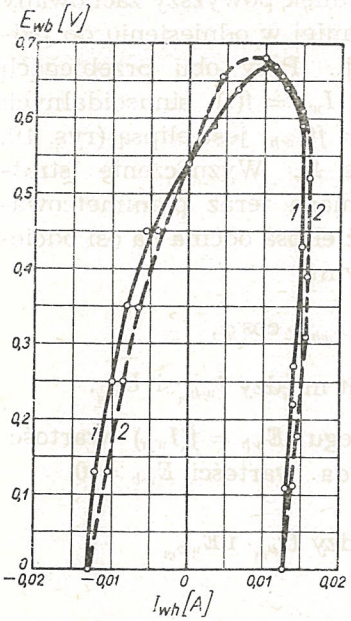
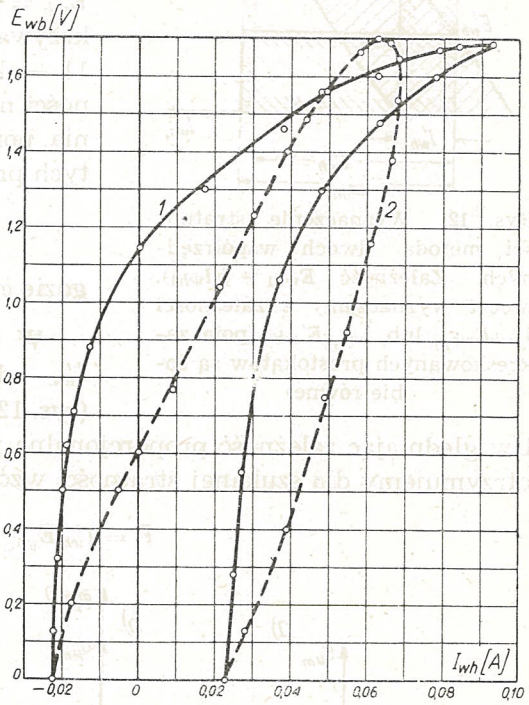
Przy pomiarach stratności badanego materiału należy podać przebieg indukcji w czasie; dla jednoznacznego wyznaczenia stratności pomiary powinny być wykonane przy sinusoidalnej indukcji.

Posługując się metodą planimetrowania można z dużą dokładnością wyznaczyć stratność badanego materiału. Metoda ta wymaga jednak dużego



Rys. 10. Zależność $E_{wb} = f(I_{wh})$ przy $B_m = 2000$ Gs (krzywa *1*). $a = 10^{-5}\ \frac{V}{mm}$; $b = 10^{-3}\ \frac{A}{mm}$, $S \approx 1220$ mm². Przy metodzie planimetrowania $P = 0{,}0110$ W, $p = 0{,}022\ \frac{W}{kG}$. Krzywa *2* przedstawia zależność $E_{wb1} = f(I_{wh1})$ przy $B_m = 2000$ Gs. Przy metodzie dwóch współrzędnych $P = 0{,}0105$ W, $p = 0{,}021\ \frac{W}{kG}$

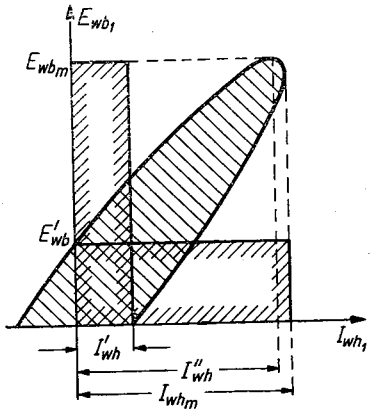


Rys. 11. $E_{wb} = f(I_{wh})$ przy $B_m = 5000$ Gs (krzywa *1*). Planimetrując krzywą otrzymujemy: $S \approx 6400$ mm²; $P = 0{,}058$ W, $p = 0{,}117\ \frac{W}{kG}$. $E_{wb1} = f(I_{wh1})$ (krzywa *2*); przy metodzie dwu współrzędnych $P = 0{,}0505$ W, $p = 0{,}101\ \frac{W}{kG}$

nakładu czasu. Planimetrowanie stosuje się przy dowolnej krzywej napięcia i prądu.

Dla badanej próbki wyznaczono stratność przy indukcji maksymalnej 2000 Gs i 5000 Gs. Planimetrowane pętle mocy przedstawiono na rys. 10 i 11 (krzywe *1*).

Metoda dwóch współrzędnych. Metoda ta pozwala na szybsze, lecz mniej dokładne wyznaczenie stratności na podstawie dwóch wielkości mierzonych. Daje ona dokładne wyniki, gdy przebiegi mierzonego prądu i napięcia są sinusoidalne. Można je również stosować, gdy warunek powyższy zachowany jest przynajmniej w odniesieniu do jednej z funkcji. Przy obu przebiegach $E_{wb} = f(t)$ i $I_{wh} = f(t)$ sinusoidalnych krzywa $E_{wb} = f(I_{wh})$ jest elipsą (rys. 10, 11 — krzywe 2). Wyznaczenie stratności nie wymaga teraz planimetrowania, ponieważ elipsa odcina na osi odciętych prąd czynny



Rys. 12. Wyznaczenie stratności metodą dwóch współrzędnych. Zależność $E_{wb1} = f(I_{wh1})$. Moc P wyznaczamy z zależności $I'_{wh}E_{wb_m}$ lub $I_{wh_m}E'_{wb}$ (pola zakreskowanych prostokątów są sobie równe)

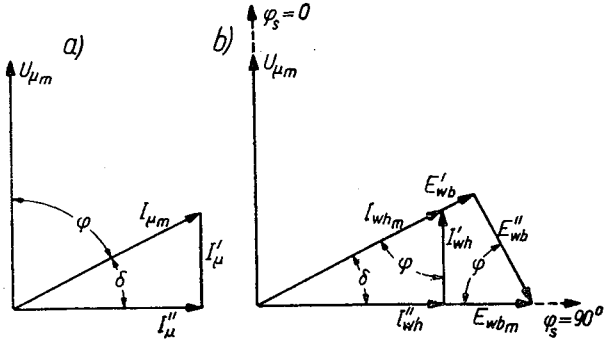
$$I'_{wh} = I_{wh_m} \cdot \cos\varphi,$$

gdzie φ — kąt między I_{wh_m} i U_{μ_m}.

W przebiegu $E_{wb} = f(I_{wh})$ wartość I'_{wh} odpowiada wartości $E_{wb} = 0$ (rys. 12 i 14).

Uwzględniając zależność proporcjonalną pomiędzy U_{μ_m} i E_{wb_m} otrzymujemy dla szukanej stratności wzór

$$P = I'_{wh} E_{wb_m} \frac{z_1}{z_2}.$$



Rys. 13. Wykres wektorowy wartości pierwotnych (*a*) i wskazywanych (*b*)

Obliczając moc $P = I_{wh_m} U_{\mu_m} \frac{z_1}{z_2}$ jako iloczyn prądu I_{wh_m} i składowej czynnej napięcia możemy wartość składowej czynnej napięcia odczytać również bezpośrednio z przebiegu $E_{wb} = f(I_{wh})$. Jest ona proporcjonalna do rzędnej E'_{wb} odpowiadającej $I_{wh} = 0$;

Tablica 1

Wyznaczenie podstawowych zależności magnetycznych

Wyniki pomiarów:

Lp.	E_{wb}	I_{wh_m}	k_b	k_h	B_m	H_m	μ	E_{wb_1}	I_{wh_1}	I'_{wh}	P	p
	V	A	$\frac{\text{Gs cm}^2}{\text{V}}$	$\frac{1}{\text{cm}}$	Gs	$\frac{\text{A}}{\text{cm}}$	$\frac{\text{Gs}}{\text{Oe}}$	V	A	A	W	$\frac{\text{W}}{\text{kG}}$
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	0,169	0,007	2950	3,74	500	0,026	15100	0,170	0,0064	0,0040	0,00084	0,0017
2	0,340	0,010			1000	0,037	21600	0,341	0,0080	0,0075	0,00317	000,63
3	0,678	0,012			2000	0,052	30800	0,683	0,0100	0,0124	0,0105	0,021
4	1,026	0,022			3000	0,082	29300	1,026	0,0158	0,0168	0,0213	0,043
5	1,355	0,042			4000	0,158	20200	1,366	0,0300	0,021	0,0356	0,071
6	1,69	0,093			5000	0,340	11800	1,700	0,0640	0,024	0,0505	0,101
7	1,864	0,144			5500	0,552	8000	1,880	0,0960	0,025	0,0582	0,116
8	2,032	0,220			6000	0,822	5830	2,050	0,1380	0,026	0,066	0,132
9	2,10	0,274			6200	1,010	4900	2,110	0,1640	0,025	0,0654	0,131
10	2,20	0,475			6500	1,740	3000	2,220	0,2500	0,0304	0,0835	0,167
11	2,27	1,010			6700	3,820	1400	2,300	0,4300	0,0430	0,123	0,246
12	2,30	1,460			6790	5,480	1000	2,340	0,5700	0,0570	0,125	0,250

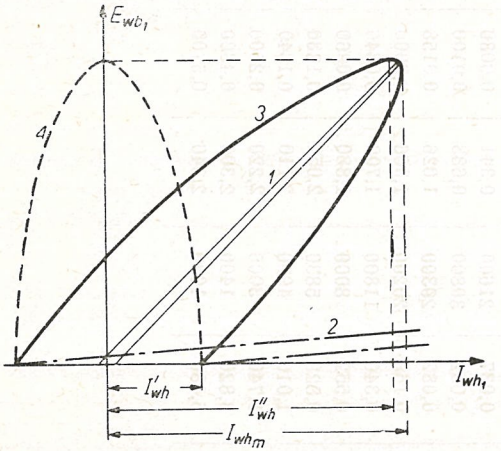
stąd

$$P = I_{wh_m} E'_{wb} \frac{z_1}{z_2}.$$

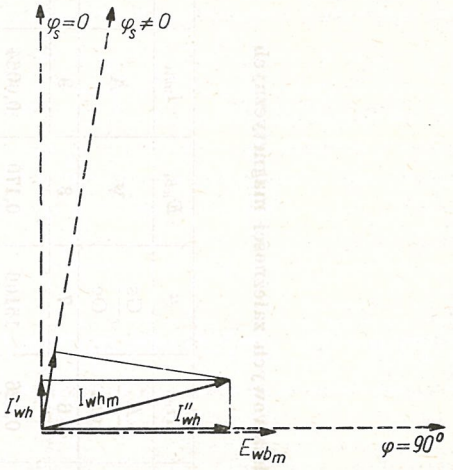
Kąt stratności badanego materiału wyznaczamy z zależności

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I'_{wh}}{I''_{wh}},$$

gdzie I''_{wh} — prąd bierny, przesunięty w fazie w stosunku do I'''_{wh} o 90°. Ponieważ w praktyce przebiegi napięć i prądów w obwodach magnetycznych odbiegają od sinusoidy, pomiary przeprowadzamy przy użyciu filtrów prze-



Rys. 14. Kompensacja prądu biernego; pętle mocy $E_{wb1} = f(I_{wh1})$



Rys. 15. Wykres wektorowy. Nieznaczna zmiana przesunięcia fazowego wywołuje zmianę I'_{wh}

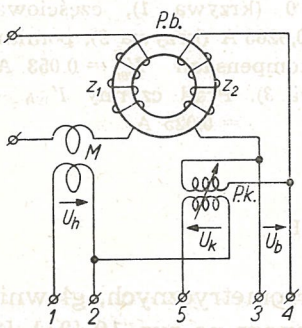
puszczających jedynie podstawowe harmoniczne. Dla określenia stratności konieczna jest przy tym znajomość jedynie dwóch współrzędnych I'_{wh} i E_{wb_m} lub I_{wh_m} i E'_{wb}.

Na rys. 10 i 11 krzywe 2 przedstawiają eliptyczne zależności $E_{wb1} = f(I_{wh_1})$; są to uzyskane przy pomocy filtru 50 Hz podstawowe harmoniczne napięcia E_{wb} i prądu I_{wh} dla 2000 Gs i 5000 Gs (tablica 1, kolumna 8, 9). W tablicy 1 podano stratności obliczone metodą dwóch współrzędnych (kolumna 12) dla szeregu wartości maksymalnych indukcji.

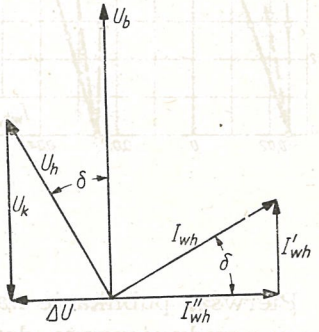
Z porównania wyników obu powyżej opisanych metod widzimy, że w zakresie niższych wartości indukcji, odpowiadających prostoliniowej części charakterystyki magnesowania, metoda dwóch współrzędnych daje wystarczająco dokładne rezultaty (rys. 10), a mniej dokładne przy wyższych indukcjach (rys. 11).

Przy tej metodzie pomiar prądu czynnego I'_{wh} można wykonać tylko przy dużym kącie stratności δ. Prąd czynny I'_{wh} i bierny I'_{wh} są wtedy wielkościami tego samego rzędu. Jeśli natomiast kąt stratności δ jest bardzo mały, wówczas dokładne wyznaczenie I'_{wh} jest niemożliwe, o ile zakres pomiarowy nastawiony jest na pomiar maksymalnej wartości prądu miernika. Pętla mocy staje się bardzo wąska (rys. 14, krzywa *1*). Przy zmianie zakresu pomiarowego w kierunku znacznego zwiększenia czułości występuje trudność ustalenia zerowego przesunięcia fazowego φ_s ($\varphi_s \neq 0$ przy $E_{wb} = 0$), szczególnie przy wahaniach napięcia sieci. Jak wynika z wykresu wektorowego przedstawionego na rys. 15, nieznaczna zmiana przesunięcia fazowego ($\varphi_s \neq 0$) wywołuje dużą zmianę składowej I'_{wh}. Wykreślona pętla mocy (rys. 14, krzywa *2*) przebiega bardzo płasko.

Dokładne wskazania osiąga się dzięki zastosowaniu *kompensacji prądu biernego* I'_{wh} przy pomocy przekładnika kompensacyjnego. Jak widać na rys. 16, w obwodzie wtórnym cewki indukcyjności wzajemnej M umiesz-



Rys. 16. Kompensacja prądu biernego przy pomocy przekładnika kompensacyjnego *P. k.* Schemat układu połączeń. Pary zacisków *1-2, 3-4, 1-5* załącza się kolejno poprzez filtr 50 Hz) do obwodu wektoromierza

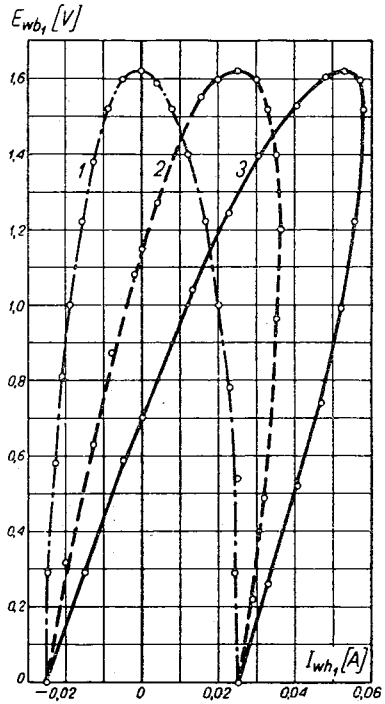


Rys. 17. Kompensacja prądu biernego; wykres wektorowy

czono przekładnik kompensacyjny. Jego napięcie wtórne U_k wraz z napięciem U_h daje napięcie wypadkowe ΔU (rys. 17). Napięcie U_k wytwarza prąd bierny kompensujący składową bierną I''_{wh}. Ostatecznie w obwodzie wtórnym indukcyjności wzajemnej M płynie jedynie prąd czynny I'_{wh}.

W tym przypadku wahania napięcia sieci i zmiany przesunięcia fazowego wpływają nieznacznie na dokładność pomiaru.

Przedstawiona na rys. 14 krzywa *2* przechodzi — dzięki stopniowej kompensacji — w krzywą *3*. Otrzymana przy idealnej kompensacji krzywa *4* jest symetryczna w stosunku do osi rzędnych. Opisane tu podnoszenie pętli



Rys. 18. Wykres zależności $E_{wb1} = f(I_{wh1})$. Kompensacja idealna $I'_{wh} = 0$ (krzywa *1*), częściowa $I''_{wh} = 0{,}0265$ A (krzywa *2*), pomiar bez kompensacji $I''_{wh} = 0{,}053$ A (krzywa *3*). Prąd czynny $I'_{wh} = 0{,}025$ A

mocy odbywa się przy nie zmienionej wartości prądu czynnego I_{wh}. W przypadku kompensacji, jak widać na rys. 14, jest to największa wartość prądu miernika I_{wh_m} dająca się zmierzyć na najczulszym zakresie pomiarowym.

Otrzymane doświadczalnie pętle mocy przy kompensacji prądu biernego przedstawia rys. 18. Jak widać z wykresów, dla badanego przez nas materiału kompensacja nie była konieczna. Podano ją przykładowo dla doświadczalnego zilustrowania powyższych rozważań.

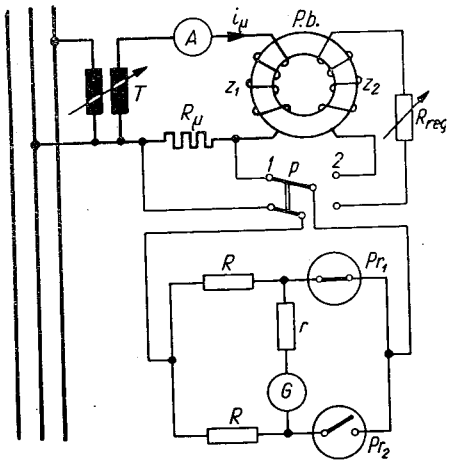
4. ZAKOŃCZENIE

Pierwsze publikacje na temat metod ferrometrycznych, głównie z zakresu przedwojennego, dotyczą układu podanego na rys. 19 [21], [22], [2], [25], [26], [27], [30], [31]. Zasadnicza różnica między tym układem a układem podanym na rys. 1 polega na umieszczeniu w obwodzie magnesującym badanej próbki oporności czynnej R_μ (zastąpionej w układzie zmodyfikowanym cewką indukcyjności wzajemnej M). W układzie tym o wielkości mierzonej w położeniu *1* przełącznika *p* decyduje spadek napięcia na oporności R_μ, proporcjonalny do prądu magnesującego, a zatem do natężenia pola magnetycznego H.

Metoda ferrometryczna należy do najdokładniejszych metod pomiaru własności magnetycznych ferromagnetyków przy prądzie zmiennym. W ferrometrze stosuje się jako miernik czuły galwanometr, bardzo precyzyjne prostowniki mechaniczne oraz przesuwnik fazowy umożliwiający odczyt kąta w dziesiątych częściach stopnia. W układzie, którego schemat ideowy podano na rys. 1, pracują ferrometry wykonane w Leningradzkim Instytucie Politechnicznym i produkowane w zakładach przemysłowych „Etalon" [5].

W ferrometrach tych zastosowano specjalnie skonstruowane urządzenie, automatycznie rejestrujące badane przebiegi [5], [30], [31]. Inne urządzenia pozwalają na rejestrację badanych krzywych na ekranie oscylografu.

Wspólną wadą omówionych powyżej układów do pomiarów metodą ferrometryczną jest ograniczony zakres zastosowania; pracują one tylko przy



Rys. 19. Układ z opornością R_μ w obwodzie magnesującym (obwód wzbudzenia prostowników mechanicznych pominięto)

częstotliwości technicznej. Układ dla różnych częstotliwości wymagałby każdorazowego cechowania [32].

W ferrometrach lampowych zamiast układu prostowników mechanicznych stosuje się mostkowe układy elektronowe. Radziecki ferrometr lampowy МЭИ pracuje w dwóch zakresach częstotliwości: 40—60 Hz i 400—600 Hz.

Dokładność metody we wszystkich powyżej opisanych układach nie przekracza 3%.

Zakład Elektrotechniki PAN

WYKAZ LITERATURY

1. Arutiunow W.: Obliczanie elektrycznych przyrządów pomiarowych (tłum.), Warszawa 1954.
2. Frölich F.: Ferromagnetische Werkstoffe. Verlag Technik, Berlin 1952.
3. Geyger W.: Wechselstrom-Hysteresisschleife. — ATM V 951-3, 1938.
4. Kettner J.: Magnetic measurements. — Gen. El. Rev., 1942, 633.

5. Kifier I., Pantiuszyn W. S.: Ispytanija fierromagnitnych matieriałow. Moskwa 1955.
6. Koppelmann F.: Wechselstrommesstechnik. Springer-verlag, Berlin 1956.
7. Krug W.: Neue Messjoche für die Prüfung magnetischer Eigenschaften von Elektroblechen. — Archiv für das Eisenhüttenwesen 23, 1952.
8. Krug W.: Messen der Augenblickswerte der Induktion und Feldstärke und der Unmagnetisierungsverluste von Elektroblechen. — Arch. f. das Eisenhüttenwesen.
9. Krug W.: Leitpaket-Streifenjoch und Ganztafel-Messjoch zur Ermittlung der magnetischen Kenngrössen von Elektroblechen. — Arch. f. das Eisenhüttenwesen 1956.
10. Markuszewicz M., Mierzyjewski A.: Materiały magnetyczne. Katowice 1954.
11. Neumann H.: Messung der Gleichstrommagnetisierungskurve und der Hysteresisschleife. — ATM V 951-1, 1955.
12. Pfannenmüller H.: Mechanische Gleichrichter. — ATM Z 540-1 1932.
13. Pfannenmüller H.: Mechanische Gleichrichter. — ATM Z 540-2, 1934.
14. Pfannenmüller H.: Mechanische Gleichrichter. — ATM Z 540-3, 1932.
15. Pfannenmüller H.: Mechanische Gleichrichter. — ATM Z 540-4, 1932.
16. Pfannenmüller H.: Wellenform-Bestimmung. — ATM V 3621-1, 1934.
17. Poleck H.: Die elektrische Messung der Verlustziffer von Elektroblechen. — ATM J 90-4, 1952.
18. Poleck H.: Die elektrische Messung der Verlustziffer von Elektroblechen. — ATM V 396-1, 1956.
19. Poleck H.: Die elektrische Messung der Verlustziffer von Elektroblechen. — ATM V 396-2, 1956.
20. Poleck H.: Die elektrische Messung der Verlustziffer von Elektroblechen. — ATM V 396-3, 1956.
21. Siemens-Vectormesser, — ATM J 94-3, 1934.
22. Siemens-Ferrometer, ATM J 60-3, 1937.
23. Smoliński A.: Metody pomiaru własności materiałów magnetycznych. — Zeszyty Naukowe Politechniki Warszawskiej, Elektryka — 4, 1954, 58.
24. Svensson I.: The Ferrometer an Apparatus for Testing the Quality of Steel. — Ericsson Rev., 2, 1952, 49.
25. Thal W.: Geräte für Eisenmessungen. — ATM, J 60-1, 1934.
26. Thal W.: Siemens-Ferrometer. — Zeits. für techn. Physik, 1934, 469.
27. Thal W.: Das Ferrometer. — ATM J 60-2, 1934.
28. Thal W.: Genauigkeit bei Eisenmessungen. — ATM J 60-4, 1934.
29. Thal W.: Wechselstrom-Hysteresisschleife. — ATM V 951-2, 1935.
30. Thal W.: Das Ferrometer. — Siemens-Zeitschrift 15,1935.
31. Triau L.: Nouvelle méthode de détermination des propriétés magnetiques des fers. — Rèvue Gènerale d'Electricité 42, 1937.
32. Osuchowska B.: Ferrometr (praca dyplomowa wykonana w Kat. Miernictwa El. P. W., 1956, niepublikowana).

М. НАЛЭНЧ, Б. ОСУХОВСКА

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Резюме

В работе описаны теоретические основы измерения основных характеристик магнитных материалов с помощью ферромагнитного метода. Этот метод основан на намагничивании исследуемого образца переменным током и позволяет определить основные магнитные параметры материала в действительных эксплуатационных условиях.

Рассмотрены некоторые схемы применяемых феррометров.

К работе прилагаются результаты измерений, проведенных в Лаборатории Электротехники Польской Академии Наук.

M. NAŁĘCZ, B. OSUCHOWSKA

THE FERROMETRIC METHOD OF TESTING THE MAGNETIC PROPERTIES OF FERROMAGNETIC MATERIALS

Summary

The theoretical foundations of the measurement of the magnetic properties of ferromagnetic materials are presented in the paper. Some of the ferrometric systems are described. The paper gives the results of measurements which have been performed in the Electrotechnic Laboratory of the Polish Academy of Sciences.

M. NAŁĘCZ, B. OSUCHOWSKA

LA MÉTHODE FERROMÉTRIQUE DE DÉTERMINATION DES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES FERS

Résumé

La méthode ferrométrique de détermination des propriétés magnétiques des fers est décrite dans cet article. Les auteurs indiquent le principe théorique de la méthode. On avait déjà décrit quelques systèmes des ferromètres. A la fin de l'article, on donne les résultats des mesures réalisées au Laboratoire Electrotechnique de l'Académie Polonaise des Sciences.

M. NAŁĘCZ, B. OSUCHOWSKA

DIE FERROMAGNETISCHE METHODE ZUR UNTERSUCHUNG MAGNETISCHER EIGENSCHAFTEN FERROMAGNETISCHER WERKSTOFFE

Zusammenfassung

Im Artikel ist die ferrometrische Methode beschrieben. Sie ermöglicht die magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Werkstoffe zu ermitteln.

Einige Schaltungen des Ferrometers sind besprochen. Am Ende des Artikels ist die Eignung der Methode an Messergebnissen an Ringkernproben aus Mumetall veranschaulicht. Diese Messungen sind im Elektrotechnischen Laboratorium der Polnischen Akademie der Wissenschaften durchgeführt worden.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE — TOM V — ZESZYT 2 — 1959

621.3.013

ADAM SMOLIŃSKI

Zjawisko magnetostrykcji i materiały magnetostrykcyjne

Rękopis dostarczono 20.10.1958

W pierwszej części referatu omówiono fizyczne własności ferromagnetyzmu na tle teorii atomowej. Jej punktem wyjściowym są nieskompensowane momenty magnetyczne atomu pochodzące z ruchów obrotowych elektronów dokoła własnych osi. Jednokierunkowe ustawianie się tych momentów magnetycznych w siatce krystalicznej charakteryzuje materiał ferromagnetyczny. Struktura domenowa — związana między innymi ze zjawiskami magnetostrykcyjnymi — tłumaczy kształt krzywych magnesowania, statycznych i dynamicznych.

W drugiej części artykułu omówiono różne postacie zjawisk magnetostrykcyjnych, z których zjawisko magnetostrykcji wzdłużnej gra największą rolę w technice. Analogicznie do statycznych i dynamicznych krzywych magnesowania rozróżnia się statyczne i dynamiczne zależności magnetostrykcyjne, które prowadzą do statycznego współczynnika magnetostrykcji nasycenia oraz do dynamicznego współczynnika magnetostrykcji odwracalnej.

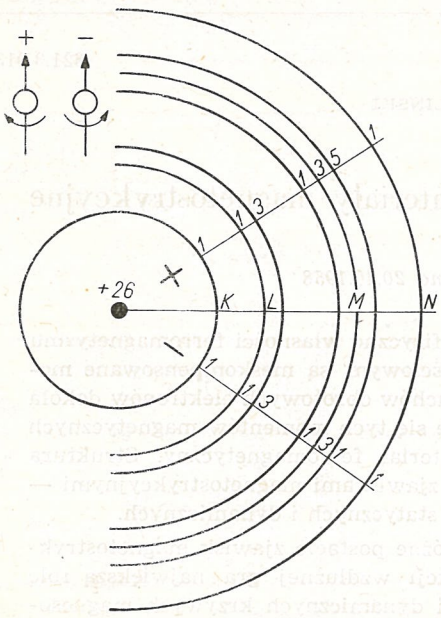
W trzeciej części referatu podano własności magnetostrykcyjne różnych materiałów stosowanych w technice przetworników, filtrów i stabilizatorów. Do nich należą z pierwiastków przede wszystkim nikiel, a ze stopów stopy żelazo-niklowe, żelazo-kobaltowe, niklowo-kobaltowe oraz żelazo-glinowe. Uwzględniono również materiały ceramiczne jak ferryty niklowe i niklowo-cynkowe.

