

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VIII

ZESZYT 4(25)

W A R S Z A W A 1 9 6 1

I N S T Y T U T Ł Ą C Z N O Ś C I

SPIS TREŚCI

1. <i>Tadeusz Tomankiewicz, Lech Stasiński i Ireneusz Krysiński</i> — Przenieszenie charakterystyki promieniowania szerokopasmowych nadawczych anten ultrakrótkofalowych (telewizyjnych)	3
2. <i>Włodzimierz Barjasz i Zbigniew Bolszakow</i> — Odtłumik mostkowy jako element toru odtłumianego	53

СОДЕРЖАНИЕ

1. <i>Т. Томанкевич, Л. Стасерски и И. Крысиньски</i> — Пространственные характеристики излучения широкополосных передающих ультракоротковолновых (телевизионных) антенн	48
2. <i>В. Барьяш и Зб. Большаков</i> — Мостовой усилитель с отрицательным сопротивлением в качестве элемента линии связи	90

CONTENTS

1. <i>T. Tomankiewicz, L. Stasiński and I. Krysiński</i> — Spatial radiation patterns of UHF transmitting broad-band TV aerials	49
2. <i>W. Barjasz and Zb. Bolszakow</i> — Negative-impedance repeater as an element of wire telephone line	90

SOMMAIRE

1. <i>T. Tomankiewicz, L. Stasiński et I. Krysiński</i> — Diagrammes spatiaux de rayonnement des antennes émettrices à large bande à ondes métriques (de télévision)	49
2. <i>W. Barjasz et Zb. Bolszakow</i> — Répéteur à impédance négative comme un élément du circuit téléphonique	90

INHALTSVERZEICHNIS

1. <i>T. Tomankiewicz, L. Stasiński und I. Krysiński</i> — Raumstrahlungscharakteristiken der UKW—Sende Breitbandantennen (Fernsehantennen)	50
2. <i>W. Barjasz und Zb. Bolszakow</i> — Ein Zweidrachtverstärker mit negativen Widerständen als Bestandteil der Leitung	91

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK VIII

ZESZYT 4(25)

W A R S Z A W A 1 9 6 1

I N S T Y T U T Ł A C Z N O Ś C I

K o m i t e t R e d a k c y j n y

Redaktor naczelny — *prof. mgr inż. Józef Wójcikiewicz*

Redaktorzy działów:

*adj. mgr inż. Aleksy Brodowski, doc. mgr inż. Sylwester Jarkowski,
doc. mgr inż. Lesław Kędziński*

Sekretarz Redakcji — *Edward Tomkiel*

A d r e s R e d a k c j i

Institut Łączności, Warszawa-Miedzeszyn, ul. Szachowa 1

W S Z E L K I E P R A W A Z A S T R Z E Ż O N E

Institut Łączności. Warszawa 1961. Wydanie 1. Nakład 520 egz. Ark. wyd. 7,2.
Ark. druk. 7,64/A5. Format B5. Papier druk. sat. kl. V, 70 g, 700 × 1000/16. Rękopis
oddano do składania 19.10.61 r. Podpisano do druku 10.III.1962 r. Druk ukończono
w marcu 1962 r. Cena zł 18.—.

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej — Warszawa. Zam. 1726/61. H-68

TADEUSZ TOMANKIEWICZ
LECH STASIERSKI
IRENEUSZ KRYSIŃSKI

621.396.677:621.397

PRZESTRZENNE CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA SZEROKOPASMOWYCH NADAWCZYCH ANTEN ULTRA- KRÓTKOFALOWYCH (TELEWIZYJNYCH)

Rękopis dostarczono do Komitetu Redakcyjnego 20.1.1961

W pracy opisano metody obliczania oraz wyniki pomiarów charakterystyk promieniowania nadawczych układów anten ultrakrótkofalowych (telewizyjnych).

Poszczególne elementy układu antenowego są zasilane prądami o różnych fazach. Stosuje się bowiem kompensację fal odbitych w celu uzyskania lepszego dopasowania oporności wejściowej układu antenowego do kabla zasilającego. Ten sposób zasilania wymaga odpowiedniego geometrycznego rozmieszczenia elementów anten dla uzyskania żądanej poziomej charakterystyki promieniowania. Podano metodę obliczenia i wyniki pomiarów charakterystyk promieniowania szerokopasmowego elementu płaszczyznowego anteny na trzeci zakres telewizyjny, złożonego z dipoli całofalowych i ekranu. Szerokopasmowość elementu uzyskuje się przez zastosowanie dużych wymiarów poprzecznych dipoli całofalowych. Powoduje to silne tłumienie prądu w dipolu i powstawanie, oprócz fali stojącej, dużej fali bieżącej. Charakterystyka promieniowania takiego dipola wykazuje w różnych kierunkach nie tylko zmianę modułu, ale także zmianę kąta fazowego.

Zmierzono w dipolach rozkłady wypadkowych prądów. Wyznaczono składowe tych prądów i obliczono charakterystyki promieniowania. Wykonano pomiary charakterystyk. Wyniki obliczeń porównano z wynikami pomiarów. Uzyskano dużą zgodność wyników w stosunku do modułu.

Przy obliczaniu wypadkowej charakterystyki promieniowania układu antenowego uwzględniono charakterystyki promieniowania poszczególnych elementów, przesunięcia faz w zasilaniu elementów, rozkład mocy pomiędzy poszczególne elementy i geometryczne usytuowanie elementów.

Z porównania wyników obliczeń i pomiarów dla różnych przestrzennych rozstawień anten wynika, że podana metoda obliczeń jest wystarczająca do celów praktycznych.

C Z Ę Ś Ć I

**PRZESTRZENNE CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA
ELEMENTU ANTENY SZEROKOPASMOWEJ****1. WSTĘP**

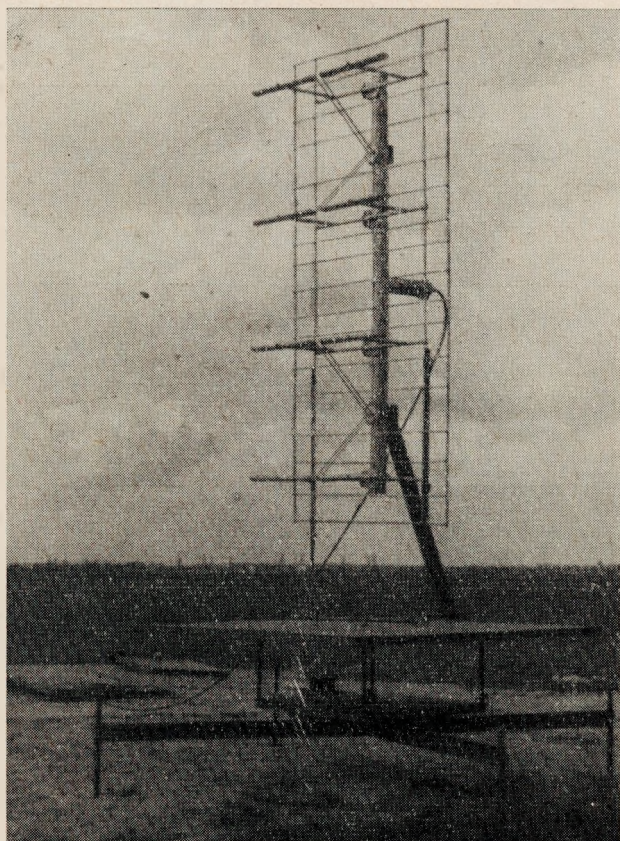
Przy budowie nadawczych anten telewizyjnych bardzo istotnym czynnikiem jest posiadanie takich elementów anten, z których można budować układy anten o żądanych poziomych i pionowych charakterystykach promieniowania, o dużym zysku mocy i o dobrym dopasowaniu układu antenowego do kabla zasilającego, w celu uniknięcia występowania zjawiska echa. Jest również pożądane, aby elementy anteny pozwalały na uzyskiwanie określonych charakterystyk promieniowania i odpowiedniego dopasowania oporności wejściowej jednocześnie dla wszystkich kanałów w zakresie pasma częstotliwości wykorzystywanego w telewizji.

Opisane tutaj elementy pozwalają spełnić te warunki zarówno w odniesieniu do charakterystyk promieniowania, jak i dopasowania.

2. OPIS KONSTRUKCJI ELEMENTU PŁASZCZYZNOWEGO

Odpowiednie charakterystyki promieniowania i szerokopasmowość elementu uzyskano przez zastosowanie dużego przekroju poprzecznego dipoli całofalowych oraz odpowiedniego układu tych dipoli względem siebie i ekranu. Na rys. 1 podano zdjęcie takiego elementu.

Zastosowanie dipoli całofalowych umożliwia uzyskanie odpowiednio wąskiej poziomej charakterystyki promieniowania, nadającej się do kształtowania dowolnych charakterystyk poziomych układów antenowych, w szczególności równomiernej charakterystyki dookólnej, w granicach ± 2 dB. Dipole całofalowe mają także większe tłumienie niż dipole półfalowe [1]. Odległości pomiędzy dipolami i ich odległość od ekranu są tu tak dobrane, aby uzyskać odpowiedni kształt charakterystyk promieniowania elementu, duży zysk mocy oraz — wskutek występowania oporności wzajemnych dipoli i ekranu — odpowiednie oporności wejściowe elementu, umożliwiające dopasowanie do kabla zasilającego w całym pasmie telewizyjnym. Ze względu na dopasowanie dobrano także cały układ zasilający dipole i układ symetryzujący. W opisaney pracy zastosowano elementy płaszczyznowe typu Funk 836 P 302, firmy Siemens.

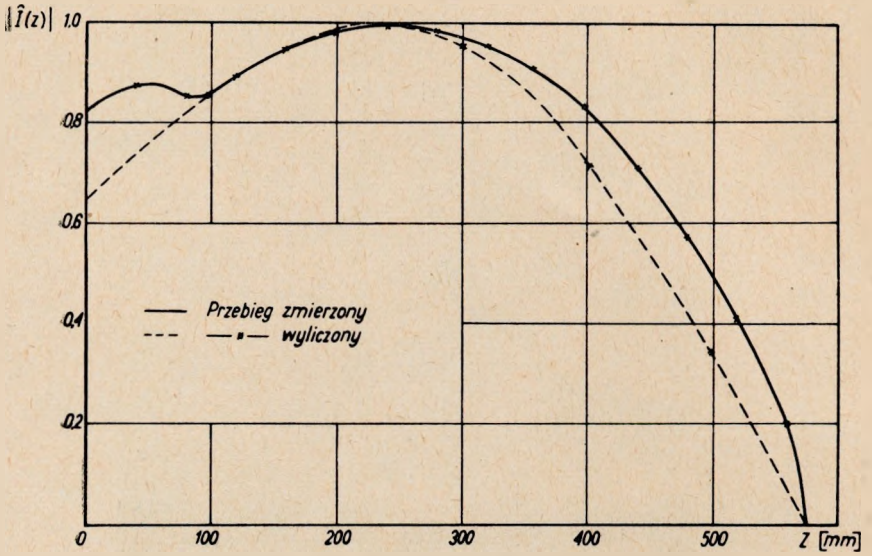


Rys. 1. Szerokopasmowy element anteny

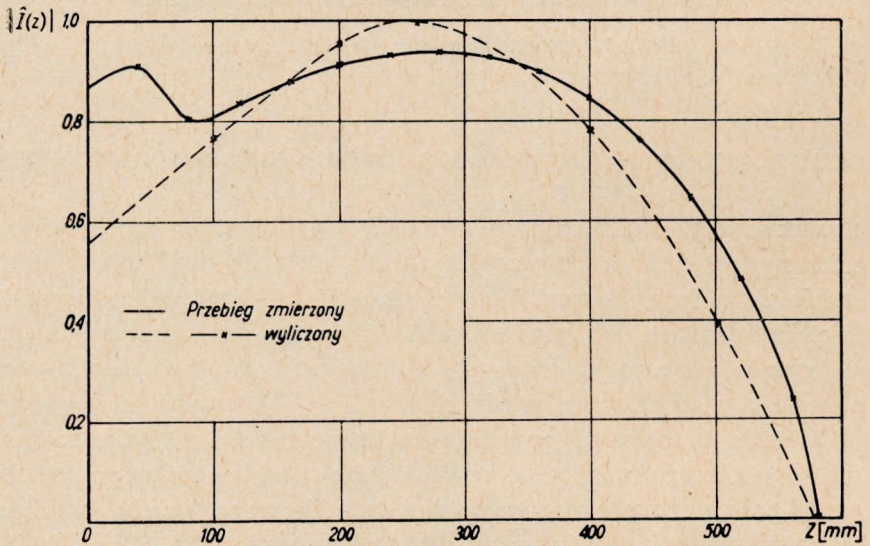
3. POMIAR ROZKŁADU PRĄDU W DIPOLU I OBLICZENIE SKŁADOWYCH PRĄDU

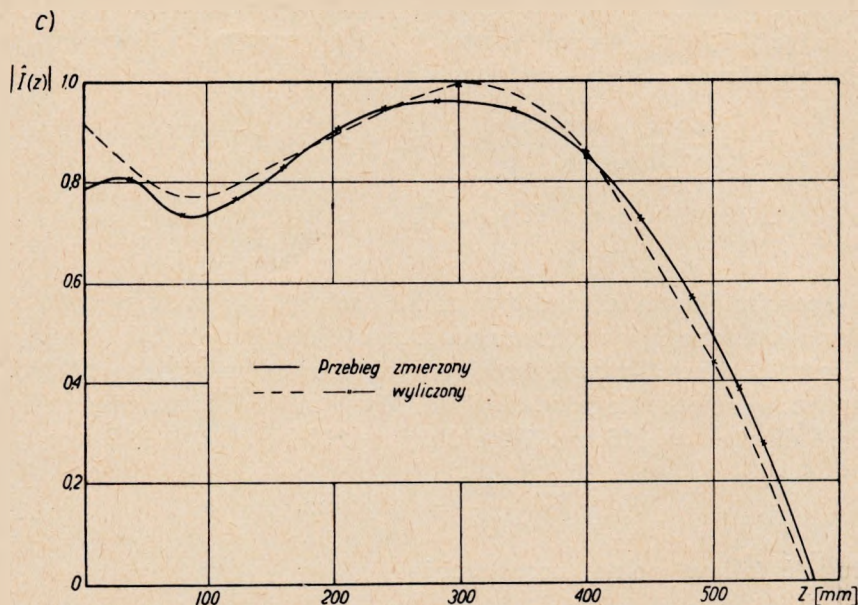
Wskutek dużego tłumienia w dipolach występuje w nich nie tylko sinusoidalny rozkład fali stojącej (jak dla anten o małym tłumieniu), lecz także duża fala bieżąca. W celu określenia stosunku maksymalnej wartości fali bieżącej do wartości fali stojącej w strzałce prądu przeprowadzono pomiar rozkładu prądu w dipolach. Wzdłuż dipoli przesuwano pętlę o małych wymiarach, aby uniknąć jej wpływu na rozkład pola [1]. Pętla ta była odpowiednio zaekranowana elektrycznie. Umożliwiała więc ona pomiar tylko rozkładu pola magnetycznego tuż przy samym dipolu, proporcjonalnego do wypadkowego prądu w dipolu. Uzyskane wyniki pomiarów prądu dla częstotliwości 175 MHz, 200 MHz i 225 MHz podano odpowiednio na rys. 2.

a)

Rys. 2a. Rozkład prądu w dipolu dla $f = 175$ MHz

b)

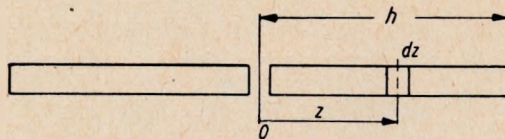
Rys. 2b. Rozkład prądu w dipolu dla $f = 200$ MHz

Rys. 2c. Rozkład prądu w dipolu dla $f = 225$ MHz

Z analizy rozkładu prądu dipoli grubych [4,2] wynika, że wypadkowy prąd można rozłożyć, z dostateczną dla praktyki dokładnością, na dwie składowe ujęte zależnością

$$I(z) = I_1 \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} + j I_2 \sin(\beta h - \beta |z|)$$

Poszczególne oznaczenia wg rys. 3:



Rys. 3 Szkic dipola całofalowego

h — długość połowy dipola,

z — współrzędna bieżąca punktu na dipolu,

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ — jednostkowe przesunięcie fazy w dipolu,

λ — długość fali prądu w dipolu,

I_1 — maksymalna wartość prądu fali bieżącej,

I_2 — wielkość prądu fali stojącej w strzałce.

Znając z pomiaru przebieg modułu prądu wypadkowego $I(z)$ (rys. 2) oraz mając β i h , dla dwóch wartości z_1 i z_2 prądy I_1 i I_2 można określić na podstawie poniżej podanych równań

$$I_1^2 \left[\frac{\cos \beta z_1 - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} \right]^2 + I_2^2 \sin^2 (\beta h - \beta |z_1|) = |\dot{I}(z_1)|^2$$

$$I_1^2 \left[\frac{\cos \beta z_2 - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} \right]^2 + I_2^2 \sin^2 (\beta h - \beta |z_2|) = |\dot{I}(z_2)|^2$$

Od sposobu dobrania punktów z_1 i z_2 zależy stopień zgodności przebiegów zmierzonego i wyliczonego. Długość dipola jest tak dobrana, że dla średniej częstotliwości trzeciego zakresu telewizyjnego (200 MHz) dipol jest w rezonansie równoległym. Występuje więc na nim cała fala. Długość dipola $l = 115$ cm. Więc dla $f = 200$ MHz, $\lambda = 115$ cm;

$$\beta = \frac{360^\circ}{115} = 3,13^\circ/\text{cm}.$$

Długość fali w wolnej przestrzeni

$$\lambda_0 = \frac{300}{f_{\text{MHz}}} = \frac{300}{200} = 1,50 \text{ m} = 150 \text{ cm}$$

Jednostkowe przesunięcie fazy w wolnej przestrzeni

$$k = \frac{360^\circ}{\lambda_0} = \frac{360^\circ}{150} = 2,4^\circ/\text{cm}$$

Skrócenie fali w dipolu w stosunku do wolnej przestrzeni wynosi

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{k}{\beta} = \frac{115}{150} = 0,767$$

Przyjęto, że takie samo skrócenie fali wystąpi dla częstotliwości 175 MHz i 225 MHz. Dla tych częstotliwości odpowiednio

$$\beta = 2,74^\circ/\text{cm} \quad \text{i} \quad \beta = 3,52^\circ/\text{cm}$$

Średnie wyniki pomiarów rozkładów prądu w dipolach oraz przebieg modułu prądu wyliczonego z zależności (1) przedstawiono na rys. 2.

4. OBLICZENIE POZIOMYCH CHARAKTERYSTYK PROMIENIOWANIA [3]

Element dipola dz , o momencie prądu $\dot{I}(z)dz$ wywołuje w obszarze promieniowania $r \gg \lambda_0$ pole elektryczne

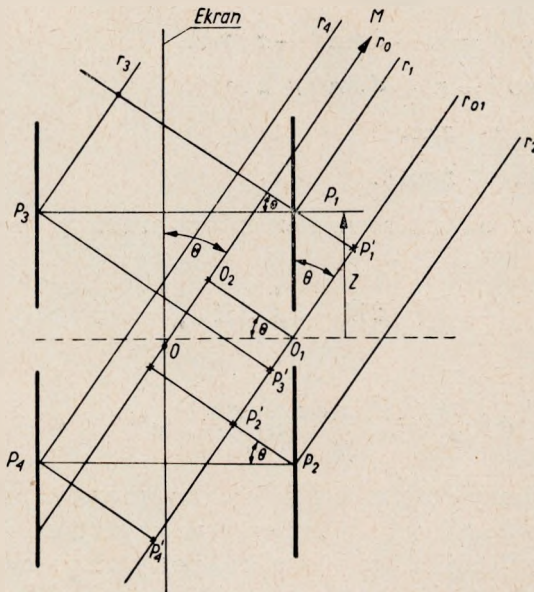
$$d\dot{K}_\theta = j \frac{\dot{I}(z) dz}{2 \lambda_0} Z_0 \frac{\sin \theta}{r} e^{j(\omega t - kr)},$$

gdzie:

$Z_0 = 377 \Omega$ — oporność falowa wolnej przestrzeni,

r — odległość punktu M , w którym określamy pole elektryczne, od elementu prądu.

Rozważymy obecnie układ dipola wraz z ekranem (rys. 4) (d — odległość dipola od powierzchni ekranu). Dla uproszczenia analizy matematycznej zakładamy, że ekran jest pełny, nieskończenie wielki i doskonale przewodzący. Przy takim założeniu możemy działanie ekranu



Rys. 4. Układ zastępczy dipola z ekranem

na charakterystyki promieniowania ująć układem zastępczym, złożonym z dipola i jego odbicia lustrzanego względem ekranu. Ponieważ dipol czynny jest równoległy do ekranu, prąd w jego odbiciu jest przesunięty w fazie o 180° względem prądu w dipolu.

Do obliczenia charakterystyki poziomej rozpatrzmy układ zastępczy dipola i ekranu, podany na rys. 4. Obieramy punkt odniesienia O w środku symetrii układu na powierzchni ekranu, punkt O_1 na osi dipola czynnego w jego środku symetrii, punkty $P_1 P_2$ na dipolu czynnym, położone symetrycznie względem środka, i odpowiadające im punkty P_3 i P_4 na dipolu lustrzanego odbicia.

Niech r_0 oznacza odległość punktu M , w którym określamy pole elektryczne, od punktu O środka symetrii układu,

r_{01} — odległość punktu M od punktu O_1 ,

z — odległość punktu P_1 od O_1 ,

r_1, r_2, r_3, r_4 — odległości punktów P_1, P_2, P_3, P_4 na dipolach od punktu M .

Niech P'_1, P'_2, P'_3, P'_4 oznaczają rzuty punktów P_1, P_2, P_3 i P_4 na prostą O_1M , a O_2 rzut punktu O_1 na prostą OM .

Z rysunku 4 otrzymujemy zależności:

$$r_{01} = r_0 - OO_2 = r_0 - d \sin \theta,$$

$$r_1 = r_{01} - z \cos \theta = r_0 - d \sin \theta - z \cos \theta,$$

$$r_2 = r_{01} + z \cos \theta = r_0 - d \sin \theta + z \cos \theta,$$

$$r_3 = r_0 + d \sin \theta - z \cos \theta,$$

$$r_4 = r_0 + d \sin \theta + z \cos \theta.$$

Pole elektryczne od czterech elementów prądu w punktach P_1, P_2, P_3 i P_4 wynosi

$$d \vec{K}_\theta = \sum_{n=1}^4 d \vec{K}_{\theta n},$$

gdzie:

$$d \vec{K}_{\theta n} = j \frac{\vec{I}_n(z) dz}{2\lambda_0} Z_0 \frac{\sin \theta}{r_n} e^{j(\omega t - kr_n)}$$

Ponieważ określamy natężenie pola elektrycznego w punkcie M w obszarze dalekim ($r_0 \gg z$ i $r_0 \gg d$) możemy więc przyjąć, że wpływ odległości r_n , występującej w mianowniku powyższego wzoru, na wielkość natężenia pola jest jednakowy dla tych czterech elementów.

A ponieważ

$$\vec{I}_1(z) = \vec{I}_2(z) = -\vec{I}_3(z) = -\vec{I}_4(z) = \vec{I}(z)$$

więc moduły pól od poszczególnych elementów są w punkcie M jednakowe

$$\begin{aligned} \frac{|\vec{I}_1(z) dz|}{2 r_1 \lambda_0} Z_0 \sin \theta &= \frac{|\vec{I}_2(z) dz|}{2 r_2 \lambda_0} Z_0 \sin \theta = \frac{|\vec{I}_3(z) dz|}{2 r_3 \lambda_0} Z_0 \sin \theta = \\ &= \frac{|\vec{I}_4(z) dz|}{2 r_4 \lambda_0} Z_0 \sin \theta = \frac{|\vec{I}(z) dz|}{2 r_0 \lambda_0} Z_0 \sin \theta. \end{aligned}$$

Decydujący wpływ na wielkość wypadkowego pola mają zależności fazowe pól od poszczególnych elementów, wynikające z różnicy dróg

rzędu długości fali. Wpływ ten jest ujęty występowaniem odległości r_n w wykładniku potęgi, określającej fazę poszczególnych składowych pola (czynniki oscylujący).

$$d \dot{K}_{0n} = j \frac{\dot{I}_n(z) dz}{2 \lambda_0 r_0} Z_0 \sin \Theta e^{j\omega t} \cdot e^{-jk r_n}$$

Pole wypadkowe wynosi

$$d \dot{K}_0 = \dot{C} e^{-jk r_0} [e^{jk(z \cos \theta + d \sin \theta)} + e^{jk(-z \cos \theta + d \sin \theta)} - e^{jk(z \cos \theta - d \sin \theta)} - e^{jk(-z \cos \theta - d \sin \theta)}],$$

gdzie

$$\dot{C} = j \frac{\dot{I}(z) dz}{2 \lambda_0 r_0} \sin \Theta e^{j\omega t}$$

Po elementarnych przekształceniach otrzymujemy

$$d \dot{K}_0 = 4 j \dot{C} e^{-jk r_0} \sin(k d \sin \Theta) \cos(k z \cos \Theta)$$

więc

$$\dot{K}_0 = \frac{2 Z_0 e^{j(\omega t - \pi - k r_0)}}{\lambda_0 r_0} \sin \Theta \sin(k d \sin \Theta) \int_0^h \dot{I}(z) \cos(k z \cos \Theta) dz.$$

Po podstawieniu w miejsce $\dot{I}(z)$ wyrażenia

$$\dot{I}(z) = I_1 \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} + j I_2 \sin(\beta h - \beta z)$$

i wyliczeniu całki, otrzymujemy

$$\dot{K}_0 = \hat{C}_1 A(\Theta),$$

gdzie:

$$\hat{C}_1 = \frac{2 Z_0 e^{j(\omega t - \pi - k r_0)}}{\lambda_0 r_0},$$

$$A(\Theta) = \sin \Theta \sin(k d \sin \Theta) \left\{ \frac{I_1 \sin(k h \cos \Theta)}{2k \cos \Theta} + \right. \\ \left. + \frac{I_1}{2(\beta^2 - k^2 \cos^2 \Theta)} [\beta \sin \beta h \cos(k h \cos \Theta) - k \cos \Theta \cos \beta h \sin(k h \cos \Theta)] - \right. \\ \left. - j \frac{I_2}{\beta^2 - k^2 \cos^2 \Theta} [\beta - \beta \cos \beta h \cos(k h \cos \Theta) - k \cos \Theta \sin \beta h \sin(k h \cos \Theta)] \right\}.$$

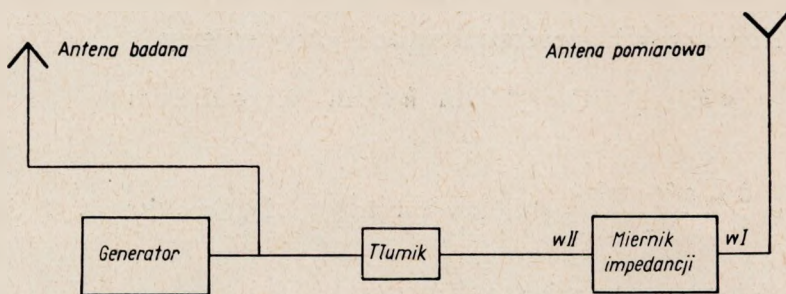
Charakterystyka pozioma ma postać

$$f(\theta) = \left| \frac{\dot{K}(\theta)}{\dot{K}(90^\circ)} \right|$$

$$\varphi = \arctg \frac{\text{Im } \dot{K}(\theta)}{\text{Re } \dot{K}(\theta)} - \arctg \frac{\text{Im } \dot{K}(90^\circ)}{\text{Re } \dot{K}(90^\circ)}$$

5. POMIAR POZIOMYCH CHARAKTERYSTYK PROMIENIOWANIA

Pomiar modułu i fazy charakterystyk*) promieniowania wykonano, w układzie jak na rys. 5, za pomocą miernika oporności zespolonej (Z-G Diagraph firmy Rhode u. Schwarz, typ ZDU) na zakres częstotliwości 30 MHz — 300 MHz. Miernik ten jest przystosowany głównie



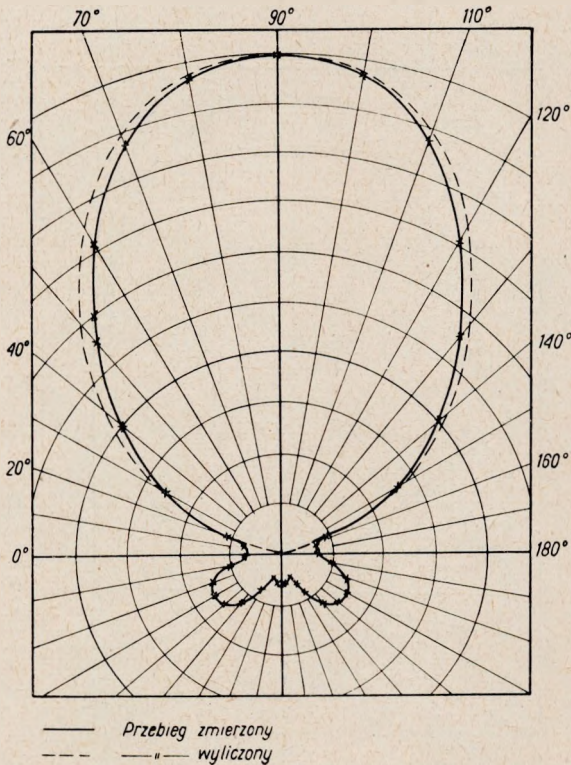
Rys. 5. Układ do pomiaru charakterystyk promieniowania

do pomiaru oporności zespolonych. Umożliwia on szybkie uzyskanie przebiegu oporności mierzonego elementu w funkcji częstotliwości. Przebieg oporności otrzymuje się na wykresie Smitha. Przyrząd umożliwia także pomiar własności przenoszenia czwórników, przez porównywanie zespolonej wartości napięcia wyjściowego czwórnika (wprowadzonego na wejście miernika) ze stałą wartością napięcia zespolonego na wejściu czwórnika (wprowadzonego na wejście odniesienia miernika).

Badanym czwórnikiem jest, w omawianym przypadku, układ antena nadawcza — antena odbiorcza. Własności przenoszenia tego czwórnika, w zależności od orientacji anteny nadawczej względem kierunku anteny odbiorczej, określają charakterystykę promieniowania anteny nadawczej.

