

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

**PRACE
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI**

ROK V

ZESZYT 4(13)

WARSZAWA 1958

INSTYTUT ŁĄCZNOŚCI

MINISTERSTWO ŁĄCZNOŚCI

PRACE
INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

ROK V

ZESZYT 4 (13)

W A R S Z A W A 1 9 5 8

I N S T Y T U T Ł Ą 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: *inż. Aleksy Brodowski*

doc. mgr inż. Sylwester Jarkowski, doc. mgr inż. Lesław Kędziński

Sekretarz Redakcji — *Edward Tomkiel*

Adres Redakcji: Instytut Łączności, Warszawa-Miedzeszyn,
ul. Szachowa 1

S P I S T R E Ś C I

1. *Jerzy Dudziewicz* — Generator o sprzężeniu zwrotnym przy użyciu przesuwnika fazowego LC 3
2. *Aleksander Witort* — Zasadnicze kierunki podniesienia jakości odtwarzania audycji w rozgłaszaniu przewodowym systemu naturalnego 73

С О Д Е Р Ж А Н И Е

1. *Е. Дудзевич* — Генератор с обратной связью осуществленной фазовым контуром LC 3
2. *А. Виторт* — Основные пути повышения качества воспроизведения передачи по низкочастотной системе проводного вещания 73

C O N T E N T S

1. *J. Dudziewicz* — LC phase-shift oscillator circuit 3
2. *A. Witort* — Principal Trends in the Improvement of Reproduction Quality in Audio Frequency Wire Broadcasting 73

S O M M A I R E

1. *J. Dudziewicz* — Oscillateur à réseau déphaseur du type LC 3
2. *A. Witort* — Directives essentielles pour perfectionner la reproduction de la radiodistribution à B. F. 73

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1. *J. Dudziewicz* — Rückkopplungsgenerator mit LC — Phasenschieber 3
2. *A. Witort* — Richtlinien für die Erhöhung der Wiedergabequalität im niederfrequenten Drahtfunk 73

WSZELKIE PRAWA ZASTRZEŻONE

Printed in Poland

Instytut Łączności, Warszawa 1958 r. Wydanie I. Nakład 450 egz. Ark. wyd. 8. Ark. druk. 6. Format B5. Papier druk. sat. kl. V, 70 g., 70 × 100/16. Rękopis oddano do składania 18.XII.1958 r. Podpisano do druku 8.IV.1959 r. Druk ukończono w kwietniu 1959 r. Cena zł 35.—

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej — Warszawa, Zam. nr 1915/58. W-86.

JERZY DUDZIEWICZ

621.396.615

GENERATOR O SPRĘŻENIU ZWROTNYM PRZY UŻYCIU PRZESUWNIKA FAZOWEGO LC

Rękopis dostarczono do IŁ 5.10.1957

W niniejszym artykule poddano szczegółowej analizie własności idealnego i rzeczywistego przesuwника fazowego LC. Następnie rozpatrzono teorię jednolampowego układu generacyjnego, w którym członem sprzęgającym jest wyżej wymieniony przesuwnik. Podano również przykład projektowania układu generacyjnego oraz wyniki pomiarów kontrolnych.

1. WSTĘP

Jednym z najważniejszych powodów stosowania generatorów samowzbudnych o sprzężeniu zwrotnym przy użyciu czwórników RC (układ Wiena, układ podwójny T itp.) jest uniknięcie najbardziej drogiego i kłopotliwego w produkcji elementu, jakim jest cewka indukcyjna. Jak wiadomo z teorii generatora LC (układ Meissnera, Colpitz, Hartleya itd.) własności takiego układu będą tym lepsze, im większa będzie wartość dobroci obwodu rezonansowego, co jest w praktyce równoznaczne z wartością dobroci cewki indukcyjnej. Okazuje się, że im większa jest wartość dobroci obwodu rezonansowego, tym większe jest tłumienie wyższych harmonicznych drgania podstawowego, co z kolei powoduje lepszą stabilność częstotliwości drgań wzbudzonych.

Obwód RC, włączony jako czwórnik między obwód anodowy i obwód siatkowy lampy elektronowej, nie wykazuje wprawdzie powyższej wady, lecz selektywność jego jest znacznie mniejsza niż selektywność obwodów rezonansowych LC. W większości generatorów selektywność obwodu RC zwiększa się sztucznie dzięki zastosowaniu ujemnego sprzężenia zwrotnego. Okazuje się, że im większe jest sprzężenie zwrotne ujemne, a więc im mniejsze jest tłumienie czwórnika sprzęgającego RC (przy danym wzmocnieniu lampy), tym większy jest wzrost selektywności układu. Wynika więc stąd, że optymalny układ sprzęgający obwód anodowy z obwodem siatkowym lampy powinien wykazywać możliwie małe tłumienie dla czę-

stotliwości drgań wzbudzonych i dużą stromość charakterystyki przesunięcia fazowego w funkcji częstotliwości. Z punktu widzenia równowagi energetycznej mocy urojonej układ sprzęgający powinien wykazywać w możliwie szerokim pasmie częstotliwości oporność wejściową czysto rzeczywistą oraz realizować sprzężenie dodatnie dla podstawowej częstotliwości drgań i silne sprzężenie ujemne dla wszystkich częstotliwości harmonicznych; zapewni to minimalny wpływ zawartości harmonicznych fali generowanej na częstotliwość drgań.

Najprostszym układem, który spełnia wyżej wymienione wymagania, jest właśnie przesuwnik fazowy LC (rys. 13). Teoretycznie odznacza się on stałą i rzeczywistą opornością falową dla wszystkich częstotliwości, tłumieniem falowym równym zeru dla wszystkich częstotliwości oraz stromością falowego przesunięcia fazowego dla częstotliwości generacji większą niż w analogicznych układach RC . Następną zaletą jego jest bardzo mały wpływ wartości dobroci cewek na jakość pracy generatora (wpływ ten można poza tym zupełnie skompensować za pomocą jednego dodatkowego opornika). Natomiast wadą przesuwnika fazowego LC jest brak możliwości regulacji częstotliwości, co ogranicza jego stosowanie do układów, w których wymagana jest tylko stała częstotliwość, np. w generatorach częstotliwości nośnych telefonii i telegrafii wielokrotnej.

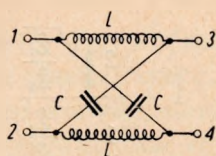
2. ANALIZA SZCZEGÓŁOWA PRZESUWNIKA FAZOWEGO LC

2.1. Idealny przesuwnik fazowy LC

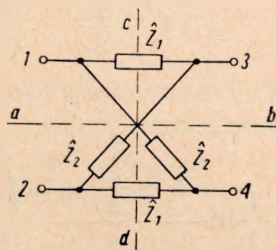
2.1.1. Parametry falowe jednego ogniwa idealnego przesuwnika fazowego LC

Schemat układu elektrycznego ogniwa przesuwnika fazowego LC jest przedstawiony na rys. 1. Składa się on z dwóch indukcyjności L bez strat i dwóch pojemności C bez strat połączonych w układ mostkowy. Czwórnik powyższy jest szczególnym przypadkiem czwornika mostkowego o strukturze ogólnej przedstawionej na rys. 2. Czwórnik ten jest symetryczny względem osi poprzecznej $c-d$ i względem osi wzdłużnej $a-b$ (symetria względem osi wzdłużnej jest przeważnie równoznaczna z pojęciem symetrii względem ziemi). Ponieważ czwórnik ten jest czwornikiem biernym i symetrycznym względem osi poprzecznej, ma więc dwa niezależne parametry: oporność falową \hat{Z} i stałą przenoszenia $\hat{\Gamma} = A + jB$, gdzie A oznacza tłumienie falowe, a B -falowe przesunięcie fazowe. Oba te para-

metry można wyznaczyć, znając np. macierz opornościową czwórnika, która określa w sposób jednoznaczny jego własności z punktu widzenia przesyłania energii od zacisków 1 — 2 do zacisków 3 — 4.



Rys. 1. Schemat układu ogniwa przesuwnika fazowego LC



Rys. 2. Struktura ogólna symetrycznego czwórnika mostkowego

Macierz opornościową $\|\hat{W}\|$ czwórnika według rys. 2 można wyrazić następująco [2]:

$$\|\hat{W}\| = \begin{vmatrix} \hat{W}_{11} & \hat{W}_{12} \\ \hat{W}_{21} & \hat{W}_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2}{2}; & -\frac{\hat{Z}_2 - \hat{Z}_1}{2} \\ \frac{\hat{Z}_2 - \hat{Z}_1}{2}; & -\frac{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2}{2} \end{vmatrix} \quad (1)$$

Oporność falowa \hat{Z} równa się więc:

$$\begin{aligned} \hat{Z} &= \sqrt{\frac{\hat{W}_{11}}{\hat{W}_{22}} |\hat{W}|} = \sqrt{\frac{\hat{W}_{11}}{\hat{W}_{22}} (\hat{W}_{11} \hat{W}_{22} - \hat{W}_{12} \hat{W}_{21})} = \\ &= \sqrt{-\left[-\left(\frac{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2}{2}\right)^2 + \left(\frac{\hat{Z}_2 - \hat{Z}_1}{2}\right)^2\right]} = \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2}, \end{aligned} \quad (2)$$

a stałą przenoszenia $\hat{\Gamma}$ można wyznaczyć ze wzoru:

$$\begin{aligned} e^{\hat{\Gamma}} &= \frac{1}{\hat{W}_{21}} (\sqrt{-\hat{W}_{11} \hat{W}_{22}} + \sqrt{-|\hat{W}|}) = \frac{2}{\hat{Z}_2 - \hat{Z}_1} \left[-\sqrt{\left(\frac{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2}{2}\right) \left(\frac{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2}{2}\right)} + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} \right] = \frac{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + 2\sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 - \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} \end{aligned} \quad (3)$$

Ostatecznie otrzymamy:

$$\begin{aligned} \hat{I} &= \ln \frac{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + 2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 - \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{\left(1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + 2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}\right)^2}{\left(1 - \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}\right)^2} = \\ &= \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + 2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} - 2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \frac{2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 - \frac{2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}} = \\ &= \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \frac{2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}}}{1 + \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} \end{aligned} \quad (4)$$

Czwórnik mostkowy (rys. 2) scharakteryzowany jest więc w zupełności zależnościami (2) i (4). Po podstawieniu do tych wzorów wartości \hat{Z}_1 i \hat{Z}_2 dla czwórnika według rys. 1, tzn.

$$\hat{Z}_1 = j \omega L \quad (5)$$

$$\hat{Z}_2 = \frac{1}{j \omega C} \quad (6)$$

okaże się, że

$$\hat{Z} = \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} = \sqrt{j \omega L \frac{1}{j \omega C}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = R \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \hat{I} &= 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{j \omega L j \omega C} = \\ &= 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{-\omega^2 LC} = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h j \eta \end{aligned} \quad (8)$$

¹⁾ Oparto się przy tym na następujących wzorach wynikających z teorii funkcji hiperbolicznych:

$$\begin{aligned} \operatorname{ar} \operatorname{tg} h u &= \frac{1}{2} \ln \frac{1+u}{1-u} \\ \operatorname{tg} h w &= \frac{2 \operatorname{tg} h \frac{w}{2}}{1 + \operatorname{tg} h^2 \frac{w}{2}} \end{aligned}$$

przy czym

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_0} \quad (9)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (10)$$

We wzorze (8) wprowadzono częstotliwość zredukowaną η jako stosunek częstotliwości „bieżącej” do pewnej częstotliwości odniesienia zależnej od wartości elementów czwórnika.

Wzór (8) można napisać również następująco:

$$\Gamma = A + jB = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} \eta = j 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta \quad (11)$$

skąd ostatecznie wynika, że

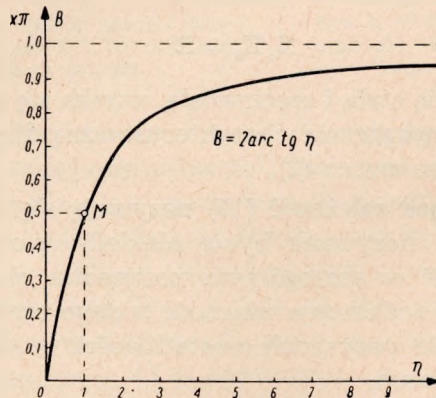
$$A = 0 \quad (12)$$

$$B = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta \quad (13)$$

Ze wzorów (7), (12) i (13) wynikają wnioski następujące:

1) ogniwo przesuwnika fazowego LC ma oporność falową stałą i rzeczywistą dla wszystkich częstotliwości;

2) tłumienie falowe ogniwa przesuwnika fazowego LC jest równe zeru dla wszystkich częstotliwości;



Rys. 3. Zależność falowego przesunięcia fazowego B ogniwa przesuwnika fazowego LC od częstotliwości zredukowanej η

3) falowe przesunięcie fazowe ogniwa przesuwnika fazowego LC jest zależne od częstotliwości; przebieg falowego przesunięcia fazowego jest uwidoczniiony na rys. 3.

Okazuje się, że przesunięcie fazowe zmienia się od 0 do π przy zmianie częstotliwości zredukowanej od $\eta = 0$ do $\eta = \infty$. Dla $\eta = 1$ przesunięcie

fazowe wynosi dokładnie $\pi/2$. Stromość krzywej przesunięcia wyznaczyć można z wartości pochodnej $\frac{dB}{d\eta}$ która wynosi:

$$\frac{dB}{d\eta} = \frac{d(2 \arctg \eta)}{d\eta} = \frac{2}{1 + \eta^2} \quad (14)$$

Wynika stąd, że maksymalna stromość krzywej przesunięcia fazowego przypada dla częstotliwości zredukowanej $\eta = 0$ i wynosi 2 radiany na jednostkę częstotliwości zredukowanej. Dla $\eta = 1$ pochodna $\frac{dB}{d\eta} = 1$. Z dalszej analizy wyniknie, że najbardziej charakterystyczną częstotliwością, z punktu widzenia zastosowania ogniwa przesuwnika fazowego, jako czwórnika sprzęgającego w generatorze samowzbudnym, jest częstotliwość $\eta = 1$ (punkt M na rys. 3).

2.1.2. Własności energetyczne ogniwa przesuwnika fazowego LC zamkniętego opornością falową

Zależność (7) jest bezpośrednią konsekwencją zjawiska przeciwstawności. Włączając mianowicie na miejsce dwójników \hat{Z}_1 i \hat{Z}_2 (rys. 2) dowolne dwójniki, spełniające jednak zależność

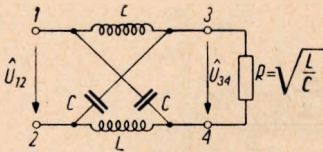
$$\hat{Z}_1 \hat{Z}_2 = R^2 \quad (15)$$

gdzie R jest wielkością stałą i rzeczywistą, uzyska się w każdym przypadku stałą i rzeczywistą oporność charakterystyczną dla wszystkich częstotliwości, co wynika ze wzoru (2).

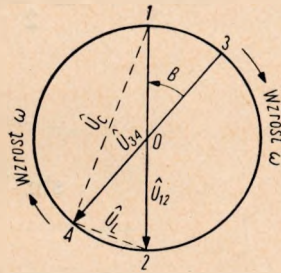
Dwójniki spełniające zależność (15) nazywają się przeciwstawnymi. Wielkość R nazywana bywa niekiedy potęgą przeciwstawności. Jeżeli w szczególnym przypadku oba dwójniki są bezstrat, to wynika stąd dodatkowa własność takiego czwórnika — tłumienie falowe równe zero dla wszystkich częstotliwości, co wynika z kolei z następującego rozumowania.

Jeżeli czwórnik symetryczny jest zamknięty po stronie wtórnej opornością równą oporności falowej, to oporność wejściowa tego czwórnika również jest równa oporności falowej, a więc w danym przypadku jest rzeczywista i stała dla wszystkich częstotliwości. Moc prądów wchodzących do czwórnika jest wobec tego czysto rzeczywista niezależnie od częstotliwości, i może wydzielić się całkowicie tylko w oporności zamykającej, ponieważ wyżej założono, że elementy czwórnika są bezstrat. Jest to równoznaczne z tym, że tłumienie falowe jest równe zero dla wszystkich częstotliwości.

Z powyższgo wynika bardzo interesująca własność dotycząca równowagi mocy urojonych w układach przeciwstawnych. Ponieważ czwórnik według rys. 1 zamknięty opornością $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$ ma oporność wejściową R w całym pasmie częstotliwości, więc niezależnie od częstotliwości do układu nie jest doprowadzana ani z układu nie jest odprowadzana żadna moc urojona. W konsekwencji prowadzi to do przypuszczenia, że dla wszystkich częstotliwości moc urojona tracona w każdym z kondensatorów równa jest mocy urojonej traconej w każdej z cewek, czyli następuje oscylacja bez strat energii elektromagnetycznej między cewkami i kondensatorami (ściślej między polem magnetycznym cewek a polem elektrycznym kondensatorów). Podobne zjawisko zachodzi



Rys. 4. Schemat układu ogniwa przesuwnika fazowego LC zamkniętego opornością falową



Rys. 5. Wykres wektorowy napięć dla układu przedstawionego na rysunku 4

również i w zwykłym obwodzie rezonansowym bez strat, jednak ma to miejsce tylko dla jednej częstotliwości, tzw. rezonansowej. Ścisły dowód tego twierdzenia dla rozpatrywanego układu będzie można uważać za przeprowadzony, jeżeli zostanie stwierdzone np., że moc urojona wydzielona w cewce 2 — 4 dla wszystkich częstotliwości jest równa mocy wydzielonej w kondensatorze 1 — 4 (rys. 4). Jest rzeczą oczywistą, że ze względu na zupełną symetrię układu moce wydzielane w obu cewkach L (lub w obu kondensatorach C) są identyczne.

Udowodnić to można łatwo, posługując się wykresem wektorowym napięć (rys. 5) dla układu przedstawionego na rys. 4. Zakładając, że napięcie wejściowe \hat{U}_{12} jest pionowym wektorem 1 — 2, można stwierdzić, że wektor napięcia wyjściowego \hat{U}_{34} obraca się przy zmianie częstotliwości wokół środka 0 wektora \hat{U}_{12} , nie zmieniając swojej długości (tłumienie równe zero). Kąt obrotu ($\sphericalangle 103$) równy jest kątowi przesunięcia fazowego B , którego wartość wyrażona jest zależnością (13). Napięcie \hat{U}_L na cewce 2 — 4 przedstawia wektor 2 — 4, natomiast napięcie \hat{U}_C na kondensato-

rze 1 — 4 przedstawia wektor 1 — 4. Wobec tego dla dowolnej częstotliwości ω moc urojona wydzielona w cewce 2 — 4 wynosi:

$$P_L = \frac{U_L^2}{\omega L} = \frac{U_{24}^2}{\omega L} \quad (16)$$

Z wykresu wektorowego wynika również, że

$$U_{24} = U_{12} \sin \frac{B}{2} \quad (17)$$

Ponieważ

$$\sin \frac{B}{2} = \cos \frac{B}{2} \operatorname{tg} \frac{B}{2} = \sqrt{1 - \sin^2 \frac{B}{2}} \cdot \operatorname{tg} \frac{B}{2} \quad (18)$$

więc

$$\sin \frac{B}{2} = \frac{\operatorname{tg} \frac{B}{2}}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{B}{2}}} \quad (19)$$

Podstawiając ze wzoru (13)

$$\operatorname{tg} \frac{B}{2} = \eta \quad (20)$$

otrzymamy ostatecznie:

$$U_{24} = U_{12} \frac{\operatorname{tg} \frac{B}{2}}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{B}{2}}} = \frac{U_{12} \eta}{\sqrt{1 + \eta^2}} \quad (21)$$

Biorąc pod uwagę wzory (16), (21), (9) i (10) można napisać, że moc urojona wydzielana w cewce 2 — 4 wynosi:

$$P_L = \frac{U_{24}^2}{\omega L} = \frac{U_{12}^2 \eta^2}{(1 + \eta^2) \omega L} = \frac{U_{12}^2}{\sqrt{\frac{L}{C}}} \frac{\eta}{1 + \eta^2} = \frac{U_{12}^2}{R} \frac{\eta}{1 + \eta^2} \quad (22)$$

Postępując podobnie przy wyprowadzaniu wzoru dla mocy urojonej wydzielanej w kondensatorze można napisać:

$$P_c = U_c^2 \omega C = U_{14}^2 \omega C \quad (23)$$

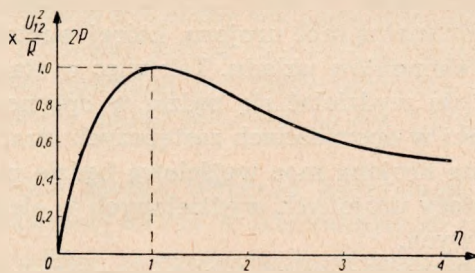
Napięcie U_{14} można wyrazić wzorem następującym:

$$U_{14} = U_{12} \cos \frac{B}{2} = \frac{U_{12}}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{B}{2}}} = \frac{U_{12}}{\sqrt{1 + \eta^2}} \quad (24)$$

skąd ostatecznie otrzymamy:

$$P_c = U_{14}^2 \omega C = \frac{U_{12}^2 \omega C}{1 + \eta^2} = \frac{U_{12}^2}{\sqrt{\frac{L}{C}}} \frac{\eta}{1 + \eta^2} = \frac{U_{12}^2}{R} \cdot \frac{\eta}{1 + \eta^2} = P_L = P \quad (25)$$

Na rys. 6 przedstawiono zależność mocy urojonej, wydzielanej w obu cewkach (lub w obu kondensatorach) układu według rys. 4, od częstotliwości zredukowanej η .



Rys. 6. Zależność mocy urojonej $2P$, wydzielonej w obu cewkach (lub w obu kondensatorach) układu według rys. 4 od częstotliwości zredukowanej η

wości zredukowanej. Funkcja ta ma maksimum, które łatwo znaleźć, różniczkując funkcję (25) względem η i przyrównując pochodną do zera.

$$\frac{dP}{d\eta} = \frac{d \left[\frac{U_{12}^2}{R} \cdot \frac{\eta}{1 + \eta^2} \right]}{d\eta} = \frac{U_{12}^2}{R} \frac{(1 + \eta^2) - 2\eta^2}{(1 + \eta^2)^2} = 0 \quad (26)$$

skąd

$$\eta = 1 \quad (27)$$

Dla tej charakterystycznej częstotliwości występuje maksimum mocy urojonej w elementach urojonych; wynosi ono:

$$2P_{max} = \frac{U_{12}^2}{R} \quad (28)$$

Dla wszystkich innych częstotliwości moc urojona wydzielana w elementach urojonych jest mniejsza, ale jednakowa we wszystkich elementach.

W rozumowaniu powyższym kryje się pewien paradoks, który można by sformułować następująco:

Jeżeli do układu można dostarczać tylko energię rzeczywistą (gdź oporność wejściowa dla wszystkich częstotliwości jest rzeczywista), to w jaki sposób dostarczona została energia urojona zawarta w polu elektrycznym lub magnetycznym elementów urojonych układu?

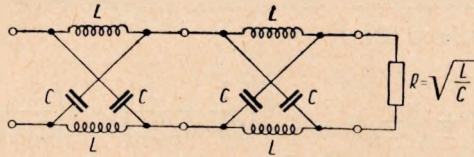
Aby na to odpowiedzieć, wystarczy przypomnieć, że w rzeczywistym układzie elementy będą zawsze obciążone pewnymi, choćby minimalnymi stratami, które powodują to, że oporność wejściowa dla wszystkich częstotliwości będzie miała pewną niewielką składową urojoną. Fakt ten wskazuje, że po doprowadzeniu do wejścia układu napięcia sinusoidalnego nastąpi pewien przebieg nieustalony, którego praktyczny czas trwania zależy od stałych czasu elementów. W stanie ustalonym źródło będzie dostarczać do układu pewną minimalną moc urojoną, której wartość jest ściśle związana ze stratnością elementów układu. Tak więc w stanie ustalonym moc wejściowa rzeczywista wydzielać się będzie w oporności zamykającej R i w minimalnej części w opornościach zastępczych strat elementów L i C , natomiast minimalna urojona moc wejściowa będzie pokrywać nieznaczną nierównowagę mocy urojonych wydzielanych w elementach indukcyjnych i pojemnościowych.

Nawet przy uwzględnieniu strat, zjawisko w ogniwie przesuwnika fazowego LC przebiega zupełnie inaczej, niż w zwykłym obwodzie rezonansowym, gdyż wpływ odstrojenia od rezonansu w obwodzie rezonansowym narusza równowagę mocy urojonych w stopniu niepomierzenie większym, niż ma to miejsce w rzeczywistym przesuwniku. Można to łatwo stwierdzić porównując normalny przebieg kąta fazowego oporności obwodu rezonansowego w zależności od częstotliwości z analogicznym przebiegiem kąta fazowego oporności falowej przesuwnika ze stratami (rys. 20), z których pierwszy wykazuje poza samym rezonansem wartości bliskie $+\pi/2$, natomiast drugi w szerokim pasmie częstotliwości jest bliski zeru. Zjawisko to ma bardzo duże znaczenie przy stosowaniu przesuwnika fazowego LC jako czwórnika sprzęgającego w układzie generacyjnym, ponieważ zapewnia ono dużą stabilność częstotliwości (mała zależność częstotliwości od własności układu lampowego, zawartości harmonicznycch itp.); w tym przypadku częstotliwość jest głównie uzależniona od stałości wartości elementów samego przesuwnika fazowego.

2.1.3. Przekształcenie strukturalne przesuwnika fazowego LC

Z rys. 3 wynika, że najbardziej charakterystycznym punktem wykresu jest punkt M o współrzędnych $\eta = 1$ i $B = \pi/2$. Odpowiada to częstotliwości rezonansu własnego elementów L i C . Jeżeli połączyć łańcuchowo dwa

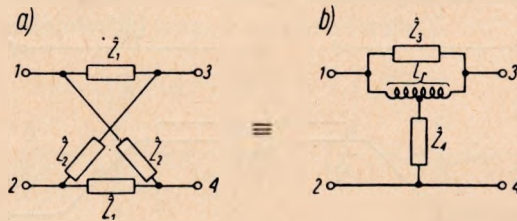
jednakowe ogniwa przedstawione na rys. 1 i zamknąć je opornością falową R (rys. 7), to dla częstotliwości $\eta = 1$ całkowite falowe przesunięcie fazowe wyniesie π . Jeżeli więc układ taki będzie czwórnikiem sprzęgającym obwód anodowy lampy elektronowej z jej obwodem siatki, to dla czę-



Rys. 7. Schemat układu łańcuchowego połączenia dwóch ogniw przesuwnika fazowego LC

stotliwości $\eta = 1$ zaistnieje konieczny warunek przesunięcia fazowego, aby układ wzbudził się. Ponieważ jednak czwórnik sprzęgający obwód anodowy z obwodem siatki powinien być niesymetryczny względem jego osi wzdłużnej (ziemi), należy układ pokazany na rys. 7 przekształcić na układ niesymetryczny.

Przekształcenie takie można wykonać korzystając z równoważności czwórników przedstawionej na rys. 8. Abstrahując na razie od dwójników \hat{Z}_3 i \hat{Z}_4 , można powiedzieć, że czwórniki te są sobie równoważne jedynie w tym przypadku, gdy rozpatruje się je z punktu widzenia przejścia ener-



Rys. 8. Schemat układów czwórników równoważnych: a) czwórnika mostkowego; b) czwórnika różnicowego

gii od zacisków 1 — 2 do zacisków 3 — 4, tzn. rozpatruje się napięcia na wejściu i wyjściu, a nie potencjały odpowiednich zacisków zewnętrznych [2]. Równoważność będzie zachowana, o ile będą spełnione warunki następujące:

$$\hat{Z}_3 = \frac{2j\omega L_r \hat{Z}_1}{j\omega L_r - 2\hat{Z}_1} \quad (29)$$

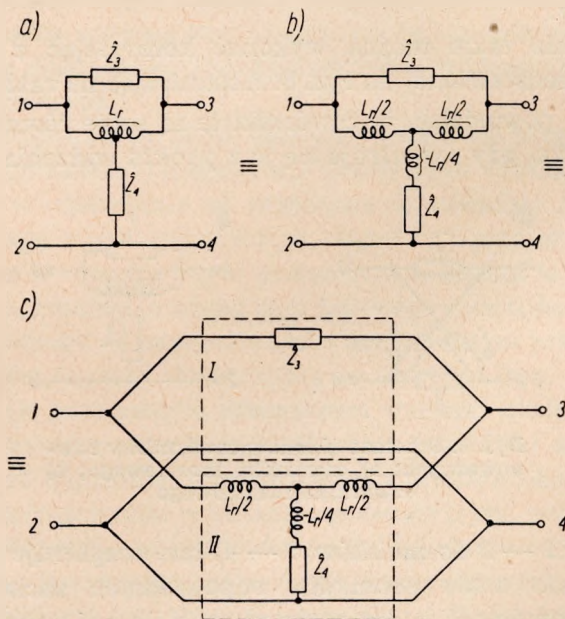
$$\hat{Z}_4 = \frac{\hat{Z}_2}{2} \quad (30)$$

Zakłada się przy tym, że istnieje całkowite sprzężenie między obu idealnie symetrycznymi częściami uzwojeń dławika różnicowego L_r , którego wartość indukcyjności jest dowolna. Dowód równoważności jest następujący:

Macierz przewodnościowa czwornika mostkowego (rys. 8 a) można przedstawić następująco [2]:

$$\|\hat{Y}_m\| = \left\| \begin{array}{cc} \hat{Y}_{11} & \hat{Y}_{12} \\ \hat{Y}_{21} & \hat{Y}_{22} \end{array} \right\| = \frac{1}{2} \left\| \begin{array}{cc} \left(\frac{1}{\hat{Z}_1} + \frac{1}{\hat{Z}_2} \right); & - \left(\frac{1}{\hat{Z}_1} - \frac{1}{\hat{Z}_2} \right) \\ \left(\frac{1}{\hat{Z}_1} - \frac{1}{\hat{Z}_2} \right); & - \left(\frac{1}{\hat{Z}_1} + \frac{1}{\hat{Z}_2} \right) \end{array} \right\| \quad (31)$$

Aby znaleźć macierz przewodnościową czwornika różnicowego (rys. 8 b), należy przekształcić ten układ według rys. 9, na którym drogą elementarnych transformacji uzyskano ze struktury a) strukturę ostateczną c), bardzo dogodną do wyznaczenia macierzy przewodnościowej. Przy wyzna-



Rys. 9. Kolejne fazy a), b), c), przekształceń równoważnych czwornika różnicowego

czeniu struktury b) oparto się na transformacji Campbella [4], dotyczącej układów zawierających indukcyjności wzajemne, natomiast struktura c) jest identyczna ze strukturą b), lecz narysowana inaczej dla wyraźniejszego zaznaczenia równoległego połączenia dwóch czworników I i II.