1. WSTĘP — POCHODZENIE ZJAWISK FERROMAGNETYCZNYCH

Wzmianki o zjawiskach i materiałach magnetycznych znajdują się w literaturze już od 25 wieków, ale dopiero przed trzydziestu kilku laty zdołano wyjaśnić te zjawiska i własności tych materiałów na tle teorii atomowych.

Interesujące nas w technice materiały silnie magnetyczne — zwane ferromagnetycznymi — wywodzą swe własności z pól magnetycznych wytwarzanych przez ruchome elektrony. Według teorii korpuskularnej, która w pewnym stopniu może wyjaśnić zjawiska ferromagnetyczne, atomy

składają się z jądra oraz z pewnej liczby elektronów okrążających jądro i wirujących równocześnie dokoła własnej osi (rys. 1). Te ruchy ładunków elektrycznych elektronów wywołują momenty magnetyczne. Rozkład elektronów na różne piętra w taki sposób, że nie może być dwóch jednakowych elektronów w atomie, oraz sposób zapełniania parzyście poszczególnych pięter prowadzą w zasadzie do znoszenia się wzajemnego momentów magnetycznych wywołanych przez elektrony. W wyjątkowych przypadkach istnieją niezapełnione piętra, w wyniku czego atom cechuje się zewnętrznym polem magnetycznym. Dla przykładu należy tutaj wymienić mangan o pięciu nieskompensowanych momentach jednostkowych zwanych magnetonami, żelazo dwuwartościowe o czterech i nikiel o dwóch magnetonach.



Rys. 1. Atom żelaza

Materiały ferromagnetyczne są ciałami stałymi postaci krystalicznej. Poszczególne atomy są rozłożone na pewnym obszarze w postaci regularnej sieci krystalicznej (rys. 2). Siły wiążące atomy w sieci są pochodzenia elektrycznego — jednak w myśl praw

Tablica 1

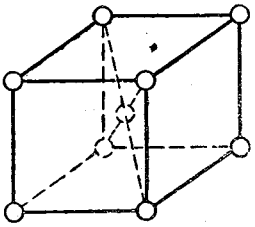
Materiały ferromagnetyczne

Liczba elektronów w atom e	Pierwiastek	Zapełnienie pięter atomowych	Liczba magnetonów	
			w wolnym atomie	w siatce krystal.
25	mangan	K^{+1-1}, L^{+4-4}, M^{+9-4}, N^{+1-1}	n = 5	0
26	żelazo	K^{+1-1}, L^{+4-4}, M^{+9-5}, N^{+1-1}	n = 4	2,22
27	kobalt	K^{+1-1}, L^{+4-4}, M^{+9-6}, N^{+1-1}	n = 3	1,71
28	nikiel	K^{+1-1}, L^{+4-4}, M^{+9-7}, N^{+1-1}	n = 2	0,61

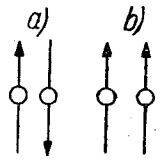
mechaniki kwantowej oddziałują na pole magnetostatyczne wiążąc momenty magnetyczne wytworzone przez ruch elektronów po orbitach atomowych w taki sposób, że momenty te — jak wykazuje doświadczenie — nie występują w pełni na zewnątrz. Na zewnątrz uwidaczniają się przede

wszystkim momenty magnetyczne pochodzące z obrotów elektronów dokoła własnych osi — czyli tak zwane momenty magnetyczne spinowe.

Pojedyncze momenty spinowe są bardzo słabe, jednak ich wielka liczba zawarta w jednostce objętości materiału może wytworzyć bardzo silne pola magnetyczne, rzędu miliona erstedów. Należy dodać, że tak silnych pól magnetycznych nie potrafimy wytworzyć w warunkach laboratoryjnych. Jednak od sposobu rozmieszczenia atomów w sieci krystalicznej zależy, czy pola te zostaną wytworzone na większym obszarze, czy też będą zlokalizowane w obszarach międzyatomowych. Od wzajemnego rozstępu atomów w sieci krystalicznej zależy, czy spinowe momenty magnetyczne sąsiednich atomów będą się ustawiać wzajemnie równolegle w sposób zgodny, czy też przeciwny. Przy zbyt bliskim rozstawieniu atomów w sieci — jak to np. zachodzi w sieci krystalicznej manganu — spinowe momenty magnetyczne ustawiają się w sposób antyrównoległy i nawet niewielki obszar kryształu tego materiału nie wykazuje własności ferromagnetycznych (rys. 3a). Przy bardziej odległym rozmieszczeniu atomów w sieci — jak to np. zachodzi w sieci krystalicznej żelaza, niklu czy kobaltu — spinowe momenty magnetyczne w normalnych warunkach ustawiają się w sposób zgodnie równoległy, wytwarzając silne pole magnetyczne wewnętrzne, o którym była mowa poprzednio (rys. 3b). Wpływając w odpowiedni sposób na rozstęp atomów w krysztale możemy zmieniać własności magnetyczne kryształu. Rozstawiając np. szerzej atomy manganu w sieci krystalicznej za pomocą atomów innych pierwiastków otrzymujemy materiał typu ferromagnetycznego. Z drugiej strony ściskając bardzo silnie kryształy niklu wywołujemy antyrównoległe ustawienie momentów magnetycznych i utratę własności ferromagnetycznych.



Rys. 2. Element siatki krystalicznej żelaza



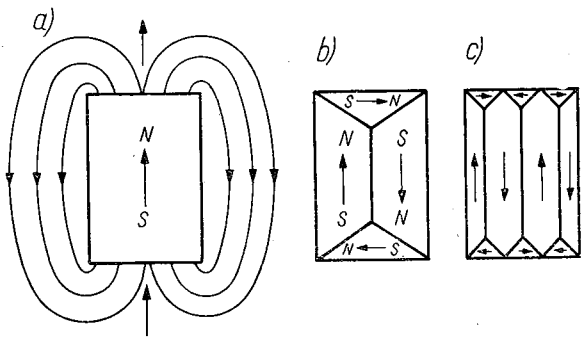
Rys. 3. Antyrównoległe i równoległe ustawienie momentów magnetycznych

Opisane uporządkowanie istnieje poniżej pewnej temperatury krytycznej zwanej temperaturą Curie. Powyżej tej temperatury ruchy cieplne uniemożliwiają uporządkowanie momentów magnetycznych w krysztale; materiał staje się paramagnetyczny.

Rozważania powyższe odnosiły się do metalicznych materiałów magnetycznych. Obok nich coraz większą rolę grają w technice ferryty, stanowiące ceramikę magnetyczną utworzoną z tlenków żelaza oraz tlenków pewnych metali dwuwartościowych. Pod względem elektrycznym ferryty są półprzewodnikami. Ich własności magnetyczne wynikają ze skomplikowanej struktury krystalicznej typu tak zwanego spinelu. Jony tlenu — pier-

wiastka paramagnetycznego w stanie gazowym — w strukturze spinelowej wykazują własności magnetyczne, służąc jako przekaźnik momentów magnetycznych między jonami żelaza i jonami metalu dwuwartościowego. Ponadto jony tlenu zmieniają odstępy między jonami metalu powodując na przykład, że przy odpowiednim odstępie jonów mangan w postaci krystalicznej uzyskuje własności ferromagnetyczne. Skomplikowana strukturą spinelowa ferrytów narzuca istnienie dwóch siatek krystalicznych wzajemnie się przenikających. Jedną siatkę krystaliczną tworzą np. jony żelaza, a drugą jony metalu dwuwartościowego. Niestety momenty magnetyczne tych siatek mają przeciwne kierunki, rezultatem czego jest stosunkowo niewielka indukcja nasycenia. Należy dodać, że mimo to kryształ ferrytu zachowuje się pod względem magnetycznym podobnie jak kryształy metali.

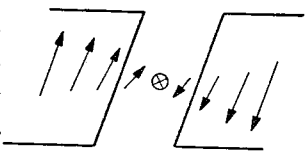
Wydawałoby się, że stwierdzenie, że materiał ferromagnetyczny cechuje bardzo silne pole pochodzenia cząsteczkowego, jest sprzeczne z doświad-



Rys. 4. Jedno- i wielodomenowe rozkłady magnetyzacji w krysztale

czeniem, które uczy, że rozmagnesowany kawałek materiału ferromagnetycznego nie wykazuje na zewnątrz wcale pola magnetycznego własnego. Ta pozorna sprzeczność jest wywołana zbytnim przeskokiem od zjawisk występujących w niewielkich obszarach kryształu do zjawisk występujących w całych kryształach lub w substancji wielokryształowej. Otóż występowanie na zewnątrz kryształu bardzo silnych pól magnetycznych pochodzenia cząsteczkowego związane byłoby ze skoncentrowaniem w pobliżu tego kryształu bardzo wielkiej porcji energii w postaci silnego pola magnetycznego (rys. 4a.) Ponieważ istnieje tendencja w przyrodzie do ustalania się stanów energetycznych o możliwie jak najmniejszych poziomach, więc w konsekwencji tak ustala się konfiguracja pól magnetycznych

w krysztale, aby zasada ta była spełniona. Otóż okazuje się, że wewnątrz kryształu ustala się zamknięty obieg pola magnetycznego w taki sposób, że na zewnątrz pole magnetyczne cząsteczkowe nie występuje (rys. 4b). Taki zamknięty obieg pola wewnętrznego powstaje przez złożenie w układ zamknięty szeregu obszarów magnetycznych o jednolitej magnetyzacji wytworzonej przez momenty spinowe zgodnie skierowane. Obszary takie nazywamy domenami magnetycznymi. Między poszczególnymi domenami występują ściany magnetyczne o grubości kilkuset atomów, w obrębie których kierunek wektora magnetyzacji stopniowo się obraca dając w wyniku obrót o 90° lub 180° (rys. 5). Ustalenie się rodzaju struktury domenowej wewnątrz kryształu idealnego zależy od jego kształtu i od energii, którą trzeba zużyć na wytworzenie się ścian domen. Wprowadzenie dodatkowej energii na wytworzenie struktury domenowej jest stosunkowo niewielkie wobec oszczędności energii uzyskanych na zamknięciu pola magnetycznego wewnątrz kryształu.



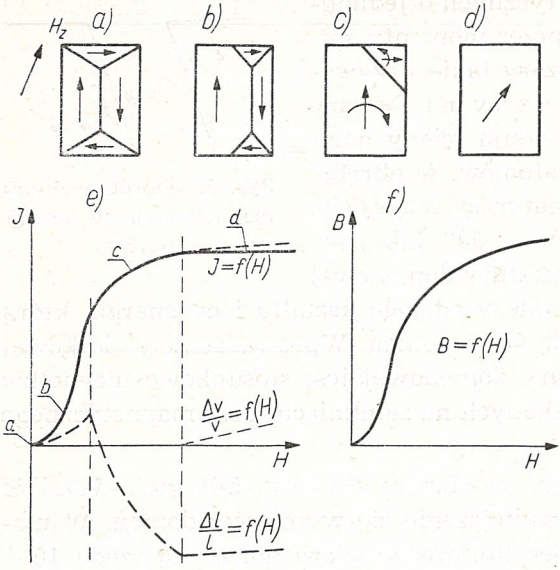
Rys. 5. Obrót wektora magnetyzacji w ścianie o 180°

Wielkość domen jest związana ze stanem sieci krystalicznej. Wszelkie jej nieregularności wywołują zmniejszenie się wymiarów domen. W materiałach stosowanych w technice liniowe wymiary domen są rzędu 10^{-3} do 10^{-2} cm. Takie domeny zawierają około 10^{15} atomów.

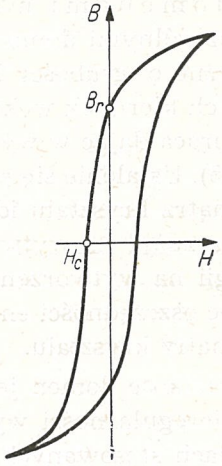
Materiał polikrystaliczny, z jakim mamy zwykle do czynienia w technice, jest więc zbiorem wielu domen magnetycznych. Zatem o jego własnościach magnetycznych decyduje również układ kryształów w masie materiału.

Domenowa teoria ferromagnetyczna pozwala na wytłumaczenie kształtu charakterystyki magnesowania w postaci znanej zależności $J = f(H)$ (rys. 6e). Natężenie magnetyzacji J, wyrażające moment magnetyczny na jednostkę objętości, równa się zeru dla materiału rozmagnesowanego, gdyż zamknięty układ domen nie pozwala na utworzenie zewnętrznego pola magnetycznego (rys. 6a). Słabe pola zewnętrzne zmieniają układ domen w ten sposób, że domeny w wektorach magnetyzacji najbardziej zbliżonych do kierunku pola zewnętrznego rozrastają się kosztem innych domen (rys. 6b). W tym procesie występuje przesuwanie się granic między domenami. Przy bardzo słabych polach zewnętrznych przesunięcia granic są typu elastycznego; jest to więc proces odwracalny. Przy silniejszych polach magnesujących przesunięcia odbywają się skokami, tworząc proces nieodwracalny, będący podstawą zjawiska histerezy. W trzeciej fazie magnesowania odbywa się ono przez obrót wektorów magnetyzacji domen w kierunku pola magnesującego (rys. 6c). Ten proces, również odwracalny, pro-

wadzi do tak zwanego nasycenia technicznego (rys. 6d). W tym bowiem zakresie występuje tylko niewielkie zwiększanie się spontanicznej magnetyzacji pod wpływem silnych pól magnetycznych przezwyciężających stopniowo wpływ cieplnego nieuporządkowania ośrodka (paraproces).



Rys. 6. Charakterystyki magnesowania żelaza $J = f(H)$ oraz magnetostrykcji wzdłużnej $\lambda = \frac{\Delta l}{l}$ $= f(H)$ i objętościowej $\omega = \frac{\Delta v}{v} = f(H)$



Rys. 7. Pętla histerezy magnetycznej

W zagadnieniach technicznych interesuje nas zależność indukcji magnetycznej

$$B = 4\pi J + \mu_v H = f(H) \tag{1}$$

od pola zewnętrznego (rys. 6f). Krzywa ta różni się oprócz skali — również i poważniejszym stałym wzrostem indukcji przy wzrastającym natężeniu pola nawet przy nasyceniu.

Należy podkreślić, że nieodwracalne procesy magnesowania prowadzą do powstawania zjawiska histerezy magnetycznej, która uwydatnia się na charakterystykach magnesowania w postaci pętli (rys. 7). Szerokość pętli charakteryzuje natężenie powściągające H_c.

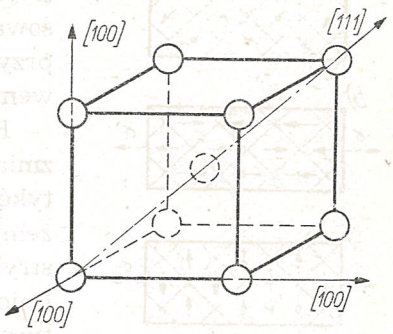
2. MAGNETOSTRYKCJA NA TLE ZJAWISK FERROMAGNETYCZNYCH

Podana na rys. 4b struktura domenowa kryształu należy do stosunkowo najprostszych. Zwykle należy się spodziewać struktur bardziej skompliko-

wanych (np. rys. 4c). Struktury domenowe tworzą się bowiem w taki sposób, żeby kryształ osiągnął minimum energii swobodnej, a tworzące się domenty magnetyczne pochłonęły najmniej energii na swą budowę.

Obok wymienionych już rodzajów energii magnetycznych przy tworzeniu się domen należy uwzględnić energię anizotropii krystalicznej oraz energię anizotropii naprężeń. Ta ostatnia związana jest zarówno z naprężeniami wywołanymi przez siły zewnętrzne, jak również z naprężeniami wywołanymi przez siły wewnętrzne, czyli przez magnetostrykcję.

Kryształy ferromagnetyczne magnesują się łatwo wzdłuż pewnych osi (tak zwanych kierunków łatwego magnesowania), natomiast wzdłuż innych osi magnesowanie jest bardziej utrudnione. Są to tak zwane kierunki trudnego magnesowania (rys. 8). Doświadczenie uczy, że trzeba znacznego wydatku energii na skręcenie magnetyzacji domeny z kierunku łatwego magnesowania na kierunek trudnego magnesowania. Ten wydatek energii nazywamy energią anizotropii krystalicznej. Anizotropia krystaliczna tłumaczy się współdziałaniem momentów magnetycznych wytworzonych przez ruch orbitalny elektronów z momentami wytworzonymi przez obrót elektronów dokoła własnych osi.



Rys. 8. Kierunki łatwego [100] i trudnego [111] magnesowania żelaza

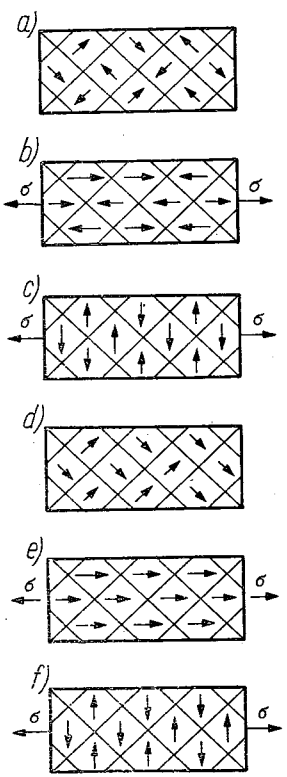
Procesy magnesowania zależą również w znacznym stopniu od stanu naprężeń wewnątrz siatki krystalicznej. Siły zewnętrzne wywołujące silne naprężenia mogą odchylić kierunek łatwego magnesowania do kierunku naprężeń wywołując tak zwaną anizotropię naprężeń zewnętrznych.

Podobny charakter ma zjawisko magnetostrykcji polegające w ogóle na zmianie pod wpływem pola magnetycznego wymiarów geometrycznych części kryształu objętych domeną. Zjawisko to wywodzi się z zależności energii anizotropii krystalicznej od stanu naprężeń w siatce krystalicznej. W normalnym układzie domen deformacja kryształu od dokładnej geometrycznej struktury krystalicznej (występującej powyżej punktu Curie) występuje poniżej punktu Curie, gdyż wówczas następuje większy ubytek energii anizotropii krystalicznej niż wzrost energii elastycznej naprężeń mechanicznych.

Opisane zjawisko magnetostrykcji związane jest z polem wewnętrznym i dlatego nazywa się magnetostrykcją spontaniczną. Należy podkreślić, że w stanie rozmagnesowanym ferromagnetyk nie wykazuje magnetostrykcji.

Natomiast zmiany wymiarów geometrycznych kryształów mogą być wywołane przez pole zewnętrzne; wówczas mamy do czynienia z magnetostrykcją zewnętrzną, czyli wymuszoną. Pole zewnętrzne zmienia rozkład pola wewnętrznego i zwiększa w pewnym stopniu wypadkową magnetyzację spontaniczną, co uwidacznia się w zmianach wymiarów geometrycznych kryształu.

Układ wektorów magnetyzacji w domenach magnetycznych ferromagnetyków naprężanych zewnętrznie i poddanych magnesowaniu zewnętrznemu podany jest na rys. 9. Z rysunku tego widać, że w stanie rozmagnesowania naprężenia zewnętrzne nie wywołują zmiany w zewnętrznych własnościach materiału (rys. 9a, b, c). Z drugiej strony w stanie namagnesowanym, np. w stanie remanencji, występuje przyrost indukcji magnetycznej ΔB pod wpływem naprężeń zewnętrznych (rys. 9d, e, f).



Rys. 9. Schematyczny rozkład wektorów magnetyzacji w domenach przy magnesowaniu zewnętrznym i przy naprężeniach zewnętrznych: a) stan rozmagnesowania bez naprężeń, b) stan rozmagnesowania z naprężeniami, dodatnia magnetostrykcja, c) stan rozmagnesowania z naprężeniami, ujemna magnetostrykcja, d) stan namagnesowania bez naprężeń, e) stan namagnesowania z naprężeniami, dodatnia magnetostrykcja, f) stan namagnesowania z naprężeniami, ujemna magnetostrykcja

Rozumiejąc pod magnetostrykcją zjawisko zmian wymiarów geometrycznych ferromagnetyków wywołanych przez ich magnetyzację, możemy wyróżnić dwa główne rodzaje magnetostrykcji: liniową i objętościową. Magnetostrykcja liniowa (wzdłużna i poprzeczna) występuje praktycznie bez zmiany objętości i jest związana z magnesowaniem przez przesunięcia ścian domen i przez obroty wektorów magnetyzacji (część *b* i *c* na rys. 6e). Natomiast magnetostrykcja objętościowa występuje tylko przy bardzo wielkich natężeniach pola (paraproces, rys. 6e — część *d*). Odpowiednie zależności między natężeniem magnetyzacji i magnetostrykcją dla żelaza podane są schematycznie na rys. 6e.

Inne rodzaje magnetostrykcji, jak np. wykorzystywane często w technice zjawisko Wiedemanna (skręcanie pręta przewodzącego prąd), należy uznać za pochodne i dające się wyjaśnić wymienionym zjawiskiem magne-

tostrykcji wzdłużnej. Z technicznego punktu widzenia interesuje nas najbardziej magnetostrykcja wzdłużna i dlatego główne jej poświęcimy tę pracę.

Obok wymienionych zjawisk magnetostrykcji należy wspomnieć również o zjawiskach odwrotnych, a mianowicie o zmianach indukcji magnetycznej występujących pod wpływem naprężeń mechanicznych w postaci rozciągania, ściskania i skręcania. Te naprężenia zmieniają kierunki wektorów magnetyzacji domen i w ten sposób wpływają na wartość indukcji magnetycznej.

Zjawisko magnetostrykcji wzdłużnej objawia się więc pod postacią dwóch efektów, głównego i odwrotnego:

1. Materiał ferromagnetyczny nie naprężony mechanicznie, wstawiony w pole magnetyczne, zmienia swe wymiary geometryczne (Joule).

2. Materiał ferromagnetyczny znajdujący się w polu magnetycznym, naprężony mechanicznie zewnętrznymi siłami, wykazuje zmiany indukcji (Villari).

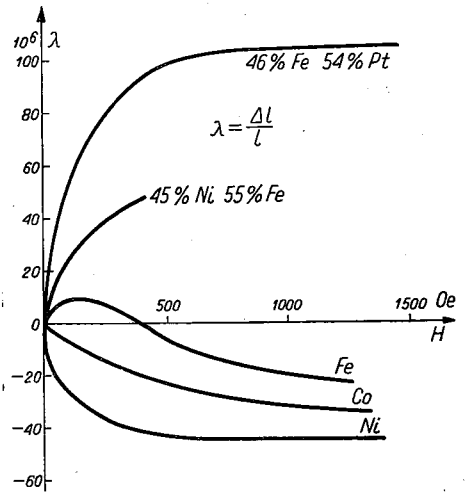
Własności magnetostrykcyjne materiałów określa się statycznie i dynamicznie. Charakterystyki statyczne magnetostrykcji podawane są zwykle dla efektu głównego, natomiast własności dynamiczne podaje się ze względu na zastosowania techniczne materiałów dla obu efektów.

3. CHARAKTERYSTYKI STATYCZNE MAGNETOSTRYKCJI

Główne zjawisko magnetostrykcji wzdłużnej, które będziemy dalej nazywać wprost magnetostrykcją, polega na wydłużaniu się próbki materiału ferromagnetycznego we wzdłużnym polu magnetycznym. Wydłużeniom towarzyszy zmniejszenie się przekroju próbki przy zachowaniu prawie stałej objętości. Opisane wydłużenia — aczkolwiek niewielkie — gdyż są rzędu jednej dziesiątej promille, mają duże znaczenie techniczne. Magnetostrykcję mierzy się statycznym współczynnikiem magnetostrykcji

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} = f(H), \qquad (2)$$

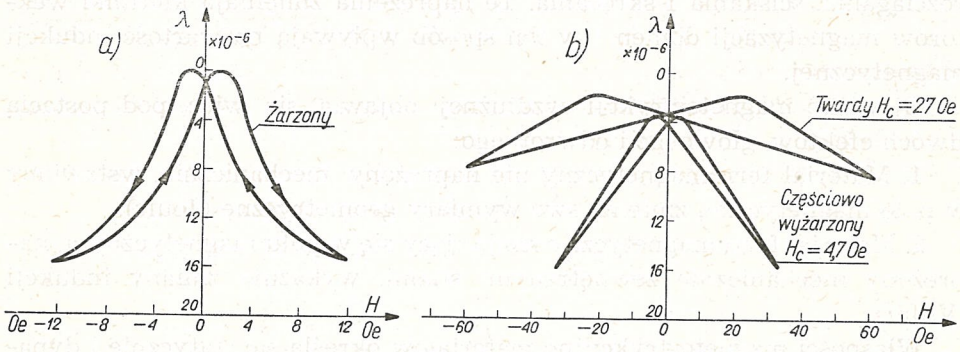
który określa względne wydłużenie próbki. Współczynnik ten może mieć znak dodatni lub ujemny, jak to wynika z rys. 10, na którym podane są statyczne charakterystyki magneto-



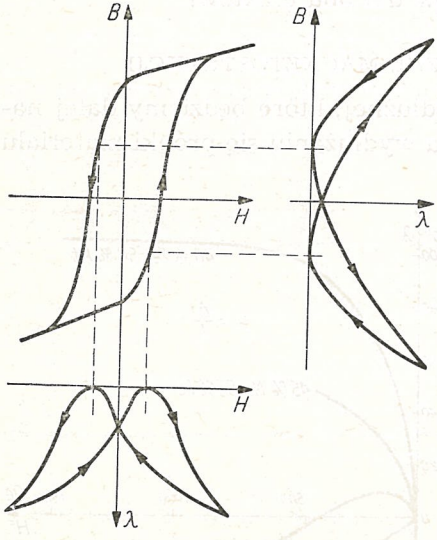
Rys. 10. Statyczne charakterystyki magnetostrykcji

strykcyjne żelaza, niklu i kobaltu i dwóch stopów: permaloju 45% oraz 46% stopu żelaza z platyną, odpowiadające pierwotnej krzywej magnesowania.

Charakterystyka magnetostrykcji przebiega od zera do pewnej wartości stałej osiąganej asymptotycznie. Ta wartość nazywa się magnetostrykcją nasycenia (λ_s). Porównanie charakterystyki magnetostrykcji z charakterystyką magnesowania $B = f(H)$ prowadzi do wniosku, że zjawisko magnetostrykcji występuje najintensywniej, gdy proces magnesowania wywołany jest obrotem wektorów magnetyzacji domen, co odpowiada trzeciej części charakterystyki magnesowania.



Rys. 11. Histereza magnetostrykcyjna niklu



Rys. 12. Związki między pętlami histerezy indukcji i magnetostrykcji

Jak uczy doświadczenie, magnetostrykcja podlega również histerezie, gdyż przy zmniejszaniu pola magnesującego wydłużenie zmniejsza się (co do bezwzględnej wartości) według innej krzywej, niż narastało ze wzrostem pola.

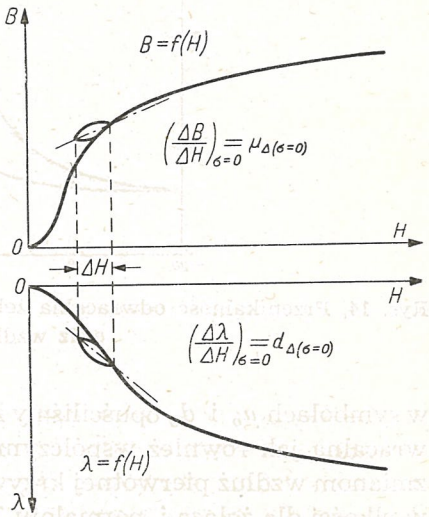
Ponieważ znak wydłużenia magnetostrykcyjnego nie zależy od kierunku pola, więc uzyskuje się pętle postaci „motylej". Pętle te są tym szersze, im większe jest natężenie powściągające H_c i pozostałość magnetyczna B_r. Typowe pętle histerezy magnetostrykcyjnej dla niklu podane są na rys. 11. Związek między pętlami histerezy indukcji i magnetostrykcji podany jest szkicowo na rys. 12. Z niego wynika zbliżona do kwadratowej zależność wydłużenia względnego od indukcji.

