pozostaje w przypadku ograniczenia pasma do $2\Delta f$ w jednym przypadku i do $4\Delta f$ w drugim przypadku. Jak wynika z tablicy, założone częstotliwości $f_o = 2\Delta f$ wymagają praktycznie pasma o szerokości $4\Delta f$. Można by uogólnić, że z pewnym przybliżeniem dla $m \leqslant 1$ minimalna szerokość pasma wyniesie:

$$F_{k\,min} = \frac{2\,\Delta f}{m_{min}}. \tag{94}$$

Dla m dostatecznie małych wzór przedstawiający amplitudy widma można bardzo uprościć przyjmując, że

$$\cos(m \sin \Omega t) \cong 1; \qquad \sin(m \sin \Omega t) \cong m \cdot \sin \Omega t,$$

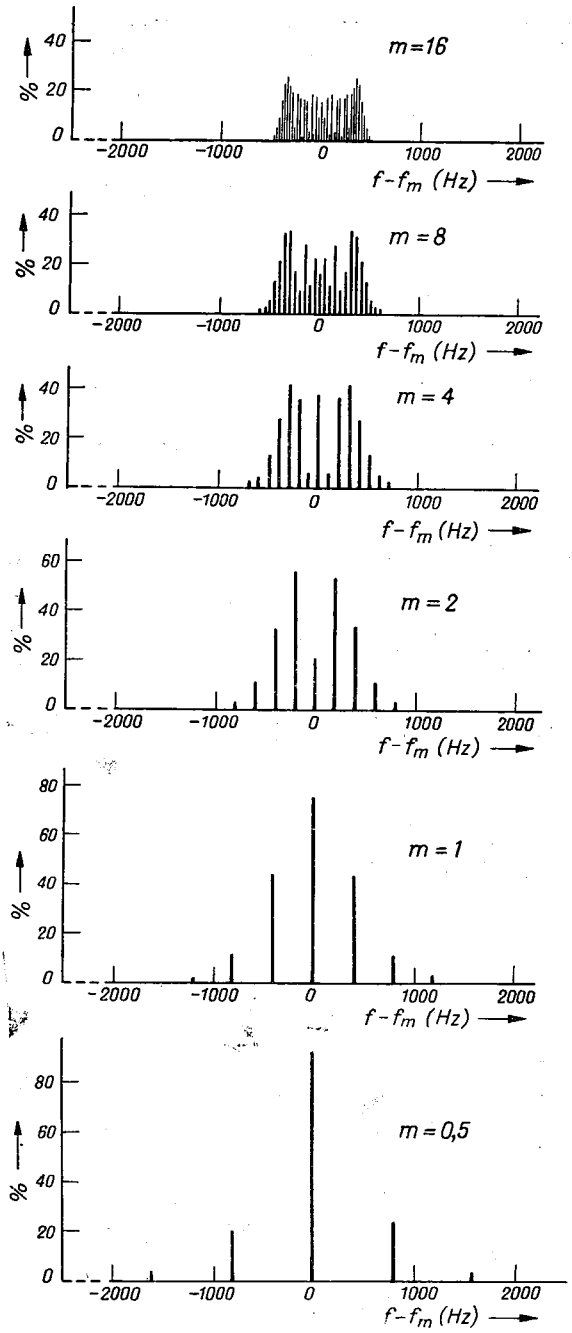
wtedy

$$u_{s2} \cong \cos \omega_n t - m \sin \omega_n t \cdot \sin \Omega t$$

lub

$$u_{s2} \cong \cos \omega_n t + \frac{m}{2} \cos(\omega_n + \Omega) t - \frac{m}{2} \cos(\omega_n - \Omega) t. \tag{95}$$

Przy małych współczynnikach modulacji widmo sygnału zmieniającego się sinusoidalnie zawiera falę nośną ω_n i dwie składowe $\omega_n - \Omega$ i $\omega_n + \Omega$. Powyższe pokrywa się z wnioskami z tablicy 1 i wzorem (94).



Rys. 55. Widmo sygnałów modulowanych w częstotliwości przy różnych wartościach m, dewiacji 400 Hz. Sygnał modulujący sinusoidalny. Wartości amplitud podane w procentach napięcia wysyłanego u_{s2}

Tablica 1

Rozdział energii sygnałów na poszczególne części widma przy modulacji sygnałem sinusoidalnym i dewiacji 400 Hz

	m	0,5	1	2	4	8	16
$F_K = 800$ Hz	η_{ogr}	86,6	97,24	96,8	96,03	95,85	95,31
	η_ω	—	38,24	91,8	80,23	92,89	92,26
	η_{odc}	13,4	2,76	3,2	3,97	4,15	4,69
	$\eta_{odc\,\omega}$	100	6,75	3,37	4,715	4,28	4,84
$F_K = 1600$ Hz	η_{ogr}	97,14	99,79	99,7	99,54	99,41	97,17
	η_ω	10,54	41,19	94,7	84,72	97,45	94,12
	η_{odc}	2,86	0,21	0,3	0,46	0,59	2,83
	$\eta_{odc\,\omega}$	21,33	0,508	0,316	0,54	0,602	2,92

$\eta_{ogr} = \dfrac{P - P_{odc}}{P} \cdot 100[\%]$ moc sygnału po ograniczeniu w procentach mocy całkowitej

$\eta_\omega = \dfrac{P_\omega}{P} \cdot 100[\%]$ moc składowych wstęg bocznych w kanale F_k (bez składowej nośnej) w procentach mocy całkowitej.

$\eta_{odc} = 100 - \eta_{ogr}[\%]$ strata mocy sygnałów wskutek odcięcia niektórych składowych w procentach mocy całkowitej.

$\eta_{odc\,\omega} = \dfrac{\eta_{odc}}{\eta_\omega + \eta_{odc}} \cdot 100[\%]$ strata mocy sygnałów wskutek ograniczenia widma do kanału F_k w procentach mocy składowych wstęg bocznych.

P — moc całkowita sygnałów,
P_{odc} — moc składowych usuniętych z widma,
P_ω — moc w kanale F_k bez uwzględnienia mocy fali nośnej,
F_k — szerokość kanału.

WIDMO SYGNAŁÓW O PRZEBIEGU PROSTOKĄTNYM „1 : 1"

Rozpatrzony zostanie przypadek, gdy fala nośna u_n określona wzorem (87) jest modulowana w częstotliwości przebiegiem prostokątnym $u_{s1}(t)$ przedstawionym na rys. 55 i określonym równaniem:

$$u_{s1} = \frac{\sin 2\pi \dfrac{t}{T}}{\left|\sin 2\pi \dfrac{t}{T}\right|} = \frac{\sin \Omega_1 t}{|\sin \Omega_1 t|}. \tag{96}$$

Funkcja o takim przebiegu, jak wiadomo, daje się przedstawić w postaci szeregu Fouriera:

$$u_{s1} = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin (2n-1)\Omega_1 t}{2n-1}. \tag{97}$$

Chwilowa wartość fazy określona ogólnym wzorem (90) będzie w tym przypadku:

$$\alpha(t) = \int \left(\omega_n + \frac{4\,\Delta\omega}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2n-1)\,\Omega_1 t}{2n-1}\right) dt =$$

$$= \omega_n t - \frac{4}{\pi} m \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(2n-1)\,\Omega_1 t}{(2n-1)^2} + \alpha_0. \tag{98}$$

Podobnie jak w poprzednio rozpatrywanym przykładzie funkcje $\alpha(t)$ możemy rozpatrywać jako sumę dwóch funkcji czasu liniowo zmieniającego się kąta i funkcji zmieniającej swoje wartości dokoła 0 w granicach $\pm\Delta\alpha$

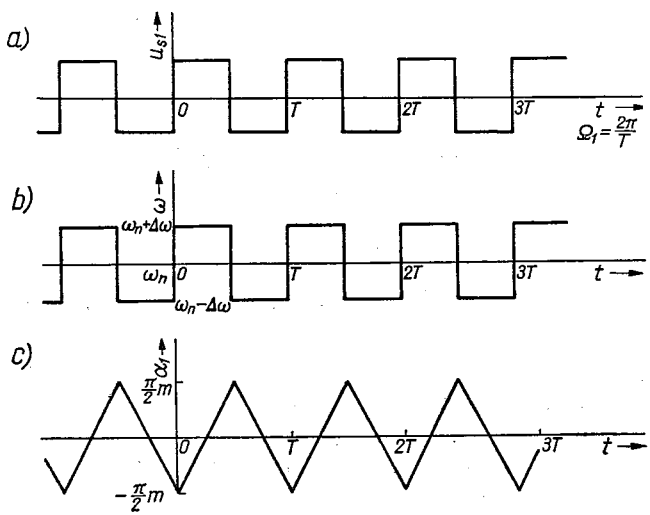
$$\alpha(t) = \omega_n t + \alpha_1(t). \tag{99}$$

W czasie jednego półokresu kąt α_1 wzrasta liniowo o wartość $2\Delta\alpha$, w czasie następnego maleje w analogiczny sposób (rys. 56c). Graniczne wartości α_1 określone są równaniem:

$$\Delta\alpha = \Delta\omega \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} m.$$

Wartość $\alpha_0 = 0$ z równania (98) obliczymy przyjmując, że zgodnie z rys. 56

$$\alpha_1(t)|_{t=0} = -\Delta\alpha = \frac{\pi}{2} m$$



Rys. 56. Wykres przebiegów przy modulacji częstotliwości sygnałami prostokątnymi „1 : 1"
a) funkcja modulująca, b) zmiany pulsacji, c) zmiany fazy

i uwzględniając, że

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(2n-1)\,\Omega_1 t}{(2n-1)^2}\bigg|_{t=0} = \frac{\pi^2}{8}.$$