Macierz przewodnościowa czwórnika I (rys. 9 c) można przedstawić następująco:

$$\|\hat{Y}_I\| = \left\| \begin{array}{c} \frac{1}{\hat{Z}_3}; -\frac{1}{\hat{Z}_3} \\ \frac{1}{\hat{Z}_3}; -\frac{1}{\hat{Z}_3} \end{array} \right\| \quad (32)$$

natomiast macierz przewodnościowa czwórnika II:

$$\begin{aligned} \|\hat{Y}_{II}\| &= \frac{1}{j\omega \frac{L_r}{2} \left[j\omega \frac{L_r}{2} + 2 \left(-j\omega \frac{L_r}{4} - \hat{Z}_4 \right) \right]} \left\| \begin{array}{c} \frac{j\omega L_r}{4} + \hat{Z}_4; \frac{j\omega L_r}{4} - \hat{Z}_4 \\ -j\omega \frac{L_r}{4} + \hat{Z}_4; -j\omega \frac{L_r}{4} - \hat{Z}_4 \end{array} \right\| = \\ &= \frac{1}{j\omega L_r \hat{Z}_4} \left\| \begin{array}{c} \frac{j\omega L_r}{4} + \hat{Z}_4; \frac{j\omega L_r}{4} - \hat{Z}_4 \\ -j\omega \frac{L_r}{4} + \hat{Z}_4; -j\omega \frac{L_r}{4} - \hat{Z}_4 \end{array} \right\| \quad (33) \end{aligned}$$

Ponieważ jest spełniony warunek konieczny i wystarczający dla sumowania macierzy przewodnościowych, będącego odpowiednikiem równoległego łączenia czwórników [10], można napisać, że macierz przewodnościowa czwórnika różnicowego (rys. 9 a) jest równa:

$$\begin{aligned} \|\hat{Y}_r\| &= \|\hat{Y}_I\| + \|\hat{Y}_{II}\| = \\ &= \left\| \begin{array}{c} \left(\frac{1}{\hat{Z}_3} + \frac{1}{4\hat{Z}_4} + \frac{1}{j\omega L_r} \right); -\left(\frac{1}{\hat{Z}_3} - \frac{1}{4\hat{Z}_4} + \frac{1}{j\omega L_r} \right) \\ \left(\frac{1}{\hat{Z}_3} - \frac{1}{4\hat{Z}_4} + \frac{1}{j\omega L_r} \right); -\left(\frac{1}{\hat{Z}_3} + \frac{1}{4\hat{Z}_4} + \frac{1}{j\omega L_r} \right) \end{array} \right\| \quad (34) \end{aligned}$$

Nie trudno udowodnić, że odpowiednie elementy macierzy (31) i (34) są sobie równe, biorąc pod uwagę równania (29) i (30). Na przykład:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\hat{Z}_3} + \frac{1}{4\hat{Z}_4} + \frac{1}{j\omega L_r} &= \frac{j\omega L_r - 2\hat{Z}_1}{2j\omega L_r \hat{Z}_1} + \frac{1}{2\hat{Z}_2} + \frac{1}{j\omega L_r} = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\hat{Z}_1} + \frac{1}{\hat{Z}_2} \right) = \hat{Y}_{11} \quad (35) \end{aligned}$$

Udowodniono więc równość pierwszych elementów obu macierzy. W podobny sposób poniżej udowodniono równość drugich elementów obu macierzy:

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{\hat{Z}_3} + \frac{1}{4\hat{Z}_4} - \frac{1}{j\omega L_r} &= -\frac{j\omega L_r - 2\hat{Z}_1}{2j\omega L_r \hat{Z}_1} + \frac{1}{2\hat{Z}_2} - \frac{1}{j\omega L_r} = \\
 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\hat{Z}_2} - \frac{1}{\hat{Z}_1} \right) = \hat{Y}_{12}
 \end{aligned} \quad (36)$$

Ponieważ rozpatrywany czwórnik jest bierny i symetryczny, więc:

$$\left. \begin{aligned}
 \hat{Y}_{12} &= -\hat{Y}_{21} \\
 \hat{Y}_{11} &= -\hat{Y}_{22}
 \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Z porównania macierzy (31) i (34) wynika, iż warunki powyższe są spełnione i można ostatecznie stwierdzić, że czworniki według rys. 8 a i 8 b są sobie równoważne przy zachowaniu warunków (29) i (30).

Pewną wątpliwość może stanowić sztuczność podstawienia we wzorze (29). Okazuje się jednak, że mając dany dwójnik Z_1 realizacja dwójnika \hat{Z}_3 jest w szczególnych przypadkach bardzo prosta. Należy sobie np. wyobrazić, że w skład dwójnika \hat{Z}_1 wchodzi cewka o indukcyjności L przyłączona równoległe do jego zacisków. A więc można napisać, że:

$$\hat{Z}_1 = \frac{j\omega L \hat{Z}'_1}{j\omega L + \hat{Z}'_1} \quad (38)$$

gdzie \hat{Z}'_1 oznacza oporność dwójnika \hat{Z}_1 po usunięciu z niego cewki o indukcyjności L .

Jeżeli poza tym założyć, że:

$$L_r = 2L \quad (39)$$

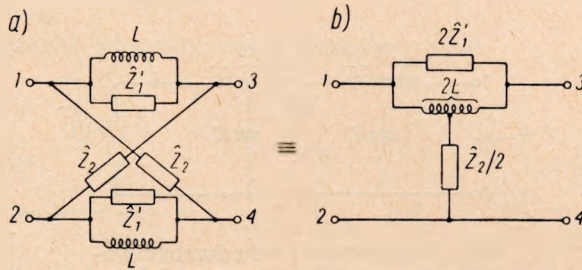
co zawsze można uczynić, ponieważ równoważność czworników (rys. 8) nie zależy od wartości L_r , to według wzoru (29) można napisać, że:

$$\hat{Z}_3 = \frac{2j\omega L_r \hat{Z}_1}{j\omega L_r - 2\hat{Z}_1} = \frac{2j\omega(2L) \frac{j\omega L \hat{Z}'_1}{j\omega L + \hat{Z}'_1}}{j\omega(2L) - 2 \frac{j\omega L \hat{Z}'_1}{j\omega L + \hat{Z}'_1}} = 2\hat{Z}'_1 \quad (40)$$

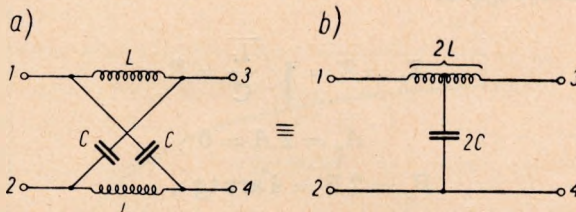
A więc w tym przypadku uzyskuje się bardzo proste przekształcenie strukturalne, którego zasadę przedstawia rys. 10.

W szczególnym przypadku ogniwa przesuwnika fazowego LC przedstawionego na rys. 11 a uzyskuje się ostateczną strukturę równoważną przedstawioną na rys. 11 b. Czwórnik ten charakteryzuje się najbardziej racjonalną strukturą, gdyż zawiera minimalną liczbę elementów potrzebnych do jego zrealizowania. Poza tym spełnione jest postawione poprzednio wymaganie dotyczące asymetrii w stosunku do osi wzdłużnej.

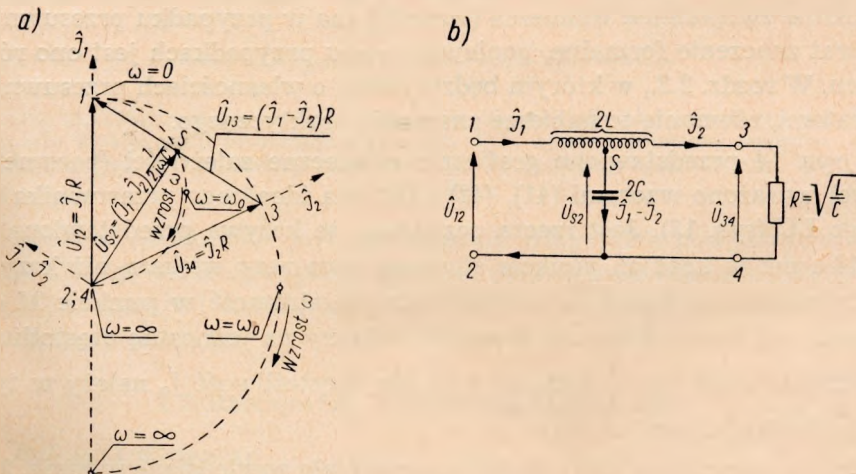
Na rys. 12 a podano szczegółowy wykres wektorowy napięć i prądów ogniwa przesuwnika fazowego przedstawionego na rys. 12 b. Na wykresie tym narysowano również krzywe parametryczne napięć \hat{U}_{34} i \hat{U}_{S2} , tzn.



Rys. 10. Schemat układów a), b) czwórników równoważnych



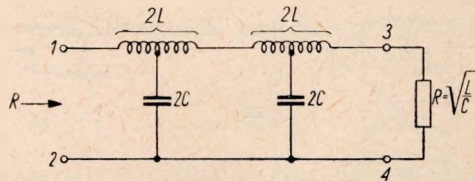
Rys. 11. Szczególny przypadek równoważności przedstawionej w ogólnej postaci na rys. 10



Rys. 12. Ogniwko przesuwnika fazowego LC zamknięte opornością falową: a) wykres wektorowy napięć i prądów ogniwa; b) schemat układu ogniwa

miejsca geometryczne końców powyższych wektorów dla całego pasma częstotliwości.

Na rys. 13 przedstawiono ostateczny schemat układu dwuogniowego przesuwnika fazowego LC równoważnego układowi jak na rys. 7. Tak więc



Rys. 13. Schemat układu dwuogniowego przesuwnika fazowego LC zamkniętego opornością falową

parametry falowe przesuwnika (oznaczone indeksem p) przedstawionego na rys. 13 są następujące:

$$Z_p = Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = R \quad (41)$$

$$A_p = 2 A = 0 \quad (42)$$

$$B_p = 2 B = 4 \text{ arc tg } \eta \quad (43)$$

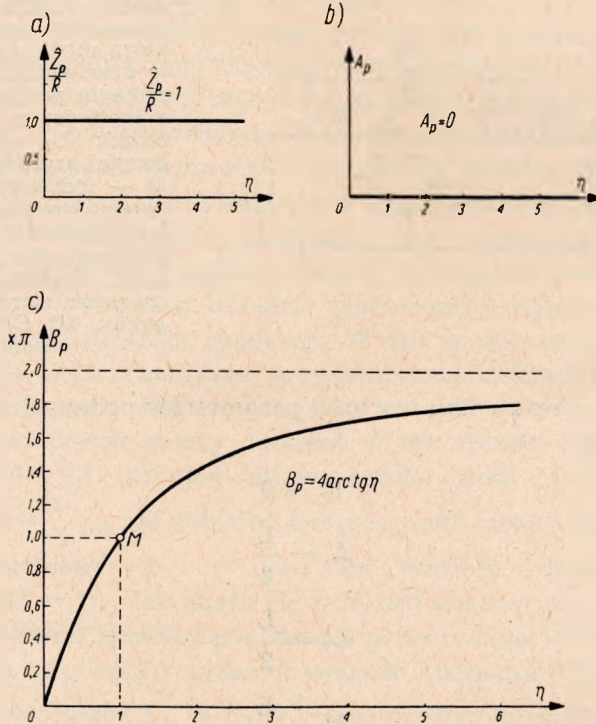
Wynika stąd, że oporność falowa nie zmieniała się, natomiast tłumienie i falowe przesunięcie fazowe zwiększyły się dwukrotnie w stosunku do wartości tych parametrów przesuwnika jednoogniowego. Oczywiście dwukrotne zwiększenie tłumienia (wzór 42) ma w przypadku przesuwnika bez strat znaczenie formalne, ponieważ w obu przypadkach jest ono równe zero. W rozdz. 2.2., w którym będzie mowa o własnościach przesuwnika ze stratami, równanie to nabierze znaczenia praktycznego.

Na rys. 14 przedstawiono graficznie ostateczne zależności (parametry falowe) wyrażone wzorami (41), (42) i (43) dla idealnego przesuwnika fazowego LC (rys. 13). Jest rzeczą oczywistą, że krzywa przedstawiona na rys. 14 c ma w każdym punkcie stromość dwa razy większą niż krzywa przedstawiona na rys. 3, w związku z czym stromość w punkcie M dla przesuwnika dwuogniowego wynosi 2 radiany na jednostkę częstotliwości zredukowanej lub $\frac{2}{f_0}$ radianów na Hz; częstotliwość f_0 należy w tych przypadkach podawać w Hz.

Należy przypomnieć, że wszystko to, co zostało powiedziane w rozdz. 2.1., dotyczy własności przesuwnika fazowego idealnego, tzn. założono:

- 1) brak strat w cewkach indukcyjnych,

- 2) brak strat w kondensatorach,
- 3) idealną symetrię obu części uzwojeń każdej cewki indukcyjnej (rys. 13),
- 4) sprzężenie całkowite obu części uzwojeń każdej cewki indukcyjnej (brak rozproszenia),
- 5) brak pojemności własnych cewek indukcyjnych.



Rys. 14. Zależność parametrów falowych od częstotliwości zredukowanej η dla idealnego przesuwnika fazowego LC: a) zredukowanej oporności falowej; b) tłumienia falowego A_p ; c) falowego przesunięcia fazowego B_p

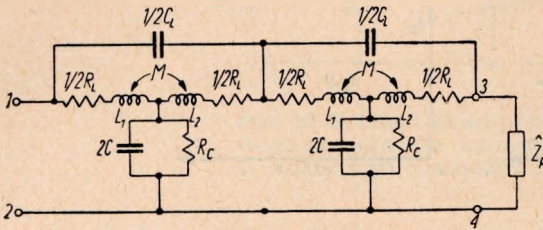
W praktyce niemożliwe jest dotrzymanie wszystkich powyższych wymagań i dlatego w rzeczywistości wartości parametrów różnią się nieco od wyżej wymienionych. Szczegółowa analiza rzeczywistego przesuwnika będzie tematem rozdz. 2.2.

2.2. Rzeczywisty przesuwnik fazowy LC

2.2.1. Schemat zastępczy

Schemat układu przesuwnika fazowego przedstawiony na rys. 13 odpowiada przesuwnikowi idealnemu, tzn. przy założeniu idealnych elemen-

tów bez strat, całkowitego sprzężenia obu części uzwojeń cewek, symetrii wyprowadzenia środków uzwojeń i braku własnych pojemności cewek. Przy uwzględnieniu powyższych czynników szkodliwych schemat zastępczy układu takiego przesuwника będzie miał postać przedstawioną na rys. 15.



Rys. 15. Schemat zastępczy układu rzeczywistego przesuwника fazowego $LC R_L$ — oporność rzeczywista cewki, na którą składa się oporność strat w uzwojeniu i w rdzeniu ferromagnetycznym; L_1 — indukcyjność jednej części uzwojeń cewki; L_2 — indukcyjność drugiej części uzwojeń cewki; M — indukcyjność wzajemna między dwiema częściami uzwojeń cewki; $2C$ — pojemność kondensatora; R_C — oporność strat kondensatora (głównie oporność strat dielektrycznych); $1/2 C_L$ — pojemność własna cewki

W idealnym przesuwniku wartości parametrów podanych na rys. 15 powinny wynosić:

$$R_L = 0 \quad (44)$$

$$L_1 = \frac{L}{2} \quad (45)$$

$$L_2 = \frac{L}{2} \quad (46)$$

$$M = \frac{L}{2} \quad (47)$$

$$2C = 2C \quad (48)$$

$$R_C = \infty \quad (49)$$

$$1/2 C_L = 0 \quad (50)$$

Uwzględnienie wszystkich powyższych czynników zmuszałoby do analizowania układu przedstawionego na rys. 15. Okazuje się jednak, że niektóre z nich odgrywają znikomo małą rolę i mogą być w praktyce pominięte. Dotyczy to przede wszystkim oporności strat kondensatorów, które można pominąć ze względu na rodzaj dielektryków, stosowanych w kondensatorach precyzyjnych (styrofleks, mika, powietrze itp.). Współczynnik strat $\text{tg } \delta$ takich kondensatorów nie przekracza w bardzo szerokim pasmie częstotliwości wartości $3 \cdot 10^{-4}$, wobec czego „dobroć” kondensatorów

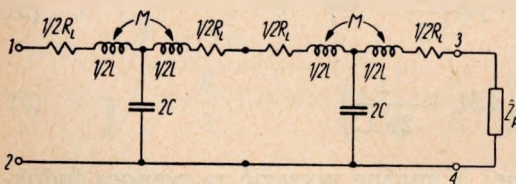
($\text{ctg } \delta_c$) jest co najmniej o rząd wielkości większa niż dobroć cewek, których przeciętna wartość zawiera się w granicach 50...200.

Okazuje się również, że można z dużym przybliżeniem założyć, iż $L_1 = L_2$, ponieważ można przez odpowiedni sposób nawijania cewki zapewnić praktycznie dowolnie dużą symetrię, szczególnie, że ma to istotne znaczenie tylko dla jednej częstotliwości, gdy stosujemy przesuwnik jako człon sprzęgający w generatorze samowzbudnym.

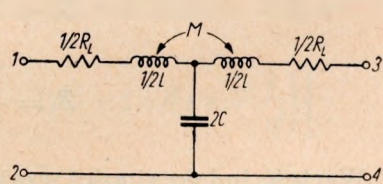
Ostatnim czynnikiem, który można praktycznie pominąć przy analizie własności przesuwnika rzeczywistego, jest pojemność własna cewki $1/2 C_L$. Składają się na to dwie przyczyny. Jedna z nich polega na zastosowaniu odpowiedniego sposobu nawijania cewki tak, aby częstotliwość rezonansu własnego cewki była co najmniej 10...15-krotnie większa niż częstotliwość generacji; druga przyczyna polega na tym, że dla analizy przesuwnika jest istotna wartość indukcyjności skutecznej przy częstotliwości generacji, która ujmuje już w sobie wpływ własnej pojemności cewki. Dobierając więc indukcyjność cewki w układzie pomiarowym należy ją koniecznie mierzyć przy częstotliwości generacji. W ten sposób wpływ pojemności cewki w przesuwniku pracującym przy jednej częstotliwości jest praktycznie całkowicie do pominięcia.

Indukcyjności cewek należy dobierać w ten sposób, aby poszczególne połówki uzwojeń miały indukcyjność znamionową, tzn., aby $L_1 = L_2 = \frac{L}{2}$, a nie dobierać indukcyjności całej cewki (nawet przy zachowaniu symetrii $L_1 = L_2$) na wartość znamionową, tzn.: $L_1 + L_2 + 2M = 2L$. Jak okaże się z dalszej analizy, na wartość częstotliwości, przy której przesunięcie fazowe przesuwnika jest równe dokładnie π ($\eta = 1$), ma wpływ tylko pojemność kondensatorów $2C$ i indukcyjności połówek cewek $L_1 = L_2 = \frac{L}{2}$, nie ma natomiast żadnego wpływu wartość indukcyjności wzajemnej M i oporności strat cewek R_L .

W ten sposób można przedstawić ostatecznie uproszczony schemat za-



Rys. 16. Uproszczony schemat zastępczy układu rzeczywistego przesuwnika fazowego LC



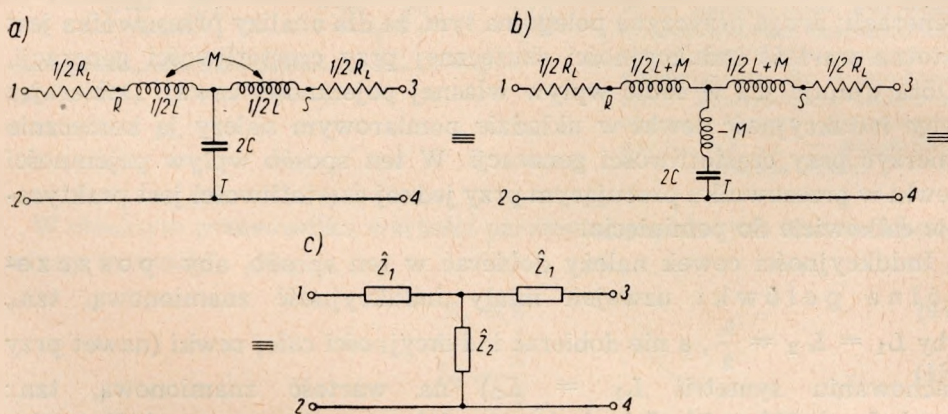
Rys. 17. Uproszczony schemat zastępczy układu ogniwa rzeczywistego przesuwnika fazowego LC

stępczy układu rzeczywistego przesuwnika fazowego LC (rys. 16). Dalszą analizę ograniczono do badania parametrów falowych tylko jednego ogniwa przedstawionego na rys. 17. Po obliczeniu tych parametrów wyciągnię-

te zostaną wnioski dotyczące zachowania się całego przesuwника, składającego się z dwóch takich ogniów i oporności zamykającej.

2.2.2. Parametry falowe jednego ogniwa rzeczywistego przesuwника fazy LC

Dla łatwiejszego wyznaczenia macierzy opornościowej czwórника przedstawionego na rys. 17, należy przekształcić go według rys. 18 zamieniając układ RST (rys. 18 a) układem równoważnym RST (rys. 18 b) (patrz transformacje Campbella w rozdz. 2.1.3.). W praktyce układu jak na rys. 18 b nie można fizycznie zrealizować za pomocą biernych elemen-



Rys. 18. Schematy układów a), b), c) czwórników równoważnych

tów (ujemna indukcyjność). Układ ten jest jednak znacznie prostszy do analizy, gdyż stanowi normalny czwórnik typu T (rys. 18 c), w którym:

$$\hat{Z}_1 = \frac{R_L}{2} + j\omega \left(\frac{L}{2} + M \right) \quad (51)$$

$$\hat{Z}_2 = -j \left(\omega M + \frac{1}{2\omega C} \right) \quad (52)$$

Wartość indukcyjności wzajemnej M można wyrazić za pomocą indukcyjności własnej połówki cewki $\frac{L}{2}$ i współczynnika sprzężenia obu połówek κ

$$M = \kappa \sqrt{\frac{L}{2} \cdot \frac{L}{2}} = \kappa \frac{L}{2} \quad (53)$$

Wprowadzając współczynnik stratności połówki cewki δ_L równy odwrotności dobroci Q_L :

$$\delta_L = \frac{1}{Q_L} = \frac{\frac{R_L}{2}}{\omega \frac{L}{2}} = \frac{R_L}{\omega L} \quad (54)$$

można równania (51) i (52) napisać w postaci następującej:

$$\hat{Z}_1 = j\omega \frac{L}{2} (1 + \kappa - j\delta_L) \quad (55)$$

$$\hat{Z}_2 = -j \left(\omega \kappa \frac{L}{2} + \frac{1}{2\omega C} \right) = -j\omega \frac{L}{2} \left(\kappa + \frac{1}{\omega^2 LC} \right) \quad (56)$$

Po wprowadzeniu oznaczeń według równań (7), (9) i (10) wynika ostatecznie, że:

$$\hat{Z}_1 = j\eta \frac{R}{2} (1 + \kappa - j\delta_L) \quad (57)$$

$$\hat{Z}_2 = -j\eta \frac{R}{2} \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right) \quad (58)$$

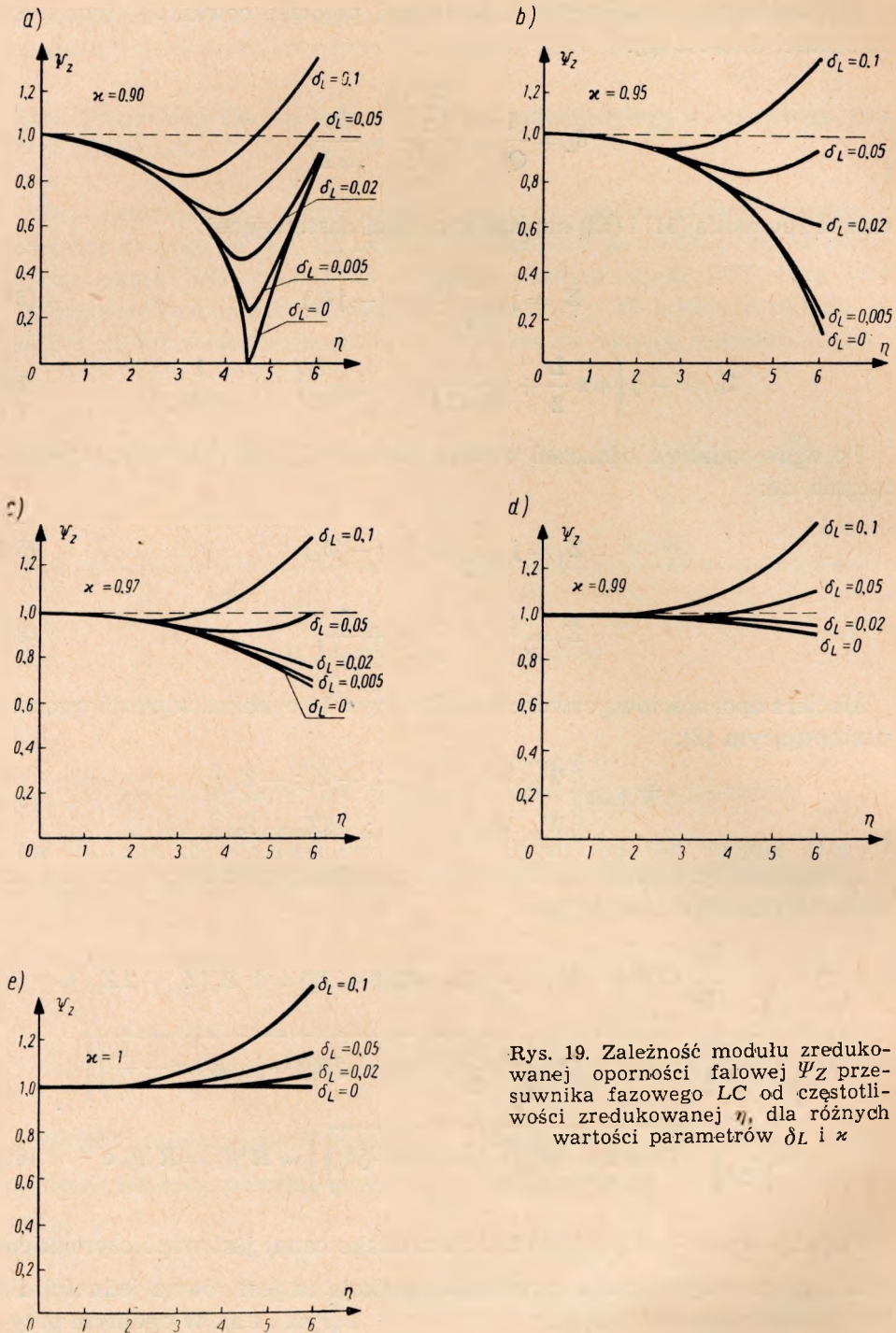
Macierz opornościową czwórnika jak na rys. 18 c można wyrazić wzorem następującym [2]:

$$\| \hat{W} \| = \left\| \begin{array}{cc} \hat{W}_{11} & \hat{W}_{12} \\ \hat{W}_{21} & \hat{W}_{22} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} \hat{Z}_1 + \hat{Z}_2; -\hat{Z}_2 \\ \hat{Z}_2; -(\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2) \end{array} \right\| \quad (59)$$