*) Komitet Redakcyjny Prac IŁ nie uważa powyższej terminologii za prawidłową, pozostawia ją jednak bez zmian na wyraźne życzenie autorów.

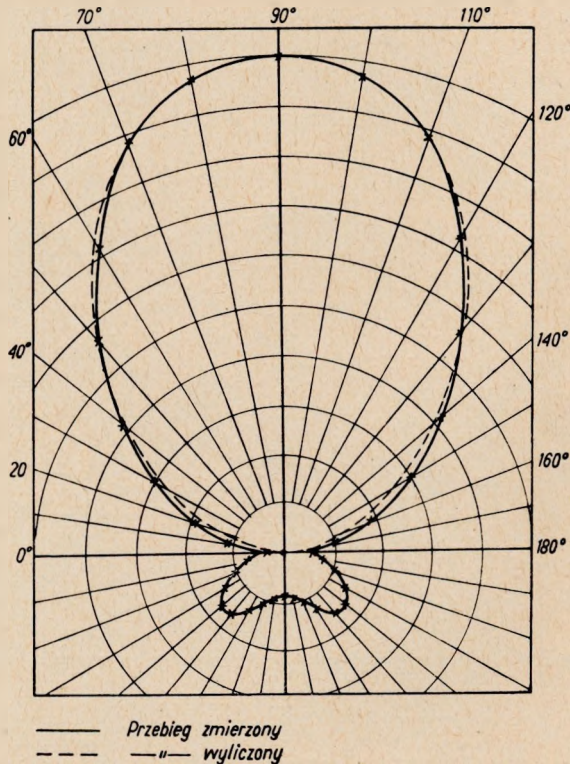
Element antenowy, ustawiony na konstrukcji obrotowej, umożliwiającej obrót elementu anteny o 360° dookoła osi pionowej, leżącej na osi symetrii ekranu, zasilano z generatora pomiarowego (rys. 1). W odległości około 60 m od badanego elementu antenowego umieszczono antenę odbiorczą, z której prąd doprowadzono kablem koncentrycznym do linii wejściowej miernika Z-G. Na linię odniesienia miernika Z-G przyłożono z tego samego generatora odpowiednio dobrane (za pomocą tłumika falowodowego) napięcie odniesienia o stałej amplitudzie i fazie.



Rys. 6. Pozioma charakterystyka modułu promieniowania dla $f = 175$ MHz

Pomiar wykonano w terenie płaskim, możliwie jednorodnym, pozbawionym drzew, domów, instalacji energetycznych, telefonicznych i innych przeszkód terenowych w promieniu ponad 2 km. Aparaturę i personel umieszczono w domku antenowym pod ziemią w celu uniknięcia ich wpływu na pomiar. Odległość pomiędzy anteną odbiorczą i nadawczą dobrano tak, aby przy danych wymiarach układu anteny nadawczej i danej długości fali można było uważać, że promienie od skrajnych elementów anteny nadawczej do anteny odbiorczej są pra-

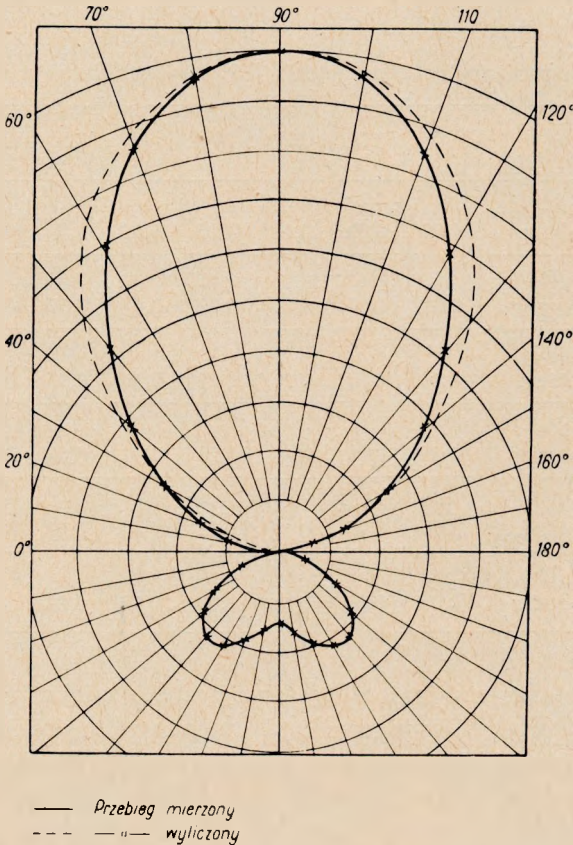
wie równoległe. Otrzymuje się wówczas asymptotyczną charakterystykę promieniowania, odpowiadającą bardzo dużej odległości miejsca odbioru od anteny nadawczej. Do pomiaru charakterystyk promieniowania zastosowano obrót anteny nadawczej na specjalnej konstrukcji, zamiast przenoszenia anteny odbiorczej wokół anteny nadawczej w stałej odległości. Uniknięto przez to błędów pomiaru fazy, związanych z błędami dobierania w poszczególnych położeniach stałej odległości pomiędzy antenami. Uniknięto przez to także wpływu lokalnych niejednorodności elektrycznych ziemi i ewentualnych nieregularności jej powierzchni.



Rys. 7. Pozioma charakterystyka modułu promieniowania dla $f = 200$ MHz

W antenie odbiorczej indukuje się SEM od wypadkowego pola fali bezpośredniej od anteny nadawczej i pola fali odbitej od ziemi. Przez stosowanie obrotu anteny nadawczej przy pomiarze charakterystyki uzyskuje się odbijanie się fali od ziemi zawsze w tym samym miejscu i w tych samych warunkach. Stosunek więc natężenia pola fali bezpośredniej i fali odbitej od ziemi był zawsze jednakowy. Indukowana w antenie odbiorczej wypadkowa SEM była więc zależna tylko od

własności kierunkowych anteny nadawczej. Ponieważ wpływ odbicia od ziemi wpływa tylko na bezwzględną wartość SEM indukowanej w antenie odbiorczej i jest stały przy obrocie anteny nadawczej, w ten sposób wyeliminowano więc wpływ ziemi na wyniki pomiaru charakterystyki promieniowania. Zmierzono w ten sposób moduł $f(\theta)$ i argument $\varphi(\theta)$ poziomej charakterystyki promieniowania, biorąc stosunek wielkości mierzonych pod różnymi kątami do wielkości maksymalnego promieniowania.



Rys. 8. Pozioma charakterystyka modułu promieniowania dla $f = 225$ MHz

Wyniki pomiarów i obliczeń modułu $f(\theta)$ poziomej charakterystyki promieniowania ujęto w tablicy nr 1 oraz na rysunkach 6, 7 i 8.

Z powyższych danych wynika, że występuje duża zgodność wyników obliczeń i pomiarów modułu, szczególnie dla częstotliwości 200 MHz, dla której antena jest w rezonansie. Dla kątów θ bliskich 0° (kierunki bliskie osi dipola) zgodność wyników jest mniejsza. Główną tego przy-

czyną jest promieniowanie elementów wsporczych dipoli umieszczonych pomiędzy dipolami i ekranem. Ze względu na ich skończoną grubość i szerokie pasmo częstotliwości nie są one dokładnie przyłączone do dipoli w węzłach napięcia. Płyne więc przez nie pewien prąd, dający pole o polaryzacji poziomej, ale prostopadłej do głównego promieniowania. Dalszą przyczyną rozbieżności wyników obliczeń i pomiarów są przyjęte przy obliczeniach upraszczające założenia dotyczące ekranu oraz wpływ promieniowania powierzchni końcowych dipoli o dużym przekroju.

T a b l i c a 1

Zestawienie wyników pomiarów i obliczeń modułu $f(\theta)$ poziomej charakterystyki promieniowania

θ		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
175 MHz	$f(\theta)$ oblicz.	0,00	0,03	0,11	0,25	0,45	0,59	0,75	0,90	0,96	1,00
	$f(\theta)$ pomiar	0,07	0,08	0,15	0,27	0,41	0,57	0,72	0,87	0,97	1,00
200 MHz	$f(\theta)$ oblicz.	0,00	0,03	0,11	0,26	0,39	0,57	0,74	0,88	0,97	1,00
	$f(\theta)$ pomiar	0,05	0,09	0,18	0,29	0,41	0,57	0,72	0,88	0,97	1,00
225 MHz	$f(\theta)$ oblicz.	0,00	0,03	0,12	0,26	0,42	0,60	0,77	0,89	0,97	1,00
	$f(\theta)$ pomiar	0,06	0,10	0,16	0,24	0,38	0,52	0,69	0,85	0,96	1,00

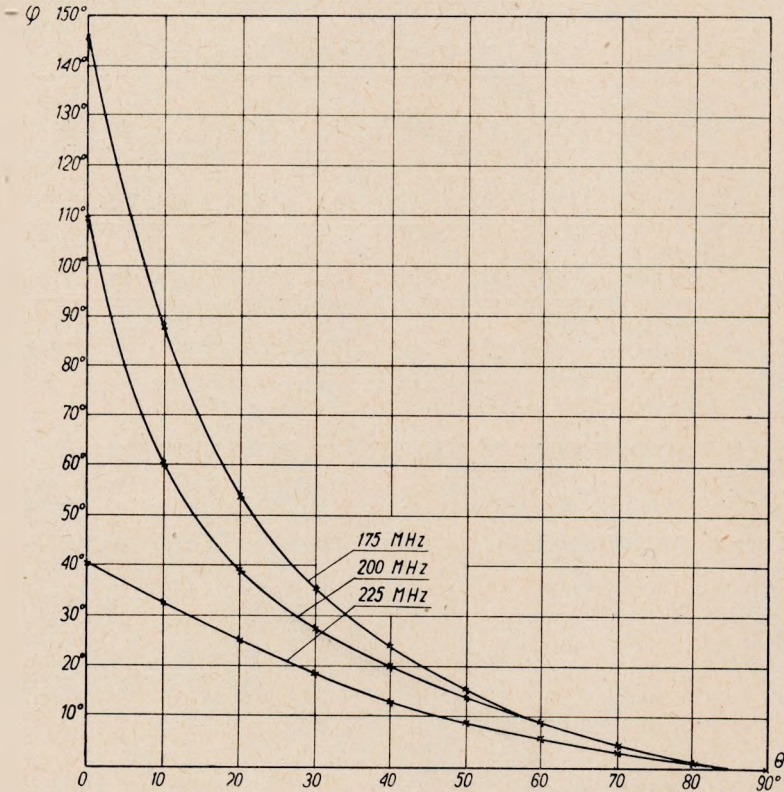
Powyższe założenia upraszczające mają dużo większy wpływ na rozbieżności pomiędzy obliczonym i zmierzonym (dla poziomych charakterystyk promieniowania) przesunięciem fazowym $\varphi(\theta)$. Wyniki tych wartości dla częstotliwości $f = 175$ MHz, 200 MHz i 225 MHz podano w tabelicy nr 2. Wyniki wartości zmierzonych podano także na rys. 9.

Ze względu na bardzo duże rozbieżności w wynikach obliczeń i pomiarów charakterystyki fazy, wynikające z upraszczających założeń przy obliczeniach (nieskończenie duży i idealnie przewodzący ekran), nasuwa się wniosek, że przy obliczeniach wypadkowych charakterystyk od kilku elementów należy posługiwać się wynikami pomiarów charakterystyki fazy a nie wynikami obliczeń.

Znak zmian kąta fazowego zmierzonych charakterystyk promieniowania określono przesuwając o kilka cm antenę odbiorczą w kierunku

anteny nadawczej. Zmierzono przy tym różnicę faz równą różnicy dróg elektrycznych w obu położeniach anteny odbiorczej i kierunek zmiany fazy taki sam, jaki występuje w charakterystyce promieniowania.

Poziome charakterystyki promieniowania układu złożonego z dipoli całofalowych i ekranu mają bardzo korzystny przebieg. Przy kątach $\pm 30^\circ$ od kierunku promieniowania maksymalnego moc promieniowania



Rys. 9. Pozioma charakterystyka fazy promieniowania

spada do połowy swej wartości maksymalnej, po czym bardzo szybko nadal maleje. Jest to bardzo korzystne przy kształtowaniu poziomych charakterystyk układów antenowych, zwłaszcza dla charakterystyk dookólnych o możliwie małych promieniowaniach minimalnych.

Moduł natężenia pola maleje szybko ze zmniejszaniem kąta θ poniżej 45° . Zmierzono dla każdej częstotliwości 4 poziome charakterystyki promieniowania. W odnośnych tablicach i wykresach podano wartości średnie wyników pomiarów. Rozrzuty wyników pomiarów były mniejsze niż 5% przy pomiarach modułu i około 20% przy pomiarach fazy.

Tablica 2

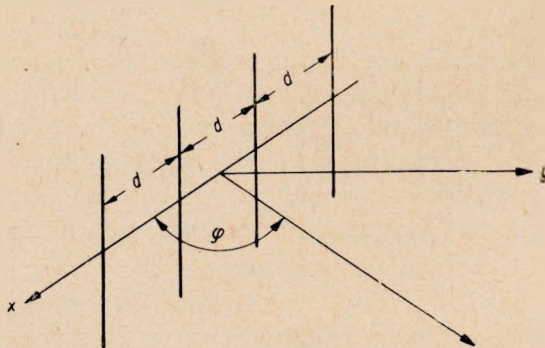
Zestawienie wyników pomiarów i obliczeń przesunięcia fazowego $\varphi(\theta)$
poziomych charakterystyk promieniowania

θ		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
175 MHz	$-\varphi(\theta)$ pomiar	146°	88°	54°	35°	24°	15°	8°	4°	1°	0°
	$-\varphi(\theta)$ oblicz.	7,2°	7°	6,2°	3,3°	2,3°	2°	0,6°	0°	0°	0°
200 MHz	$-\varphi(\theta)$ pomiar.	108°	59°	39°	27°	20°	13°	8°	4°	1°	0°
	$-\varphi(\theta)$ oblicz.	21,5°	20,5°	17,5°	13,5°	8,5°	6,5°	3,5°	2,5°	0,5°	0°
225 MHz	$-\varphi(\theta)$ pomiar.	41°	32°	25°	18°	13°	9°	5°	2°	1°	0°
	$-\varphi(\theta)$ oblicz.	58°	52°	45°	35°	24°	15°	8°	3°	1°	0°

6. PIONOWE CHARAKTERYSTYKI PROMIENIOWANIA [1]

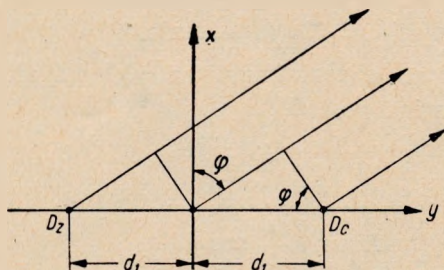
Charakterystyka promieniowania szeregu N źródeł ustawionych w odległości d od siebie (rys. 10) jest ujęta znaną zależnością

$$f(\varphi) = \frac{\sin\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right)}{N \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right)}$$

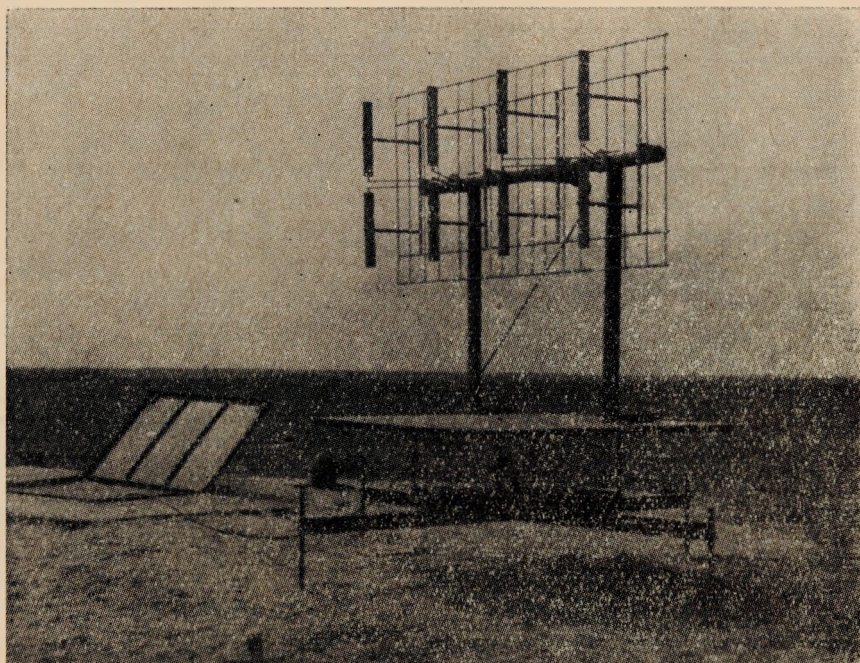


Rys. 10. Układ zastępczy dipoli do obliczenia pionowej charakterystyki promieniowania

W rozpatrywanym przypadku element składa się z czterech dipoli promieniujących $N = 4$. Odległość między dipolami $d = 0,8$ m. Wpływ ekranu na pionową charakterystykę promieniowania uwzględniamy podobnie jak przy obliczaniu poziomych charakterystyk promieniowania



Rys. 11. Układ zastępczy dipoli z ekranem



Rys. 12. Pomiar charakterystyki pionowej

za pomocą układu zastępczego, złożonego z dipoli czynnych i ich lustrzanych odbić (rys. 11). Układ czterech dipoli zastępujemy tutaj źródłem punktowym o wypadkowej charakterystyce promieniowania $f_1(\varphi)$, a układ dipoli odbicia lustrzanego, w którym płyną prądy w fazie przeciwnej, źródłem punktowym o charakterystyce $f_2(\varphi)$, przy czym $f_2(\varphi) = -f_1(\varphi) = -f(\varphi)$.

Z zależności geometrycznych układu, podanego na rys. 11, wynika wypadkowa charakterystyka promieniowania układu

$$f_w(\varphi) = M_1 f(\varphi) [e^{jk d_1 \sin \varphi} - e^{-jk d_1 \sin \varphi}]$$

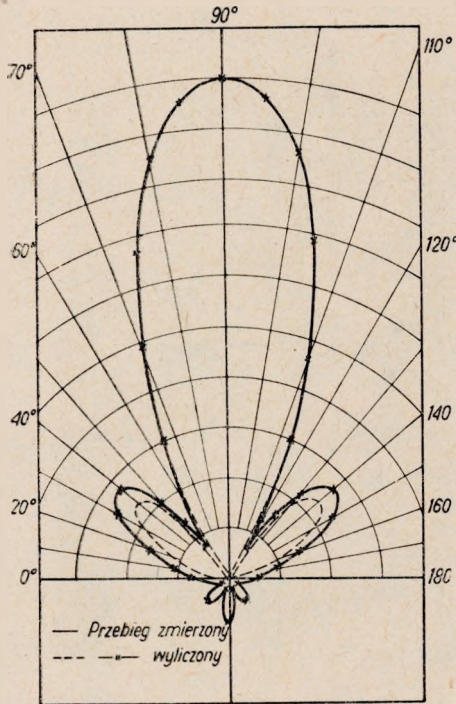
$$f_w(\varphi) = M_2 f(\varphi) \sin(k d_1 \sin \varphi)$$

$$M_1, M_2 = \text{stałe.}$$

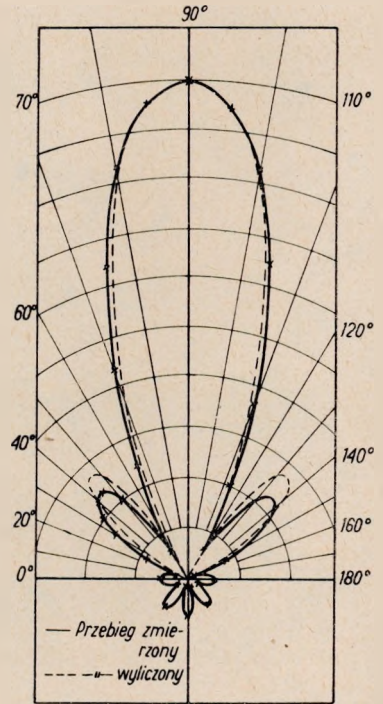
Wypadkowa pionowa charakterystyka układu złożonego z czterech dipoli i ekranu ma więc postać

$$f_w(\varphi) = \frac{\sin\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right)}{MN \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right)} \sin(k d_1 \sin \varphi),$$

$$\text{gdzie } M = \sin k d_1.$$



Rys. 13. Pionowa charakterystyka promieniowania dla $f = 175 \text{ MHz}$

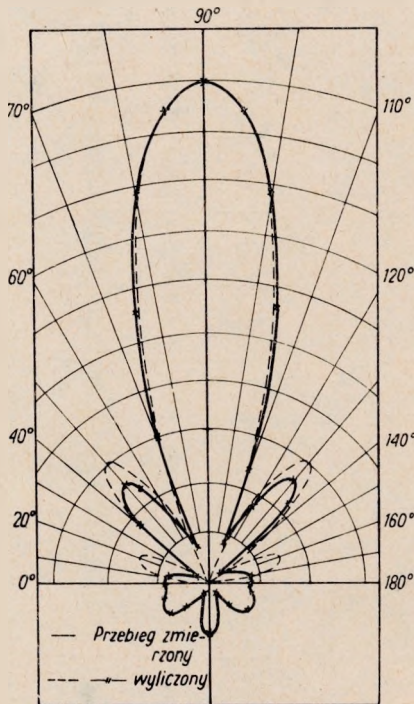


Rys. 14. Pionowa charakterystyka promieniowania dla $f = 200 \text{ MHz}$

Pomiary pionowej charakterystyki promieniowania elementu zostały wykonane w tym samym układzie co i charakterystyki poziome. Element został umieszczony na konstrukcji obrotowej w takim położeniu, aby dipole były pionowe (rys. 12).

Wyniki obliczeń i pomiarów pionowych charakterystyk promieniowania zostały podane dla $f = 175$ MHz, 200 MHz i 225 MHz w tablicy nr 3 oraz na rysunkach 13, 14 i 15.

W listku głównym faza jest prawie stała i zmienia się dopiero przy przejściu do listków bocznych. Ponieważ nie ma ona w tym przypadku praktycznego znaczenia, nie podano jej w tablicy jak i na wykresach.



Rys. 15. Pionowa charakterystyka promieniowania dla $f = 225$ MHz

Z podanych przebiegów widać dużą zgodność wyników obliczeń i pomiarów dla głównego listka. Rozbieżności występują dopiero dla listków bocznych. Jest także bardzo duża zgodność kątów zerowych wyliczonych charakterystyk i kątów minimalnego promieniowania charakterystyk zmierzonych. Połowę gęstości mocy osiąga się przy $f = 175$ MHz już dla kąta $\pm 15^\circ$ od kierunku maksymalnego promieniowania, przy $f = 200$ MHz dla $\pm 13^\circ$ i przy $f = 225$ MHz dla kąta $\pm 12^\circ$. Już dla jednego elementu występuje więc dość duża koncentracja energii. Przy układach antenowych złożonych z wielu takich elementów umieszczonych jeden nad drugim można uzyskać duży zysk mocy.

Tablica 3

Zestawienie wyników pomiarów i obliczeń pionowych charakterystyk promieniowania

		0°	10°	20°	30°	36,6°	40°	50°	57,66°	60°	70°	74,5°	80°	85°	90°	
f=175 MHz	φ															
	$f(\varphi)$ obl.	0,000	0,036	0,097	0,182	0,227	0,236	0,171	0,000	0,077	0,475	0,656	0,851	0,962	1,000	
	$f(\varphi)$ pom.	0,070	0,095	0,160	0,240	0,275	0,280	0,205	0,070	0,115	0,485	0,660	0,860	0,965	1,000	

		0°	10°	20°	30°	40°	45,3°	50°	60°	62°	70°	76,5°	80°	85°	90°
f=200 MHz	φ														
	$f(\varphi)$ obl.	0,000	0,025	0,000	0,100	0,233	0,288	0,269	0,074	0,000	0,358	0,668	0,812	0,952	1,000
	$f(\varphi)$ pom.	0,045	0,025	0,040	0,135	0,220	0,235	0,215	0,075	0,065	0,435	0,710	0,840	0,970	1,000

		0°	10°	20°	30°	33,5°	40°	50°	51,2°	60°	65,2°	70°	80°	85°	90°
f=225 MHz	φ														
	$f(\varphi)$ obl.	0,000	0,103	0,148	0,068	0,000	0,143	0,311	0,318	0,206	0,000	0,236	0,772	0,945	1,000
	$f(\varphi)$ pom.	0,080	0,075	0,050	0,045	0,020	0,170	0,260	0,270	0,140	0,065	0,325	0,800	0,950	1,000

WYKAZ LITERATURY

1. *King R. W. P.*: The Theory of Linear Antennas, Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts, 1956.
2. *Schelkunoff S. A.*: Antennas Theory and Practice, New York, London 1952.
3. *Harrison Ch. W.* i *King R.*: The radiation field of a symmetrical central-driven antenna of finite cross-section. Proc. I. R. E. 10, 1943, str. 693.
4. *King R.* i *Harrison Ch. W.*: The distribution of current along symmetrical center driven antenna. Proc. I. R. E. 9, 1943, str. 548.

CZĘŚĆ II

**KSZTAŁTOWANIE PRZESTRZENNYCH CHARAKTERYSTYK
PROMIENIOWANIA UKŁADÓW ELEMENTÓW ANTEN
ULTRAKRÓTKOFALOWYCH****1. WSTĘP**

Anteny nadawcze w zakresie UKF mają na ogół z góry zadaną poziomą charakterystykę promieniowania oraz zysk mocy. Projektowanie takiej anteny wymaga odpowiedniej metody obliczeniowej, pozwalającej uzyskać zadaną charakterystykę kierunkową.

Pomiary przestrzennych charakterystyk promieniowania wybudowanych układów antenowych są kosztowne, trudne do zrealizowania i mało dokładne [3, 4, 5]. Pomiar sprowadza się do pomiaru rozkładu natężenia pola za pomocą miernika umieszczonego na samolocie, śmigłowcu lub balonie na uwięzi. Wykonuje się pomiar natężenia pola badanej anteny i anteny odniesienia o znanej charakterystyce promieniowania, w postaci np. dipola półfalowego. Moc wypromieniowana jest kolejno przełączana na antenę badaną i antenę odniesienia, przy czym moce te powinny być równe. Pomiar natężenia pola na powierzchni ziemi w stałej odległości od anteny badanej, ze względu na odbicia od budynków, linii energetycznych i telefonicznych oraz innych nieregularności terenu daje błędny obraz poziomej charakterystyki promieniowania. W pracy niniejszej opracowano metodę projektowania układów antenowych, spełniających wymagane warunki dotyczące charakterystyki promieniowania. Wykonano pomiary poziomych i pionowych charakterystyk promieniowania w terenie jednorodnym i regularnym oraz porównano je z wynikami obliczeń.

Antena nadawcza w tym zakresie częstotliwości składa się z pewnej liczby elementów płaszczyznowych, odpowiednio rozmieszczonych prze-

strzennie [1]. Ze względu na uzyskanie dużego zysku mocy daje się kilka elementów umieszczonych nad sobą, skierowanych w tym samym kierunku i zasilanych najczęściej współfazowo. Powoduje to silną koncentrację wypromieniowanej energii w płaszczyźnie pionowej wzdłuż ziemi. Ze względu na żadaną poziomą charakterystykę promieniowania umieszcza się na każdym poziomie kilka elementów. Na przykład dla uzyskania poziomej charakterystyki promieniowania zbliżonej do dookólnej daje się cztery elementy w jednym poziomie, obrócone względem siebie kolejno o 90° . Na ogół promieniowanie takiego układu w dowolnym kierunku poziomym jest sumą promieniowań dwóch elementów w jednym poziomie. Poziomą charakterystykę promieniowania złożonego z więcej niż dwóch elementów oblicza się sumując promieniowania od kolejnych par elementów.

W niniejszej pracy zostanie omówiony szczegółowy układ antenowy składający się z dwóch elementów płaszczyznowych, zasilanych z fazami różniącymi się o 90° , aby uzyskać kompensację fal odbitych [2]. Przy stosowaniu kompensacji fal odbitych można uzyskać dużo lepsze warunki dopasowania oporności wejściowej całego układu antenowego do oporności falowej kabla zasilającego. Jest to bardzo istotne ze względu na możliwość występowania, przy niedopasowaniu układu do kabla, zjawiska echa. Przy zastosowaniu kompensacji można uzyskać współczynnik fali stojącej w głównym kablu zasilającym rzędu 1,05 przy niedopasowaniu poszczególnych elementów, dających współczynnik fali stojącej rzędu 1,2.

Charakterystyka wypadkowa dwóch elementów płaszczyznowych jest w ogólności zależna od:

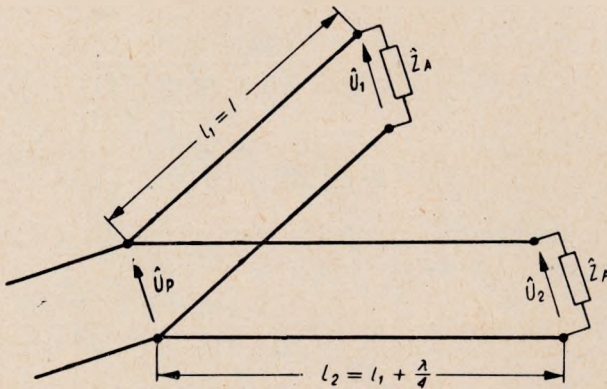
- a) charakterystyki promieniowania $f(\theta)$ każdego elementu,
- b) ich rozmieszczenia w przestrzeni,
- c) stosunku mocy wypromieniowanych przez poszczególne elementy,
- d) różnicy faz prądów w poszczególnych elementach.

Metoda obliczania i pomiarów charakterystyki promieniowania jednego elementu została opisana w pracy: „Przestrzenne charakterystyki promieniowania szerokopasmowych elementów nadawczych anten ultrakrótkofalowych (telewizyjnych)”.

Pomiary i obliczenia charakterystyk układu elementów przeprowadzono dla częstotliwości średniej trzeciego zakresu częstotliwości telewizyjnych, tj. dla 200 MHz. Ponadto pomierzono charakterystyki dla 175 MHz i 225 MHz, przy czym ostatnie charakterystyki nie różnią się w sposób istotny od charakterystyk dla 200 MHz, wobec czego wyników pomiarów dla tych częstotliwości w pracy nie podano.