Na charakterystyki magnetostrykcji poważny wpływ ma temperatura, której wzrost towarzyszy osłabianiu się zjawiska magnetostrykcji. Również i naprężenia w ferromagnetykach zmieniają ich magnetostrykcję. Wzrostowi naprężeń towarzyszy malenie dodatniej magnetostrykcji i wzrost bezwzględnej wartości ujemnej magnetostrykcji.

4. CHARAKTERYSTYKI DYNAMICZNE MAGNETOSTRYKCJI

W zastosowaniach technicznych interesują nas przede wszystkim własności dynamiczne magnetostrykcji. Przy powolnych zmianach natężenia pola indukcja i wydłużenie względne obiegają pętle zbliżone do pętli statycznych. Przy szybszych zmianach natężenia pola pętle stają się coraz bardziej zaokrąglone. Przerzutowanie natężenia pola lub indukcji przez pętle dynamiczne pozwala na wyznaczenie interesujących przebiegów magnetycznych i mechanicznych.

W pewnych przypadkach praca elementu magnetostrykcyjnego odbywa się na tle składowej stałej pola polaryzującej wstępnie ferromagnetyk. Wówczas na pierwotnej krzywej magnesowania i pierwotnej krzywej magnetostrykcji pojawiają się pętelki odpowiadające zmiennemu przyrostowi natężenia pola ΔH (rys. 13). Nachylenie tych pętelek wyznacza współczynnik przenikalności przyrostowej, zwany wprost przenikalnością przyrostową



Rys. 13. Do definicji przenikalności odwracalnej i współczynnika magnetostrykcji odwracalnej

$$\mu_{\Delta(\sigma=0)}=\left(\frac{\Delta B}{\Delta H}\right)_{\sigma=0}, \tag{3}$$

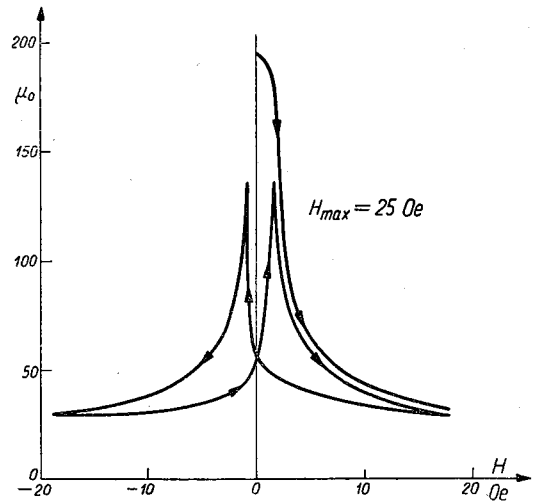
gdzie σ — naprężenia,

oraz współczynnik przyrostowej magnetostrykcji

$$d_{\Delta(\sigma=0)}=\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta H}\right)_{\sigma=0}=\frac{1}{l}\left(\frac{\Delta l}{dH}\right)_{\sigma=0}. \tag{4}$$

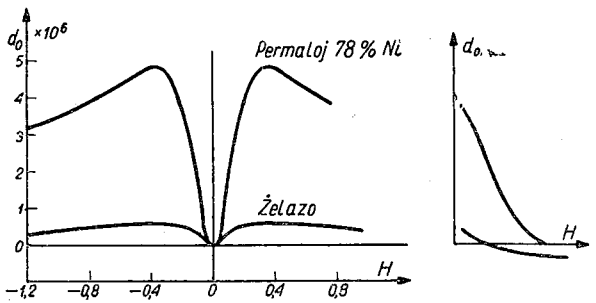
Obie te wielkości są zdefiniowane w założeniu, że próbka ferromagnetyka nie podlega naprężeniom. Jeśli przyrost natężenia pola zdąża do zera

($\Delta H \to 0$), to przenikalność przyrostowa zmierza do swej granicznej wartości, zwanej przenikalnością odwracalną μ_o. Równocześnie współczynnik magnetostrykcji przyrostowej zmierza do swej granicznej wartości, zwanej współczynnikiem odwracalnej magnetostrykcji d_o. Należy podkreślić, że



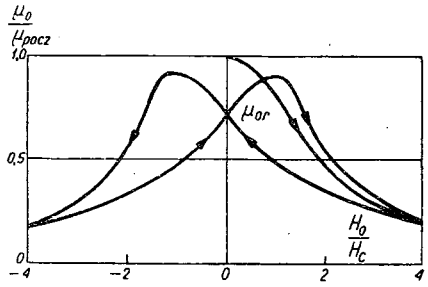
Rys. 14. Przenikalność odwracalna żelaza wzdłuż pierwotnej krzywej magnesowania oraz wzdłuż pętli histerezy

w symbolach μ_o i d_o opuściliśmy znak ($\sigma = 0$). Naturalnie przenikalność odwracalna jak również współczynnik odwracalnej magnetostrykcji ulegają zmianom wzdłuż pierwotnej krzywej magnesowania. Typowe przebiegi tych wielkości dla żelaza i permaloju 78% Ni podane są na rys. 14 i 15.

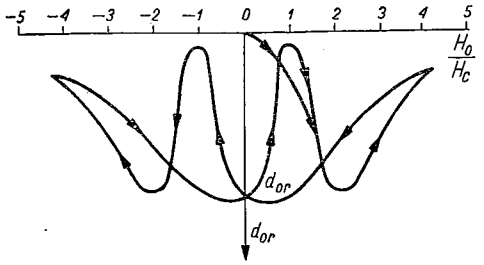


Rys. 15. Współczynnik magnetostrykcji odwracalnej żelaza i permaloju 78% Ni wzdłuż pierwotnej krzywej magnesowania

Należy podkreślić, że wymienione współczynniki przybierają inne wartości, gdy natężenie pola polaryzującego zmienia się wzdłuż pętli histerezy (np. wg rys. 11). Wówczas miejsca geometryczne tych współczynników są bardziej skomplikowane. Zwykle podaje się je w skali wielkości zredukowanych do natężenia powściągającego H_c i do przenikalności początkowej



Rys. 16. Zredukowana wartość przenikalności odwracalnej ferrytu niklowo-cynkowego wzdłuż pierwotnej krzywej magnesowania oraz wzdłuż pętli histerezy



Rys. 17. Zredukowana wartość współczynnika odwracalnej magnetostrykcji ferrytu niklowo-cynkowego wzdłuż pierwotnej krzywej magnesowania oraz wzdłuż pętli histerezy

μ_{pocz} (rys. 16 i 17). Na tych rysunkach wyróżnia się szczególne wartości współczynników μ_{or} i d_{or} odpowiadające stanowi remanencji magnetycznej (punkt B_r na rys. 7). Ponadto należy stwierdzić, że $d_o = 0$ dla materiału kompletnie rozmagnesowanego i $d_o \approx 0$ dla $H_o = H_c$. Współczynnik ten dąży do zera przy nasyceniu. Największe wartości osiąga współczynnik odwracalnej magnetostrykcji dla ok. połowy wartości nasycenia, gdzie $H_o \approx 2H_c$, oraz w pobliżu punktu remanencji.

Współczynniki dynamiczne magnetostrykcji d i d_o wyrażają własności dynamiczne materiału w punkcie pracy i na ogół nie są związane ze współczynnikami statycznymi.

5. WSPÓŁCZYNNIK SPRZĘŻENIA MAGNETOMECHANICZNEGO

Dotychczas omawialiśmy własności ferromagnetyka nie podlegającego naprężeniom mechanicznym. Chcąc określić pełne własności magnetomechaniczne materiału ferromagnetycznego należy przeprowadzić dodatkowo pomiary magnetyczne w warunkach, w których powstaje efekt odwrotny, a mianowicie należy tak zamocować próbkę, aby jej wydłużenie nie było możliwe. Naturalnie w tych warunkach przy magnesowaniu próbki powsta-

ną w niej naprężenia, które wywołają zmniejszenie się przenikalności przyrostowej (i odwracalnej) od wartości określonej równaniem (3) do wartości

$$\mu_{\Delta(\lambda=0)} = \left(\frac{\Delta B}{\Delta H}\right)_{\lambda=0}. \tag{5}$$

Jeśli wstawimy pręt ferromagnetyczny w pole stałe H_o, na które nakłada się pole zmienne o amplitudzie $\overline{H}$, to maksymalna wartość energii magnetycznej zmagazynowanej w pręcie swobodnym wyniesie

$$E_1 = \frac{1}{8\pi}\mu_{\Delta(\sigma=0)} \cdot \overline{H}^2, \tag{6}$$

podczas gdy w pręcie zamocowanym tylko

$$E_2 = \frac{1}{8\pi}\mu_{\Delta(\lambda=0)} \cdot \overline{H}^2. \tag{7}$$

Stąd wynika, że wewnętrzna energia elastyczna w pręcie swobodnym równa się

$$E_1 - E_2 = \frac{1}{8\pi}[\mu_{\Delta(\sigma=0)} - \mu_{\Delta(\lambda=0)}]\overline{H}^2. \tag{8}$$

Ta wielkość określa część energii magnetycznej, którą można przetworzyć w energię mechaniczną.

Teraz można zdefiniować kwadrat współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego jako stosunek energii magnetycznej przetwarzalnej na energię mechaniczną do całkowitej energii magnetycznej

$$k_\Delta^2 = \frac{\mu_{\Delta(\sigma=0)} - \mu_{\Delta(\lambda=0)}}{\mu_{\Delta(\sigma=0)}}. \tag{9}$$

Współczynnik ten jest funkcją natężenia pola $\overline{H}$. Dla bardzo małych amplitud tego pola otrzymujemy jego wartość odwracalną:

$$k_o^2 = \frac{\mu_{c(\sigma=0)} - \mu_{o(\lambda=0)}}{\mu_{c(\sigma=0)}}. \tag{10}$$

Współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego charakteryzuje więc zdolność materiału magnetostrykcyjnego do pracy w przetworniku magnetomechanicznym.

Współczynnik ten podaje się zwykle dla stanu remanencji i wówczas nie przekracza on zwykle wartości 0,25.

6. RÓWNANIA MAGNETOSTRYKCJI

Chcąc wyznaczyć wszystkie współczynniki opisujące własności materiału magnetostrykcyjnego wychodzimy z podstawowych zależności określających względne wydłużenie λ i indukcję B w funkcji naprężeń i natężenia pola

$$\lambda = f_1(\sigma, H), \tag{11}$$

$$B = f_2(\sigma, H). \tag{12}$$

Przyrosty tych wielkości równają się formalnie

$$d\lambda = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial \sigma}\right)_H d\sigma + \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_\sigma dH, \tag{13}$$

$$dB = \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma}\right)_H d\sigma + \left(\frac{\partial B}{\partial H}\right)_\sigma dH. \tag{14}$$

Pochodne cząstkowe zawarte w tych równaniach są już częściowo znane, a mianowicie

$$\left(\frac{\partial B}{\partial H}\right)_\sigma = \mu_o \tag{15}$$

— przenikalność odwracalna próbki przy stałych naprężeniach,

$$\left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_\sigma = d_o \tag{16}$$

— współczynnik magneostrykcji odwracalnej przy stałych naprężeniach.
Z zależności termodynamicznych wynika równość

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial B}{\partial \sigma}\right)_H = \left(\frac{\partial \lambda}{\partial H}\right)_\sigma = d_o. \tag{17}$$

Na koniec

$$\left(\frac{\partial \lambda}{\partial \sigma}\right)_H = \alpha \tag{18}$$

— współczynnik sprężystości (odwrotność modułu Younga) przy stałym natężeniu pola.

Zatem równania magnetostrykcji można napisać w postaci

$$d\lambda = \alpha \cdot d\sigma + d_o \cdot dH, \tag{19}$$

$$dB = 4\pi d_o \cdot d\sigma + \mu_o \cdot dH. \tag{20}$$

Z równań tych wynika, że trzy stałe wyznaczają własności materiału magnetostrykcyjnego: przenikalność odwracalna μ_o, współczynnik odwracalnej magnetostrykcji d_o (obie wielkości przy stałych naprężeniach) oraz współczynnik sprężystości α (przy stałym natężeniu pola).

W poprzednich rozważaniach trzecią stałą był współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego. Łatwo jest udowodnić, że współczynnik ten jest kombinacją trzech wyżej wymienionych stałych

$$k_o^2 = \frac{d_o^2}{a\mu_o}. \tag{21}$$

Należy wspomnieć, że przyjmując zamiast σ i H w równaniach (11) i (12) inne zmienne niezależne otrzymuje się inny zespół trzech współczynników, które również określają własności magnetostrykcyjne. Tak określone współczynniki zastępują z powodzeniem współczynniki wyżej wyprowadzone i również często są stosowane. Dlatego należy dodać, że często podawany w literaturze współczynnik $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial B}\right)_\lambda$ związany jest następującą zależnością z poprzednio wyprowadzonymi wielkościami

$$\left(\frac{\partial\sigma}{\partial B}\right)_\lambda = \frac{k_0^2}{4\pi d_o}. \tag{22}$$

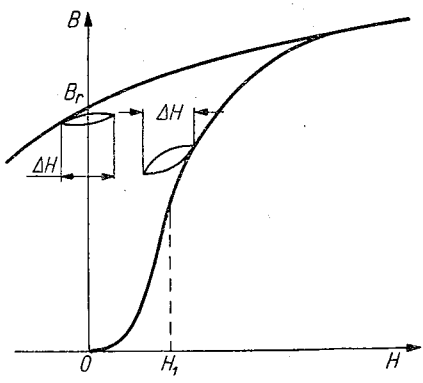
7. WYMAGANIA STAWIANE MATERIAŁOM MAGNETOSTRYKCYJNYM

Materiały magnetostrykcyjne znajdują głównie zastosowanie w przetwornikach elektromechanicznych oraz w filtrach i stabilizatorach częstotliwości. W elementach tych wykorzystuje się magnetomechaniczne własności drgających materiałów magnetostrykcyjnych. Materiały te są pobudzane magnetycznie do drgań mechanicznych lub też wzbudzają pod wpływem drgań mechanicznych zmienne pola magnetyczne. Zjawisko magnetostrykcji pozwala na otrzymywanie niewielkich wydłużeń (rzędu 0,1 promille). Przez zastosowanie zjawiska rezonansu mechanicznego można jednak wytworzyć znaczne amplitudy drgań, pozwalające na uzyskanie stosunkowo wielkich wydłużeń, wymagających znacznych wartości wytrzymałości materiału. Jak w każdym zjawisku rezonansu, z szerokości jego pasma można w znany sposób wyznaczyć dobroć mechaniczną Q_m materitału, stanowiącą ważną stałą materiałową w danym zastosowaniu. Dobroć ta jest tym większa, im mniejsze są wewnętrzne straty energii promieniowania.

Zależnie od zastosowania inne własności grają główną rolę. W przetwornikach elektromechanicznych generatorów drgań ważna jest możliwość uzyskiwania dużych energii, zatem materiał powinien mieć dużą wartość magnetostrykcji nasycenia λ_s oraz współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego k_o. Ponadto materiał ten powinien mieć dużą wytrzymałość mechaniczną pozwalającą na wytwarzanie dużych mocy ultradźwiękowych.

W odbiornikach ultradźwiękowych interesuje nas duża ich czułość, zatem materiał powinien mieć w zasadzie dużą wartość współczynnika magnetostrykcji odwracalnej d_o (lub w pewnych przypadkach dużą wartość współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego k_o).

Wielki wpływ na pracę przetwornika magnetostrykcyjnego wywierają straty w materiale na histerezę oraz na prądy wirowe zmniejszające sprawność przetwarzania energii elektrycznej na mechaniczną i odwrotnie. Dlatego materiały magnetostrykcyjne o małych stratach na histerezę i o dużej oporności elektrycznej należą do bardziej użytecznych w tych zastosowaniach.



Rys. 18. Praca przy obcej polaryzacji ($H_o = H_1$) i przy własnej polaryzacji ($B_o = B_r$)

Materiały magnetostrykcyjne stosowane w filtrach i w stabilizatorach częstotliwości powinny mieć duże wartości dobroci mechanicznej Q_m oraz współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego k_o, ponadto powinny odznaczać się małym wpływem temperatury na własności magnetostrykcyjne.

W szeregu zastosowań ważna jest możliwość łatwego wprowadzenia polaryzacji magnetycznej przenoszącej punkt pracy w zakres większych wydłużeń zmiennych (rys. 13). Optymalna polaryzacja odpowiada przeszło połowie pola nasycającego. Ponadto polaryzacja jest konieczna ze względu na usunięcie zjawiska podwajania częstotliwości drgań mechanicznych, które występują w punkcie zerowym natężenia pola ($H_o = 0$).

W szeregu konstrukcji pole polaryzujące można wprowadzić bez trudności, lecz w pewnych przypadkach wygodniej jest stosować polaryzację własną, to znaczy pracować w punkcie remanencji magnetycznej (rys. 18), co zapewnia w odpowiednich materiałach dobrą wartość współczynnika magnetostrykcji odwracalnej.

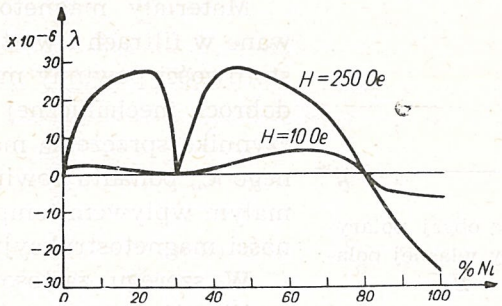
8. MAGNETOSTRYKCYJNE MATERIAŁY METALICZNE

Na podstawie dotychczasowych rozważań można wybrać materiały, które mogą znaleźć zastosowanie techniczne. Najpierw omówimy materiały metaliczne, z których przede wszystkim należy wymienić nikiel, jego stopy z żelazem i z kobaltem oraz stopy żelaza z kobaltem i glinem. Żelazo i kobalt w czystej postaci raczej nie znajdują zastosowań technicznych ze względu na mniej odpowiednie charakterystyki magnetostrykcji (żelazo) (rys. 10), lub też ze względu na zbytnią deficytowość (kobalt).

Natomiast nikiel stosuje się w postaci technicznie czystej — zwykle wyżarzony, to znaczy o małym natężeniu powściągającym (H_c) i pozostałości magnetycznej (B_r). W przypadkach, w których ten materiał ma wywoływać własną polaryzację, stosuje się go w postaci półtwardej (o dużej wartości B_r) (rys. 11). Nikiel wykazuje stosunkowo wielką ujemną magnetostrykcję, wzrastającą przy nasyceniu do $\lambda_s \approx -40 \times 10^{-6}$.

Wartość ta jak i inne — podane w tablicy 2 — zależą w znacznym stopniu od czystości materiału, obróbki cieplnej i metody pomiarowej.

Stopy żelazoniklowe wykazują magnetostrykcję dodatnią poniżej 81% Ni i ujemną powyżej tej wartości (rys. 19). Stop o zawartości 45% Ni wy-



Rys. 19. Współczynnik magnetostrykcji w stopach żelazo-niklowych

kazuje dodatnią magnetostrykcję o wartości współczynnika λ_s prawie równej ujemnej wartości tegoż współczynnika dla czystego niklu. Inne zalety tego stopu to przeszło pięciokrotnie większa oporność właściwa, mniejsze straty na histerezę, większa przenikalność i większa indukcja nasycenia, co pozwala go typować na jeden z bardziej odpowiednich materiałów metalicznych do zastosowań magnetostrykcyjnych w warunkach krajowych.

Z punktu widzenia wielkich wartości współczynnika magnetostrykcji bardzo interesujące są stopy żelazo-kobalt. Rys. 20 podaje wpływ składu chemicznego dla różnych wartości natężenia pola dla materiałów wyżarzonych. Dla niewyżarzonego stopu o 70% Co zmierzono największą znaną wartość współczynnika magnetostrykcji $\lambda_s \approx 130 \cdot 10^{-6}$ materiału metalicznego. Ze względu jednak na deficytowość kobaltu i trudności wytwarzania, stopy te nie znajdują szerszego zastosowania.

Natomiast wśród stopów nikiel-kobalt wyróżnia się stop o zawartości 4,4% Co, odznaczający się największą znaną wartością współczynnika magnetomechanicznego dochodzącą do 0,34 (tablica 2). Niewielka ilość deficy-

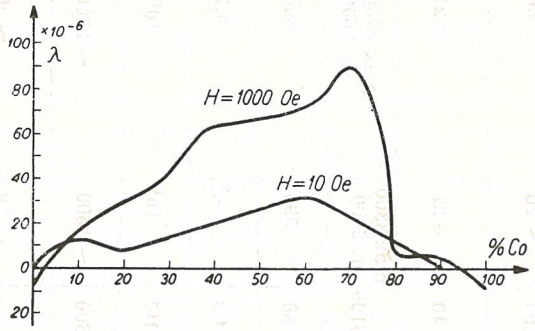
Tablica 2

Przybliżone własności materiałów magnetostrykcyjnych

Materiał	Ni	45Ni55Fe	96Ni 4 Co	50Co50Fe	13Al87Fe	Fe_3O_4	$NiFe_2O_4$	$Ni_{0,8}Zn_{0,2}Fe_2O_4$	Jedn.
	Nikiel	Permaloj		Permendur	Alfer	F. żelazowy	F. niklowy	F. niklowo-cynkowy	
Przenikalność początkowa μ_{pocz}	200	2000	90	900	—	~ 200	~ 20	50	$\frac{Gs}{Oe}$
Magnetostrykcja nasycenia $\lambda \cdot 10^6$	—40	+30	—30	+70	+40	+ 40	— 27	— 21	—
Indukcja nasycenia B_s	6300	16000	6800	24000	13000	max 6100	max 3300 śr. 2400	max 4700 śr. 3600	Gs
Temperatura Curie T_c	358	440	410	980	~500	580	590	490	°C
Gęstość g	8,9	8,3	8,7	8,2	6,7	4,8	4,7	4,2	g/cm^3
Oporność właściwa ϱ	7	50	10	40	90	10^4	10^{12}	10^{12}	$\mu\Omega$ cm
Dobroć mechaniczna Q_m	4000	—	—	—	—	~ 600	~ 1600	~ 2600	—
Przenikalność odwracalna μ_{orem}	20	—	—	55	—	—	~ 20	~ 50	$\frac{Gs}{Oe}$
Współczynnik magnetostrykcji odwracalnej $4\pi d_{orem} \cdot 10^6$	do —7,2	—	do —14,8	do +8,3	do + 12	—	od —1,8 do —2,2	od —2,3 do —3,5	$\frac{Gscm^2}{dyna}$
Współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego k_{orem}	od 0,14 do 0,23	od 0,11 do 0,17	do 0,34	od 0,19 do 0,26	od 0,19 do 0,26	~ 0,1	od 0,14 do 0,20	od 0,12	—

towego kobaltu w tym stopie nie powinna stanąć na przeszkodzie szerszemu rozpowszechnieniu tego użytecznego materiału.

Do omawianej grupy materiałów należy również zaliczyć stopy potrójne żelaza i kobaltu z chromem (Hiperco) lub wanadem (Permendur wanado-

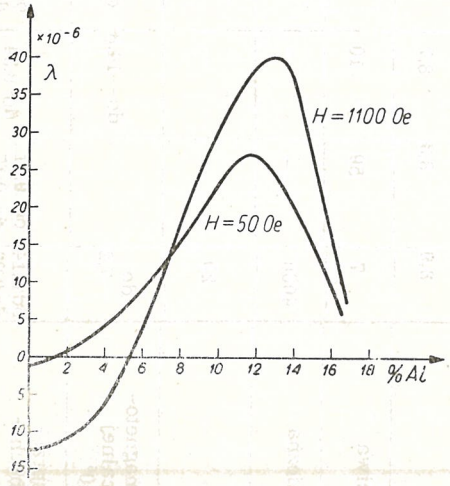


Rys. 20. Współczynnik magnetostrykcji w stopach żelazo-kobaltowych

wy), w których wymienione dodatki ułatwiają wyrób i niewiele pogarszają własności stopu podstawowego.

Również wielkie wartości współczynnika magnetostrykcji mają stopy żelazo-platyna (rys. 10) — są one jednak bez znaczenia praktycznego.

Jako zastępcze materiały magnetostrykcyjne należy wymienić stopy żelaza z glinem. Rysunek 21 uwidacznia maksimum współczynnika magnetostrykcji przy 13% glinu; stop ten nazywa się Alfer i stanowił japoński materiał zastępczy w czasie ostatniej wojny.



Rys. 21. Współczynnik magnetostrykcji w stopach żelazo-glinowych

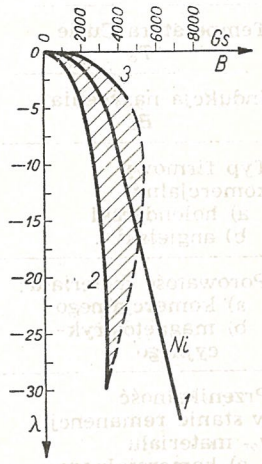
Na zakończenie należy wymienić materiały magnetostrykcyjne o minimalnym wpływie temperatury na własności magnetyczne. Są to stopy żelaza z 8 — 10% chromu i 36 do 38% niklu, zwane elinwarami i używane do stabilizacji generatorów lampowych.

Ostatnio stosuje się w filtrach elektromechanicznych stopy żelazoniklowe (42% Ni) z niewielkim dodatkiem chromu i tytanu.

9. FERRYTY MAGNETOSTRYKCYJNE

Obok wymienionych materiałów metalicznych pewne zastosowanie znajdują również ferryty, będące, jak już nam wiadomo, ceramicznymi materiałami magnetycznymi odznaczającymi się dużą porowatością, twardością, kruchością i trudnością obróbki. Jako półprzewodniki ferryty mają bardzo dużą elektryczną oporność właściwą, praktycznie uniemożliwiającą przepływ prądów wirowych. Z tego powodu mogą one być używane w postaci litej w kształtkach odpowiednich dla danego zastosowania w szerokim zakresie częstotliwości stosowanym obecnie w technice.

Omawiając ferryty i ich własności magnetostrykcyjne trzeba przede wszystkim wymienić magnetyt (ferryt żelazowy $FeO \cdot Fe_2O_3$), najdawniej znany materiał magnetyczny na świecie i pierwszy z ferrytów, który znalazł zastosowanie techniczne. Ferryt żelazowy odznacza się dodatnią magnetostrykcją ($\lambda_s \approx +40 \cdot 10^{-6}$), lecz stosunkowo najmniejszą opornością właściwą (tablica 2).



Rys. 22. Współczynnik magnetostrykcji: a) niklu oraz ferrytów, b) niklowego $NiFe_2O_4$, c) niklowo-cynkowego $Ni_{0,35}$, $Zn_{0,65}$ Fe_2O_4. Powierzchnia zakreskowana zawiera krzywe dla innych ferrytów niklowo-cynkowych

Inne ferryty proste cechują się ujemną magnetostrykcją. Przede wszystkim należy tutaj wymienić ferryt niklowy ($Ni\,O \cdot Fe_2O_3$) odznaczający się stosunkowo dużą magnetostrykcją ($\lambda_s \approx -27 \cdot 10^{-6}$) (rys. 22) i dużym współczynnikiem sprzężenia magnetomechanicznego ($k_{o\ rem} \approx 0{,}2$).

Największą wartość współczynnika magnetostrykcji wykazują ferryty kobaltowe ($Co.Fe_2\ O_3$ — polikrystaliczny ma $\lambda_s \approx +200 \cdot 10^{-6}$). Kryształ takiego ferrytu wzdłuż osi [100] ma największą zmierzoną wartość współczynnika magnetostrykcji $\lambda_s \approx +800 \cdot 10^{-6}$.

Własności ferrytów można kształtować w stosunkowo znacznych granicach, co jest tym cenniejsze, że pozwala na odpowiedni ich dobór do danego zastosowania.