Przebieg modulowany u_{s2} otrzymamy podstawiając równanie (98) do równania (89)

$$u_{s2} = \cos\left[\omega_n t - \frac{4}{\pi} m \sum \frac{\cos(2n-1)\,\Omega_1 t}{(2n-1)^2}\right].$$

Zgodnie z równaniem (99)

$$u_{s2} = \cos[\omega_n t + \alpha_1(t)]$$

lub po przekształceniu trygonometrycznym

$$u_{s2} = \cos\omega_n t \cdot \cos\alpha_1(t) - \sin\omega_n t + \sin\alpha_1(t). \tag{100}$$

Funkcja $\alpha_1(t)$ jest funkcją periodyczną parzystą o okresie $T = \frac{2\pi}{\Omega_1}$, a więc $\cos\alpha_1(t)$ i $\sin\alpha_1(t)$ są również funkcjami periodycznymi parzystymi o tym samym okresie i dają się rozłożyć na szeregi Fouriera zawierające wyłącznie wyrazy kosinusowe. W ten sposób możemy napisać, że

$$\cos\alpha_1(t) = \frac{A_0}{2} + A_1\cos\Omega_1 t + A_2\cos 2\Omega_1 t + \ldots + A_n\cos n\Omega_1 t.$$

Współczynniki szeregu określone są równaniem

$$A_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} \cos\alpha_1 \cdot \cos n\Omega_1 t\, d\Omega_1 t.$$

W granicach od 0 do π funkcja $\alpha_1(t)$ zmienia się liniowo:

$$\alpha_1(t) = -\frac{\pi}{2} m + m\Omega_1 t.$$

Uwzględniając powyższe, po przeprowadzeniu całkowania i po niektórych przekształceniach trygonometrycznych

$$A_n = \frac{2m}{\pi(m^2 - n^2)} \sin\frac{\pi}{2} m\,[1 + (-1)^n].$$

Z powyższego wynika, że dla n nieparzystych $A_n = 0$, a dla parzystych, podstawiając $n = 2k$

$$A_{2k} = \frac{4m}{\pi(m^2 - 4k^2)} \sin\frac{\pi}{2} m.$$

Postępując podobnie możemy rozwinąć w szereg $\sin\alpha_1(t)$

$$\sin\alpha_1(t) = \frac{B_0}{2} + B_1\cos\Omega_1 t + B_2\cos\Omega_1 t + \ldots + B_n\cos n\Omega_1 t,$$

gdzie

$$B_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} \sin\alpha_1 \cdot \cos n\,\Omega_1 t\, d\,\Omega_1 t = -\frac{4\,m}{\pi\,(m^2-n^2)}\cos\frac{\pi}{2}m\,[1-(-1)^n].$$

Współczynniki parzyste, a więc i B_n równają się zeru. Podstawiając $n = 2k\text{-}1$

$$B_{2k-1} = -\frac{4\,m}{\pi\,[m^2-(2\,k-1)^2]}\cos\frac{\pi}{2}m.$$

Podstawiając wyniki rozwinięcia do równania (100) i przekształcając ze znakami sumy iloczyny funkcji trygonometrycznych na odpowiadające im sumy

$$u_{s2} = \frac{2}{\pi\,m}\sin\frac{\pi}{2}m\cos\omega_n t +$$

$$+\frac{2\,m}{\pi}\cos\frac{\pi}{2}m\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{m^2-(2k-1)^2}\{\cos[\omega_n-(2\,k-1)\,\Omega_1]\,t +$$

$$+\cos[\omega_n+(2k+1)\,\Omega_1]\,t\}+\frac{2\,m}{\pi}\sin\frac{\pi}{2}m\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{m^2-4\,k^2}\times$$

$$\times\{\sin[\omega_n-2\,k\,\Omega_1]]\,t+\cos[\omega_n+2\,k\,\Omega_1]\,t\}. \qquad (101)$$

Widmo jest symetryczne względem częstotliwości nośnej. Amplituda składowej o częstotliwości nośnej

$$U_{\omega_n} = \frac{2}{\pi\,m}\sin\frac{\pi}{2}m. \qquad (102)$$

Amplituda składowych nieparzystych

$$U_{\omega_n\pm(2k-1)\Omega_1} = \frac{2\,m}{\pi}\,\frac{\cos\frac{\pi}{2}m}{m^2-(2\,k-1)^2}. \qquad (103)$$

Amplituda składowych parzystych

$$U_{\omega_n\pm 2k\Omega_1} = \frac{2\,m}{\pi}\,\frac{\sin\frac{\pi}{2}m}{m^2-4\,k^2}. \qquad (104)$$

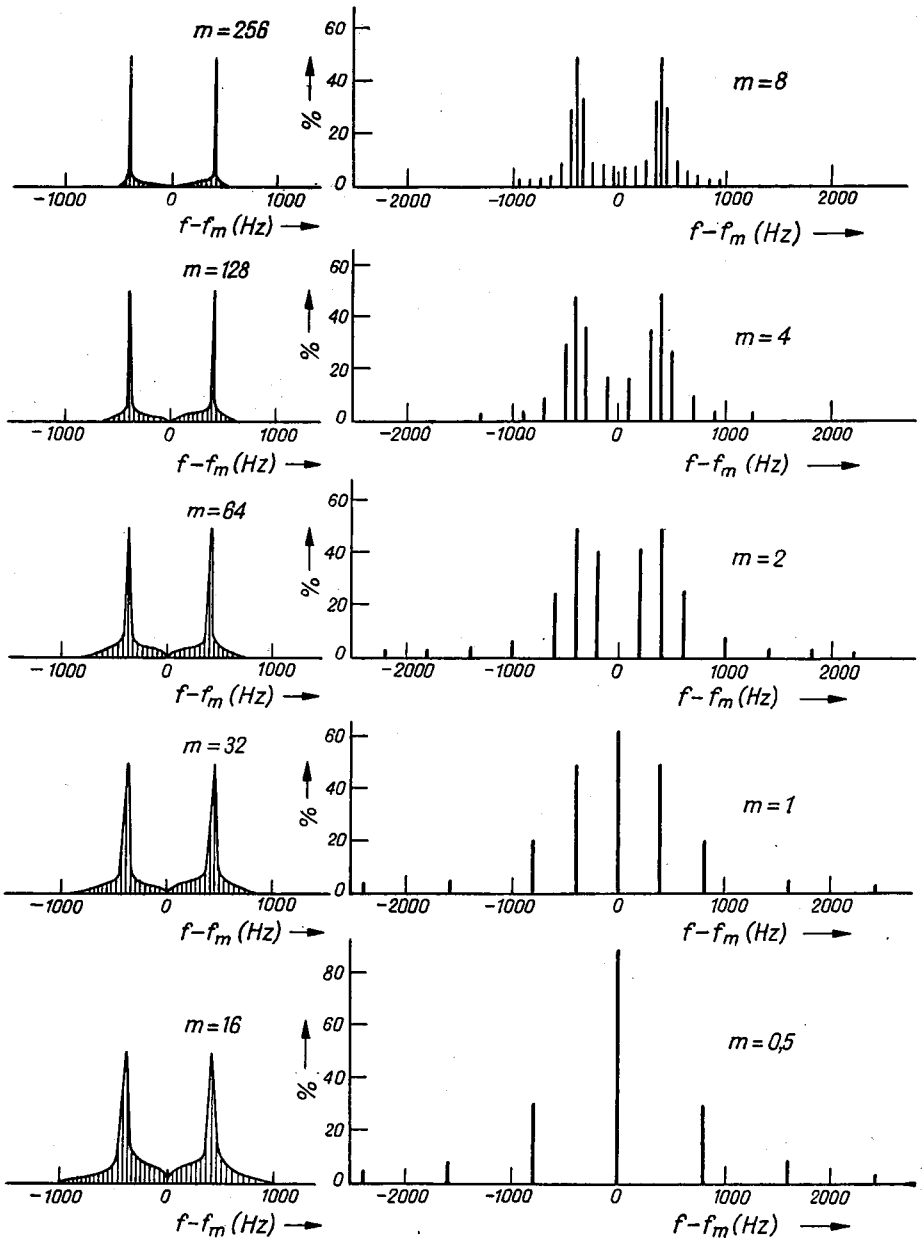
Dla $m = 2k\text{-}1$ wyrażenie (103) przyjmuje postać nieoznaczoną, której wartość znajdujemy przez różniczkowanie. Dla $m \to 2k\text{-}1$

$$U_{\omega_n\pm(2k-1)\,\Omega_1} = -0{,}5\,(-1)^k.$$

Podobnie dla $m \to 2k$

$$U_{\omega_n\pm 2k\Omega_1} = 0{,}5\,(-1)^k.$$

Liczba składowych jest teoretycznie nieograniczona, lecz powyżej pewnych wartości k_{gr}, zależnych od przyjętego wskaźnika modulacji, amplitudy tych składowych są tak małe, że można je praktycznie pominąć.



Rys. 57. Widmo sygnałów modulowanych w częstotliwości przy różnych wartościach m, dewiacji 400 Hz. Sygnał modulujący prostokątny „1 : 1"

Podobnie jak w poprzednim przykładzie dla zobrazowania, jak zmienia się widmo przy różnych wskaźnikach modulacji, obliczono amplitudy składowych widma dla różnych wskaźników i tej samej dewiacji (równej 400 Hz — odpowiednio do zalecenia CCITT) i wykreślono na rys. 57. Widzimy, że począwszy od pewnych wartości m widmo ulega zwężeniu dążąc do szerokości $2\Delta f$.