2. ZASILANIE ELEMENTÓW PŁASZCZYZNOWYCH

Do obliczenia charakterystyki wypadkowej układu dwóch i więcej elementów płaszczyznowych, zasilanych ze wspólnego źródła, konieczna jest znajomość stosunku napięć (mocy) doprowadzonych do poszczególnych elementów oraz różnicy kątów fazowych tych napięć. Rozważmy układ dwóch elementów płaszczyznowych zasilanych kablami, których różnica długości elektrycznych wynosi 90° (rys. 1). Przyjmujemy,



Rys. 1. Układ zasilania dwóch elementów

że oporności wejściowe obydwu elementów są jednakowe, równe $Z_{A1} = R_A + jX_A$. Niech oporność falowa kabli zasilających wynosi Z_f . Jak wynika z teorii linii długich, napięcia na zaciskach wejściowych elementów anteny wynoszą odpowiednio

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{U}_p \frac{\dot{Z}_A}{\dot{Z}_A \cos \beta l + j Z_f \sin \beta l} \\ \dot{U}_2 &= \dot{U}_p \frac{\dot{Z}_A}{\dot{Z}_A \cos \left(\beta l + \frac{\pi}{2} \right) + j Z_f \sin \left(\beta l + \frac{\pi}{2} \right)} \end{aligned}$$

Z ostatnich zależności otrzymujemy stosunek

$$\frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{\dot{Z}_A \cos \beta l + j Z_f \sin \beta l}{\dot{Z}_A \sin \beta l - j Z_f \cos \beta l} = \frac{\dot{Z}_A + j Z_f \operatorname{tg} \beta l}{\dot{Z}_A \operatorname{tg} \beta l - j Z_f}$$

Ponieważ

$$\dot{Z}_A = R_A + j X_A,$$

a oporność Z_f jest rzeczywista,
więc

$$\frac{\hat{U}_2}{\hat{U}_1} = - \frac{R_A + j(Z_f \operatorname{tg} \beta l + X_A)}{R_A \operatorname{tg} \beta l + j(X_A \operatorname{tg} \beta l - Z_f)}$$

Oznaczmy

$$\frac{R_A}{Z_f} = r, \quad \frac{X_A}{Z_f} = x.$$

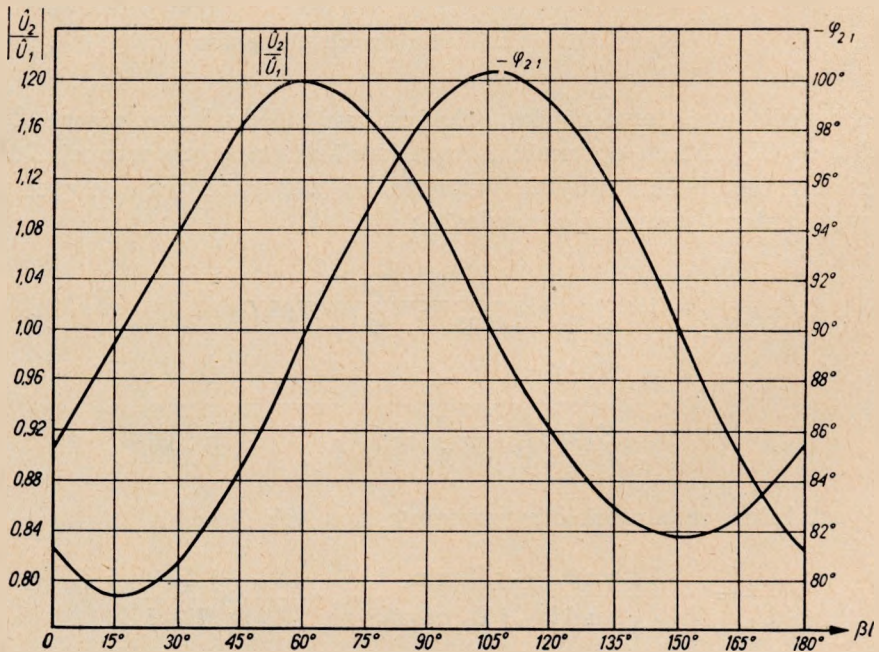
Stąd

$$\frac{\hat{U}_2}{\hat{U}_1} = - \frac{r + j(x + \operatorname{tg} \beta l)}{r \operatorname{tg} \beta l + j(x \operatorname{tg} \beta l - 1)}$$

$$\left| \frac{\hat{U}_2}{\hat{U}_1} \right| = \sqrt{\frac{r^2 + (x + \operatorname{tg} \beta l)^2}{(r \operatorname{tg} \beta l)^2 + (x \operatorname{tg} \beta l - 1)^2}}$$

Przesunięcie fazowe φ_{21} pomiędzy napięciami \hat{U}_2 i \hat{U}_1 można wyliczyć z zależności

$$\operatorname{tg} \varphi_{21} = - \frac{r(1 + \operatorname{tg}^2 \beta l)}{x(1 - \operatorname{tg}^2 \beta l) + (1 - r^2 - x^2) \operatorname{tg} \beta l}$$



Rys. 2. Przebiegi \hat{U}_2/\hat{U}_1 i φ_{21} w funkcji długości kabla zasilającego dla $f=200$ MHz.
 $r + jx = 0,87 + j 0,13$

Znając dla określonej częstotliwości wartości r i x można wyznaczyć wielkości $\left| \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} \right|$ i $\text{tg } \varphi_{21}$, w zależności od wielkości βl . Przebiegi te, dla częstotliwości 200 MHz, są podane na rys. 2. Z wykresu widać, że przy stosowaniu różnicy faz w zasilaniu poszczególnych elementów (w celu uzyskania kompensacji fal odbitych przy zbyt wielkich niedopasowaniach elementów do ich odcinków kabli zasilających) mogą powstać zniekształcenia poziomej charakterystyki promieniowania, związane z nierównomiernym rozkładem mocy na poszczególne elementy.

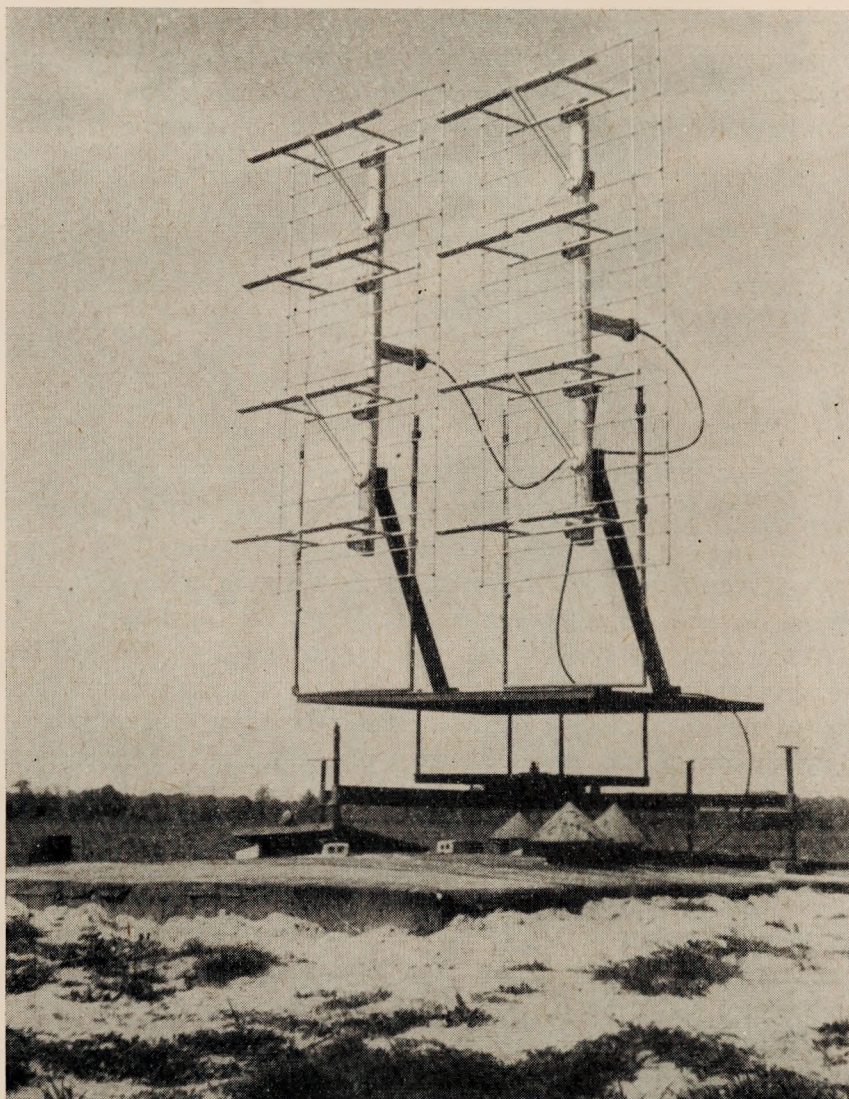
Stosunek maksymalnego natężenia pola elektrycznego elementu zasilanego kablem o długości $l_1 + \frac{\lambda}{4}$, do maksymalnego natężenia pola elektrycznego elementu zasilanego kablem o długości l_1 , jest równy stosunkowi $\left| \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} \right|$.

3. POMIAR WYPADKOWYCH CHARAKTERYSTYK UKŁADU DWÓCH ELEMENTÓW PŁASZCZYZNOWYCH

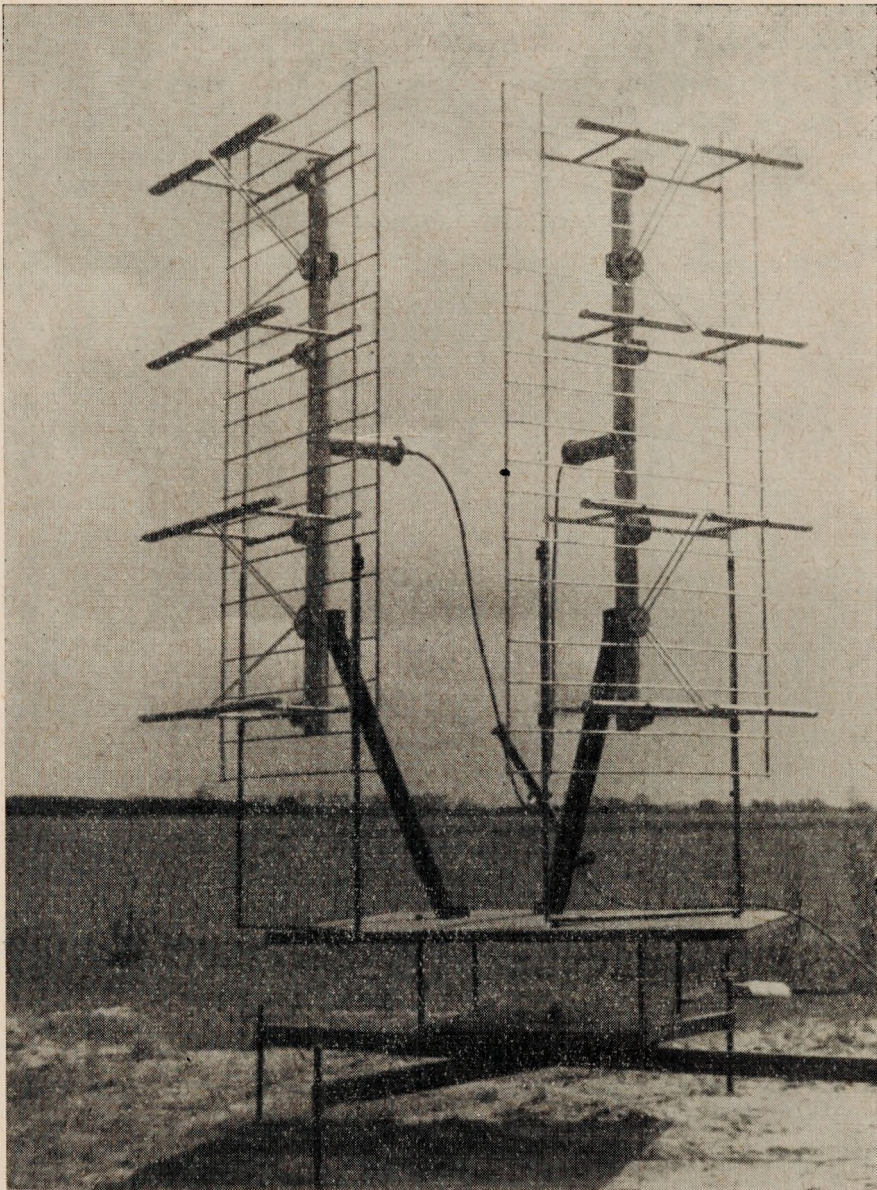
Dla ułatwienia pomiaru charakterystyk wypadkowych obydwu elementy promieniujące zostały umocowane na konstrukcji obrotowej, która mogła obracać się dookoła osi pionowej o 360° (rys. 3 i 4). Ponadto elementy promieniujące ustawiano na konstrukcji pod różnymi kątami względem siebie tak, aby odległość rzutów środków elektrycznych elementów na dwusieczną kąta pomiędzy płaszczyznami prostopadłymi do płaszczyzn ekranów elementów była równa $\lambda/4$, gdzie λ jest długością fali w wolnej przestrzeni. Rzut środka elektrycznego elementu zasilanego kablem dłuższym wyprzedzał przy tym na dwusiecznej rzut środka elektrycznego elementu zasilanego kablem krótszym. Dzięki temu, w dostatecznie dużej odległości od elementów promieniujących w kierunku dwusiecznej natężenia pól od obu elementów były w tej samej fazie, a więc moduł wypadkowego natężenia pola elektrycznego był równy sumie modułów natężeń pól od poszczególnych elementów. Unika się w ten sposób powstawania w kierunku dwusiecznej głębokiego minimum promieniowania, poprawia się więc równomierność charakterystyki promieniowania.

Pomiar charakterystyk kierunkowych układu elementów został wykonany za pomocą miernika „Z-G Diagraph”, podobnie jak pomiar cha-

rakterystyk pojedynczego elementu. W charakterystykach układów elementów istotna jest tylko zależność ich modułu od kierunku. Na wykresach wyników obliczeń i pomiarów podano więc tylko moduły charakterystyk.



Rys. 3. Układ elementów dla $\alpha = 0^\circ$



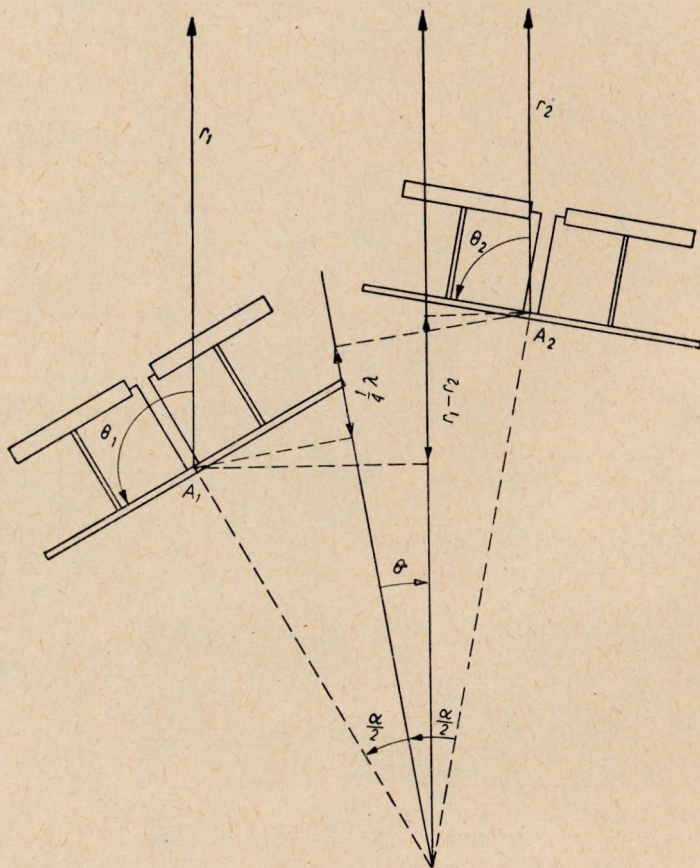
Rys. 4. Układ elementów dla $\alpha = 90^\circ$

4. OBLICZANIE RÓŻNICY KĄTÓW FAZOWYCH NATEŻEŃ PÓL ELEKTRYCZNYCH OD ELEMENTÓW PŁASZCZYZNOWYCH [1]

Charakterystyki poziome promieniowania układu dwóch elementów zostały obliczone i zmierzone dla przypadków, gdy kąty między płaszczyznami ekranów elementów promieniujących, oznaczone dalej literą α , wynosiły 90° , 80°, 10° , 0° . Osi geometryczne obu elementów były równoległe. Jako oś geometryczną uważa się przecięcie płaszczyzny ekranu z płaszczyzną symetrii elementu. Rozmieszczenie elementów na konstrukcji obrotowej przedstawiono na rys. 5.

Przesunięcie fazy, wynikające z różnicy dróg od poszczególnych elementów do rozpatrywanego punktu, wynosi (rys. 5)

$$k(r_1 - r_2) = k \cdot F(\varrho, \alpha, \theta),$$



Rys. 5. Rozmieszczenie elementów do obliczeń poziomych charakterystyk promieniowania

gdzie:

r_1, r_2 — odległości środków elektrycznych elementów od punktu, w którym określamy natężenie pola,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — jednostkowe przesunięcie fazy w wolnej przestrzeni,

θ — kąt pomiędzy rozpatrywanym kierunkiem a kierunkiem dwusiecznej,

$\varrho = A_1 A_2$ — odległość środków elektrycznych elementów.

Zastosowano takie rozmieszczenie stałych pionowych osi elementów, że przy każdym wymienionym kącie α odległość rzutów środków elektrycznych na dwusieczną pomiędzy elementami była równa $\lambda/4$.

Różnica faz natężeń pól elektrycznych wynosi więc

$$\Delta\varphi(\theta) = \Psi_1(\theta_1) - \Psi_2(\theta_2) + k(r_1 - r_2) - \varphi_{21},$$

gdzie:

$\Psi_1(\theta)$ i $\Psi_2(\theta_2)$ — kąty fazowe określone za pomocą charakterystyk odpowiednich elementów w kierunku θ ,

θ_1 i θ_2 — kąty pomiędzy płaszczyznami ekranów i rozpatrywanym kierunkiem,

φ_{21} — różnica kątów fazowych wynikająca z zasilania elementów kablami o różnych długościach.

Jak widać z tego wzoru, różnica faz natężenia pola w danym kierunku od obu elementów jest wypadkową:

- 1) kątów fazowych promieniowania poszczególnych elementów,
- 2) rozmieszczenia przestrzennego elementów,
- 3) różnic faz w zasilaniu obu elementów.

5. WYPADKOWE CHARAKTERYSTYKI KIERUNKOWE UKŁADU DWÓCH ELEMENTÓW PŁASZCZYZNOWYCH

Przy obliczaniu wypadkowej charakterystyki kierunkowej układu dwóch elementów płaszczyznowych zakładamy, że charakterystyki kierunkowe obu elementów, moduły $f(\theta)$ i fazy $\Psi(\theta)$, są jednakowe. Jak wykazaliśmy powyżej, przy zasilaniu elementów kablami o różnej długości, napięcia U_1 i U_2 na zaciskach elementów na ogół nie są równe. Stąd wynika, że moduły natężeń pola elektrycznego obu elementów będą odpowiednio wynosiły

$$K_1(\theta) = mf(\theta), \quad K_2(\theta) = m \left| \frac{U_2}{U_1} \right| f(\theta),$$

gdzie m jest współczynnikiem stałym. Moduł wypadkowego natężenia pola wynosi

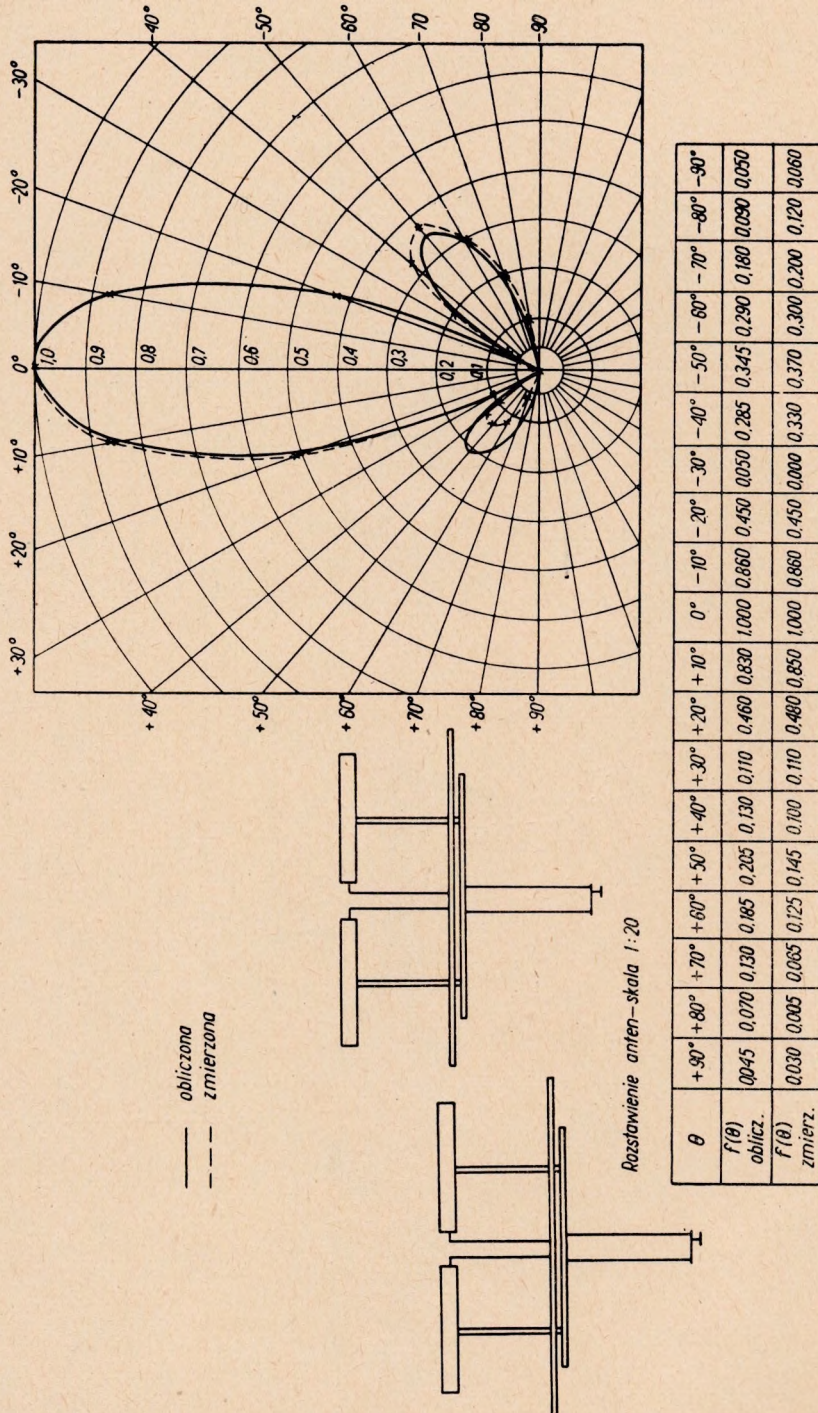
$$K(\theta) = \sqrt{K_1^2(\theta_1) + K_2^2(\theta_2) + 2K_1(\theta_1)K_2(\theta_2)\cos[\Delta\varphi(\theta)]}$$

Wypadkowa charakterystyka kierunkowa ma postać:

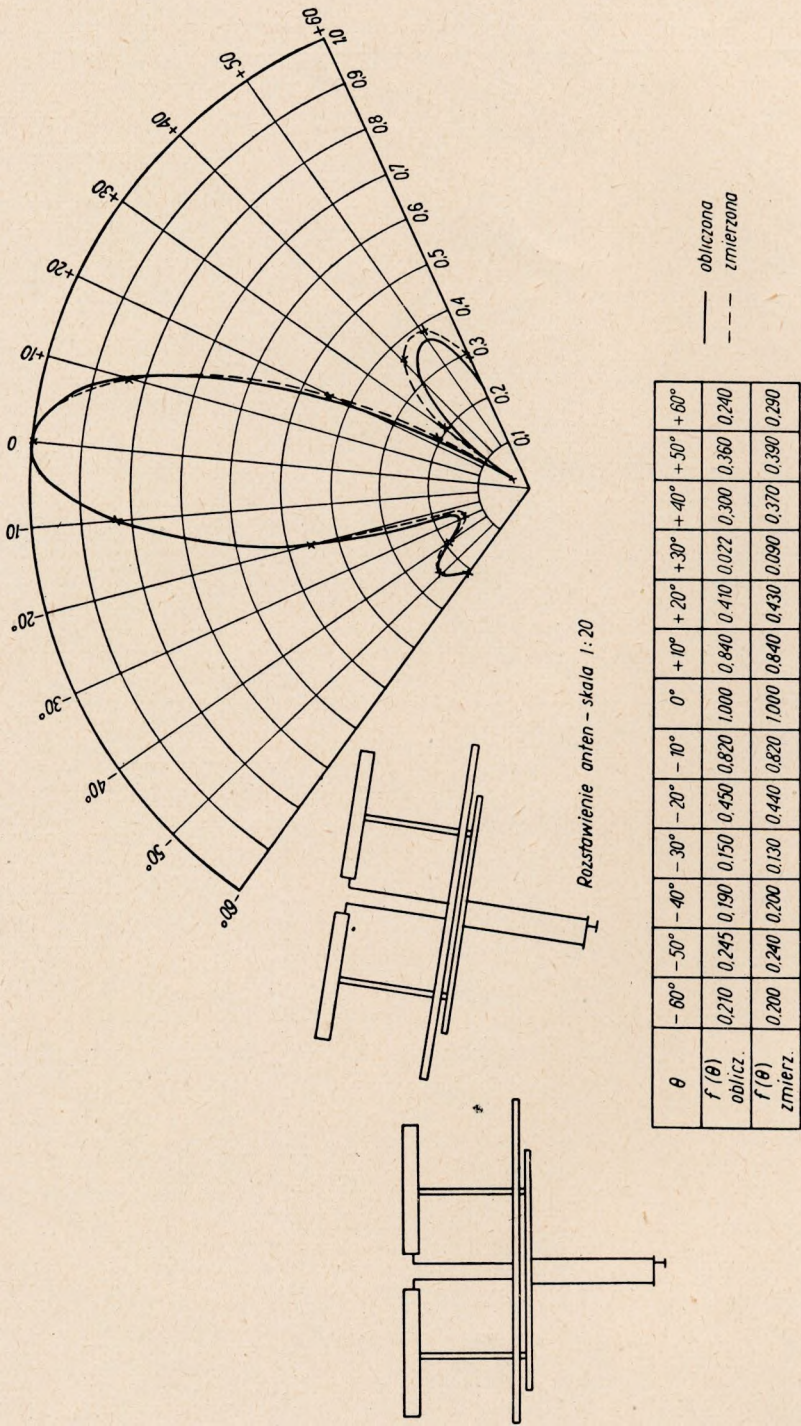
$$f(\theta) = \frac{K(\theta)}{K_{max}}$$

Opierając się na wynikach pomiarów charakterystyk promieniowania pojedynczego elementu $f(\theta)$ i $\Psi(\theta)$ obliczono, z podanej zależności, charakterystyki promieniowania układu dwóch elementów anten dla $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ i 90° . Dla tych samych kątów pomiędzy elementami wykonano także pomiary charakterystyk promieniowania. Wyniki obliczeń i pomiarów podano odpowiednio na rysunkach 6 ÷ 15. Jak wynika z powyższych rysunków, zgodność wyników obliczeń i pomiarów jest duża, zwłaszcza w stosunku do głównego listka promieniowania. Większe rozbieżności pomiędzy wynikami obliczeń i pomiarów występują w okolicach listków bocznych. Jest to spowodowane wzajemnym wpływem elementów na siebie: wzajemnym oddziaływaniem prądów w tych elementach i odbiciami promieniowania przez sąsiednie elementy. Uwzględnienie tych wpływów w obliczeniach jest zagadnieniem trudnym. Uzyskana zgodność obliczeń z pomiarami jest jednak wystarczająca dla celów praktycznych.