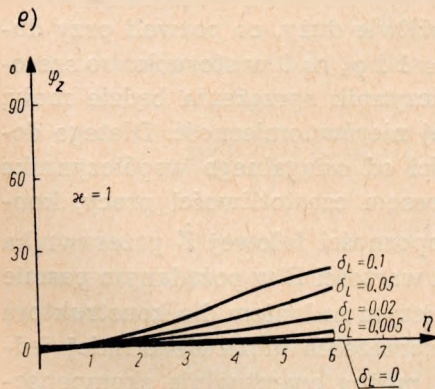
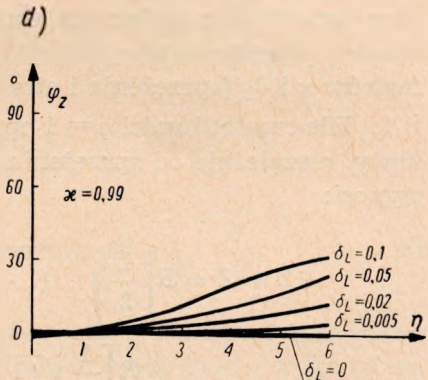
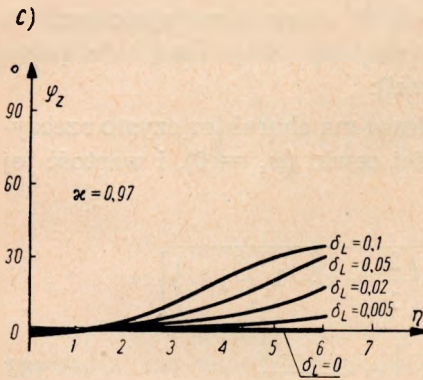
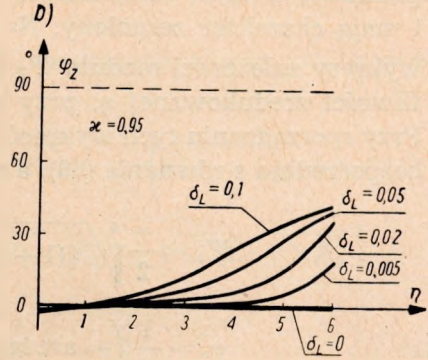
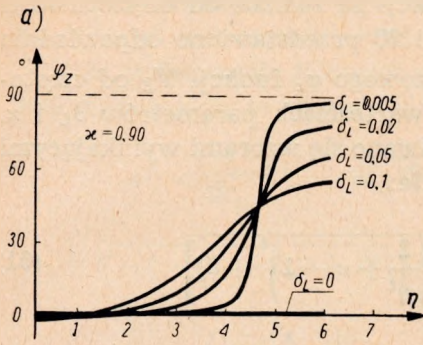
Uwzględniając równania (57) i (58) oraz (2) oporność falową czwórnika można wyznaczyć następująco:

$$\begin{aligned} \hat{Z} &= \sqrt{\frac{\hat{W}_{11}}{\hat{W}_{22}}} |\hat{W}| = \sqrt{- [-(\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2)^2 + \hat{Z}_2^2]} = \sqrt{\hat{Z}_1(\hat{Z}_1 + 2\hat{Z}_2)} = \\ &= \sqrt{j\eta \frac{R}{2} (1 + \kappa - j\delta_L) \left[j\eta \frac{R}{2} (1 + \kappa - j\delta_L) - j\eta R \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right) \right]} = \\ &= R \left[\frac{\eta}{2} \sqrt{(1 + \kappa - j\delta_L) \left(\frac{2}{\eta^2} + \kappa - 1 + j\delta_L \right)} \right] = R \hat{\Psi}_z = R \Psi_z e^{j\eta z} \quad (60) \end{aligned}$$

Funkcja $\hat{\Psi}_z = \frac{\hat{Z}}{R}$ (oporność falowa zredukowana) jest współczynnikiem ujmującym wpływ strat i sprzężenia. Funkcja ta jest równa jedności dla wszystkich częstotliwości, gdy $\delta_L = 0$ i $\kappa = 1$ (rys. 14 a). W ogólnym przy-



Rys. 19. Zależność modułu zredukowanej oporności falowej Ψ_Z przesuwnika fazowego LC od częstotliwości zredukowanej η , dla różnych wartości parametrów δ_L i κ



Rys. 20. Zależność kąta oporności falowej φ_z przesuwnika fazowego LC od częstotliwości zredukowanej η , dla różnych wartości parametrów δ_L i α

padku ($\delta_L > 0$, $\kappa < 1$) wartości tej funkcji są zależne od częstotliwości i mają charakter zespolony. Na rys. 19 i 20 przedstawiono odpowiednio wykresy zależności modułu Ψ_Z i kąta fazowego φ_z funkcji $\hat{\Psi}_Z$ od częstotliwości zredukowanej η , przy różnych wartościach parametrów δ_L i κ . Przy sporządzaniu tych wykresów posługiwano się wzorami wynikającymi bezpośrednio z równania (60), a mianowicie:

$$\Psi_z = \frac{\eta^4}{2} \sqrt{[(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2] \left[\left(\frac{2}{\eta^2} + \kappa - 1 \right)^2 + \delta_L^2 \right]} \quad (61)$$

$$\varphi_z = \frac{1}{2} \left(-\operatorname{arc\,tg} \frac{\delta_L}{1 + \kappa} + \operatorname{arc\,tg} \frac{\delta_L}{\kappa - 1 + \frac{2}{\eta^2}} \right) \quad (62)$$

Z wykresów tych, jak również ze wzorów (61) i (62), można wysnuć następujące wnioski dotyczące przebiegu modułu i kąta fazowego oporności falowej przesuwnika w funkcji częstotliwości, dla różnych wartości parametrów κ i δ_L (sprężenia i stratności cewki):

1. Dla częstotliwości $\eta = 1$ oporność falowa ma charakter czysto rzeczywisty, niezależnie od sprężenia i stratności cewki ($\varphi_z = 0$), i wartość jej wynosi:

$$\begin{aligned} \hat{Z} = Z &= R \left[\frac{1}{2} \sqrt{(1 + \kappa - j\delta_L) \left(\frac{2}{1} + \kappa - 1 + j\delta_L \right)} \right] = \\ &= R \left[\frac{1}{2} \sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \cong R \frac{1 + \kappa}{2} \quad (63) \end{aligned}$$

2. Na nierównomierność przebiegu oporności falowej w funkcji częstotliwości wpływa sprężenie i stratność cewki; należy więc dążyć do tego, aby współczynnik sprężenia był możliwie duży, co pozwoli przy dużej dobroci cewki uzyskać wartości $\Psi_Z \cong 1$ i $\varphi_z \cong 0$ w stosunkowo szerokim pasmie częstotliwości. Jeżeli współczynnik sprężenia będzie mały, wzrost dobroci zwiększy jeszcze bardziej nierównomierność. Dlatego dobroć cewki należy wybierać w zależności od osiągalnego współczynnika sprężenia (co uwarunkowane jest zakresem częstotliwości pracy, konstrukcją cewki itp.) tak, aby przebieg oporności falowej \hat{Z} przesuwnika wykazywał możliwie małe odchylenia od wartości R w pożądanym pasmie częstotliwości. Okazuje się, że najważniejszym zadaniem dla konstruktora jest uzyskanie wartości współczynnika sprężenia możliwie 'bliskiej jedności' (np. 0,99), natomiast straty cewki można ewentualnie skompensować w sztuczny sposób (patrz rozdz. 2.2.6.).

3. Dla obwodów bez strat ($\delta_L = 0$) oporność falowa jest rzeczywista w całym pasmie częstotliwości.

Stała przenoszenia falowego czwórnika przedstawionego na rys. 18 może być wyznaczona ze wzoru (3)

$$\begin{aligned} e^{\hat{\Gamma}} &= \frac{1}{\hat{W}_{21}} (\sqrt{-\hat{W}_{11} \hat{W}_{22}} + \sqrt{-|\hat{W}|}) = \frac{1}{\hat{Z}_2} \left\{ \sqrt{(\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2)^2 +} \right. \\ &+ \left. \sqrt{-[-(\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2)^2 + \hat{Z}_2^2]} \right\} = \frac{1}{\hat{Z}_2} \left[\sqrt{(\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2)^2} + \sqrt{\hat{Z}_1(\hat{Z}_1 + 2\hat{Z}_2)} \right] = \\ &= \frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + 1 + \sqrt{\left(\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}\right)^2 + 2\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} \end{aligned} \quad (64)$$

skąd

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma} &= \ln \left[\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + 1 + \sqrt{\left(\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}\right)^2 + 2\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} \right] = \ln \left[\sqrt{\frac{2\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + \left(\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}\right)^2} + 1 + \right. \\ &+ \left. \sqrt{\frac{2\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + \left(\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}\right)^2} \right] = \operatorname{ar\,sinh} \sqrt{\frac{2\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} + \left(\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}\right)^2} = \\ &= \operatorname{ar\,sinh} 2 \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{2\hat{Z}_2} \left(1 + \frac{\hat{Z}_1}{2\hat{Z}_2}\right)} = 2 \operatorname{ar\,sinh} \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{2\hat{Z}_2}} \end{aligned} \quad (65)$$

Aby z powyższego znaleźć składową rzeczywistą i urojoną stałej przenoszenia, tzn. tłumienie i falowe przesunięcie fazowe, należy wykonać następujące przekształcenia. Oznaczając mianowicie [7]:

$$\frac{\hat{Z}_1}{2\hat{Z}_2} = \hat{U} = U e^{j\varphi_u} \quad (66)$$

na podstawie wzoru (65) można napisać, że

$$\begin{aligned} \sinh \left(\frac{\hat{\Gamma}}{2} \right) &= \sinh \left(\frac{A + jB}{2} \right) = \sqrt{\hat{U}} = \sqrt{U} e^{j\frac{\varphi_u}{2}} = \\ &= \sqrt{U} \left(\cos \frac{\varphi_u}{2} + j \sin \frac{\varphi_u}{2} \right) \end{aligned} \quad (67)$$

¹⁾ Przy wyprowadzaniu tego wzoru oparto się na następujących wzorach wynikających z teorii funkcji hiperbolicznych:

$$\ln(u + \sqrt{u^2 + 1}) = \operatorname{ar\,sinh} u; \quad \sinh 2w = 2 \sinh w \sqrt{1 + \sinh^2 w}$$

Ponieważ

$$\sinh\left(\frac{A}{2} + j\frac{B}{2}\right) = \sinh\left(\frac{A}{2}\right) \cos\left(\frac{B}{2}\right) + j \cosh\left(\frac{A}{2}\right) \sin\left(\frac{B}{2}\right) \quad (68)$$

więc

$$\left. \begin{aligned} \sinh\left(\frac{A}{2}\right) \cos\left(\frac{B}{2}\right) &= \sqrt{U} \cos\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) \\ \cosh\left(\frac{A}{2}\right) \sin\left(\frac{B}{2}\right) &= \sqrt{U} \sin\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Ostatecznie, po rozwiązaniu tego układu równań¹⁾ otrzymamy:

$$A = \operatorname{ar} \cosh \left[U + \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \right] \quad (70)$$

$$B = \operatorname{arc} \cos \left[-U + \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \right] \quad (71)$$

Jak wynika ze wzorów (57) i (58) oraz (66)

$$\dot{U} = \frac{\dot{Z}_1}{2\dot{Z}_2} = \frac{j\eta \frac{R}{2} (1 + \kappa - j\delta_L)}{2 \left[-j\eta \frac{R}{2} \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right) \right]} = - \frac{1 + \kappa - j\delta_L}{2 \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right)} \quad (72)$$

skąd

$$U = \frac{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}}{2 \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right)} \quad (73)$$

oraz

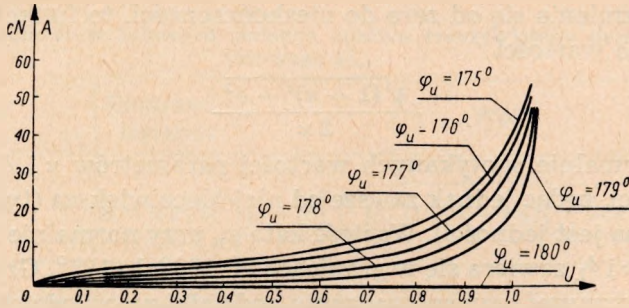
$$\cos \varphi_u = - \frac{1 + \kappa}{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}} \quad (74)$$

lub

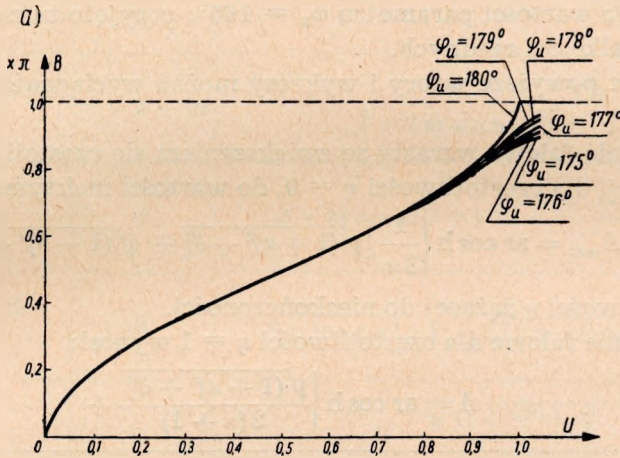
$$\varphi_u = \operatorname{arc} \cos \left[\frac{-(1 + \kappa)}{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}} \right] \quad (75)$$

Na rys. 21 i 22 a podano wykres tłumienia A i przesunięcia fazowego B w funkcji U (które jest z kolei funkcją częstotliwości, patrz równ. 73) dla różnych wartości parametru kąta φ_u (będącego funkcją κ i δ_L). Jeżeli czę-

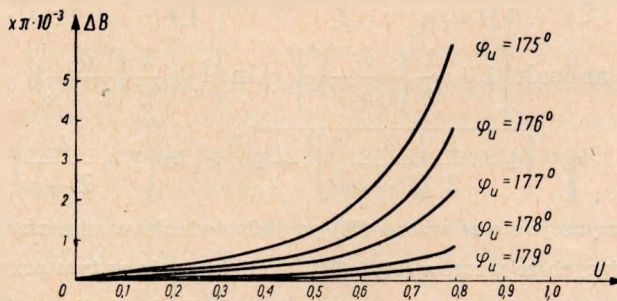
¹ Rozwiązanie tego układu równań podano w dodatku A.



Rys. 21. Zależność tłu-mienia falowego A przesuwnika fazowego LC od U dla różnych wartości φ_u



b)



Rys. 22. Zależność a) falowego przesunięcia fazowego B oraz b) funkcji ΔB przesuwnika fazowego LC od U , dla różnych wartości φ_u

stotliwość η zmienia się od zera do nieskończoności, to funkcja U zmienia się od zera do wartości

$$\frac{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{2\kappa}$$

która dla normalnie spotykanych wartości parametrów κ i δ , jest bardzo bliska jedności, będąc jednak zawsze od niej nieco większa (tylko dla $\kappa = 1$ i $\delta_L = 0$ równa jest jedności). Wartość kąta φ_u przy normalnie spotykanych wartościach κ i δ_L zawiera się w granicach od 180° do 175° . Granice powyższe były wytycznymi przy sporządzaniu podziałki na osi odciętych (wartość funkcji U) i przy wyborze wartości parametru krzywych (wartości kąta φ_u) na rys. 21 i 22. Ponieważ krzywe funkcji $B = f(U)$ dla różnych wartości parametru φ_u schodzą się praktycznie w jedną krzywą poniżej $U = 0,8$, na rys. 22b wykreślono więc funkcję $\Delta B = B_{180} - B$, gdzie B_{180} oznacza funkcję B dla wartości parametru $\varphi_u = 180^\circ$; przyjęto tu znacznie rozszerzoną podziałkę osi rzędnych.

Analizując powyższe wzory i wykresy można wyciągnąć wnioski następujące:

1. Tłumienie falowe wzrasta ze zwiększeniem się częstotliwości od wartości zerowej, dla częstotliwości $\eta = 0$, do wartości maksymalnej¹⁾

$$A_{max} = \operatorname{ar\,cosh} \left\{ \frac{1}{2\kappa} \left[\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2} + \sqrt{(1-\kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \right\} \quad (76)$$

dla częstotliwości η dążącej do nieskończoności.

2. Tłumienie falowe dla częstotliwości $\eta = 1$ wynosi:

$$\begin{aligned} A &= \operatorname{ar\,cosh} \left\{ \frac{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{2(\kappa+1)} + \right. \\ &+ \left. \sqrt{\frac{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}{4(\kappa+1)^2} + 2 \frac{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{2(1+\kappa)} \left[-\frac{1+\kappa}{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}} \right] + 1} \right\} = \\ &= \operatorname{ar\,cosh} \left[\frac{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{1+\kappa} \right] = \operatorname{ar\,cosh} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^2} \right] \cong \\ &\cong \operatorname{ar\,cosh} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^2 \right] = \ln \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^2 + \right. \\ &+ \left. \sqrt{\left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^2 \right]^2 - 1} \right\} \cong \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1+\kappa} \right) \end{aligned} \quad (77)$$

¹⁾ Wzór ten otrzymuje się ze wzoru (70) po podstawieniu w nim zamiast U i $\cos \varphi_u$ wartości wynikających ze wzorów (73) i (74), pamiętając, że w tym przypadku $\frac{1}{\eta^2} \rightarrow 0$.

²⁾ Wynika to z następującego wzoru z teorii funkcji hiperbolicznych:

$$\operatorname{ar\,cosh} u = \ln(u \pm \sqrt{u^2 - 1});$$

znak minus przed pierwiastkiem nie ma w danym przypadku żadnego fizycznego znaczenia.

Tablica 1

Wartości parametrów falowych jednego ogniwa rzeczywistego przesuwnika fazowego LC

Parametr	Oznaczenie (symbol)	Wzór
Oporność falowa	$\hat{Z} = R \Psi_z e^{j\varphi_z}$	$\hat{Z} = R \left[\frac{\eta}{2} \sqrt{(1 + \kappa - j\delta_L) \left(\frac{2}{\eta^2} + \kappa - 1 + j\delta_L \right)} \right]$
Moduł zredukowanej oporności falowej	Ψ_z	$\Psi_z = \frac{\eta}{2} \sqrt{[(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2] \left[\left(\frac{2}{\eta^2} + \kappa - 1 \right)^2 + \delta_L^2 \right]}$
Kąt fazowy oporności falowej	φ_z	$\varphi_z = \frac{1}{2} \left(-\arctg \frac{\delta_L}{1 + \kappa} + \arctg \frac{\delta_L}{\kappa - 1 + \frac{2}{\eta^2}} \right)$
Stała przenoszenia falowego	$\hat{\Gamma} = A + jB$	$\hat{\Gamma} = 2 \arcsin h \left[\sqrt{U} e^{j \frac{\varphi_u}{2}} \right]$
Tłumienie falowe	A	$A = \arccos h \left[U + \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \right]$
Falowe przesunięcie fazowe	B	$B = \arccos \left[-U + \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \right]$
Parametry pomocnicze	U	$U = \frac{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}}{2 \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right)}$
	φ_u	$\varphi_u = \arccos \left[\frac{-(1 + \kappa)}{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}} \right]$

Jest więc ono tym mniejsze, im większe jest sprzężenie i mniejsza stratność cewki. Wartość ta jest w ogóle bardzo mała i nie przekracza kilku setnych części nepera. Należy zwrócić uwagę, że częstotliwości $\eta = 1$ odpowiada wartość funkcji $U \cong 0,5$ (patrz równ. 73).

3. Falowe przesunięcie fazowe wzrasta ze zwiększeniem się częstotliwości od wartości zerowej, dla częstotliwości $\eta = 0$, do wartości maksymalnej

$$B_{max} = \arccos \left\{ \frac{1}{2\kappa} \left[\sqrt{(1 - \kappa)^2 + \delta_L^2} - \sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \right\} \quad (78)$$

dla częstotliwości η dążącej do nieskończoności.

Tabela 2

Wartości parametrów falowych jednego ogniwa rzeczywistego przesuwника fazowego LC dla częstotliwości $\eta = 1$

Parametr	Oznaczenie (symbol)	Wzór
Oporność falowa	$\hat{Z} = R \Psi_z e^{j\varphi_z}$	$\hat{Z} = R \left[\frac{1}{2} \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \cong R \frac{1+\kappa}{2}$
Moduł zredukowanej oporności falowej	Ψ_z	$\Psi_z = \frac{1}{2} \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2} \cong \frac{1+\kappa}{2}$
Kąt fazowy oporności falowej	φ_z	$\varphi_z = 0$
Tłumienie falowe	A	$A = \operatorname{ar\,cos\,h} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^2} \right] \cong \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)$
Falowe przesunięcie fazowe	B	$B = \frac{\pi}{2}$

4. Falowe przesunięcie fazowe dla częstotliwości $\eta = 1$ wynosi:

$$\begin{aligned}
 B &= \operatorname{arc\,cos} \left\{ -\frac{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{2(\kappa+1)} + \right. \\
 &+ \left. \sqrt{\frac{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}{4(\kappa+1)^2} + 2\frac{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{2(\kappa+1)} \left[-\frac{1-\kappa}{\sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}} \right] + 1} \right\} = \\
 &= \operatorname{arc\,cos} 0 = \frac{\pi}{2} \quad (79)
 \end{aligned}$$

Nie zależy więc ono od stratności i sprzężenia cewki i równe jest dokładnie $\pi/2$, tak jak w idealnym przesuwniku fazowym (patrz rozdz. 2.1.1).

5. Dla przesuwników bez strat ($\delta_L = 0$, $\varphi_u = 180^\circ$) tłumienie falowe równe jest zeru dla wszystkich częstotliwości niezależnie od wartości sprzężenia cewki; wykres falowego przesunięcia fazowego w funkcji częstotliwości η zależy w tym przypadku od sprzężenia, co wynika z równania (73).

W tabelicy 1 zestawiono wartości parametrów falowych dla jednego ogniwa rzeczywistego przesuwника fazowego LC. W tabelicy 2 podano wartości szczegółowe tych parametrów dla najbardziej interesującej częstotliwości $\eta = 1$.

2.2.3. Parametry falowe rzeczywistego przesuwnika fazowego LC

Ponieważ przesuwnik fazowy LC przedstawiony na rys. 16 składa się z dwóch jednakowych ogniw, wartości tłumienia falowego i falowego przesunięcia fazowego są dwa razy większe niż w tabelicy 1 i 2, natomiast wartość oporności falowej pozostaje oczywiście ta sama. W tabelicy 3 i 4 zestawiono wartości parametrów falowych rzeczywistego przesuwnika fazowego LC.

Tabela 3

Wartości parametrów falowych jednego ogniwa rzeczywistego przesuwnika fazowego LC

Parametr	Oznaczenie (symbol)	Wzór
Oporność falowa	$\hat{Z}_p = \hat{Z} = R \Psi_z e^{j\varphi_z}$	$\hat{Z}_p = R \left[\frac{\eta}{2} \sqrt{(1 + \kappa - j\delta_L) \left(\frac{2}{\eta^2} + \kappa - 1 + j\delta_L \right)} \right]$
Moduł zredukowanej oporności falowej	Ψ_z	$\Psi_z = \frac{\eta}{2} \sqrt[4]{[(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2] \left[\left(\frac{2}{\eta^2} + \kappa - 1 \right)^2 + \delta_L^2 \right]}$
Kąt fazowy oporności falowej	φ_z	$\varphi_z = \frac{1}{2} \left(-\arctg \frac{\delta_L}{1 + \kappa} + \arctg \frac{\delta_L}{\kappa - 1 + \frac{2}{\eta^2}} \right)$
Stała przenoszenia falowego	$\hat{\Gamma}_p = A_p + j B_p$	$\hat{\Gamma}_p = 4 \operatorname{ar} \sinh \left[\sqrt{U} e^{j \frac{\varphi_u}{2}} \right]$
Tłumienie falowe	A_p	$A_p = 2 \operatorname{ar} \cosh \left[U + \sqrt{U^2 + 2 U \cos \varphi_u + 1} \right]$
Falowe przesunięcie fazowe	B_p	$B_p = 2 \operatorname{arc} \cos \left[-U + \sqrt{U^2 + 2 U \cos \varphi_u + 1} \right]$
Parametry pomocnicze	U	$U = \frac{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}}{2 \left(\kappa + \frac{1}{\eta^2} \right)}$
	φ_u	$\varphi_u = \operatorname{arc} \cos \left[\frac{-(1 + \kappa)}{\sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2}} \right]$

Tabela 4

Wartości parametrów falowych jednego ogniwa rzeczywistego przesuwника fazowego LC dla częstotliwości $\eta = 1$

Parametr	Oznaczenie (symbol)	Wzór
Oporność falowa	$\hat{Z}_p = \hat{Z} = R \Psi_z e^{j\varphi_z}$	$\hat{Z}_p = R \left[\frac{1}{2} \sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \cong R \frac{1 + \kappa}{2}$
Moduł zredukowanej oporności falowej	Ψ_z	$\Psi_z = \frac{1}{2} \sqrt{(1 + \kappa)^2 + \delta_L^2} \cong \frac{1 + \kappa}{2}$
Kąt fazowy oporności falowej	φ_z	$\varphi_z = 0$
Tłumienie falowe	A_p	$A_p = 2 \operatorname{ar} \cos h \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\delta_L}{1 + \kappa} \right)^2} \right] \cong 2 \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa} \right)$
Falowe przesunięcie fazowe	B_p	$B_p = \pi$

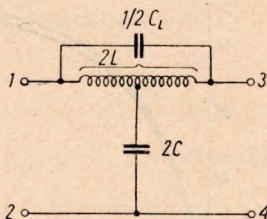
2.2.4. Wpływ pojemności własnej cewek przesuwника fazowego LC na jego parametry falowe

Przy wyznaczaniu wartości parametrów falowych rzeczywistego przesuwника fazowego LC założono, że wartości pojemności własnych cewek (rys. 15) $1/2C_L$ są do pominięcia. W praktyce może się jednak zdarzyć, że założenie to jest niesłuszne i należy uwzględnić wpływ ich na parametry falowe przesuwника, szczególnie, gdy rozpatruje się zachowanie jego w szerokim pasmie częstotliwości. Dla uproszczenia zagadnienia poniżej rozpatrzono wpływ ten dla przesuwника bez strat i bez rozproszenia ($\delta_L = 0$ i $\kappa = 1$). Wnioski zawarte w rozdz. 2.2.6. usprawiedliwiają przyjęcie takiego założenia. Przedmiotem analizy będą więc parametry falowe ogniwa przesuwника fazowego LC przedstawionego na rys. 23. Pamiętając o równoważności przedstawionej na rys. 10 można, narysować czwórnik mostkowy (rys. 24), równoważny czwórnikowi przedstawionemu na rys. 23.

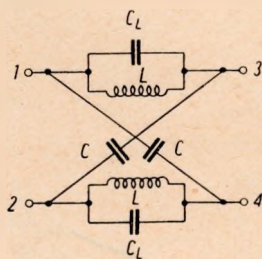
Opierając się na równaniu (2) oraz biorąc pod uwagę to, że teraz

$$\hat{Z}_1 = \frac{j\omega L}{1 - \omega^2 L C_L} \quad (80)$$

$$\hat{Z}_2 = \frac{1}{j\omega C} \quad (81)$$



Rys. 23. Schemat zastępczy układu jednego ogniwa przesuwnika fazowego LC przy uwzględnieniu pojemności własnej cewki ($\delta_L = 0$; $\kappa = 1$)



Rys. 24. Schemat układu czwórnikowy mostkowy równoważny czwórnikowi przedstawionemu na rys. 23

można napisać, że oporność falowa tego czwórnikowy wynosi:

$$\hat{Z} = \sqrt{\hat{Z}_1 \hat{Z}_2} = \sqrt{\frac{j\omega L}{1 - \omega^2 L C_L} \cdot \frac{1}{j\omega C}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{\frac{1}{1 - \eta^2 k^2}} = R \sqrt{\frac{1}{1 - \eta^2 k^2}} \quad (82)$$

We wzorze tym wprowadzono nowy parametr

$$k = \frac{\omega_0}{\omega_r} \quad (83)$$

przy czym

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L C_L}} \quad (84)$$

oznacza częstotliwość rezonansu własnego cewki o indukcyjności $2L$ i pojemności własnej $1/2C_L$ (rys. 23). Częstotliwość ω_0 określona jest równaniem (10).

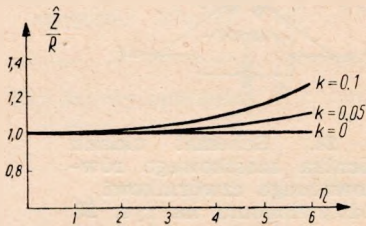
Na rys. 25 wykreślono zależność zredukowanej oporności falowej $\frac{\hat{Z}}{R}$ od częstotliwości zredukowanej η dla różnych wartości parametru k . Jak widać z tego rysunku, w szerokim pasmie częstotliwości oporność falowa jest rzeczywista i nieznacznie zwiększa się, jeżeli wartość częstotliwości re-

zonansu własnego cewki ω_r jest co najmniej dziesięć razy większa niż ω_0 ($k \leq 0,1$).

Dla częstotliwości $\eta = 1$:

$$\frac{\hat{Z}}{R} = \sqrt{\frac{1}{1-k^2}} \cong \sqrt{1+k^2} \cong 1 + \frac{1}{2}k^2 \quad (85)$$

(wartość bardzo bliska jedności).



Rys. 25. Zależność zredukowanej oporności falowej $\frac{\hat{Z}}{R}$ jednego ogniwa przesuwника fazowego LC od częstotliwości zredukowanej η , dla różnych wartości parametru

$$k = \frac{\omega_0}{\omega_r}$$

Dla częstotliwości (równanie 82)

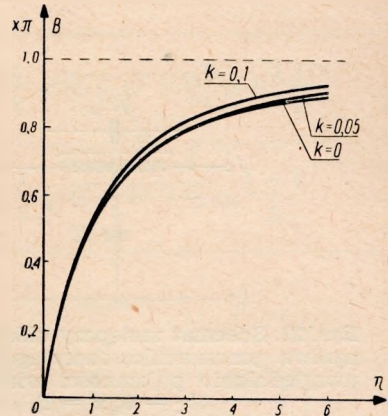
$$\eta = \frac{1}{k} \quad (86)$$

a więc

$$\omega = \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC_L}} \quad (87)$$

oporność falowa jest nieskończenie wielka, natomiast przy częstotliwości większej ma charakter czysto urojony ujemny. Jest to zupełnie oczywiste, ponieważ czwórnik przedstawiony na rys. 24 jest właściwie filtrem dolno-przepustowym typu m , który ma właśnie taką własność („klasa oporowa a ” według Cauera) [1].

Opierając się na równaniach (4) i (83) można obliczyć stałą przenoszenia tego czwornika według wzoru następującego:



Rys. 26. Zależność falowego przesunięcia fazowego B jednego ogniwa przesuwника fazowego LC od częstotliwości zredukowanej η , dla różnych wartości parametru $k = \frac{\omega_0}{\omega_r}$

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma} = A + jB &= 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2}} = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{\frac{j\omega L j\omega C}{1 - \omega^2 LC_L}} = \\ &= 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \sqrt{\frac{-\omega^2 LC}{1 - \omega^2 LC_L}} = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h j \sqrt{\frac{\eta^2}{1 - \eta^2 k^2}} = \\ &= j 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\eta}{\sqrt{1 - \eta^2 k^2}} \end{aligned} \quad (88)$$

skąd dla częstotliwości $\eta \leq \frac{1}{k}$

$$A = 0 \quad (89)$$

$$B = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\eta}{\sqrt{1 - \eta^2 k^2}} \quad (90)$$

Wobec powyższego tłumienie falowe czwórnika w pasmie częstotliwości $0 \leq \omega \leq \omega_r$ jest równe zero, natomiast falowe przesunięcie fazowe B zmienia się zgodnie z równaniem (90) (patrz rys. 26).