Wymienione ferryty proste, zwłaszcza wytwarzane do celów wyłącznie magnetycznych, mają jako główną wadę dużą porowatość, sięgającą 25%. Porowatość obniża współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego i wpływa ujemnie na wytrzymałość mechaniczną ferrytu zmniejszając dopusz-

Tablica 3

Przybliżone własności magnetostrykcyjne ferrytów niklowo-cynkowych $Ni_{(1-y)}Zn_yFe_2O_4$

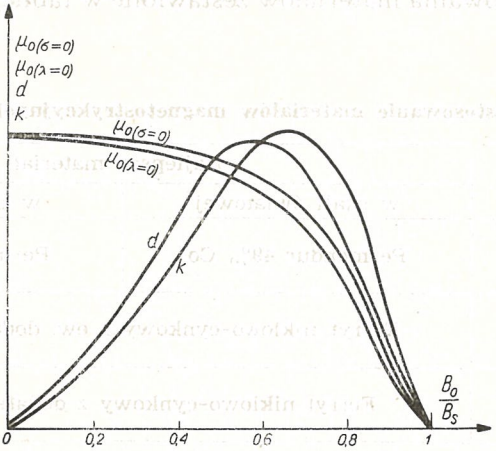
y	0	0,2	0,35	0,5	0,65	Jedn.
Magnetostrykcja nasycenia $\lambda_s \cdot 10^6$	—27	—21	—16	—11	—5	—
Temperatura Curie T_c	590	490	400	290	190	°C
Indukcja nasycenia B_s	3300(1-p)	4700(1-p)	5200(1-p)	4900(1-p)	4000(1-p)	Gs
Typ firmowy komercjalny a) holenderski b) angielski	 4E B5	 4D B4	 4C B3	 4B B2	 4A B	—
Porowatość materiału: a) komercjalnego b) magnetostrykcyjnego	 0,25 0,12	 0,20 0,09	 0,15 0,07	 0,11 0,06	 0,08 0,05	—
Przenikalność w stanie remanencji μ_{or} materiału a) komercjalnego b) magnetostrykcyjnego	 12 18	 30 50	 70 120	 180 300	 700 1200	$\frac{Gs}{Oe}$
Magnetostrykcja odwracalna w stanie remanencji $4\pi d_r \cdot 10^6$ materiału a) komercjalnego b) magnetostrykcyjnego	 —1,8 —2,2	 —2,3 —3,5	 —3 —4,5	 —4 —6	 —4,5 —10	$\frac{Gs\ cm^2}{dyna}$
Współczynnik sprzężenia magnetostrykcyjnego w stanie remanencji k_{or} materiału a) komercjalnego b) magnetostrykcyjnego	 0,14 0,20	 0,12 0,18	 0,11 0,15	 0,09 0,	 0,05 0,08	—

czalną moc promieniowania (przebiegu sinusoidalnego) według przybliżonego wzoru

$$P \approx 15\,(1 - 2p)\,[\mathrm{W/cm^2}], \tag{23}$$

gdzie p jest współczynnikiem porowatości.

Porowatość można zmniejszyć (prawie dwukrotnie) przez zastosowanie odpowiedniej technologii (wyższe temperatury spiekania) lub też przez dodatek miedzi. Stosunkowo niewielkie wartości porowatości mają ferryty niklowo-cynkowe spiekane w wyższych temperaturach, których własności



Rys. 23. Przebiegi przenikalności odwracalnej próbki swobodnej i zamocowanej oraz współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego oraz magnetostrykcji odwracalnej

podane są w tablicy 3. Podane tam współczynniki d i k mają typowe przebiegi według rys. 23.

Pewną wadą ferrytów niklowych i niklowo-cynkowych są stosunkowo duże współczynniki cieplne przenikalności, uniemożliwiające ich pracę w filtrach magnetostrykcyjnych.

Niewielkie jednak dodatki kobaltu (rzędu 1%) pozwalają na zmniejszenie współczynnika cieplnego przenikalności i prowadzą do przyrostu częstotliwości rezonansowych rzędu 0,03% przy zmianie temperatury od 20°C do 50°C. Należy jednak podkreślić, że istnieją drobne różnice w składach chemicznych ferrytów mających minimalne wartości tych współczynników w odniesieniu do stanu rozmagnesowania i remanencji.

W podobny sposób stabilizuje się współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego. Współczynnik ten dla omawianych ferrytów odpowiednio gę-

sto spieczonych osiąga w stanie remanencji wartość 0,25. Jego maksymalna wartość dochodzi do 0,3 dla punktu o optymalnej polaryzacji (rys. 23).

Również dodatni wpływ ma kobalt na współczynniki cieplne ferrytów litowych, odznaczających się mniejszą magnetostrykcją nasycenia ($\lambda_s \approx -8 \cdot 10^{-6}$) i mniejszym sprzężeniem magnetomechanicznym ($k_{rem} \approx 0{,}04$).

10. ZAKOŃCZENIE

Z dokonanego przeglądu materiałów magnetostrykcyjnych wynikają następujące zastosowania materiałów zestawione w tablicy 4.

Tablica 4

Zastosowanie materiałów magnetostrykcyjnych

Zastosowanie	Najlepszy materiał	
	w skali światowej	w skali krajowej
1. Nadajnik ultradźwiękowy	Permendur 49% Co	Permaloj 45% Ni
2. Odbiornik ultradźwiękowy	Ferryt niklowo-cynkowy z ew. dodatkiem miedzi	
3. Filtr lub stabilizator	Ferryt niklowo-cynkowy z dodatkiem kobaltu	

Zakład Elektroniki PAN

WYKAZ LITERATURY

Książki

1. Bardell P. R.: Magnetic Materials in the Electrical Industry. Londyn 1955, str. 207.
2. Bates L. F.: Modern Magnetism. Cambridge 1951, str. 401.
3. Becker R., Döring W.: Ferromagnetismum. Berlin 1939, str. 270.
4. Bielow K. P.: Erscheinungen in ferromagnetischen Metallen. Berlin 1953, str. 45.
5. Bozorth R. M.: Ferromagnetism. New York 1951, str. 627.
6. Koch K., Jellinghaus W.: Einführung in die Physik der magnetischen Werkstoffe. Wiedeń 1957, str. 81.
7. Popper: The Magnetostriction of Ferrites. Soft Magnetic Materials for Telecommunications — edited by C. E. Richards and A. C. Lynch, London 1953, str. 322.
8. Smith J., Wijn H. P. J.: Physical Properties of Ferrites. Advances in Electronics and Electron Physics — edited by L. Marton, tom VI, New York 1954, str. 70.
9. Smith C. Go.: Magnetostrictive Materials. Magnetic Alloys and Ferrites — edited by M. G. Say, London 1954, str. 184.
10. Stewart K. H.: Ferromagnetic Domains. Cambridge 1954, str. 41.
11. Wonsowski S. W.: Współczesna nauka o magnetyźmie. Warszawa 1958, str. 333.

Czasopisma

1. Adler R.: Compact Electromechanical Filter. — Electronics, 1947, Nr 4, str. 100.
2. Bloch H.: Magnetostriktions-element und seine Anwendung in Oszillatoren und Filtern. — Brown Boveri Mitteilungen, T. 42, 1955, Nr 7/8, str. 292.
3. Bradfield G.: Ultrasonic electroacoustic. — Acustika, T. 4, 1954, Nr 1, str. 171.
4. van der Burgt C. M.: Dynamical Physical Parameters of Magnetostrictive Excitation of Extensional and Torsional Vibrations in Ferrites. — Philips Res. Repts, T. 8, 1953, Nr 2, str. 91.
5. van der Burgt C. M.: Ferroxcube Material for Piezomagnetic Vibrators. — Philips Technical Review, T. 18, 1956/57, Nr 10, str. 285.
6. van der Burgt C. M.: Performance of Ceramic Ferrite Resonators as Transducers and Filter Elements. — J. Accoust. Soc. Amer., T. 28, 1956, Nr 6, str. 1020.
7. van der Burgt C. M.: Ferrites for Magnetic and Piezomagnetic Filter Elements with Temperature Independent Permeability and Elasticity. — The Proc. I.E.E., 1957, T. 104, cz. B, Supplement Nr 7, str. 550.
8. Burns L. L. jr.: A Band-pass Mechanical Filter for 100 kc. — RCA Review, T. 13, 1952, str. 34.
9. Clark C. A.: The Dynamic Magnetostriction of Nickel-Cobalt Alloys. — Brit. J. Appl. Phys., T. 7, 1956, Nr 10, str. 355.
10. Diethelm C. W.: Ferrite als magnetostrictive Resonatoren und deren Anwendung als Elemente elektrischer Filter. — Technische Mitteilungen PTT, T. 29, 1951, Nr 8, str. 281.
11. Doelz M. L., Hathaway J. C.: How to Use Mechanical I. F. Filter. — Electronics, 1953, Nr 3, str. 138.
12. Duncan R. S., Stone H. A.: A Survey of the Application of Ferrites to Inductor Design. — PIRE, 1956, Nr 1, str. 4.
13. Enz U.: Die Erzeugung von Ultraschall mit Ferriten. — Technische Mitteilungen PTT, T. 23, 1956, Nr 6, str. 209.
14. George R. W.: Electromechanical Filters for 100 kc Carrier and Sideband Selection. — PIRE, 1956, Nr 1, str. 14.
15. George R. W.: Concentric-Shear-Mode 455 Kilocycle electromechanical filter. — RCA Review, T. 18, 1957, str. 186.
16. Goliamina J. P.: Ultrazwukowoj izłuczatiel iz ferrita nikiela. — Akusticzeskoj Żurnał, t. 2, 1956, Nr 2, str. 225.
17. Goliamina J. P., Sokołow A. D., Czułkowa W. Y.: Ispytanje opytnych ultrazwukowych priomnikow iz ferritow. — Akusticzeskij żurnał, t. 3, 1957, Nr 3, str. 288.
18. Hathaway J. C., Babcoch D. F.: Survey of Mechanical Filters and their Applications. — PIRE, 1957, Nr 1, str. 5.
19. Hoffmann P. O.: Magnetic and Magnetostrictive Properties of Magnesium-Nickel Ferrites. — Journal of the Amer. Ceramic Soc., T. 40, 1957, Nr 7, str. 250.
20. Kikuchi Y. iinni: Study on Ferrites for the Use in Magnetostriction Vibrator. — Part. II, Ni-Cu-Ferrite. — Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. (B), T. 7, 1955, str. 171.
21. Kikuchi Y.: Performance of Magnetostrictive Transducers Made of Aluminium-Iron, Alloy or Nickel-Copper Ferrite — J. Acoust. Soc. Amer., T. 29, 1957, Nr. 5, str. 569.
22. Lundgren D. L.: Electromechanical Filters for Single-Sideband Applications. — PIRE, 1956, Nr 12, str. 1747.

23. Marro A.: Etude d'un filtre electromecanique à bande étroite. — Techn. Mitt. PTT, T. 30, 1952, str. 41.
24. Ovens C. D.: A Survey of the Properties and Applications of Ferrite Below Microwave Frequencies. — PIRE, 1956, October, str. 1234.
25. Poschenrieder W.: Physik und Technik der elektromechanischen Wellen--filter. — Frequenz, 1958, Nr 8, str. 246.
26. Van B. Roberts W., Burns L. L. jr.: Mechanical Filter for Radio Frequencies. — RCA Review, T. 10, 1949, str. 348.
27. Van B. Roberts W.: Some Applications of Permanently Magnetised Ferrites Magnetostrictive Resonators. — RCA, T. 14, 1953, Nr 7, str. 3.
28. Schweizerhof S.: Ueber Ferrite für magnetostriktive Schwinger in Filterkreisen. — Nachrichten-technische Zeitschrift, 1958, Nr 4, str. 179.
29. Sussman H., Ehrich S. L.: Evaluation of the Magnetostrictive Properties of Hiperco. — J. Acoust. Soc. Amer., T. 22, 1950, Nr 4, str. 499.
30. Thiede H.: Untersuchungen an Ferriten auf ihre Eignung als Flüssigkeitschallwandler. — Acustika, T. 4, 1954, Nr 5, str. 532.
31. Van Uitert L. G.: Nickel-Copper Ferrites for Microwave Applications. — J. Appl. Phys., T. 27, 1956, str. 723.
32. Zimmermann A.: Untersuchung des Thermischen Ausdehnungskoeffizienten β von Ferriten im Hinblick auf magnetostriktive Effekte. — Nachrichtentechnik, T. 8, 1958, Nr 8, str. 342.

А. СМОЛИНЬСКИ

МАГНИТОСТРИКЦИЯ И МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Резюме

В первой части доклада описаны физические свойства ферромагнетизма на основании атомной теории. Исходной точкой этой теории являются некомпенсированные магнитные моменты атома происходящие от вращательных движений электронов вокруг собственных осей. Размещение этих магнитных моментов в одном направлении в кристаллической решётке характеризует магнитный материал. Доменная структура — связанная тоже с магнитострикционными явлениями — объясняет форму статических и динамических кривых намагничивания.

Во второй части доклада описаны разные виды магнитострикционных явлений, из которых найболее значительную роль в технике играет явление продольной магнитострикции. По аналогии к статическим и динамическим характеристикам намагничивания определяются статические и динамические магнитострикционные зависимости, которые приводят к статическому коэффициенту магнитострикции насыщения а также к динамическому коэффициенту обратимой магнитострикции.

В третьей части доклада изложены магнитострикционные свойства разных материалов применяемых в технике преобразователей, фильтров и стабилизаторов. Принадлежат к этим материалам прежде всего никель и некоторые сплавы: железо-никелевые, железо-кобальтовые, а также железо-алюминиевые. Приведены также керамические материалы, такие как никелевые и никеле-цинковые ферриты.

A. SMOLIŃSKI

MAGNETOSTRICTION AND MAGNETOSTRICTIVE MATERIALS

Summary

In the first part of the paper, physical properties of ferromagnetism are discussed on the background of the atomic theory. The author discusses non-compensated magnetic moments of the atom, which result from the rotary movements of electrons around their own axes. Unidirectional arrangement of these magnetic moments in the crystalline network characterizes ferromagnetic materials. The domain structure — connected also with magnetostrictive phenomena — explains the shape of static and dynamic magnetization curves.

In the second part of the paper, various forms of magnetostrictive phenomena are discussed, among which the phenomenon of longitudinal magnetostriction plays the most important role in technics. Static and dynamic magnetostrictive relations are distinguished analogically to static and dynamic magnetization curves, the former leading to the static coefficient of saturation magnetostriction and to the dynamic coefficient of reversible magnetostriction.

In the third part of the paper, magnetostrictive properties of various materials applied in the technics of transducers and filters are discussed; here nickel should be mentioned first above all elements, and ferro-nickel, ferro-cobalt, nickel-cobalt and ferro-aluminium alloys. Non-metallic materials of oxide type, chiefly nickel and nickel-zinc ferrites will be taken into account.

621.314.12

WŁADYSŁAW PASZEK

Szczególne formy budowy wzmacniaczy maszynowych z polem poprzecznym

Rękopis dostarczono 24.3.1958

Do klasyfikacji poszczególnych form budowy amplidyn wprowadzono kryterium rozróżniające. Przy omówieniu poszczególnych form budowy posłużono się wykresami okładu prądowego twornika, przepływu i indukcji oraz poglądowym przedstawieniem zastępczych cewek twornika wytwarzających przepływ podłużny i poprzeczny amplidyny. Rozpatrzono wpływ progu nieczułości, spowodowany spadkiem napięcia na szczotkach poprzecznych, na przebieg charakterystyki biegu jałowego i charakterystyki zewnętrznej przy małym wysterowaniu amplidyny. Omówiono sposoby zmniejszenia progu nieczułości.

1. WSTĘP

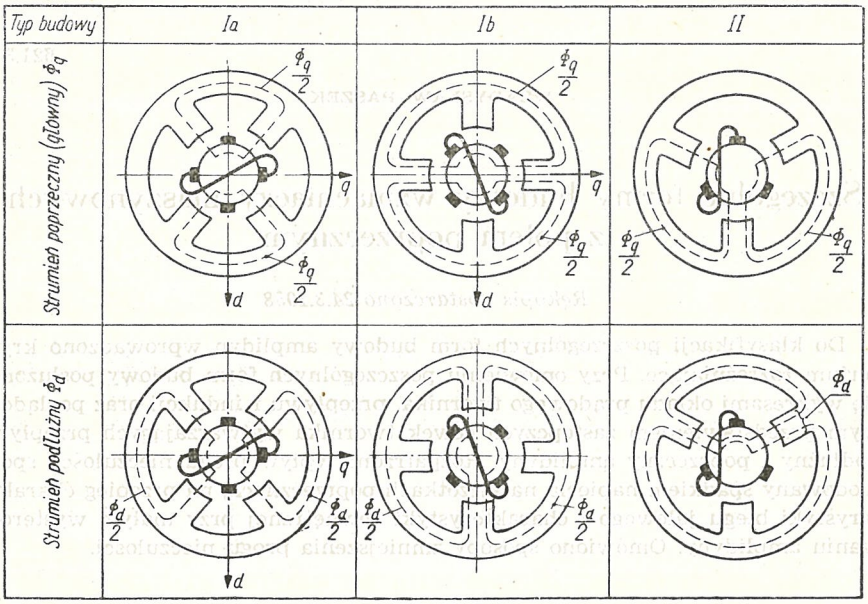
W klasyfikacji poszczególnych form budowy amplidyn jako kryterium rozróżniające można przyjąć sposób rozwiązania rozcięcia stojana wzmacniacza na jednym cyklu magnetycznym stojana o długości dwóch podziałek biegunowych (dla maszyny 2-biegunowej o długości obwodu wirnika). Wychodząc z powyższego kryterium możemy podzielić wzmacniacze maszynowe z polem poprzecznym na dwa typy I i II, w których na każdy cykl magnetyczny stojana przypadają 4 lub 3 rozcięcia.

Typ I amplidyn z czterema rozcięciami stojana dzieli się na dwie zasadniczo różne odmiany: odmianę „a", w której poszczególne części biegunów stojana przewodzą jednocześnie zarówno strumień podłużny, jak i poprzeczny, oraz odmianę „b", w której wyodrębnione przez rozcięcia części (nabiegunniki) stojana przeznaczone są do przewodzenia oddzielnie strumienia podłużnego Φ_d i poprzecznego Φ_q amplidyny.

Za miarodajne rozcięcia stojana przy zastosowaniu powyższego kryterium uważamy wyłącznie rozcięcia rozdzielające bieguny główne maszyny, nie uwzględniając ewentualnych biegunów komutacyjnych, jeśli takie istnieją.

Wprowadzone rozcięcia biegunów głównych wzmacniaczy służą przede wszystkim do ułatwienia komutacji zezwojów zwartych przez szczotkę oraz są wykorzystane do pomieszczenia uzwojeń stojana.

Powyższa klasyfikacja ważna jest zarówno dla amplidyn ze stojanem jawnobiegunowym, jak i dla amplidyn ze stojanem „niejawnobiegunowym". Na rys. 1a przedstawiono schematycznie maszyny 2-biegunowe, czyli o jednym cyklu magnetycznym, z pominięciem biegunów komutacyjnych, które należą do typów budowy Ia, Ib oraz II.



Rys. 1a. Schematy maszyn 2-biegunowych, tj. o jednym cyklu magnetycznym

2. FORMA BUDOWY TYPU Ia

W amplidynie budowy normalnej na każdą podziałkę bieguna przypadają dwa rozcięcia (zatem na każdy cykl magnetyczny stojana cztery rozcięcia), przy czym przez każdą połówkę bieguna otrzymaną przez powyższe rozcięcia przenika zarówno strumień magnetyczny podłużny, jak również strumień poprzeczny amplidyny. Strumienie podłużny Φ_d i poprzeczny Φ_q nakładają się na siebie w poszczególnych połówkach biegunów, przy czym poszczególne pary połówek biegunów przewodzące strumień podłużny Φ_d są przesunięte o elektryczny kąt 90° względem odnośnej pary połówek biegunów, przez które przenika strumień poprzeczny Φ_q. Przy nienasyconym obwodzie magnetycznym strumień podłużny Φ_d i poprzeczny Φ_q mogą zmieniać dowolnie swą wartość nie oddziałując zupełnie na siebie.

Konsekwencją nakładania się strumienia poprzecznego i podłużnego w obecności nasycenia obwodu magnetycznego amplidyny jest wzajemne oddziaływanie obu strumieni na siebie przez zmianę przewodności magnetycznej poszczególnych połówek bieguna. Ponieważ strumień podłużny Φ_d amplidyny jest wielokrotnie mniejszy od poprzecznego Φ_q, praktycznie występuje w amplidynie wyłącznie wpływ strumienia poprzecznego na przewodność magnetyczną strumienia podłużnego, natomiast wpływ strumienia podłużnego na przewodność strumienia poprzecznego jest pomijalny.

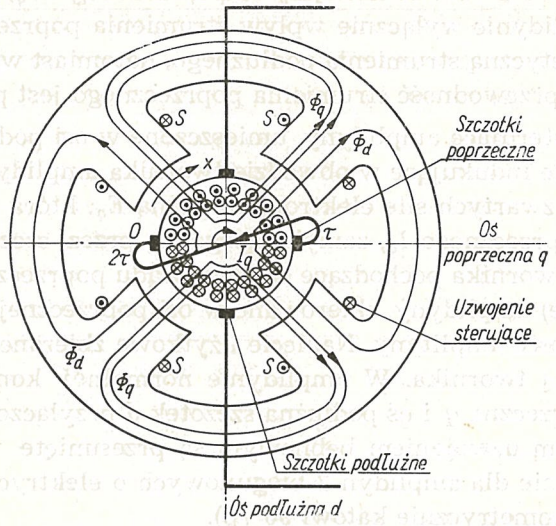
Uzwojenia sterujące amplidyny, umieszczone w osi podłużnej maszyny, wytwarzają pole indukujące w obwodzie twornika amplidyny przyłączonego do szczotek zwartych siłę elektromotoryczną E_q, która powoduje przepływ prądu poprzecznego I_q, zamykającego się przez szczotki poprzeczne. Amperozwoje twornika pochodzące od tego prądu poprzecznego wytwarzają pole (główne) amplidyny, skierowane w osi poprzecznej, które indukuje napięcie użytkowe amplityny. Napięcie użytkowe zbierane jest ze szczotek w osi podłużnej twornika. W amplidynie normalnej konstrukcji geometryczna oś poprzeczna q i oś podłużna szczotek d przyłączonych do twornika z normalnym uzwojeniem bębnowym są przesunięte względem siebie o kąt 90° (ogólnie dla amplidyn 2-biegunowych o elektryczny kąt 90°, odpowiadający geometrycznie kątowi 90°/p).

Na rysunku 1b przedstawiono ideowo układ amplidyny normalnej konstrukcji ze stojanem jawnobiegunowym, na którym zaznaczono kierunek osi podłużnej d i osi poprzecznej amplidyny q. Stojan amplidyny posiada cztery nabiegunniki, które składają się na dwa bieguny amplidyny. Zwojnice uzwojenia sterującego s rozdzielone są na wszystkie nabiegunniki, a ich kierunek siły magnetomotorycznej skierowany jest w osi podłużnej i odpowiada zaznaczonej na rys. 1b linii dwubiegunowego strumienia Φ_d wytworzonego przez uzwojenie sterujące. Dwa nabiegunniki w osi podłużnej przedstawiają zatem jeden rozcięty na dwie części biegun przewodzący strumień Φ_d wytworzony przez uzwojenie sterujące S. Strumień podłużny Φ_d indukuje w obwodzie szczotek poprzecznych siłę elektromotoryczną rotacji E_q (od przecinania linii pola przez pręty twornika kręcącego się ze stałą prędkością), która pokonuje spadki napięcia na oporności wewnętrznej twornika w osi poprzecznej i oporności przejścia szczotek, i wymusza prąd I_q w obwodzie poprzecznym.

Uzwojenie twornika, które wykonane jest jako uzwojenie dwuwarstwowe, pętlicowe, średnicowe wytwarza pod wpływem prądu poprzecznego siłę magnetomotoryczną działającą w osi poprzecznej amplidyny. Prąd poprzeczny I_q rozdziela się po połowie na dwie gałęzie równoległe twornika. Na rys. 1b zaznaczono okład prądowy na obwodzie twornika (pochodzący od prądu poprzecznego I_q) w górnej i dolnej warstwie uzwojenia, który można

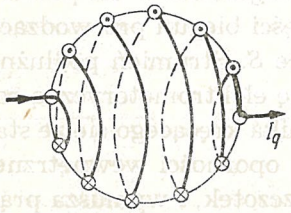
poglądowo zastąpić cewką rozłożoną na obwodzie twornika, dającą siłę magnetomotoryczną w kierunku osi poprzecznej (rys. 2).

Na okład prądowy twornika od prądu poprzecznego składa się okład górnej i dolnej warstwy uzwojenia twornika. Boki górne i dolne zezwojów



Rys. 1b. Amplidyna zwykłej budowy. Rozkład przestrzenny strumienia i poprzecznego okładu prądowego twornika

twornika leżą po przeciwległych stronach osi poprzecznej i zaznaczone są na rys. 1b odpowiednio górnymi i dolnymi kółkami. Zakłada się że boki górne leżące na rysunku pod kontaktem szczotek amplidyny łączą się w rzeczywistości z tymi szczotkami wraz z odpowiednim bokiem dolnym zezwoju, przesuniętym na tworniku o poskok uzwojenia.



Rys. 2. Równoważna cewka twornika zasilana prądem poprzecznym

Na rysunku 3b przedstawiono przebieg siły magnetomotorycznej (przepływu) twornika wzdłuż obwodu twornika, otrzymany z poprzecznego okładu prądowego twornika (rys. 3a). Przebieg okładu prądowego twornika charakteryzuje się zawsze zerową wartością średnią wzdłuż obwodu (ze względu na jednakową ilość prętów górnych i dolnych twornika). Między przebiegiem okładu prądowego A_{sq} i przebiegiem przepływu wzdłuż obwodu twornika zachodzi związek

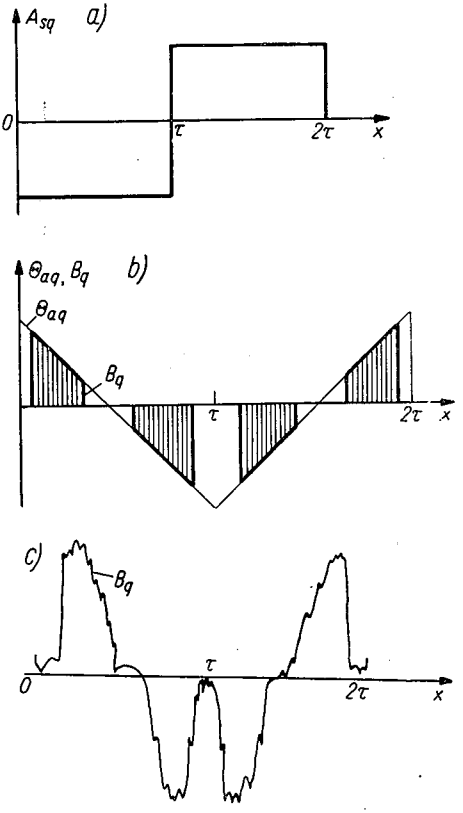
$$\Theta = -\int A_{sq}\,dx + c. \qquad (1)$$

Dodatni znak okładu prądowego przyjęto dla prądu płynącego w głąb rysunku. Dodatni przepływ skierowany jest od twornika do szczeliny.