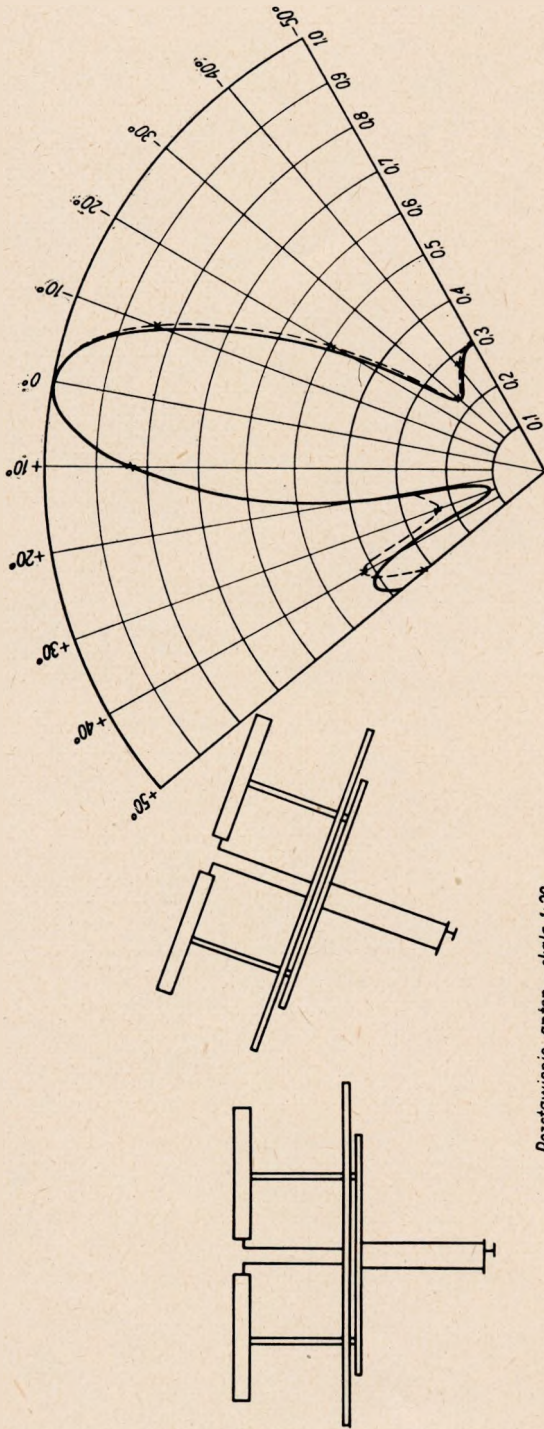
Ze względu na uzyskanie charakterystyki dookólnej, bardzo ważny jest w praktyce przypadek $\alpha = 90^\circ$. Wskutek słabego sprzężenia elementów ze sobą zgodność wyników obliczeń i pomiarów jest duża w całym kącie 90° . Zastosowano tutaj także takie rozstawienie elementów, aby w kierunku dwusiecznej kąta pomiędzy nimi uzyskać współfazowość pól od obu elementów, a więc i możliwie duże natężenie w tym kierunku. Dla tego kierunku kąt odchylenia od kierunków maksymalnego promieniowania dla obu elementów jest równy 45° . Kąty fazowe dla obu charakterystyk promieniowania są w tym kierunku jednakowe, nie wpływają więc na wielkość wypadkowego promieniowania. Przesunięcia fazy mają jednak decydujący wpływ na wypadkowe promieniowanie w innych kierunkach i decydują o minimalnych wartościach wypadkowej charakterystyki zawartej w kątach około 20° od kierunku dwusiecznej. W celu uzyskania więc możliwie jednorodnej charakterystyki dookólnej należy dobrać układ przestrzenny elementów nie ze względu na współfazowość pól w kierunku dwusiecznej, lecz tak, aby minimalne wartości charakterystyki były możliwie duże. Na rys. 16 pokazano inne rozmieszczenie elementów i zmierzone charakterystyki promieniowania dla poprzedniego i nowego układu. W nowym układzie odległość rzutów elek-



Rys. 6. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów antenowych dla $\alpha = 0^\circ$



Rys. 7. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 10^\circ$

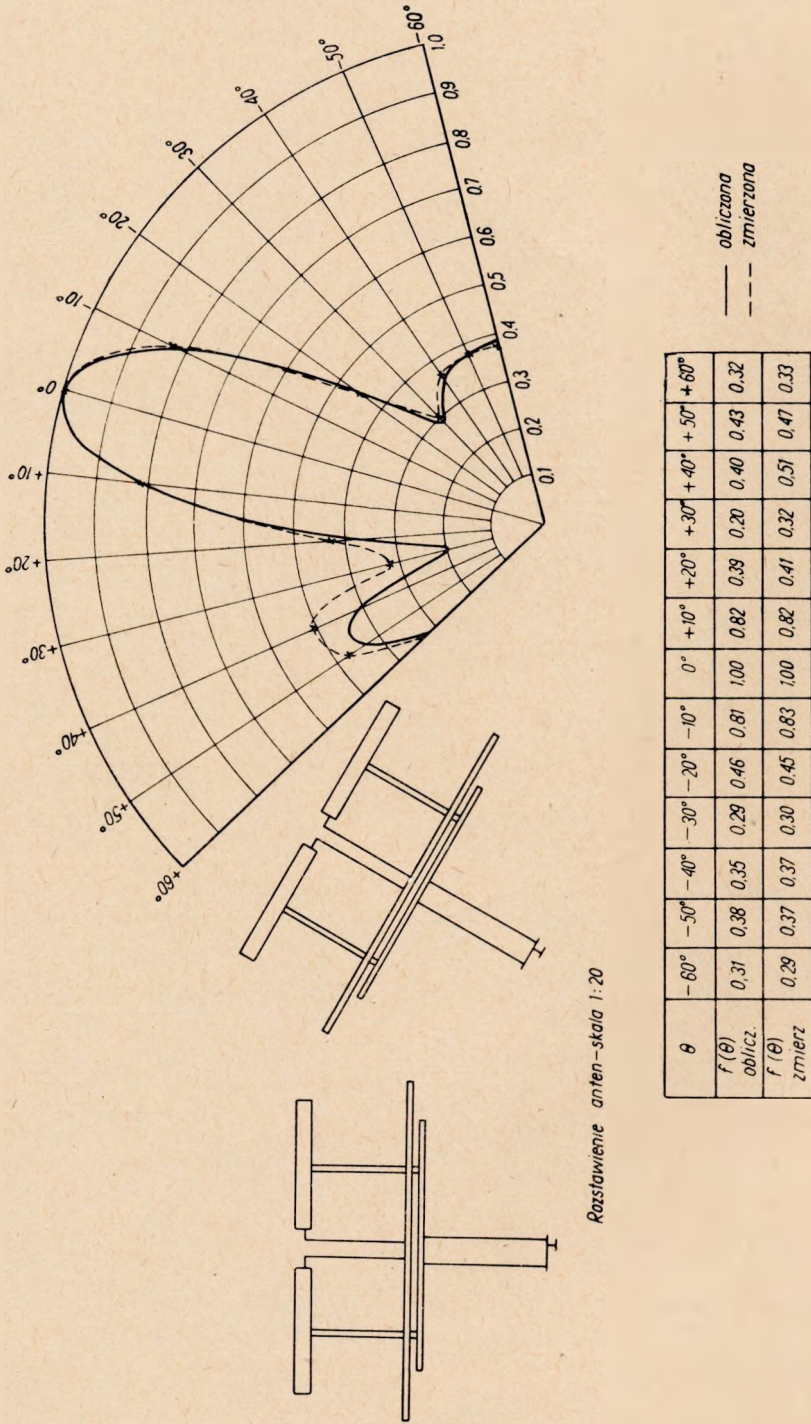


Rozstawienie anten — skala 1:20

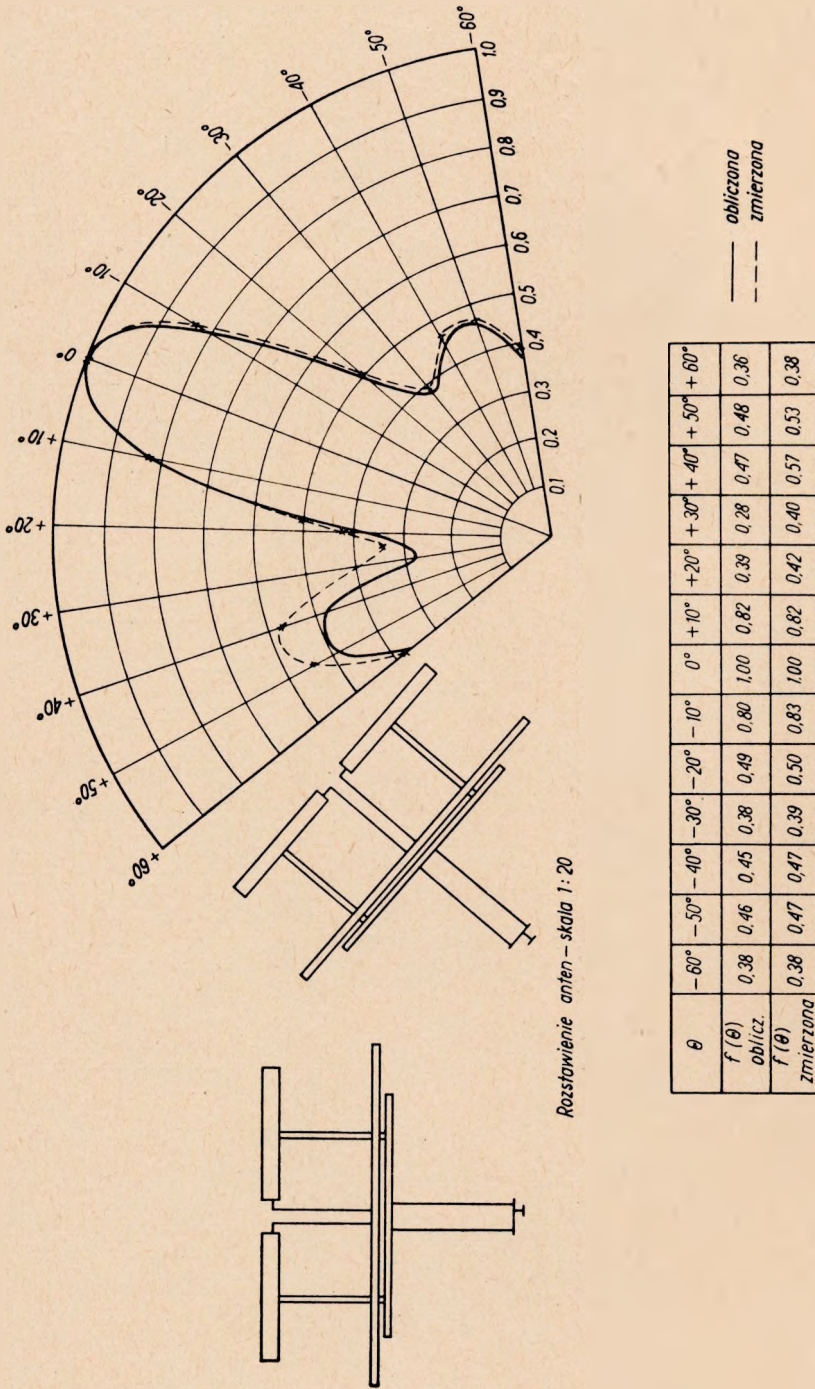
θ	-50°	-40°	-30°	-20°	-10°	0°	+10°	+20°	+30°	+40°	+50°
$f(\theta)$ oblicz.	0.33	0.27	0.22	0.46	0.81	1.00	0.82	0.40	0.12	0.36	0.38
$f(\theta)$ zmierz.	0.33	0.28	0.22	0.47	0.83	1.00	0.83	0.40	0.23	0.42	0.31

— obliczona
- - - zmierzona

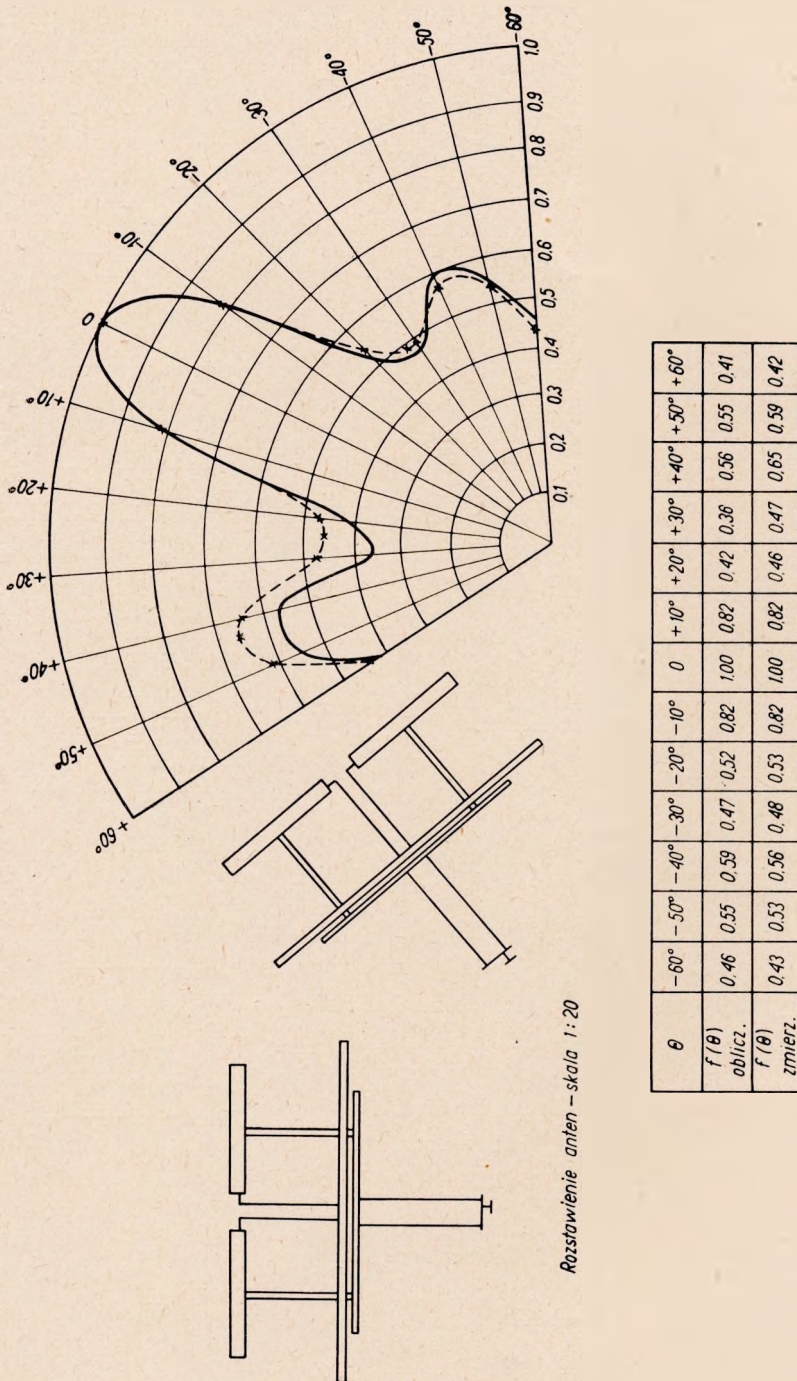
Rys. 8. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 20^\circ$

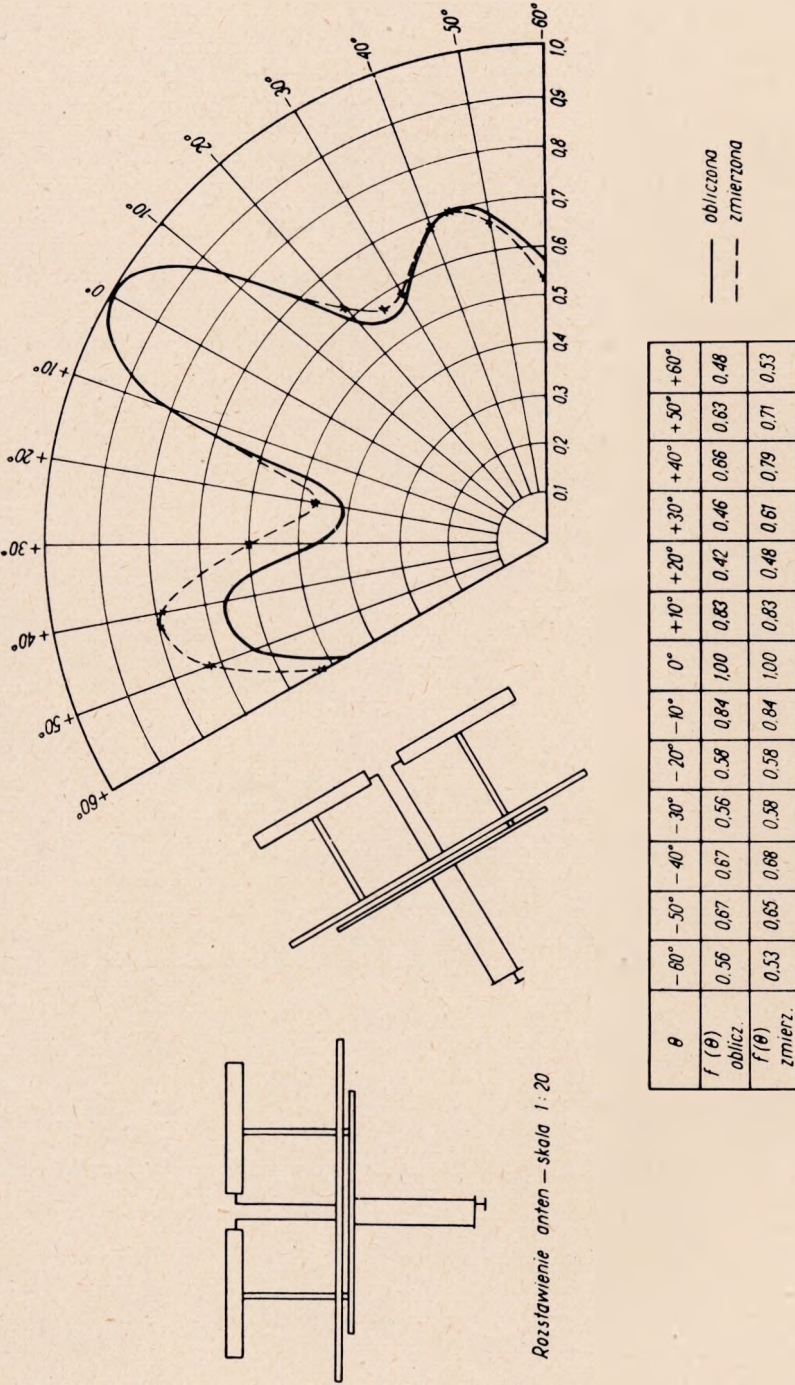


Rys. 9. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 30^\circ$

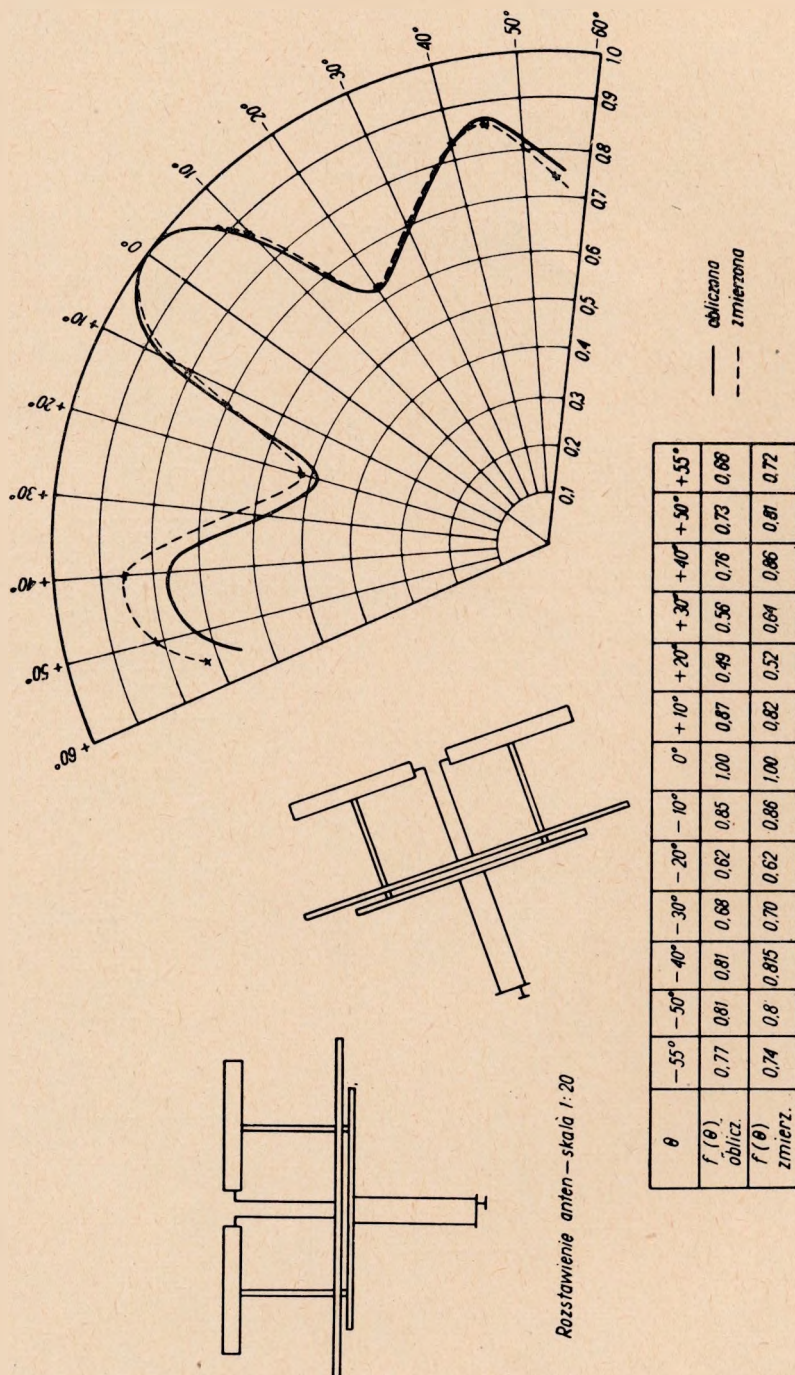


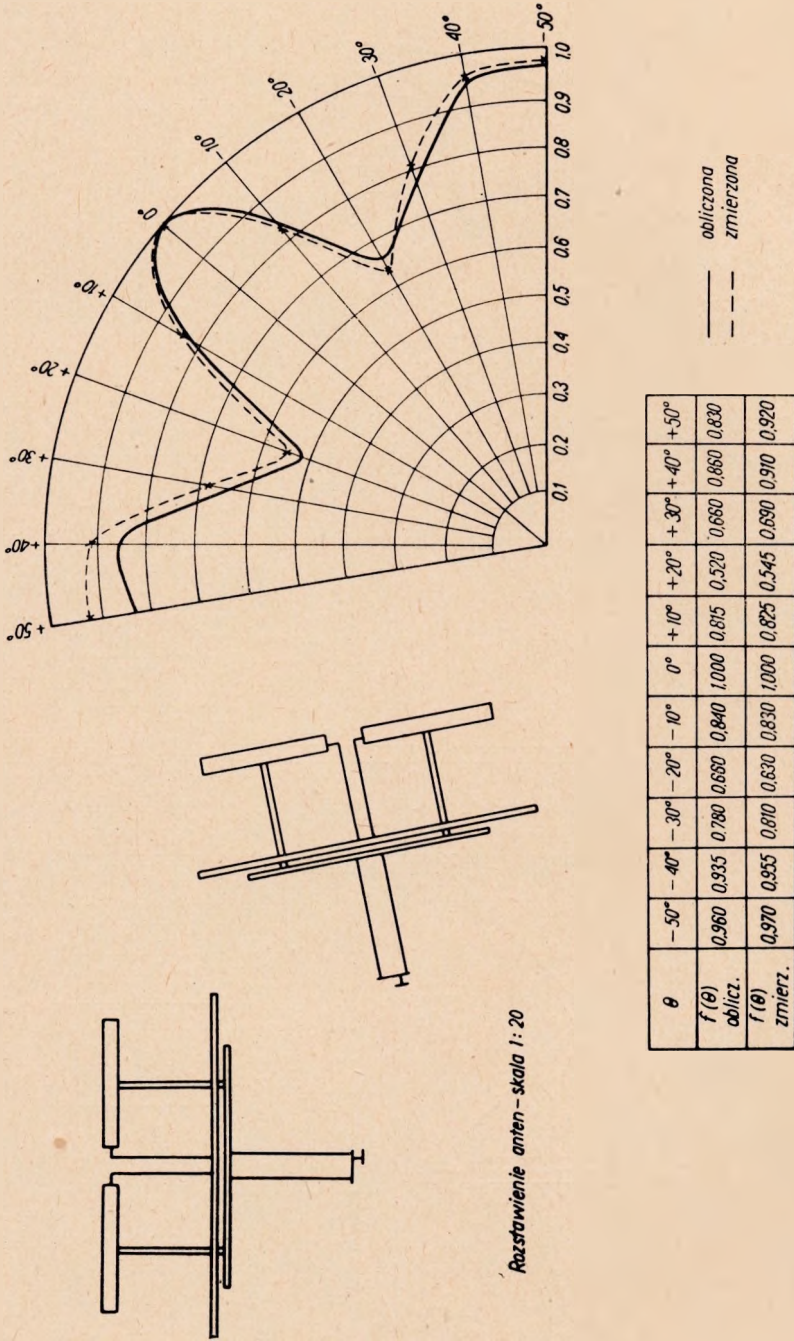
Rys. 10. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 40^\circ$

Rys. 11. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 50^\circ$

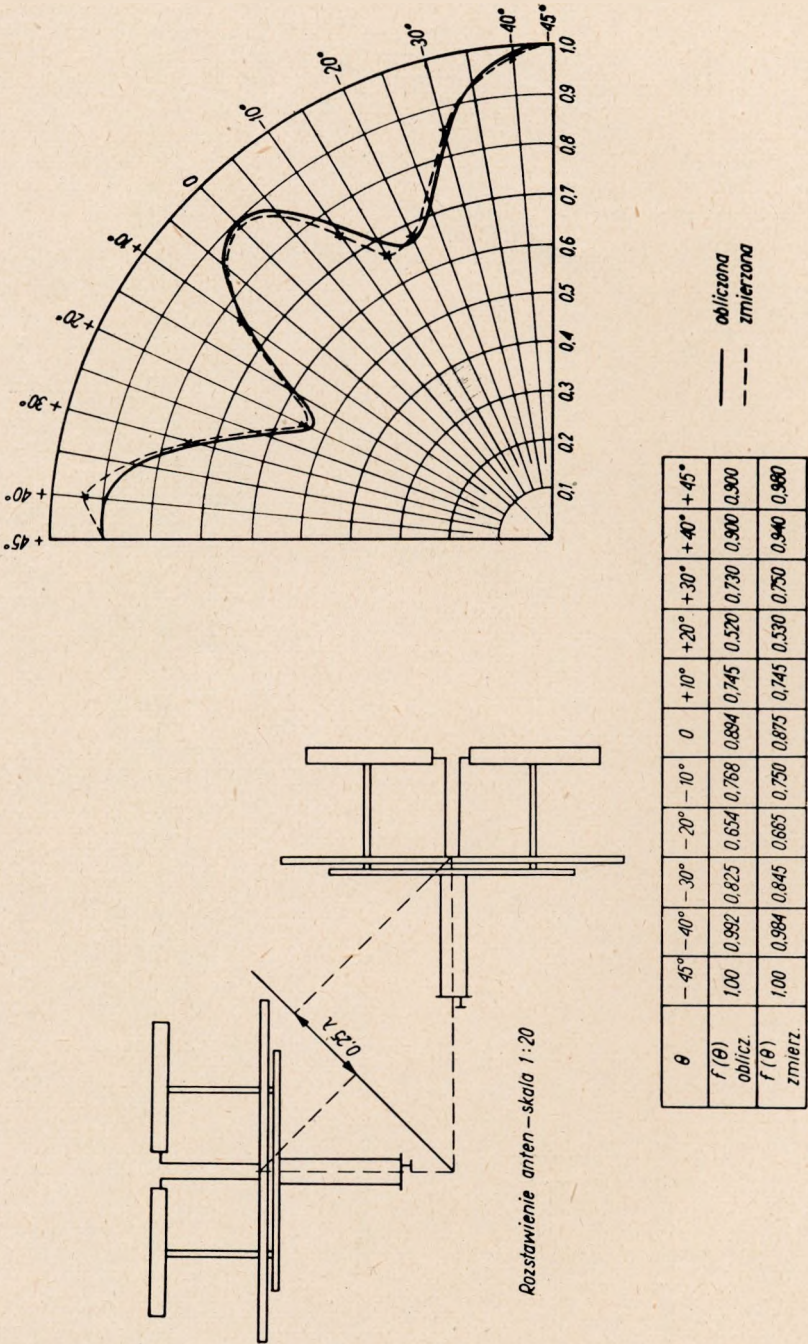


Rys. 12. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 60^\circ$

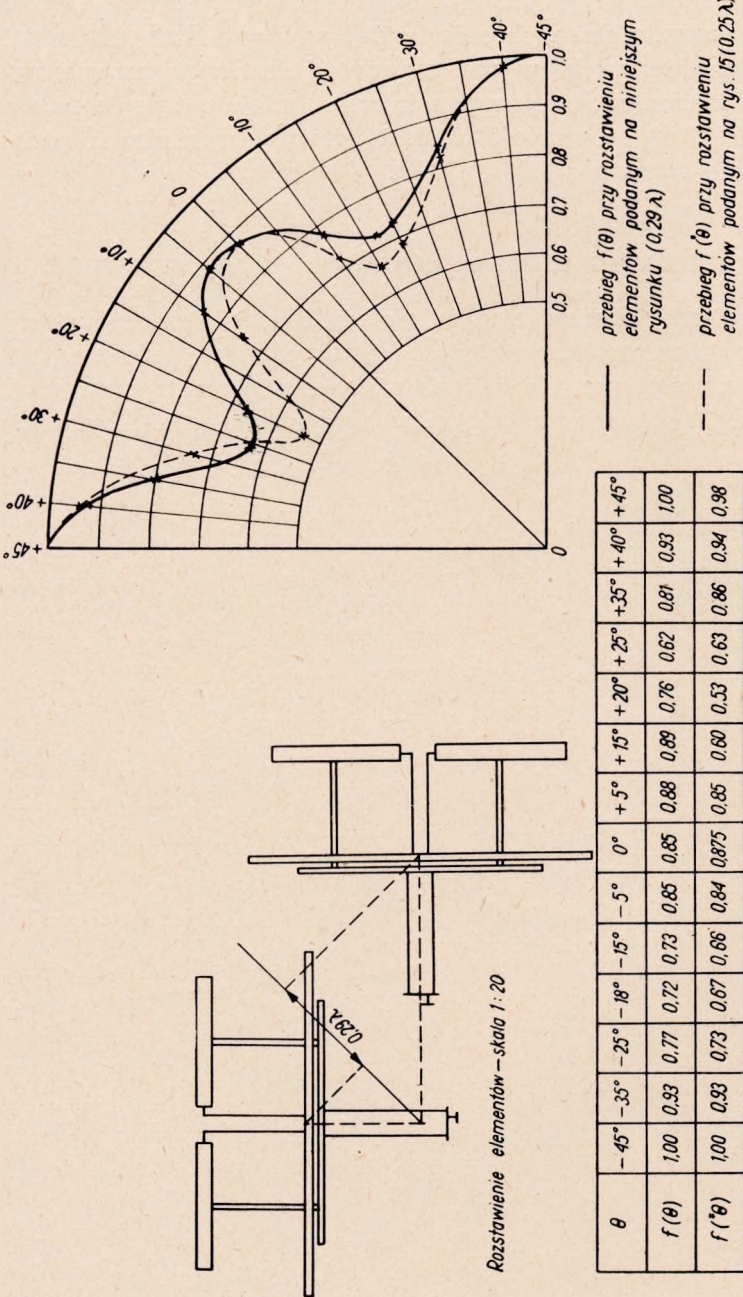
Rys. 13. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 70^\circ$



Rys. 14. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 80^\circ$



Rys. 15. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 90^\circ$

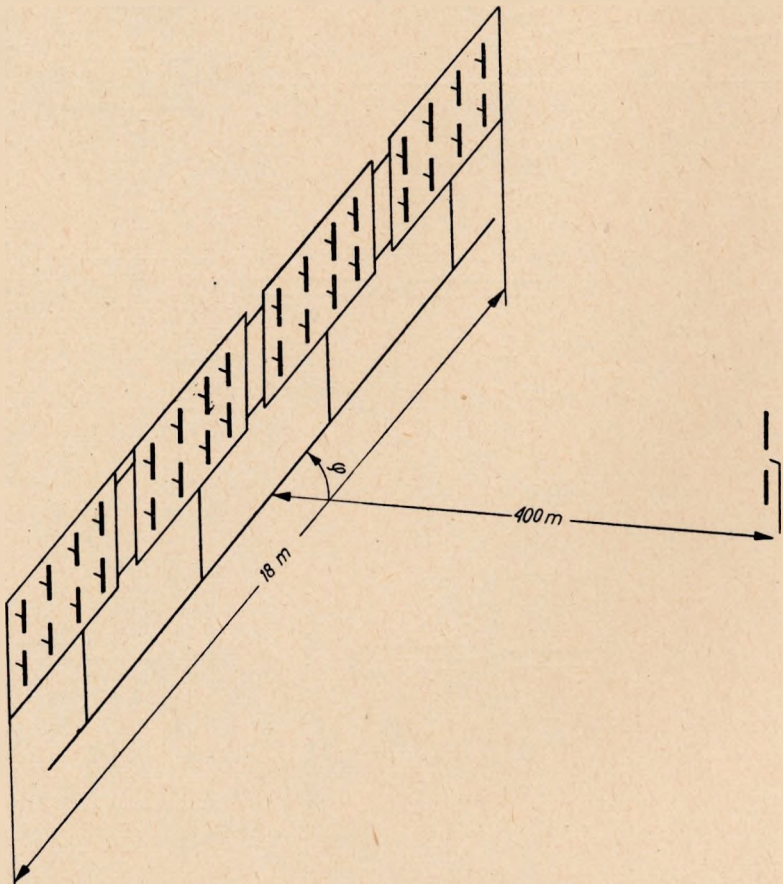


Rys. 16. Charakterystyki poziome układu dwóch elementów dla $\alpha = 90^\circ$ przy odległości rzutów na dwusieczną 0,29 λ i 0,25 λ .

trycznych środków elementów na dwusieczną jest równa $0,29 \lambda$ a nie $0,25 \lambda$. Z porównania obu wykresów widać poprawę równomierności wypadkowej charakterystyki w obu kątach minimalnego promieniowania, zwłaszcza w kierunku mniejszego minimum, gdzie natężenie pola wzrasta z wartości $0,53$ do wartości $0,62$. W drugim kierunku minimalnego natężenia, pole wzrasta z $0,66$ na $0,72$.