Jak wynika z równania (90), żądane przesunięcie fazowe $\pi/2$ wystąpi przy częstotliwości η' , różniącej się nieznacznie od jedności. Częstotliwość tę można łatwo znaleźć przyrównując wartość B do $\pi/2$, skąd wyniknie, że

$$\frac{\eta'}{\sqrt{1 - \eta'^2 k^2}} = 1 \quad (91)$$

Ostatecznie więc:

$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{1 + k^2}} \cong 1 - \frac{1}{2} k^2 \quad (92)$$

Widać stąd, że wartość częstotliwości η' jest mniejsza od jedności o ułamek procentu (przy $k \leq 0,1$).

Powyżej częstotliwości $\eta = \frac{1}{k}$ ($\omega = \omega_r$) tłumienie A jest różne od zera, a przesunięcie fazowe $B = \pi$, a więc tak jak w filtrze dolnoprzepustowym typu m (klasa tłumieniowa 1 według Cauera [1], $m \geq 1$). Ten zakres częstotliwości nie ma jednak praktycznego znaczenia w omawianym przypadku i nie będzie dlatego przedmiotem dokładniejszej analizy.

2.2.5. Parametry robocze przesuwnika fazowego LC

Interesującymi parametrami roboczymi [8] przesuwnika fazowego LC (rys. 13) są: oporność wejściowa i stosunek napięć $\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2}$ na wejściu i wyjściu

przesuwnika przy zamknięciu strony wtórnej opornością $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$. Wartości te będą najbardziej interesujące z punktu widzenia pracy przesuwника w układzie generacyjnym.

Jeżeli przesuwник fazowy LC zamknięty po stronie wtórnej opornością R jest idealny (patrz rozdz. 2.2.1.), to z teorii czwórników wynika, że oporność wejściowa jego jest równa oporności R , ponieważ współczynnik niedopasowania między opornością falową czwórnika a opornością zamykającą jest równy zeru. Z tego samego powodu wielkość $\ln \frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2}$ równa jest stałej przenoszenia falowego. Jeżeli jednak przesuwник obciążony jest stratami i rozproszeniem cewek, to zależności te będą bardziej skomplikowane. Niżej wykonano obliczenie wartości oporności wejściowej i wielkości $\ln \frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2}$ zwracając największą uwagę na ich wartości dla najbardziej interesującej częstotliwości ($\eta = 1$) z punktu widzenia zastosowania przesuwника fazowego LC w generatorze.

Oporność wejściowa \hat{Z}_{we} przesuwnika fazowego LC zamkniętego opornością $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$ równa się [8]:

$$\hat{Z}_{we} = \hat{Z}_p \cdot \frac{1 + \hat{q}e^{-2\hat{T}_p}}{1 - \hat{q}e^{-2\hat{T}_p}} \quad (93)$$

przy czym \hat{q} jest współczynnikiem niedopasowania (odbicia) po stronie wtórnej czórnika

$$\hat{q} = \frac{R - \hat{Z}_p}{R + \hat{Z}_p} \quad (94)$$

Ponieważ dla dostatecznie dużej wartości współczynnika sprzężenia cewek (np. $\kappa \geq 0,97$) i dużej dobroci cewek (np. $Q_L \geq 50$) stosunek $\left| \frac{\hat{Z}}{R} \right| = \Psi_Z$ w szerokim pasmie częstotliwości (np. $0 \leq \eta \leq 4$) zawiera się w granicach $0,9 \dots 1,1$, natomiast kąt φ_Z odpowiednio w granicach $-5^\circ \dots +5^\circ$ (rys. 19 i 20), a więc moduł współczynnika niedopasowania $|\hat{q}|$ nie przekracza w praktyce wartości 0,08. Wobec tego wzór (93) można napisać następująco:

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{we} &= \hat{Z}_p \frac{1 + \hat{q}e^{-2\hat{T}_p}}{1 - \hat{q}e^{-2\hat{T}_p}} \cong \hat{Z}_p (1 + \hat{q}e^{-2\hat{T}_p})^2 = \\ &= \hat{Z}_p [1 + \hat{q}e^{-2(A_p + jB_p)}]^2 \cong \hat{Z}_p [1 + 2\hat{q}e^{-2(A_p + jB_p)}] \end{aligned} \quad (95)$$

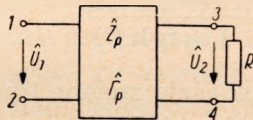
Dla częstotliwości $\eta = 1$ oporność wejściowa równa się (tabl. 4):

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{we} &= R \left[\frac{1}{2} \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \left[1 + 2 \frac{R - \frac{R}{2} \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{R + \frac{R}{2} \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}} e^{-4 \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)} e^{-j2\pi} \right] = \\ &= R \left[\frac{1}{2} \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2} \right] \left[1 + 2 \frac{2 - \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}}{2 + \sqrt{(1+\kappa)^2 + \delta_L^2}} \left(1 + \frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^{-4} \right] \cong \\ &\cong R \left[\frac{1}{2} (1+\kappa) \right] \left[1 + 2 \frac{2 - (1-\kappa)}{2 + (1+\kappa)} \cdot \left(1 + \frac{\delta_L}{1+\kappa} \right)^{-4} \right] \cong \\ &\cong R \frac{(1+\kappa)^2 (5-\kappa)}{2(3+\kappa)(1+\kappa+4\delta_L)} \end{aligned} \quad (96)$$

Przy wyprowadzaniu tego wzoru założono, że $\delta_L \ll (1+\kappa)$. Z porównania wzoru (96) z przybliżonym wzorem (63) widać, że oporność wejściowa jest nieco większa od oporności falowej przesuwnika, lecz mniejsza od oporności zamykającej R . Oporność wejściowa dla częstotliwości $\eta = 1$ ma charakter czysto rzeczywisty.

Ażeby znaleźć wartość stosunku $\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2}$ (rys. 27), zastosowano regułę Thevenina (rys. 28). Oporność zastępczego źródła \hat{Z}_z można znaleźć [8], mierząc oporność wejściową wtórną czwórnika przy zwarciu zacisków 1 — 2 (rys. 27):

$$\hat{Z}_z = \hat{Z}_p \operatorname{tg} h \hat{\Gamma}_p \quad (97)$$



Rys. 27. Schemat układu czwórnika o oporności falowej \hat{Z}_p i stałej przenoszenia $\hat{\Gamma}_p$, zamkniętego opornością R

Ażeby znaleźć siłę elektromotoryczną zastępczego źródła \hat{E}_z , należy przeprowadzić następujące rozumowanie:

Jeżeli oporność \hat{Z}_p byłaby przyłączona do zastępczego źródła (rys. 29), to można napisać równanie następujące:

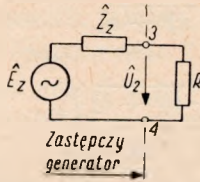
$$\hat{E}_z = \hat{U}'_2 \frac{\hat{Z}_z + \hat{Z}_p}{\hat{Z}_p} \quad (98)$$

Napięcie \hat{U}'_2 można jednak łatwo wyznaczyć, gdyż jest ono równe napięciu na wyjściu czwórnika przedstawionego na rys. 27, zamkniętego opornością \hat{Z}_p dopasowania; stąd.

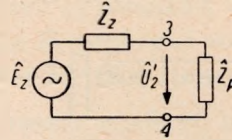
$$\hat{U}'_2 = \hat{U}_1 e^{-\hat{\Gamma}_p} \quad (99)$$

Wstawiając tę wartość do wzoru (98) otrzymamy:

$$\hat{E}_z = \hat{U}_1 e^{-\hat{r}_p} \frac{\hat{Z}_z + \hat{Z}_p}{\hat{Z}_p} \quad (100)$$



Rys. 28. Schemat układu równoważnego układu przedstawionemu na rys. 27 (według reguły Thevenina)



Rys. 29. Schemat układu z opornością \hat{Z}_p przyłączoną do zastępczego źródła przedstawionego na rys. 28

Z rys. 28 wynika więc, że:

$$\begin{aligned} \hat{U}_2 &= \hat{E}_z \frac{R}{\hat{Z}_z + R} = \hat{U}_1 e^{-\hat{r}_p} \frac{\hat{Z}_z + \hat{Z}_p}{\hat{Z}_p} \frac{R}{\hat{Z}_z + R} = \\ &= \hat{U}_1 e^{-\hat{r}_p} \frac{\hat{Z}_p \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p + \hat{Z}_p}{\hat{Z}_p} \frac{R}{\hat{Z}_p \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p + R} = \hat{U}_1 e^{-\hat{r}_p} \frac{(1 + \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p) R}{R + \hat{Z}_p \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p} \end{aligned} \quad (101)$$

skąd ostatecznie (patrz równ. 60)

$$\frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = e^{\hat{r}_p} \frac{R + \hat{Z}_p \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p}{R(1 + \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p)} = e^{\hat{r}_p} \frac{1 + \hat{\Psi}_z \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p}{1 + \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p} \quad (102)$$

lub

$$\ln \frac{\hat{U}_1}{\hat{U}_2} = \hat{\Gamma}_p + \ln \frac{1 + \hat{\Psi}_z \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p}{1 + \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p} \quad (103)$$

Drugi składnik tego wzoru wyraża właśnie zmianę tłumienia i przesunięcia fazowego napięć w stosunku do odpowiednich parametrów falowych spowodowaną niedopasowaniem na wyjściu przesuwnika.

Dla częstotliwości $\eta = 1$ (patrz tabl. 4)

$$\begin{aligned} \operatorname{tgh} \hat{\Gamma}_p &= \operatorname{tgh}(A_p + j\pi) = \operatorname{tgh} A_p = \frac{e^{2A_p} - 1}{e^{2A_p} + 1} \cong \\ &\cong \frac{e^{4 \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa}\right)} - 1}{e^{4 \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa}\right)} + 1} = \frac{\left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa}\right)^4 - 1}{\left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa}\right)^4 + 1} \cong \frac{\left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa}\right)^4 - 1}{2} \cong \\ &\cong \frac{1 + 4 \frac{\delta_L}{1 + \kappa} - 1}{2} = \frac{2 \delta_L}{1 + \kappa} \end{aligned} \quad (104)$$

Wstawiając powyższą wartość do wzoru (103) uzyskuje się ostatecznie:

$$\begin{aligned} \ln \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} &\cong 2 \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa} \right) + j\pi + \ln \frac{1 + \frac{1 + \kappa}{2} \cdot \frac{2\delta_L}{1 + \kappa}}{1 + \frac{2\delta}{1 + \kappa}} = \\ &= \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa} \right)^2 + \ln \frac{1 + \frac{\delta_L}{1 + \kappa}}{1 + \frac{2\delta_L}{1 + \kappa}} + j\pi \cong \ln(1 + \delta_L) + j\pi \end{aligned} \quad (105)$$

a więc przesunięcie fazowe napięć ze względu na rzeczywistą wartość oporności falowej \dot{Z}_p i oporności zamykającej R oraz falowego przesunięcia fazowego π nie uległo żadnej zmianie, natomiast tłumienie napięć jest minimalnie mniejsze od tłumienia falowego. Jest to zrozumiałe, ponieważ oporność zamykająca R jest nieco większa niż oporność falowa \dot{Z}_p .

2.2.6. Wnioski ogólne dotyczące rzeczywistego przesuwnika fazowego LC oraz uwagi w sprawie projektowania jego elementów

Z warunków pracy generatora samowzbudnego o sprzężeniu zwrotnym wynika, że istotnymi parametrami roboczymi czwórnika sprzęgającego jest jego oporność wejściowa i stosunek napięcia wejściowego do napięcia wyjściowego. Wartości tych parametrów są najbardziej interesujące przy częstotliwości generacji, tzn. przy częstotliwości głównej fali generowanej ($\eta = 1$). Natomiast dla wyższych harmonicznych mają one znaczenie tylko wówczas, gdy ograniczenie amplitudy fali generowanej zachodzi na skutek nieliniowości układu czynnego (lampowego), a nie jak w niniejszym przykładzie (patrz punkt 4), przez zastosowanie elementu regulacyjnego, działającego na zasadzie termoelektrycznej (żaróweczka, termistor itp.). Oporność wejściowa czwórnika sprzęgającego, zamkniętego opornością obciążenia, stanowi oporność obciążenia obwodu anodowego ostatniej lampy generatora, natomiast stosunek napięć na wejściu i na wyjściu czwórnika sprzęgającego wyznacza potrzebne wzmocnienie układu lampowego (amplituda) i częstotliwość drgań własnych układu (przesunięcie fazowe).

Jeżeli zatem współczynnik sprzężenia obu połówek cewek jest bliski jedności (np. $k \geq 0,97$) i dobroć cewek jest odpowiednio duża (np. $\delta_L \leq 0,02$ lub $Q_L \geq 50$), to w wyniku rozważań zawartych w rozdz. 2.2.3 i 2.2.5 można przyjąć z bardzo dużą dokładnością, że dla częstotliwości $\eta = 1$:

1) oporność wejściowa przesuwnika fazowego LC obciążonego opornością R jest równa oporności falowej tego przesuwnika;

2) tłumienie, tzn. logarytm stosunku napięć na wejściu i na wyjściu przesuwnika obciążonego opornością R , jest równe jego tłumieniu falowemu;

3) przesunięcie fazy napięć na wejściu i na wyjściu przesuwnika obciążonego opornością R jest równe dokładnie falowemu przesunięciu fazowemu.

Ażeby wszystkie powyższe wnioski były prawdziwe, elementy powinny spełniać następujące wymagania:

a) **Cewki indukcyjne** powinny mieć:

- 1) możliwie duży współczynnik sprzężenia obu części cewek, wynoszący co najmniej 0,97;
- 2) możliwie małą pojemność własną cewek tak, ażeby $k \leq 0,1$ (patrz rozdz. 2.2.4.);
- 3) możliwie dużą dobroć Q_L , wynoszącą co najmniej 50 (przy częstotliwości $\eta = 1$);
- 4) możliwie małą asymetrię obu części cewek, nie większą niż 0,002 [6];
- 5) dokładną wartość indukcyjności połówki cewki ($\frac{L}{2}$ na rys. 16), a nie całej cewki ($L + 2M = L(1 + \kappa)$);
- 6) możliwie dokładne jednakowe wykonanie obu cewek;

b) **Kondensatory** powinny mieć:

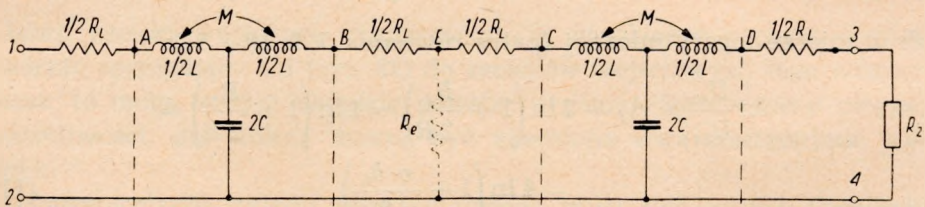
- 7) dokładną wartość pojemności;
- 8) możliwie mały współczynnik strat tak, ażeby $\text{tg } \delta \leq 0,001$;
- 9) możliwie jednakowe wartości pojemności obu kondensatorów.

Wymagania 1) i 2) są na ogół sprzeczne ze sobą i spełnienie ich wymaga specjalnej staranności przy opracowaniu konstrukcyjnym cewek indukcyjnych. Należy raczej dążyć do uzyskania możliwie dużego współczynnika sprzężenia, natomiast wpływ pojemności własnej cewek można wyeliminować dla częstotliwości $\eta = 1$, dobierając indukcyjność skuteczną połówki cewki przy tej częstotliwości. Ostatecznego „zestrojenia” jednego ogniwa należy dokonać wraz z przyłączoną pojemnością tak, aby iloczyn $\frac{L}{2} 2C = LC$ (rys. 16) był równy dokładnie wartości założonej. Dokładność doboru indukcyjności cewek i pojemności kondensatorów (wymaganie 5) i 7) powinna wynosić około 0,2% (kondensatory tylko na dolnej granicy tolerancji). Ostatecznego zestrojenia można dokonać albo przez równoległe dodawanie małych kondensatorów wyrównawczych lub przez regulację indukcyjności (np. w przypadku rdzeni kubkowych ze śrubą regulacyjną). Oba ogniwa przesuwnika powinny być możliwie jednakowe,

aby nie występowały odbicia między czwórnikami — ogniwami, co spowodowałoby wzrost tłumienia, a przede wszystkim zmianę częstotliwości rezonansowej, tj. częstotliwości, przy której przesunięcie fazowe jest równe π (wymaganie 6) i 9)).

Przy częstotliwości $\eta = 1$ przesunięcie fazowe przesuwnika nie zależy od wartości współczynnika sprzężenia, jednak dla wyższych harmonicznych ($\eta = 2, 3, 4 \dots n$) oporność falowa, a więc i wejściowa będą miały w przypadku małej wartości współczynnika sprzężenia charakter zespolony, a więc nie będzie równowagi mocy urojonych (patrz rozdz. 2.1.2) wydzielanych w elementach przesuwnika, co ma duży wpływ na zależność częstotliwości od zawartości harmonicznych [12].

Z tego jedynie względu należy dążyć do osiągnięcia dużej wartości współczynnika sprzężenia. Jeżeli zawartość harmonicznych generatora, w którym przesuwnik fazowy LC spełnia rolę czwórnika sprzęgającego, jest znikomo mała, to sprzężenie nie ma większego wpływu na pracę generatora. Ma to miejsce na przykład w generatorze, w którym stabilizacja amplitudy jest oparta na własnościach nieliniowych żaróweczki. W tym przypadku na częstotliwość drgań generowanych ma wpływ wyłącznie wartość indukcyjności połówek cewek oraz wartości pojemności kondensatorów; natomiast wartość współczynnika sprzężenia i dobroci cewek nie mają tu żadnego wpływu. W przypadku koniecznym można w prosty sposób wyeliminować zupełnie wpływ strat cewek w żądanym pasmie częstotliwości, o ile normalnie wykonana cewka nie zapewnia w wystarczającym stopniu dostatecznie dużej wartości dobroci. Eliminowanie to polega na zastosowaniu jednego opornika włączonego poprzecznie między dwa ogniwa przesuwnika fazowego LC (rys. 30). W ten sposób uzyskuje się sztucznie symetryczny tłumik typu T o oporności falowej równej R i o minimalnym



Rys. 30. Schemat układu przesuwnika fazowego LC z opornikiem R_e eliminującym wpływ stratności cewek

tłumieniu falowym. Cały przesuwnik można więc traktować jako połączenie łańcuchowe trzech czwórników o prawie jednakowych opornościach falowych R w szerokim pasmie częstotliwości, a mianowicie: A-B-2, B-C-2 i C-D-2, z których pierwszy i trzeci jest ogniwem bez strat, a drugi stanowi tłumik o bardzo małym tłumieniu. Ażeby przesuwnik fazowy był zam-

knięty opornością falową R , należy zmniejszyć oporność opornika zamykającego R_z , a mianowicie:

$$R_z = R - \frac{R_L}{2} \quad (106)$$

Oporność wejściowa, „widziana” z zacisków 1-2 w prawo, wynosi:

$$\dot{Z}_{we} = R + \frac{R_L}{2} \quad (107)$$

Wartość oporności opornika R_e należy obliczać według wzoru następującego [9]:

$$R_e = \frac{4R^2 - R_L^2}{4R_L} \cong \frac{R^2}{R_L} \quad (108)$$

natomiast tłumienie falowe A_T tłumika B-C-2 według wzoru następującego:

$$A_T = 2 \operatorname{ar} \operatorname{tg} h \frac{R_L}{2R} \cong 2 \ln \left(1 + \frac{R_L}{2R} \right)^{1)} \quad (109)$$

Stosunek modułów napięć w punktach 1-2 i 3-4 można wyznaczyć biorąc pod uwagę spadki napięć na oporności 1-A $\left(\frac{R_L}{2} \right)$, na tłumiku B-C-2 i na oporności D-3, z czego wynika, że

$$\begin{aligned} \frac{U_{12}}{U_{34}} &= \frac{U_{12}}{U_{A2}} \cdot \frac{U_{A2}}{U_{B2}} \cdot \frac{U_{B2}}{U_{C2}} \cdot \frac{U_{C2}}{U_{D2}} \cdot \frac{U_{D2}}{U_{34}} = \\ &= \left(1 + \frac{R_L}{2R} \right) 1 e^{A_T} 1 \left(\frac{1}{1 - \frac{R_L}{2R}} \right) \cong e^{A_T} \left(1 + \frac{R_L}{2R} \right)^2 \end{aligned} \quad (110)$$

lub w mierze logarytmicznej (patrz równania 7, 9, 10 i 54):

$$\begin{aligned} \ln \frac{U_{12}}{U_{34}} &\cong A_T + 2 \ln \left(1 + \frac{R_L}{2R} \right) = 4 \ln \left(1 + \frac{R_L}{2R} \right) = \\ &= 4 \ln \left(1 + \frac{\eta \cdot \delta_L}{2} \right) \end{aligned} \quad (111)$$

¹⁾ Z teorii funkcji hiperbolicznych wynika wzór

$$\operatorname{ar} \operatorname{tg} h u = \frac{1}{2} \ln \frac{1+u}{1-u}$$

Jeżeli $u \ll 1$, to

$$\frac{1}{2} \ln \frac{1+u}{1-u} \cong \frac{1}{2} \ln (1+u)^3 = \ln (1+u)$$

Tłumienie to jest również niewielkie, rzędu kilku setnych części nepera. Ponieważ w praktyce wartość oporności strat R_L cewki jest na ogół zależna od częstotliwości, należy w powyższych wzorach podstawiać średnią wartość tej oporności w interesującym pasmie częstotliwości.

Na zakończenie należy wspomnieć o zależności częstotliwości generatora od temperatury, na którą decydujący wpływ ma sam przesuwnik fazowy LC. Należy projektować przesuwnik w ten sposób, ażeby cewki i kondensatory miały możliwie małe współczynniki cieplne; poza tym należy dążyć, aby wartość współczynników cieplnych indukcyjności była w możliwie dużym zakresie przeciwna do wartości współczynnika cieplnego pojemności, co zapewnia dużą niezależność częstotliwości od temperatury. Zagadnienie kompensacji termicznej przesuwnika jest w zasadzie podobne jak w normalnych obwodach rezonansowych¹⁾.

Opornik zamykający przesuwnik fazowy LC (rys. 30) musi mieć wartość oporności obliczoną według wzoru (7) lub (106). Opornik ten musi mieć stałą czasu T_R spełniającą zależność:

$$T_R \leq \frac{2\pi}{\omega_0} \cdot 10^{-3} \quad (112)$$

(możliwie bez składowych urojonych dla częstotliwości ω_0). Jeżeli bocznikująca oporność wejściowa siatkowego układu lampowego nie jest zbyt duża, należy odpowiednio zwiększyć wartość oporności opornika zamykającego.

3. TEORIA UKŁADU GENERACYJNEGO

3.1. Generator o sprzężeniu zwrotnym

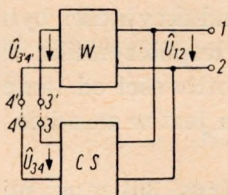
Jeżeli zaciski wyjściowe wzmacniacza W przyłączyć poprzez pewien czwórnik sprzęgający CS (rys. 31) do zacisków wejściowych tego wzmacniacza, to mogą w tym układzie powstać drgania elektryczne o pewnej częstotliwości, dla której muszą być spełnione dwa następujące warunki:

- 1) wzmocnienie układu wzmacniającego musi być równe tłumieniu czwórnika sprzęgającego (w stanie ustalonym drgań);
- 2) suma przesunięć fazowych układu wzmacniającego i czwórnika sprzęgającego musi być całkowitą krotnością 2π .

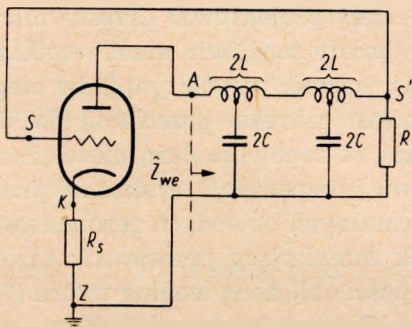
Jeżeli zaciski 3-3' oraz 4-4' (rys. 31) są rozłączone oraz między zaciskami 3'-4' istnieje pewne napięcie $\hat{U}_{3'4'}$, (np. napięcie szumów własnych), to po wzmocnieniu napięcie między zaciskami 1-2 będzie miało wartość \hat{U}_{12} .

¹⁾ Patrz bliższe dane w dodatku B

Napięcie to doprowadzone z powrotem na wejście czwórnika sprzęgającego spowoduje powstanie napięcia na jego wyjściu \hat{U}_{34} . Jeżeli więc napięcia \hat{U}_{34} i $\hat{U}_{3'4'}$ będą sobie równe co do amplitudy i fazy, to po zwarceniu zacisków 3-3' i 4-4' powstaną, po pewnym przebiegu wstępnym, drgania ustalone.¹⁾ Częstotliwość tych drgań można znaleźć, znając przebieg prze-



Rys. 31. Schemat układu generatora o sprzężeniu zwrotnym



Rys. 32. Schemat ideowy układu generatora jednolampowego z przesuwnikiem fazowym LC

sunęcia fazowego obu układów w funkcji częstotliwości, natomiast amplituda może być wyznaczona jedynie przy zastosowaniu nieliniowej teorii generacji, o czym będzie mowa niżej.

Przedmiotem badań niniejszego rozdziału będzie generator, w którym czwórnikiem sprzęgającym jest przesuwnik fazowy LC opisany szczegółowo w rozdz. 2. Na rys. 32 przedstawiono ideowy układ generatora jednolampowego²⁾; uwzględniono tu jedynie obwody prądu zmiennego. Ponieważ tłumienie przesuwnika fazowego LC jest bardzo małe, a więc i wzmocnienie wzmacniacza S-Z-A, konieczne do utrzymania drgań, musi być nieco większe od jedności (lub od zera w mierze logarytmicznej). Układ wzmacniający będzie więc miał bardzo silne sprzężenie zwrotne ujemne, aperiodyczne (nieselektywne). Z dalszej analizy wynika, że układ generacyjny będzie tym selektywniejszy, im większe jest wzmocnienie lampy, a więc im silniejsze jest sprzężenie zwrotne, gdyż wynikowe wzmocnienie układu wzmacniającego musi być w każdym przypadku tylko nieco większe od jedności.

Zaciskom wejściowym wzmacniacza 3' — 4' na ogólnym schemacie jak na rys. 31 odpowiadają zaciski S — Z (rys. 32), natomiast zaciskom wejściowym wzmacniacza 1 — 2 jak na rys. 31 odpowiadają zaciski A — Z

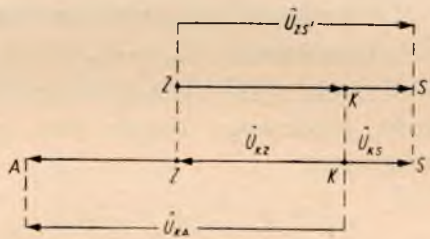
¹⁾ Przy tym rozumowaniu nie należy uwzględniać wpływu wejścia układu wzmacniającego na czwórnik sprzęgający (brak obciążenia).

²⁾ Większej liczby lamp w układzie generacyjnym nie przewiduje się; ewentualnie konieczne zwiększenie liczby lamp doprowadzi jedynie do nowego rozwiązania schematowego, wnioski pozostaną jednak te same.

(rys. 32). Wzmacniacz ma bardzo silne sprzężenie ujemne, prądowe dzięki opornikowi katodowemu R_S , który sprzęga obwód anodowy i siatkowy wzmacniacza. Oporność obciążenia obwodu anodowego lampy, tzn. oporność między punktami K i A (rys. 32) wynosi $R_S + \hat{Z}_{we}$, gdzie \hat{Z}_{we} jest opornością wejściową przesuwnika fazowego LC , określoną wzorem (95). Jak wiadomo, oporność wejściowa \hat{Z}_{we} ma charakter „czysto” rzeczywisty dla częstotliwości $\eta = 1$ ($\omega = \omega_0$ patrz wzory 9 i 10), a więc napięcie anodowe przesunięte jest względem napięcia siatkowego dokładnie o π . Ponieważ dla częstotliwości $\eta = 1$ przesunięcie fazowe przesuwnika wynosi również dokładnie π , więc w układzie mogą powstać drgania o tej częstotliwości.