Ograniczenie pasma przenoszonych częstotliwości powoduje ograniczenie widma. Straty energetyczne powstające przy dwóch szerokościach pasma $F_k = 2\Delta f = 800$ Hz i $F_k = 4\Delta f = 1600$ Hz przedstawiono w tablicy 2. Następstwa ograniczenia są nieco odmienne w stosunku do przypadku modulacji przebiegiem sinusoidalnym. Przy szerokości pasma $2\Delta f$ straty są znacznie większe i to nie tylko przy małych wartościach wskaźnika m. Straty te uniemożliwiają pracę przy $m < 1$ i szerokości pasma $2\Delta f$. Natomiast przy szerokości $4\Delta f$ straty są mniejsze.

Tablica 2

Rozdział energii sygnałów na poszczególne części widma przy modulacji sygnałem prostokątnym „1 : 1" i dewiacji 400 Hz

	m	0,5	1	2	4	8	16	32	64	128	256
$F_K = 800$ Hz	η_{ogr}	81	90,6	86,0	82,4	78,44	77,144	76,2	75,8	75,43	75,31
	η_ω	—	50	86,0	82,4	78,44	77,144	76,2	75,8	75,43	75,31
	η_{odc}	19	9,4	14,0	17,6	21,54	22,856	23,8	24,2	24,57	24,69
	$\eta_{odc\,\omega}$	100	15,8	14,0	17,6	21,54	22,856	23,8	24,2	24,57	24,69
$F_K \leqslant 1600$ zH	η_{ogr}	99,0	99,6	99,64	99,61	98,71	99,47	99,61	99,83	99,9	99,9
	η_ω	18,0	59,0	99,64	99,61	98,71	99,47	99,61	99,83	99,9	99,9
	η_{odc}	1,0	0,4	0,36	0,39	1,29	0,53	0,39	0,17	0,1	0,1
	$\eta_{odc\,\omega}$	5,26	0,674	0,36	0,39	1,29	0,53	0,39	0,17	0,1	0,1

$\eta_{ogr} = \dfrac{P - P_{odc}}{P} \cdot 100\,[\%]$ — moc sygnału po ograniczeniu w procentach mocy całkowitej.

$\eta_\omega = \dfrac{P_\omega}{P} \cdot 100\,[\%]$ — moc składowych wstęg bocznych w kanale F_k (bez składowej nośnej) w procentach mocy całkowitej.

$\eta_{odc} = 100 - \eta_{ogr}\,[\%]$ — strata mocy sygnałów wskutek odcięcia niektórych składowych w procentach mocy całkowitej.

$\eta_{odc\,\omega} = \dfrac{\eta_{odc}}{\eta_\omega + \eta_{odc}} \cdot 100\,[\%]$ — strata mocy sygnałów wskutek ograniczenia widma do kanału F_k w procentach mocy składowych wstęg bocznych.

P — moc całkowita sygnałów,

P_{odc} — moc składowych usuniętych z widma,

P_ω — moc w kanale F_k bez uwzględnienia mocy fali nośnej,
F_k — szerokość kanału.

4.3. Wybór dewiacji i szerokości pasma

Wzór (94) możemy przedstawić jako zależność od częstotliwości punktu f_o podstawiając

$$m_{min} = \frac{\Delta f}{f_o}.$$

Wtedy

$$F_{kmin} = 2 f_o. \tag{105}$$

Powyższy wzór znaczy, że przy małych wartościach dewiacji ($m < 0{,}5$) w zasadzie szerokość widma nie zależy od wielkości dewiacji. Jednak wybór wartości dewiacji nie jest obojętny, zbyt małe wskaźniki modulacji dają niekorzystnie szerokie widmo odpowiadające wyższym składowym sygnałów modulujących i ograniczenie jego powoduje zwiększoną deformację sygnałów.

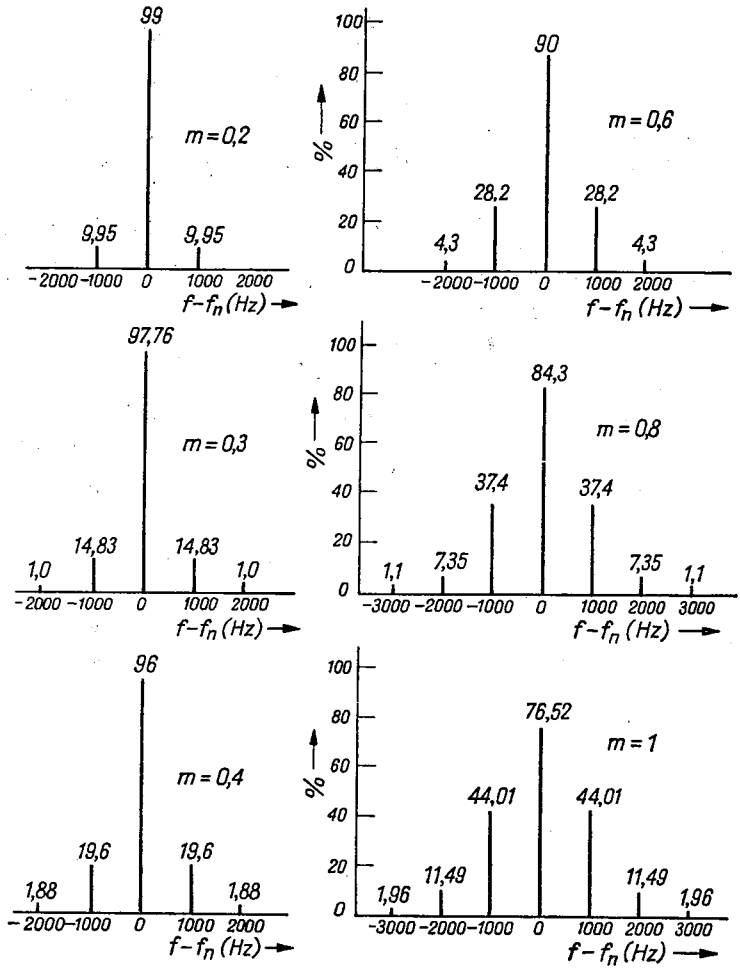
Przy wyborze wielkości dewiacji należy brać pod uwagę, że przy większych wartościach wskaźnika modulacji większa część całkowitej energii przesyłanych sygnałów znajduje się we wstęgach bocznych.

Zwiększenie dewiacji poprawia odporność transmisji na zakłócenia i łagodzi warunki stabilności częstotliwości.

Przy wyborze dewiacji musiano liczyć się z szybkościami telekopiowania stosowanymi normalnie na kanałach telefonicznych, a więc z częstotliwością punktu od 600 do 1100 Hz. Szereg badań przeprowadzonych przez administracje współpracujące z CCITT wykazały, że najodpowiedniejsza, to jest dająca najlepsze i najbardziej wyrównane rezultaty transmisji przy różnych szybkościach telekopiowania, jest wspomniana już dewiacja wynosząca 400 Hz. Dla zobrazowania, jak zmienia się widmo częstotliwości punktu 1000 Hz przy różnych dewiacjach, wykonano rys. 58 i 59.

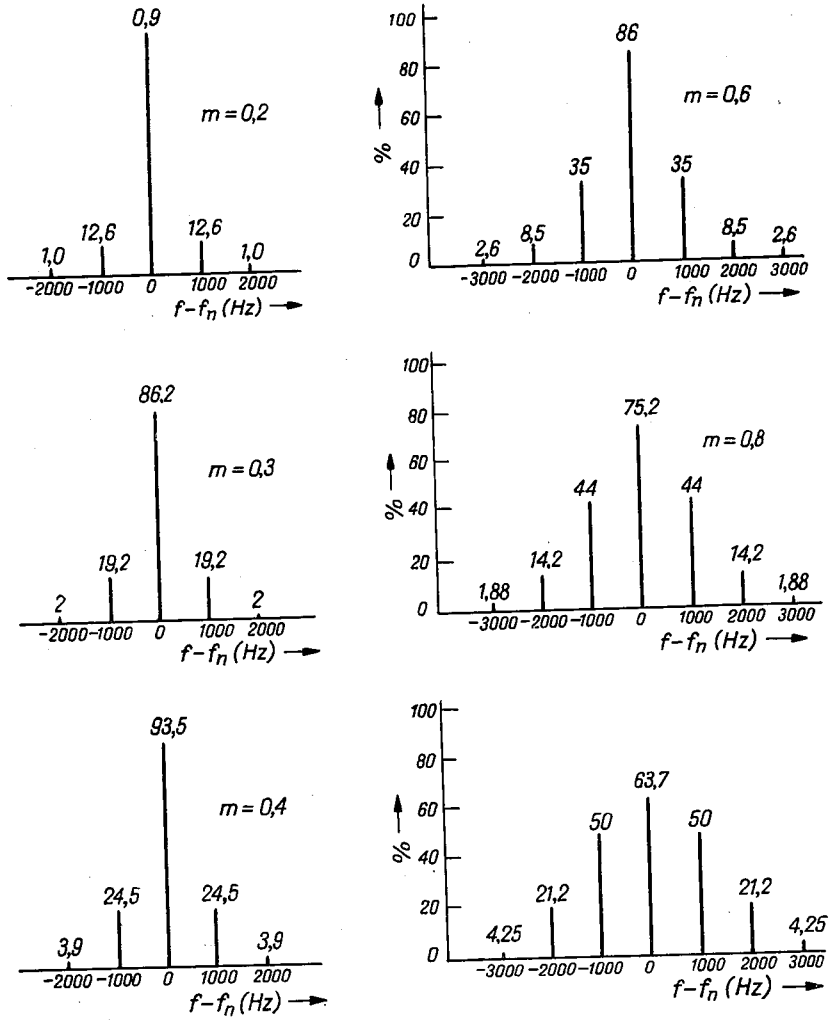
Dotychczasowe rozważania dotyczące widma sygnałów i szerokości pasma oparte były na założeniu, że przekazywane są obrazy albo biało-czarne (sygnały o przebiegu prostokątnym), albo obrazy o stopniowym przejściu od białych tonów do czarnych i z powrotem przy pełnym wyzyskaniu zakresu tonowania i dewiacji częstotliwości. Założenia te były dostatecznie bliskie rzeczywistości przy przewidywaniu widma w transmisji dwutonowej, natomiast przy transmisji wielotonowej lub o tonowaniu ciągłym, należy wnioski otrzymane odpowiednio skorygować.