Znając przepływ twornika można otrzymać przebieg pola w maszynie na podstawie relacji

$$B = \frac{\Theta}{R_m}. \qquad (2)$$

Jeżeli założymy, że oporność magnetyczna R_m linii pola jest określona wyłącznie przez zastępczą wielkość szczeliny o stałej długości pod biegunami (przy nienasyconym obwodzie magnetycznym można praktycznie przyjąć stałość oporności magnetycznej żelaza stanowiącej ponadto mały składnik w łącznej oporności magnetycznej zamkniętej linii pola przechodzącej przez szczelinę), to otrzymujemy przedstawiony na rys. 3b przebieg indukcji od przepływu' poprzecznego amplidyny. Przebieg taki otrzymano przy założeniu stałej wielkości szczeliny pod nabiegunnikami, powodującej stałą wartość oporności magnetycznej, oraz przy założeniu nieskończonej oporności magnetycznej wzdłuż obwodu twornika poza nabiegunnikami. Jest to oczywiście przebieg wyidealizowany, w rzeczywistości bowiem na skutek uzębienia twornika (a w niektórych wykonaniach również stojana) otrzymuje się pulsujący przebieg indukcji pod nabiegunnikami, a poza obrębem nabiegunników pole nie zanika oczywiście dokładnie do wartości zerowej, lecz zmniejsza się w sposób ciągły do bardzo małej wartości.



Rys. 3. a) Poprzeczny okład prądowy A_{sq} wzdłuż obwodu twornika; b) Przepływ poprzeczny Θ_{aq} i indukcja w szczelinie B_q wzdłuż obwodu twornika; c) Rzeczywisty przebieg indukcji wzdłuż podziałki biegunowej amplidyny przy biegu jałowym

Pomiary oscylograficzne wykazują przebieg indukcji wzdłuż obwodu twornika przedstawiony na rys. 3c. Pomiar krzywej indukcji wykonuje się przy wykorzystaniu pomocniczego zezwoju umieszczonego na średnicy twornika w górnej warstwie żłobka. W rzeczywistości rys. 3c przedstawia przebieg napięcia indukowa-

nego w zwojnicy pomiarowej, który przy stałej prędkości wirowania i symetrii pola na średnicy twornika pokrywa się praktycznie z krzywą indukcji wzdłuż obwodu twornika. Przy analizie pracy wzmacniacza jak również przy obliczeniach konstrukcyjnych wygodnie jest pominąć strumień poza obrębem nabiegunników i rozpatrywać wyidealizownaą maszynę o nieskończonej oporności magnetycznej pomiędzy nabiegunnikami. Wynikające z takiego założenia błędy można skompensować przyjmując odpowiednio większą wartość równoważnego strumienia przenikającego przez nabiegunniki. Wielkość stałej całkowania C w równaniu (1) określona jest przebiegiem indukcji wzdłuż obwodu twornika [otrzymanej z relacji (2)] i wynika z warunku przyjęcia średniej wartości indukcji wzdłuż całego obwodu twornika za równą zeru. Warunek ten jest fizykalnie oczywisty, wyraża bowiem warunek ciągłości linii indukcji magnetycznej (strumień wychodzący z twornika musi być równy strumieniowi wchodzącemu do twornika).

Obraz pola w maszynie otrzymujemy zatem praktycznie z przebiegu przepływu przy przyjęciu najpierw dowolnej stałej całkowania C (np. $C = 0$) na podstawie równania (2), a następnie przesuwamy oś odciętych wykresu o wartość średnią.

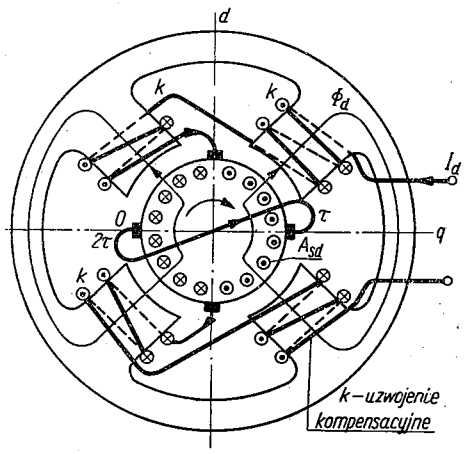
Oś szczotek poprzecznych kontaktujących z prętami twornika odpowiada na rysunku osi poprzecznej amplidyny. W rzeczywistości geometryczne położenie czczotek na komutatorze w odniesieniu do osi poprzecznej może być inne na skutek skręcenia punktów przyłączenia działek komutatora do odpowiednich prętów twornika. W normalnym 2-biegunowym uzwojeniu twornika oś szczotek skręcona jest względem magnetycznej osi uzwojenia połączonego ze szczotkami o kąt bliski 90°.

Pod wpływem siły magnetomotorycznej twornika od prądu poprzecznego wytwarza się w amplidynie pole poprzeczne Φ_q, którego linie sił zamykają się, jak zaznaczono na rys. 1.

Dwa przeciwległe nabiegunniki w osi podłużnej przedstawiają dla pola poprzecznego znowu jeden rozcięty na dwie części biegun pola poprzecznego. Pole poprzeczne i pole podłużne nakładają się na siebie w amplidynie.

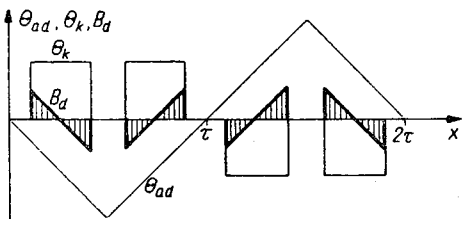
Na szczotkach podłużnych zbieramy napięcie rotacji indukowane w tworniku przez strumień poprzeczny amplidyny. Napięcie to jest napięciem użytkowym (wyjściowym amplidyny). Przy obciążeniu amplidyny pojawia się na szczotkach podłużnych prąd podłużny twornika (prąd użytkowy amplidyny), który wytwarza siłę magnetomotoryczną twornika, skierowaną w osi podłużnej amplidyny. Podobnie jak szczotki poprzeczne, szczotki podłużne, zaznaczone na rysunku w osi podłużnej, leżą na komutatorze w osi geometrycznie skręconej o kąt blisko 90° względem magnetycznej podłużnej osi uzwojenia twornika.

Na rysunku 4 zaznaczono okład prądowy twornika pochodzący od prądu podłużnego, który można zastąpić analogicznie jak poprzeczny okład prądowy równoważną cewką rozłożoną na obwodzie twornika, dającą siłę



Rys. 4. Rozkład przestrzenny siły magnetomotorycznej twornika i skupionego uzwojenia kompensacyjnego

magnetomotoryczną w osi podłużnej amplidyny. Ponieważ siła magnetomotoryczna twornika od prądu podłużnego skierowana jest przeciwko sile magnetomotorycznej uzwojenia sterującego, nastąpiłoby samoczynne silne osłabianie strumienia sterującego w miarę wzrostu obciążenia. To z kolei przyczyniłoby się do intensywnego obniżenia prądu poprzecznego i tym samym indukowanego napięcia użytecznego amplidyny. W celu wyeliminowania takiego niepożądanego oddziaływania twornika w osi podłużnej, amplidyna wyposażona jest w uzwojenie kompensacyjne, które zasilane jest prądem użytkowym zbieranym ze szczotek podłużnych. Uzwojenie kompensacyjne ma na celu zniesienie siły magnetomotorycznej twornika pochodzącej od prądu podłużnego. Uzwojenie to można zasadniczo w różny sposób umieścić na stojanie amplidyny, np. ułożyć na nabiegunnikach stojana, jak zaznaczono na rys. 3. Siła magnetomotoryczna tego uzwojenia znosi średnią wartość amperozwojów oddziaływania podłużnego twornika pod nabiegunnikami i kompensuje tym samym wpływ prądu obciążenia na pole sterujące amplidyny. Z uwagi na to, że oddziaływanie podłużne twornika oraz amperozwoje uzwojenia kompensacyjnego zależą liniowo od prądu obciążenia (ponieważ twornik i uzwo-



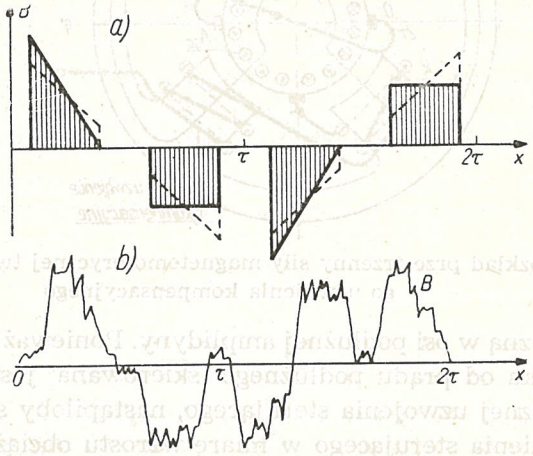
Rys. 5. Przepływ podłużny twornika Θ_{ad}, skupionego uzwojenia kompensacyjnego Θ_k i przebieg indukcji w szczelinie B_d

jenie kompensacyjne połączone są w szereg), stan skompensowania utrzymuje się w przybliżeniu w całym zakresie prądów obciążenia.

Na rysunku 5 przedstawiono przebieg przepływu twornika Θ_{ad} wywołany prądem podłużnym oraz przepływ skupionego uzwojenia kompensacyjnego Θ_k.

Na rysunku 6a przedstawiony jest wypadkowy przebieg pola wzdłuż obwodu twornika maszyny nienasyconej.

Na skutek niezrównoważenia w każdym miejscu pod nabiegunnikami amperozwojów oddziaływania twornika pojawia się pole proporcjonalne do



Rys. 6. a) Idealny przebieg wypadkowej indukcji w szczelinie B wzdłuż obwodu twornika. Na skutek skupionego uzwojenia kompensacyjnego indukcja B_d zniekształca symetrię pola amplidyny; b) Rzeczywisty przebieg indukcji wzdłcż obwodu twornika

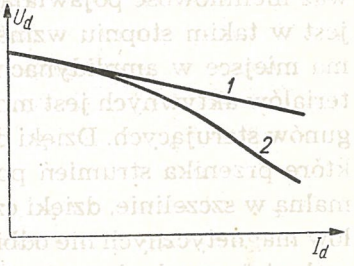
prądu obciążenia, które wykazuje wprawdzie przy maszynie nienasyconej średnią wartość równą zeru pod każdym z nabiegunników, które jednakże przy nasyceniu obwodu magnetycznego przyczynia się do zwiększenia oporności magnetycznej i w konsekwencji do zmniejszenia strumienia poprzecznego amplidyny. (Przy nasyconym obwodzie magnetycznym nie można stosować superpozycji pól wytworzonych przez prąd poprzeczny i podłużny). Pole wypadkowe otrzymujemy po zsumowaniu przepływów twornika i stojana na podstawie zależności (2). W miejscu, gdzie dodają się przepływy od prądu poprzecznego i podłużnego, zachodzi na skutek zakrzywienia charakterystyki magnesowania mniejszy przyrost strumienia aniżeli w miejscu, gdzie składowe przepływy się odejmują. W wyniku tego otrzymujemy nieliniowe obniżenie charakterystyki zewnętrznej wzmacniacza $U_d = f(I)$ wzmagające się w miarę wzrostu obciążenia. W amplidynach bardzo dobrej jakości uzwojenie kompensacyjne jest uzwojeniem rozłożonym w żłobkach nabiegunników stojana, dzięki czemu uzwojenie to znosi amperozwoje od-

działywania twornika wzdłuż całego bieguna, a nie tylko ich średnią wartość. Na skutek tego, nasycenie obwodu magnetycznego nie wpływa na zmianę stanu skompensowania, jak to ma niestety miejsce przy skupionym uzwojeniu kompensacyjnym. Z drugiej strony rozłożone uzwojenie kompensacyjne jest znacznie kłopotliwsze do wykonania i podraża koszt amplidyny.

Na rysunku 6b przedstawiono rzeczywistą krzywą indukcji wzdłuż obwodu wirnika amplidyny ze skupionym uzwojeniem kompesacyjnym przy obciążeniu wzmacniacza. Widoczny na rysunku wpływ żłobków oraz pominiętego w uproszczonych rozważaniach strumienia w wycięciach między nabiegunnikami powoduje zniekształcenie rzeczywistej krzywej indukcji od przebiegu idealnego przedstawionego na rys. 6a.

Idealny przypadek uzwojenia kompensacyjnego otrzymalibyśmy przy dokładnie równomiernym rozłożeniu wzdłuż podziałki biegunowej. Ze względów konstrukcyjnych musimy umieścić uzwojenie kompensacyjne w skończonej ilości żłobków nabiegunnika. W przypadku zbyt małej liczby żłobków nabiegunnika powstaje schodkowy przebieg przepływu uzwojenia kompensacyjnego, który odbiega od założonego na wykresach przebiegu liniowego i który może spowodować również zniekształcenie przebiegu indukcji wzdłuż obwodu stojana.

Wychodząc z idealnego przypadku równomiernie rozłożonego uzwojenia kompensacyjnego otrzymujemy pierwszy stopień pogorszenia własności kompensacji przy rozłożeniu uzwojenia w skończonej ilości żłobków na długości nabiegunnika (z uwagi na trudności wykonania nie kontynuujemy rozłożenia uzwojenia kompensacyjnego poza nabiegunnikami w wycięciach w osi podłużnej i poprzecznej), drugi stopień przy rozłożeniu tylko części uzwojenia kompensacyjnego w żłobkach przy pozostałej części skupionej, trzeci stopień przy zastosowaniu skupionego uzwojenia kompensacyjnego. W takim samym uszeregowaniu kształtuje się koszt wykonania uzwojenia, przy czym najlepszy funkcjonalnie sposób wykonania okazuje się najdroższy.



Rys. 7. Charakterystyka zewnętrzna amplidyny: *1* — z uzwojeniem kompensacyjnym rozłożonym, *2* — z uzwojeniem kompensacyjnym skupionym

Na rysunku 7 przedstawiono charakterystykę zewnętrzną amplidyny z rozłożonym i skupionym uzwojeniem kompensacyjnym, z której widoczny jest wpływ nasycenia obwodu magnetycznego na stan skompensowania amplidyny.

Dzięki rozcięciu biegunów amplidyny zezwoje komutujące prąd podłużny i poprzeczny leżą poza obrębem nabiegunników (pomiędzy nabie-

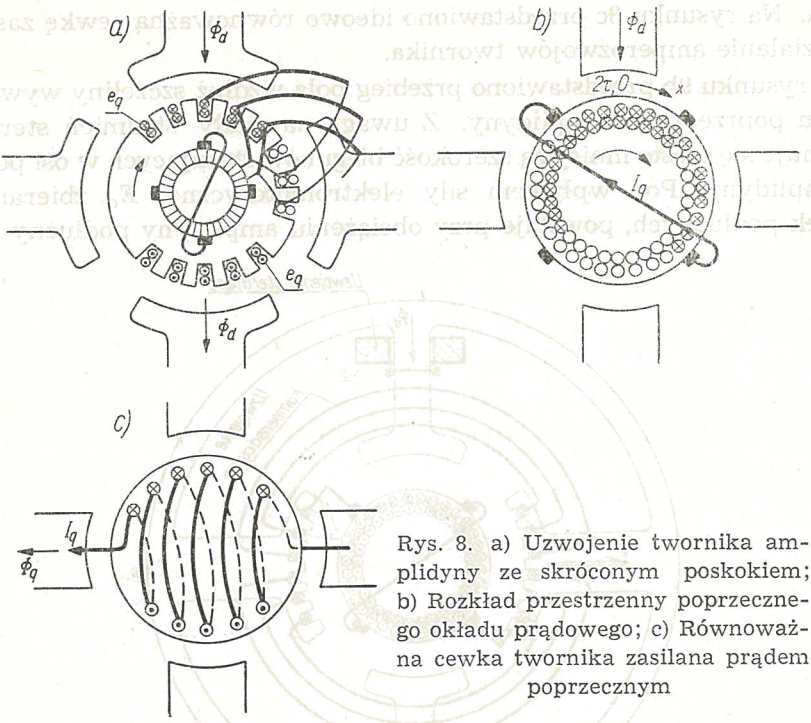
gunnikami), co ułatwia znacznie poprawną komutację beziskrową. W zwoju zwartym przez szczotkę nie działa wówczas siła elektromotoryczna rotacji. W przypadku amplidyn większych mocy zachodzi ponadto konieczność wyposażenia stojana w bieguny pomocnicze ułatwiające komutację zezwojów twornika. Ponieważ prąd podłużny amplidyny przewyższa zwykle znacznie prąd poprzeczny ($I_d/I_q \approx 3$), wystarczy przeważnie wyposażyć amplidynę wyłącznie w bieguny komutacyjne umieszczone w osi podłużnej, których uzwojenie połączone jest w szereg z uzwojeniem kompensacyjnym.

W specjalnych wykonaniach, w szczególności w przypadku amplidyn dużych mocy, stosujemy bieguny komutacyjne zarówno w osi podłużnej, jak i w osi poprzecznej wzmacniacza. W amplidynach formy budowy Ia bieguny komutacyjne działające w odnośnej osi wzmacniacza wyposażone są tylko w jedno uzwojenie, które jest połączone szeregowo z uzwojeniem twornika za pośrednictwem pary szczotek na komutatorze, przynależnej do tej osi.

3. FORMA BUDOWY TYPU Ib

W amplidynie formy budowy typu Ib wyodrębnione są bieguny, przez które przenika tylko strumień poprzeczny Φ_q, wytworzony przez amperozwoje uzwojeń twornika, i bieguny przeznaczone tylko dla strumienia sterującego Φ_d (rys. 8a). W takim typie budowy można osiągnąć poszerzenie prostoliniowego zakresu charakterystyki biegu jałowego $E_d = f(I_s)$, ponieważ nieliniowość pojawiająca się przy nasyceniu magnetycznym żelaza nie jest w takim stopniu wzmacniana poprzez 2 stopnie wzmocnienia, jak to ma miejsce w amplidynach typu Ia. Wykorzystanie magnetycznych materiałów aktywnych jest mniejsze dla typu Ib na skutek wyodrębnienia biegunów sterujących. Dzięki dużej równomierności pola pod biegunami, przez które przenika strumień poprzeczny, można podwyższyć indukcję maksymalną w szczelinie, dzięki czemu łączne wykorzystanie aktywnych materiałów magnetycznych nie odbiega poważnie od tego, jakie ma miejsce dla normalnej formy budowy Ia. Wyodrębnienie strumienia poprzecznego od podłużnego amplidyny można uzyskać dwoma sposobami: 1) za pomocą skrócenia poskoku pętlicowego uzwojenia wirnika i pozostawienia wyodrębnionych szczotek komutujących prąd poprzeczny i podłużny twornika, 2) sposobem odpowiedniego wykorzystania wszystkich szczotek amplidyny do komutacji nałożonego na siebie przebiegu prądu podłużnego i poprzecznego twornika z pętlicowym uzwojeniem średnicowym.

Na rysunku 8a przedstawione jest rozwiązanie rozdziału biegunów za pomocą skrócenia do połowy poskoku pętlicowego uzwojenia twornika. Uzwojenie twornika odpowiada zupełnie pętlicowemu, średnicowemu uzwojeniu wirnika 4-biegunowej maszyny prądu stałego bez połączeń wyrów-

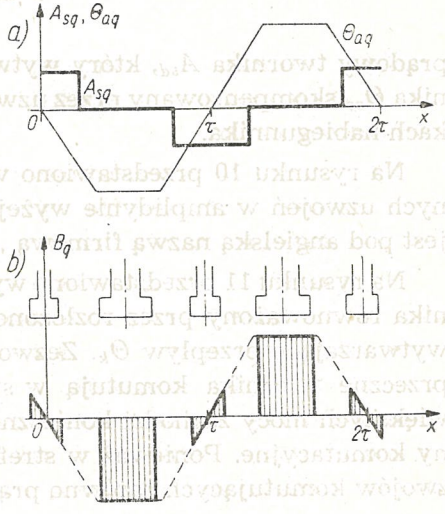


Rys. 8. a) Uzwojenie twornika amplidyny ze skróconym poskokiem; b) Rozkład przestrzenny poprzecznego okładu prądowego; c) Równoważna cewka twornika zasilana prądem poprzecznym

nawczych. Umawiamy się przyjmować w rozważaniach prawoskrętne uzwojenie twornika.

Siła elektromotoryczna E_q indukująca się w obwodzie twornika zwartym przez szczotki poprzeczne wymusza prąd poprzeczny I_q, który wytwarza strumień poprzeczny amplidyny. Geometryczne położenie szczotek na kolektorze, przedstawione ideowo na rysunku zgodnie z wprowadzoną definicją, znajduje się w rzeczywistości w pobliżu osi biegunów amplidyny.

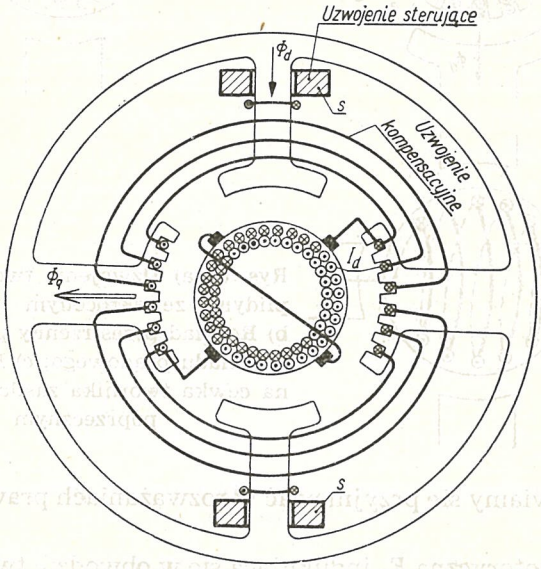
Na rysunku 8b zaznaczono poprzeczny okład prądowy, którego wykres $A_{sq} = f(x)$ przedstawiono na



Rys. 9. a) Poprzeczny okład prądowy A_{sq} i przepływ poprzeczny twornika Θ_{aq} wzdłuż obwodu twornika; b) Przebieg pola w szczelinie B_q wywołanego przepływem poprzecznym twornika

rys. 9a. Na rysunku 8c przedstawiono ideowo równoważną cewkę zastępującą działanie amperozwojów twornika.

Na rysunku 9b przedstawiono przebieg pola wzdłuż szczeliny wywołany prądem poprzecznym amplidyny. Z uwagi na mały strumień sterujący przyjmuje się często mniejszą szerokość biegunów sterujących w osi podłużnej amplidyny. Pod wpływem siły elektromotorycznej E_d, zbieranej ze szczotek podłużnych, powstaje przy obciążeniu amplidyny podłużny okład



Rys. 10. Rozkład przestrzenny siły magnetomotorycznej twornika ze skróconym poskokiem w magniconie

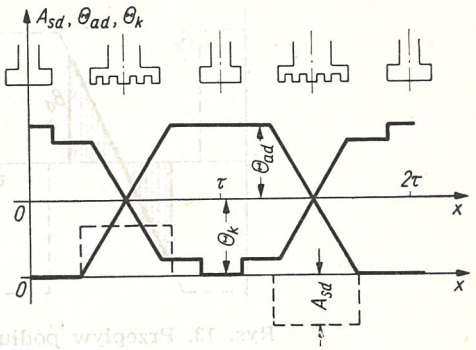
prądowy twornika A_{sd}, który wytwarza przepływ reakcji podłużnej twornika Θ_{ad} skompensowany przez uzwojenie kompensacyjne rozłożone w żłobkach nabiegunnika.

Na rysunku 10 przedstawiono w sposób ideowy rozłożenie poszczególnych uzwojeń w amplidynie wyżej opisanej formy budowy, która znana jest pod angielską nazwą firmową „magnicon" [1], [5], [6].

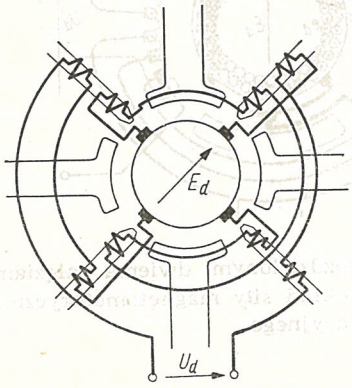
Na rysunku 11 przedstawiono wykres przepływu podłużnej reakcji twornika równoważony przez rozłożone uzwojenie kompensacyjne amplidyny wytwarzające przepływ Θ_k. Zezwoje zwarte przez szczotki podłużne i poprzeczne twornika komutują w strefie rozcięć stojana. W amplidynach większych mocy zachodzi konieczność wyposażenia wzmacniacza w bieguny komutacyjne. Ponieważ w strefie rozcięć stojana mieszczą się boki zezwojów komutujących zarówno prąd podłużny, jak i poprzeczny twornika,

bieguny komutacyjne muszą być zasilane prądem poprzecznym i podłużnym.

Na rysunku 12 przedstawiono w sposób ideowy połączenie biegunów komutacyjnych. W odróżnieniu od amplidyn formy budowy typu Ia nie można wprowadzić tylko biegunów komutacyjnych dla prądu podłużnego twornika, ponieważ pod biegunem przechodzi również zezwój komutujący prąd poprzeczny. Przepływ poprzeczny twornika wywołałby pod biegunem nie zasilanym prądem poprzecznym silne pole utrudniające komutacje w osi poprzecznej twornika. Powyższa forma budowy amplidyny może być wykorzystana dla przeróbki zwykłej 4-biegunowej maszyny prądu stałego na dwubiegunowy wzmacniacz maszynowy. Godząc się z gorszymi właściwościami wzmacniacza spowodowanymi litym stojanem i brakiem rozłożonego uzwojenia kompensacyjnego, po wyposażeniu stojana w uzwojenie sterujące (mieszczące się na dwu przeciwległych nabiegunnikach) oraz w skupione uzwojenie kompensacyjne z czterobiegunowej maszyny prądu stałego otrzymamy amplidynę. Dwa pozostałe nabiegunniki stanowią bieguny pola poprzecznego amplidyny. Szczelinę maszyny można zmniejszyć za pomocą wkładek ferromagnetycznych między jarzmem stojana a pieńkami biegunów.



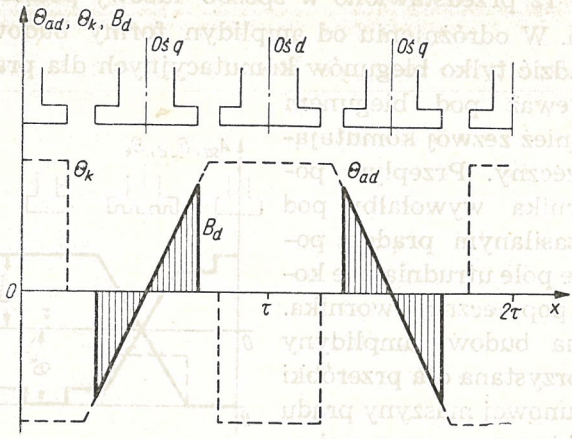
Rys. 11. Przepływ podłużny twornika Θ_{ad}, rozłożonego uzwojenia kompensacyjnego i podłużnego okładu prądowego twornika A_{sd} wzdłuż obwodu twornika



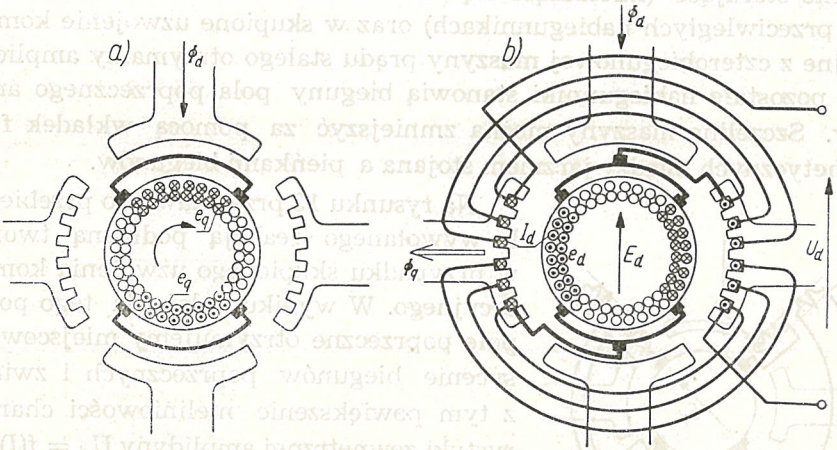
Rys. 12. Połączenie biegunów komutacyjnych w magniconie

Na rysunku 13 przedstawiono przebieg pola wywołanego reakcją podłużną twornika w przypadku skupionego uzwojenia kompensacyjnego. W wyniku nałożenia tego pola na pole poprzeczne otrzymujemy miejscowe nasycenie biegunów poprzecznych i związane z tym powiększenie nieliniowości charakterystyki zewnętrznej amplidyny $U_d = f(I)$ (por. rys. 7 krzywa 2).