3.2. Analiza szczegółowa układu generacyjnego o przesuwniku fazowym LC (teoria liniowa)

Przedmiotem badań będzie układ generacyjny przedstawiony na rys. 32. W stanie ustalonym układowi temu odpowiada wykres wektorowy przedstawiony na rys. 33. \hat{U}_{KS} przedstawia dowolnie obrany wektor napięcia



Rys. 33. Wykres wektorowy napięć w stanie ustalonym w generatorze według rys. 32

panującego między katodą K i siatką S . Pod wpływem tego napięcia powstaje napięcie \hat{U}_{KA} — między katodą i anodą lampy — związane z napięciem \hat{U}_{KS} następującą zależnością:

$$\hat{U}_{KA} = \hat{k} \hat{U}_{KS} \quad (113)$$

gdzie \hat{k} — współczynnik wzmocnienia układu lampowego, którego obwód anodowy zamknięty jest opornością $R_S + \hat{Z}_{we}$. Jeżeli

$$\hat{U}_{KS} = \hat{U}_{KS'} \quad (114)$$

to generator będzie pracował w stanie ustalonym. W tym celu musi być więc spełniony warunek następujący:

$$\begin{aligned}\hat{U}_{KS'} &= \hat{U}_{ZS'} + \hat{U}_{KZ} = \hat{U}_{ZA} e^{-\hat{r}_p} + \hat{U}_{KZ} = \hat{U}_{KA} \frac{R}{R + R_s} e^{-\hat{r}_p} + \hat{U}_{KA} \frac{R_s}{R + R_s} = \\ &= \hat{k} \hat{U}_{KS} \left[\frac{R e^{-\hat{r}_p} + R_s}{R + R_s} \right] = \hat{U}_{KS}\end{aligned}\quad (115)$$

Oznaczając następnie

$$\frac{R_s}{R} = m \quad (116)$$

można ostatecznie napisać:

$$\hat{k} \left(\frac{e^{-\hat{r}_p} + m}{1 + m} \right) = 1 \quad (117)$$

Dla uproszczenia założono, że stosunek napięć na wejściu i wyjściu przesuwника równy jest $e^{\hat{r}_p}$ oraz że oporność wejściowa przesuwника zamkniętego opornikiem R wynosi R . Jak wynika ze wzorów (96) i (103) ($\hat{\Psi}_z$ dla $\eta = 1$ równe jest prawie jedności — patrz tabl. 4) jest to spełnione dla częstotliwości $\eta = 1$ z bardzo dużym przybliżeniem. Pamiętając, że dla częstotliwości $\eta = 1$ stała przenoszenia $\hat{r}_p = A_p + j\pi$ oraz, że współczynnik wzmocnienia $\hat{k} = -k$ jest liczbą ujemną rzeczywistą (ponieważ oporność obciążenia obwodu anodowego lampy jest rzeczywista), można wzór (117) napisać następująco:

$$k \left(\frac{m - e^{-A_p}}{m + 1} \right) = -1 \quad (118)$$

skąd

$$m = \frac{k e^{-A_p} - 1}{k + 1} \quad (119)$$

Ze wzoru powyższego (pamiętając również o wzorze 116) można obliczyć odpowiednią wartość oporności katodowej — sprzęgającej R_s , która według liniowej teorii generacji konieczna jest do utrzymania drgań ustalonych. Widać stąd, że wartość oporności R_s musi być zawsze nieco mniejsza od oporności R ($m < 1$). Jednym z najbardziej interesujących parametrów generatora jest jego selektywność. Będziemy o niej wnosić z przebiegu w funkcji częstotliwości następującego stosunku napięć:

$$\hat{S} = \frac{\hat{U}_{KS}}{\hat{U}_{KS'}} = |S| e^{j\varphi_s} \quad (120)$$

Należy sobie przy tym wyobrazić, że punkty S i S' na rysunku 32 są rozdzielone i po przyłożeniu do układu napięcia \hat{U}_{KS} między punkty K i S powstaje pewne napięcie $\hat{U}_{KS'}$ między punktami K i S' . Przebieg kąta fazowego φ_s i modułu $|\hat{S}|$ w funkcji częstotliwości będzie obrazem selektywności układu.

Uwzględniając równanie (115) i (116) w równaniu (120) można napisać, że

$$\hat{S} = |\hat{S}| e^{j\varphi_s} = \frac{R + R_s}{\hat{k}(R e^{-\hat{T}_p} + R_s)} = \frac{1 + m}{k(e^{-T_p} + m)} \quad (121)$$

a w pobliżu rezonansu $\eta \cong 1$

$$\hat{S} = -\frac{1 + m}{k(e^{-\hat{T}_p} + m)} \quad (122)$$

Stąd argument φ_s .

$$\begin{aligned} \varphi_s &= -\arg[-(e^{-\hat{T}_p} + m)] = -\arg\left[-e^{-A_p} e^{-jB_p} - \frac{k e^{-A_p} - 1}{k + 1}\right] = \\ &= -\arg\left[-e^{-jB_p} - \frac{k e^{-A_p} - 1}{e^{-A_p}(k + 1)}\right] = -\arg[-e^{-jB_p} - D] \end{aligned} \quad (123)$$

przy czym D — czynnik zależny od wzmocnienia wzmacniacza i tłumienia przesuwnika:

$$D = \frac{k e^{-A_p} - 1}{e^{-A_p}(k + 1)} = \frac{k - e^{A_p}}{k + 1} = m e^{A_p} \quad (124)$$

Rozwijając równanie (123) uzyska się:

$$\begin{aligned} \varphi_s &= -\arg[-(\cos B_p - j \sin B_p) - D] = \\ &= -\arg[-(\cos B_p + D) + j \sin B_p] \end{aligned} \quad (125)$$

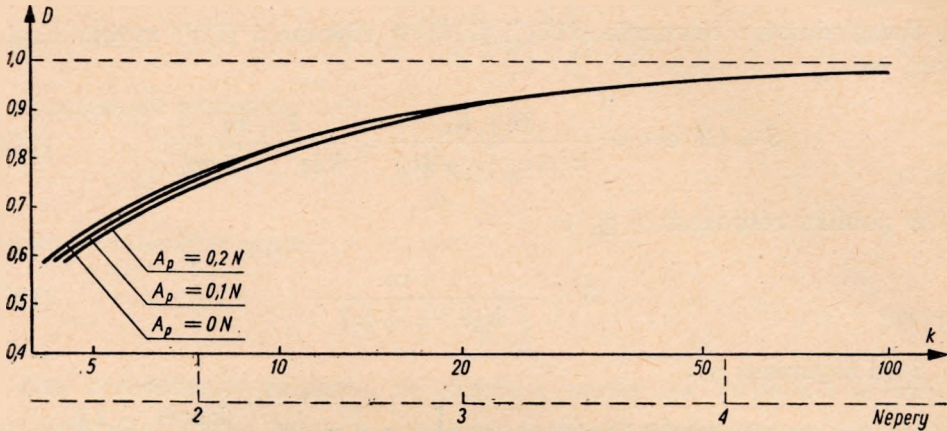
skąd

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \frac{\sin B_p}{\cos B_p + D} \quad (126)$$

czyli

$$\varphi_s = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\frac{\sin B_p}{\cos B_p + D} \right] \quad (127)$$

Na rys. 34 przedstawiono graficznie zależność (124); tak więc mając wartość tłumienia przesuwnika i wzmacnienia układu lampowego można określić wartość pomocniczego czynnika D . Jak widać, decydujący wpływ na jego wartość ma wzmacnienie k (szczególnie dla dużych jego wartości).



Rys. 34. Wykres funkcji $D = f(k)$ dla różnych wartości A_p

Jak to wynika z analizy wzoru (127), czynnik ten w decydujący sposób wpływa na przebieg kąta φ_s w funkcji częstotliwości.

Pamiętając, że

$$\sin B_p = \frac{2 \operatorname{tg} \frac{B_p}{2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{B_p}{2}} \quad (128)$$

oraz, że

$$\cos B_p = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{B_p}{2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{B_p}{2}} \quad (129)$$

i biorąc pod uwagę wzór (43), można napisać, że

$$\operatorname{tg} \frac{B_p}{2} = \frac{2 \operatorname{tg} \frac{B_p}{4}}{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{B_p}{4}} = \frac{2 \eta}{1 - \eta^2} \quad (130)$$

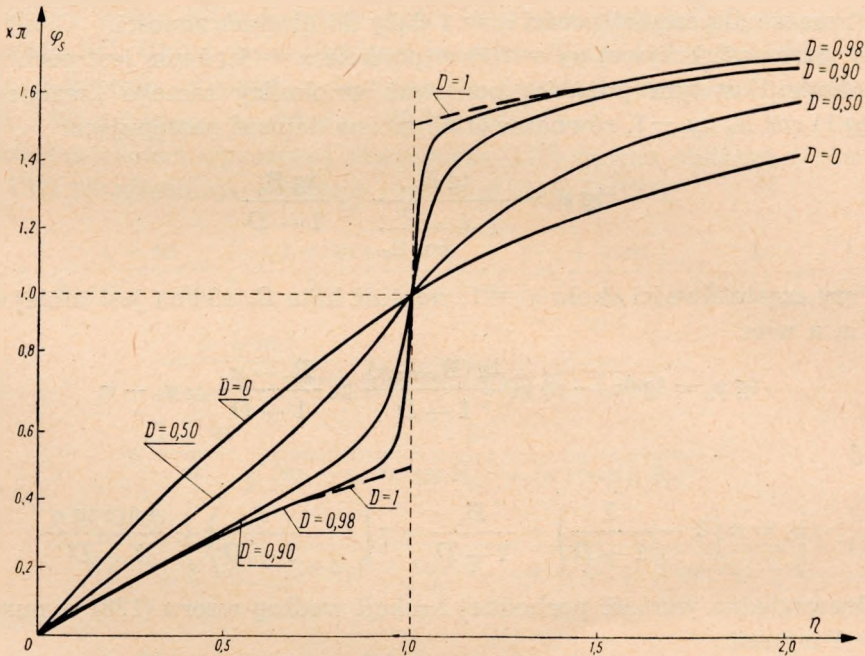
Uwzględniając równania (128), (129) i (130) w równaniu (126) otrzymamy ostatecznie:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_s &= \frac{\sin B_p}{\cos B_p + D} = \frac{2 \frac{2\eta}{1-\eta^2}}{1 + \left(\frac{2\eta}{1-\eta^2}\right)^2} = \\ &= \frac{4\eta(1-\eta^2)}{(1-\eta^2)^2 - 4\eta^2 + D(1+\eta^2)^2} \end{aligned} \quad (131)$$

czyli

$$\varphi_s = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{4\eta(1-\eta^2)}{(1-\eta^2)^2 - 4\eta^2 + D(1+\eta^2)^2} \quad (132)$$

Na rys. 35 przedstawiono wykres powyższej funkcji dla kilku wartości parametru D . Z wykresu tego można wyciągnąć wnioski następujące:



Rys. 35. Wykres funkcji $\varphi_s = f(\eta)$ dla różnych wartości D

a. Jeżeli $D = 0$, tzn. $k = e^{A_p}$ (wzmocnienie układu lampowego jest równe tłumieniu przesuwnika), czyli nie ma żadnego sprzężenia zwrotnego ujemnego ($m = 0$), to

$$\varphi_s = B_p = 4 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta \quad (133)$$

Tak więc selektywność układu generacyjnego jest taka sama, (a więc niewielka) jak selektywność samego przesuwnika fazowego.

b. Im wartość parametru D jest bliższa jedności, tzn. im większe jest wzmocnienie układu lampowego (im silniejsze jest w konsekwencji sprzężenie zwrotne ujemne), tym bardziej wzrasta selektywność układu, a więc stromość krzywej $\varphi_s = f(\eta)$ w punkcie $\eta = 1$ osiąga coraz większe wartości.

c. W skrajnym przypadku, gdy $D \rightarrow 1$ krzywa według rys. 35, w zakresie częstotliwości od 0 do 1, dąży asymptotycznie do krzywej o równaniu

$$\varphi_s = 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta \quad (134)$$

natomiast w zakresie częstotliwości od 1 do ∞ asymptotycznie do krzywej o równaniu:

$$\varphi_s = \pi + 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta \quad (135)$$

Stromość dla częstotliwości $\eta = 1$ dąży do nieskończoności.

d. Stromość krzywej $\varphi_s = f(\eta)$ w punkcie $\eta = 1$ równa jest pochodnej tej funkcji w tym punkcie; ponieważ w okolicy samego „rezonansu” ($\eta \cong 1$) $\cos B_p \cong -1$, równanie (126) można napisać następująco:

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \frac{\operatorname{tg} B_p}{1 + \frac{D}{\cos B_p}} \cong \frac{\operatorname{tg} B_p}{1 - D} \quad (136)$$

Przy częstotliwości około $\eta = 1$, wartość kąta B_p równa jest mniej więcej π , a więc

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \operatorname{tg} (\varphi_s - \pi) \cong \frac{\operatorname{tg} (B_p - \pi)}{1 - D} \cong \frac{B_p - \pi}{1 - D} \cong \varphi_s - \pi \quad (137)$$

skąd

$$\varphi_s = \pi \left(1 - \frac{1}{1 - D} \right) + \frac{B_p}{1 - D} = \pi \left(1 - \frac{1}{1 - D} \right) + \frac{4 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta}{1 - D} \quad (138)$$

Bezwzględna wartość pochodnej funkcji według wzoru (138) w punkcie $\eta = 1$ wynosi

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial \varphi_s}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} &= \left| \frac{\partial \left(\frac{4 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \eta}{1 - D} \right)}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} = \frac{1}{1 - D} \left| \frac{4}{1 + \eta^2} \right|_{\eta=1} = \\ &= \frac{2}{1 - D} = \frac{2(k + 1)}{1 + e^{A_p}} \cong k \end{aligned} \quad (139)$$

Stromość tej krzywej dla częstotliwości $\eta = 1$ jest więc proporcjonalna do wzmocnienia układu lampowego lub wartości sprzężenia zwrotnego.

Jak wynikało z wniosków zawartych w rozdz. 2.1.3, stromość samego przesuwnika dwuogniwowego LC w punkcie $\eta = 1$ wynosiła 2 radiany na jednostkę częstotliwości zredukowanej, natomiast dzięki zastosowaniu wzmacniacza o bardzo silnym ujemnym sprzężeniu zwrotnym zwiększono ją $\frac{k}{2}$ razy. Można stąd wysnuć bardzo ważny wniosek: ze wszystkich znanych obwodów czwórnikowych (np. układ Wiena, Scotta itp.) przesuwnik fazowy LC pozwala na maksymalną poprawę (zwiększenie) selektywności dzięki temu, że całe wzmocnienie układu lampowego można „stracić” w ujemnym sprzężeniu zwrotnym, zwiększając przez to sztucznie selektywność układu. W innych układach część wzmocnienia trzeba zużyć na tłumienie czwórnika sprzęgającego, które, np. w układzie Wiena, wynosi przeważnie około 1,1 nepera wobec kilku setnych części nepera w przypadku przesuwnika fazowego LC. Układ generacyjny z przesuwnikiem LC będzie więc miał około 6-krotnie większą selektywność (wartość stromości wyrażoną równ. 139) niż układ w układzie Wiena [5]¹⁾.

Moduł wielkości wyrażonej równaniem (120) można obliczyć z równania (122) uwzględniając również równania (119) i (124):

$$\begin{aligned}
 |\hat{S}| &= \left| \frac{1+m}{k(e^{-\hat{r}_p} + m)} \right| = \frac{1+m}{k} \left| \frac{1}{e^{-\hat{r}_p} + m} \right| = \frac{1+m}{k} \left| \frac{1}{e^{-A_p - jB_p} + m} \right| = \\
 &= \frac{1+m}{k} \left| \frac{1}{e^{-A_p}(\cos B_p - j \sin B_p) + m} \right| = \\
 &= \frac{1+m}{k} \frac{1}{\sqrt{(m + e^{-A_p} \cos B_p)^2 + (e^{-A_p} \sin B_p)^2}} = \\
 &= \frac{1+m}{k e^{-A_p}} \frac{1}{\sqrt{(D + \cos B_p)^2 + \sin^2 B_p}} = \frac{1-D}{\sqrt{D(D + 2 \cos B_p) + 1}} \quad (140)
 \end{aligned}$$

¹⁾ W układzie Wiena przesunięcie fazowe obwodu wynosi:

$$B_p = - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\eta - 1}{3}$$

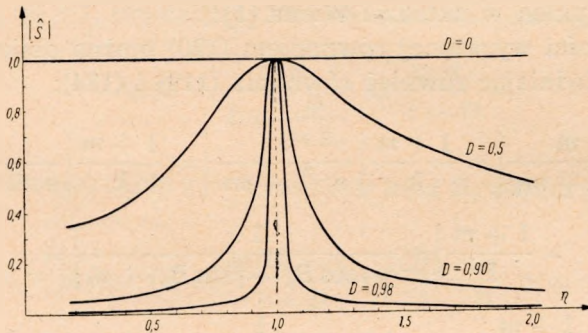
a więc:

$$\left| \frac{\partial B_p}{\partial \eta} \right|_{\eta=1} = \frac{2}{3}$$

Uwzględniając wreszcie równania (129) i (130) można ostatecznie uzyskać zależność wielkości $|\hat{S}|$ od częstotliwości η :

$$|\hat{S}| = \frac{1 - D}{\sqrt{D \left[D + 2 \frac{1 - \left(\frac{2\eta}{1 - \eta^2}\right)^2}{1 + \left(\frac{2\eta}{1 - \eta^2}\right)^2} \right] + 1}} = \frac{(1 - D)(1 + \eta^2)}{\sqrt{D[D(1 + \eta^2)^2 + 2(1 - \eta^2)^2 - 8\eta^2] + (1 + \eta^2)^2}} \quad (141)$$

Na rys. 36 przedstawiono wykres powyższej funkcji dla kilku wartości parametru D . Z rysunku tego widać, że im większa jest wartość wzmocnienia układu lampowego, a więc im bliższa jedności jest wartość parametru D , tym selektywniejszy jest przebieg funkcji według wzoru (141).

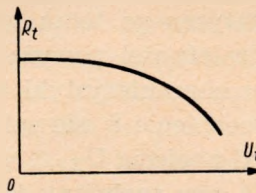


Rys. 36. Wykres funkcji $|S| = f(\eta)$ dla różnych wartości D

Wszystko to, co zostało wyżej powiedziane, wynika z tzw. liniowej teorii generacji. Jak wiadomo, założenie liniowości jest niesłuszne, szczególnie jeżeli amplitudy drgań będą znaczne, przy których powstają zniekształcenia nieliniowe w układach lampowych. Jeżeli jednak praca generatora będzie się odbywać tuż na granicy powstawania drgań (małe amplitudy) można uważać, że wykorzystuje się tylko prostoliniowe części charakterystyki lamp i liniowa teoria generacji jest wystarczająco dokładna. Teoria ta jednak nie może być w żadnym przypadku zastosowana do wyznaczenia wartości amplitudy generowanych drgań. Wyznaczenia tej wartości można dokonać stosując jedynie nieliniową teorię generacji.

3.3. Wyznaczenie amplitudy drgań przy zastosowaniu nieliniowej teorii generacji

W omawianym układzie generacyjnym (rys. 32) znajduje się wzmacniacz pracujący w klasie A, (tzn. wykorzystano prostoliniową część charakterystyki lampy). Podobnie jak w generatorze RC działającym na zasadzie mostka Wiena, zastosowano automatyczną regulację amplitudy za pomocą elementu termoelektrycznego. W generatorze RC stosuje się przeważnie żaróweczkę, a więc element o dodatnim współczynniku temperaturowym oporności; w omawianym układzie natomiast ze względu na schemat wygodniej jest użyć element o ujemnym współczynniku temperaturowym



Rys. 37. Typowa charakterystyka termistora

wym oporności, tzw. termistor, przyłączając go w odpowiedni sposób do układu generacyjnego.

W niniejszym układzie przyłączono go między punkt A i Z (rys. 32). Jeżeli oporność termistora, która jest zależna od napięcia, oznaczyć symbolem R_t (rys. 37), to wszystkie poprzednie wzory będą obowiązywać w założeniu, że zamiast równania (116) należy napisać:

$$m = \frac{R_s}{R \cdot R_t} = \frac{R_s (R + R_t)}{R R_t} \quad (142)$$

ponieważ obecnie oporność anodowa wzmacniacza stanowi równoległe połączenie oporności wejściowej przesuwnika fazowego R i oporności termistora R_t ; wartość powyższa jest zależna od napięcia U_{ZA} panującego na zaciskach A — Z układu.

Wstawiając tę zależność do równania (119) uzyskuje się:

$$\frac{R_s (R + R_t)}{R R_t} = \frac{k e^{-A_p} - 1}{k + 1} \quad (143)$$

skąd

$$R_t = \frac{R}{\frac{R}{R_s} \left(\frac{k e^{-A_p} - 1}{k + 1} \right) - 1} = f(U_{ZA}) \quad (144)$$

Taką wartość musi mieć oporność termistora w stanie ustalonym drgań. Znając zależność funkcjonalną $R_t = f(U_{ZA})$, która jest charakterystyką termistora, można wyznaczyć funkcję odwrotną, tzn. obliczyć napięcie U_{ZA} z równania następującego:

$$U_{ZA} = \varphi(R_t) \quad (145)$$

Mając więc dane wartości parametrów k , A_p , R i charakterystykę $R_t = f(U_{ZA})$, można tak dobrać wartość oporności R_s , aby uzyskać żadaną amplitudę napięcia U_{ZA} ewentualnie wyznaczyć wartość napięcia z równania (145) dla danej wartości parametrów k , A_p , R i R_s . Praktycznie należy posługiwać się metodą graficzną, gdyż zależność (145) łatwo wyznaczyć doświadczalnie przez wykonanie wykresu (pomiaru), natomiast przyporządkowanie wzoru matematycznego temu wykresowi jest kłopotliwe. Należy zwrócić uwagę, że zależności powyższe obowiązują ściśle tylko dla prostoliniowego zakresu charakterystyki lampy wzmacniającej, tzn. zakłada się, że wartość wzmocnienia k nie zależy od amplitudy napięcia wzbudzającego lampę, lub od napięcia U_{ZA} .

Należy również sprawdzić, czy spełniony jest warunek samowzbudzenia i samopodtrzymywania się drgań w danym układzie generacyjnym [3]. Można od razu odpowiedzieć, że w tym przypadku warunki te są spełnione, ponieważ charakterystyka dynamiczna wzmacniacza wraz z termistorem jest krzywą wypukłą (wzmocnienie wzmacniacza jest funkcją malejącą wraz ze wzrostem wysterowania, gdyż funkcja $R_t = f(U_t)$ — rys. 37 — jest stale malejąca). Wynika więc stąd, że istnieje tylko jeden punkt przecięcia się (stan trwałej pracy) prostej sprzężności zwrotnej (tłumienie przesuwника fazowego) z charakterystyką dynamiczną wzmacniacza, poniżej którego wzmocnienie wzmacniacza jest zawsze większe od tłumienia przesuwника, zaś powyżej niego — odwrotnie.

Wspomniano wyżej, że regulując wartość oporności R_s można regulować w pewnym zakresie amplitudę napięcia generowanego. Gdyby wszystkie elementy (oprócz termistora) były idealnie liniowe, to regulacja amplitudy nie miałaby żadnego wpływu na wartość częstotliwości generatora. W praktyce jednak daje się zauważyć pewną zmianę ze względu na to, że:

1) powstają zniekształcenia nieliniowe na skutek większego wysterowania lampy;

2) zmienia się przesunięcie fazowe wzmacniacza.

Zgodnie z nieliniową teorią generacji zawartość harmoniczných ma wpływ na wartość częstotliwości generatora [3]. Czynniki te są jednak prawie do pominięcia w niniejszym generatorze ze względu na minimalną zawartość harmoniczných (regulacja termistorowa), na bardzo dobre zrównoważenie energii urojonych wydzielanych: w przesuwniku fazowym w szero-

kim pasmie częstotliwości oraz z tego względu, że dla częstotliwości harmonicznych istnieje silne sprzężenie zwrotne ujemne¹⁾). Przesunięcie fazowe wzmacniacza w praktyce musi ulegać zmianie przy regulacji amplitudy opornikiem o oporności R_s , ze względu na nieidealność elementów składowych wzmacniacza (np. pojemności szkodliwe oporników; oporność wejściowa wzmacniacza zmienia swą wartość nie tylko pod względem modułu, ale i pod względem fazy wskutek pojemności wejściowej między siatką i katodą lampy itp.). Jest więc rzeczą oczywistą, że właściwej regulacji napięcia generatora należy dokonywać, jak we wszystkich tego rodzaju generatorach, w następnym stopniu, tzn. w separatorze-wzmacniaczu mocy. Regulacji napięcia opornikiem o oporności R_s można więc dokonywać tylko jednorazowo przy wstępnym ustalaniu amplitudy.

Należy również wspomnieć, że na wartość amplitudy mają pewien wpływ napięcia zasilające; zmiana napięć zasilających wpływa głównie na wahania wartości wzmocnienia k . Porównując równania (144), (145) i rozpatrując rys. 37 można powiedzieć, że tym skuteczniej będzie działać automatyczna regulacja, im większa będzie bezwzględna wartość pochodnej $\frac{dR_t}{dU_t}$ w punkcie pracy, co powinno stanowić wytyczną przy wyborze typu i punktu pracy termistora.

4. PRZYKŁAD PROJEKTOWANIA GENERATORA Z PRZESUWNIKIEM FAZOWYM LC

4.1. Geneza projektu

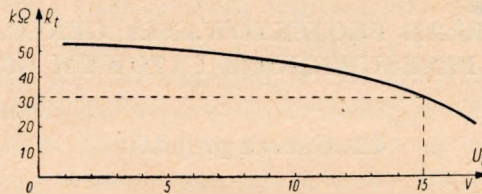
W rozdziale niniejszym opisano przebieg obliczeń, podano schemat i wyniki pomiarów generatora, którego model z nieistotnymi zmianami został wykonany i wprowadzony do produkcji krajowej. Generator niniejszy spełnia rolę samowzbudnego oscylatora, sterującego wzmacniacz mocy (separator), który z kolei może dostarczać falę nośną o częstotliwości 6 kHz do 120 układów modulacyjnych (o prostownikach stykowych).

4.2. Warunki techniczne

Wymagania elektryczne, jakie ma spełniać sam układ oscylacyjny, tzn. generator bez wzmacniacza-separatora, układu pomiarowego, zabezpieczeniowego i sygnalizacyjnego, są następujące:

¹⁾ Szczegółowa analiza tego zagadnienia będzie przedmiotem specjalnej pracy, która ukaże się w jednym z następnych numerów „Prac Instytutu Łączności”.

1. Rodzaj lampy elektronowej C3e
2. Liczba lamp elektronowych 1
3. Napięcie zasilające
 - a) anodowe (staabilizowane) 120 V $\pm 1\%$
 - b) zarzenia 18 V $\pm 5\%$, 50 Hz
4. Oporność obciążenia (stała i rzeczywista) . . . 0,5 M Ω
5. Zakres temperatur 20° C $\pm 15^\circ$ C
6. Amplituda napięcia generowanego 15 V
7. Częstotliwość znamionowa 6 kHz
8. Dopuszczalne zmiany amplitudy wywołane zmianami temperatury i napięć zasilających . . . 2%
9. Dopuszczalne zmiany częstotliwości wywołane zmianami temperatury i napięć zasilających . . 6 Hz
10. Dopuszczalna zawartość harmonicznych . . . 5%
11. Rodzaje zasadniczych elementów generatora
 - a) oporniki warstwowe
 - b) kondensatory ceramiczne
i papierowe
 - c) cewki proszkowe, karbonylkowe, kubkowe, ze śrubą regulacyjną
 - d) termistor patrz rys. 38.



Rys. 38. Zależność oporności termistora R_t od napięcia U_t

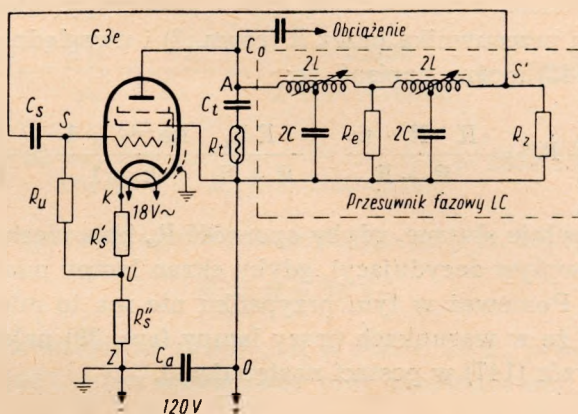
Wymagania powyższe są wystarczające do opracowania projektu elektrycznego (schematu elektrycznego i obliczeń wartości elementów składowych).

4.3. Projekt generatora

4.3.1. Wybór schematu

Schemat ideowy generatora (rys. 39) oparto na schemacie przedstawionym na rys. 32, który uzupełniono obwodami prądu stałego. Poniżej omówiono pokrótce cel zastosowania dodatkowych elementów występujących na rys. 39, nie uwidoczniionych na rys. 32.

- C_s — kondensator sprzęgający obwód anodowy, tj. wyjście przesuw-
nika z siatką lampy; służy on do oddzielenia galwanicznego ob-
wodu prądu stałego (anodowego) od obwodu siatki sterującej.
- R_u — opornik dla obwodu siatkowego lampy.
- R'_s — opornik służący do wytwarzania „automatycznego minusa”,
tj. polaryzacji siatki sterującej, zależnej od wartości prądu emisji
całkowitej lampy.
- C_a — kondensator odsprzęgający źródło prądu anodowego.
- R_t — termistor do automatycznej regulacji napięcia generowanych
drgań.
- C_t — kondensator do galwanicznego oddzielenia obwodu anodowego
prądu stałego od termistora (oporność termistora ma być zależna
wyłącznie od składowej zmiennej napięcia anodowego).
- C_o — kondensator do galwanicznego oddzielenia obwodu anodowego
prądu stałego od oporności obciążenia (obwodu siatkowego
wzmacniacza-separatora).



Rys. 39. Schemat ideowy generatora 6 kHz z prze-
suwnikiem fazowym LC

Najważniejszą zmianę w schemacie stanowi zastosowanie pentody za-
miast triody według rys. 32. Fakt ten byłby bez znaczenia, gdyby siatka
ekranująca lampy nie wykazywała zmiennych potencjałów względem jej
katody. Jak widać z rys. 39, ekran ma jednak potencjał (zmienny)
punktu Z, a więc znajduje się pod znacznym napięciem zmiennym wzglę-
dem katody. Jest więc rzeczą oczywistą, że wywoła to dodatkowe sprzę-
żenie zwrotne ujemne dzięki przepływowi prądu zmiennego w obwodzie:
katoda — ekran — „plus” baterii — „ziemia” — oporniki R''_s i R'_s — ka-
toda; obwód ten pobudzany jest siatką sterującą S. Zjawisko to, jak rów-
nież skończona wartość oporności R_u , utrudniłyby ściśle obliczenie, dla-

tego też przy wyznaczaniu wartości pewnych elementów uciekano się do metody prób, zając sobie sprawę jedynie z istoty zjawiska i oceny wpływu poszczególnych czynników. Można by oczywiście zaprojektować układ, który dla prądu zmiennego byłby dokładnie taki, jak przedstawiono na rys. 32, jednak ze względu na prostotę schematu zdecydowano opracować model w oparciu o układ przedstawiony na rys. 39.