W telekopii dwutonowej dewiacja jest wielkością stałą w czasie transmisji. Przy transmisji wielotonowej każdemu pośredniemu tonowi odpowiada jakaś częstotliwość, leżąca między częstotliwościami skrajnymi f_c i f_b. Bardzo często zdarza się, że obrazy mają fragmenty o stosunkowo

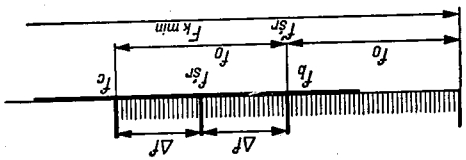


Rys. 58. Widmo sygnałów przy różnych dewiacjach i modulacji sygnałami sinusoidalnymi. Częstotliwość punktu 1000 Hz. $\Delta f = 200$, 300, 400, 600, 800 i 1000 Hz

niedużym zakresie tonów, np. czarne kreski są na niezbyt białym tle albo szare plamy i kreski na tle białym. W takich przypadkach następuje nie tylko chwilowe ograniczenie dewiacji, lecz jednocześnie i przesunięcie środkowej częstotliwości. Upraszczając, taki przypadek można by rozpatrywać jako modulację o wskaźniku kilkakrotnie mniejszym od m_{min} i o częstotliwości środkowej zbliżonej do f_b lub do f_c. Widmo sygnałów nie jest już symetryczne w stosunku do częstotliwości średniej między częstotliwościami odpowiadającymi bieli lub czerni. Przykład takiego przesunięcia widma przedstawiono na rys. 60. W granicznym przypadku maksymalne przesunięcie widma może dochodzić do wartości dewiacji Δf.



Rys. 59. Widmo sygnałów przy różnych dewiacjach i modulacji sygnałami prostokątnymi. Częstotliwość punktu 1000 Hz. $\Delta f = 200$, 300, 400, 600, 800 i 1000 Hz



Rys. 60. Przesunięcie widma sygnałów modulowanych w częstotliwości przy transmisji wielotonowego obrazu z tłem bardzo jasnym i liniami o nieznacznym zaczernieniu

Ze względu na możliwość takiego przesunięcia widma minimalne pasmo kanału transmisji obrazów wielotonowych musi być szersze, niż to mówi wzór (105), o wartość dwóch dewiacji (rys. 60).

$$F_{Kmin} = 2f_o + 2\Delta f. \tag{106}$$

I tak np., gdy Δf wynosi 400 Hz, a częstotliwość punktu $f_o = 800$ Hz, wtedy szerokość kanału transmisji telekopiowej wielotonowej nie powinna być mniejsza od 2400 Hz.

5. TRANSMISJA TELEKOPIOWA PO DROGACH RADIOWYCH

5.1. Systemy modulacji

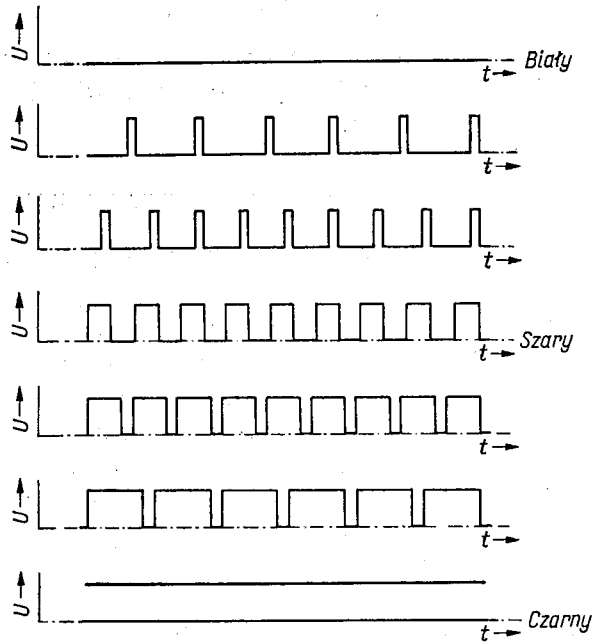
Już w roku 1913 Artur Korn przeprowadził transmisję obrazu na drodze radiowej z Berlina do Paryża. Jednak zarówno ówczesne wykonanie urządzeń telekopiowych, jak i stan radiotechniki nie pozwalały na rezultaty, które mogłyby mieć szersze praktyczne znaczenie. W roku 1924 postęp techniczny umożliwił kilkakrotne przesłanie obrazów przez Atlantyk. Od roku 1926 przesyłanie obrazów drogą radiową między Londynem a New Yorkiem staje się regularną, publicznie dostępną usługą.

Okres od 1924 do 1928 roku jest okresem stosowania dla telekopii nadajników długofalowych, o częstotliwościach od 15 do 30 kHz, tych samych co dla łączności telegraficznej. Szybkość telekopiowania była bardzo ograniczona, podstawowa częstotliwość wynosiła około 40 Hz.

System transmisji był tak jak w telegrafii dwuwartościowy, jeden stan — to przesyłanie fali nośnej, drugi — jej przerwanie. System odpowiadał charakterowi obrazów dwutonowych (biało-czarnych). Modulacja amplitudy polegająca na wymianie wielu różnych wartości tonowania przez różne wartości amplitudy fali nośnej nie mogła być na dalsze odległości transmisji radiowej zastosowana, gdyż zmienność poziomu przychodzących sygnałów uniemożliwiała jednoznaczne powiązanie wartości tonów obrazu i wartości amplitud. Obrazy o tonowaniu ciągłym i wielotonowe mogły być przesyłane pod warunkiem, że kopia ich była biało-czarna, a wrażenie poszczególnych odcieni uzyskiwane były na kopii przez odpowiednie rozmieszczenie białych i czarnych powierzchni. System dwutonowego kopiowania obrazów przez siatkowanie stosowany jest często w drukarstwie. W tamtym okresie możliwa była transmisja obrazów albo poprzez wstępne wykonanie siatkowania biało-czarnej kopii, albo przez siatkowanie przeprowadzone na drodze elektrycznej przed nadajnikiem radiowym.

Metody modulacji impulsowej, które się w tym czasie rozwinęły i przez wiele lat miały szerokie zastosowanie w telekopii, miały właśnie na celu osiągnięcie efektów siatkowania na drodze elektrycznej. Pierw-

szym systemem modulacji impulsowej, szerzej zastosowanej, był system opracowany przez Rangera, przedstawiony na rys. 61, a jak zobaczymy z późniejszych opisów, będący czymś pośrednim między modulacją dłu-



Rys. 61. Modulacja impulsowa zastosowana przez Rangera

gości impulsów i modulacją ich częstości. Dla przesłania sygnałów powstałych w ten sposób wystarczy, tak jak w telegrafii, operowanie dwoma stanami znamiennymi, np. napięcie i brak napięcia.

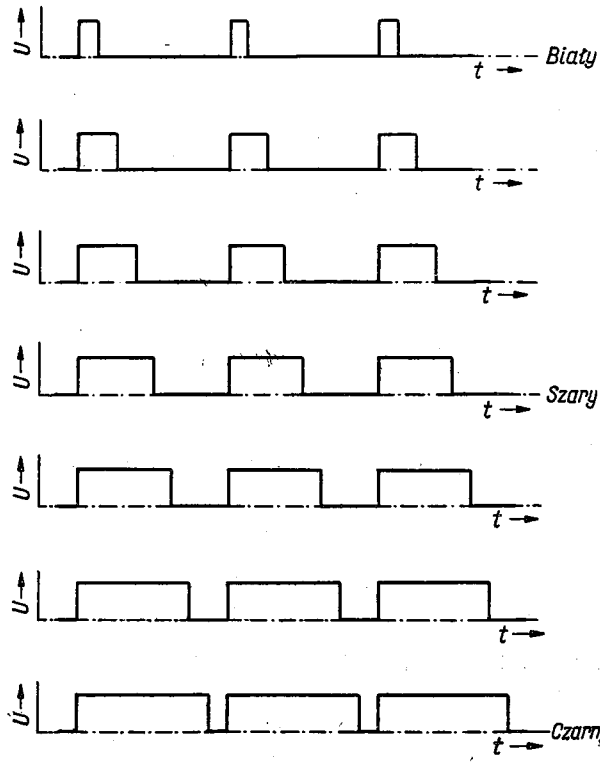
Transmisja telekopiowa po drogach radiowych ma swoje uzasadnienie przede wszystkim na długich trasach, toteż stosowane wówczas nadajniki długofalowe mogły działać w tak dalekim zasięgu jedynie przy bardzo dużej ich mocy. Szybkość modulacji transmisji długofalowej nie mogła być wyższa niż ta, jaka występowała przy transmisji znaków morsowskich.