Odmienny sposób wyodrębnienia pola poprzecznego od podłużnego przedstawiony jest ideowo na rys. 14a. Twornik posiada dwubiegunowe średnicowe uzwojenie pętlicowe. Strumień sterujący indukuje w prętach twor-



Rys. 13. Przepływ podłużny twornika Θ_{ad}, skupionego uzwojenia kompensacyjnego Θ_k i indukcji w szczelinie B_d wywołanej prądem obciążenia

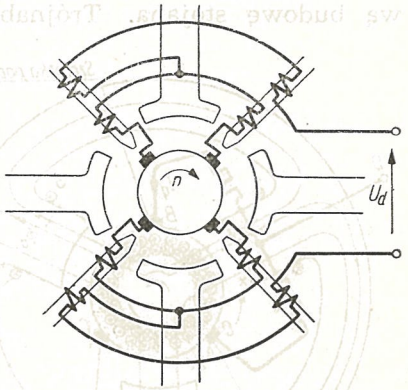


Rys. 14. a) Odmienna forma budowy amplidyny z rozdzielonymi dwiema gałęziami zwartych szczotek poprzecznych; b) Przestrzenny rozkład siły magnetomotorycznej twornika i uzwojenia kompensacyjnego

nika siłę elektromotoryczną sumującą się w dwu obwodach poprzecznych zwartych przez szczotki.

Przepływ poprzeczny wywołany jest prądem dwu oddzielnych obwodów poprzecznych zwartych przez przeciwległe pary szczotek. Kierunek prądu poprzecznego w prętach twornika pokrywa się z zaznaczonymi strzałkami indukowanej siły elektromotorycznej e_q w poszczególnych prętach. Przebieg okładu prądowego A_{sq} i przepływ Θ_{aq} jest identyczny jak dla poprzedniego rozwiązania (rys. 8b i 9a). Również identyczny jest przepływ twornika od prądu obciążenia.

Strumień poprzeczny indukuje w prętach twornika siłę elektromotoryczną E_d zbieraną z obu par zwartych szczotek, jak zaznaczono na rys. 14b. Podłużny prąd twornika (prąd obciążenia) rozdziela się w tworniku na dwie gałęzie równoległe zawarte pomiędzy obu parami zwartych szczotek poprzecznych. Kierunek prądu w prętach twornika pokrywa się z zaznaczonymi strzałkami siły elektromotorycznej e_d. Jeżeli wzmacniacz posiada skupione uzwojenie kompensacyjne umieszczone na biegunach sterujących, otrzymujemy identyczny przebieg pola jak przy poprzednim rozwiązaniu. Zezwoje komutujące mieszczą się podobnie jak dla poprzedniego rozwiązania w strefie wycięć stojana i w przypadku wyposażenia amplidyny w bieguny komutacyjne muszą być zasilane zarówno prądem podłużnym, jak poprzecznym (rys. 15). Powyższy sposób rozwiązania amplidyny formy budowy Ib daje przy zachowaniu identycznych własności magnetycznych blisko dwukrotnie większe wykorzystanie aktywnej miedzi twornika w porównaniu do poprzedniego układu, ponieważ ze średnicowym uzwojeniem twornika zarówno boki górne, jak i dolne uzwojenia biorą udział w wytwarzaniu siły elektromotorycznej i magnetomotorycznej podłużnej i poprzecznej. Ponadto w układzie tym otrzymujemy blisko dwukrotnie mniejsze obciążenie prądowe szczotek, ponieważ prąd obciążenia rozdziela się na dwa równoległe sworznie szczotek. Wprawdzie po dwie szczotki przeciwległych par, w których sumuje się prąd poprzeczny z prądem podłużnym $I_{sz1} = \frac{I_d}{2} + \frac{I_q}{2}$, są bardziej obciążone od pozostałych, przez które płynie różnica prądów $I_{sz\,2} = \frac{I_d}{2} - \frac{I_q}{2}$, jednakże z uwagi na to, że prąd poprzecz-



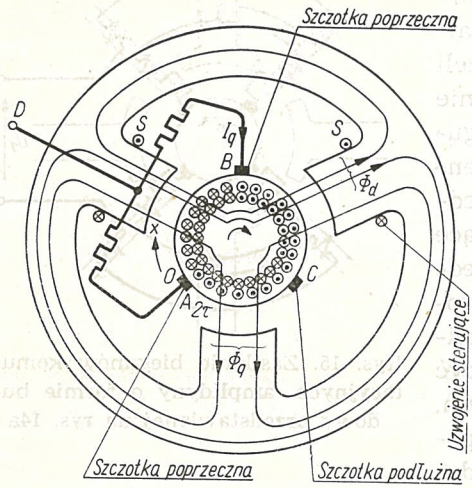
Rys. 15. Zasilanie biegunów komutacyjnych amplidyny o formie budowy przedstawionej na rys. 14a

ny jest przeciętnie kilkakrotnie mniejszy od znamionowego prądu obciążenia amplidyny, powstała przez to asymetria jest nieznaczna.

W przypadku wyposażenia amplidyny w dodatkowe uzwojenia poprzeczne zasilane prądem poprzecznym, możemy obniżyć jeszcze prąd poprzeczny amplidyny i zmniejszyć tę asymetrię. Uzwojenia poprzeczne składają się z dwu oddzielnych uzwojeń umieszczonych na biegunach poprzecznych i połączonych szeregowo do dwu obwodów poprzecznych twornika. Prąd obciążenia amplidyny zbieramy z zaczepów środkowych obu uzwojeń poprzecznych.

4. FORMA BUDOWY TYPU II

Amplidyna przedstawiona ideowo na rys. 16 posiada trój-nabiegunnikową budowę stojana. Trójnabiegunnikowy stojan stosowany bywa jako oszczędnościowa forma budowy wzmacniaczy małych mocy, w szczególności wzmacniaczy ze stojanem nieblachowanym [6].



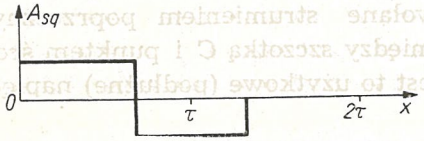
Rys. 16. Trójnabiegunnikowa budowa stojana amplidyny

Oś podłużna amplidyny odpowiada zaznaczonej na rys. 16 linii pola podłużnego Φ_d, w której działa uzwojenie sterujące. Oś poprzeczna odpowiada linii pola poprzecznego Φ_q, w której działają amperozwoje twornika amplidyny wytworzone przez prąd poprzeczny twornika. Prąd poprzeczny twornika zamyka się przez szczotki zwarte małą symetryzującą opornością czynną. Oporność ta obniża stromość charakterystyki napięcia amplidyny w funkcji prądu sterującego, jednocześnie jednak obniża stałą czasową amplidyny, określającą szybkość reagowania wzmacniacza na zmiany prądu sterującego. Oczywiście amplidyna pracuje również prawidłowo przy zupełnie zwartych szczotkach poprzecznych.

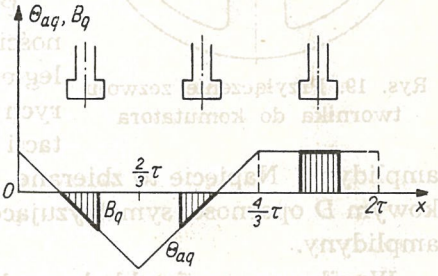
Położenie szczotek na tworniku zaznaczono zgodnie z umową elektrycznej odpowiedniości połączenia górnych prętów twornika. Podobnie jak to ma miejsce w amplidynie z czterema nabiegunnikami (forma budowy Ia), rzeczywiste położenie geometryczne szczotek skręcone jest względem uwidocznionego na rysunku położenia o połowę długości połączeń czołowych (około 60° w maszynie dwubiegunowej) łączących uzwojenie twornika z działkami komutatora.

Na rysunku 16 zaznaczono okład prądowy twornika, który powstaje przy przepływie prądu poprzecznego. Prąd poprzeczny I_q rozdziela się w tworniku na dwie gałęzie równoległe: uzwojenie twornika zawarte w segmencie między szczotkami A i B oraz resztę uzwojenia twornika.

Uzwojenie twornika wykonane jest jako dwuwarstwowe uzwojenie pętlicowe o rozpiętości boków równej 1/3 obwodu twornika. Uzwojenie twornika wykonane jest jako uzwojenie symetryczne, na skutek czego suma sił elektromotorycznych rotacji czynnych w zamkniętym uzwojeniu twornika równa jest zeru. (Z uwagi na to, że napięcie indukowane w uzwojeniu twornika jest proporcjonalne do strumienia przenikającego uzwojenie, suma sił elektromotorycznych jest równa zeru, ponieważ ta sama ilość linii sił wchodzi i wychodzi z żelaza twornika). Z prawa koła napięć dla zamkniętego obwodu uzwojenia twornika wynika, że wobec tego suma spadków napięć na opornikach wewnętrznych twornika musi być równa zeru. W konsekwencji powyższego otrzymujemy rozgałęzienie prądu zbieranego przez szczotki poprzeczne na dwie niesymetryczne gałęzie równoległe twornika. W segmencie twornika między szczotkami poprzecznymi płynie w warstwie górnej



Rys. 17. Poprzeczny okład prądowy twornika A_{sq} wzdłuż obwodu twornika

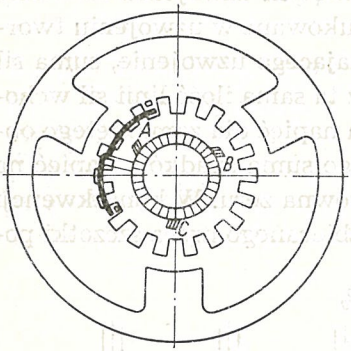


Rys. 18. Poprzeczny przepływ twornika Θ_{aq} i indukcji w szczelinie B_q

dwukrotnie większy prąd w uzwojeniu twornika aniżeli w pozostałej części górnej warstwy uzwojenia twornika. Na rysunku 16 zaznaczono grubszą linią te części uzwojenia twornika, które przewodzą prąd dwukrotnie większy. Z rysunku wynika wzajemne położenie górnych i dolnych boków cewek uzwojenia twornika posiadających rozpiętość boków równą 1/3 obwodu. (Kółka zaznaczone grubą linią należą do tych samych zezwojów). Na rysunkach ideowych przyjęto prawoskrętne uzwojenie twornika. W wyniku zsumowania przepływu prądu w górnej i dolnej warstwie uzwojenia twornika otrzymujemy wypadkowy okład prądowy przedstawiony na rys. 17, na podstawie którego wykreślono wykres przepływu i pola w amplidynie na rys. 18. Jest to pole dwubiegunowe, którego jeden biegun rozdzielony jest na dwa sąsiednie nabiegunniki.

Przez nabiegunnik przeciwległy nabiegunnikom, na których umieszczone jest uzwojenie sterujące, przechodzi całkowity strumień poprzeczny, któ-

ry rozdziela się na pozostałe nabiegunniki zgodnie z zaznaczonymi na rys. 16 liniami pola Φ_q. Strumień Φ_q indukuje między szczotkami BC oraz AC napięcia tej samej wartości i znaku. (Między szczotkami BC zbierane jest napięcie indukowane w górnej warstwie segmentu BC, sumujące się z napięciem indukowanym w dolnej warstwie segmentu CA. Między szczotkami AC zbierane jest z kolei napięcie indukowane w górnej warstwie segmentu AC, sumujące się z napięciem dolnej warstwy segmentu AB. Napięcia BC i AC są jednakowe, ponieważ przez uzwojenie górnej i dolnej warstwy łączące się ze szczotkami BC oraz AC przenika ten sam strumień). Zakłada się na rys. 16, że szczotki łączą się galwanicznie z prętami warstwy górnej znajdującymi się pod stykiem szczotki.



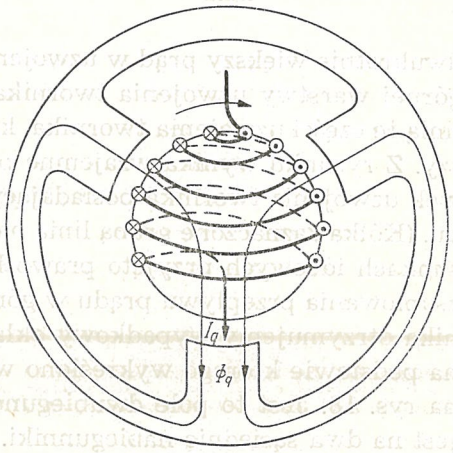
Rys. 19. Przyłączenie zezwoju twornika do komutatora

Na rysunku 19 zaznaczone jest umieszczenie zezwoju w żłobkach twornika i przyłączenie zezwoju do działek komutatora.

Przez zwarcie szczotek poprzecznych opornością symetryzującą otrzymujemy równoległe połączenie segmentów AC i BC, w których indukowane jest jednakowe napięcie rotacji wywołane strumieniem poprzecznym amplidyny. Napięcie to zbierane jest między szczotką C i punktem środkowym D oporności symetryzującej. Jest to użytkowe (podłużne) napięcie amplidyny.

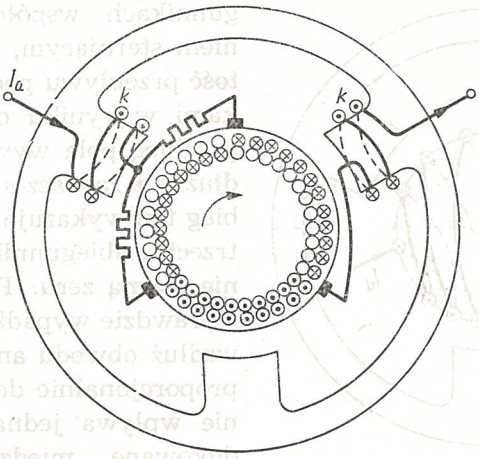
Wynik sumowania okładu prądowego w górnej i dolnej warstwie uzwojenia twornika do wypadkowych amperozwojów twornika, można przedstawić poglądowo za pomocą równoważnej cewki rozłożonej na obwodzie twornika, uwidocznionej na rys. 20.

Przy obciążeniu amplidyny prąd obciążenia (prąd podłużny twornika) rozdziela się równomiernie na obie szczotki poprzeczne. Prąd w tworniku oraz prąd w szczotkach amplidyny jest wynikiem superpozycji prądu podłużnego i poprzecznego. W wyniku tego jedna szczotka poprzeczna jest bardziej obciążona od pozostałych, w której płynie suma prądu poprzecznego i połowa prądu obciążenia (podłużnego).



Rys. 20. Równoważna cewka twornika zasilana prądem poprzecznym

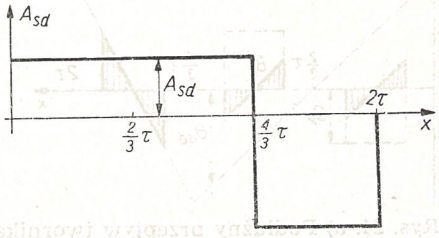
Ponieważ siła elektromotoryczna wyindukowana w obwodzie szczotek poprzecznych przez amperozwoje uzwojeń sterujących pokonuje jedynie małe oporności uzwojenia twornika, oporności przejścia szczotek poprzecz-



Rys. 21. Rozkład przestrzenny podłużnego przepływu twornika i skupionego uzwojenia kompensacyjnego przy obciążeniu amplidyny prądem I_d

nych oraz małą oporność symetryzującą, do uzyskania znacznego prądu poprzecznego i tym samym silnego pola głównego amplidyny wystarcza mały strumień podłużny (strumień sterujący).

Prąd obciążenia (prąd podłużny) twornika rozgałęzia się symetrycznie na dwie gałęzie równoległe BC i AC dając podłużny okład prądowy twornika A_{sd}, zaznaczony ideowo na rys. 21, którego przebieg wzdłuż obwodu twornika przedstawiono na wykresie (rys. 22).



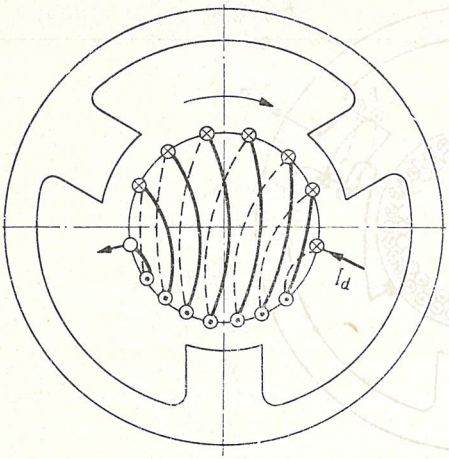
Rys. 22. Podłużny okład prądowy twornika A_{sd} wzdłuż obwodu twornika

Wtrącenie oporności symetryzującej ma na celu pomniejszenie ewentualnych niesymetrii oporności przejścia szczotek poprzecznych, wynikających z nierównomiernych docisków lub nierównomiernego obciążenia szczotek.

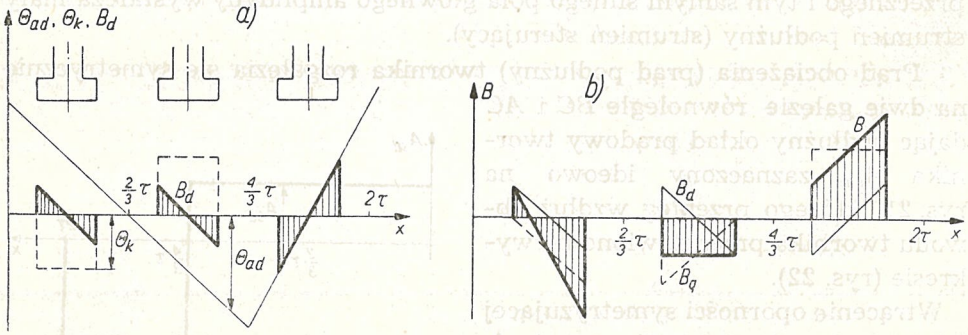
Amperozwoje twornika wytworzone przez ten okład prądowy zastąpić można równoważną cewką rozłożoną na obwodzie twornika, przedstawioną na rys. 23. Dla zredukowania oddziaływania twornika amplidyny pochodzącego od prądu obciążenia, amplidyna wyposażona jest w uzwojenie kom-

pensacyjne umieszczone w osi podłużnej (zatem współosiowo z uzwojeniami sterującymi).

Skupione uzwojenie kompensacyjne połączone w szereg ze szczotką podłużną, umieszczoną na dwu nabiegunnikach współosiowo z uzwojeniem sterującym, znosi średnią wartość przepływu pod tymi nabiegunnikami, w wyniku czego otrzymuje się przebieg pola wywołany prądem podłużnym zaznaczony na rys. 24a. Przebieg ten wykazuje wzdłuż wszystkich trzech nabiegunników wartość średnią równą zeru. Pole to zniekształca wprawdzie wypadkowy przebieg pola wzdłuż obwodu amplidyny (rys. 24b) proporcjonalnie do prądu obciążenia, nie wpływa jednak na napięcie indukowane między poszczególnymi szczotkami twornika przy nienasyconym obwodzie magnetycznym amplidyny. Przy pojawieniu się nasycenia wpływ niezrównoważenia amperozwojów oddziaływania twornika Θ_{ad} w każdym miejscu pod nabiegunnikiem ujawnia się podobnie jak w amplidynie normalnej budowy przez nieliniową deformację charakterystyki zewnętrznej amplidyny, wzmagającą się w miarę wzrostu obciążenia.



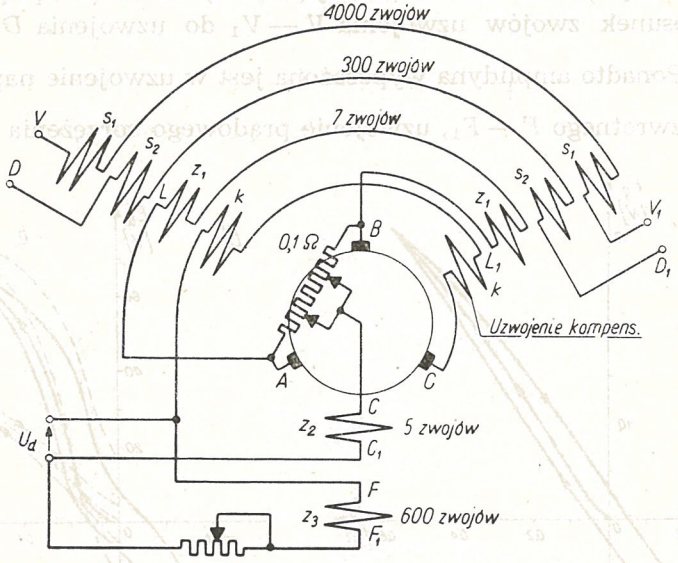
Rys. 23. Równoważna cewka twornika zasilana prądem obciążenia I_d



Rys. 24. a) Podłużny przepływ twornika Θ_{ad}, skupionego uzwojenia kompensacyjnego Θ_k i przebieg pola w szczelinie B_d wzdłuż obwodu twornika; b) Wypadkowy przebieg pola wzdłuż obwodu twornika przy obciążeniu amplidyny. Na skutek pojawienia się indukcji B_d przy obciążeniu następuje zniekształcenie symetrii pola amplidyny

Na rysunku 21 przedstawiono połączenie uzwojenia kompensacyjnego z obwodem podłużnym twornika.

Pozostały trzeci nabiegunnik, poza nabiegunnikami, na których mieści się uzwojenie kompensacyjne, może być wyposażony w dodatkowe uzwojenia sprzężeń zwrotnych obejmujących drugi stopień wzmocnienia amplidyny. Uzwojenie napięciowego sprzężenia zwrotnego amplidyny przyłączone jest poprzez dodatkowy opornik do zacisków wyjściowych amplidyny. Uzwojenie prądowego sprzężenia zwrotnego można zasilić szeregowo prą-



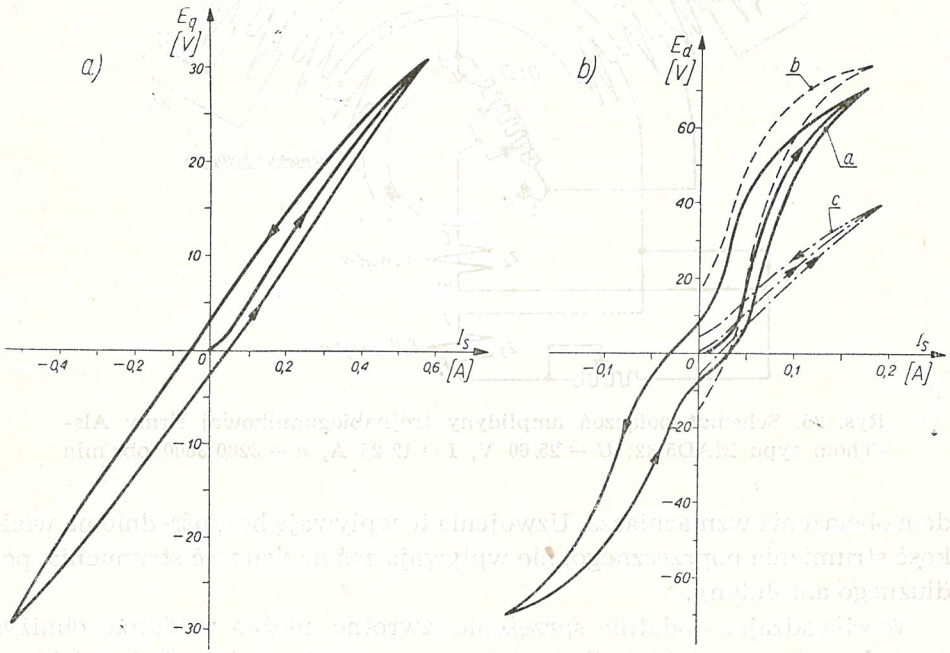
Rys. 25. Schemat połączeń amplidyny trójnabiegunnikowej firmy Als-Thom typu MAD5/32; $U = 25/60$ V, $I = 12/25$ A, $n = 3200/3600$ obr/min

dem obciążenia wzmacniacza. Uzwojenia te wpływają bezpośrednio na wielkość strumienia poprzecznego, nie wpływają zaś na wartość strumienia podłużnego amplidyny.

Wprowadzając dodatnie sprzężenie zwrotne można wydatnie obniżyć prąd sterujący amplidyny dla znamionowego prądu obciążenia i zwiększyć tym samym współczynnik wzmocnienia wzmacniacza. Ponadto przy wprowadzeniu dodatniego sprzężenia zwrotnego obniżamy znamionowy prąd poprzeczny potrzebny do wytworzenia strumienia głównego i wpływamy jednocześnie na zmniejszenie asymetrii obciążenia szczotek poprzecznych. Prądowe sprzężenie zwrotne (rzadziej stosowane) kompensuje zwykle spadek napięcia na oporniku wewnętrznym amplidyny, złożonym z opornika twornika w osi podłużnej i opornika uzwojenia kompensacyjnego. Rysunek 25 przedstawia ideowy schemat połączeń amplidyny trójnabiegunnikowej o danych znamionowych: $U_N = 25(60)$ V, $I_N = 12(25)$ A, $n = 3200(3600)$ obr/min, w wykonaniu firmy Als-Thom. Amplidyna pracuje w układzie re-

gulacji napięcia generatora synchronicznego mocy 60 MVA i napędzana jest bocznikowym dozwojonym silnikiem prądu stałego mocy 2,5 kW. Stojan amplidyny wykonany jest ze staliwa. Szczelina między nabiegunnikami a twornikiem wynosi 0,45 mm.

Amplidyna posiada dwa uzwojenia sterujące, jedno niskooporowe $D - D_1$ (10 Ω) dla dużych prądów sterujących i drugie wysokooporowe $V - V_1$, o dużej oporności wewnętrznej (3000 Ω) dla małych prądów sterujących. Stosunek zwojów uzwojenia $V - V_1$ do uzwojenia $D - D_1$ wynosi $\frac{4000}{300}$. Ponadto amplidyna wyposażona jest w uzwojenie napięciowego sprzężenia zwrotnego $F - F_1$, uzwojenie prądowego sprzężenia zwrotnego

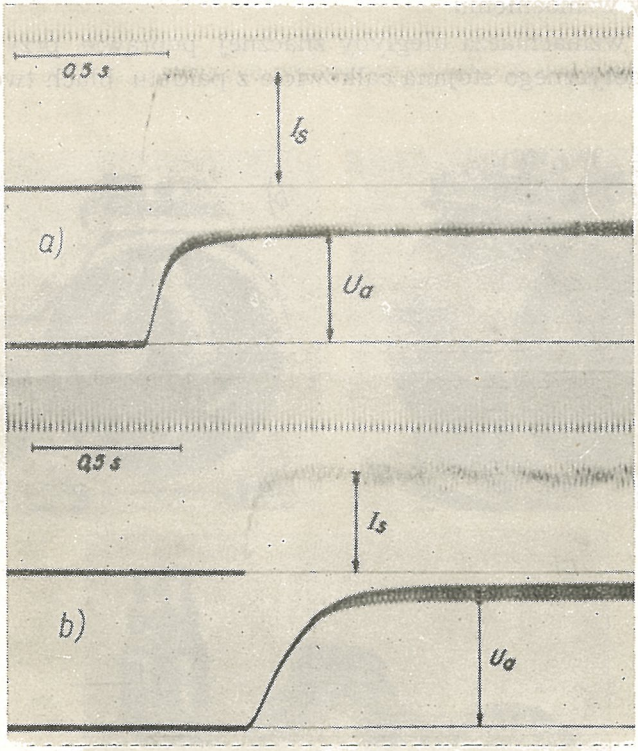


Rys. 26. a) Pomierzona charakterystyka $E_q = f(I_s)$ amplidyny trójnabiegunnikowej firmy Als-Thom typu MAD 5/32; zasilane uzwojenie sterujące DD_1; b) Pomierzona charakterystyka biegu jałowego $E_d = f(I_s)$ amplidyny trójnabiegunnikowej firmy Als-Thom typu MAD 5/32; *a* — przy załączonym uzwojeniu napięciowego sprzężenia zwrotnego FF_1, b — przy załączonych uzwojeniach sprzężeń zwrotnych FF_1 oraz LL_1, c — bez sprzężeń zwrotnych. Zasilane uzwojenie sterujące DD_1

$C - C_1$ (dodatnie sprzężenia zwrotne obejmujące drugi stopień wzmocnienia amplidyny) oraz dodatkowe uzwojenie sprzężenia zwrotnego pierwszego stopnia wzmocnienia $L - L_1$.