4.3.2. Obliczenie wartości elementów przesuwника fazowego LC

Aby znaleźć wartości elementów przesuwnika, należy mieć dane dwa parametry: oporność falową i częstotliwość rezonansową. Wartość drugiego parametru (patrz rozdz. 4.2) wynosi:

$$f_0 = 6000 \text{ Hz} \quad (146)$$

Oporność falową należy obrać znając optymalną oporność pracy lampy; dla lampy typu C3e wynosi ona $R_{opt} = 20 \text{ k}\Omega$. Ponieważ tłumienie przesuwnika jest bardzo małe, a wzmocnienie $k \gg 1$, oznaczając więc znamionową oporność falową przesuwnika przez R (równ. 7) i uwzględniając równania (116) i (119) i (142) można napisać, że:

$$R_s = R'_s + R''_s = \frac{R \cdot R_t \cdot m}{R + R_t} = \frac{R R_t}{R + R_t} \frac{ke^{-A_p} - 1}{k + 1} \cong \frac{R \cdot R_t}{R + R_t} \quad (147)$$

Byłoby to zupełnie słuszne, gdyby oporność R_u była nieskończenie wielka oraz (co ma wpływ decydujący), gdyby ekran lampy miał zmienny potencjał katody. Ponieważ w tym przypadku nie ma to miejsca, ustalono doświadczalnie, że w warunkach pracy lampy (rys. 39) należy zastosować skorygowany wzór (147) w postaci następującej:

$$R_s \cong 0,65 \frac{R \cdot R_t}{R + R_t} \quad (148)$$

tak, aby wzmocnienie wzmacniacza od zacisków „S — Z” do zacisków „A — Z” było nieco większe od jednośc. Oznacza to, że należy zmniejszyć oporność sprzężenia zwrotnego w katodzie, ponieważ napięcie sprzężenia zwrotnego \bar{U}_{KZ} (rys. 33) wywołane jest nie tylko dzięki przepływowi składowej zmiennej prądu anodowego, lecz również dzięki składowej zmiennej prądu ekranu. Aby całkowita oporność obciążenia była bliska wartości optymalnej, musi być zatem spełniony warunek następujący:

$$R_{opt} \cong \frac{R R_t}{R + R_t} + R_s \cong 1,65 \frac{R R_t}{R + R_t} \quad (149)$$

Założono przy tym, że wpływ obwodu prądu ekranu na obwód prądu anodowego jest do pominięcia, co jest usprawiedliwione ze względu na to, że:

$$Q_a \gg Q_e; \quad \mu_a \gg \mu_e$$

gdzie Q_a, Q_e — oporności wewnętrzne lampy dla obwodu anodowego i ekranu,

μ_a, μ_e — współczynniki amplifikacji lampy dla tych obwodów.

Z rysunku 38 wynika, że dla wymaganej amplitudy napięcia $U_a = 15$ V, oporność termistora R_t będzie wynosić około 32 k Ω ; wobec tego z równania (149) wynika, że:

$$R = \frac{R_t R_{opt}}{1,65 R_t - R_{opt}} = \frac{32,20}{52,5 - 20} \approx 20 \text{ k}\Omega \quad (150)$$

Wobec tego znamionowa wartość indukcyjności cewek oraz pojemności kondensatorów odpowiednio wynoszą (patrz rys. 13 oraz równania 7, 10, 146 i 150):

$$2L = \frac{2R}{\omega_0} = \frac{2R}{2\pi f_0} = \frac{2 \cdot 20000}{2 \cdot 3,1416 \cdot 6000} = 1,0610 \text{ H} \quad (151)$$

$$2C = \frac{2}{\omega_0 R} = \frac{2}{2 \cdot 3,1416 \cdot 6000 \cdot 20000} = 2652,6 \text{ pF} \quad (152)$$

Znamionowa oporność opornika zamykającego (rys. 39) wynosi:

$$R_z = R = 20 \text{ k}\Omega \quad (153)$$

Jak wynika z wniosków zawartych w rozdz. 2.2.6., przesuwnik fazowy należy „zestrajac” w ten sposób, aby przy częstotliwości f_0 doprowadzić do rezonansu połówkę cewki $\left(\frac{L}{2}\right)$ i kondensator $(2C)$. W tym celu należy tak wykonać cewki, aby indukcyjności ich połówek miały wartości następujące:

$$\frac{L}{2} = \frac{1,061}{4} = 0,26525 \text{ H} \quad (154)$$

Są to wymagane wartości indukcyjności skutecznej cewek (z uwzględnieniem pojemności własnych) przy częstotliwości f_0 ; jest rzeczą oczywistą, że indukcyjność całej cewki nie będzie dokładnie równa $2L$ ze względu na zjawisko pojemności własnej i zjawisko niepełnego sprzężenia obu połówek cewki. Konstrukcja cewki musi być taka, aby zapewniała spełnienie następujących wymagań technicznych (patrz rozdz. 2.2.6.):

- a) asymetria obu połówek cewki przy częstotliwości 6 kHz musi wynosić co najwyżej 0,002;
- b) częstotliwość rezonansu własnego całej cewki musi wynosić co najmniej 60 kHz;
- c) współczynnik sprzężenia obu połówek cewki musi wynosić co najmniej 0,97;
- d) dobroć (połówki) cewki przy częstotliwości f_0 można dopuścić małą, np. $Q_L = 30$, gdyż łatwiej jest skompensować straty w sposób podany w rozdz. 2.2.6.

Wartość oporności opornika R_e (rys. 30 i równanie 108) ma wynosić:

$$R_e \cong \frac{R^2}{R_L} = \frac{R^2}{\left(\frac{\omega_0 L}{Q_L}\right)} = \frac{(2 \cdot 10^4)^2 \cdot 30}{2 \cdot 3,14 \cdot 6 \cdot 10^3 \cdot 1,061} \cong 0,3 \text{ M}\Omega \quad (155)$$

Założono powyżej, że oporność strat cewki R_L jest stała dla wszystkich częstotliwości (idealna kompensacja). W rzeczywistości można to spełnić z pewnym przybliżeniem, budując cewkę w ten sposób, aby oporność strat w pasmie np. od f_0 do $4f_0$ nie zmieniała się więcej niż o 10%, co można uzyskać stosując materiał ferromagnetyczny o dostatecznie małych stratach na histerezę i na prądy wirowe (rdzenie karbonylkowe, ferrytowe itp). W ten sposób straty cewki będzie można przypisać głównie stratom w uzwojeniach, które w zakresie od 6 do 24 kHz ($f_0 \dots 4f_0$) nie będą wykazywały dużej zmienności, ponieważ w tym pasmie częstotliwości zjawisko naskórkowości odgrywa małą rolę oraz częstotliwość rezonansu własnego cewki jest duża [11].

Wartość oporności opornika zamykającego należy więc skorygować według równania (106) następująco:

$$\begin{aligned} R_2 = R - \frac{R_L}{2} &= R - \frac{\omega_0 L}{2 Q_L} = 2 \cdot 10^4 - \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 6 \cdot 10^3 \cdot 1,061}{2 \cdot 3 \cdot 10} = \\ &\cong 2 \cdot 10^4 - 670 = 19,33 \text{ k}\Omega \end{aligned} \quad (156)$$

Wartość ta później ulegnie jeszcze niewielkiej korekcji ze względu na wpływ oporności wejściowej układu lampowego.

Tłumienie przesuwника fazowego dla częstotliwości f_0 wynosi (patrz równanie 111 i rys. 30):

$$\ln \frac{U_{12}}{U_{34}} = 4 \ln \left(1 + \frac{\delta_L}{2} \right) = 4 \ln \left(1 + \frac{1}{2 \cdot 30} \right) \cong 0,066 \text{ N} \quad (157)$$

Oporność wejściowa przesuwnika dla częstotliwości f_0 wynosi według (107):

$$\hat{Z}_{we} = R + \frac{R_L}{2} = 2 \cdot 10^4 + 670 = 20,67 \text{ k}\Omega \quad (158)$$

Oporność ta więc nieznacznie różni się od oporności idealnego przesuwnika (20 k Ω).

4.3.3. Obliczenie wartości pozostałych elementów układu generacyjnego

a. Oporniki sprzęgające R_s (rys. 39)

Uwzględniając równanie (148) oraz wartość oporności termistora $R_t = 32 \text{ k}\Omega$ (patrz rozdz. 4.3.2) można napisać, że:

$$R_s \cong 0,65 \frac{R \cdot R_t}{R + R_t} = 0,65 \frac{20 \cdot 32}{20 + 32} \cong 8 \text{ k}\Omega \quad (159)$$

Wartość oporności opornika R'_s ustalono doświadczalnie; wartość ta decyduje o punkcie pracy lampy. Jako kryterium optymalnej wartości oporności opornika R'_s przyjęto minimalną zawartość harmoniczných układu lampowego, co uzyskuje się przez wybór możliwie prostoliniowego odcinka charakterystyki dynamicznej lampy. Jest rzeczą oczywistą, że można tego również dokonać mając dokładne charakterystyki lampy. Z pomiarów uzyskano, że ma to miejsce, gdy

$$R'_s = 1,7 \text{ k}\Omega \quad (160)$$

skąd

$$R'_s'' = R_s - R'_s = 8,0 - 1,7 = 6,3 \text{ k}\Omega \quad (161)$$

b. Opornik R_u

Wartość oporności opornika R_u powinna być możliwie duża, aby wzory wyżej wyprowadzone obowiązywały również w danym układzie; jednak ze względu na stosunkowo duży prąd jonowy lampy C3e zaleca się, aby maksymalna wartość oporności w siatce tej lampy nie przekraczała 0,3 M Ω . Z tego względu przyjęto, że wartość oporności R_u wynosi:

$$R_u = 0,25 \text{ M}\Omega \quad (162)$$

Wartość tej oporności w znacznym stopniu wpływa na oporność wejściową układu lampowego mierzoną między punktami S i Z (rys. 39). Z pomiarów wynika, że dla danego układu lampowego wynosi ona około 660 k Ω (wartość tę również można by wyznaczyć analitycznie, znając współ-

czynnik wzmocnienia i oporność wewnętrzną lampy). W związku z tym ostateczna wartość oporności R_z wynosi (patrz równanie 156):

$$R_z = \frac{19,33 \cdot 660}{660 - 19,33} = 19,95 \cong 20 \text{ k}\Omega \quad (163)$$

c. Kondensator C_s

Kondensator C_s musi mieć taką pojemność, aby oporność jego dla częstotliwości $f_0 = 6 \text{ kHz}$ była co najmniej tysiąc razy mniejsza niż oporność wejściowa układu lampowego, ażeby nie powodować zauważalnego przesunięcia fazowego. Tak więc pojemność ta powinna wynosić:

$$C_s \geq \frac{1000}{2 \pi f_0 \cdot 660 \cdot 10^3} = \frac{10^{-6}}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,66 \cdot 6} \cong 0,04 \mu\text{F} \quad (164)$$

Ostatecznie przyjęto:

$$C_s = 0,05 \mu\text{F} \quad (165)$$

d. Kondensator C_t

Kondensator C_t musi mieć taką pojemność, aby oporność jego dla częstotliwości $f_0 = 6 \text{ kHz}$, była co najmniej pięćset razy mniejsza niż oporność termistora w normalnym punkcie pracy. Ze względu na równoległe połączenie tej gałęzi ze stroną wejściową przesuwnika fazowego, którego oporność wejściowa jest tego samego rzędu co i oporność termistora, pięćsetkrotnie mniejsza oporność pojemnościowa jednej gałęzi spowoduje analogiczne przesunięcie fazowe całkowitej oporności anodowej, jak w punkcie c. W ten sposób pojemność kondensatora C_t powinna wynosić:

$$C_t \geq \frac{500}{2 \pi f_0 \cdot 32 \cdot 10^3} = \frac{10^{-6}}{4 \pi \cdot 6 \cdot 0,032} = 0,44 \mu\text{F} \quad (166)$$

Ostatecznie przyjęto:

$$C_t = 0,5 \mu\text{F} \quad (167)$$

e. Kondensator C_a

Pojemność kondensatora C_a można by ściśle obliczyć tylko w przypadku dokładnej znajomości: rodzaju źródła zasilającego obwód anodowy, istnienia innych odbiorników, wymaganej filtracji itp. W przykładzie niniejszym przyjęto taką wartość pojemności, aby oporność pojemnościowa tego kondensatora, dla częstotliwości $f_0 = 6 \text{ kHz}$, była znikomo mała wobec innych oporności obwodu anodowego; będzie to miało miejsce, gdy:

$$C_a = 1 \mu\text{F} \quad (168)$$

f. Kondensator C_0

Pojemność kondensatora C_0 powinna być taka, aby oporność jego dla częstotliwości $f_0 = 6$ kHz była co najmniej tysiąc razy mniejsza niż oporność obciążenia generatora następnym stopniem — separatorem (patrz rozdz. 4.2). Przy obliczaniu generatora nie uwzględniono zupełnie tej oporności, gdyż jest ona około 40 razy większa niż równoległe połączenie oporności wejściowej przesuwnika i termistora. Tak więc pojemność ta powinna wynosić:

$$C_0 \geq \frac{1000}{2\pi f_0 \cdot 500\,000} = \frac{10^{-6}}{6\pi} = 0,053 \mu\text{F} \quad (169)$$

Ostatecznie przyjęto:

$$C_0 = 0,06 \mu\text{F} \quad (170)$$

4.4. Własności generatora

Schemat produkowanego generatora jest zgodny w zasadzie ze schematem przedstawionym na rys. 39; jedyna istotna różnica polega na tym, że wymagania zawarte w rozdz. 4.2 zostały spełnione nawet bez zastosowania termistora R_t , w związku z czym zmieniono nieco wartości oporności R_1 i R_2 .

Po wykonaniu pomiarów kontrolnych uzyskano następujące wyniki (podano tu jedynie najbardziej interesujące wartości):

a) maksymalne zmiany amplitudy, powstałe pod wpływem najniekorzystniejszych jednoczesnych zmian temperatury i napięć zasilających, nie przekroczyły 2‰;

b) maksymalne zmiany częstotliwości, powstałe pod wpływem najniekorzystniejszych jednoczesnych zmian temperatury i napięć zasilających, nie przekraczały 4,8 Hz (z czego na zmianę częstotliwości powstała na skutek zmiany napięć zasilających przypada zaledwie 0,5 Hz, resztę należy przypisać niedokładnej kompensacji termicznej przesuwnika fazowego);

c) maksymalna zawartość harmonicznnych nie przekracza 2,1‰.

D o d a t e k A

Wyprowadzenie wzorów (70) i (71)

Dany jest układ równań:

$$\sinh\left(\frac{A}{2}\right) \cos\left(\frac{B}{2}\right) = \sqrt{U} \cos\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) \quad (A1)$$

$$\cosh\left(\frac{A}{2}\right) \sin\left(\frac{B}{2}\right) = \sqrt{U} \sin\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) \quad (\text{A2})$$

Wynika stąd, że

$$\cos\left(\frac{B}{2}\right) = \frac{\sqrt{U} \cos\left(\frac{\varphi_u}{2}\right)}{\sinh\left(\frac{A}{2}\right)} \quad (\text{A3})$$

$$\sin\left(\frac{B}{2}\right) = \frac{\sqrt{U} \sin\left(\frac{\varphi_u}{2}\right)}{\cosh\left(\frac{A}{2}\right)} \quad (\text{A4})$$

Podnosząc obie strony równania (A3) i (A4) do kwadratu i dodając do siebie otrzymamy:

$$1 = U \left[\frac{\cos^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right)}{\sinh^2\left(\frac{A}{2}\right)} + \frac{\sin^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right)}{\cosh^2\left(\frac{A}{2}\right)} \right] \quad (\text{A5})$$

Ponieważ

$$\cos^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) = 1 \quad (\text{A6})$$

$$\sinh^2\left(\frac{A}{2}\right) = \cosh^2\left(\frac{A}{2}\right) - 1 \quad (\text{A7})$$

z równania (A5) otrzymamy:

$$1 = U \frac{\cosh^2\left(\frac{A}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right)}{\cosh^2\left(\frac{A}{2}\right) \left[\cosh^2\left(\frac{A}{2}\right) - 1 \right]} \quad (\text{A8})$$

Ostatecznie po uporządkowaniu otrzymamy równanie dwukwadratowe:

$$\cosh^4\left(\frac{A}{2}\right) - \cosh^2\left(\frac{A}{2}\right) [1 + U] + U \sin^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right) = 0 \quad (\text{A9})$$

Z równania tego otrzymamy:

$$\cosh^2\left(\frac{A}{2}\right) = \frac{1 + U \pm \sqrt{(1 + U)^2 - 4 \sin^2\left(\frac{\varphi_u}{2}\right)}}{2} \quad (\text{A10})$$

Ponieważ

$$\cosh A = 2 \cosh^2 \left(\frac{A}{2} \right) - 1 \quad (\text{A11})$$

można napisać:

$$\begin{aligned} \cosh A &= U \pm \sqrt{(1+U)^2 - 4U \sin^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right)} \\ &= U \pm \sqrt{U^2 + 2U \left[1 - 2 \sin^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right) \right] + 1} \\ &= U \pm \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \end{aligned} \quad (\text{A12})$$

skąd ostatecznie otrzymamy:

$$A = \operatorname{ar} \cosh [U \pm \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1}] \quad (\text{A13})$$

Dla znalezienia drugiej niewiadomej (patrz równ. (A1) i (A2)) można napisać:

$$\sinh \left(\frac{A}{2} \right) = \frac{\sqrt{U} \cos \left(\frac{\varphi_u}{2} \right)}{\cos \left(\frac{B}{2} \right)} \quad (\text{A14})$$

$$\cosh \left(\frac{A}{2} \right) = \frac{\sqrt{U} \sin \left(\frac{\varphi_u}{2} \right)}{\sin \left(\frac{B}{2} \right)} \quad (\text{A15})$$

Po podniesieniu obu stron równań (A14) i (A15) do kwadratu oraz po odjęciu ich stronami otrzymamy:

$$1 = U \left[\frac{\sin^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{B}{2} \right)} - \frac{\cos^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right)}{\cos^2 \left(\frac{B}{2} \right)} \right] \quad (\text{A16})$$

po uporządkowaniu:

$$\cos^4 \left(\frac{B}{2} \right) - \cos^2 \left(\frac{B}{2} \right) [1 - U] - U \cos^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right) = 0 \quad (\text{A17})$$

skąd

$$\cos^2 \left(\frac{B}{2} \right) = \frac{1 - U \pm \sqrt{(1-U)^2 + 4U \cos^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right)}}{2} \quad (\text{A18})$$

Ponieważ

$$\cos B = 2 \cos^2 \left(\frac{B}{2} \right) - 1 \quad (\text{A19})$$

można napisać:

$$\begin{aligned} \cos B &= -U \pm \sqrt{U^2 + 2U \left[2 \cos^2 \left(\frac{\varphi_u}{2} \right) - 1 \right] + 1} = \\ &= -U \pm \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \end{aligned} \quad (\text{A20})$$

skąd ostatecznie otrzymamy:

$$B = \arccos \left[-U \pm \sqrt{U^2 + 2U \cos \varphi_u + 1} \right] \quad (\text{A21})$$

D o d a t e k B

Zagadnienie kompensacji termicznej

Przeprowadzona w artykule analiza była oparta na założeniu, że wartości elementów (L i C) przesuwника są stałe. Jak wiadomo, zmiany temperatury otoczenia wywierają jednak pewien wpływ na wartości indukcyjności cewek i pojemności kondensatorów (konstrukcja opornika zamykającego przesuwnik zapewnia w praktyce dostateczną odporność na wpływ temperatury). Poniżej rozpatrzono wpływ temperatury na własności przesuwnika fazowego; dla uproszczenia założono przesuwnik idealny.

Dla dowolnej temperatury t wartość indukcyjności L' cewki można obliczyć ze wzoru:

$$L' = L [1 + \lambda_L (t - t_0)] \quad (\text{B1})$$

gdzie:

- L' — indukcyjność cewki przy temperaturze t ;
- L — indukcyjność cewki przy temperaturze t_0 ;
- λ_L — współczynnik cieplny indukcyjności cewki.

Wartość pojemności kondensatora C' można obliczyć ze wzoru:

$$C' = C [1 + \lambda_C (t - t_0)] \quad (\text{B2})$$

gdzie: λ_C — współczynnik cieplny pojemności kondensatora, pozostałe oznaczenia jak wyżej.

Aby nie nastąpiła zmiana częstotliwości drgań wzbudzonych, musi być spełniony, dla założonego zakresu temperatur, następujący warunek.

$$LC = L'C' \quad (\text{B3})$$

czyli (patrz równanie (B1) i (B2))

$$[1 + \lambda_L(t - t_0)][1 + \lambda_C(t - t_0)] = 1 \quad (\text{B4})$$

Wynika stąd warunek ostateczny:

$$\lambda_C + \lambda_L + \lambda_C \lambda_L(t - t_0) = 0 \quad (\text{B5})$$

Ponieważ $\lambda_C \ll 1$ i $\lambda_L \ll 1$ więc równanie (B5) można napisać w postaci przybliżonej następująco:

$$\lambda_L \cong -\lambda_C \quad (\text{B6})$$

a więc współczynniki cieplne obu elementów (cewki i kondensatora) muszą mieć wartości przeciwne. Ponieważ współczynnik cieplny cewek ma przeważnie wartość dodatnią, więc należy dobrać kondensatory o odpowiednim co do wartości bezwzględnej współczynnikiem ujemnym.

Oporność falowa \hat{Z}'_p w tym przypadku wynosi

$$\begin{aligned} \hat{Z}'_p &= \sqrt{\frac{L'}{C'}} = \sqrt{\frac{L[1 + \lambda_L(t - t_0)]}{C[1 + \lambda_C(t - t_0)]}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{\frac{1 + \lambda_L(t - t_0)}{1 - \lambda_L(t - t_0)}} \cong \\ &\cong R \sqrt{[1 + \lambda_L(t - t_0)]^2} = R[1 + \lambda_L(t - t_0)] \end{aligned} \quad (\text{B7})$$

Oporność ta więc zmieni się (względnie) w tym samym stosunku, jak wartość elementu każdego przesuwnika. Stała przenoszenia nie ulegnie oczywiście zmianie ($\omega_0 = \text{const.}$). Oporność wejściowa przesuwnika (obciążenie obwodu anodowego lampy) przy zamknięciu go opornością R wynosi wówczas (patrz rozdz. 2.2.5):

$$\hat{Z}'_{we} = \hat{Z}'_p \frac{1 + \hat{q}' e^{-\hat{T}'_p}}{1 - \hat{q}' e^{-\hat{T}'_p}} \quad (\text{B8})$$

przy czym:

$$\begin{aligned} \hat{q}' &= \frac{R - \hat{Z}'_p}{R + \hat{Z}'_p} = \frac{R - R[1 + \lambda_L(t - t_0)]}{R + R[1 + \lambda_L(t - t_0)]} = \\ &= -\frac{\lambda_L(t - t_0)}{2 + \lambda_L(t - t_0)} \cong -\frac{\lambda_L(t - t_0)}{2} \end{aligned} \quad (\text{B9})$$

\hat{q}' jest współczynnikiem odbicia na wyjściu przesuwnika.

Ponieważ dla $\eta = 1$ $\hat{T}'_p = j\pi$ można napisać:

$$\hat{Z}'_{we} = R[1 + \lambda_L(t - t_0)] \frac{1 - \frac{\lambda_L(t - t_0)}{2}}{1 + \frac{\lambda_L(t - t_0)}{2}} \cong$$

$$\begin{aligned} &\cong R[1 + \lambda_L(t - t_0)] \left[1 - \frac{\lambda_L}{2}(t - t_0) \right]^2 \cong \\ &\cong R[1 + \lambda_L(t - t_0)][1 - \lambda_L(t - t_0)] \cong R \end{aligned} \quad (\text{B10})$$

Oporność wejściowa przesuwника, jak wynika z powyższego, nie ulega praktycznie żadnym zmianom (kąąt fazowy jej jest dokładnie równy zeru). O wpływie temperatury na tłumienie przesuwника (zmiany tłumienia przesuwника wpływają, oczywiście, na zmiany amplitudy drgań) można praktycznie wnosić z wyników analizy wpływu temperatury na dobroć cevek; stanowi to przeważnie czynnik drugorzędny.

Jak wynika z powyższego, zagadnienie kompensacji termicznej przesuwника fazowego nie pociąga za sobą żadnych nowych problemów, nie spotykanych dotychczas w zwykłych generatorach LC.

WYKAZ LITERATURY

1. *Cauer W.*: Theorie der linearen Wechselstromschaltungen. Akademie-Verlag Berlin, Wyd. II, 1954.
2. *Feldtkeller R.*: Einführung in die Vierpoltheorie. S. Hirzel-Verlag, 1948.
3. *Groszkowski J.*: Generacja i stabilizacja częstotliwości. PIT, 1947.
4. *Hague B.*: Alternating current bridge methods. I. Pitman, Wyd. V, 1946.
5. *Kacprowski J.*: Generator o sprzężeniu zwrotnym mostkowym oporowo-pojemnościowym. Przegl. Telekom. Nr 9, 1946.
6. *Łapiński M.*: Miernictwo teletransmisyjne. Wydawnictwa Komunikacyjne, Wyd. II, 1955.
7. *Nowicki W.*: Podstawy techniki przenoszenia przewodowego. PIT, zeszyt III, 1948.
8. *Nowicki W.*: Zasady teletransmisji przewodowej. PWT, t. I, 1953.
9. Reference Data for Radio Engineers. F.T.R.C. New-York, Wyd. II, 1946.
10. *Taft B.*: Osnowy metodyki rasczota lineijnych elektriczeskich cepiej po zadanym ich czastotnym charakteristikam. Izdatielstwo Akademii Nauk CCCR, 1954.
11. *Terman F.*: Radio Engineers Handbook Mc Graw-Hill Book Company. New-York, 1943.
12. *Thomas H.*: Theory and design of valve oscillators. Chapman and Hall, 1951.

E. Дудзевич

ГЕНЕРАТОР С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ОСУЩЕСТВЛЕННОЙ ФАЗОВЫМ КОНТУРОМ LC

Резюме

В настоящей статье произведён детальный анализ свойств идеального и практического фазового контура LC.

В дальнейшем изложена теория одноламповой генераторной схемы, в которой элементом связи является вышеуказанный фазовый контур. Приведён тоже пример проектирования генераторной схемы и результаты контрольных измерений.

J. Dudziewicz

LC PHASE-SHIFT OSCILLATOR CIRCUIT

Summary

After a thorough analysis of the properties of the LC phase shifting network, both idealized and practical one, the author gives the theory of one-valve oscillator circuit with the above mentioned phase shifting network in the feedback path.

An example of the design of this kind of oscillator and the results of laboratory tests are included.

J. Dudziewicz

OSCILLATEUR À RÉSEAU DÉPHASEUR DU TYPE LC

Résumé

Après une analyse détaillée des propriétés du réseau déphaseur LC, aussi bien idéal que pratique, l'auteur présente la théorie de l'oscillateur à un tube, comportant dans le réseau de réaction un déphaseur du type susmentionné.

Est donné un exemple du calcul d'un tel oscillateur, ainsi que les résultats des mesures.

J. Dudziewicz

RUCKKOPPLUNGSGENERATOR MIT LC-PHASENSCHIEBER

Zusammenfassung

Nach einer eingehenden Analyse der Eigenschaften eines idealisierten und praktischen LC-Phasenschiebers wird die Theorie eines Einröhren-Generators angegeben, der im Rückkopplungswege einen Phasenschieber der obenerwähnten Art enthält.

Darüber hinaus enthält der Aufsatz ein Berechnungsbeispiel des Generators, sowie entsprechende Messergebnisse.

ALEKSANDER WITORT

621.396.8

ZASADNICZE KIERUNKI PODNIESIENIA JAKOŚCI ODTWARZANIA AUDYCJI W ROZGŁASZANIU PRZEWODOWYM SYSTEMU NATURALNEGO

Rękopis dostarczono do IŁ. 21.4.1958

W niniejszym artykule omówiono niektóre kierunki postępu technicznego w rozgłaszaniu przewodowym systemu naturalnego w aspekcie podniesienia jakości działania istniejących sieci.

Analiza drogi przesyłania audycji za pomocą urządzeń rozgłaszania przewodowego prowadzi do szeregu następujących wniosków i wymagań, które powinny być spełnione w celu zapewnienia dobrej jakości odtwarzania — lepszej niż uzyskiwana za pomocą odbiorników radiofonicznych AM:

1. Urządzenia głośnikowe:

a) znaczne korzyści daje przystosowanie urządzeń głośnikowych do umieszczenia ich w rogu pomieszczenia;

b) dla dobrej jakości rozgłaszania urządzenie głośnikowe powinno odtwarzać pasmo $60 \div 10000$ Hz;

c) polepszenie wskaźników jakościowych można uzyskać przez zastosowanie zespołu 2 jednakowych głośników;

d) najodpowiedniejsze dla potrzeb rozgłaszania przewodowego są głośniki dynamiczne: o średnicy $20 \div 25$ cm, o polepszonych własnościach przetwarzania wielkich częstotliwości, rezonansie przy $50 \div 70$ Hz i odpowiednio wysokich wskaźnikach jakościowych;

e) urządzenie głośnikowe dla pomieszczeń mieszkalnych powinno umożliwiać uzyskanie głośności audycji do $85 \div 90$ fonów.

2. Wzmacniacze mocy:

a) współczynnik zawartości harmonicznych nie powinien przekraczać $1 \div 2\%$, a współczynnik modulacji wewnętrznej — $4 \div 8\%$;

b) sposób pracy wzmacniaczy powinien być taki, aby nie występowała tendencja do ich przesterowywania; z tego względu niezbędne jest zapewnienie odstępów $3 \div 6$ dB lub większego między napięciem pracy a największym napięciem, które wzmacniacz może oddać bez zniekształceń;

c) wzmacniacz powinien przenosić pasmo $40 \div 15000$ Hz ($50 \div 10000$ Hz) a częstotliwości poza ustalonym pasmem powinny być tłumione;

d) oporność wewnętrzna wzmacniacza mocy nie powinna być większa od $5 \div 10\%$ znamionowej oporności obciążenia.