Komunikacja krótkofalowa nie ogranicza w ten sposób ani zasięgu, ani szybkości, dlatego od chwili osiągnięcia pewnego postępu w tej dziedzinie, to jest od roku 1928, telekopia przechodzi na fale krótkie. Obecnie tylko łączność krótkofalowa znajduje zastosowanie w telekopii i o niej jedynie będzie mowa w tym rozdziale.

Wstępne siatkowanie obrazów przeznaczonych do wysyłania nie znalazło szerszego zastosowania ze względu na kłopotliwość metody i trudności uzyskania dobrej kopii nawet przy średnich szybkościach. Natomiast metody modulacji impulsowej, które umożliwiały ominięcie

wstępnego siatkowania, zostały udoskonalone i przez kilkanaście lat były podstawą radiowej transmisji obrazów.

Zasada modulacji długości impulsów, systemu najbardziej rozpow-



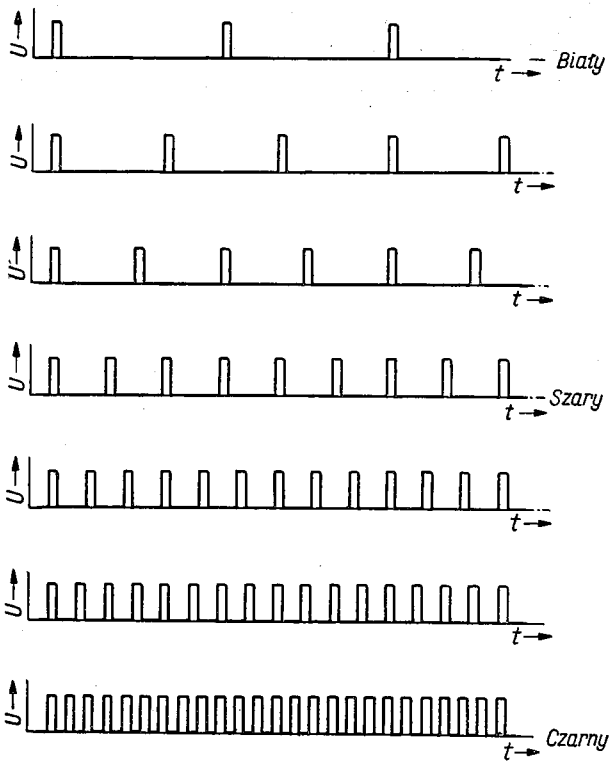
Rys. 62. Zasada modulacji długości impulsów

szechnionego, przedstawiona jest na rys. 62. Impulsy wysyłane są ze stałą częstotliwością, natomiast ich długość jest różna i odpowiada różnym zaczernieniom rozeznawanych linii. Szybkość telekopiowania nie była duża, wynosiła zazwyczaj 20 obr/min, co odpowiadało 12 cm²/min.

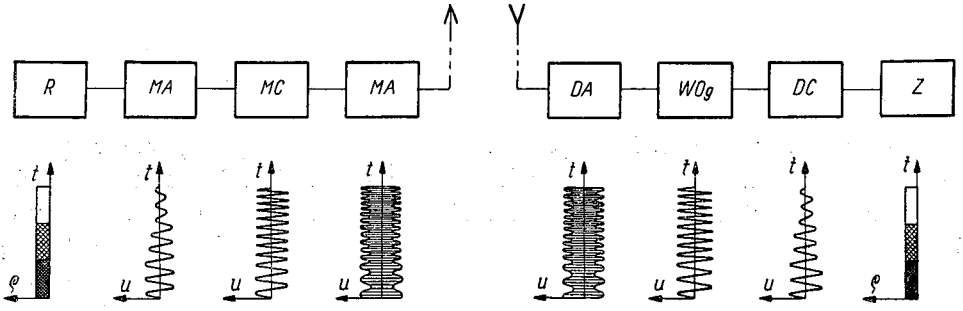
Trochę później opracowane zostały urządzenia, w których zastosowano modulację częstotliwości powtarzania impulsów (rys. 63) i modulację momentów włączenia impulsów.

W roku 1938 dokonano transmisji obrazu przez Atlantyk przy zastosowaniu systemu modulacji częstotliwości podnośnej, inaczej mówiąc systemu modulacji *C-A*. System ten w krótkim czasie stał się najbardziej rozpowszechnionym i pozostaje takim do chwili obecnej. Zasadę systemu modulacji *C-A* przedstawia rys. 64.

Pierwotny sygnał telekopiowy modulowany w amplitudzie (*MA*) zostaje albo zaraz w urządzeniu nadawczym, albo dalej w pewnym punkcie drogi transmisyjnej przy pomocy odpowiedniego modulatora (*MC*) prze-



Rys. 63. Zasada modulacji częstotliwości impulsów



Rys. 64. Schemat blokowy transmisji telekopiowej z zastosowaniem modulacji C-A

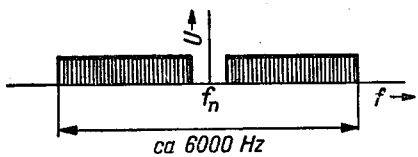
kształcony na sygnał modulowany w częstotliwości. Widmo sygnałów mieści się w normalnym kanale telefonicznym i przy pomocy takiego kanału sygnały te zostają doprowadzone do radionadajnika typu stosowanego w komunikacji telefonicznej. Fala radiowa zostaje modulowana w amplitudzie (MA_2), odbiór sygnałów następuje radioodbiornikiem z detekcją amplitudy (DA). Po ograniczeniu wahań poziomu powstałych wskutek zaników przy pomocy wzmacniacza (WO_g) detektor częstotliwości (DC) przekształca sygnały modulowane w częstotliwości na sygnały

modulowane w amplitudzie. Detektor może być umieszczony w dowolnym punkcie drogi odbiorczej.

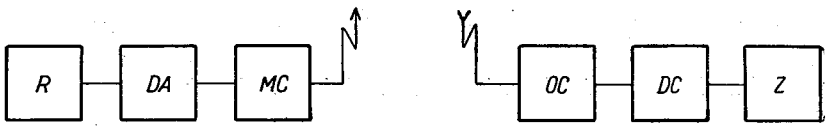
System modulacji *C-A* umożliwia w normalnej praktyce szybkość 90 linii o długości 220 mm na minutę. Tonowanie kopii może być ciągłe. Modulacja częstotliwości umożliwia w znacznym zakresie usuwanie wpływu zaników przez zastosowanie ograniczników amplitudy. System *C-A* nie nakłada ostrych warunków stabilizacji częstotliwości nadajników oraz pozwala na wykorzystywanie normalnych telefonicznych radiowych urządzeń transmisyjnych.

Jednak dosyć szerokie pasmo częstotliwości zajmowane dla transmisji radiowej przy modulacji *C-A* (rys. 65) skłania do poszukiwania innych, bardziej oszczędnych metod.

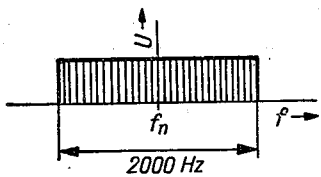
W przypadku rozporządzania odpowiednimi nadajnikami może być zastosowana modulacja częstotliwości fali nośnej, czyli system modu-



Rys. 65. Widmo modulacji *C-A*



Rys. 66. Schemat blokowy transmisji radiowej z zastosowaniem modulacji częstotliwości



Rys. 67. Widmo modulacji *C*

lacji *C* (rys. 66), dająca widmo o wiele węższe niż w poprzednio opisanym przypadku (rys. 67). Po detekcji modulowanych w amplitudzie sygnałów nośnych (*DA*) sygnały sterują częstotliwością nadajnika radiowego (*MC*). Po stronie odbiorczej przez heterodynowanie otrzymujemy z odbiornika (*OC*) sygnały nośne modulowane w częstotliwości, które dopiero w detektorze częstotliwości (*DC*) przekształcane są na sygnały modulowane w amplitudzie potrzebne do sterowania układu zapisującego.

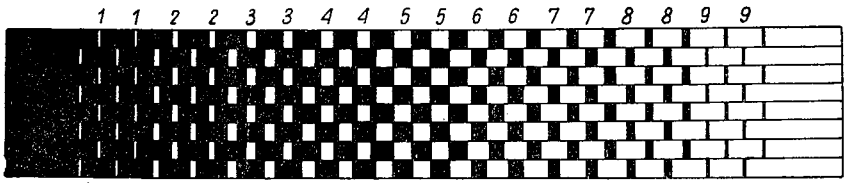
Ograniczenie zajmowanego pasma można uzyskać również przez zastosowanie transmisji sygnałów modulowanych w częstotliwości na radiowych kanałach telefonicznych powstałych przez transmisję jednej tylko wstęgi.

W studiach i doświadczeniach znajduje się system podwójnej modulacji częstotliwości, to jest system *C-C*. Polega on na tym, że sygnał zmodulowany częstotliwościowo zostaje umieszczony w pasmie kanału telefonicznego, a w nadajniku taki sygnał bezpośrednio moduluje w częstotliwości falę nośną.

Wszystkie systemy modulacji mają za zadanie wprowadzenie takich zmian w nadajniku, które dadzą się oddzielić w odbiorniku od innych zmian nie zamierzonych, powodowanych warunkami transmisji, oraz które umożliwią właściwe powtórzenie tonowania elementów rozwinięcia na kopii. Znamy dwie zasadnicze możliwości modulacji: jedna — to przerywanie wysyłania, druga — to wysyłanie ciągłe fali połączone z oddziaływaniem na częstotliwość lub amplitudę. Przy modulacji częstotliwości i przy modulacji amplitudy występują zmiany zarówno częstotliwości, jak i amplitudy, lecz w różnym stosunku.