Część prądu poprzecznego zamyka się przez uzwojenie $L - L_1$ działające w osi podłużnej amplidyny. Uzwojenie wzmacnia pole sterujące wytworzo-

ne przez uzwojenie sterujące. Na rysunku 26a przedstawiono pomierzoną charakterystykę biegu jałowego amplidyny $E_q = f(I_s)$ przy wyłączonych uzwojeniach sprzężeń zwrotnych ($F — F_1$, $L — L_1$). Zasilano uzwojenia sterujące $D — D_1$. Aby przedstawić wpływ sprzężeń zwrotnych na kształt charakterystyki biegu jałowego, naniesiono na wykres $E_d = f(I_s)$ na rys. 26b wyniki pomiarów otrzymanych w trzech różnych przypadkach pracy przy uzwojeniu napięciowego sprzężenia zwrotnego $F — F_1$ (krzywa *a*), przy czynnym równocześnie uzwojeniu $F — F_1$ oraz $L — L_1$ (krzywa *b*), a na-



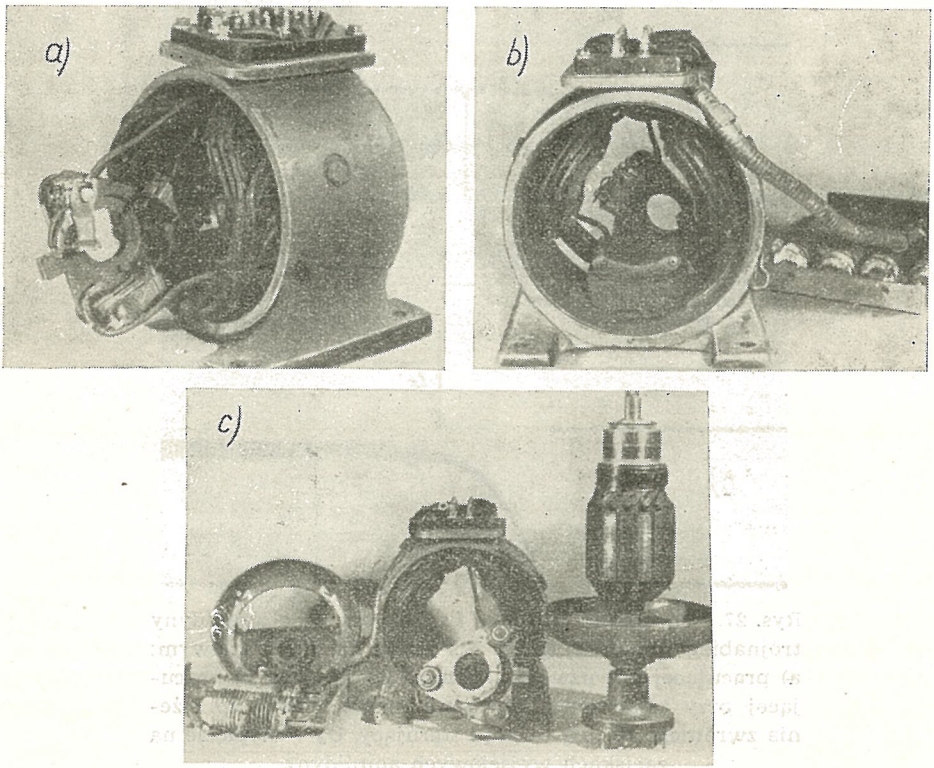
Rys. 27. Oscylogram czasowej funkcji przejścia amplidyny trójnabiegunnikowej firmy Als-Thom na biegu jałowym: a) pracującej bez uzwojeń sprzężeń zwrotnych, b) pracującej przy załączonym uzwojeniu napięciowego sprzężenia zwrotnego FF_1. I_s — prąd sterujący, U_a — napięcie na zaciskach wyjściowych amplidyny

stępnie przy wyłączonych uzwojeniach sprzężeń zwrotnych $F — F_1$ i $L — L_1$ (krzywa *c*).

Na rysunku 27a przedstawiono oscylogram czasowej funkcji przejścia amplidyny na biegu jałowym (przebieg narastania prądu sterującego I_s) i napięcia E_d na zaciskach twornika po przyłożeniu stałego napięcia na zaciski uzwojenia $V—V_1$ przy wyłączonych uzwojeniach sprzężeń zwrotnych.

Na rysunku 27b przedstawiono przebieg czasowej funkcji przejścia amplidyny wyposażonej w dodatnie napięciowe sprzężenie zwrotne ($F - F_1$ załączone). Dla obu oscylogramów napięcie ustalone amplidyny przyjęto jednakowe, w związku z czym napięcie przyłożone do uzwojenia sterującego oraz ustalony prąd sterujący jest obniżony przy dodatnim napięciowym sprzężeniu zwrotnym. Żelazo lite stojana powoduje powstanie stosunkowo dużego magnetyzmu szczątkowego i szerokiej pętlicy histerezy. Przy czynnym dodatnim napięciowym sprzężeniu zwrotnym wpływ pętlicy histerezy ulega niestety wzmocnieniu.

Własności wzmacniacza uległyby znacznej poprawie przy konstrukcji obwodu magnetycznego stojana całkowicie z pakietu blach twornikowych.



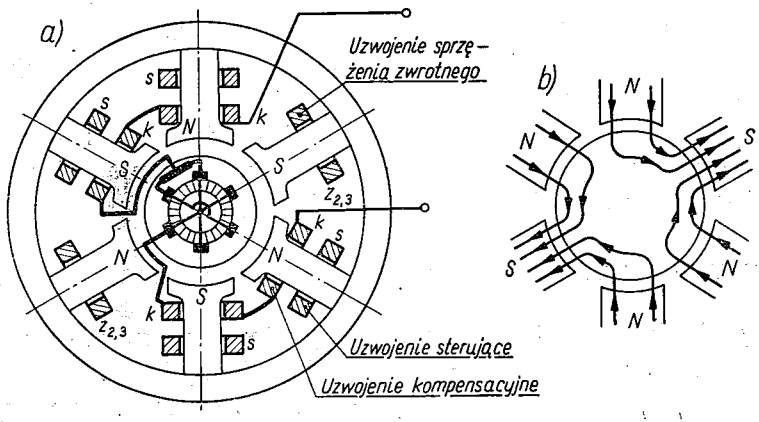
Rys. 28. Widok zewnętrzny stojana i części składowych amplidyny trójnabiegunnikowej firmy Als-Thom

Z drugiej strony takie wykonanie podniosłoby jednak koszt wykonania stojana i wzmacniacza. W badanym układzie regulacji napięcia generatora synchronicznego, w skład którego wchodzi opisana wyżej amplidyna konstrukcji trójnabiegunnikowej, błędy wynikające ze stosunkowo szerokiej

pętlicy histerezy wzmacniacza leżą w granicach praktycznie dopuszczalnych uchybów.

Na rysunkach 28a, b, c przedstawiono widok zewnętrzny stojana amplidyny trójnabiegunnikowej firmy Als-Thom oraz widok części składowych amplidyny: wirnika, pokrywy, stojana, aparatu szczotkowego oraz opornika symetryzującego.

Opisana wyżej budowa amplidyn okazuje się przydatna do adaptacji zwykłej 6-biegunowej maszyny prądu stałego, posiadającej twornik z uzwojeniem pętlicowym, do konstrukcji amplidyny 4-biegunowej. Twornik uzwojony 6-biegunowo posiada wówczas konieczną rozpiętość zwoju odpowiadającą 1/6 obwodu twornika, podczas gdy po dwie sąsiednie podziałki



Rys. 29. a) Ideowy schemat budowy amplidyny z sześcioma nabiegunnikami. Szczotki zaznaczono w położeniu rzeczywistym na kolektorze; b) Przebieg strumienia poprzecznego (głównego) w jarzmie wirnika

biegunowe stojana uzwajamy analogicznie jak przy trójnabiegunikowej budowie amplidyny. Trzy sąsiednie nabiegunniki stojana odpowiadają wówczas dwom podziałkom biegunowym amplidyny 2-biegunowej.

W celu zapewnienia równomiernego obciążenia szczotek czterech gałęzi równoległych twornika, jest wskazane wyposażenie twornika w kilka połączeń wyrównawczych, łączących pręty gałęzi równoległych twornika odległych o dwie podziałki biegunowe i leżących pod jednoimiennymi biegunami. Połączenie wykonuje się zwykle na komutatorze przyjmując poskok potencjalny $\frac{K}{a}$ (K — ilość działek komutatora, $a = 2$ — ilość par gałęzi równoległych twornika).

Przekrój drutu połączeń wyrównawczych przyjmujemy zbliżony do przekroju prętów uzwojenia.

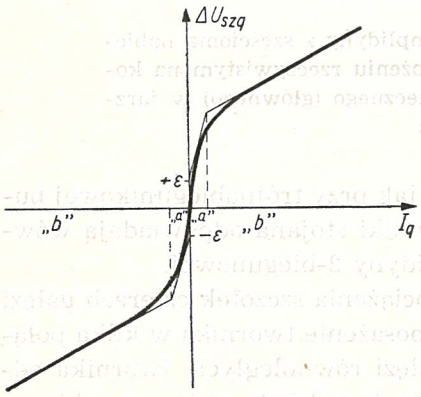
Na rysunku 29a przedstawiono ideowo połączenie szczotek twornika i kształt stojana amplidyny 4-biegunowej utworzonej ze zwykłej 6-biegunowej maszyny prądu stałego. Szczotki zaznaczono na obwodzie komutatora w rzeczywistym położeniu geometrycznym. Na rysunku 29b przedstawiono przebieg pola poprzecznego.

W celu polepszenia warunków komutacji prądu podłużnego twornika można wyposażyć amplidynę w bieguny komutacyjne umieszczone w rozcięciach stojana. Ponieważ te same zezwoje komutują jednocześnie prąd podłużny i poprzeczny twornika w obszarze rozcięć stojana, zachodzi konieczność zasilania biegunów komutacyjnych zarówno prądem poprzecznym, jak i podłużnym (bieguny muszą posiadać dwa oddzielne uzwojenia).

Przy pominięciu uzwojenia zasilanego prądem poprzecznym, pole powstałe pod biegunem komutacyjnym od poprzecznego okładu prądowego twornika utrudniłoby komutację prądu poprzecznego w zezwojach twornika zwartych przez szczotkę. (Przy silnie opóźnionej komutacji pogarszają się warunki poprawnej komutacji beziskrowej prądu poprzecznego oraz występuje wzmocnienie oddziaływania zezwojów komutujących w osi poprzecznej twornika na pole sterujące amplidyny).

5. DWUKOMUTATOROWY WZMACNIACZ Z POLEM POPRZECZNYM

W amplidynie zwykłej budowy przez uzwojenie twornika płynie jednocześnie prąd podłużny i poprzeczny. Obwód podłużny i poprzeczny związany jest galwanicznie przez pręty twornika. Rozdzielenie przepływu prądu poprzecznego od podłużnego dokonane jest przez odpowiednie rozmieszczenie szczotek i zewnętrznych elektrycznych obwodów zasilanych z tych szczotek.



Rys. 30. Przybliżona charakterystyka spadku napięcia na szczotkach poprzecznych amplidyny

Ponieważ strumień podłużny amplidyny jest wielokrotnie mniejszy od strumienia poprzecznego, napięcie wewnętrzne E_d przewyższa znacznie napięcie wewnętrzne E_q twornika. Przy małym wysterowaniu wzmacniacza nadmiernie niskie napięcie wewnętrzne E_q sprzyja powstaniu nieliniowego zniekształcenia statycznej charakterystyki prądu poprzecznego $E_q = f(I_s)$, wywołanego nieliniowością oporności przejścia szczotek poprzecznych. Pomierzoną charakterystykę spadku napięcia na szczotkach można z grubsza aproksymować dla zakresu gęstości prądowej występującej w szczotkach

poprzecznych linią łamaną wykazującą nieciągłość w punkcie zerowego wysterowania amplidyny (rys. 30). Minimalne napięcie $\pm\varepsilon$ określa granicę nieczułości amplidyny na małe napięcie poprzeczne E_q. Wartości tego progu nieczułości nie można zmniejszyć przez zwiększenie przekroju czynnego szczotek. Właściwą ocenę wpływu napięcia $\pm\varepsilon$ na charakterystykę statyczną wzmacniacza otrzymamy wprowadziwszy tzw. względny próg nieczułości amplidyny $\frac{\Delta\varepsilon}{E_{qN}}$ odniesiony do wewnętrznego napięcia poprzecznego w warunkach pracy znamionowej.

Zmniejszenie względnego progu nieczułości możemy osiągnąć zasadniczo w następujący sposób:

a) przez użycie szczotek o niskim początkowym spadku napięcia (szczotki miękkie),

b) przez podwyższenie wewnętrznego napięcia poprzecznego E_{qN} w warunkach pracy znamionowej [2],

c) przez zastosowanie dla komutacji prądu poprzecznego szczotek przewodzących jednocześnie podłużny prąd obciążenia.

Użycie miękkich szczotek zmniejsza wprawdzie próg nieczułości, z drugiej jednak strony powiększa oddziaływanie zezwojów komutujących na pole sterujące amplidyny.

Podwyższenie znamionowego napięcia poprzecznego E_q pociąga za sobą konieczność powiększenia napięcia amplidyny E_d.

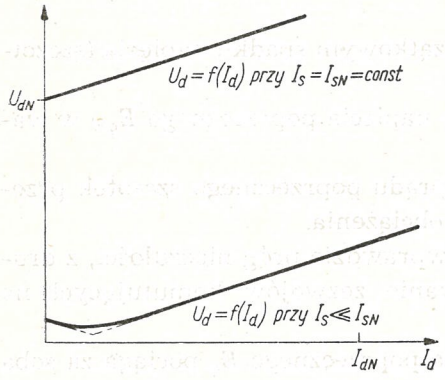
Przy jednoczesnej komutacji prądu podłużnego i poprzecznego zmniejszenie progu nieczułości zachodzi oczywiście jedynie przy obciążeniu amplidyny i to na skutek istnienia napięcia na szczotkach podłużnych wywołanego magnetyzmem szczątkowym w osi poprzecznej amplidyny. Prąd podłużny przesuwa punkt pracy na charakterystyce spadku napięcia szczotek poprzecznych poza punkt „nieciągłości" tej charakterystyki.

Odmienny sposób zmniejszenia względnego progu nieczułości otrzymamy przez wprowadzenie do twornika dwu odrębnych uzwojeń przyłączonych do dwu galwanicznie oddzielnych komutatorów.

Uzwojenie o większej ilości zwojów przeznaczone jest dla prądu poprzecznego zbieranego ze szczotek poprzecznych; jest to tzw. poprzeczne uzwojenie twornika. Drugie uzwojenie twornika przewodzi podłużny prąd obciążenia zbierany z oddzielnego komutatora; jest to tzw. podłużne uzwojenie twornika.

Przez powiększenie ilości zwojów poprzecznego uzwojenia twornika przy jednoczesnym zmniejszeniu przekroju prętów uzwojenia możemy dowolnie zmniejszyć względny próg nieczułości amplidyny przy nie zmienionym napięciu znamionowym amplidyny U_d. Oczywiście sposób taki jest ekonomicznie najdroższy, ponieważ wymaga wprowadzenia do amplidyny dwu uzwojeń i dwu komutatorów.

Ponieważ poprzeczne uzwojenie twornika zajmuje część przekroju żłobków twornika (z uwagi na mniejszy przekrój prętów uzwojenia poprzecznego wypada większy przekrój zajęty przez izolację), zmniejszony przekrój żłobka dla uzwojenia podłużnego pociąga za sobą zmniejszenie mocy znamionowej w porównaniu do mocy amplidyn budowy normalnej o tych samych wymiarach geometrycznych wzmacniacza. Ponadto otrzymujemy przy takim wykonaniu uzwojeń twornika wprawdzie bardziej prostoliniowe średnie charakterystyki amplidyny $U_d = (I_s)$ i $U_d = f(I_d)$, jednakże rośnie jednocześnie napięcie szczątkowe amplidyny spowodowane magnetyzmem szczątkowym w osi podłużnej amplidyny. W amplidynie normalnej budowy próg nieczułości wewnętrznego napięcia poprzecznego zmniejsza w dużym stopniu wpływ magnetyzmu szczątkowego w podłużnej osi magnetycznej stojana na charakterystykę napięcia podłużnego.



Rys. 31. Charakterystyka zewnętrzna przekompensowanej amplidyny $U_d = f(I_d)$ przy $I_s = \text{const}$ dla dwu różnych wysterowań wzmacniacza

Wpływ załamania charakterystyk spadku napięcia pociąga za sobą deformację charakterystyki zewnętrznej przekompensowanej amplidyny $U_d = (I_d)$ przy $I_s = \text{const}$; dla niskich wysterowań wzmacniacza $I_s \ll I_{sN}$, jak przedstawiono to na rys. 31.

Na podstawie wprowadzonej aproksymacji charakterystyki spadku napięcia, na szczotkach otrzymamy

$$\Delta U_{szq} = \pm \varepsilon + I_q r_{sz}.$$

Zastępcza oporność szczotki r_{sz} określona jest nachyleniem prostoliniowego odcinka charakterystyki spadku napięcia. Oporność ta zmniejsza się przy przejściu z obszaru „a" do obszaru „b" przedstawionego na rys. 30.

Przy małym prądzie poprzecznym, mieszczącym się w obszarze „a", stosunkowo duża oporność zastępcza szczotek $r_{sz(a)}$ sumująca się z opornością uzwojenia osłabia działanie przekompensowania amplidyny. Dopiero powiększenie prądu poprzecznego do wartości mieszczącej się w obszarze „b" zmniejsza łączną oporność obwodu poprzecznego twornika i zmienia nachylenie charakterystyki zewnętrznej amplidyny [3].

W przypadku amplidyny z twornikiem dwukomutatorowym zniekształcenie charakterystyki zewnętrznej dla małych wysterowań wzmacniacza wypada znacznie mniejsze. Przy doborze stosunkowo dużej wartości napięcia wewnętrznego E_{qN} zniekształcenie to jest praktycznie pomijalne.

WYKAZ LITERATURY

1. Griffin J.: The Magnicon. — Electrical Times, 1951.
2. Nechleba F.: Rapidyne — Ein moderner Maschinenverstärker. — ETZ Nr 11, 1956.
3. Paszek W.: Analiza charakterystyk statycznych amplidyny. — Przegląd Elektrotechniczny Nr 5, 1957.
4. Pełczewski W.: Wzmacniacze elektromaszynowe. PWT, Warszawa 1954.
5. Sequenz H.: Zur Theorie der Verstärkermaschine. — E. und M. Nr 15/16, 1944.
6. Valentin M. A.: L'amplidyne et ses applications. — Revue d'Electricité et de mécanique, Nr 74, 1948.

В. ПАШЭК

ОСОБЫЕ ФОРМЫ КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОМАШИННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ПОПЕРЕЧНЫМ ПОЛЕМ

Резюме

В классификации отдельных форм конструкции амплидинов принят, в качестве критерия, способ решения разреза статора на одном магнитном цикле статора длиною в два полюсных деления. В амплидине I типа на один магнитный цикл статора имеются четыре разреза, а в амплидине II типа три разреза.

I тип конструкции имеет две разновидности: Ia, в которой отдельные части полюсов статора проводят одновременно ток продольный, как и поперечный поток и Iб, в которой выделены разрезом части статора предназначаются для прохода отдельно продольного и отдельно поперечного потока.

Рассмотрение отдельных форм конструкции проведено на базе диаграмм линейной нагрузки, полного тока и индукции, а также наглядного представления эквивалентных катушек якоря, производящих продольный и поперечный поток амплидина. Для начерчения хода поля принято, что в области разреза статора выступает бесконечно большое магнитное сопротивление, вызывающее уменьшение индуктивности вплоть до нуля. Но это только лишь некоторое упрощение, так как в действительности осциллографические измерения распределения индукции на окружности статора показывают ход поля, отличающийся от того, который был принят в области разрезов статора (индуктивность падает равномерно до минимального значения, выступающего по середине разреза).

Описано детально влияние конструкции компенсационной обмотки на характеристики усилителя. Так как в случае сосредоточенной компенсационной обмотки выступает уравновешивание, с помощью компенсирующего полного тока, только среднего значения полного тока реакции якоря, вызванного током нагрузки амплидина I_d, возникает сильное искажение поля вдоль окружности ротора. Интенсивность искажения поля зависит от величины тока нагрузки. Так как поток ротора вызванный током нагрузки амплидина в условиях номинальной нагрузки в большинстве случаев в несколько раз больше полного тока якоря вызванного током в поперечной оси, вдоль окружности статора выступают места с увеличенной индукцией, находящейся выше колена характеристики намагничивания.

Учитывая уменьшение магнитной проницаемости в условиях значительного

насыщения, получаем в результате уменьшение продольного и поперечного потока, вызывающее понижение коэффициента усиления усилителя. В случае распределения компенсационной обмотки в возможно большом количестве пазов статора, влияние деформации поля из-за нагрузки практически не существует. В случае слишком малого количества пазов статора возникает ступенчатый ход потока компенсационной обмотки, который отклоняется от принятого на графиках линейного хода и может тоже вызвать искажение хода индукции вдоль окружности статора. Отрицательным явлением выступающим в амплидине со статором типа Ia является влияние величины поперечного потока на величину продольного потока (из-за изменения магнитного сопротивления статора), возникающее при насыщении.

Так как необходимо получить значительную мощность амплидина в условиях определённых данными размерами статора, понижение максимальной индукции машины ограничено, и в результате вышеуказанные явления воздействия поперечного потока на предельный поток практически всегда выступает. Влияние этого воздействия многократно увеличивается из-за последовательного соединения обоих усилительных каскадов амплидина.

В амплидине со статором типа Iб воздействие обоих потоков амплидина значительно меньше, так как для обоих потоков выделены отдельные наконечники. Рассмотрен принцип действия магникона а также нового решения амплидина полученного путём выделения двоих поперечных контуров якоря. Этот последний вариант даёт кроме того лучшее использование электрической цепи якоря по сравнению с магниконом и создаёт значительно лучшие условия работы щёток. К сожалению, в случае применения коллекторных полюсов в продольной оси, в обоих вариантах амплидинов типа Iб возникает необходимость введения двоих компенсационных обмоток обнимающих вспомагательный полюс и питаемых так продольным как и поперечным током якоря. Это обстоятельство усложняет конечно систему соединений.

В амплидине II типа на один магнитный цикл статора имеются только три полюсных наконечника, через которые проходит поток амплидина. Поперечный поток проникает чороз все три наконечника, а продольный поток замыкается только между двумя наконечниками. Якорь амплидина имеет петлевую обмотку с размахом боков в 120°. Возбуждающая обмотка и сосредоточенная компенсационная обмотка помещается только на двух частичных полюсах статора. Конструкция амплидина с тремя наконечниками является дешевой и пригодна особенно для усилителей малых мощностей без коллекторных полюсов и с массивным статором.

Конструкция амплидинов типа II оказывается пригодной для приспособления простой шестиполюсной машины постоянного тока, имеющей якорь с петлевой обмоткой, к конструкции четырёхполюсного амплидина.

Характеристика холостого хода амплидина имеет при малом возбуждении нежелательную кривизну характеристики $E_d = f(I_s)$ вызванную относительно значительным процентным падением напряжения на поперечных щётках. Это искажение определяет так называемая зона нечувствительности амплидина в случае малого возбуждения. Влияние падения напряжения на поперечных щётках вызывает также искажение внешней характеристики $U_d = f(I_d)$ амплидина, работающего в условиях перекомпенсирования. Рассмотрены методы уменьшения этого искажения характеристик. Один из способов уменьшения относительной зоны нечувствительности получается путём применения двухколлекторного усилителя с поперечным полем.

W. PASZEK

BESONDERE BAUARTEN MODERNER QUERFELDMASCHINENVERSTÄRKER

Zusammenfassung

Als unterscheidendes Merkmal verschiedener Bauarten der Querfeldmaschinenverstärker betrachtet man die Anzahl der Ständerteilpollücken die auf einen magnetischen Zyklus entfallen. Bei der Type I entfallen auf einen Zyklus 4 Teilpollücken, bei der Type II — drei Teilpollücken.

Die Type I enthält zwei Gruppen, Gruppe Ia, bei welcher einzelne Teilpole gleichzeitig den magnetischen Längs- und Querfluss führen, und die Gruppe Ib bei welcher für den Längsfluss und Querfluss je zwei gesonderte Teilpole vorgesehen sind.

Bei Diskusion einzelner Bauarten bediente man sich einer anschaulicher Darstellung der Ersatzankerwicklung, die eine Längs- und Querdurchflutung der Verstärkermaschine erregt. Beim Zeichnen der Feldkurve nahm man zwecks Vereinfachung an, dass in den Pollücken das Feld infolge eines unendlich grossen magnetischen Widerstandes gänzlich verschwindet. In Wirklichkeit, oszilografische Aufnahmen weisen auf eine stetige Abnahme der Induktion bis zu einen Minimalwert in der Mitte der Teilpollücke.

Es wurde der Einfluss der Kompensationswicklung auf die Kennlinien des Verstärkers bei verschiedener Ausführung der Wicklung besprochen. Konzentrierte Kompensationswicklung hebt nur den Mittelwert der vom Belastungsstrom I_d erregten Ankerdurchflutung auf. Bei der dadruch entstandenen Feldverzerrung treten längs jeder Polteilung Stellen abermals erhöhter Induktion im Vergleich mit der Induktion bei Leerlauf. Dies führt zur Vergrösserung des magnetischen Widerstandes und folglich zur Verminderung der Verstärkung infolge der Sättigung der magnetischen Kreises. Die Sättigung wirkt sich sowohl im Längs- und Querfluss aus.

Bei einer verteilten Kompensationswicklung tritt diese Auswirkung merkbar zurück. Da die Wicklung aus technischen Gründen nur in endlicher Anzahl vom Standermuten untergebracht wird, kann bei grosser Belastung dennoch die Feldverzerrung zur Geltung kommen. Besonders ungünstig wirkt sich bei dieser Amplidynenbauart die Beeinflussung des magnetischen Widerstandes des Längsfeldes durch die Grösse des Querfeldes infolge der Eisensattigung aus. Diese Beeinflussung macht infolge der Kaskadenschaltung zweier Verstärkungsstufen stark bemerkbar.

In der Bauart Ib des Ständers tritt diese Rückwirkung merkbar zurück da für den Längs- und Querfluss gesonderte Teilpole vorgesehen werden. Es wurde die Magniconschaltung der Amplidyne untersucht und eine andere günstige Schaltung, die man durch Heraustrennen zweier Ankerquerkreise an Kommutator erhält. Bei dieser letztgenannten Ausführung erhält man höhere Ausnutzung des aktiven Ankerkupfers und bessere Arbeitsverhältnisse der Bürsten im Vergleich mit der Magniconschaltung. Leider in beiden Schaltungen der Gruppe Ib müssen die Wendepole (falls vorgesehen) mit 2 separaten Wicklungen bewickelt werden. Die eine wird mit dem Ankerlängsstrom, die andere mit den Ankerquerstrom gespeist.

In der Bauart Type II entfallen auf einen magnetischen Zyklus drei Teilpole. Der Querfluss wird durch alle drei, dagegen der Längsfluss nur durch zwei Teilpole geführt. Der Anker trägt eine Schleifenwicklung mit Spulenbreite von 120°. Die konzentrierte Kompensationswicklung und die Steuerwicklung ist auf zwei Teilpolen untergebracht. Diese Bauart ist billig und eignet sich besonders für Amplidynen kleiner

Leistung mit Massiveisenständer. Gewöhnliche 6-polige Gleichstrommaschine mit Ankerschleifenwicklung kann für den Bau einer 4-poligen Amplidyne dieser Type Verwendung finden.