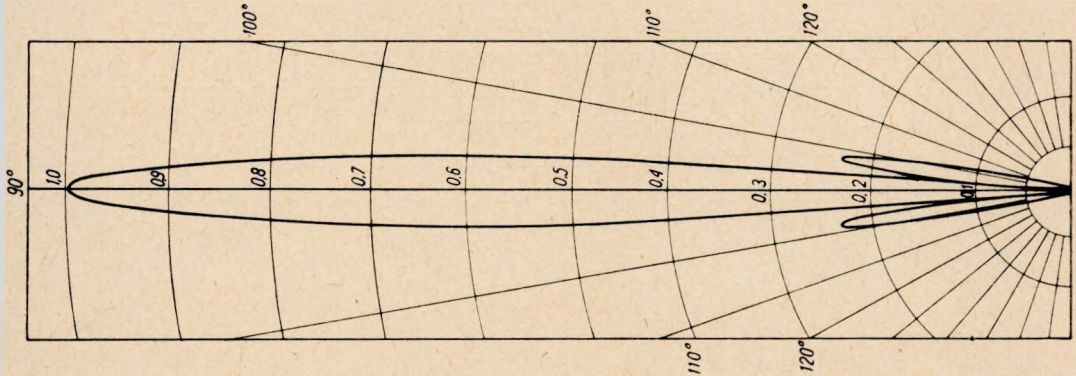
6. CHARAKTERYSTYKI UKŁADU ELEMENTÓW W PŁASZCZYŹNIE PIONOWEJ

Oprócz poziomej charakterystyki układu dwóch elementów obliczono i zmierzono pionową charakterystykę wypadkową układu czterech elementów rozmieszczonych tak, aby ich osie geometryczne leżały na jednej prostej, a płaszczyzny ekranów były równoległe. Aby wzajemny



Rys. 17. Szkic układu czterech elementów do pomiaru pionowej charakterystyki promieniowania

wpływ elementów na ich oporność wejściową był pomijalny, rozmieszczono je tak, że odległość pomiędzy środkami sąsiednich elementów wynosiła 3,8 m. Długość całego układu była równa 18 m. W celu uzyskania pionowej charakterystyki promieniowania dostatecznie zbliżonej do charakterystyki odpowiadającej odległości nieskończenie wielkiej zmierzono ją w odległości praktycznie wystarczającej, a mianowicie 400 m. Pomiary przeprowadzono przy częstotliwości 200 MHz. Rozkład elementów podano na rys. 17.



φ	90°	85°	88°	87°	86°	85°	84°	83°	82°	81°	80°	79°
$f(\varphi)$ zmierz.	1.00	0.950	0.770	0.570	0.380	0.190	0.030	0.140	0.270	0.250	0.170	0.00
$f(\varphi)$ oblicz.	1.00	0.949	0.809	0.604	0.355	0.126	0.062	0.193	0.237	0.200	0.120	0.028

Rys. 18. Pionowa charakterystyka promieniowania układu czterech elementów w układzie biegunowym

Charakterystyka wypadkowa układu elementów płaskich jest iloczynem charakterystyki pionowej $f_1(\varphi)$ pojedynczego elementu i charakterystyki pionowej $f_2(\varphi)$ grupy elementów.

$$f(\varphi) = f_1(\varphi) \cdot f_2(\varphi)$$

Charakterystyka pionowa pojedynczego elementu ma postać

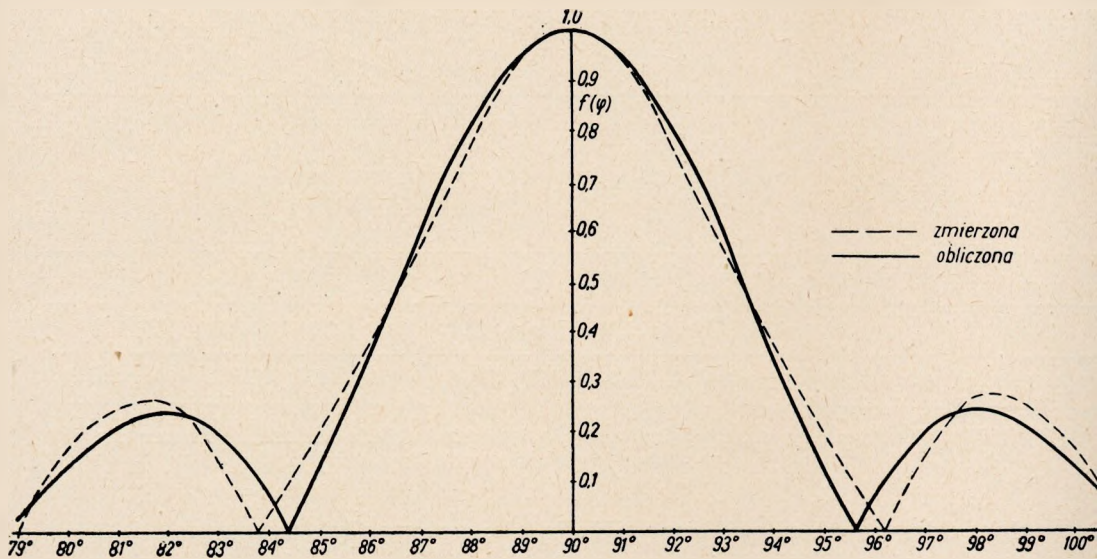
$$f_1(\varphi) = \frac{\sin\left(\frac{N_1 \pi d}{\lambda} \cos \varphi\right) \sin\left(\frac{2\pi d_1}{\lambda} \sin \varphi\right)}{N_1 \sin\left(\frac{2\pi d_1}{\lambda}\right) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi\right)}$$

zaś charakterystyka grupy elementów wyraża się wzorem

$$f_2(\varphi) = \frac{\sin \left(\frac{N_2 \pi d_2}{\lambda} \cos \varphi \right)}{N_2 \sin \left(\frac{\pi d_2}{\lambda} \cos \varphi \right)}$$

przy czym podane tu wielkości oznaczają:

- N_1 — liczbę dipoli w elemencie,
- d — odległość pomiędzy dipolami,
- d_1 — odległość dipola od ekranu,
- N_2 — liczbę elementów płaszczyznowych w grupie,
- d_2 — odległość pomiędzy środkami elektrycznymi elementów,
- λ — długość fali w wolnej przestrzeni,
- φ — kąt pomiędzy osią geometryczną elementu a kierunkiem, w którym wyznaczamy natężenie pola elektrycznego.



Rys. 19. Zmierzona i obliczona pionowa charakterystyka promieniowania układu czterech elementów w układzie prostokątnym współrzędnych

Wyniki obliczeń i pomiarów podano w układzie biegunowym na rys. 18, w układzie prostokątnym na rys. 19. Podobnie jak dla charakterystyki poziomej otrzymano tutaj znaczną zgodność wyników obliczeń i pomiarów. W układzie biegunowym nie widać różnicy pomiędzy obu charakterystykami. W układzie prostokątnym, przy rozszerzonej skali kątów na osi odciętych, widać (rys. 19), że kąty zerowego promieniowa-

nia różnią się o około $0,5^\circ$. Jak widać z wykresów, przy podanym wyżej rozmieszczeniu elementów, moc promieniowania maleje dwukrotnie, w stosunku do maksymalnej mocy w głównym kierunku promieniowania, przy odchyleniu się od tego kierunku o $2,5^\circ$.

7. UWAGI I WNIOSKI

Jak wynika z omówionego tematu, realizacja zadanej z góry poziomej charakterystyki promieniowania jest możliwa tylko w przybliżeniu, przy odpowiednim rozstawieniu i zasilaniu elementów.

Ponieważ pomiar charakterystyk promieniowania wybudowanych układów antenowych jest bardzo kosztowny i trudny do zrealizowania, a zamodelowanie części układu i pomiar poziomych oraz pionowych charakterystyk promieniowania wymaga specjalnego terenu i odpowiedniego wyposażenia, celowe więc jest opracowanie metody obliczeniowej charakterystyk układów elementów, w oparciu o zmierzone charakterystyki elementów.

W obliczeniach uwzględniono:

- 1) charakterystyki szerokopasmowych elementów,
- 2) rozmieszczenie przestrzenne elementów,
- 3) różnicę faz zasilania elementów, wynikającą z zastosowania kompensacji fal odbitych,
- 4) rozdział mocy na poszczególne elementy i różnicę faz, wynikające z niedopasowania elementów do kabli zasilających.

W obliczeniu nie uwzględniono:

- 1) wzajemnego wpływu obu elementów na ich oporność wejściową,
- 2) zniekształceń charakterystyk promieniowania elementów przez występowanie odbić od sąsiednich elementów.

Z porównania wyników obliczeń i pomiarów dla różnych przestrzennych rozstawień anten wynika wystarczająca do celów praktycznych dokładność podanej metody obliczeń.

WYKAZ LITERATURY

1. *Scheuerecker F*: Zur Projektierung von VHF-Antennenanlagen, insbesondere FM- und FS- Sendeantennenanlagen, Rhode u. Schwarz: Mitteilungen 1960 nr 14, str. 362—380.
2. *Huber R. i Thomanek W*: Neuere Untersuchungen ueber die Anwendung der Phasenkompensation, Rhode u. Schwarz: Mitteilungen 1958, nr 10, str. 138.

3. *Brueckmann H.*: Helicopter Measures Antenna Patterns, Electronics, November 1955, str. 134.
4. *Hamer E. G.*: VHF Aerial Radiation Pattern Measurements, Electronic Eng. vol. 25, October 1953, str. 427—431.
5. *Shanklin J. P.*: Pattern Measurements of large Fixed Antennas, IRE Trans, on Instrumentation, October 1955, vol. 1—4, str. 16—22.

*Т. Томанкевич, Л. Стасерски
И. Крысиньски*

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ПЕРЕДАЮЩИХ УЛЬТРАКОРОТКОВОЛНОВЫХ (ТЕЛЕВИЗИОННЫХ) АНТЕНН

Резюме

В работе описаны методы расчёта, а также результаты измерений характеристик излучения передающих систем ультракоротковолновых антенн (применяемых в телевидении).

Отдельные элементы антенной системы питаются токами с разными фазами, так как здесь применена компенсация отражённых волн с целью получения лучшего согласования входного сопротивления антенной системы и питающего кабеля. Этот способ питания требует соответственного геометрического расположения элементов антенны для получения требуемой горизонтальной характеристики излучения. Приведён метод расчёта и результаты измерений характеристик излучения широкополосного плоскостного элемента антенны для третьего телевизионного диапазона; вышеуказанный элемент составлен из четырёх полноволновых вибраторов и экрана. Широкополосность элемента получена путём применения значительных поперечных сечений полноволновых вибраторов. Это приводит к значительному затуханию тока в вибраторе и к возникновению, кроме стоячей волны, также большой бегущей волны. Характеристика излучения такого вибратора отличается не только амплитудными изменениями в разных направлениях, но также изменениями фазового угла.

Измерены распределения эффективных токов в вибраторах. Определены составляющие этих токов и рассчитаны характеристики излучения. Характеристики сняты экспериментально и результаты расчётов сравнены с результатами измерений. Получена значительная согласованность этих результатов с модулем характеристики.

При расчёте результирующей характеристики излучения антенной системы учтены характеристики излучения отдельных элементов, сдвиг фаз в питании элементов, распределение мощностей между отдельными элементами и геометрическое расположение элементов.

Из сравнения результатов расчётов и измерений для разных пространственных расположений антенн следует, что приведенный расчётный метод вполне достаточен для практических целей.

T. Tomankiewicz, L. Stasiński
I. Krysiński

SPATIAL RADIATION PATTERNS OF UHF TRANSMITTING BROAD-BAND TV AERIALS

Summary

Methods of calculation and results of measurements of radiation patterns of UHF transmitting TV aerials are described.

Particular elements of the aerial-array are fed with currents shifted in phase. Compensation of reflected waves is applied for better matching of the aerial input impedance to the feeding cable. With this kind of feeding, proper arrangement of aerial elements is necessary to get the required horizontal radiation pattern.

A method of calculation is given as well as the results of measurements of radiation patterns of a broad-band aerial element for the third TV band, composed of 4 full-wave dipoles and one screen.

The broad-band character of this element is obtained by using large transversal dimensions of the dipoles.

This causes a considerable current attenuation in the dipole and gives rise to an important travelling wave beside of a standing one. The radiation pattern of such a dipole shows in different directions changes in both amplitude and phase.

Resulting currents in dipoles have been measured, component currents determined and radiation patterns calculated. Performed measurements of radiation patterns show great consistency with the results of calculations as regards modulus.

In calculations of the resulting radiation pattern of the aerial array, radiation patterns of particular elements as well as phase shifts in their feeding, power distribution between elements and their situation have been taken into account.

A comparison of the results of calculations and measurements for various spatial arrangements of aerial elements leads to the conclusion that the described method of calculation is satisfactory for practical purposes.

T. Tomankiewicz, L. Stasiński
I. Krysiński

DIAGRAMMES SPATIAUX DE RAYONNEMENT DES ANTENNES ÉMETTRICES À LARGE BANDE À ONDES MÉTRIQUES (DE TÉLÉVISION)

Resumé

Les auteurs présentent les méthodes de calcul et les résultats des mesures du rayonnement des systèmes d'antennes à ondes métriques (de télévision).

Les éléments constitutifs du système d'antennes sont alimentés par des courants à phases décalées afin d'obtenir une meilleure adaptation de l'impédance d'entrée du système d'antennes au câble d'alimentation par compensation des ondes réfléchées.

Cette méthode d'alimentation exige que les éléments d'antenne soient disposés dans des positions déterminées pour obtenir le diagramme horizontal du rayonnement désiré.

Les auteurs présentent les résultats des mesures du rayonnement d'un élément d'antenne à large bande pour la 3-ème bande de télévision, composé de quatre dipôles en une onde et de l'écran. La largeur de bande requise est assurée par les grandes dimensions transversales des dipôles, ce qui provoque un affaiblissement important des courants en dipôles ainsi qu'une forte onde progressive outre une onde stationnaire.

Le diagramme de rayonnement d'un tel dipôle présente dans des sens différents un changement non seulement de l'amplitude mais aussi de la phase.

Les auteurs ont mesuré la distribution des courants résultants dans les dipôles. Ils ont déterminé les composants de ces courants et calculé les diagrammes de rayonnement.

Après avoir mesuré les diagrammes de rayonnement ils les ont comparés avec les résultats des mesures ce qui permet d'établir un bon accord en ce qui concerne le module. Dans les calculs du diagramme résultant du rayonnement du système d'antennes ils ont tenu compte des diagrammes de rayonnement des éléments d'antenne, du déphasage des courants d'alimentation, de la répartition de la puissance entre les éléments d'antenne et de leur dispositions.

La comparaison des résultats du calcul et des mesures pour divers arrangements des antennes prouve que la méthode de calcul présentée est satisfaisante du point de vue pratique.

*T. Tomankiewicz, L. Stasiński
I. Krysiński*

RAUMSTRAHLUNGSCHARAKTERISTIKEN DER UKW — SENDE BREITBANDANTENNEN (FERNSEHANTENNEN)

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Berechnungsmethoden und Messergebnisse der Strahlungscharakteristiken von UKW—Antennenanlagen (Fernsehtanten) beschrieben. Die einzelnen Elemente der Antennenanordnung werden mit Strömen von verschiedenen Phasen gespeist. Es wird die Kompensation der reflektierten Wellen angewandt, um eine bessere Anpassung des Eingangswiderstandes an das Versorgungskabel zu erzielen.

Diese Betriebsart erfordert eine geeignete geometrische Verlegung der Antennenelemente, um die erwünschte Horizontalstrahlungscharakteristik zu erzielen.

Es wird eine Berechnungsmethode und Messergebnisse der Strahlungscharakteristik eines aus 4 Ganzwellendipolen und einem Reflektor bestehenden Breitband — Flächenantennenelements, für das dritte Fernsehband angegeben.

Die Breitbandeigenschaften des Elementes erzielt man durch Anwendung grosser Querabmessungen der Ganzwellendipole. Dies verursacht eine starke Dämpfung des Dipolstromes und das Entstehen, ausser einer stehenden Welle, auch einer beträchtlichen fortschreitenden Welle. Die Strahlungscharakteristik solch eines Dipols weist in verschiedenen Richtungen nicht nur eine Amplituden — sondern auch eine Phasenwinkeländerung auf.

Die Verteilungen der resultierenden Ströme in Dipolen wurden gemessen, die Komponenten dieser Ströme bestimmt und Strahlungscharakteristiken berechnet. Durchgeführte Messungen der Strahlungscharakteristiken haben die Berechnungsergebnisse hinsichtlich der Absolutwerte weitgehend bestätigt.

Bei der Berechnung der resultierenden Strahlungscharakteristik der Antennenanlage wurden Strahlungscharakteristiken einzelner Elemente, Phasenverschiebungen in der Speisung der Elemente, Leistungsverteilung unter einzelne Elemente und deren geometrische Verlegung berücksichtigt.

Aus dem Vergleich der Berechnungs — und Messergebnisse für verschiedene Raumverlegungen der Antennen ergibt sich, dass die angegebene Berechnungsmethode für praktische Zwecke genügend genau ist.

WŁODZIMIERZ BARJASZ
ZBIGNIEW BOLSZAKOW

621.395.64

ODTLUMIK MOSTKOWY JAKO ELEMENT TORU ODTŁUMIANEGO

Rękopis dostarczono do Komitetu Redakcyjnego

- 1) 11.2.1960 r. (1 redakcja)
- 2) 15.6.1961 r. (2 redakcja)

W artykule podano zasadnicze właściwości odtłumika mostkowego oraz zasady współpracy odtłumika z torem. Rozpatrzono stabilność toru odtłumionego z odtłumikiem mostkowym umieszczonym w różnych miejscach toru. Przeanalizowano również zasadnicze właściwości transmisyjne toru odtłumionego, a w szczególności jego tłumowność falową i oporności wejściowe w różnych warunkach dopasowania odtłumika do toru.

1. WSTĘP

W ostatnim dziesięcioleciu znalazły zastosowanie do wzmacniania prądów elektrycznych układy z ujemną opornością. Układ taki, zawierający element czynny (elektronówkę lub tranzystor) dzięki jednoczesnemu zastosowaniu dodatniego i ujemnego sprzężenia zwrotnego, stanowi oporność zespoloną, której kąt fazowy może zawierać się w granicach 90° — 270° . Oporność taką nazywamy opornością ujemną. Włączając oporność ujemną wzdłużnie w przewody toru otrzymuje się wzrost napięcia na jego końcu, a więc wzmocnienie.

Układ wzmacniający, którego działanie oparte jest na opisanej wyżej zasadzie, nazywa się odtłumikiem wzdłużnym.

Teoretycznie oporność ujemną wnoszoną przez odtłumik wzdłużny można dowolnie modelować i przez zachowanie odpowiednich proporcji między przebiegami oporności falowej toru a oporności ujemnej w interesującym nas pasmie częstotliwości można uzyskać pożądany przebieg tłumienności wynikowej toru.

Tor, w który włączony jest odtłumik, nazywamy torem odtłumionym, natomiast pasmo częstotliwości, w którym odtłumik wzmacnia — nazywamy pasmem odtłumianym.

Odtłumik wzdluzny jest urządzeniem bardzo prostym konstrukcyjnie i posiadającym szereg zalet pod względem elektrycznym. Przede wszystkim należy wymienić zdolność dwukierunkowego wzmacniania, bezpośrednie przenoszenie prądu stałego oraz nieprzerywanie transmisji w przypadku zaniku napięć zasilających.

Wszystkie te wymienione cechy umożliwiły zastosowanie odtłumików do wzmacniania rozmów w sieciach okręgowych. Daje to dwojakie korzyści: po pierwsze — możliwość zwiększenia zasięgu łączy przy jednoczesnym poprawieniu ich jakości, po drugie — pozwala na zmniejszenie przekrojów przewodów w nowoprojektowanych liniach o mniejszym zasięgu.

Oprócz odtłumików wzdluznych istnieją również odtłumiki poprzeczne. Są to układy wprowadzające ujemną przewodność. Włącza się je poprzecznie między przewody toru. W tym przypadku otrzymujemy wzrost prądu dopływającego do odbiornika załączonego na końcu toru, a więc wzmocnienie prądowe.

Odpowiednie połączenie odtłumików obu typów daje układ wzmacniający, nazywany odtłumikiem mostkowym. Analiza jego pracy będzie tematem niniejszego artykułu.

Pobieżne porównanie odtłumika wzdluznego z odtłumikiem mostkowym pozwala od razu wskazać na zalety tego drugiego. Odtłumik wzdluzny pozwala na odtłumienie toru do 50% wartości jego pierwotnej tłumienności, natomiast odtłumik mostkowy może teoretycznie odtłumić tor całkowicie. W praktyce sprowadza on tłumienność toru odtłumionego do około 20% jej pierwotnej wartości.

Drugą zaletą odtłumika mostkowego jest możliwość dokładnego dopasowania oporowego odtłumika mostkowego do toru, co nie jest możliwe w przypadku stosowania odtłumika wzdluznego.

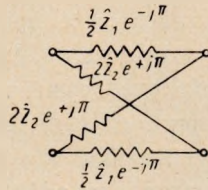
2. ZASADA PRACY ODTŁUMIKA MOSTKOWEGO

W teorii ideałem odtłumika mostkowego byłby czwórnik, który by posiadał oporność falową równą oporności falowej toru, a którego tamowność byłaby równa co do wielkości i przeciwna co do znaku tamowności falowej toru.

Odtłumik mostkowy teoretycznie pozwala zrealizować taki czwórnik. Aby tego dowieść, rozpatrzmy układ przedstawiony na rys. 1. Odtłumik mostkowy jest zbudowany z oporności ujemnych dwojakiego rodzaju:

w gałęziach wzdłużnych umieszczone są oporności ujemne typu łukowego, a w gałęziach poprzecznych oporności ujemne typu dynatronowego.

Nazwa oporności ujemnej typu łukowego pochodzi stąd, że jej charakterystyka $J = f(U)$ jest podobna do charakterystyki łuku elektrycznego. Charakteryzuje się ona stabilnością przy rozwarciu i powoduje powstawanie oscylacji przy zwarcu. Oporność taką otrzymuje się przez obrót dowolnej oporności zespolonej \hat{Z}_1 o kąt $-j\pi$; oznaczamy ją przez $e^{-j\pi}$.



Rys. 1. Czwórnik mostkowy zbudowany z czterech oporności ujemnych

Oporność ujemną typu dynatronowego otrzymuje się przez obrót dowolnej oporności zespolonej o kąt $+j\pi$ i oznacza się ją przez $Z_2 e^{+j\pi}$. Jest ona stabilna przy zwarcu i oscyluje przy rozwarciu.

Należy zaznaczyć, że obrót o $+j\pi$ i $-j\pi$ daje taki sam efekt matematyczny. W praktyce jednak rzadko spotykamy się ze zmianą argumentu dokładnie o $j\pi$ i wówczas kierunek obrotu nie jest obojętny. Symbolika ta ponadto uwzględnia odmienny sens fizyczny obu oporności.

Oporność falowa Z odtłumika mostkowego da się przedstawić w postaci

$$\hat{Z} = \sqrt{\hat{Z}_1 e^{-j\pi} \hat{Z}_2 e^{+j\pi}} = \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} \quad (1)$$

Natomiast zespolona wzmocność falowa \hat{S} odtłumika mostkowego będzie

$$\hat{S} = 2ar \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{\hat{Z}_2 e^{+j\pi}}} = -2ar \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} = -\hat{I}_0 \quad (2)$$

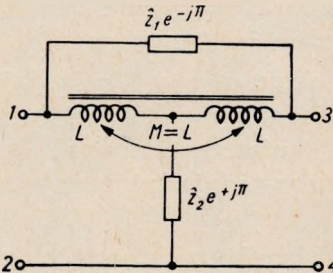
jeżeli przez \hat{I}_0 oznaczymy tamowność falową czwórnika mostkowego jak na rys. 1, ale zbudowanego z oporności dodatnich. Jak widać ze wzoru (1), oporność falowa czwórnika z rys. 1 zbudowanego z oporności ujemnych jest dodatnia. Jest to możliwe tylko w przypadku, gdy w obu gałęziach czwórnika zastosujemy oporności ujemne o odmiennych własnościach fizycznych (typu łukowego i dynatronowego).

Jak łatwo zauważyć, w przypadku zastosowania w obu gałęziach oporności ujemnych jednakowego typu — oporność falowa będzie ujemna i czwórnik będzie niestabilny bądź przy zwarciu, bądź przy rozwarciu, w zależności od typu zastosowanych oporności ujemnych.

Wzór (1) pozwala nam wyciągnąć ważny wniosek. Odtłumik mostkowy spełniający warunek (1) jest czwornikiem, na którego zaciskach zewnętrznych nie widać oporności ujemnych, można go więc włączyć do toru w dowolnym miejscu, np. na końcu toru.

Teoria odtłumika wzdłużnego nie mieści się w ramach niniejszej pracy, zainteresowanego czytelnika odsyłamy więc do odpowiedniego piśmiennictwa [6]. Należy nadmienić, że oporność ujemna typu łukowego, jaką on przedstawia, ze względu na konieczność zabezpieczenia jej przed bezpośrednim zwarcie grożącym oscylacjami, wymaga umieszczenia odtłumika w środku toru odtłumianego. Pociąga to za sobą konieczność rozcinania kabla w środku odcinka odtłumianego i wybudowania odpowiednich pomieszczeń dla odtłumików.

Możliwość umieszczenia odtłumików mostkowych na końcu toru pozwala uniknąć tych komplikacji, ponieważ można je instalować w pomieszczeniach central telefonicznych.



Rys. 2. Czwórnik typu T_{zb} zbudowany z dwóch oporności ujemnych i autotransformatora

Układ z rys. 1 wymaga stosowania czterech oporności ujemnych. Zastanówmy się, czy można uzyskać układ równoważny, realizowany przy pomocy dwóch oporności ujemnych. W tym celu rozważmy układ czwornika typu T — zbocznikowane, przedstawiony na rys. 2. W praktyce, dla zachowania symetrii, stosuje się układ typu H — zbocznikowane, nie zmienia to jednak sensu wyprowadzonych poniżej zależności.

Oporność wejściowa tego czwornika w stanie zwarcia wynosi

$$W_z = \frac{4\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}{\hat{Z}_2 e^{+j\pi} \left(4 + \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L} \right) + \hat{Z}_1 e^{-j\pi}} \quad (3)$$

(wyprowadzenie powyższej zależności podano w dodatku p.6.1).

Oporność wejściowa czwórnika w stanie jałowym wynosi

$$\bar{W}_0 = \bar{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}} \quad (4)$$

(wyprowadzenie podano w dodatku p.6.1).

Jeśli $\left| \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{4 j\omega L} \right| \ll 1$, co zwykle ma miejsce, to wtedy

$$\bar{W}_z \cong \frac{\bar{Z}_1 \bar{Z}_2}{\bar{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{4}} \quad (5)$$

oraz

$$\bar{W}_0 \cong \bar{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{4} \quad (6)$$

Jak łatwo sprawdzić, wyrażenia na \bar{W}_0 i \bar{W}_z dla czwórnika mostkowego, zbudowanego z czterech oporności ujemnych, są identyczne z wyrażeniami (5) i (6). Ponieważ oporności wejściowe w stanach zwarcia i rozwarcia określają nam jednoznacznie oporność falową i tamowność falową czwórnika, możemy uznać układy z rys. 1 i rys. 2 za równoważne.