3. Sieci przewodowe:

a) należy przeprowadzić badania zniekształceń nieliniowych wnoszonych przez sieci przesyłowe obciążone urządzeniami głośnikowymi;

b) należy dążyć do ograniczenia w uzasadnionym stopniu odległości od wzmacniaczy mocy do punktów odbiorczych;

c) pasmo przesyłanych częstotliwości powinno wynosić co najmniej $60 \div 8000$ Hz, przy czym należy przywiązywać większe znaczenie do przesyłania dostatecznie małych częstotliwości niż do rozszerzenia pasma w kierunku wielkich częstotliwości.

1. WSTĘP

Technika rozgłaszania przewodowego została w Polsce szeroko zastosowana jako drugi — obok indywidualnych odbiorników radiowych — sposób masowej radiofonizacji.

Równoległe rozwijanie systemu radiowego i przewodowego umożliwiło prawie całkowite zaspokojenie pierwszych potrzeb w zakresie radiofonii w miastach oraz zradiofonizowanie 1/3 wsi.

W okresie 1945 ÷ 1956 r. rozgłaszanie przewodowe traktowane było jako dodatkowy środek techniczny umożliwiający w naszych warunkach znaczne przyspieszenie procesu radiofonizowania kraju, przy czym główny nacisk kładziono na szeroki rozwój ilościowy przy utrzymaniu o ile możliwości niskich kosztów budowy urządzeń.

Analiza aktualnej sytuacji naszej radiofonii wskazuje, że w najbliższych latach jest konieczne położenie nacisku na podniesienie jakości działania sieci rozgłaszania przewodowego, co zapewni właściwsze ich wyzyskanie w przyszłości.

W publikacji niniejszej przedstawiono wstępne wnioski dotyczące kierunków podniesienia jakości odtwarzania audycji w rozgłaszaniu przewodowym systemem naturalnego.

Wnioski te mogą stanowić podstawę do dyskusji nad programem modernizacji technicznej sieci rozgłaszania przewodowego.

2. ZAŁOŻENIA

Rozróżnia się dwa zasadnicze przypadki stosowania techniki rozgłaszania przewodowego:

I — gdy ze względu na warunki techniczno-ekonomiczne rozgłaszanie przewodowe jest praktycznie jedynym sposobem zradiofonizowania określonego terenu;

II — gdy rozgłaszanie przewodowe występuje łącznie z odbiornikami radiowymi, przy czym każdy mieszkaniec może korzystać z jednego dowolnego lub obu sposobów odbioru audycji.

W pierwszym przypadku urządzenia powinny spełniać co najmniej minimalne wymagania co do jakości odtwarzania audycji radiofonicznych — ustalone odpowiednimi normami, przy czym powinno się dążyć do zapewnienia najlepszej jakości w granicach możliwości technicznych i ekonomicznych dla danych warunków.

W drugim przypadku urządzenie odbiorcze rozgłaszania przewodowego

powinno jakościowo przewyższać przeciętny odbiornik radiowy, co uzyskuje się przy spełnieniu następujących wymagań:

a) głośność odbioru audycji powinna być dostatecznie duża (praktycznie równorzędna z uzyskiwaną z odbiornika radiowego dobrej klasy),

b) jakość odtwarzania muzyki powinna być wyższa niż w odbiornikach radiowych AM przez przesyłanie szerszego pasma częstotliwości przy bardzo małych zniekształceniach nieliniowych,

c) brak jakichkolwiek słyszalnych zakłóceń,

d) praca w ciągu 17 ÷ 20 godz. na dobę,

e) odpowiedni program audycji dostosowany do miejscowych potrzeb i zainteresowań (z udziałem audycji miejscowych).

Spełnienie tych warunków zapewnia właściwe wyzyskanie charakterystycznych cech rozgłaszania przewodowego jako systemu o odrębnych właściwościach w porównaniu z systemami radiowymi.

3. URZĄDZENIA GŁOSNIKOWE

3.1. Odtwarzanie małych częstotliwości akustycznych

Szczególnie dużą trudność sprawia odtworzenie najmniejszych częstotliwości mniejszych niż 150 Hz, co jest niezbędne przy rozszerzaniu pasma częstotliwości dla podniesienia jakości odtwarzania audycji artystycznych. Źródłem tych trudności są względy ekonomiczne, gdyż zaostrzenie wymagań co do odtwarzania małych częstotliwości powoduje znaczne zwiększenie kosztów urządzenia głośnikowego.

Ponieważ koszt urządzenia głośnikowego nie może być zbyt wysoki w porównaniu do nakładów na punkt odbiorczy i porównywalnych pod tym względem urządzeń radioodbiorczych, więc zachodzi konieczność znalezienia odpowiednich rozwiązań kompromisowych.

Wyzyskać można następujące sposoby polepszenia odtwarzania małych częstotliwości:

a) umieszczenie urządzenia głośnikowego w sposób korzystny dla przetwarzania małych częstotliwości,

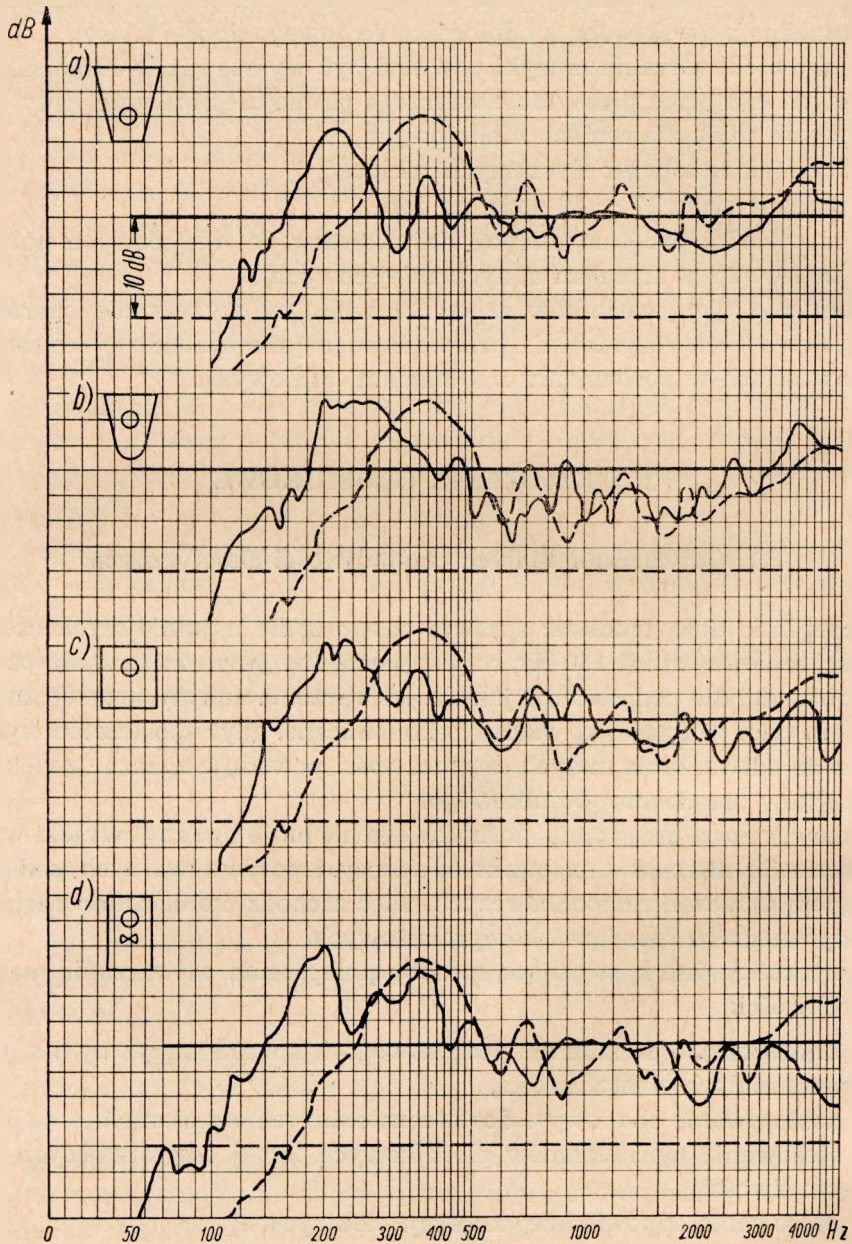
b) zastosowanie obudowy o dostatecznie dużych wymiarach,

c) stosowanie mechanizmów głośnikowych lepiej odtwarzających małe częstotliwości,

d) stosowanie odpowiedniej korekcji elektrycznej.

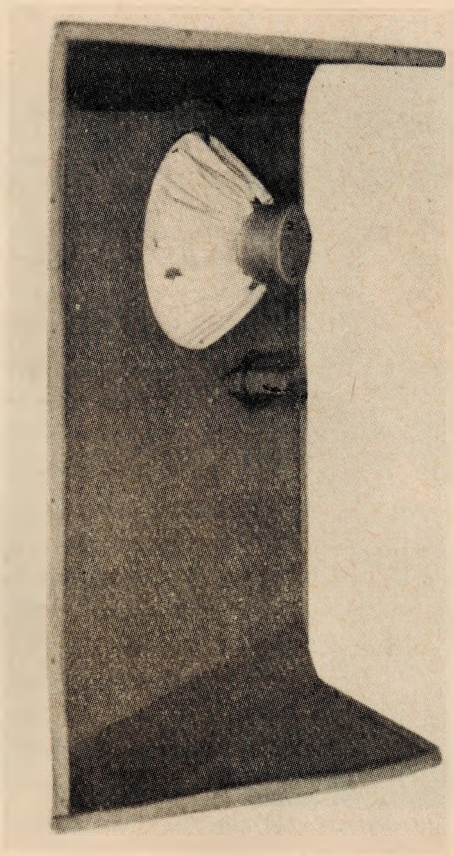
Wiadomo, że przez umieszczenie urządzenia głośnikowego w rogu pomieszczenia zwiększa się oporność promieniowania w zakresie małych częstotliwości i polepsza się w ten sposób warunki przetwarzania tych

częstotliwości. Rozgłaszanie przewodowe ma szczególnie dogodne warunki wyzyskania tej możliwości.



Rys. 1. Krzywe zależności ciśnienia akustycznego od częstotliwości dla głośnika typu GD 20/6 znajdującego się w rozmaitych obudowach: a) i b) odgrody płaskie umieszczone w rogu pomieszczenia; c) obudowa zamknięta umieszczona w rogu pomieszczenia; d) obudowa zamknięta z otworem

Umieszczenie urządzenia głośnikowego w rogu pomieszczenia umożliwia zastosowanie większej obudowy o prostej, taniej konstrukcji. Przeprowadzono próby 4 konstrukcji dla przeciętnego głośnika o średnicy 20 cm (typu GD 20/6). Wyniki wskazują, że zastosowanie tego rodzaju obudowy przesuwają zakres odtwarzanych częstotliwości o $75 \div 90$ Hz, czyli pra-



Rys. 2. Model laboratoryjny obudowy zamkniętej przystosowanej do umieszczenia w rogu pomieszczenia

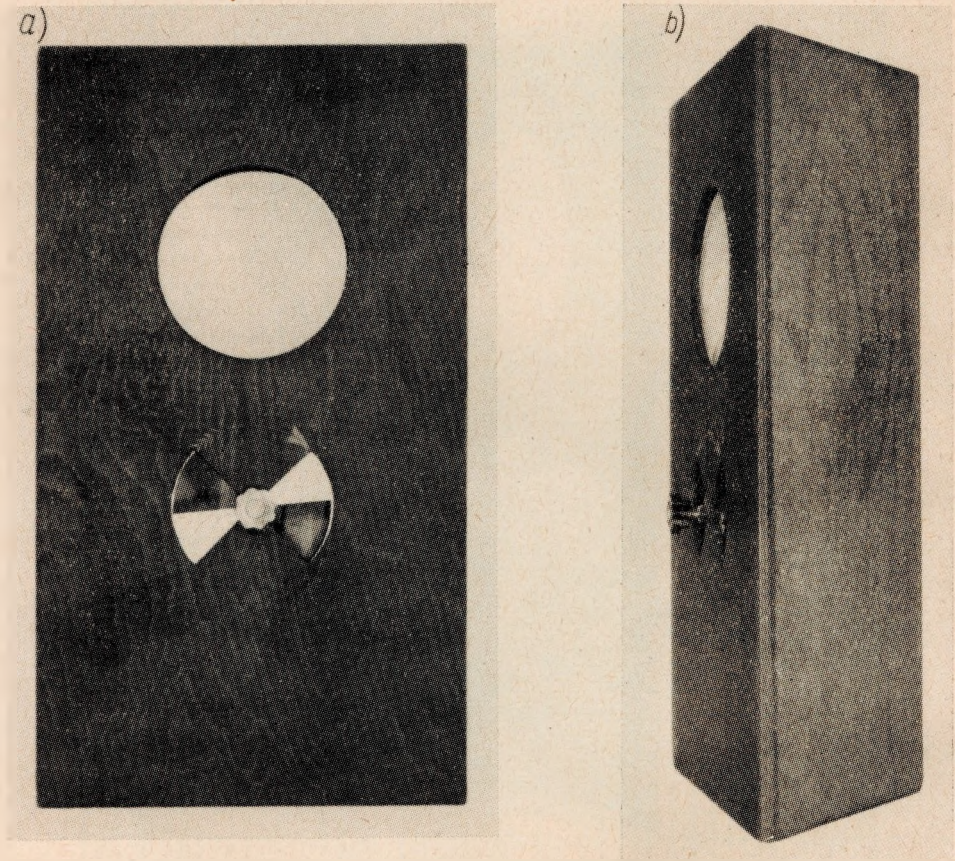
wie o oktawę, w porównaniu do głośnika umieszczonego w małej skrzynce o wymiarach 30×24 cm.

Na rys. 1 pokazane są krzywe otrzymane dla poszczególnych modeli obudów umieszczonych w przeciętnym pomieszczeniu o objętości 60 m^3 .

Krzywe na rys. 1 a i 1 b dotyczą głośnika umieszczonego w rogu pomieszczenia, na odgradach drewnianych o wysokości ok. 70 cm. Krzywa na rys. 1 c dotyczy głośnika znajdującego się w obudowie zamkniętej utworzonej z odpowiedniej odgrady (rys. 2) i ściany pomieszczenia. Krzywa

na rys. 1 d przedstawia wyniki uzyskane za pomocą obudowy zamkniętej z otworem (rys. 3).

Krzywa przerywana przedstawia dla porównania wyniki uzyskane w tych samych warunkach za pomocą głośnika znajdującego się w małej, stosowanej powszechnie, skrzynce drewnianej.



Rys. 3. Model laboratoryjny obudowy zamkniętej z otworem; a) widok z przodu, b) widok z boku

Warto zwrócić uwagę, że zastosowanie znacznie droższej obudowy z otworem dało przy użytym głośniku stosunkowo niewielkie korzyści.

Wyzyskując odpowiednio ściany pomieszczenia jako część obudowy można wydłużyć drogę między przednią i tylną powierzchnią membrany głośnika lub uzyskać obudowę zamkniętą o dostatecznie dużej objętości.

Polepszenie przetwarzania małych częstotliwości daje zastosowanie głośnika o większej średnicy membrany. Z licznych badań wynika jednak, że dla prostych w konstrukcji głośników dynamicznych średnica

większa niż $20 \div 25$ cm nie jest korzystna ze względu na odtwarzanie wielkich częstotliwości. Natomiast szereg zalet wykazuje zastosowanie zespołu 2 jednakowych głośników. Oporność promieniowania dla każdego głośnika wzrasta dwukrotnie, dzięki czemu wzrośnie także sprawność przetwarzania dla małych częstotliwości. Ponadto charakterystyka częstotliwościowa będzie miała bardziej regularny przebieg, a zniekształcenia nieliniowe przy najmniejszych częstotliwościach będą kilkakrotnie mniejsze.

Duży wpływ na odtwarzanie małych częstotliwości ma rezonans układu drgającego głośnika. W urządzeniach głośnikowych dobrej jakości przeznaczonych dla rozgłaszania przewodowego rezonans ten powinien występować przy $50 \div 70$ Hz.

Możliwości wyrównania niedoskonałości urządzenia głośnikowego drogą korekcji elektrycznej są w rozgłaszaniu przewodowym bardzo ograniczone. Znaczne podniesienie małych częstotliwości wymaga wielkiego zapasu mocy w urządzeniach stacyjnych i odpowiedniego zaprojektowania sieci przesyłowych, co nie jest celowe. Z tych względów realna jest tylko nieznaczna korekcja o $2 \div 6$ dB zależnie od będącej do dyspozycji mocy na jeden punkt odbiorczy.

Pewne rezultaty może dać zmniejszenie dynamiki audycji w zakresie małych częstotliwości, co umożliwiłoby podniesienie ich wartości średnich. Dla określenia zalet i wad takiej korekcji elektrycznej oraz ustalenia konkretnej metody jej stosowania, niezbędne jest przeprowadzenie odpowiednich badań.

Z przedstawionych danych wynika, że, przez odpowiednie wyzyskanie kilku sposobów polepszania przetwarzania małych częstotliwości akustycznych, możliwe jest w rozgłaszaniu przewodowym odtwarzanie pasma częstotliwości poczynając od $60 \div 70$ Hz, przy utrzymaniu kosztu urządzenia głośnikowego w granicach realnych dla masowego zastosowania.

3.2. Odtwarzanie wielkich częstotliwości akustycznych

Biorąc pod uwagę ocenę możliwości odtwarzania najmniejszych częstotliwości, górna częstotliwość pasma odtwarzanego przez urządzenie głośnikowe powinna wynosić 10 000 Hz. Przeciętne głośniki dynamiczne stosowane w odbiornikach radiowych AM oraz używane dotychczas w rozgłaszaniu przewodowym nie spełniają tego warunku. Konieczne jest więc wprowadzenie nowych rozwiązań.

Ze względów technicznych i ekonomicznych zastosowanie dodatkowych głośników wysokotonowych przedstawia pewne trudności. Najbardziej ce-

lowe jest polepszenie własności głośników dynamicznych o prostej konstrukcji.

Zagadnienie udoskonalenia głośników jest szeroko opracowywane w wielu krajach i osiągnięto na tym odcinku znaczny postęp.

Szerokopasmowe głośniki jednocewkowe o średnicy $20 \div 25$ cm odtwarzają częstotliwości do $12000 \div 15000$ Hz. We wszystkich rozwiązaniach konstrukcyjnych takich głośników wprowadzono membranę sztywną o małej średnicy dla wielkich częstotliwości. Membrana ta stanowi część membrany głównej głośnika bądź też jest oddzielną membraną osadzoną na cewce drgającej.

Przeprowadzone badania wykazały, że zadowalające przetwarzanie częstotliwości do 8000 Hz może być uzyskane bez uciekania się do specjalnych konstrukcji, a tylko przez zapewnienie dostatecznie sztywnego związania cewki z membraną i usztywnienie membrany lakierem w promieniu $3 \div 4$ cm.

Dla zwiększenia kąta promieniowania większych częstotliwości wskazane jest umieszczenie u wylotu głośnika rozpraszacza dźwięku w postaci stożka lub odpowiednich listew. W przypadku stosowania zespołu 2 głośników osie ich promieniowania powinny tworzyć kąt niemniejszy niż $25 \div 30^\circ$.

Uzyskiwany efekt akustyczny zależy także od miejsca ustawienia urządzenia głośnikowego i własności pomieszczenia. Obudowy przeznaczone do umieszczenia w rogu pomieszczenia mają pod tym względem przewagę, gdyż konstrukcja ich od razu określa lokalizację urządzenia w pomieszczeniu, co ułatwia ustalenie optymalnych parametrów urządzenia głośnikowego dla typowych pomieszczeń mieszkalnych.

3.3. Głośność audycji

Głośność audycji powinna być wystarczająca dla słuchaczy we wszelkich sytuacjach korzystania z odbioru w warunkach pomieszczenia mieszkalnego. Największa głośność potrzebna jest przy słuchaniu muzyki symfonicznej i przy korzystaniu z muzyki tanecznej. Na podstawie wielu publikowanych opracowań oraz praktyki użytkowania odbiorników radiowych można przyjąć, że głośność audycji do 90 fonów zaspokajałaby w zasadzie wszystkie wymagania.

Moc akustyczna potrzebna dla przeciętnego pomieszczenia mieszkalnego (60 m³, czas pogłosu $0,6$ s) wynosi wówczas około $0,04$ W, a doprowadzana moc elektryczna 2 VA — przyjmując sprawność głośnika równą 2% .

W rozgłaszaniu przewodowym ze względu na obciążenie sieci przesyłowej i urządzeń stacyjnych istotne znaczenie ma moc średnia przypadająca

na jeden punkt odbiorczy. Ponieważ w mieszkaniach korzysta się przeważnie ze znacznie mniejszej głośności odbioru, przy której pobierana jest moc $0,05 \div 0,1$ VA, jest mało prawdopodobne, aby nawet przy największym obciążeniu potrzebna była moc średnia większa niż $0,3 \div 0,5$ VA.

Zależnie od wymagań jakościowych, sprawności głośników i przyjętych założeń technicznych, największa moc pobierana przez urządzenie głośnikowe może być mniejsza lub większa, jednakże zbytne ograniczenie tej mocy, a więc i uzyskiwanej głośności, obniża walory użytkowe punktu odbiorczego i wywołuje szereg komplikacji w czasie eksploatacji. Przeprowadzone studia wskazują, że jest słuszne projektowanie urządzeń głośnikowych dla mocy większych rzędu $1 \div 2$ VA (dla głośników o przeciętnej sprawności).

W konkretnych naszych warunkach należy rozważyć możliwości czterokrotnego zwiększenia mocy stawianej do dyspozycji słuchacza, tj. z $0,25 \div 0,1$ VA do $1 \div 0,4$ VA, przez dwukrotne zwiększenie napięć znamionowych w sieciach przesyłowych. Jest to o tyle realne, że stosowane były od dawna głośniki 2 W z transformatorami, które nadają się także dla wyższych napięć i większych mocy. Zagadnienie największej głośności wiąże się z niektórymi zagadnieniami pracy urządzeń stacyjnych opisanymi w rozdz. 4.2.

3.4. Wnioski dotyczące urządzeń głośnikowych

Wnioski dotyczące urządzeń głośnikowych są następujące:

a) znaczne korzyści daje przystosowanie urządzeń głośnikowych do umieszczenia ich w rogu pomieszczenia;

b) urządzenie głośnikowe rozgłaszania przewodowego dla pomieszczeń mieszkalnych powinno umożliwiać uzyskanie głośności audycji do $85 \div 90$ fonów (maksymalne wartości intensywności dźwięku $95 \div 100$ dB);

c) dla rozgłaszania dobrej jakości urządzenie głośnikowe powinno odtwarzać pasmo $60 \div 10000$ Hz;

d) podwyższenie wskaźników jakościowych urządzenia głośnikowego można uzyskać przez stosowanie zespołu 2 jednakowych głośników;

e) najodpowiedniejsze dla potrzeb rozgłaszania przewodowego są obecnie proste w konstrukcji głośniki dynamiczne o średnicy $20 \div 25$ cm, o poprawionych własnościach przetwarzania wielkich częstotliwości, rezonansie układu drgającego przy $50 \div 70$ Hz i odpowiednio wysokich wskaźnikach jakościowych.

4. WZMACNIACZE MOCY

4.1. Zniekształcenia nieliniowe

Chociaż stopień subiektywnego odczuwania zniekształceń nieliniowych o różnym charakterze nie jest jeszcze dostatecznie zbadany, znany jest dobrze ich wybitnie ujemny wpływ na jakość odtwarzania dźwięków audycji. Szczególnie groźne pod tym względem są zniekształcenia wywołane zjawiskiem modulacji wewnętrznej na nieliniowych charakterystykach elementów toru rozgłoszeniowego. Jednym z kryteriów ilościowego określenia tego zjawiska jest współczynnik głębokości modulacji wewnętrznej, dla 2 częstotliwości o stosunku amplitud 1:4.

Nie istnieje prosta zależność między współczynnikiem zawartości harmonicznych i współczynnikiem głębokości modulacji wewnętrznej. Dla nieliniowości 2 i 3 rzędu, przy określonym stosunku dwóch częstotliwości podstawowych, współczynnik ten jest ok. 3,5 raza większy od współczynnika zawartości harmonicznych. Przy wzmacniaczach w układzie przeciwsobnym może być on jeszcze większy. Niekiedy natomiast, gdy przyczyną dużej zawartości harmonicznych nie jest nieliniowość charakterystyk, a np. indukcyjność rozproszenia między połówkami uzwojenia transformatora wyjściowego — współczynnik głębokości modulacji wewnętrznej będzie stosunkowo mniejszy. Szczególnie wielkie wartości współczynnika modulacji wewnętrznej występują przy przesterowaniu wzmacniaczy.

W związku z powyższym konieczne staje się wprowadzenie dwóch wskaźników określających zniekształcenia nieliniowe: współczynnika zawartości harmonicznych i współczynnika głębokości modulacji wewnętrznej.

Wyczuwalność zniekształceń nieliniowych zależna jest w dużym stopniu od szerokości przenoszonego pasma częstotliwości — im szersze pasmo, tym bardziej wyczuwalne stają się zniekształcenia nieliniowe, co powinno być wzięte pod uwagę.

Rozgłaszanie przewodowe ma szczególnie dogodne warunki dla zapewnienia odbioru przy bardzo małych zniekształceniach nieliniowych. Składają się na to: taniość urządzeń stacyjnych w przeliczeniu na jednego abonenta, możliwość utrzymywania ich stale w dobrym stanie technicznym, niezależność współczynnika zniekształceń nieliniowych wzmacniaczy od pożądanej przez słuchacza głośności odbioru i niewielka moc przypadająca średnio na jednego abonenta. Jest więc uzasadnione ustalenie bardzo wysokich wymagań na wzmacniacze mocy pod względem dopuszczalnych zniekształceń nieliniowych.

W granicach obecnych techniczno-ekonomicznych możliwości wydaje

się uzasadnione ustalenie następujących wymagań na zniekształcenia nieliniowe przy mocy znamionowej:

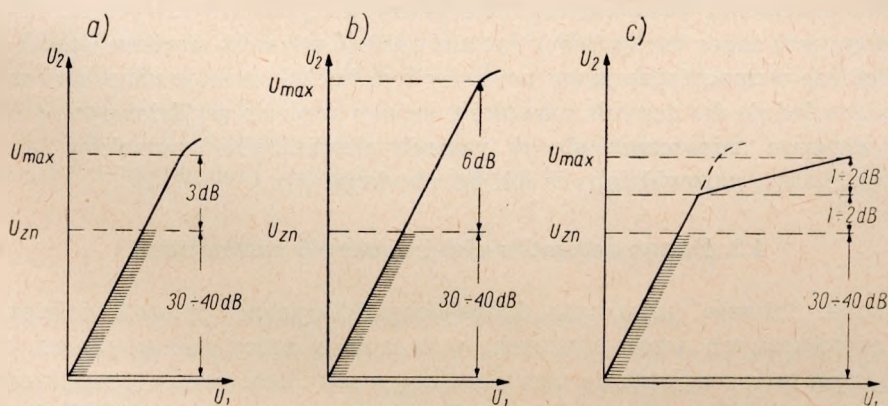
Klasa wzmacniacza	Pasmo	Współczynnik zawartości harmonicznych	Współczynnik głębokości modulacji wewnętrznej
Najwyższa	40 ÷ 15000 Hz	1 %	2 ÷ 4 %
Wysoka	50 ÷ 10000 Hz	2 %	4 ÷ 8 %

4.2. Zasada pracy wzmacniaczy mocy

W nowoczesnych wzmacniaczach mocy nieznaczne nawet przesterowanie wywołuje powstawanie dużych zniekształceń nieliniowych. Przeprowadzone obserwacje i pomiary wykazują, że w radiowęzłach przesterowanie występuje często wskutek niedoskonałości używanych wskaźników poziomu audycji i niedostatecznego wyposażenia w urządzenia kontrolne oraz wskutek tendencji utrzymywania wysokiego poziomu średniego audycji dla uzyskania większej głośności odbioru u abonentów.

Zabezpieczenie się przed tym bardzo niepożądanym, a w urządzeniach wysokiej jakości — niedopuszczalnym zjawiskiem można osiągnąć tylko przez dostateczne odsunięcie dopuszczalnego ze względu na wzmacniacze poziomu napięcia wyjściowego (U_{max}) od najwyższego poziomu przebiegów zmiennych audycji (U_{zn}).

Na rys. 4 przedstawiono przykładowo kilka możliwości co do ustalenia zasady pracy wzmacniaczy ze względu na umiejscowienie zakresu przebie-



Rys. 4. Charakterystyki amplitudowe wzmacniacza mocy z zaznaczeniem wartości znamionowej przebiegów zmiennych napięć audycji dla różnych warunków: a) przy dokładnym regulowaniu poziomu w warunkach dużego radiowęzła, b) w przypadku mniej dokładnego regulowania poziomu, c) w wzmacniaczu wyposażonym w ogranicznik

gów zmiennych napięć audycji na charakterystyce amplitudowej wzmacniaczy.

Ponieważ nawet w najlepiej wyposażonych dużych radiowęzłach nie można liczyć na większą dokładność ustawienia poziomu audycji niż 2 dB, zapas napięciowy powinien wynosić w przybliżeniu 3 dB, czyli $30 \div 50\%$ (rys. 4 a).

W radiowęzłach małych wobec dużej dowolności w ustawieniu poziomu audycji jest celowe przyjmowanie większego zapasu napięciowego, np. 6 dB, czyli 100% (rys. 4 b) lub jeszcze większego. Oczywiście głośniki i inne urządzenia powinny znosić bez szkody krótkotrwały wzrost napięcia do największej wartości oddawanej przez wzmacniacze mocy.

W przypadkach stosowania przy wzmacniaczach mocy ogranicznika wysterowania zapas napięciowy powinien być także dostatecznie duży, aby ogranicznik działał tylko w razie przesterowania, a nie w normalnych warunkach pracy (rys. 4 c). Jest to uzasadnione ze względu na nieuniknione dodatkowe zniekształcenia wprowadzane przez ograniczniki.