5.2. Modulacja długości impulsów

Przy modulacji długości impulsów obraz wielotonowy jest kopiowany w postaci dwutonowej, jednak w ten sposób, że rozmieszczenie tych dwóch tonów daje wrażenie wielotonowości. Kopia składa się z mozaiki prostokątów białych i czarnych, jednakowej wysokości, lecz których długość w kierunku poziomym ulega zmianom. Płaszczyzny ciemne na kopii powstają przez odpowiednie wydłużanie prostokątów czarnych, kosztem długości prostokątów białych, aż do całkowitego zniknięcia tych ostatnich przy kopiowaniu czarnych płaszczyzn. Jaśniejsze części kopii powstają przez analogiczne wydłużenie prostokątów białych. Suma dłu-



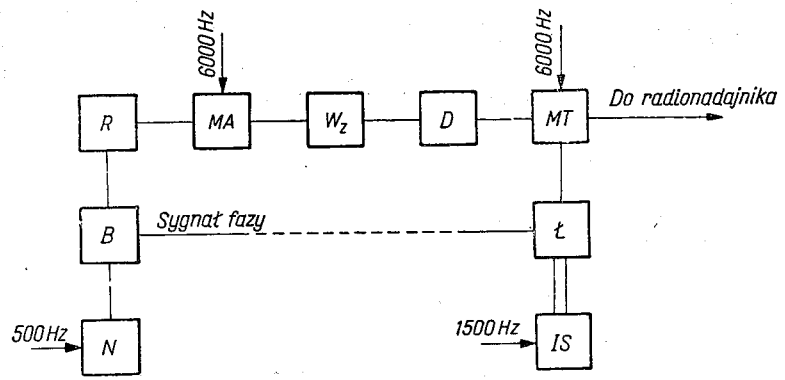
Rys. 68. Przykład 9-stopniowego przejścia od powierzchni czarnych do białych przy modulacji długości impulsów (kilkakrotne powiększenie)

gości dwóch sąsiadujących ze sobą prostokątów, białego i czarnego, pozostaje przez cały czas transmisji nie zmieniona (rys. 68).

Takiemu kopiowaniu obrazu odpowiada transmisja dwóch stanów. Możliwe jest więc zastosowanie dwuwartościowej modulacji amplitudy,

przy której sygnały powstają przez przerywanie wysyłania fali nośnej. Oddziaływanie wahań poziomu może być w dostatecznej mierze usunięte przy pomocy odbiorczych układów ograniczających oraz przez dobranie małych wartości progowych działania odbiornika, które jednak muszą być większe od pojawiających się zakłóceń. Głębokość zaników może zostać zmniejszona przez zastosowanie metod zbiorczego odbioru przestrzennego.

Dwutonowe kopiowanie obrazów wielotonowych jest analogiczne do siatkowania stosowanego w technice drukarskiej. Siatkowanie obrazu następuje nie przy rozeznawaniu, które daje za przetwornikiem sygnały o wartościach chwilowych zależnych od stopnia zaczernienia analizowanego elementu, lecz później przy pomocy odpowiedniego układu modulującego. Przykład takiego układu przedstawiony jest na rys. 69.

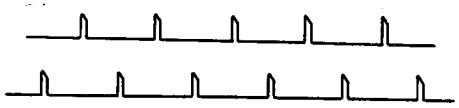


Rys. 69. Nadawcze urządzenie telekopiowe z modulacją długości impulsów

Sygnały powstające w układzie rozeznającym (*R*) są przesuwane w modulatorze (*MA*) do pasma wyższego, bardziej dogodnego dla wzmacniania. Do modulatora doprowadzono częstotliwość nośną 6000 Hz, zsynchronizowaną z częstotliwością 500 Hz stabilizującą szybkość rozwinięcia, dzięki czemu fala nośna ma zawsze to same położenie wzdłuż każdej rozeznawanej linii. Obie wymienione częstotliwości powstają przez odpowiedni podział częstotliwości wzorcowej 60 000 Hz doprowadzonej do urządzenia.

Po detekcji w (*D*) sygnały modulowane w amplitudzie i w widmie naturalnym dochodzą do modulatora długości impulsów (*MT*), na który oddziałują jednocześnie impulsy siatkujące z układu siatkującego (*IS*). Działanie układu siatkującego jest synchronizowane częstotliwością 1500 Hz powstałą również przez dzielenie częstotliwości wzorcowej. Impulsy siatkujące wyznaczają początki czarnych prostokątów. Ułożenie na kopii początkowo czarnych prostokątów nie w jednej linii, lecz w ten sposób jak na szachownicy, daje lepsze wrażenie wzrokowe i dlatego co linię impulsy siatkujące zostają przesunięte o pół odstępu siatkowego

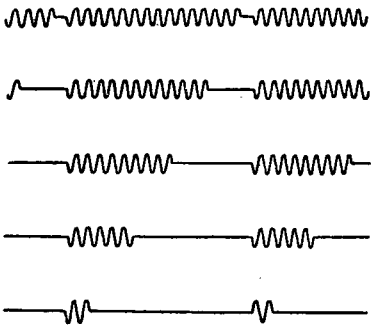
(rys. 70). W tym celu układ siatkujący ma dwa wyjścia, na których pojawiają się impulsy przesunięte o pół odstępu. Przy pomocy układu przełączającego (Ł) układ modulatora długości impulsów (*MT*) łączony jest



Rys. 70. Impulsy siatkujące

raz z jednym, raz z drugim wyjściem układu siatkującego. Przełączanie następuje co linię w następstwie przestawienia układu przełączającego sygnałem fazowym (rys. 68).

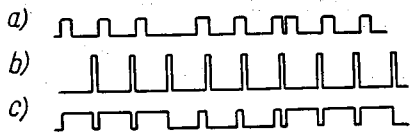
Do radionadajnika wysyłane są różnej długości impulsy prądu zmiennego o częstotliwości 6000 Hz. Początki ich zależą od momentu impulsu siatkującego, a długość — od chwilowego napięcia sterującego modulator (*MT*). Na rys. 71 przedstawiono oscylogramy pięciu różnych wysyłanych sygnałów, odpowiadających pięciu różnym zaczernieniom.



Rys. 71. Sygnały odpowiadające pięciu różnym tonom zaczernienia przy modulacji długości impulsów

Obserwacja transmisji impulsów wykazuje, że zakłócenia interferencyjne nie oddziałują na początek impulsu, gdyż nie oddziałują w okresie przychodzenia jednej fali. Z tej obserwacji powstała idea, że skracanie przesyłanych impulsów może okazać się transmisyjnie korzystne. Zaznaczanie krótkimi impulsami jedynie momentów powstawania impulsów, wymaga w odbiorniku uzupełnienia tych impulsów do pierwotnej długości.

Powrót od modulacji momentów włączenia impulsów do modulacji długości impulsów, to jest odpowiednie wydłużenie odbieranych impulsów, wymaga wykonania w układzie odbiorczym impulsów znaczących zakończenia impulsów przesyłanych, rozmieszczonych w odstępach siatkowania. Przez wypełnienie odstępu czasu między impulsem odbieranym (rys. 72 — przebieg *a*) a impulsem znaczącym (przebieg *b*) powstają ostatecznie impulsy o różnej długości (przebieg *c*), wyrażające różne tonowania obrazu.

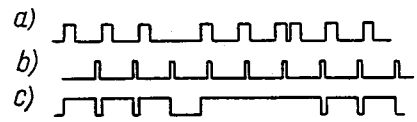


Rys. 72. Zestawienie impulsów w nadajniku
a) impulsy odbierane, b) impulsy pomocnicze, c) impulsy kierowane do odbiorczego urządzenia telekopiowego

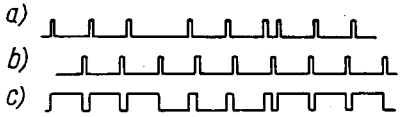
Wypełnianie odstępu między impulsami odbieranymi a impulsami znaczącymi może być spełnione przy pomocy układu przerzutnikowego.

Dla prawidłowego działania konieczne jest bardzo stałe zachowanie odstępu między impulsami znaczącymi oraz właściwe ich umieszczenie w czasie na początku przesyłania obrazu. Przy czterech liniach na milimetr odstęp siatkowania wynosi 0,5 mm. Skrócenie lub wydłużenie impulsów wynikające z niedokładności synchronizmu przy obrazie długim 130 mm i szerokim 200 mm i 4 liniach na mm może dochodzić do $10^5\ \Delta f$, gdzie Δf stanowi względną różnicę częstotliwości impulsów siatkujących w nadajniku i częstotliwości impulsów znaczących. Z powyższego wynika, że jeżeli wymagania synchronizmu mają być spełnione przez stabilizację częstotliwości, wtedy zakres stabilizacji nie powinien przekraczać 10^{-7}. Synchronizm może być również zapewniony przez wysyłanie co linię impulsów fazujących.

Zjawiska echa wydłużają impulsy dochodzące do odbiornika, tak np. jak na rys. 73, przebieg *a*). Wydłużenie to może być takie, że za-



Rys. 73. Wpływ echa
a) impulsy odbierane, b) impulsy pomocnicze, c) impulsy kierowane do odbiorczego urządzenia telekopiowego



Rys. 74. Usunięcie wpływu echa
a) impulsy odbierane, b) impulsy pomocnicze, c) impulsy kierowane do odbiorczego urządzenia telekopiowego

miast krótkich impulsów pokazanych na przebiegu c) rys. 72 powstaną impulsy długie jak na rys. 73 — przebieg c). Aby temu przeciwdziałać, podwyższa się impulsy znaczące tak, aby przewyższały zdecydowanie impulsy odbierane, tak jak na rys. 74. Wtedy wydłużenie impulsów od-

bieranych do pewnych granic, zależnych od szerokości impulsów znaczących, nie będzie miało szkodliwego wpływu. Zbyt długie echo wymaga jednak obniżenia szybkości telekopiowania.