W dalszym ciągu ustalimy zależność oporności ujemnych obu gałęzi odtłumika mostkowego od zadanych wartości oporności falowej i tamowności falowej. Rozwiązując układ równań (1) i (2) względem \bar{Z}_1 i \bar{Z}_2 , otrzymujemy

$$\bar{Z}_1 = -2 \bar{Z} \operatorname{tgh} \frac{\bar{\Gamma}_0}{2} \quad (7)$$

$$\bar{Z}_2 = -\frac{1}{2} \bar{Z} \operatorname{ctgh} \frac{\bar{\Gamma}_0}{2} \quad (8)$$

Jak wynika z zależności (7) i (8), można dobrać takie wartości \bar{Z}_1 i \bar{Z}_2 , aby zapewnić zarówno odpowiednie dopasowanie oporowe odtłumika mostkowego do toru, jak i pożądaną przebieg tamowności (korekcję zniekształceń tłumieniowych toru).

Należy podkreślić, że oporność ujemna typu łukowego, jaką wnosi gałąź wzdłużna odtłumika, jest powiązana z tamownością przy pomocy funkcji $\operatorname{tgh} \frac{\bar{\Gamma}_0}{2}$ w sposób podany przez wzór (7), podczas gdy opor-

ność ujemna typu dynatronowego, wnoszona przez gałąź poprzeczną jest powiązana z tamownością przy pomocy funkcji $\operatorname{ctgh} \frac{\Gamma_0}{2}$ w sposób wyrażony wzorem (8). Z tego względu, o ile wystąpi w dalszych wywodach oporność ujemna w postaci zbliżonej do wzoru (7), to będziemy mieli do czynienia z opornością typu łuku, o ile zaś w postaci zbliżonej do wzoru (8), to będziemy mieli do czynienia z opornością typu dynatronu.

3. STABILNOŚĆ ODTŁUMIKA

3.1. Zasady ogólne

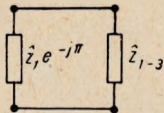
W celu rozważenia stabilności odtłumika mostkowego należy rozważyć stabilność każdego typu oporności ujemnej z osobna.

Oporność ujemna typu łukowego $\hat{Z}_1 e^{-j\pi}$, stabilna przy rozwarciu, przy pracy w szereg z opornością obciążenia \hat{Z}_{1-3} (jak na rys. 3) nie spowoduje powstania oscylacji przy zachowaniu warunku bezwzględnej stabilności

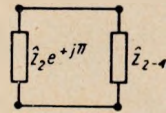
$$|\hat{Z}_1| < |\hat{Z}_{1-3}| \quad (9)$$

Oporność ujemna typu dynatronowego $\hat{Z}_2 e^{-j\pi}$, przy równoległej współpracy z opornością obciążenia \hat{Z}_{2-4} (jak na rys. 4), nie spowoduje powstania oscylacji przy zachowaniu warunku bezwzględnej stabilności

$$|\hat{Z}_2| > |\hat{Z}_{2-4}| \quad (10)$$



Rys. 3. Oporność typu łukowego zamknięta na oporność pracy \hat{Z}_{1-3}

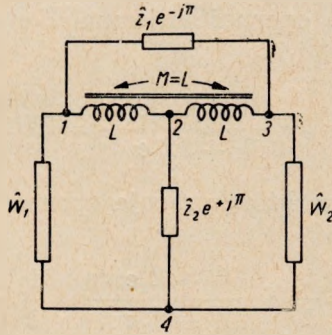


Rys. 4. Oporność typu dynatronowego zamknięta na oporność pracy \hat{Z}_{2-4}

Ze względu na to, że odtłumik mostkowy jest zbudowany z oporności ujemnych obu typów, aby więc pozostawał stabilny, należy zapewnić warunki stabilności dla każdego z typów oporności ujemnych. W tym celu rozważmy pracę odtłumika mostkowego w układzie jak na rys. 5, między opornościami \hat{W}_1 i \hat{W}_2 i obliczmy wypadkowe oporności, jakie obciążają każdą z oporności ujemnych.

Oporność „widziana” między zaciskami 1—3, na którą pracuje oporność ujemna $Z_1 e^{-j\pi}$, może być przedstawiona w postaci:

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{1}{\frac{1}{4j\omega L} + \frac{\hat{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\hat{W}_1}{4} + \frac{\hat{W}_2}{4}}{\hat{W}_1 \hat{W}_2 + \hat{Z}_2 e^{+j\pi} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2)} \quad (11)$$



Rys. 5. Odtłumik mostkowy pracujący między opornościami W_1 i W_2

(wyprowadzenie podano w dodatku p.6.2)

Zwykle odtłumik buduje się tak, aby był spełniony warunek

$$\left| \frac{1}{4j\omega L} \right| \ll \left| \frac{\hat{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\hat{W}_1}{4} + \frac{\hat{W}_2}{4}}{\hat{W}_1 \hat{W}_2 + \hat{Z}_2 e^{+j\pi} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2)} \right|, \quad (12)$$

wtedy

$$\hat{Z}_{1-3} \cong \frac{\hat{W}_1 \hat{W}_2 + \hat{Z}_2 e^{+j\pi} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2)}{\hat{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\hat{W}_1}{4} + \frac{\hat{W}_2}{4}}. \quad (13)$$

Z kolei oporność widziana między zaciskami 2—4, na którą pracuje oporność ujemna $Z_2 e^{+j\pi}$ wynosi

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1 \hat{W}_2 \left(4 + \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L} \right)}{(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) \left(4 + \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L} \right) + 4 \hat{Z}_1 e^{-j\pi}} \quad (14)$$

(wyprowadzenie podano w dodatku p.6.2).

Ponieważ zwykle

$$\left| \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{4j\omega L} \right| \ll 1,$$

więc

$$\hat{Z}_{2-4} \cong \frac{\bar{W}_1 \bar{W}_2 + \frac{\hat{Z}_1}{4} e^{-j\pi} (\bar{W}_1 + \bar{W}_2)}{\bar{W}_1 + \bar{W}_2 + \hat{Z}_1 e^{-j\pi}} \quad (15)$$

Jeśli dla uproszczenia założymy, że od tłumik mostkowy pracuje między jednakowymi opornościami $\bar{W} = \bar{W}_1 = \bar{W}_2$, wtedy oporność zespolona, na którą pracuje oporność ujemna $\hat{Z}_1 e^{-j\pi}$ może być przedstawiona w postaci

$$\hat{Z}_{1-3} = 2\bar{W} \frac{\bar{W} + 2\hat{Z}_2 e^{+j\pi}}{\bar{W} + 2\hat{Z}_2 e^{+j\pi}} = 2\bar{W} \quad (16)$$

Natomiast oporność, na którą pracuje oporność ujemna $\hat{Z}_2 e^{+j\pi}$ da się przedstawić jako

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{1}{2} \bar{W} \frac{2\bar{W} + \hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{2\bar{W} + \hat{Z}_1 e^{-j\pi}} = \frac{1}{2} \bar{W} \quad (17)$$

W określonych warunkach pracy od tłumika oporność zespolona \bar{W} ma ustaloną wartość, możemy jednak dowolnie zmieniać wielkości oporności ujemnych. Należy więc ustalić, jakie wartości mogą one osiągnąć bez obawy wywołania oscylacji.

Aby oporność ujemna typu łukowego była stabilna, musi być spełniony warunek (9). Określmy z kolei warunek powstania oscylacji.

Oporność ujemną typu łukowego możemy przedstawić w postaci

$$\hat{Z}_1 e^{-j\pi} = |\hat{Z}_1| e^{-j(\pi - \varphi_{z_1})} \quad (18)$$

Podobnie przedstawimy oporność obciążenia \hat{Z}_{1-3}

$$\hat{Z}_{1-3} = |\hat{Z}_{1-3}| e^{j\varphi_{z_{1-3}}} \quad (19)$$

Warunek powstawania oscylacji przy współpracy tych oporności będzie

$$\left. \begin{aligned} |\hat{Z}_1| &\geq |\hat{Z}_{1-3}| \\ \varphi_{z_1} &= \varphi_{z_{1-3}} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Między stanem stabilnej pracy a stanem oscylacji istnieje jeszcze stan pośredni określony równością modułów. Dla ułatwienia rozważań matematycznych założymy, że z wielkością modułu oporności ujemnej możemy się zbliżyć nieskończenie do stanu określonego równością:

$$|\hat{Z}_1 e^{-j\pi}| = |\hat{Z}_{1-3}| \quad (21)$$

nie powodując jeszcze powstania oscylacji.

Określona w ten sposób wielkość modułu oporności ujemnej $|\hat{Z}_1 e^{-j\pi}|$ będziemy uważali za maksymalną do osiągnięcia w określonych warunkach pracy odtłumika.

Podobne rozumowanie można również przeprowadzić dla oporności ujemnej typu dynatronowego. Przedstawiając oporność ujemną typu dynatronowego $Z_2 e^{+j\pi}$ w postaci

$$\hat{Z}_2 e^{+j\pi} = |\hat{Z}_2| e^{+j(\pi + \varphi_{Z_2})} \quad (22)$$

i oporność obciążenia \hat{Z}_{2-4} , z którą ona współpracuje

$$\hat{Z}_{2-4} = |\hat{Z}_{2-4}| e^{+j\varphi_{Z_{2-4}}} \quad (23)$$

otrzymamy warunki powstawania oscylacji w postaci

$$\left. \begin{aligned} |\hat{Z}_2| &\leq |\hat{Z}_{2-4}| \\ \varphi_{Z_2} &= \varphi_{Z_{2-4}} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Reasumując, aby odtłumik pracował stabilnie, moduł oporności ujemnej typu łukowego powinien być mniejszy lub co najwyżej równy

$$|\hat{Z}_1 e^{-j\pi}| \leq |2\hat{W}|, \quad (25)$$

a moduł oporności ujemnej typu dynatronowego powinien być większy lub co najwyżej równy

$$|\hat{Z}_2 e^{+j\pi}| \geq \left| \frac{1}{2} \hat{W} \right| \quad (26)$$

3.2. Stabilność odtłumika mostkowego umieszczonego w środku jednorodnego toru

Zastanówmy się, jakie wartości będzie przyjmować oporność obciążenia \hat{W} w przypadku, gdy odtłumik pracuje w środku toru. Znajomość wielkości oporności \hat{W} pozwoli nam na obliczenie maksymalnych wielkości oporności ujemnych, a tym samym na określenie, jaką wzmocność możemy osiągnąć w stanie granicznym (na progu gwizdu).

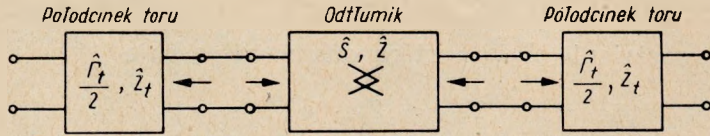
Granicznymi przypadkami obciążeń dla odtłumika, jak na rys. 6, będą stany zwarcia i rozwarcia na obu końcach toru. Zgodnie z wzorami (16) i (17) otrzymamy następujące zależności na oporności obciążeń dla obu gałęzi odtłumika.

Dla stanu zwarcia

$$\left. \begin{aligned} \hat{Z}_{1-3} &= 2\hat{W}_{zt} \\ \hat{Z}_{2-4} &= \frac{1}{2}\hat{W}_{zt} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Dla stanu rozwarcia

$$\left. \begin{aligned} \hat{Z}_{1-3} &= 2 \hat{W}_{ot} \\ \hat{Z}_{2-4} &= \frac{1}{2} \hat{W}_{ot} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$



Rys. 6. Odtłumik mostkowy umieszczony w środku jednorodnego toru

Z teorii czwórników wiadomo, że

$$\left. \begin{aligned} \hat{W}_{zt} &= \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{r}_t \\ \hat{W}_{ot} &= \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{r}_t \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Ponieważ $\operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{r}_t$ jest funkcją periodyczną o drganiach gasnących w funkcji tłumienności, więc i wartości \hat{W}_z i \hat{W}_o oscylują wokół \hat{Z}_t z malejącą amplitudą.

Tangens hiperboliczny można przedstawić w postaci

$$\operatorname{tgh} \hat{r}_t = \operatorname{tgh} (A + jB) = T e^{+j\varphi} \quad (30)$$

gdzie

$$T = \sqrt{\frac{\cosh 2A - \cos 2B}{\cosh 2A + \cos 2B}} \quad (31)$$

oraz

$$\operatorname{tg} \varphi = \pm \frac{\sin 2B}{\sinh 2A} \quad (32)$$

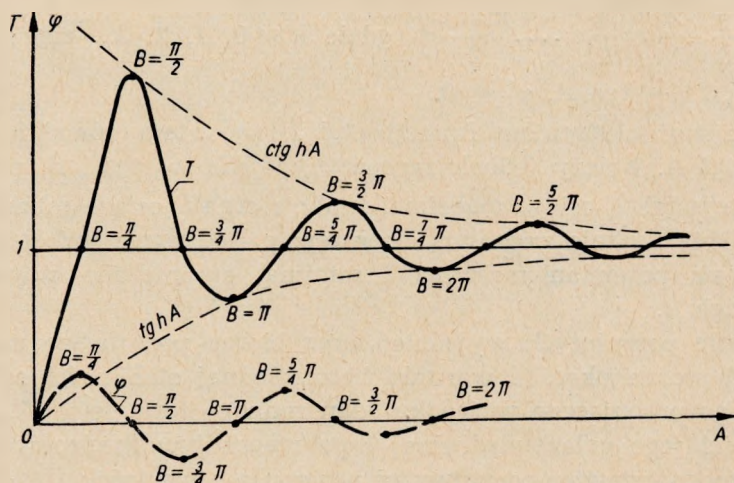
Analizując wzór (31) można łatwo zauważyć, że dla $B = \frac{\pi}{4}, \frac{3}{4}\pi, \dots$
 $\dots \frac{k+1}{4}\pi$, gdzie $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ciąg liczb naturalnych, moduł tangensa hiperbolicznego $T = 1$, podczas gdy $\varphi = \operatorname{arctg} \pm \frac{1}{\sinh 2A}$ przechodzi

przez periodycznie zmieniające się wartości ekstremalne malejące w funkcji tłumienności A .

Jeżeli B przybiera wartości $B = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi$, gdzie $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ciąg liczb naturalnych, wtedy $T = \operatorname{tgh} A$, $\varphi = 0$.

Z kolei dla $B = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \dots, \frac{k+1}{2}\pi$, gdzie $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ciąg liczb naturalnych, $T = \operatorname{ctgh} A$ i $\varphi = 0$.

Spostrzeżenia powyższe ilustruje wykres na rys. 7. Obwiedniami ekstremów funkcji $\operatorname{tgh} \Gamma$ są zatem funkcje $\operatorname{tgh} A$ (minima) i $\operatorname{ctgh} A$ (maksima).



Rys. 7. Przebieg modułu i kąta fazowego funkcji $\operatorname{tgh} \Gamma = \operatorname{tgh}(A + jB) = T e^{j\varphi}$ w zależności od wielkości A , przy różnych wielkościach B

Z kolei rozpatrzmy przebieg funkcji $\operatorname{ctgh} \Gamma' = T' e^{j\varphi'}$.

Jak wiadomo

$$\operatorname{ctgh} \Gamma' = \frac{1}{\operatorname{tgh} \Gamma'}$$

zatem

$$T' = \frac{1}{T}$$

$$\varphi' = -\varphi$$

stąd

$$T' = \sqrt{\frac{\cosh 2A + \cos 2B}{\cosh 2A - \cos 2B}} \quad (33)$$

oraz

$$\operatorname{tg} \varphi' = -\operatorname{tg} \varphi = \mp \frac{\sin 2B}{\sinh 2A} \quad (34)$$

Rozpatrując wyrażenia na T' i φ' można łatwo zauważyć, że dla $B = \frac{\pi}{4}, \frac{3}{4}\pi, \dots, \frac{k+1}{4}\pi$, gdzie $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ciąg liczb naturalnych

$$T' = 1, \quad \varphi' = \operatorname{arctg} \mp \frac{1}{\sinh 2A}.$$

Dla $B = 0, \pi, 2\pi, \dots, k\pi$, gdzie $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ciąg liczb naturalnych, $T' = \operatorname{ctgh} A, \varphi' = 0$,

dla $B = \frac{\pi}{2}, \frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi, \dots, \frac{k+1}{2}\pi$, gdzie $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ ciąg liczb naturalnych, $T' = \operatorname{tgh} A, \varphi' = 0$.

Obwiedniami ekstremów funkcji $\operatorname{ctgh} \bar{\Gamma}$ są zatem również funkcje $\operatorname{tgh} A$ i $\operatorname{ctgh} A$. Należy jednak zaznaczyć, że dla wartości B , przy których funkcja $\operatorname{tgh} \bar{\Gamma}$ osiąga maksima, funkcja $\operatorname{ctgh} \bar{\Gamma}$ osiąga minima i odwrotnie. Obie funkcje zmieniają się zatem periodycznie wokół jedności, osiągając na przemian maksima i minima, ograniczone obwiedniami $\operatorname{tgh} A$ i $\operatorname{ctgh} A$.

W świetle powyższych wyjaśnień oraz biorąc pod uwagę zależności (25) i (26) można określić warunki bezwzględnej stabilności odtłumika mostkowego pracującego w środku jednorodnego toru.

Oporności jego gałęzi wzdłużnej i poprzecznej w krańcowych przypadkach mogą osiągnąć co najwyżej następujące wartości:

$$\left. \begin{aligned} |\hat{Z}_1 e^{-j\pi} &\leq 2 |\hat{Z}_t| \operatorname{tgh} \frac{1}{2} A_t \\ |\hat{Z}_2 e^{+j\pi} &\geq \frac{1}{2} |\hat{Z}_t| \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} A_t \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Z powyższych zależności możemy obliczyć maksymalną wzmocność zespoloną odtłumika mostkowego. Zgodnie ze wzorem (2) można napisać

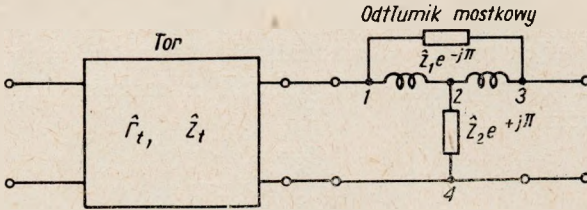
$$S = -2ar \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2 |\hat{Z}_t| \operatorname{tgh} \frac{1}{2} A_t}{\frac{1}{2} |\hat{Z}_t| \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} A_t}} = -2ar \operatorname{tgh} \left(\operatorname{tgh} \frac{1}{2} A_t \right) = -A_t \quad (36)$$

Jak z tego wynika, wzmocność falowa odtłumika teoretycznie może, w krańcowym przypadku, osiągnąć wartość równą wartości tłumienności toru.

3.3. Stabilność odtłumika mostkowego umieszczonego na końcu jednorodnego toru

Rozpatrzmy, jakie wartości mogą osiągnąć ujemne oporności obu gałęzi odtłumika w przypadku jego pracy na końcu toru (w układzie jak na rys. 8).

Zgodnie ze wzorem (13) można obliczyć, na jaką oporność będzie pracowała gałąź wzdluzna odtłumika w stanie obustronnego zwarcia układu jak na rys. 8.



Rys. 8. Odtłumik mostkowy załączony na końcu jednorodnego toru

Ponieważ

$$\hat{Z}_2 e^{+j\pi} = -\hat{Z}_2,$$

to:

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{-\hat{Z}_2 \hat{W}_{zt}}{-\hat{Z}_2 + \frac{\hat{W}_{zt}}{4}} \quad (37)$$

Zakładamy, że odtłumik jest dopasowany oporowo do toru, więc

$$\hat{Z}^2 = (-\hat{Z}_1)(-\hat{Z}_2) = \hat{Z}_1^2, \quad \text{stąd} \quad -\hat{Z}_2 = -\frac{\hat{Z}_1^2}{\hat{Z}_1}$$

Możemy więc napisać

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{-\frac{\hat{Z}_1^2}{\hat{Z}_1} \hat{W}_{zt}}{-\frac{\hat{Z}_1^2}{\hat{Z}_1} + \frac{\hat{W}_{zt}}{4}} \quad (38)$$

W granicznym przypadku dopuszczamy, aby $\hat{Z}_1 = \hat{Z}_{1-3}$ lub inaczej

$$|\hat{Z}_1| e^{-j(\pi - \varphi_{Z_1})} = |\hat{Z}_{1-3}| \quad \text{i} \quad \varphi_{Z_1} = \varphi_{Z_{1-3}}$$

Podstawiając otrzymamy

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{-\frac{\hat{Z}_1^2}{\hat{Z}_{1-3}} \cdot \hat{W}_{zt}}{-\frac{\hat{Z}_1^2}{\hat{Z}_{1-3}} + \frac{\hat{W}_{zt}}{4}} \quad (39)$$

Rozwiązując równanie (39) względem Z_{1-3} otrzymujemy

$$\left. \begin{aligned} Z_{1-3} = \frac{2 \hat{Z}_t^2}{\hat{W}_{zt}} \pm 2 \sqrt{\left(\frac{\hat{Z}_t^2}{\hat{W}_{zt}}\right)^2 - \hat{Z}_t^2} = \end{aligned} \right\} \begin{aligned} & 2 \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \\ & 2 \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \end{aligned} \quad (40)$$

(Wyprowadzenie podano w dodatku p.6.3).

Ponieważ odtłumik od strony toru jest zamknięty na oporność wejściową toru w stanie zwarcia $\hat{W}_{zt} = \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \hat{I}_t$, a z drugiej strony jest zwarty, więc jako minimalną dopuszczalną oporność, na jaką może pracować oporność ujemna gałęzi wzdłużnej odtłumika, przyjmujemy rozwiązanie drugie ze względu na zgodność z sensem fizycznym rozpatrywanej sytuacji

$$\hat{Z}_{1-3} = 2 \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{I}_t}{2}$$

Następnie posługując się wyrażeniem (13) obliczamy oporność obciążenia, na jaką będzie pracowała gałąź wzdłużna odtłumika w stanie obustronnego rozwarcia zestawu odtłumika z torem z rys. 8.

$$\hat{Z}_{1-3} = 4 \hat{W}_{ot} + 4 \hat{Z}_2 e^{+j\pi} \quad (41)$$

Ponieważ

$$\hat{Z}_2 e^{+j\pi} = -\hat{Z}_2$$

oraz

$$\hat{Z}^2 = \hat{Z}_t^2 = (-\hat{Z}_1)(-\hat{Z}_2)$$

jak również

$$\hat{Z}_1 = \hat{Z}_{1-3}$$

wyrażenie (41) da się sprowadzić do postaci

$$\hat{Z}_{1-3}^2 - 4 \hat{Z}_{1-3} \hat{W}_{ot} + 4 \hat{Z}_2^2 = 0 \quad (42)$$

Stąd

$$\left. \begin{aligned} \hat{Z}_{1-3} = 2 \hat{W}_{ot} \pm 2 \sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = \end{aligned} \right\} \begin{aligned} & 2 \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \\ & 2 \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \end{aligned} \quad (43)$$

(szczegółowe wyprowadzenie podane jest w dodatku p.6.3).

Rozpatrując zatem dopuszczalną maksymalną wartość oporności obciążenia w przypadku obustronnego rozwarcia zestawu odtłumika z torem ze względu na sens fizyczny przyjmujemy rozwiązanie

$$\hat{Z}_{1-3} = 2 \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{I}_t}{2}$$

Z kolei rozważymy ekstremalne wartości oporności, na jakie będzie pracowała gałąź poprzeczna odtłumika w stanach obustronnego zwarcia lub rozwarcia zestawu z rys. 8.

W granicznym przypadku gdy $Z_2 = Z_{2-4}$, oporność ta w stanie obustronnego zwarcia, zgodnie z wyrażeniem (15), da się wyrazić w postaci

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{-\hat{Z}_t^2 \hat{W}_{zt}}{4\hat{Z}_{2-4} \hat{W}_{zt} - \hat{Z}_t^2} \quad (44)$$

Stąd otrzymujemy równanie

$$4\hat{W}_{zt} \hat{Z}_{2-4}^2 - 4\hat{Z}_{2-4} \hat{Z}_t^2 + \hat{W}_{zt} \hat{Z}_t^2 = 0, \quad (45)$$

a zatem

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{1}{2} \hat{W}_{ot} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = \left. \begin{array}{l} \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \\ \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \end{array} \right\} \quad (46)$$

Rozpatrując z kolei oporność obciążenia w granicznym przypadku $Z_2 = Z_{2-4}$, na jaką pracuje gałąź poprzeczna odtłumika w przypadku obustronnego rozwarcia zestawu odtłumika z torem (rys. 8) otrzymujemy

$$\hat{Z}_{2-4} = \hat{W}_{ot} - \frac{\hat{Z}_t^2}{4\hat{Z}_{2-4}} \quad (47)$$

stąd

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{1}{2} \hat{W}_{ot} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = \left. \begin{array}{l} \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \\ \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{I}_t}{2} \end{array} \right\} \quad (48)$$

Rozpatrując sens fizyczny wyprowadzonych wzorów, możemy stwierdzić, że w przypadku obustronnego zwarcia minimalna wartość oporności obciążenia, na jaką będzie pracowała gałąź poprzeczna odtłumika, wyniesie

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{I}_t}{2}$$

natomiast w przypadku obustronnego rozwarcia maksymalna wartość oporności obciążenia gałęzi poprzecznej odtłumika będzie

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{I}_t}{2}$$

Porównując wzory (40), (43), (46) i (48) ze wzorami (27), (28) i (29) widzimy, że wielkości oporności, na jakie pracują obie gałęzie odtłumika, są jednakowe w obu wariantach pracy odtłumika, zarówno w środku jak i na końcu toru. Z tego względu zarówno warunki stabilności określone nierównościami (35) jak i maksymalna wzmocność wyrażona wzorem (36) są również słuszne w przypadku pracy odtłumika na końcu toru.

4. OPORNOŚCI WEJŚCIOWE TORU ODTŁUMIONEGO ODTŁUMIKIEM MOSTKOWYM

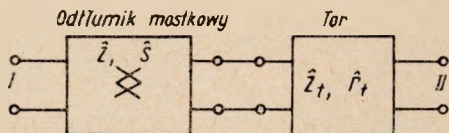
4.1. Oporności wejściowe w stanach zwarcia i rozwarcia

Jak wiadomo z poprzednich rozdziałów, tor odtłumiony może być realizowany w dwojaki sposób — przez włączenie odtłumika bądź w środku, bądź na końcu toru.

Oporność wejściowa toru odtłumionego w przypadku zamknięcia jego przeciwległego końca na oporność falową (przy założeniu identycznych oporności falowych toru i odtłumika) będzie równa oporności falowej toru.

Interesuje nas szczególnie wielkość oporności wejściowej toru odtłumionego w krańcowych stanach obciążenia przeciwległego końca, tzn. przy jego zwarciu lub rozwarciu. Obliczymy więc dla obu wariantów toru odtłumionego oporności wejściowe dla stanów zwarcia i rozwarcia.

W pierwszej kolejności rozpatrzmy przypadek włączenia odtłumika na końcu toru jak na rys. 9.



Rys. 9. Schemat blokowy odtłumika mostkowego, połączonego łańcuchowo z torem

Zakładamy, że odtłumik jest dopasowany oporowo do toru, więc $Z = Z_t$.

Jeżeli zewrzymy tor odtłumiany po stronie I, to będzie to równoznaczne z zamknięciem toru na oporność wyrażającą się wzorem:

$$\hat{W}_z = -\hat{Z}_t \operatorname{tgh} \hat{S} \quad (49)$$

(wyprowadzenie podano w dodatku p.6.4).

W ogólnym przypadku oporność wejściowa dowolnego czwórnika daje się określić wyrażeniem

$$\bar{W} = \bar{Z} \operatorname{tgh}(\bar{I}' + \hat{\varrho}), \quad (50)$$

gdzie

$$\hat{\varrho} = \operatorname{ar} \operatorname{tgh} \frac{\bar{Z}_b}{\bar{Z}},$$

natomiast \bar{Z}_b — oporność obciążająca drugą stronę czwórnika.

Ponieważ w naszym przypadku $\bar{Z}_b = -\bar{Z}_t \operatorname{tgh} \bar{S}$, więc $\hat{\varrho} = -\bar{S}$. Ostatecznie otrzymamy wyrażenie na oporność wejściową od strony zacisków II toru odtłumionego w stanie zwarcia

$$\bar{W}_{Z_{II}} = \bar{Z}_t \operatorname{tgh}(\bar{I}'_t - \bar{S}) \quad (51)$$

Ze wzoru (51) wynika, że $\bar{W}_{Z_{II}}$ może osiągnąć zero jedynie w krańcowym przypadku, gdy $\bar{S} = \bar{I}'_t$. W praktyce jednak mamy zwykle $|\bar{I}'_t| > |\bar{S}|$, można więc napisać $\bar{I}'_t - \bar{S} = \bar{I}'_t$, i wtedy oporność wejściowa toru odtłumionego wyrazi się wzorem

$$\bar{W}_{Z_{II}} = \bar{Z}_t \operatorname{tgh} \bar{I}'_t \quad (52)$$

gdzie przez \bar{I}'_t będziemy rozumieli tamowność toru odtłumionego.

Ze wzoru (52) widać, że pod względem oporności wejściowej tor odtłumiony jest równoważny torowi o odpowiednio zmniejszonej tamowności i takiej samej oporności falowej. Oczywiście wniosek ten jest słuszny jedynie w przypadku idealnego dopasowania oporowego odtłumika do toru w interesującym nas pasmie częstotliwości.

Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić dla stanu rozwarcia, z tą różnicą, że zamiast $\operatorname{tgh} \bar{I}'_t$ wystąpi $\operatorname{ctgh} \bar{I}'_t$.

Oporność wejściową od strony I (od strony odtłumika) obliczamy podobnie i jak łatwo dowieść, wyrazi się ona identycznym wzorem:

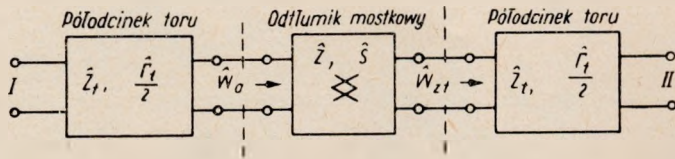
$$\bar{W}_{II} = \bar{Z}_t \operatorname{tgh}(\bar{I}'_t - \bar{S}) \quad (53)$$

Z porównania oporności wejściowych obu końców toru odtłumionego wynika, że tor odtłumiony jest oporowo symetryczny. Należy się jednak i tutaj zastrzec, że jest to słuszne tylko dla dokładnego dopasowania odtłumika do toru.