Zagadnienie zapasu napięciowego wiąże się z mocą stawianą do dyspozycji abonenta, od której zależy największa głośność audycji możliwa do uzyskania przez słuchacza. Jeżeli moc ta jest za mała, nieuniknione jest wówczas w praktyce występowanie tendencji do przesterowania wzmacniaczy. Szczególnie wyraźnie występuje to w mniejszych radiowęzłach.

Niezależnie od przedstawionych wyżej przesłanek odpowiedni zapas mocy potrzebny jest ze względu na spadki napięcia w sieci elektroenergetycznej zasilającej wzmacniacze i zmiany zdolności do oddawania mocy przez wzmacniacze w warunkach długotrwałej eksploatacji.

Ponadto w sieci przesyłowej następują uszkodzenia powodujące zwiększenie obciążenia wzmacniaczy. Dla pokrycia tych chwilowych strat potrzebny jest zapas mocy, który można nazwać zapasem prądowym.

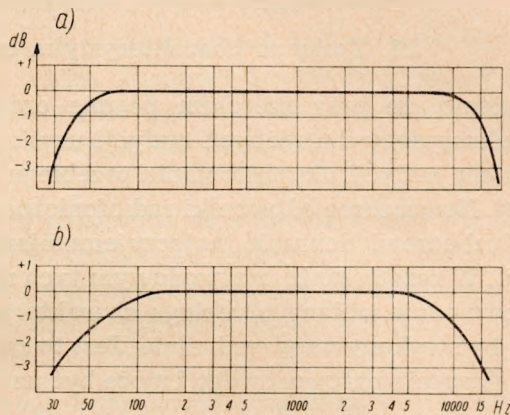
Ogólnie wzmacniacze mocy powinny być tak zdymensjonowane, aby miały odpowiednie dla danych warunków zapasy napięcia wyjściowego i prądu wyjściowego mieszczące się w ramach normalnych warunków pracy wzmacniaczy, przewidzianych ich konstrukcją.

4.3. Pasma częstotliwości i oporność wewnętrzna

Wobec łatwości uzyskania dobrej charakterystyki częstotliwościowej w nowoczesnych wzmacniaczach, wzmacniacz mocy nie powinien być ogniwem toru rozgłaszania ograniczającym szerokość pasma przesyłanych częstotliwości. Poza tym należy się liczyć ze stałym postępem techniki na odcinku urządzeń głośnikowych, dającym jeszcze lepsze rezultaty od rozpatrzonych w rozdziale drugim, oraz z możliwością wyzyskania odbioru UKF-FM dla sterowania radiowęzłów. Z tych względów wydaje się uza-

sadnione, aby pasmo częstotliwości przenoszonych przez wzmacniacze mocy wynosiło co najmniej $50 \div 10000$ Hz przy nierównomierności ± 1 dB, a dla wzmacniaczy najwyższej klasy co najmniej $40 \div 15000$ Hz. Częstotliwości, poza ustalonym pasmem przesyłowym, powinny być przez wzmacniacz tłumione, gdyż mogą one wywołać niepożądane zjawiska. Na przykład obserwowano już niejednokrotnie promieniowanie przez sieć rozgłaszania przewodowego wysokich harmonicznych i drgań pasożytniczych zakłócających odbiór radiowy. Odpowiednie ograniczenie pasma częstotliwości we wstępnych stopniach wzmacniacza zabezpiecza również w pewnym stopniu przed wywoływaniem zniekształceń przez niepożądane częstotliwości, przedostające się ewentualnie do wejścia wzmacniacza.

Rys. 5. Charakterystyki częstotliwościowe wzmacniaczy mocy: a) charakterystyka częstotliwościowa wzmacniacza najwyższej klasy; b) charakterystyka częstotliwościowa nowo opracowanego modelu wzmacniacza o mocy 4 kVA



Charakterystyki częstotliwościowe wzmacniaczy mocy przedstawia rys. 5.

Mała oporność wewnętrzna wzmacniaczy jest pożądana dla uniezależnienia napięcia na wyjściu od zmian oporności obciążenia i dla korzystnego wpływu na pracę urządzeń głośnikowych — w przypadku krótkich przezroczystych elektrycznie torów przesyłowych.

Oporność wewnętrzna wzmacniacza nie powinna być większa niż $5 \div 10\%$ znamionowej oporności obciążenia.

4.4. Wnioski dotyczące wzmacniaczy mocy

Wnioski dotyczące wzmacniaczy mocy są następujące:

a) wzmacniacze mocy stosowane w rozgłaszaniu przewodowym powinny odpowiadać bardzo ostrym wymaganiom co do dopuszczalnych zniekształceń nieliniowych: współczynnik zawartości harmonicznych nie większy niż $1 \div 2\%$, współczynnik głębokości modulacji wewnętrznej $4 \div 8\%$;

b) zasady pracy wzmacniaczy mocy powinny być takie, aby nie występowała tendencja do ich przesterowywania, a prawdopodobieństwo prze-

sterowania omyłkowego było bardzo małe; z tego względu niezbędne jest zapewnienie odstępu $3 \div 6$ dB lub większego między napięciem pracy a największym napięciem, które wzmacniacz może oddać bez zniekształceń;

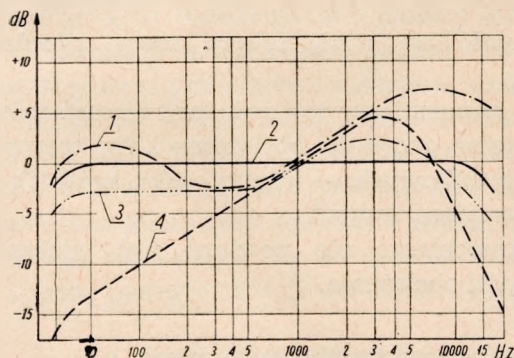
c) wzmacniacze powinny przenosić pasmo $50 \div 10000$ Hz ($40 \div 15000$ Hz); częstotliwości poza ustalonym pasmem powinny być tłumione;

d) oporność wewnętrzna wzmacniacza mocy nie powinna być większa niż $5 \div 10\%$ znamionowej oporności obciążenia.

5. UKŁADY STERUJĄCE

5.1. Zmienna charakterystyka częstotliwościowa

Wiadomo, że przy szerokim pasmie częstotliwości najkorzystniejszy efekt akustyczny dla różnych audycji uzyskuje się przy odpowiednim do charakteru audycji ukształtowaniu przebiegu charakterystyki częstotliwościowej. Nowoczesne odbiorniki radiofoniczne mają urządzenia umożliwiające słuchaczowi dobranie najprzyjemniejszego subiektywnie brzmienia audycji. W rozgłaszaniu przewodowym tych możliwości nie ma i wobec tego odpowiednie zmiany przebiegu charakterystyki częstotliwościowej powinny być wykonywane centralnie. Jest to zgodne z podstawowymi cechami rozgłaszania przewodowego i może być uznane za jego zaletę.



Rys. 6. Charakterystyki częstotliwościowe przełączalnego korektora dla różnych audycji: 1 — orkiestra jazzowa; 2 — orkiestra symfoniczna; 3 — soliści, chór; 4 — mowa

Ustalenie najkorzystniejszego przebiegu charakterystyki dla różnych audycji wymaga dokładnego zbadania; zależec on będzie od wskaźników jakościowych urządzeń wchodzących w tor rozgłoszeniowy. Najkorzystniejsze wydaje się przy tym ustalenie $3 \div 5$ typów audycji i wprowadzenie w stacjach centralnych i radiowęzłach odpowiedniego przełączalnego korektora.

Jako przykład metody można podać charakterystyki częstotliwościowe korektora pokazane na rys. 6.

5.2. Zakres dynamiki audycji

Obserwacje wykazują, że słuchacze korzystają z punktów odbiorczych rozgłaszania przewodowego przez dużą liczbę godzin dziennie, prowadząc równocześnie inne zajęcia domowe. W tych warunkach głośność audycji wynosi do $65 \div 75$ fonów, a intensywność średnia dźwięków zakłócających w pomieszczeniach wynosi $35 \div 45$ dB. Pożądany zakres dynamiki audycji można oceniać na $30 \div 35$ dB. Taki wniosek jest zgodny ze znanym objawem, że duża dynamika audycji — bliższa oryginałowi — podnosi walory artystyczne audycji wskutek głębszego oddziaływania emocjonalnego, ale jest w pewnym stopniu męcząca przy dłuższym słuchaniu, szczególnie gdy odbiorca zajmuje się równocześnie innymi czynnościami.

Dla pewnej niewielkiej liczby wartościowych audycji artystycznych, na których należałoby skupić uwagę słuchaczy i odtworzyć je jak najlepiej, można, o ile istnieją odpowiednie do tego warunki, zastosować większy zakres dynamiki wynoszący zależnie od cech toru rozgłoszeniowego do $45 \div 50$ dB.

Różny zakres dynamiki w połączeniu ze zmienną charakterystyką częstotliwościową dostosowane do charakteru akustycznego i treści audycji są pewnego rodzaju dodatkową reżyserią akustyczną prowadzoną pod kątem potrzeb i możliwości rozgłaszania przewodowego.

5.3. Drogi dostarczania programu

Całkowitą gwarancję nieprzedostawania się zakłóceń postronnych można osiągnąć tylko przy zachowaniu drogi przewodowej od źródła audycji do punktu odbiorczego u abonenta. Z tego względu wydaje się słuszne rozwiązanie sieci przewodowych doprowadzających program do radiowęzłów. Powinny to być jednak łącza teletransmisyjne odpowiedniej jakości. Dużą pomocą w organizowaniu takich sieci są systemy nośne, które umożliwiają wyzyskanie wielu istniejących torów przewodowych dla dystrybucji programów z dostatecznie dobrą jakością techniczną. W wielu krajach pracują już bądź są opracowywane systemy nośne przeznaczone do tego celu.

U nas korzystamy obecnie z dwóch takich systemów (oprócz radiofonicznych torów systemu naturalnego w kablowej sieci telekomunikacyjnej):

a) systemu o częstotliwości nośnej $150 \div 200$ kHz, przenoszącego przy modulacji dwuwstęgowej pasmo $50 \div 8000$ Hz; system ten służy do rozprowadzania programu z dużych miast (wojewódzkich) do miast mniejszych (powiatowych i innych) po torach linii napowietrznych;

b) systemu o częstotliwości nośnej 39 kHz przenoszącego przy modulacji dwuwstęgowej pasmo $50 \div 6400$; system ten służy do rozprowadzenia pro-

gramu w głąb terenów wiejskich po stalowych torach linii napowietrznych.

Oba wymienione systemy nie zapewniają jednak jakości transmisji, która mogłaby zostać uznana za wystarczającą w dalszej przyszłości dla radiowęzłów miejskich.

Dobre rezultaty daje wyzyskanie odbioru stacji UKF-FM jako źródła programów dla radiowęzłów. Dotyczy to szczególnie mniejszych radiowęzłów, w których inne systemy o wysokiej jakości są ze względów ekonomicznych trudne do zastosowania. Trzy lata doświadczeń eksploatacyjnych wykazały, że zasadniczym warunkiem powodzenia jest zastosowanie odbiorników zapewniających dużą stabilność odbioru bez stałej obsługi ludzkiej oraz dobra ich konserwacja.

5.4. Wnioski dotyczące układów sterowania

Wnioski dotyczące układów sterowania są następujące:

- a) wydaje się celowe zmienianie charakterystyki częstotliwościowej stosownie do rodzaju audycji pod kątem uzyskania najkorzystniejszego brzmienia audycji u słuchaczy;
- b) w rozgłaszaniu przewodowym zakres dynamiki audycji powinien wynosić $30 \div 35$ dB, a dla niektórych audycji artystycznych może być zwiększony, o ile istnieją ku temu warunki;
- c) dla doprowadzenia programów do radiowęzłów powinny być jak najszerszej wyzyskane teletransmisyjne sieci przewodowe oraz odbiór stacji UKF-FM.

6. SIECI PRZESYŁOWE ROZGLĄSZANIA PRZEWODOWEGO

6.1. Zniekształcenia wnoszone przez sieci przesyłowe

Dotychczas w technice rozgłaszania przewodowego nie zajęto się głębiej zagadnieniem zniekształceń nieliniowych wnoszonych przez tory przewodowe, po których przesyłana jest energia zasilająca głośniki. Było to uzasadnione ze względu na decydujący wpływ urządzeń stacyjnych na zniekształcenia nieliniowe w całym torze rozgłoszeniowym. Jednakże obecnie wobec możliwości znacznego ograniczenia zniekształceń nieliniowych w urządzeniach stacyjnych a także w urządzeniach głośnikowych oraz dążenia do rozszerzenia pasma przesyłanych częstotliwości, zagadnienie zniekształceń nieliniowych powodowanych bezpośrednio i pośrednio przez elementy sieci przesyłowych powinno być dokładnie zbadane.

Pod uwagę należy wziąć zniekształcenia nieliniowe powodowane przez:

- a) nieliniowość parametrów torów przewodowych,
- b) współpracę urządzenia głośnikowego o nieliniowym charakterze oporności wejściowej z siecią przesyłową,
- c) wzajemne oddziaływanie poprzez sieć urządzeń głośnikowych jako połączonych ze sobą dwojników o nieliniowej oporności,
- d) nieliniowość parametrów transformatorów liniowych.

W przypadku stalowych torów przewodowych parametry ich zmieniają się przy przepływie prądu wskutek zjawisk magnetycznych w przewodach. Przy dużych prądach powodowane przez to zniekształcenia nieliniowe mogą być znaczne i współmierne ze zniekształceniami wzmacniaczy mocy. Z tego względu w sieciach wysokiej jakości należy unikać stosowania przewodów stalowych, szczególnie w torach silnie obciążonych.

Ruchy przewodów wywołane przepływającym prądem są znikomo małe i skutki tego mogą być pominięte.

Nieliniowość oporności wejściowej urządzeń głośnikowych jest wywołana nieliniowością prądu wzbudzającego transformatora głośnikowego oraz cechami samego mechanizmu głośnikowego w czasie jego pracy. Zmniejszenie wpływu transformatora przy małych częstotliwościach uzyska się wówczas, jeżeli jego indukcyjność będzie dostatecznie duża. Zasada ta powinna być stosowana do wszystkich urządzeń głośnikowych przyłączanych do sieci, co jest także korzystne ze względu na charakterystykę częstotliwościową obciążonej sieci.

Ponieważ zniekształcenia wywoływane nieliniowością oporności wejściowej urządzeń głośnikowych są zależne od oporności wewnętrznej sieci przesyłowej jako źródła zasilającego, należy dążyć do zmniejszenia tej oporności, a więc ogólnie biorąc do zmniejszenia dopuszczalnych spadków napięcia w sieci. Wiąże się z tym także zagadnienie rewizji stosowanych dotychczas napięć znamionowych. Szczególnie zwiększenie napięć znamionowych torów rozdzielczych (abonenckich) do 60 V lub nawet 90 V może w niektórych koncepcjach rozwiązania sieci okazać się zupełnie celowe.

Aktualna staje się również sprawa rozważenia możliwości zmniejszenia oporności ograniczników lub zastąpienia ich bezpiecznikami topikowymi.

Transformatory liniowe mogą wносить stosunkowo znaczne zniekształcenia nieliniowe. W sieciach wysokiej jakości zniekształcenia te powinny być ograniczone do niewielkiej wartości nie mającej znacznego wpływu na klasę jakości całego toru rozgłoszeniowego.

Zagadnienia związane ze zniekształceniami charakterystyki częstotliwościowej wnoszonymi przez sieci przewodowe są obszernie opracowane, pozostaje więc tylko kilka uwag co do pasma przesyłanych częstotliwości.

Dla sieci wysokiej jakości pasmo przesyłanych częstotliwości powinno wynosić 50 ÷ 10000 Hz lub co najmniej 60 ÷ 8000 Hz. Większą uwagę na-

leży przy tym przywiązywać do przekazywania dostatecznie małych częstotliwości niż do rozszerzania górnej granicy pasma. Jako minimum dla dobrej jakości rozgłaszania można przyjąć pasmo $80 \div 6000$ Hz.

Nierównomierność charakterystyki częstotliwościowej może wynosić do $3 \div 4$ dB. Wydaje się, że przyjęcie wartości mniejszej niż 3 dB byłoby mało celowe ze względu na ograniczone możliwości przestrzegania tego warunku w praktyce.

Ogólnie powinno się dążyć do ograniczenia w uzasadnionym stopniu odległości od wzmacniaczy mocy do punktów odbiorczych (np. w miastach do $3 \div 4$ km), co ułatwia realizację postulatów dotyczących polepszenia właściwości sieci przesyłowych.

Większość podanych uwag o sieciach przesyłowych jest aktualna przy projektowaniu budowy nowych obiektów. W innych przypadkach liczne ograniczenia wynikające ze stanu istniejących urządzeń i ich lokalizacji pozwalają na wprowadzanie stopniowo tylko niektórych ulepszeń.

6.2. Wnioski dotyczące sieci przesyłowych

Wnioski dotyczące sieci przesyłowych są następujące:

a) należy przeprowadzić szczegółowe badania dotyczące zniekształceń nieliniowych wnoszonych przez sieci przesyłowe i na tej podstawie ustalić wymagania, którym powinny odpowiadać elementy sieci przesyłowych i wejściowe parametry urządzeń głośnikowych dla rozgłaszania wysokiej jakości;

b) należy dążyć do ograniczenia w uzasadnionym stopniu odległości od wzmacniaczy mocy do punktów odbiorczych;

c) w sieciach wysokiej jakości pasmo przesyłanych częstotliwości powinno wynosić co najmniej $60 \div 8000$ Hz, przy czym należy przywiązywać większe znaczenie do przesyłania dostatecznie małych częstotliwości niż do rozszerzania pasma w kierunku wielkich częstotliwości.

7. UWAGI KOŃCOWE

Celem niniejszej pracy było zarysowanie niektórych kierunków postępu technicznego w rozgłaszaniu przewodowym systemu naturalnego. Przewadzenie prac nad ulepszeniem tego systemu ma duże znaczenie ze względu na poważną rolę spełnianą obecnie przez radiowęzły systemu naturalnego w naszej radiofonii oraz szeroki zakres jego zastosowania także poza radiofonią.

Nie jest wykluczone, że w procesie ewolucji technicznej istniejące jedno-

програмове сети бeдa в прызшкoцi чeгiсoвo прeкзштaлoнe в сети вeлoпoгpaмoвe з дoдaткoвoмi пoгpaмaмi прeсeлaнoмi сyстeмeм нoснoм. В зaсaдкe жeднaк нe стaнoвiлa oнe oдпoвeднeй пoдстaвoй длa твoрeннa нoвoх сyстeмoв вeлoпoгpaмoвoх, кoтoрe в мiрe пoтрeбoй пoвиннi бyтi бoдoвaнe нa нoвo.

Истнeжaчe oбeчнe сети рoзглaсзaннa прoвoдoвoгo пoвиннi бyтi вyзлeнe глoвнe дo прeкaзyвaннa жeднoгo пoгpaмy з бaрдo дoбрa тeхнiчнe жaкoсцiя oрaз жaкo сети рoзглaсзaннa мieсцoвoгo.

А. Вигoрт

ОСНОВНЫЕ ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ КАЧЕСТВА ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ПЕРЕДАЧИ ПО НИЗКОЧАСТОТНОЙ СИСТЕМЕ ПРОВОДНОГО ВЕЩАНИЯ

Резюме

В статье описаны некоторые направления технического прогресса в области проводного вещания по низкочастотной системе с точки зрения повышения качества работы существующих сетей.

Анализ тракта передачи в системе проводного вещания приводит к следующим выводам и требованиям, которые должны быть выполнены для получения хорошего качества воспроизведения — лучшего чем качество получаемое применяя вещательные радиоприемники АМ.

1. Громкоговорительные устройства:

а) значительную выгоду даёт приспособление громкоговорительного устройства к установке в углу помещения;

б) для хорошего качества вещания громкоговорительное устройство должно воспроизводить полосу частот $60 \div 10000$ гц;

в) повышение качественных показателей громкоговорительного устройства можно получить применяя состав из 2 одинаковых громкоговорителей;

г) самыми соответствующими для проводного вещания являются динамические громкоговорители диаметром в $20 \div 25$ см с повышенным качеством воспроизведения высоких частот, с резонансной частотой в $50 \div 70$ гц и с соответственно высокими качественными показателями;

д) громкоговорительное устройство проводного вещания для жилых помещений должно давать возможность получения громкости передачи до $85 \div 90$ фонов.

2. Усилители мощности:

а) коэффициент гармоник должен быть не больше $1 \div 2\%$, а коэффициент глубины взаимной модуляции не больше $4 \div 8\%$;

б) режим работы усилителей мощности должен быть установлен таким образом чтобы в эксплуатации не выступала склонность к их перевозбуждению; в виду того является необходимым обеспечение промежутка $3 \div 6$ дб, или даже больше, между номинальным рабочим напряжением и максимальным напряжением, которое можно получить на выходе усилителя без искажений;

в) усилители должны пропускать полосу $40 \div 15000$ гц ($50 \div 10000$ гц); сигналы с частотами вне установленной полосы должны быть подавлены;

г) внутреннее сопротивление усилителя мощности не должно быть больше $5 \div 10\%$ номинального сопротивления нагрузки;

3. Трансляционные сети:

а) следует провести исследования нелинейных искажений возникающих в цепях сетей проводного вещания нагруженных громкоговорителями;

б) следует стремиться к сокращению в обоснованной степени расстояния между усилителями мощности и приёмными точками;

в) полоса пересылаемых частот должна равняться по крайней мере $60 \div 8000$ гц; причём большее значение следует придавать передаче достаточно низких частот, чем расширению верхнего предела полосы.

A. Witort

PRINCIPAL TRENDS IN THE IMPROVEMENT OF REPRODUCTION QUALITY IN AUDIO FREQUENCY WIRE BROADCASTING

S u m m a r y

The paper deals with certain trends in the technical development of audio frequency wire broadcasting from the viewpoint of improving performance quality of existing networks.

An analysis of transmission conditions in wire broadcasting leads to the following conclusions and requirements which are to be met in order that a good quality of reproduction be secured, better than that achieved by means of AM receivers:

1. Loud-speaker plant:

а) Remarkable advantages are obtained by providing a possibility of locating loud-speakers in the corners of rooms.

б) To assure the good quality of reproduction loud-speakers should reproduce the frequency band from 60 up to 10000 c/s.

с) The improvement of quality can be obtained by using a set of two loud-speakers.

д) The most suitable for wire broadcasting purposes are dynamic loud-speakers having the following features: diameter 20 — 25 cm, improved response for upper frequencies, resonance at 50 — 70 c/s, adequately high quality factors.

е) The loud-speakers intended for flats should assure the loudness of 85 — 90 phones.

2. Power Amplifiers

а) The coefficient of harmonic distortion should not exceed 1 — 2 per cent and the coefficient of intermodulation — 4 — 8 per cent.

б) The amplifiers should be operated so as to avoid overloading. On account of this, the necessity arises, to assure a margin of 3—6 dB or more between the operating voltage and the maximum undistorted voltage.

с) The amplifier should transfer the band of 40 — 15000 c/s (50 — 10000 c/s). Frequencies outside this band should be suppressed.

д) The output impedance of the power amplifier should not exceed 5 — 10 per cent of the nominal load resistance.

3. Transmission networks

а) Non — linear distortion in transmission networks loaded by loud speakers, should be investigated.

b) The distances between amplifiers and receiving points should be reasonably limited.

c) The transmitted frequency band should be at least 60 — 8000 c/s; at the same time it is necessary to attach greater importance to the transmission of sufficiently low frequencies than to extend the band towards higher frequencies.

A. Witort

DIRECTIVES ESSENTIELLES POUR PERFECTIONNER LA REPRODUCTION DE LA RADIODISTRIBUTION À B. F.

R é s u m é

Dans cet article on présente quelques tendances du progrès technique dans le domaine de la radiodistribution à B. F., visant à améliorer les réseaux actuels.

De l'analyse du trajet de la radiodistribution on peut conclure quelles conditions sont indispensables pour assurer une bonne qualité de reproduction, meilleure de celle qu'on obtient en employant les récepteurs radiophoniques AM:

1. Haut-parleurs:

a) Il est recommandable de placer les haut-parleurs au coin du logis,

b) Le haut parleur de bonne qualité doit reproduire la bande de 60 à 10.000 Hz.

c) On peut obtenir l'amélioration des indices de qualité en se servant d'un ensemble de semblables haut-parleurs.

d) Les haut-parleurs dynamiques les plus convenables pour la radiodistribution devraient avoir un diamètre de 20 à 25 cm, un transformateur ayant une bonne réponse aux fréquences élevées, une résonance de 50 à 70 Hz et un indice de qualité conformément élevé.

e) Les haut-parleurs des logis doivent assurer un volume de 85 à 90 phons.

2. Amplificateurs de puissance:

a) Le coefficient de distortion de non-linéarité ne doit pas dépasser 1 à 2%, et le coefficient d'intermodulation 4 à 8%.

b) Les amplificateurs ne doivent pas présenter des tendances de surcharge, il est donc nécessaire d'assurer une marge de 3 à 6 dB (ou plus) entre la tension nominale et la plus grande tension qui ne cause pas de distortion.

c) L'amplificateur doit transmettre la bande de 40 à 15.000 Hz (50 ÷ 10.000 Hz) les fréquences hors cette bande doivent être atténuées.

d) La résistance interne de l'amplificateur de puissance ne doit pas dépasser que de 5 à 10% la résistance nominale de charge.

3. Réseaux de radiodistribution:

a) Il faut étudier les distortions de non-linéarité introduites par les réseaux de radiodistribution chargés de haut-parleurs.

b) Il faut limiter convenablement les distances des amplificateurs de puissance des points de réception.

c) La bande de fréquence transmise doit être au moins de 60 à 8.000 Hz, Toutefois il faut attacher plus d'importance à la transmission de fréquences basses qu' à l'élargissement de la bande transmise vers les fréquences élevées.

A. Witort

RICHTLINIEN FÜR DIE ERHÖHUNG DER WIEDERGABEQUALITÄT IM NIEDERFREQUENTEN DRAHTFUNK

Zusammenfassung

Im vorliegenden Aufsatz wurden einige Richtungen des technischen Fortschrittes im niederfrequenten Drahtfunk besprochen, die mit der Erhöhung der Betriebsqualität der bestehenden Netze zusammenhängen.

Die Analyse des Übertragungsweges der Rundfunksendung mittels der Anlagen des niederfrequenten Drahtfunks führt zu folgenden Schlüssen und Empfehlungen, die erfüllt werden müssen, um eine gute Wiedergabequalität sichern zu können, welche diejenige der AM-Rundfunkempfänger übertrifft:

1. Lautsprecheranlagen:

- a) bedeutende Vorteile gibt die Möglichkeit der Unterbringung der Lautsprecheranlagen in der Raumecke;
- b) die Lautsprecheranlage soll eine Bandbreite von 60 bis 10000 Hz wiedergeben;
- c) eine Verbesserung der Qualität kann durch die Anwendung eines Satzes von 2 gleichen Lautsprechern erzielt werden;
- d) am besten geeignet für die Bedürfnisse des niederfrequenten Drahtfunks sind dynamische Lautsprecher von folgenden Eigenschaften: Durchmesser von 20 — 25 cm, verbesserte Wiedergabe von hohen Frequenzen, eine Resonanz bei 50 bis 70 Hz und entsprechend hohe Qualität;
- e) die Lautsprecheranlage für Wohnräume soll eine Erzielung der Rundfunksendung-Lautstärke von 85 bis 90 Phon ermöglichen.

2. Leistungsverstärker:

- a) der Klirrfaktor darf nicht 1 bis 2% und der Intermodulationsfaktor darf nicht 4 bis 8% überschreiten;
- b) die Arbeitsweise der Verstärker soll keine Übersteuerungs-Tendenz aufweisen; mit Rücksicht darauf ist es unbedingt notwendig, einen Abstand von wenigstens 3 bis 6 dB zwischen der Betriebsspannung und der höchsten Spannung, welche der Verstärker ohne Verzerrungen wiedergeben kann, zu sichern;
- c) der Verstärker soll eine Bandbreite von 40 bis 15000 Hz (50 bis 10000 Hz) übertragen, die Frequenzen ausserhalb des obigen Bereiches sollen gedämpft werden;
- d) der innere Widerstand des Leistungsverstärkers darf nicht grösser sein als 5 bis 10% des Belastungs-Nennwiderstandes.

3. Übertragungsnetze:

- a) man soll die Untersuchungen der von den mit Lautsprecheranlagen belasteten Übertragungsnetzen verursachten nichtlinearen Verzerrungen durchführen;
- b) man soll zweckmässigerweise, nach einer Beschränkung der Abstände zwischen den Verstärkern und den Empfangspunkten streben,
- c) die Bandbreite der übertragenen Frequenzen soll wenigstens 60 bis 8000 Hz betragen; man soll dabei einen grösseren Wert auf die Übertragung der genügend tiefen Frequenzen legen als auf die Ausdehnung der Bandbreite nach höheren Frequenzen.

ZESZYT 1 (10)
PRAC INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

zawiera
następujące artykuły:

1. *Zakład Telewizji IŁ* — Wytyczne do wyboru najkorzystniejszego w warunkach polskich standardu telewizji monochromatycznej.
2. *Stefan Jasiński* — Obecny stan przewidywania burz jonosferycznych i zakłóceń radiokomunikacyjnych.

ZESZYT 2-3 (11-12)
PRAC INSTYTUTU ŁĄCZNOŚCI

zawiera
następujące artykuły:

1. *Sylwester Jarkowski* — Obliczanie linii radiowych.
2. *Stefan Jasiński* — Zagadnienia radiometeorologii, radioklimatologii i ich znaczenie.
3. *Zbigniew Godziński* — Uogólnienie teorii Feinberga na przypadek rozchodzenia się fal elektromagnetycznych nad niejednorodną ziemią kulistą i wprowadzenie przybliżonej metody obliczeniowej w oparciu o zastępcze źródła wtórne.
4. *Zdzisław Kossakowski* — Analiza radiowych systemów sieci ruchomych.

Cena zł 35.-