5.3. Modulacja częstotliwości podnośnej

Modulatorom i dyskryminatorom częstotliwości, oraz problemom, związanym z kształtowaniem się widma przy modulacji częstotliwości, poświęciliśmy obszerny rozdział 4, wychodząc z założenia, że sam system modulacji jest związany zawsze z drogami przewodowymi i radiowymi.

Trzeba jednak zauważyć, że dotychczas system modulacji częstotliwości na drogach przewodowych znalazł zastosowanie w tych przypadkach, gdy drogi te stanowią odcinki współpracujące z odcinkami radiowymi. Z tego względu przedmiotem niniejszego rozdziału będzie omówienie niektórych problemów transmisji radiowej przy modulacji amplitudy fali nośnej sygnałami w zasadzie o stałej amplitudzie, lecz modulowanymi w częstotliwości, oraz omówienie przykładu stosowanej aparatury.

Rozpatrzymy następstwa odbioru tych samych sygnałów modulowanych w częstotliwości przychodzących dwoma różnymi drogami i przez to przesuniętych względem siebie w czasie.

Zakładamy w naszych rozważaniach, że fale odbierane nie podlegają po drodze zniekształceniom fazowym. Ponadto zakładamy, przy wyprowadzaniu wzorów, że stosunek amplitud obu fal oraz ich przesunięcia fazowe nie podlegają zmianom, co możemy uczynić nie odbiegając od rzeczywistości, gdyż zarówno stosunek amplitud, jak i przesunięcia czasowe zmieniają się na ogół znacznie powolniej niż parametry wyrażające sygnał. Wprowadzimy następujące oznaczenia:

Stosunek amplitud fal odbieranych

$$\frac{U_{2s}}{U_{1s}} = C.$$

Napięcie pierwszej fali:

$$u_{1s} = e^{j[\omega_s t + \varphi(t)]}$$

Napięcie drugiej fali opóźnionej o czas

$$u_{2s} = C\, e^{j[\omega_s(t-\tau)+\varphi(t-\tau)]}$$

Obie fale dają napięcie sygnału:

$$u_s = u_{1s} + u_{2s} = e^{j\omega_s t}\left[e^{j\varphi(t)} + C\, e^{j[\varphi(t-\tau)-\omega_s \tau]}\right]$$

Napięcie sygnału stanowi funkcję zmiennej w czasie amplitudy $U(t)$ i fazy $\Phi(t)$

$$u_s = U(t)\, e^{j\Phi t}.$$

Możemy przyjąć, że zmiany amplitudy usunie nam układ ograniczający w odbiorniku, dlatego możemy nie interesować się dalej funkcją $U(t)$. Natomiast informacje niosą zmiany fazy $\Phi(t)$, które zostaną po przejściu przez detektor częstotliwości przetłumaczone na zmiany chwilowej wartości napięcia.

Na podstawie wprowadzonych założeń i podanych zależności możemy wyznaczyć $\Phi(t)$:

$$\Phi(t) = \omega_0 t + \operatorname{arc\,tg} \frac{\sin \varphi(t) + C \sin [\varphi(t-\tau) - \omega_0 \tau]}{\cos \varphi(t) + C \cos [\varphi(t-\tau) - \omega_0 \tau]}.$$

Przyjmując, że zastosowano detektor z liniową charakterystyką, napięcie za detektorem u_{sd} będzie funkcją pochodną od funkcji $\Phi(t)$

$$u_{sd} = C_1 [\Phi'(t) - \omega_0].$$

Po zróżniczkowaniu i założeniu, że $C_1 = 1$

$$u_{sd} = \frac{\varphi'(t) + C^2 \varphi'(t-\tau) + C \cos [\varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \omega_0 \tau] [\varphi'(t-\tau) + \varphi'(t)]}{1 + C^2 + 2C \cos [\varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \omega_0 \tau]} \tag{107}$$

Wydzielając w powyższym równaniu funkcję $\varphi'(t)$ jako funkcję zasadniczą dla wyrażenia informacji:

$$u_{sd} = \varphi'(t) + \frac{C \{C + \cos [\varphi(t) - \varphi [(t-\tau) + \omega_0 \tau]\} [\varphi'(t-\tau) - \varphi'(t)]}{1 + C^2 + 2C \cos [\varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \omega_0 \tau]}. \tag{108}$$

Drugi składnik sumy powyższego równania jest wyrazem zmienności odbieranych sygnałów jako następstwo zmian warunków propagacji. Znając lub zakładając zakres tych ostatnich, możemy wyznaczyć również i przeanalizować przewidywane rezultaty odbioru przy interesujących nas szybkościach telekopiowania.

Studia nasze możemy ograniczyć do tematu podstawowego, do sygnału czarno-białej granicy, pamiętając o tym, że przez odpowiednie sumowanie takich sygnałów możemy wyznaczyć sygnały pojedynczej kreski, podwójnej kreski i innych przebiegów zaczernienia rozeznawanej linii.

Wskutek ograniczenia pasma oraz wskutek zniekształceń aperturowych sygnał czarno-białej granicy dochodzący do modulatora częstotliwości nie jest nagłym przeskokiem od jednej wartości ustalonej napięcia do drugiej, lecz stopniowym przejściem trwającym w zasadniczej swojej części tyle, co czasowa strefa rozmycia. Przebieg ten jest w ogólnym przypadku określony sumą funkcji sinusa i kosinusa całkowego oraz funkcji trygonometrycznych, lecz w pierwszym przybliżeniu dla analizy rozeznawanych zjawisk możemy go uznać jako przebieg kosinusoidalny. Jeżeli modulator częstotliwości ma charakterystykę liniową, to taki sam jak przebieg napięcia będzie przebieg częstotliwości na jego wyjściu.

Jeżeli sygnał modulowany wyraża się wzorem

$$u = U \sin \omega_0 t$$

oraz sygnał modulujący

$$u = -U_m \cos \Omega t,$$

to chwilowa wartość częstotliwości

$$\omega_1 = \omega_0 - \Delta\omega \cos \Omega t,$$

$$\varphi_1(t) = \int \omega t,$$

$$\varphi_1(t) = \omega_0 t - \Delta\varphi \sin \Omega t.$$

Oznaczamy:

$$\varphi(t) = -\Delta\varphi \sin \Omega t, \tag{109}$$

gdzie:

Ω — pulsacja odpowiadająca założonemu kosinusoidalnemu przebiegowi sygnału czarno-białej granicy;

$\Delta\varphi$ — fazowy indeks modulacji.

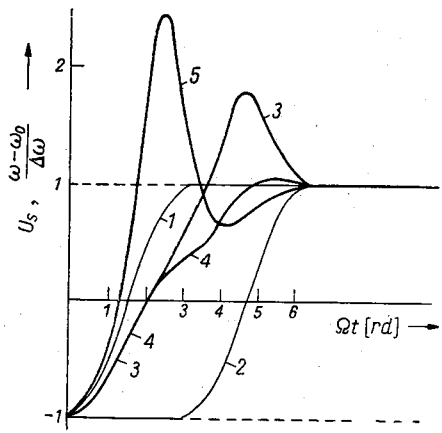
Zmiany fazy drugiej fali:

$$\varphi(t-\tau) = -\Delta\varphi \sin \Omega (t-\tau).$$

Występujące w równaniu (107) pochodne $\varphi'(t)$ i $\varphi'(t-\tau)$ określone będą równaniami:

$$\varphi'(t) = -\Delta\omega \cos \Omega t,$$

$$\varphi'(t-\tau) = -\Delta\omega \cos \Omega (t-\tau),$$



Rys. 75. Deformacje sygnału czarno-białej granicy o przebiegu kosinusoidalnym ($\Omega = 2\pi \cdot 1000$) jako następstwo odbioru dwoma drogami przy wskaźniku modulującym $\Delta\varphi = \frac{\Delta\omega}{\Omega} = 0{,}5$

Krzywe: *1* — sygnał modulujący, *2* — sygnał modulujący opóźniony, *3* — sygnał na wyjściu detektora przy $\omega_0\tau = 0$, *4* — sygnał na wyjściu detektora przy $\omega_0\tau = 45°$, *5* — sygnał na wyjściu detektora przy $\omega_0\tau = 135°$

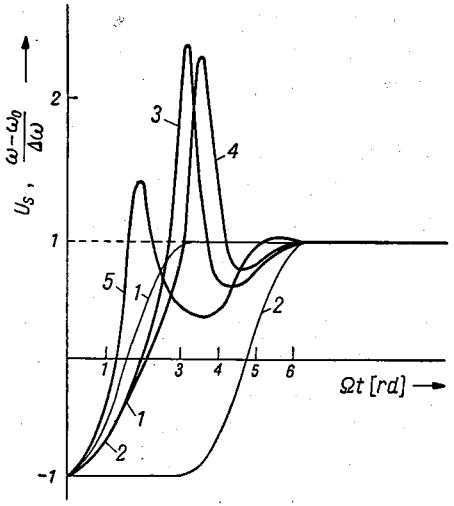
gdzie

$$\Delta\omega = \Delta\varphi \cdot \Omega$$

dewiacja częstotliwości.