Następnie wyznaczmy oporność wejściową toru odtłumionego dla przypadku, gdy odtłumik pracuje w środku toru i jest dopasowany oporowo do toru, czyli $\bar{Z} = \bar{Z}_t$.

Jeżeli w układzie jak na rys. 10 zewrzymy stronę II, to oporność \hat{W}_{zt} , na którą będzie zamknięty odłumik, wyrazi się wzorem

$$\hat{W}_{zt} = \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \quad (54)$$



Rys. 10. Schemat blokowy odłumika mostkowego, pracującego w środku jednorodnego toru

Stąd oporność wejściowa odłumika \hat{W}_a zamkniętego na półodcinek toru w stanie zwarcia będzie

$$\hat{W}_a = \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \left(\frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t - \hat{S} \right) \quad (55)$$

Stąd otrzymujemy

$$\hat{W}_{zt} = \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \left(\frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t + \operatorname{artgh} \frac{\hat{Z}_t \operatorname{tgh} \left(\frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t - \hat{S} \right)}{\hat{Z}_t} \right) = \hat{Z}_t \operatorname{tg} (\hat{\Gamma}_t - \hat{S}) \quad (56)$$

i analogicznie

$$\hat{W}_{zII} = \hat{Z}_t \operatorname{tgh} (\hat{\Gamma}_t - \hat{S}) \quad (57)$$

Z otrzymanych wzorów wynika, że w przypadku idealnego dopasowania odłumika mostkowego do toru, miejsce włączenia odłumika do toru teoretycznie nie ma wpływu na oporność wejściową toru odłumionego.

4.2. Oporność wejściowa odłumika mostkowego w zależności od zmian oporności obciążenia

W dotychczasowych rozważaniach zakładaliśmy idealne dopasowanie oporowe odłumika mostkowego do toru. W praktyce jednak bardzo trudno uzyskać dobre dopasowanie w całym pasmie częstotliwości. Musimy więc zdać sobie sprawę z tego, w jaki sposób te niedokładności dopasowania pomiędzy opornością falową odłumika a opornością obciążenia (opornością falową toru, z którym on współpracuje) odbijają się na oporności wejściowej przeciwnej strony odłumika.

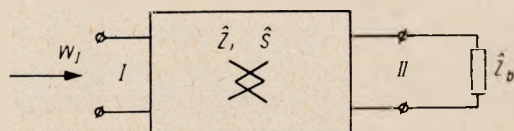
Jak wiadomo, dla czwórnika biernego wpływ oporności obciążenia na oporność wejściową jest tym mniejszy, im większa jest jego tłumienność. W przypadku odtłumika mostkowego możemy spodziewać się sytuacji odwrotnej, ponieważ jego tłumienność jest ujemna.

Oporność wejściowa odtłumika mostkowego zamkniętego na oporność Z_b jak na rys. 11 wyraża się wzorem

$$\dot{W}_1 = \dot{Z} \operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S}), \quad (58)$$

gdzie

$$\hat{\varrho} = \operatorname{ar} \operatorname{tgh} \frac{\dot{Z}_b}{\dot{Z}}$$



Rys. 11. Odtłumik mostkowy zamknięty na dowolną oporność obciążenia Z_b

Powyższy wzór słuszny jest dla przypadku, gdy moduł oporności obciążenia $|\dot{Z}_b|$ zmienia się w granicach $0 \leq |\dot{Z}_b| \leq |\dot{Z}|$.

Natomiast w granicach zmienności $|\dot{Z}| \leq |\dot{Z}_b| \leq \infty$ obowiązuje zależność

$$\dot{W}_1 = \dot{Z} \operatorname{ctgh}(\hat{\varrho}' - \hat{S}) \quad (59)$$

gdzie

$$\hat{\varrho}' = \operatorname{ar} \operatorname{ctgh} \frac{\dot{Z}_b}{\dot{Z}}$$

Rozważmy obecnie, jakie wartości będzie przybierać oporność wejściowa odtłumika w pewnych szczególnych przypadkach. Aby nie komplikować zagadnienia, będziemy rozpatrywali jedynie zakres zmian modułu oporności \dot{Z}_b $0 \leq |\dot{Z}_b| \leq |\dot{Z}|$, gdzie obowiązuje wzór (58).

Przypadek 1.

Jeśli oporność obciążenia równa jest oporności falowej odtłumika $Z_b = \dot{Z}$, mamy wówczas stan dopasowania falowego i $\operatorname{tgh} \hat{\varrho} = 1$, $\hat{\varrho} = \infty$, a oporność wejściowa odtłumika równa jest jego oporności falowej $\dot{W}_1 = \dot{Z}$.

Przypadek 2.

Rozpatrzmy drugi skrajny przypadek, a mianowicie stan zwarcia. Jeśli $Z_b = 0$, wtedy $\operatorname{tgh} \hat{\varrho} = 0$, $\hat{\varrho} = 0$, a oporność wejściowa odtłumika będzie ujemna i wyniesie: $\dot{W}_1 = -\dot{Z} \operatorname{tgh} \hat{S}$.

Przypadek 3.

Dla stanów pośrednich między stanem dopasowania falowego a stanem zwarcia moduł Z_b może przybierać dowolne wartości w przedziale $0 \leq |Z_b| \leq |Z|$, a oporność wejściowa odtłumika będzie się zmieniać w granicach od \hat{Z} do $-\hat{Z} \operatorname{tgh} \hat{S}$. Może zaistnieć także sytuacja, że $\hat{\varrho} = \hat{S}$. Wówczas $\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S}) = 0$ i oporność wejściowa odtłumika \hat{W}_1 będzie równa zero.

Interesujące są zależności ilościowe związane z tym przypadkiem. Ze względu na stabilność pracy oporność wejściowa odtłumika nie może być ujemna, więc jako najgorszy graniczny przypadek możemy przyjąć oporność wejściową równą zero $\hat{W}_1 = 0$. Zastanówmy się obecnie, jaki stopień niedopasowania między opornością falową odtłumika a opornością obciążenia można dopuścić przy określonej wzmacnieniu odtłumika.

Zwykle w praktyce dążymy, aby wzmacnienie \hat{S} w pasmie odtłumianym była pozbawiona składowej urojonej (zwłaszcza dla wyższych częstotliwości pasma, gdzie zależy nam na dużej wzmacnieniu). Jeśli dodatkowo założymy, że oporności Z i Z_b mają jednakowe kąty fazowe (lub bardzo niewiele różniące się — co zwykle ma miejsce), to $\operatorname{tgh} \hat{\varrho} = Z_b/Z$ będzie również liczbą rzeczywistą. Oporność wejściowa odtłumika będzie równa zero, gdy $\hat{\varrho} = \hat{S}$; możemy więc napisać

$$\operatorname{tgh} \hat{\varrho} = \operatorname{tgh} \hat{S} = \frac{Z_b}{Z} \quad (60)$$

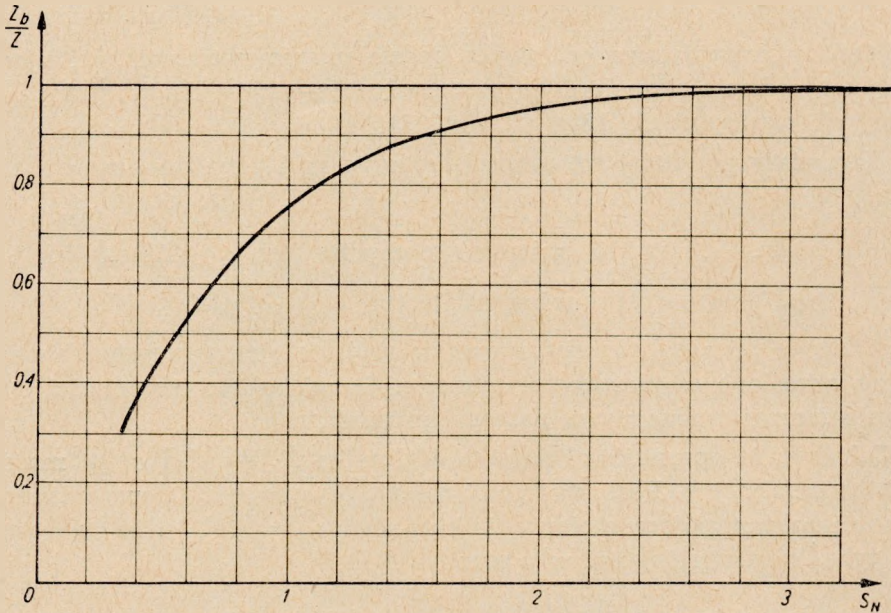
Powyższy wzór pozwala nam na określenie dopuszczalnego stopnia niedopasowania w zależności od wzmacnienia odtłumika. Zależność (60) zilustrowana jest graficznie na rys. 12. Z wykresu można określić, że np. dla wzmacnienia $S = 2$ N, stosunek $|Z_b|/|Z| = 0,964$. Oznacza to, że w zakresie zmian $|Z_b|$ w przedziale $|Z| \geq |Z_b| \geq 0,964 |Z|$ oporność wejściowa odtłumika będzie się zmieniała w przedziale $|Z| \geq |\hat{W}_1| \geq 0$. Inaczej mówiąc, aby uzyskać stabilną pracę toru odtłumionego, przy wzmacnieniu odtłumika rzędu 2 N, odtłumik musi być bardzo dokładnie dopasowany do toru. Przy wzmacnieniu większej od 2 N wymagana dokładność dopasowania jest już tak duża, że napotyka trudności przy realizacji.

Dla mniejszych wzmacnień warunki na dopasowanie są nieco łagodniejsze, np. dla $S = 1,5$ N, $|Z_b|/|Z| = 0,905$, a dla $S = 1$ N $|Z_b|/|Z| = 0,762$.

Łatwo zauważyć, że gdy stosunek $|Z_b|/|Z|$ będzie mniejszy niż to wynika z zależności (60), a więc

$$\operatorname{tgh} |\hat{\varrho}| < \operatorname{tgh} |\hat{S}| \text{ lub inaczej } |\hat{Z}_b|/|\hat{Z}| < \operatorname{tgh} |\hat{S}|,$$

to oporność wejściowa będzie ujemna, tzn. jej kąt będzie się zawierał w przedziale $90^\circ - 270^\circ$. Można ponadto dowieść, że będzie to oporność ujemna typu łukowego (patrz dodatek p. 6.4).



Rys. 12. Wykres zależności $\operatorname{tgh} S = Z_b/Z$

Przypadek 4.

Rozważmy przypadek bardziej ogólny niż poprzedni, gdy zarówno \hat{q} jak i S są liczbami zespolonymi. Wzór (58) napiszmy w postaci

$$\bar{W}_1 \hat{Z} \operatorname{tgh}(A + jB) \quad (61)$$

gdzie

$$A + jB = \hat{q} - \hat{S}$$

Z właściwości funkcji $\operatorname{tgh}(A + jB)$ wynika, że oporność wejściowa będzie ujemna wtedy, gdy $A < 0$.

Jeśli więc kąty oporności \bar{Z}_b i Z nie są równe, to oczywiście część rzeczywista stosunku Z_b/Z będzie odpowiednio mniejsza i już mniejsze niedopasowanie będzie groziło wystąpieniem ujemnej oporności wejściowej.

Przypadek 5.

Załóżmy z kolei, że oporność falowa odtłumika ma charakter pojemnościowy o kącie równym -45° , co zwykle ma miejsce w przypadku współpracy odtłumika z torem niepupinizowanym.

Oporność wejściową odtłumika możemy przedstawić w postaci

$$\begin{aligned} \dot{W}_1 &= |\dot{Z}| e^{-j45} \operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S}) = |\dot{Z}| e^{-j45} |\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})| e^{+j\alpha} = \\ &= |\dot{Z}| |\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})| e^{+j(\alpha - 45)} \end{aligned}$$

Oporność wejściowa odtłumika będzie przyjmować wartości ujemne (jej kąt będzie się zawierał w granicach $90^\circ - 270^\circ$) dla wartości α zawartych w przedziale $135^\circ \leq \alpha \leq 315^\circ$.

Powyższy przedział zmienności α można rozbić na dwa mniejsze zakresy

$$135^\circ \leq \alpha \leq 270^\circ \text{ wówczas } \operatorname{Re} [\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})] < 0$$

$$270^\circ \leq \alpha \leq 315^\circ \text{ wówczas } \operatorname{Re} [\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})] > 0$$

Obecnie przeanalizujemy warunki, w jakich mogą wystąpić wartości α określone w pierwszym zakresie. Drugi zakres zmienności α zostanie szerzej omówiony w następnym punkcie.

Założmy, że oporność obciążenia odtłumika $\dot{Z}_b = |\dot{Z}_b| e^{+j\varphi_b}$ ma charakter indukcyjny. Ponieważ założyliśmy, że oporność falowa odtłumika ma charakter pojemnościowy i kąt równy -45° , więc wyrażenie na $\operatorname{tgh} \hat{\varrho}$ możemy napisać w postaci

$$\operatorname{tgh} \hat{\varrho} = \frac{|\dot{Z}_b| e^{+j\varphi_b}}{|\dot{Z}| e^{-j45}} = \frac{|\dot{Z}_b|}{|\dot{Z}|} e^{+j(\varphi_b + 45^\circ)} = T e^{+j\varphi_t} \quad (62)$$

Jeśli

$$\varphi_b > 45^\circ$$

to

$$\varphi_t > 90^\circ \text{ oraz } T \cos \varphi_t < 0.$$

Zatem $\operatorname{tgh} \hat{\varrho}$ będzie miał składową rzeczywistą ujemną. Może to mieć miejsce jedynie wtedy, gdy i składowa rzeczywista $\hat{\varrho}$ jest ujemna.

$$\operatorname{Re} [|\hat{\varrho}| e^{+j\varphi_\varrho}] = |\hat{\varrho}| \cos \varphi_\varrho < 0$$

W konsekwencji, niezależnie od wielkości zespolonej wzmocności falowej \hat{S} , będziemy mieli,

$$\operatorname{Re} [\hat{\varrho} - \hat{S}] = A < 0$$

Również składowa rzeczywista wyrażenia $\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})$ będzie ujemna:

$$\operatorname{Re} [\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})] < 0$$

natomiast kąt wyrażenia $|\dot{Z}| \operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})$ będzie się zawierał w granicach $90^\circ \leq \alpha - 45^\circ \leq 270^\circ$.

Biorąc pod uwagę wyrażenie (62) możemy stwierdzić, że w przypadku gdy oporność obciążenia ma charakter indukcyjny i kąt większy od około 45° , oporność wejściowa odtłumika może przybierać wartości ujemne. Może mieć to miejsce wtedy, gdy kąt wyrażenia $\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})$ będzie się zawierał w granicach $135^\circ \leq a \leq 270^\circ$.

Wielkość krytycznego kąta oporności Z_b została tu określona orientacyjnie. W rzeczywistości wielkość ta będzie zależała od aktualnej wartości kąta oporności falowej odtłumika mostkowego i od wartości kąta wzmocności zespolonej \hat{S} .

Przypadek 6.

Rozważmy jeszcze jedną możliwość wystąpienia oporności ujemnej na zaciskach wejściowych odtłumika.

Jak wykazano poprzednio, ujemna oporność wejściowa może również wystąpić, gdy kąt a wyrażenia $\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})$ będzie zawarty w granicach

$$270^\circ \leq a \leq 315^\circ \text{ lub inaczej } -90^\circ \leq a \leq -45^\circ.$$

Należy zatem określić warunki, dla których kąt a może przybierać te wartości.

Wyrażenie na $\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})$ można przedstawić w postaci:

$$\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S}) = |\operatorname{tgh}(\hat{\varrho} - \hat{S})| e^{+j\alpha} = |\operatorname{tgh}(A + jB)| e^{+j\alpha},$$

gdzie

$$\operatorname{tg} \alpha = \pm \frac{\sin 2B}{\sinh 2A}$$

Można łatwo stwierdzić, że $\alpha < 0$, jeśli B jest zawarte w przedziale $\frac{\pi}{2} < B < \pi$.

Dla $B = \frac{3}{4}\pi$, α przybiera wartości maksymalne, zależne od wielkości A . W skrajnym przypadku gdy $A \rightarrow 0$, to $\alpha \rightarrow -90^\circ$.

Drugą interesującą nas wielkość, a mianowicie -45° kąt α osiąga dla $B = \frac{3}{4}\pi$ i $\sinh 2A = 1$, czyli $A \cong 0,45$.

Jak wynika z powyższych rozważań, w zakresie zmian A w granicach $0 \leq A \leq 0,45$, kąt α zawiera się w przedziale $-90^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$, o ile $B = \frac{3}{4}\pi$.

W tych warunkach oporność wejściowa odtłumika może przybierać wartości ujemne.

Jeśli natomiast $A > 0,45$, to $\alpha > -45^\circ$ i oporność wejściowa odtłumika będzie dodatnia.

Należy nadmienić, że A jest tym mniejsze, im gorsze jest dopasowanie, zatem sytuacji powyżej opisanej można się spodziewać przy niezbyt dobrym dopasowaniu.

Wszystkie rozważone powyżej przypadki dotyczyły zmian modułu oporności obciążenia $|\dot{Z}_b|$ w zakresie

$$0 \leq |\dot{Z}_b| \leq |\dot{Z}|$$

Ponieważ rozpatrywana oporność wejściowa wyraża się zależnością:

$$\dot{W}_I = \dot{Z} \operatorname{tgh}(\varrho - S)$$

to oporność wejściowa odtłumika (a ściślej — jej składowa rzeczywista) będzie przechodziła od wartości dodatnich do ujemnych poprzez zero, będzie więc to oporność ujemna typu łukowego.

Wszystkie poprzednio przeprowadzone rozważania można powtórzyć przy założeniu, że zakres zmian modułu oporności obciążenia $|\dot{Z}_b|$ będzie zawarty w przedziale

$$|\dot{Z}| \leq |\dot{Z}_b| \leq \infty$$

Wtedy oporność wejściowa określona jest wzorem

$$\dot{W}_I = \dot{Z} \operatorname{ctgh}(\varrho - S) \quad (63)$$

Oporność wejściowa (jej składowa rzeczywista) będzie dążyła do wartości ujemnych nie poprzez zero, ale przez nieskończoność, zatem jej charakter będzie dynatronowy.

Ponadto dla przypadku 6 wartością krytyczną dla B będzie wartość $B = \frac{\pi}{4}$, a nie $B = \frac{3}{4}\pi$, jak dla przypadku poprzednio omówionego.

Z powyższych rozważań wynika konieczność ograniczenia maksymalnej wzmocności odtłumika mostkowego do wartości około 2 N. Już dla tej wartości należy zapewnić nieomal idealne dopasowanie oporowe odtłumika do toru, jeżeli nie chcemy narazić się na stałe występowanie oporności ujemnej na zaciskach wejściowych odtłumika.

Występowanie wejściowych oporności ujemnych nie jest równoznaczne z powstawaniem oscylacji. Aby one powstały, muszą być spełnione warunki (9) i (10). Innymi słowy, jeśli oporność wejściowa będzie np. ujemna typu łukowego, to nie będzie powodowała oscylacji przy rozwarciu lub przy dostatecznie dużej oporności obciążenia.

Jako praktyczny wniosek wynika z powyższych rozważań konieczność instalowania odtłumików na odległym od CMm końcu toru odtłumianego, ponieważ jego oporność wejściowa od strony odtłumika może wykazywać duże wahania, a w przypadku niedokładnego dopasowania może również przybierać wartości ujemne.

4.3. Oporność wejściowa toru odtłumionego w zależności od oporności ujemnych w gałęziach odtłumika

Odtłumik mostkowy połączony łańcuchowo z torem jest przedstawiony na rys. 13. Powyższy zestaw będziemy nazywali w dalszym ciągu torem odtłumianym.

Oporność wejściowa, mierzona między zaciskami 1—2, przy zamknięciu drugiego końca toru na oporność falową Z_t , może być przedstawiona w postaci

$$\hat{Z}_{1-2} = \frac{4 \hat{Z}'_1 \hat{Z}'_2 + \hat{Z}_t (4 \hat{Z}'_2 e^{+j\pi} + \hat{Z}'_1 e^{-j\pi})}{4 \hat{Z}'_1 + 4 \hat{Z}'_2 e^{+j\pi} + \hat{Z}'_1 e^{-j\pi}} \quad (64)$$

gdzie

$$\left. \begin{aligned} \hat{Z}'_1 e^{-j\pi} &= (\hat{Z}_1 \pm \Delta \hat{Z}_1) e^{-j\pi} && \text{oporność ujemna typu łukowego} \\ \hat{Z}'_2 e^{+j\pi} &= (\hat{Z}_2 \pm \Delta \hat{Z}_2) e^{+j\pi} && \text{oporność ujemna typu dynatronowego} \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

oraz

$$\hat{Z} = \hat{Z}_t = \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} \quad \text{oporność falowa odtłumika}$$

Rozpatrujemy tutaj przypadek współpracy odtłumika mostkowego z torem, gdy odtłumik jest niedopasowany do toru. Przypadek ten występuje w praktyce, ponieważ ściśle dopasowanie w całym zakresie częstotliwości jest trudne do zrealizowania. Należy więc w takiej sytuacji przeprowadzić analizę oporności wejściowych toru odtłumionego.

Jeżeli we wzorze (64) zastąpimy \hat{Z}'_1 , \hat{Z}'_2 i \hat{Z}_t wyrażeniami (65), to wtedy oporność wejściowa toru odtłumionego mierzona między zaciskami 1—2, przy zamknięciu toru na oporność falową Z_t , da się przedstawić w postaci

$$\hat{Z}_{1-2} = \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} \left[1 \pm \frac{\Delta \hat{Z}_1 \frac{\hat{Z}_2 \pm \frac{\Delta \hat{Z}_2}{2}}{\sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}} \pm \frac{\hat{Z}_1 \pm \frac{\Delta \hat{Z}_1}{2}}{\sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}}}{\left[\hat{Z}_2 e^{+j\pi} + \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} + \frac{\hat{Z}'_1}{4} e^{-j\pi} \right] \pm \left[\Delta \hat{Z}_2 e^{+j\pi} \pm \frac{\Delta \hat{Z}_1}{4} e^{-j\pi} \right]} \right] \quad (66)$$

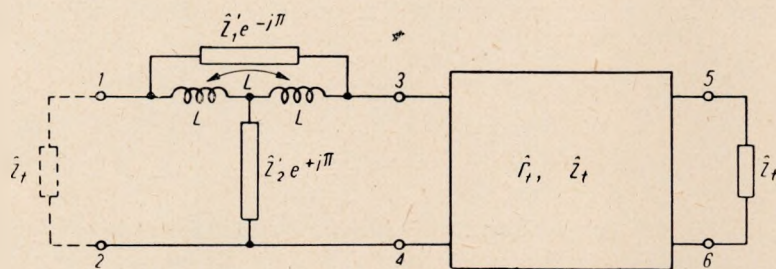
Wzór (66) — można również przekształcić do postaci

$$\hat{Z}_{1-2} = \hat{Z}_t \left[1 \mp \frac{\frac{1}{\hat{Z}_t} \left[\left(\hat{Z}_2 \pm \frac{\Delta \hat{Z}_2}{2} \right) \Delta \hat{Z}_1 \pm \left(\hat{Z}_1 \pm \frac{\Delta \hat{Z}_1}{2} \right) \Delta \hat{Z}_2 \right]}{\left(\sqrt{\hat{Z}_2} - \frac{1}{2} \sqrt{\hat{Z}_1} \right)^2 \mp \left(\Delta \hat{Z}_2 \mp \frac{\Delta \hat{Z}_1}{4} \right)} \right] \quad (67)$$

Z kolei, przy założeniu, że

$$\left| \frac{1}{2} \Delta \hat{Z}_1 \right| \ll \left| \hat{Z}_1 \right|$$

$$\left| \frac{1}{2} \Delta \hat{Z}_2 \right| \ll \left| \hat{Z}_2 \right|$$



Rys. 13. Tor odtłumiony z odtłumikiem mostkowym umieszczonym na jego końcu
oporność wejściowa może być przedstawiona jako

$$\hat{Z}_{1-2} \cong \hat{Z}_t \left[1 \mp \frac{\frac{1}{\hat{Z}_t} (\Delta \hat{Z}_1 \hat{Z}_2 \pm \Delta \hat{Z}_2 \hat{Z}_1)}{\left(\sqrt{\hat{Z}_2} - \frac{1}{2} \sqrt{\hat{Z}_1} \right)^2 \mp \left(\Delta \hat{Z}_2 \mp \frac{\Delta \hat{Z}_1}{4} \right)} \right] \quad (68)$$

Możliwość prawie idealnego dopasowania istnieje nie tylko przy spełnieniu warunków

$$\left. \begin{aligned} \Delta \hat{Z}_1 &= 0 \\ \Delta \hat{Z}_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

ale i dla

$$\Delta \hat{Z}_1 \hat{Z}_2 \pm \Delta \hat{Z}_2 \hat{Z}_1 = 0 \quad (70)$$

Stąd można łatwo otrzymać

$$\frac{\Delta \hat{Z}_1}{\Delta \hat{Z}_2} = \mp \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} \quad (71)$$

Zatem idealne dopasowanie można uzyskać także na drodze zapewnienia odpowiedniego stosunku odchyłek $\Delta \hat{Z}_1$ i $\Delta \hat{Z}_2$ w zależności od stosunku pożądaných wartości \hat{Z}_2 i \hat{Z}_1 . Odchyłki te będą jednak miały wpływ na zespoloną wzmocność falową odtłumika.

Obliczmy wzmocność falową odtłumika korzystając ze wzoru (2).

$$S = -2 \operatorname{artgh} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hat{Z}_1'}{\hat{Z}_2'}} = -2 \operatorname{artgh} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hat{Z}_1 \pm \Delta \hat{Z}_1}{\hat{Z}_2 \pm \Delta \hat{Z}_2}} \quad (72)$$

Po podstawieniu warunku (71) otrzymamy

$$\dot{S} = -2 \operatorname{artgh} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_2} \cdot \frac{1 \mp \frac{\Delta \dot{Z}_2}{\dot{Z}_2}}{1 \pm \frac{\Delta \dot{Z}_2}{\dot{Z}_2}}} \quad (73)$$

Jak widać z powyższych rozważań, przy niewielkich odchyłkach $\Delta \dot{Z}_1$ i $\Delta \dot{Z}_2$, można uzyskać dobre dopasowanie, jednak odbywa się to kosztem zmiany zespolonej wzmocności falowej odtłumika, zgodnie z wyrażeniem (73).

Jeśli we wzorze (67) wprowadzimy oznaczenie

$$\delta = \frac{1}{\dot{Z}_1} \left[\Delta \dot{Z}_1 \left(\dot{Z}_2 \pm \frac{\Delta \dot{Z}_2}{2} \right) \pm \left(\dot{Z}_1 \pm \frac{\Delta \dot{Z}_1}{2} \right) \Delta \dot{Z}_2 \right] \quad (74)$$

$$\left(\sqrt{\dot{Z}_2} - \frac{1}{2} \sqrt{\dot{Z}_1} \right)^2 \mp \left(\Delta \dot{Z}_2 \mp \frac{\Delta \dot{Z}_1}{4} \right)$$

to wówczas wyrażenie na oporność wejściową \dot{Z}_{1-2} przybierze postać:

$$\dot{Z}_{1-2} = \dot{Z}_1 (1 \mp \delta) = |\dot{Z}_1| e^{+j\varphi_t} |1 \mp \delta| e^{+j\varphi_\delta} \quad (75)$$

Analizując wyrażenie (75) można stwierdzić, że oporność wejściowa toru odtłumionego \dot{Z}_{1-2} od strony odtłumika może przybierać dowolne wartości w granicach od $-\infty$ do $+\infty$, w zależności od wielkości δ . Im bardziej oporności ujemne wnoszone przez obie gałęzie odtłumika oddalają się od wartości \dot{Z}_1 i \dot{Z}_2 , tym bardziej oporność wejściowa \dot{Z}_{1-2} odchyła się od wartości oporności falowej toru \dot{Z}_1 .

Oporność wejściowa \dot{Z}_{1-2} może przybierać wartości ujemne, jeśli spełniony będzie warunek:

$$90^\circ \leq (\varphi_t + \varphi_\delta) \leq 270^\circ \quad (76)$$

Jest to naturalnie warunek niekorzystny, gdyż w takim przypadku podłączenie toru odtłumionego (zaciskami 1—2 zestawu z rys. 13) do łącza międzymiastowego spowoduje obniżenie jego stabilności, a w konsekwencji może doprowadzić do powstania oscylacji w łączu międzymiastowym.

Z tego względu należy dążyć do uzyskania jak najlepszego dopasowania oporności falowej odtłumika do oporności falowej toru, szczególnie dla większych wzmocnień falowych.

Z kolei rozpatrzmy oporność wejściową \dot{Z}_{5-6} toru odtłumionego z rys. 13 mierzoną od strony zacisków 5—6 przy zamknięciu drugiej strony, tj. wejścia odtłumika na oporność falową toru \dot{Z}_1 . W takim

przypadku oporność zamknięcia toru od strony zacisków 3—4 zgodnie z wyrażeniem (75) wyrazi się wzorem

$$\hat{Z}_{3-4} = \hat{Z}_t (1 \mp \delta)$$

a oporność wejściowa \hat{Z}_{5-6} toru odtłumionego będzie

$$\hat{Z}_{5-6} = \hat{Z}_t \frac{1 + \frac{\hat{Z}_{3-4} - \hat{Z}_t}{\hat{Z}_{3-4} + \hat{Z}_t} e^{-2\hat{T}_t}}{1 - \frac{\hat{Z}_{3-4} - \hat{Z}_t}{\hat{Z}_{3-4} + \hat{Z}_t} e^{-2\hat{T}_t}} \quad (77)$$

lub też

$$\hat{Z}_{5-6} = \hat{Z}_t \frac{1 \mp \frac{\delta}{2 \mp \delta} e^{-2\hat{T}_t}}{1 \pm \frac{\delta}{2 \mp \delta} e^{-2\hat{T}_t}} \quad (78)$$

Jeśli $\delta = 0$, wtedy $\hat{Z}_{5-6} = \hat{Z}_t$

Jak widać z wyrażenia (78), oporność wejściowa \hat{Z}_{5-6} mierzona z końca toru odchyła się znacznie mniej od oporności falowej toru \hat{Z}_t , niż oporność wejściowa \hat{Z}_{1-2} toru odtłumionego, mierzona od strony zacisków wejściowych 1—2 odtłumika, ponieważ

$$\left| \frac{1 \mp \frac{\delta}{2 \mp \delta} e^{-2\hat{T}_t}}{1 \pm \frac{\delta}{2 \mp \delta} e^{-2\hat{T}_t}} \right| < |1 \mp \delta|$$

oraz

$$\frac{\delta}{2 \mp \delta} e^{-2\hat{T}_t} < |\delta|$$

Odchylenie oporności wejściowej \hat{Z}_{5-6} od wartości oporności falowej toru \hat{Z}_t jest tym mniejsze, im większa jest wartość $|\hat{T}_t|$.