Dla sygnału czarno-białej granicy określonego funkcją (109) wykonano studium, którego wynikem są rysunki: 75, 76 i 77. Przy wykreślaniu krzywych przyjęto następujące założenia liczbowe:

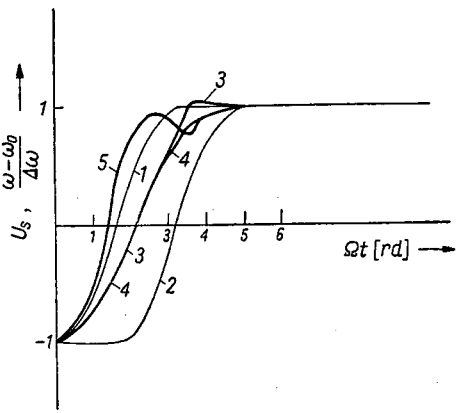
$$C = 0{,}5 \qquad \tau \approx 2\ \text{ms}.$$



Rys. 76. Deformacje sygnału czarno-białej granicy o przebiegu kosinusoidalnym ($\Omega = 2\pi \cdot 1000$) jako następstwo odbioru dwoma drogami przy wskaźniku modulacji

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta\omega}{\Omega} = 1$$

1 — $\omega_0\tau = 0$, *2* — $\omega_0\tau = 45°$, *3* — $\omega_0\tau = 135°$



Rys. 77. Deformacje sygnału czarno-białej granicy o przebiegu kosinusoidalnym ($\Omega = 2\pi \cdot 500$) jako następstwo odbioru dwoma drogami przy wskaźniku modulacji

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta\omega}{\Omega} = 0{,}5$$

1 — $\omega_0\tau = 0$, *2* — $\omega_0\tau = 45°$, *3* — $\omega_0\tau = 135°$

Z obesrwacji wykonanych rysunków możemy wyciągnąć następujące wnioski:

Wskutek różnicy czasu odbioru tych samych sygnałów następuje zmienność sygnału czarno-białej granicy.

Charakterystyki tego sygnału wykazują rozrzut zależny od kąta fazowego $\omega_0\tau$ między obu falami nośnymi oraz stosunku okresu pulsacji Ω do czasu opóźnienia τ.

Rozrzut polega z jednej strony na przesuwaniu się charakterystyk w czasie, przesuwanie to przy małych wartościach Ω nie jest znaczne, oraz na odkształceniu przebiegu w postaci ostrych i znacznych przekroczeń wartości ustalonych dla niektórych wartości $\omega_0\tau$. Stosunek podstawowej częstotliwości tych impulsowych przekroczeń do częstotliwości odpowiadającej Ω zależy od współczynnika modulacji częstotliwości.

Przez zastosowanie filtrów dolnoprzepustowych za układem detektora częstotliwości można ominąć te impulsowe odkształcenia przebiegu zmniejszając w znacznym stopniu następstwa wielodrogowości i odbieranych sygnałów pod warunkiem, że częstotliwość impulsów będzie wyższa od granicznej częstotliwości widma obrazu, co może być uzyskane przez odpowiednie zwiększenie współczynnika modulacji. Postępowanie takie wymaga jednak, aby charakterystyki detektorów częstotliwości były liniowe w znacznie szerszym zakresie niż pasmo widma sygnałów odbieranych, gdyż nieliniowość spowodowałaby przesunięcie średniej wartości zaczernienia.

Politechnika Warszawska
Katedra Telegrafii

В. ФИЯЛКОВСКИЙ

ПЕРЕДАЧА СИГНАЛОВ ФОТОТЕЛЕГРАФИРОВАНИЯ

Резюме

С целью уяснения процесса передачи сигналов фототелеграфирования в настоящей работе представлены некоторые зависимости иллюстрирующее так педаваемые сигналы, как и деформирующее влияние на эти сигналы передающего тракта.

Большинство рассуждений касается в основном передачи сигналов создаваемых черно-белым переходом. Исключительно во 2 главе приводится для примера передача сигнала соответствующего отдельной черте. В 4 главе, посвященной частотной модуляции, при рассмотрении спектра сигналов применяется во внимание периодический сигнал создаваемый вертикальным анализом парал-

лельных черт. Ограничаясь к рассмотрении передачи сигналов соответствующих черно-белому переходу, предполагалось, что в линейных передающих системах можно будет на основе приведенных зависимостей определить любой другой сигнал, используя принцип супперпозиции.

Создающиеся во время анализа оптические сигналы можно так как электрические сигналы представить в виде сплошного спектра частот. В случае когда нет дополнительной оптической модуляции, спектр частот светового потока является натуральным спектром, соответствующим результатом анализа. Ограничение натурального спектра частот вызывает растягивание во времени сигнала соответствующего анализе черно-белого перехода, вследствие чего создается размытая зона.

Частотные и фазовые искажения системы, в которой проходят сигналы натурального спектра, влияют в основном, неблагоприятно на характеристику черно-белого перехода. Однако, таким образом можно подобрать частотные и фазовые параметры передающей системы, чтобы получить некоторые улучшение.

Апертурные искажения создают такие же явления, как и ограничение передаваемой полосы частот. Их влияние можно представить в помощью соответствующей частотной характеристики. Из выше сказанного вытекает, что эти искажения можно скомпенсировать, придавая передавающему тракту соответствующую частотную характеристику.

Перенос спектра сигналов вверх необходим в основном в связи со спецификой телефонных каналов используемых для фототелеграфной передачи. Почти всегда, а таком случае, используется апплитудная модуляция. Устранение в процессе модуляции основного спектра является очень желательным. Влияние частотных и фазовых искажений передающего тракта на передачу сигналов с амплитудной модуляцией выступает только в случае размещения несущей частоты посередине канала и симметрии в отношении к ней частотных и фазовых характеристик, аналлогично влиянию этих искажений на сигналы передаваемые в натуральном спектре частот. В противном случае появляются два спектра: один — синфазных, другой — ортогональных состовляющих. В связи с тем возрастает нежелательное влияние фазовых искажений. Для получения неискаженной передачи желательно ограничение этих искажений, порбор соответствующей частотной характеристики и ограничение коэффициента модуляции. Имеет это существенное значение при передачи сигналов с частичным подавлением одной боковой полосы частот.

Иногда в передающих системах фототелеграфирования совершается переход из амплитудной на часточную модуляцию. Такой переход используется в случае больших колебаний остаточного затухания передающего канала, например радиоканала или комбинированно радио-проводного передающего тракта. Спектр частотно модулированных сигналов зависит не только от рода изображения и скорости его развертки, но также от использованной девяции.

Амплитудная модуляция не давала хороших результатов при использовании радиоканалов, в связи с чем надо было применить другие системы модуляций. Прием одного и того же сигнала с помощью разных каналов дает разные искажения. В связи с тем возможно представление в аналитической форме переменности характеристик черно-белого перехода.

С целью лучшего уяснения характера зависимости, на основе выведенных формул произведено расчеты функции, подставляя разные практически возможные величины. Результаты разчетов представлено в виде графиков.

W. FIJAŁKOWSKI

SIGNAL TRANSMISSION IN FACSIMILE TELEGRAPHY

Summary

In order to explain the process of signal transmission in facsimile telegraphy some relationships representing both the signals transmitted and the influence of the transmission parameter upon their deformation have been presented.

In fact, most of the considerations are concerned with the signal corresponding to rapid change of black to white. Only in Chapter 2, a waveform signal corresponding to single transmission has been shown as an example, and in Chapter 4, on frequency modulation, when dealing with analysis of signal spectra a periodic signal of perpendicular discrimination of parallel dashes has been taken into account. Determining only waveforms corresponding to change of black to white it has been assumed with the linearity of transmission systems the principle of superposition allows on the basis of such a waveform to determine any other.

Appearing after the descrimination optical signals may be in the same way as electrical signals presented in the form of a continuous spectrum. If the auxiliary optical modulation is not used the spectrum of light beam is a natural one directly corresponding to the results of the discrimination. Delimitation of natural spectrum results in the time expansion of the signal corresponding to change of white to black border and the non-contrastive zone appears (tailing). Attenuation and phase distortions of the system through which the signals in the natural spectrum pass generally have a negative influence on the characteristic of passing of black to white. The attenuation and phase properties of the system can be so chosen as to obtain certain improvement.

Aperture distortions cause similar phenomena as the delimitation of the transmitted band. Their consequcences can be represented by means of a suitable attenuation characteristic. This also implies that they can be compensated by giving the transmission system a suitable attenuation characteristic.

The upward shift of signal spectra is necessary first of all because of the properties of telephone channels utilized in transmission. Nearly always, amplitude modulation is used for this purpose. Getting rid of the natural spectrum in the process of modulation is required. The influence of attenuation and phase distorsions of transmission systems upon the amplitude modulated signals is analogous to the influence on the signals in the natural spectrum only in the case of placing the carrier frequency in the middle of the channel and the symmetry of attenuation and phase characteristics in relation to the frequncy. Otherwise two spectra appear, one of synphasal the other of orthogonal components. As a result of this the negative influence of phase distortions increases. To make the correct transmission possible they must be limited and also the choice of the suitable shape of attenuation characteristic and delimitation of modulation coefficient are necessary. The above is very essential when the transmission with a partial delimitation of one band is used.

Sometimes in the transmission systems of facsimile telegraphy we change from amplitude modulation to frequency modulation. Such a change is used in the case of considerable oscillations of equivalent of a radio or mixed channel. The spectrum of frequency modulatet signals depends not only on a picture, the scanning speed but on the applied frequency deviation.

The amplitude modulation on radio channels did not give good results and some other modulation systems had to be used. Reception of the same signal on different ways gives different kind of distortion. Caused by this changeability of signal black to white may be analyitically represented. For better explanation of the character of the relationships, various practically possible values have been substituted, the examples of functions have been worked out and graphically represented.