Reasumując można powiedzieć, że w przypadku niedopasowania między odtłumikiem, włączonym na końcu toru, a torem, tor odtłumiany można traktować jako nowy czwórnik, asymetryczny oporowo i o zmniejszonej oporności.

Na tej podstawie można przyjąć zasadę, że w zestawie toru odtłumionego z łączem międzymiastowym (przy współpracy z rozgałęźnikiem końcowym centrali międzymiastowej) odtłumik mostkowy powinien być umieszczony na przeciwnym końcu toru odtłumionego (w odniesieniu do rozgałęźnika).

5. WNIOSKI

W świetle rozważań przeprowadzonych w niniejszej pracy nasuwają się następujące wnioski:

a. Odtłumik w przypadku idealnego dopasowania oporowego do toru w całym zakresie częstotliwości mógłby w granicznym przypadku całkowicie skompensować tłumienność toru. Zestaw łańcuchowy odtłumika mostkowego z torem (tor odtłumiony) zachowałby się stabilnie, niezależnie od miejsca włączenia odtłumika do toru.

b. Tor odtłumiany, jeśli odtłumik jest idealnie dopasowany do toru, może być traktowany jako czwórnik symetryczny oporowo i energetycznie.

c. Jeśli wzmocność odtłumika nie kompensuje całkowicie tłumienności toru, to wówczas tor odtłumiony może być traktowany jak tor o zredukowanej odpowiednio tłumienności i niezmienionej oporności falowej w przypadku idealnego dopasowania odtłumika do toru.

d. Oporności wejściowe z obu stron toru odtłumionego w różnym stopniu odchylają się od oporności falowej toru, jeśli odtłumik nie jest idealnie dopasowany do toru i umieszczony jest na jego końcu. Oporność wejściowa toru od strony odtłumika wykazuje znacznie większe wahania w zależności od stopnia niedopasowania, aniżeli oporność wejściowa przeciwległego końca toru.

e. Maksymalna wzmocność odtłumika jest ograniczona praktycznymi możliwościami realizacji dokładnego dopasowania odtłumika do toru. Przy wzmocności większej od 2 N jest wymagana już tak duża dokładność dopasowania, że napotyka bardzo poważne trudności przy jej realizacji. Niedokładne dopasowanie odtłumika do toru przy dużej wzmocności powoduje duże rozbieżności oporności wejściowych toru odtłumionego w stosunku do jego oporności falowej (nawet w stanie dopasowania falowego na przeciwległym końcu) i może być przyczyną występowania ujemnych oporności wejściowych.

f. W przypadku instalowania odtłumika na końcu toru należy przyjąć zasadę umieszczania odtłumika na przeciwległym końcu toru podłączanego do centrali międzymiastowej.

6. DODATEK

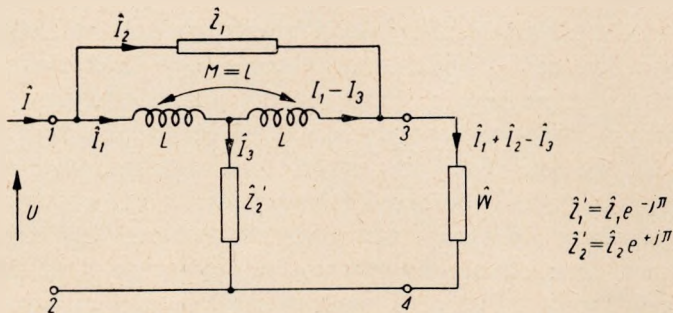
6.1. Wyprowadzenie wzorów (3) i (4)

Oznaczając prądy przewodowe przez \bar{I}_1 , \bar{I}_2 , \bar{I}_3 otrzymujemy dla trzech oczek następujący układ równań

$$\begin{aligned} U &= \bar{I}_1 \bar{W} + \bar{I}_2 (\bar{Z}'_1 + \bar{W}) - \bar{I}_3 \bar{W} \\ 0 &= -\bar{I}_1 (\bar{W} + 2j\omega L) - \bar{I}_2 \bar{W} + \bar{I}_3 (\bar{Z}'_2 + j\omega L + \bar{W}) \\ 0 &= -\bar{I}_1 4j\omega L + \bar{I}_2 \bar{Z}'_1 + \bar{I}_3 2j\omega L \end{aligned}$$

Z równania macierzowego $[R] [I] = [E]$
 otrzymujemy $[I] = [R]^{-1} [E]$
 czyli

$$\begin{bmatrix} \hat{I}_1 \\ \hat{I}_2 \\ \hat{I}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \hat{W} & , & (\hat{Z}'_1 + \hat{W}), & -\hat{W} \\ -(\hat{W} + 2j\omega L), & -\hat{W} & , & (\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}) \\ -4j\omega L & , & \hat{Z}'_1 & , & 2j\omega L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{11}, a_{12}, a_{13} \\ A_{21}, a_{22}, a_{23} \\ A_{31}, a_{32}, a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$



Rys. 14. Napięcia i prądy występujące w układzie z rys. 2, przy zamknięciu zacisków 3—4 na oporność \hat{W}

gdzie

$$A_{11} = -[\hat{W} \cdot 2j\omega L + \hat{Z}'_1(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W})]$$

$$A_{21} = 2j\omega L(\hat{W} + 2j\omega L) - 4j\omega L(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W})$$

$$A_{31} = -[\hat{Z}'_1(\hat{W} + 2j\omega L) + 4j\omega L\hat{W}]$$

Pozostałe wyrazy macierzy $[R]^{-1} a_{12}, a_{22}, a_{32}, a_{13}, a_{23}, a_{33}$ nie są interesujące, ponieważ znajomość ich nie jest konieczna do obliczenia I_1 i I_2 .

Zatem

$$\hat{I}_1 = \frac{-\hat{U}[\hat{W}(2j\omega L) + \hat{Z}'_1(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W})]}{\begin{bmatrix} \hat{W}, & \hat{Z}'_1 + \hat{W}, & -\hat{W} \\ -(\hat{W} + j\omega L), & -\hat{W}, & (\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}) \\ -4j\omega L, & \hat{Z}'_1, & 2j\omega L \end{bmatrix}}$$

$$\hat{I}_2 = \frac{[2j\omega L(\hat{W} + 2j\omega L) - 4j\omega L(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W})]U}{\begin{bmatrix} \hat{W} & , & \hat{Z}'_1 + \hat{W}, & -\hat{W} \\ -(\hat{W} + j\omega L), & -\hat{W} & , & (\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}) \\ -4j\omega L & , & \hat{Z}'_1 & , & 2j\omega L \end{bmatrix}}$$

Oporność wejściowa \bar{W}_{1-2} układu widziana od strony zacisków 1—2 da się przedstawić w postaci

$$\bar{W}_{1-2} = \frac{U}{\bar{I}_1 + \bar{I}_2} = \frac{-[\bar{W}\bar{Z}'_1\bar{Z}'_2 + \bar{W}\bar{Z}'_1 j\omega L + 4j\omega L \bar{Z}'_1\bar{Z}'_2 + 4j\omega L \bar{W}\bar{Z}'_2]}{-[\bar{Z}'_1\bar{Z}'_2 + \bar{Z}'_1 j\omega L + \bar{Z}'_1\bar{W} + 4j\omega L \bar{Z}'_2 + 4j\omega L \bar{W}]} = \frac{4j\omega L \bar{Z}'_1\bar{Z}'_2 + \bar{W}[j\omega L \bar{Z}'_1 + \bar{Z}'_1\bar{Z}'_2 + 4j\omega L \bar{Z}'_2]}{\bar{W}(\bar{Z}'_1 + 4j\omega L) + \bar{Z}'_2(\bar{Z}'_1 + 4j\omega L) + j\omega L \bar{Z}'_1}$$

Uwzględniając, że

$$\bar{Z}'_1 = \bar{Z}_1 e^{-j\pi}$$

$$\bar{Z}'_2 = \bar{Z}_2 e^{+j\pi}$$

wyrażenie na \bar{W}_{1-2} przybiera postać

$$\bar{W}_{1-2} = \frac{4\bar{Z}_1\bar{Z}_2 + \bar{W}\left[\bar{Z}_2 e^{+j\pi}\left(4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}\right) + \bar{Z}_1 e^{-j\pi}\right]}{\bar{W}\left[4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}\right] + \bar{Z}_2 e^{+j\pi}\left[4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}\right] + \bar{Z}_1 e^{-j\pi}}$$

Z powyższego wzoru wynikają wartości na oporności wejściowe czwórnikownika mostkowego w stanach jałowym i zwarcia, podane w wyrażeniach (3) i (4).

Jeśli w wyprowadzonym wzorze na \bar{W}_{1-2} przyjmą $\bar{W} = 0$, wtedy $\bar{W}_{1-2} = \bar{W}_z$ będzie:

$$\bar{W}_z = \frac{4\bar{Z}_1\bar{Z}_2}{\bar{Z}_2 e^{+j\pi}\left(4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}\right) + \bar{Z}_1 e^{-j\pi}},$$

co jest równoznaczne ze wzorem (3).

Z kolei jeśli we wzorze na \bar{W}_{1-2} przyjmujemy $\bar{W} = \infty$, wtedy oporność wejściowa $\bar{W}_{1-2} = \bar{W}_o$ będzie:

$$\bar{W}_o = \frac{\left[\bar{Z}_2 e^{+j\pi}\left(4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}\right) + \bar{Z}_1 e^{-j\pi}\right]}{4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}} = \bar{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{4 + \frac{\bar{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L}};$$

co pokrywa się ze wzorem (4).

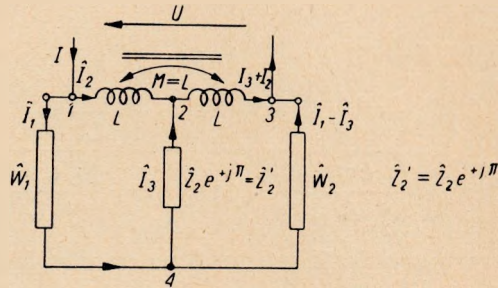
6.2. Wyprowadzenie wzorów (11) i (14)

W celu wyprowadzenia wzorów (11) i (14) przedstawiających oporności pracy, na które pracują poszczególne gałęzie odtłumika mostkowego przedstawimy ponownie rys. 5 z odpowiednimi oznaczeniami prądów przewodowych i spadków napięć.

Najpierw wyprowadzimy wzór (11) przedstawiający oporność wejściową Z_{1-3} „widzianą” między zaciskami 1—3 układu.

Oznaczając prądy przewodowe przez \hat{I}_1 , \hat{I}_2 i \hat{I}_3 otrzymujemy dla trzech oczek następujący układ równań

$$\begin{aligned} U &= \hat{I}_1(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{I}_2 \cdot 0 - \hat{I}_3 \hat{W}_2 \\ 0 &= \hat{I}_1 \hat{W}_1 - \hat{I}_2 \cdot 2j\omega L + \hat{I}_3(\hat{Z}'_2 - j\omega L) \\ 0 &= -\hat{I}_1 \hat{W}_2 + \hat{I}_3 2j\omega L + \hat{I}_2(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2), \end{aligned}$$



Rys. 15. Napięcia i prądy występujące w układzie z rys. 5 przy zamknięciu zacisków 1—4 na oporność \hat{W}_1 i 2—4 na oporność \hat{W}_2

czyli

$$\begin{bmatrix} \hat{I}_1 \\ \hat{I}_2 \\ \hat{I}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ (\hat{W}_1 + \hat{W}_2), & 0, & -\hat{W}_2 \\ \hat{W}_1, & -2j\omega L, & (\hat{Z}'_2 - j\omega L) \\ -\hat{W}_2, & 2j\omega L, & (\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{11}, a_{12}, a_{13} \\ A_{21}, a_{22}, a_{23} \\ A_{31}, a_{32}, a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

gdzie

$$\begin{aligned} A_{11} &= -2j\omega L(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) - 2j\omega L(\hat{Z}'_2 - j\omega L) \\ A_{21} &= -[\hat{W}_1(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) + \hat{W}_2(\hat{Z}'_2 - j\omega L)] \\ A_{31} &= \hat{W}_1 2j\omega L - \hat{W}_2 2j\omega L \end{aligned}$$

Pozostałe wyrazy macierzy a_{12} , a_{13} , a_{22} , a_{23} , a_{32} , a_{33} nie są interesujące, ponieważ znajomość ich do obliczenia \hat{I}_1 i \hat{I}_2 nie jest konieczna. Zatem

$$\hat{I}_1 = \frac{U [2j\omega L(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) + 2j\omega L(\hat{Z}'_2 - j\omega L)]}{\begin{vmatrix} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2), & 0, & -\hat{W}_2 \\ \hat{W}_1, & -2j\omega L, & (\hat{Z}'_2 - j\omega L) \\ -\hat{W}_2, & 2j\omega L, & (\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) \end{vmatrix}} = \frac{U [2\hat{Z}'_2 + \hat{W}_2]}{2[\hat{Z}'_2(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1 \hat{W}_2]};$$

$$\begin{aligned}
 \hat{I}_2 &= \frac{-U [\hat{W}_1(\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) + \hat{W}_2(\hat{Z}'_2 - j\omega L)]}{\begin{vmatrix} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2) & 0 & -\hat{W}_2 \\ \hat{W}_1 & -2j\omega L & (\hat{Z}'_2 - j\omega L) \\ -\hat{W}_2 & 2j\omega L & (\hat{Z}'_2 + j\omega L + \hat{W}_2) \end{vmatrix}} = \\
 &= \frac{-U[\hat{Z}'_2(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1\hat{W}_2 + j\omega L(\hat{W}_1 - \hat{W}_2)]}{-4j\omega L[\hat{Z}'_2(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1\hat{W}_2]} \\
 \hat{I}_2 &= U \left[\frac{1}{4j\omega L} + \frac{\hat{W}_1 - \hat{W}_2}{4[\hat{Z}'_2(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1\hat{W}_2]} \right]
 \end{aligned}$$

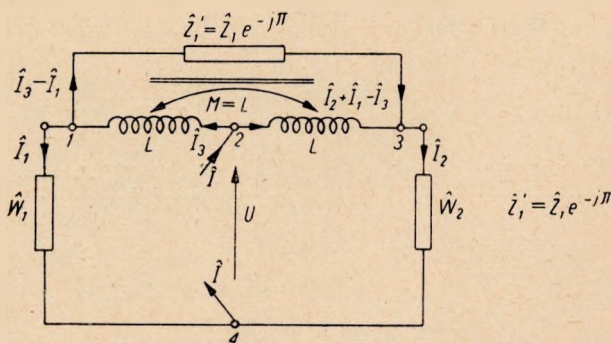
Zatem oporność wejściowa \hat{Z}_{1-3} będzie

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{U}{\hat{I}_1 + \hat{I}_2} = \frac{1}{\frac{1}{4j\omega L} + \frac{\hat{W}_1 + \hat{W}_2 + 4\hat{Z}'_2}{4[\hat{Z}'_2(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1\hat{W}_2]}}$$

Uwzględniając, że $\hat{Z}'_2 = \hat{Z}_2 e^{+j\pi}$ otrzymujemy

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{1}{\frac{1}{4j\omega L} + \frac{\frac{\hat{W}_1}{4} + \frac{\hat{W}_2}{4} + \hat{Z}_2 e^{+j\pi}}{\hat{Z}_2 e^{+j\pi}(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1\hat{W}_2}},$$

co jest równoznaczne ze wzorem (11).



Rys. 16. Napięcia i prądy występujące w układzie z rys. 5 przy rozpatrywaniu oporności wejściowej z zacisków 2—4

W celu wyprowadzenia wzoru (14) rozpatrzmy ponownie układ z rys. 5, z punktu widzenia oporności, na którą pracuje gałąź poprzeczna odtłumika mostkowego.

Oznaczają prądy przewodowe przez \hat{I}_1 , \hat{I}_2 i \hat{I}_3 i rozpisując równania spadków napięć dla trzech oczek otrzymujemy

$$\begin{aligned} U &= \hat{I}_1(\bar{W}_1 - j\omega L) - \hat{I}_2 j\omega L + \hat{I}_3 \cdot 2j\omega L \\ 0 &= -\hat{I}_1(\hat{Z}'_1 + 2j\omega L) - \hat{I}_2 2j\omega L + \hat{I}_3(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L) \\ 0 &= \hat{I}_1(\bar{W}_1 - 2j\omega L) - \hat{I}_2(\bar{W}_2 + 2j\omega L) + \hat{I}_3 \cdot 4j\omega L, \end{aligned}$$

czyli:

$$\begin{bmatrix} \hat{I}_1 \\ \hat{I}_2 \\ \hat{I}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (\bar{W}_1 - j\omega L) & , & -j\omega L & , & 2j\omega L \\ -(\hat{Z}'_1 + 2j\omega L) & , & -2j\omega L & , & (\hat{Z}'_1 + 4j\omega L) \\ (\bar{W}_1 - 2j\omega L) & , & -(\bar{W}_2 + 2j\omega L) & , & 4j\omega L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{11}, a_{12}, a_{13} \\ A_{21}, a_{22}, a_{23} \\ A_{31}, a_{32}, a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

gdzie $A_{11} = -8(j\omega L)^2 + (\bar{W}_2 + 2j\omega L)(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)$
 $A_{21} = -[-(\hat{Z}'_1 + 2j\omega L)4j\omega L - (\bar{W}_1 - 2j\omega L)(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)]$
 $A_{31} = (\hat{Z}'_1 + 2j\omega L)(\bar{W}_2 + 2j\omega L) + (\bar{W}_1 - 2j\omega L)2j\omega L$

Pozostałe wyrazy macierzy a_{12} , a_{22} , a_{32} , a_{13} , a_{23} , a_{33} nie są interesujące.

Zatem

$$\begin{aligned} \hat{I}_1 &= \frac{U[-8(j\omega L)^2 + (\bar{W}_2 + 2j\omega L)(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)]}{\begin{vmatrix} (\bar{W}_1 - j\omega L) & , & -j\omega L & , & 2j\omega L \\ -(\hat{Z}'_1 + 2j\omega L) & , & -2j\omega L & , & (\hat{Z}'_1 + 4j\omega L) \\ (\bar{W}_1 - 2j\omega L) & , & -(\bar{W}_2 + 2j\omega L) & , & 4j\omega L \end{vmatrix}} = \\ &= U \frac{\bar{W}_2(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L) + \hat{Z}'_2 2j\omega L}{j\omega L \hat{Z}'_1(\bar{W}_1 + \bar{W}_2) + (\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)\bar{W}_1\bar{W}_2}; \\ \hat{I}_2 &= \frac{U[4j\omega L(\hat{Z}'_1 + 2j\omega L) + (\bar{W}_1 - 2j\omega L)(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)]}{\begin{vmatrix} (\bar{W}_1 - j\omega L) & , & -j\omega L & , & 2j\omega L \\ -(\hat{Z}'_1 + 2j\omega L) & , & -2j\omega L & , & (\hat{Z}'_1 + 4j\omega L) \\ (\bar{W}_1 - 2j\omega L) & , & -(\bar{W}_2 + 2j\omega L) & , & 4j\omega L \end{vmatrix}} = \\ &= U \frac{2j\omega L \hat{Z}'_1 + \bar{W}_1(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)}{j\omega L \hat{Z}'_1(\bar{W}_1 + \bar{W}_2) + (\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)\bar{W}_1\bar{W}_2}. \end{aligned}$$

Oporność wejściowa Z_{2-4} „widziana” między zaciskami 2—4 układu będzie:

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{U}{\hat{I}_1 + \hat{I}_2} = \frac{j\omega L \hat{Z}'_1(\bar{W}_1 + \bar{W}_2) + (\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)\bar{W}_1\bar{W}_2}{(\hat{Z}'_1 + 4j\omega L)(\bar{W}_1 + \bar{W}_2) + 4j\omega L \hat{Z}'_1},$$

stąd po podstawieniu $\hat{Z}'_1 = \hat{Z}_1 e^{-j\pi}$ otrzymamy

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi} (\hat{W}_1 + \hat{W}_2) + \hat{W}_1 \hat{W}_2 \left(4 + \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L} \right)}{(\hat{W}_1 + \hat{W}_2) \left(4 + \frac{\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}{j\omega L} \right) + 4\hat{Z}_1 e^{-j\pi}}$$

co jest równoznaczne ze wzorem (14).

6.3. Wyprowadzenie wzorów (40), (43), (46) i (48)

Wzór (40) można wyprowadzić w sposób następujący:
Wychodząc ze wzoru (39) otrzymujemy równanie kwadratowe na \hat{Z}_{1-3} :

$$(\hat{Z}_{1-3})^2 \hat{W}_{zt} - (\hat{Z}_{1-3}) 4\hat{Z}_t^2 + 4\hat{W}_{zt} \hat{Z}_t^2 = 0$$

stąd

$$\hat{Z}_{1-3} = \frac{2\hat{Z}_t^2}{\hat{W}_{zt}} \pm 2 \sqrt{\left(\frac{\hat{Z}_t^2}{\hat{W}_{zt}} \right)^2 - \hat{Z}_t^2} = 2\hat{W}_{ot} \pm 2\sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2}.$$

Uwzględniając, że

$$\hat{W}_{ot} = \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \hat{\Gamma}_t$$

otrzymujemy

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{1-3} &= 2\hat{W}_{ot} \pm 2\sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = 2\hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \hat{\Gamma}_t \pm 2\sqrt{\hat{Z}_t^2 \operatorname{ctgh}^2 \hat{\Gamma}_t - \hat{Z}_t^2} = \\ &= 2\hat{Z}_t [\operatorname{ctgh} \hat{\Gamma}_t \pm \sqrt{\operatorname{ctgh}^2 \hat{\Gamma}_t - 1}] \end{aligned}$$

Uwzględniając związki

$$\cos^2 \operatorname{h} \hat{\Gamma}_t - \sin^2 \operatorname{h} \hat{\Gamma}_t = 1,$$

$$\operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t = \frac{\cosh \hat{\Gamma}_t - 1}{\sinh \hat{\Gamma}_t},$$

$$\operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t = \frac{\cosh \hat{\Gamma}_t + 1}{\sinh \hat{\Gamma}_t},$$

otrzymujemy ostateczne rozwiązanie na \hat{Z}_{1-3} w postaci

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{1-3} &= 2\hat{Z}_t \left[\operatorname{ctgh} \hat{\Gamma}_t \pm \sqrt{\frac{\cos^2 \operatorname{h} \hat{\Gamma}_t - \sin^2 \operatorname{h} \hat{\Gamma}_t}{\sin^2 \operatorname{h} \hat{\Gamma}_t}} \right] = \\ &= 2\hat{Z}_t \left[\operatorname{ctgh} \hat{\Gamma}_t \pm \frac{1}{\sinh \hat{\Gamma}_t} \right] = 2\hat{Z}_t \left[\frac{\cosh \hat{\Gamma}_t \pm 1}{\sinh \hat{\Gamma}_t} \right] = \\ &= 2\hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t, \\ &= 2\hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{\Gamma}_t \end{aligned}$$

co jest równoznaczne ze wzorem (40).

Wzór (43) otrzymuje się rozwiązując równanie (42) względem \hat{Z}_{1-3} :

$$\hat{Z}_{1-3} = 2 \hat{W}_{ot} \pm 2 \sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = \begin{matrix} 2\hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \\ 2\hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \end{matrix}$$

Wzór (46) wyprowadzamy rozwiązując równanie (45) względem \hat{Z}_{2-4} :

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{2-4} &= \frac{1}{2} \frac{\hat{Z}_t^2}{\hat{W}_{zt}} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\hat{Z}_t^2}{\hat{W}_{zt}}\right)^2 - \hat{Z}_t^2} = \\ &= \frac{1}{2} \hat{W}_{ot} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = \begin{matrix} \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \\ \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \end{matrix} \end{aligned}$$

W końcu wzór (48) można wyprowadzić wychodząc z wyrażenia (47)

$$\hat{Z}_{2-4} = \hat{W}_{ot} - \frac{\hat{Z}_t^2}{4\hat{Z}_{2-4}},$$

stąd

$$4\hat{Z}_{2-4}^2 - 4\hat{Z}_{2-4}\hat{W}_{ot} + \hat{Z}_t^2 = 0,$$

zatem

$$\hat{Z}_{2-4} = \frac{\hat{W}_{ot}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\hat{W}_{ot}^2 - \hat{Z}_t^2} = \begin{matrix} \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \\ \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{\hat{\Gamma}_t}{2} \end{matrix}$$

6.4. Wyprowadzenie wzoru (49)

Wzór (49) można wyprowadzić posługując się schematem zastępczym odtłumika w układzie jak na rys. 2.

Oporność wejściowa w stanie zwarcia tego czwórnika zgodnie ze wzorem (5) da się przedstawić w postaci

$$\hat{W}_z = \frac{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}{\hat{Z}_2 e^{+j\pi} + \frac{\hat{Z}_1}{4} e^{-j\pi}} = \frac{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}{-\left(\hat{Z}_2 + \frac{\hat{Z}_1}{4}\right)}$$

Jeżeli

$$\begin{aligned}\hat{Z}_1 \hat{Z}_2 &= \hat{Z}_t^2 = \hat{Z}^2, \\ \hat{Z}_1 &= 2 \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{S}, \\ \hat{Z}_2 &= \frac{\hat{Z}_t}{2 \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{S}} = \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{S},\end{aligned}$$

wtedy:

$$\begin{aligned}\bar{W}_z &= \frac{\hat{Z}_t^2}{-\left(\frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{S} + \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{S}\right)} = \frac{2 \hat{Z}_t}{\operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{S} + \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{S}} = \\ &= \frac{-2 \hat{Z}_t \left(\cosh \frac{1}{2} \hat{S} \cdot \sinh \frac{1}{2} \hat{S}\right)}{\sin^2 h \frac{1}{2} \hat{S} + \cos^2 h \frac{1}{2} \hat{S}} = \frac{-2 \hat{Z}_t \cdot \frac{1}{2} \sinh \hat{S}}{\cosh \hat{S}} = -\hat{Z}_t \operatorname{tgh} \hat{S},\end{aligned}$$

co jest identyczne ze wzorem (49).

Oporność ta jest typu łukowego [porównaj z (7)].

W analogiczny sposób można dowieść, że oporność wejściowa odtłumika w stanie rozwarcia wyraża się wzorem

$$\bar{W}_o = -\left[\frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \frac{1}{2} \hat{S} + \frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{tgh} \frac{1}{2} \hat{S}\right] = -\frac{1}{2} \hat{Z}_t \operatorname{ctgh} \hat{S}$$

i jest typu dynatronowego [porównaj z (8)].

WYKAZ LITERATURY

1. *Gammie J., Merril L.*: Stability of Negative Impedance Elements in Short Transmission Line. B. S. T. J., marzec 1955.
2. *Greve T.*: Ein Zweidrahtverstärker mit negativen Widerständen. N. T. Z., nr 8, 1955.
3. *Merrill L.*: Theory of the Negative Impedance Converter. B. S. T. J., styczeń 1951.
4. *Merrill L.*: Negative Impedance Repeater. Electrical Engineering, styczeń 1955.
5. *Nowicki W.*: Zasady Teletransmisji Przewodowej, t. I. PWT, Warszawa 1953.
6. *Nowicki W.*: Odtłumiki. Archiwum Elektrotechniki, t. IV, zesz. 2, 1955.
7. *Roddam T.*: Negative Resistance. Wireless World, lipiec 1954.

В. Барьяш

Зб. Большаков

МОСТОВОЙ УСИЛИТЕЛЬ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ
В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТА ЛИНИИ СВЯЗИ

Резюме

В статье приведены основные свойства усилителя с отрицательным сопротивлением мостового типа, а также принципы содействия такого усилителя с проводной линией связи. Рассмотрена стабильность работы линии связи с мостовым усилителем с отрицательным сопротивлением, расположенным в разных местах линии. Произведён анализ также основных свойств передачи такой линии связи, а в особенности её затухания и входных сопротивлений в разных условиях согласования усилителя с отрицательным сопротивлением в цепи связи.

W. Barjasz

Zb. Bolszakow

NEGATIVE-IMPEDANCE REPEATER AS AN ELEMENT OF WIRE TELEPHONE
LINE

Summary

Fundamental properties of bridge-type negative-impedance repeater are considered, as well as the stability of wire telephone circuit fitted with this type of repeater, placed at various points of this circuit. Essential transmission parameters of such a circuit are discussed with particular reference to image transmission constant and to input impedances in various matching conditions.

W. Barjasz

Zb. Bolszakow

RÉPÉTEUR A IMPÉDANCE NÉGATIVE COMME UN ÉLÉMENT DU CIRCUIT
TÉLÉPHONIQUE

Resumé

Est donné un exposé des propriétés fondamentales des répéteurs à l'impédance négative en treillis suivi d'une étude de la stabilité d'un circuit téléphonique avec un tel répéteur situé dans les divers endroits de ce circuit. Sont discutés les paramètres de transmission le plus importants d'un tel circuit, en particulier son exposant de transfert sur images et son impédance d'entrée dans différentes conditions d'adaptation.

W. Barjasz

Zb. Bolszakow

EIN ZWEIDRAHTVERSTÄRKER MIT NEGATIVEN WIDERSTÄNDEN ALS
BESTANDTEIL DER LEITUNG

Zusammenfassung

Die wichtigsten Eigenschaften des Zweidrahtverstärkers mit negativen Widerständen in Brückenschaltung werden besprochen. Anschliessend wird die Stabilität der Leitung mit solchem, an verschiedenen Stellen angebrachten Verstärker untersucht, sowie dessen wichtigste Übertragungsparameter, und zwar das Wellenübertragungsmass und die Eingangsscheinwiderstände bei verschiedenen Anpassungsbedingungen.

Cena zł 18.-