Die Leerlaufkennlinie $E_d = f(I_s)$ der Amplidyne weist eine unerwünschte Krümmung auf, die durch grossen übergangswiderstand der Querbürsten bei kleiner Aussteuerung hervorgerufen wird. Die Verzerrung der Leerlaufkennlinie bestimmt die Grösse der sogenannten Unempfindlichkeitsschwelle bei kleiner Aussteuerung der Amplidyne. Der Einfluss der Übergangsspannung der Querbürsten führt darüber hinaus zur charakteristischen Verzerrung der äusseren Kennlinie bei Überkompensation der Amplidyne. Es wurden Mittel zur Schwächung dieser unerwünschten Verzerrung besprochen. Eine Lösung erhalten wir bei Verwendung eines Querfeldverstärkers mit zwei getrennten Stromwendern.

621.314.21

MACIEJ KOZŁOWSKI

Obliczanie napięcia rozproszenia uzwojeń krążkowych transformatorów płaszczowych średnich i dużych mocy

Rękopis dostarczono 23.7.1958

Płaszczowe transformatory z uzwojeniami krążkowymi, produkowane od wielu lat przez firmę Westinghouse (USA), mają budowę, która pozwala w pełni wykorzystać zalety anizotropowej blachy walcowanej na zimno. Po drugiej wojnie światowej, z chwilą wprowadzenia tej blachy do produkcji transformatorów średnich i dużych mocy, również i europejskie wytwórnie (np. ACEC, Jeumont) zaczęły przejawiać zainteresowanie płaszczową konstrukcją rdzenia tym bardziej, że oprócz wspomnianej wyżej ma ona szereg innych poważnych zalet: umożliwia uzyskanie początkowego rozkładu napięcia udarowego zbliżonego do linii prostej, dużej wytrzymałości mechanicznej uzwojeń i dobrego chłodzenia cewek.

Nowoczesne transformatory płaszczowe znacznie różnią się budową od jednostek typu kolumnowego. Wymaga to przystosowania metod obliczania niektórych parametrów do specyfiki konstrukcyjnej transformatora płaszczowego. Praca niniejsza poświęcona jest obliczaniu napięć rozproszenia podstawowych układów uzwojeń krążkowych, stosowanych w nowoczesnych transformatorach płaszczowych średnich i dużych mocy.

Rozważania matematyczne oparte są na związkach energetycznych w polu magnetycznym. Uwzględniają one specyficzny kształt cewek (prostokątne z wyraźnie zaokrąglonymi narożami), proporcje (duży wymiar cewki w kierunku prostopadłym do osi kolumny, niewielki w kierunku osi) i charakterystyczny dla rozpatrywanej konstrukcji sposób grupowania cewek w zespoły.

W oporności indukcyjnej zwarcia rozważanych układów zostały wyróżnione dwie składowe — oporność podstawowa i dodatkowa. Opornością podstawową zwarcia nazwano oporność indukcyjną układu, obliczoną w założeniu jednakowej wysokości cewek górnego i dolnego napięcia, a dodatkową — oporność, związaną z dodatkowym strumieniem rozproszenia, powstającym w przypadku istnienia różnicy w wysokościach cewek obu uzwojeń. Ponieważ cewki górnego napięcia są z reguły niższe od cewek uzwojenia dolnego napięcia, zawsze występują obie składowe oporności indukcyjnej zwarcia.

W pierwszej części pracy wyprowadzono wzór (17) na podstawową oporność indukcyjną zwarcia i szczegółowo przedyskutowano jego elementy, w szczegól-

ności współczynnik Rogowskiego [wzory (18) i (18a)] i szczelinę zastępczą [wzór (19)]. Obliczenia ułatwiają sporządzone na podstawie wzorów ogólnych tablice (1), (2), (3) i wykres (1).

Druga część pracy poświęcona jest obliczaniu oporności dodatkowej zwarcia. Zawiera ona wyprowadzenie wzorów ogólnych i zespół wykresów (2), (3) i (4) ułatwiających obliczanie występujących we wzorach parametrów.

Artykuł zawiera również przykład obliczenia oporności indukcyjnej zwarcia dla konkretnego transformatora płaszczowego metodą proponowaną w pracy i przy zastosowaniu znanych wzorów na oporność rozproszenia uzwojeń krążkowych, które nie uwzględniają specyfiki konstrukcyjnej transformatorów płaszczowych. Różnica uzyskanych rezultatów wynosi około 18%, co znacznie przewyższa tolerancję dla napięcia zwarcia (± 10%) i wskazuje na konieczność obliczania oporności indukcyjnej rozpatrywanych uzwojeń w oparciu o wzory uwzględniające ich konstrukcję.

1. WSTĘP

Płaszczowe transformatory z uzwojeniami krążkowymi, produkowane od wielu lat przez firmę Westinghouse (U.S.A.), mają budowę, która pozwala w pełni wykorzystać zalety anizotropowej blachy walcowanej na zimno. Po drugiej wojnie światowej, z chwilą wprowadzenia tej blachy do produkcji transformatorów średnich i dużych mocy, również i europejskie wytwórnie zaczęły przejawiać zainteresowanie płaszczową konstrukcją rdzenia. W roku 1947 belgijska firma ACEC, jako pierwsza w Europie, zaczyna budować energetyczne transformatory płaszczowe, produkując do 1956 roku około 400 jedno- i trójfazowych jednostek o łącznej mocy ca 10 000 MVA. W chwili obecnej podobne transformatory buduje również kilka innych firm zachodnioeuropejskich, np. francuska wytwórnia Jeumont.

Nowoczesna konstrukcja transformatorów płaszczowych nie tylko pozwala na racjonalne wykorzystanie właściwości blachy zimnowalcowanej, lecz posiada również szereg innych poważnych zalet. Umożliwia uzyskanie początkowego rozkładu napięcia udarowego zbliżonego do linii prostej, dużej wytrzymałości mechanicznej uzwojeń i dobrego chłodzenia cewek. Pozwala stosować duże napięcia na zwój, co ogranicza liczbę cewek i umożliwia wykonanie uzwojeń z jedną parą wzajemnie skompensowych grup cewkowych. Wadą jest skomplikowana technologia wykonania, szczególnie elementów układu izolacyjnego.

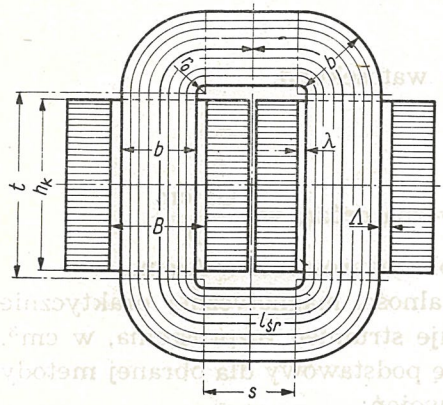
Mając na uwadze zalety energetycznych transformatorów płaszczowych rozpatruje się celowość i możliwości produkowania ich w Polsce w nowej, obecnie projektowanej fabryce. Dla wyjaśnienia szeregu związanych z tym zagadnień ma być zbudowany doświadczalny jednofazowy transformator płaszczowy o mocy 5330 kVA i napięciach 63500/6600 V, który projektuje obecnie zespół pracowników Zakładu Wysokich Napięć Instytutu Elektrotechniki i Zakładów Wytwórczych Transformatorów M-3.

Nowoczesne transformatory płaszczowe pod względem konstrukcyjnym różnią się znacznie od jednostek budowanych dotychczas w Polsce. Wymaga to przystosowania metod obliczania niektórych parametrów transformatora do specyfiki konstrukcyjnej transformatora płaszczowego.

Praca niniejsza poświęcona jest obliczaniu napięć rozproszenia podstawowych układów uzwojeń krążkowych, stosowanych w nowoczesnych transformatorach płaszczowych średnich i dużych mocy.

2. METODA ANALIZY

Wzajemne usytuowanie czynnych elementów transformatora płaszczowego z uzwojeniami krążkowymi przedstawia rysunek 1. Uzwojenia górnego i dolnego napięcia stanowią zespoły cewek o dużej wysokości (rzędu kilkuset milimetrów — wymiar b na rys. 1) i kształcie zasadniczo prostokątnym. Cewki górnego napięcia są najczęściej grupowane w jeden zespół zajmujący środek kolumny, a cewki dolnego napięcia — dzielone na dwie grupy — są umieszczane na jej skrajach. Zarówno zespoły cewek, jak i poszczególne cewki przedzielają kanały olejowe. Niekiedy z cewek górnego i dolnego napięcia tworzy się większą liczbę grup, które na przemian umieszcza się wzdłuż kolumny. Uzwojenia otacza rdzeń; jego przekrój widać na rys. 1.



Rys. 1. Wzajemne usytuowanie czynnych elementów transformatora płaszczowego

Rozkład przestrzenny strumienia rozproszenia omawianych uzwojeń krążkowych, ze względu na prostokątny kształt i dużą wysokość cewek oraz kanały olejowe wewnątrz grup cewkowych tego samego napięcia, jest inny niż w przypadku uzwojeń krążkowych starszej konstrukcji, stosowanych dotychczas niekiedy w transformatorach specjalnych. Uniemożliwia to bezpośrednie zastosowanie znanych wzorów na napięcia rozproszenia uzwojeń krążkowych do obliczania tego parametru w nowoczesnych transformatorach płaszczowych i zmusza do przeprowadzenia osobnej analizy tego zagadnienia.

W rozważaniach wykorzystamy znaną [1] metodę, opartą na związkach energetycznych w polu magnetycznym. Założymy, że rozpatrywany transformator płaszczowy ma przekładnię równą jedności, nieskończenie wielką przenikalność magnetyczną rdzenia i innych stalowych elementów kon-

strukcyjnych, a stratność blach rdzenia — równą zeru. Nie występuje wówczas prąd stanu jałowego, a prądy pierwotny i wtórny są sobie w każdej chwili równe. Współczynnik samoindukcji, odpowiadający wypadkowemu strumieniowi rozproszenia, określa wzór

$$L_r = 2\frac{w}{i^2} \text{ henrów},$$

gdzie:

i — wartość chwilowa natężenia prądu w A,

w — chwilowa wartość całkowitej energii magnetycznej pola rozproszenia wzbudzonego prądem i, w Ws.

Poprzednie założenia pozwalają pomijać przestrzeń wypełnioną żelazem przy określaniu całkowitej energii magnetycznej pola rozproszenia i przyjmować

$$w = \frac{\mu_0}{2} 10^{-8} \int_V h^2 dv \text{ watosekund},$$

gdzie:

$\mu_0 = 0{,}4\,\pi$ — przenikalność magnetyczna próżni w $\frac{\text{Gs cm}}{\text{A}}$,

h — wartość chwilowa natężenia pola rozproszenia w A/cm,

V — objętość przestrzeni o przenikalności magnetycznej praktycznie równej μ_0, w której występuje strumień rozproszenia, w cm^3.

Łącząc podane zależności uzyskuje się podstawowy dla obranej metody ogólny wzór na oporność indukcyjną uzwojeń:

$$X = 2\,\pi f L_r = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f \int_V \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv \text{ omów}. \qquad (1)$$

Cewki uzwojenia górnego napięcia, ze względów izolacyjnych, mają zazwyczaj mniejszą wysokość (wymiar b na rys. 1) od cewek dolnego napięcia, co wpływa na wartość oporności indukcyjnej.

Podstawową opornością indukcyjną zwarcia nazwiemy i oznaczymy symbolem X_p oporność obliczoną w założeniu jednakowej wysokości cewek obu uzwojeń, przyjmując za wspólną wysokość większą (a więc zazwyczaj cewek uzwojenia dolnego napięcia).

Oporność indukcyjną, wywołaną dodatkowym strumieniem rozproszenia, którego źródłem jest przestrzenna asymetria amperozwojów wynikająca z różnicy wysokości cewek uzwojeń górnego i dolnego napięcia, nazwiemy dodatkową opornością indukcyjną zwarcia i oznaczymy symbolem X_d.

Zarówno podstawowa, jak i dodatkowa oporność indukcyjna zwarcia

będzie obliczana w oparciu o ogólną zależność (1). Sumując obie oporności uzyskamy całkowitą oporność indukcyjną zwarcia rozpatrywanych uzwojeń

$$X_z = X_p + X_d, \tag{2}$$

którą z szukanym napięciem rozproszenia wiąże znany wzór:

$$\Delta u_x = \frac{I_f X_z}{U_f} 100\ \%.$$

3. PODSTAWOWA OPORNOŚĆ INDUKCYJNA ZWARCIA

Przyjmiemy do rozważań, że cewki uzwojenia górnego napięcia stanowią jedną grupę umieszczoną pośrodku kolumny, a cewki uzwojenia dolnego napięcia — dwie grupy umieszczone na jej skrajach. Sposób wykorzystania otrzymanych rezultatów w rzadko spotykanych przypadkach innego rozmieszczenia grup cewkowych będzie omówiony w dalszej części pracy.

Dla uogólnienia rozważań przyjęto, że uzwojenie górnego napięcia stanowi grupa N cewek o różnych grubościach (wymiarach osiowych) A_k i różnej liczbie zwojów Z_k, przedzielonych kanałami olejowymi o różnej szerokości Δ_k. Dla uzwojenia dolnego napięcia przyjęto podobnie, że składa się ono z n cewek o różnej grubości a_k i różnej liczbie zwojów z_k, które oddzielają kanały olejowe o różnej szerokości δ_k, przy czym m cewek dolnego napięcia umieszczonych jest z jednej, a n—m z drugiej strony uzwojenia górnego napięcia. Grupy cewek obu uzwojeń oddzielają od siebie kanały olejowe o szerokości Δ_0 i Δ_N.

Liczba zwojów zawarta w k-tej cewce górnego lub dolnego napięcia będzie określana odpowiednio wzorem

$$Z_k = C_k z$$

lub

$$z_k = c_k z, \tag{3}$$

gdzie:

z — całkowita liczba zwojów uzwojenia,

C_k lub c_k — współczynnik, równy stosunkowi liczby zwojów rozpatrywanej k-tej cewki do całkowitej liczby zwojów uzwojenia.

Ponieważ suma liczb zwojów poszczególnych cewek danego uzwojenia jest równa z, otrzymujemy dla wprowadzonych współczynników związki

$$\sum_{k=1}^{N} C_k = 1; \quad \sum_{k=1}^{n} c_k = 1 \tag{4}$$

ułatwiające przekształcanie uzyskiwanych wyrażeń i ostateczny zapis wzorów.

Do obliczenia oporności indukcyjnej rozpatrywanego układu uzwojeń konieczna jest znajomość rozkładu przestrzennego amperozwojów wzbudzających strumień rozproszenia. Rysunek 2 przedstawia przyjęte rozmieszczenie cewek i — w postaci krzywej łamanej — rozkład amperozwojów wzdłuż kolumny, podając jednocześnie łatwe do ustalenia wzory na wypadkowe amperozwoje w poszczególnych miejscach.

Dla ułatwienia rozważań przyjmiemy, że rozpatrywany układ cewek jest ze wszystkich stron dokładnie otoczony żelazem (rys. 2 i 3), a linie sił strumienia rozproszenia w wypełnionej nim przestrzeni leżą w płaszczyznach prostopadłych do osi kolumny. Porównując przyjęte założenie z wzajemnym usytuowaniem cewek i rdzenia przedstawionym na rys. 1 i biorąc pod uwagę istnienie kadzi i żelaznych belek prasujących, nie pokazanych na tym rysunku, stwierdzamy, że rozpatrywany układ cewek jest istotnie otoczony żelazem, lecz nie tak idealnie, jak założono. W związku z tym wystąpią pewne zakrzywienia linii sił strumienia rozproszenia; nie będą one leżały dokładnie w płaszczyznach prostopadłych do osi kolumny. Wpływ tego zjawiska na oporność indukcyjną rozpatrywanych uzwojeń uwzględnimy wprowadzając współczynnik Rogowskiego [2] do ostatecznego wzoru, stanowiącego rezultat rozważań opartych na przyjętym założeniu.

Wzór (1) sprowadza obliczenie podstawowej oporności indukcyjnej zwarcia do określenia wartości występującej w nim całki w zależności od parametrów rozpatrywanych uzwojeń. Przyjęte założenia pozwalają ograniczyć obszar całkowania do przestrzeni zajętej przez rozważany układ cewek. Dzieląc go na obszary wypełnione przez jedną cewkę lub kanał można szukaną całkę przedstawić w postaci sumy (rys. 2)

$$\int_V \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\sum_1^N \int_{V(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv + \sum_1^{N-1} \int_{V(\Delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv\right] + \left[\sum_1^m \int_{V(a_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv + \sum_1^{m-1} \int_{V(\delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv\right] + \left[\sum_{m+}^n \int_{V(a_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv + \sum_{m+1}^{n-1} \int_{V(\delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv\right] + \left[\int_{V(\Delta_0)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv + \int_{V(\Delta_N)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv\right], \quad (5)$$

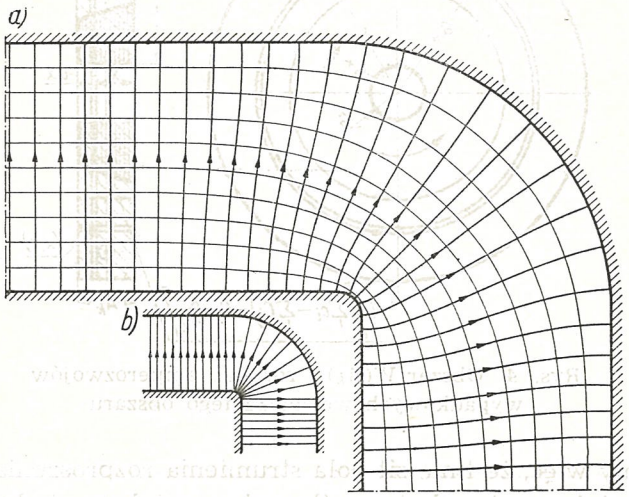
gdzie:

$V(A_k)$ — przestrzeń wypełniona k-tą cewką uzwojenia GN,
$V(\Delta_k)$ — przestrzeń wypełniona k-tym kanałem w uzwojeniu GN,
$V(a_k)$ — przestrzeń wypełniona k-tą cewką uzwojenia DN,
$V(\delta_k)$ — przestrzeń wypełniona k-tym kanałem w uzwojeniu DN,

$V(\Delta_0)$ — przestrzeń zajęta przez kanał Δ_0 (rys. 2),
$V(\Delta_N)$ — przestrzeń zajęta przez kanał Δ_N (rys. 2).
Obliczymy poszczególne składniki tej sumy.

3.1. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V(A_k)$

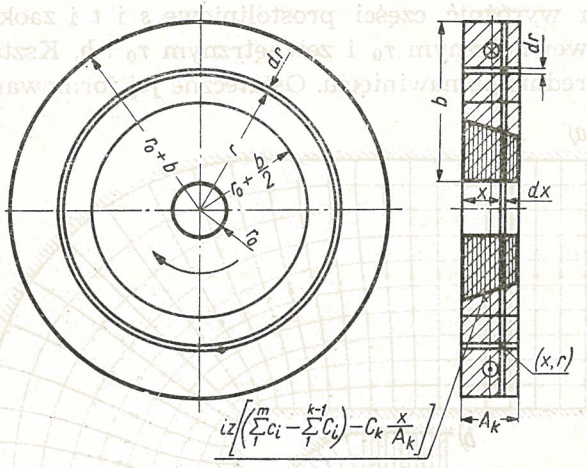
Przyjmiemy do rozważań kształt cewki przedstawiony na rysunku 1. Można w nim wyróżnić części prostoliniowe s i t i zaokrąglone naroża o promieniu wewnętrznym r_0 i zewnętrznym r_0+b. Kształt taki posiada cewka bezpośrednio po nawinięciu. Ostateczne jej formowanie może doprowadzić do pewnego zniekształcenia zaokrągleń naroży, czego nie będziemy uwzględniać w rozważaniach, podobnie jak i zwiększenia wysokości czoła cewki od strony pokrywy na skutek przeplatania ewentualnych przewodów równoległych. Opisane zniekształcenia są niewielkie, toteż przyjęte założenie nie może wpłynąć w istotny sposób na dokładność obliczeń.



Rys. 3. Przybliżony obraz pola rozproszenia na granicy kanału olejowego i cewki w pobliżu jej naroża: a) uzyskany metodą siatki potencjalnej, b) przyjęty do obliczeń

Rysunek 3a przedstawia przybliżony obraz pola magnetycznego na granicy kanału olejowego i cewki w pobliżu jej naroża, uzyskany metodą siatki potencjalnej w oparciu o przyjęte poprzednio założenia. Zwraca uwagę praktycznie równomierny rozkład pola wzdłuż prostoliniowych części obwodu cewki i wyraźnie nierównomierny w obszarze zaokrąglonego naroża. Okoliczność ta musi być uwzględniona przy obliczaniu szukanej całki, ponieważ naroża ze względu na dużą wysokość cewki zajmują znaczną część wypełnionej nią przestrzeni. Poszukiwanie dokładnych wyrażeń matema-

tycznych na rozkład przestrzenny natężenia pola magnetycznego w obszarze naroży w oparciu o przyjęte dotychczas założenia upraszczające wydaje się niecelowe, a rozwiązanie analityczne tego zagadnienia bez ich wykorzystania — niemożliwe. W tej sytuacji nierównomierność pola w obszarze naroży cewki uwzględnimy przyjmując do obliczeń jego uproszczony obraz przedstawiony na rys. 3b.



Rys. 4. Obszar $V'(A_k)$ i rozkład amperozwojów wypadkowych wewnątrz tego obszaru

Zakładamy więc, że linie sił pola strumienia rozproszenia są prostymi prostopadłymi do powierzchni umyślonych mas żelaznych, które dokładnie otaczają rozpatrywany układ cewek (rys. 2 i 3). Ze względu na inny charakter pola magnetycznego w obszarze wypełnionym przez naroża i przez boki cewki należy przy obliczaniu szukanej całki rozpatrywać je osobno. Przestrzeń $V(A_k)$ dzielimy więc na dwie części: $V'(A_k)$ — obszar zajęty przez naroża, i $V''(A_k)$ — obszar zajęty przez boki cewki.

a. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V'(A_k)$

Jednakowy rozkład pola magnetycznego w obszarze każdego z czterech zaokrąglonych naroży cewki (rys. 3) umożliwia utworzenie z nich, dla analizy matematycznej rozpatrywanego zagadnienia, jednego obszaru przestrzennego $V'(A_k)$, mającego kształt pierścienia o promieniu wewnętrznym r_0, zewnętrznym $r_0 + b$ i wysokości A_k (rys. 4). Powstaje w ten sposób umyślona cewka okrągła o niewielkiej średnicy wewnętrznej, dużym wymiarze promieniowym i amperozwojach równych amperozwojom rozpatrywanej cewki prostokątnej. Rysunek 4 przedstawia cewkę okrągłą, jej wymiary i rozkład amperozwojów wypadkowych w przestrzeni $V'(A_k)$ — (por. rys. 2).

Wykorzystując poczynione założenia możemy w rozważanej przestrzeni pisać prawo przepływu w postaci (rys. 4):

$$\int_{r_0}^{r_0+b} h(x,r)\,dr = iz\left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right) - C_k\frac{x}{A_k}\right],$$

gdzie: $h(x,r)$ — natężenie pola magnetycznego w punktach o współrzędnych x,r (rys. 4).

Ponieważ pole magnetyczne jest bezźródłowe, strumień indukcji przez powierzchnię zamkniętą jest równy zeru. Możemy więc, uwzględniając założony przebieg linii sił strumienia rozproszenia, napisać dla wartości natężeń pola w punktach o tej samej współrzędnej x związek (rys. 4).

$$\mu_0 \cdot h\left(x, r_0+\frac{b}{2}\right)\cdot 2\pi\cdot\left(r_0+\frac{b}{2}\right)dx = \mu_0\cdot h(x,r)\cdot 2\pi r\,dx,$$

gdzie: $h\left(x, r_0+\frac{b}{2}\right)$ — natężenie pola magnetycznego w punktach o współrzędnych $x, r_0+\frac{b}{2}$.

Mamy więc

$$h(x,r) = h\left(x, r_0+\frac{b}{2}\right)\frac{r_0+\frac{b}{2}}{r}.$$

Biorąc pod uwagę ostatnią zależność i wzór na przepływ otrzymujemy

$$\int_{r_0}^{r_0+b} h(x,r)\,dr = \left(r_0+\frac{b}{2}\right)\cdot h\left(x, r_0+\frac{b}{2}\right)\cdot\int_{r_0}^{r_0+b}\frac{dr}{r} = \left(r_0+\frac{b}{2}\right)\cdot h\left(x, r_0+\frac{b}{2}\right)\ln\frac{r_0+b}{r_0}$$

i dalej

$$h\left(x, r_0+\frac{b}{2}\right) = \frac{iz}{\ln\left(1+\frac{b}{r_0}\right)}\cdot\frac{1}{r_0+\frac{b}{2}}\left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right) - C_k\frac{x}{A_k}\right],$$

a stąd

$$h(x,r) = \frac{iz}{\ln\left(1+\frac{b}{r_0}\right)}\cdot\frac{1}{r}\left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right) - C_k\frac{x}{A_k}\right].$$

Po określeniu związku między natężeniem pola magnetycznego i współrzędnymi punktów rozpatrywanej przestrzeni wyodrębnimy w rozważanym pierścieniu element objętości (rys. 4)

$$dv = 2\pi r\,dr\,dx$$

i napiszemy szukaną całkę w postaci

$$\int_{V'(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = 2\pi \int_0^{A_k} dx \int_{r_0}^{r_0+b} \left[\frac{h(x,r)}{i}\right]^2 r\,dr =$$

$$= 2\pi \frac{z^2}{\ln^2\left(1+\frac{b}{r_0}\right)} \int_0^{A_k} \left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right) - C_k \frac{x}{A_k}\right]^2 dx \int_{r_0}^{r_0+b} \frac{dr}{r}.$$

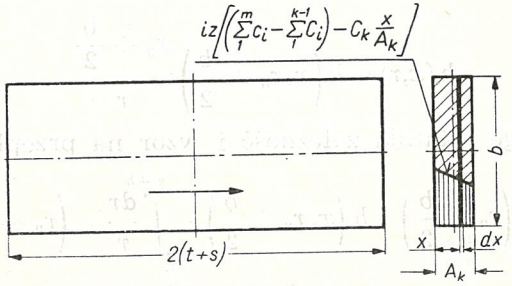
Rezultat wskazanych działań stanowi wzór

$$\int_{V'(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \frac{2\pi z^2 A_k}{\ln\left(1+\frac{b}{r_0}\right)} \left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right)\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right) + \frac{1}{3} C_k^2\right], \quad \text{(a)}$$

który określa wartość szukanej całki rozciągniętej na obszar wypełniony przez zaokrąglone naroża k-tej cewki uzwojenia górnego napięcia.

b. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V''(A_k)$

Jednakowy rozkład pola magnetycznego w obszarze każdego z czterech boków cewki pozwala rozpatrywać je łącznie, tworząc z nich dla



Rys. 5. Obszar $V''(A_k)$ i rozkład amperozwojów wypadkowych wewnątrz tego obszaru

celów obliczeniowych prostopadłościan o krawędziach $2(t+s)$, b i A_k. Prostopadłościan ten, jak również rozkład przestrzenny amperozwojów wypadkowych w rozpatrywanym obrzarze $V''(A_k)$, przedstawia rysunek 5.

Z przyjętych założeń wynika, że natężenie pola magnetycznego wewnątrz obszaru $V''(A_k)$ jest funkcją tylko jednej zmiennej x. Zgodnie z prawem przepływu można określić je wzorem:

$$h(x) = \frac{iz}{b}\left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right) - C_k \frac{x}{A_k}\right].$$

Wyodrębniając w rozpatrywanym prostopadłościanie element objętości

$$dv = 2(t+s)b\,dx$$

otrzymujemy dla szukanej całki

$$\int_{V''(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \frac{(2(t+s)}{b} z^2 \int_0^{A_k} \left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right) - C_k \frac{x}{A_k}\right]^2 dx$$

i ostatecznie

$$\int_{V''(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \frac{2(t+s)z^2 A_k}{b}\left[\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right)\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k} C_i\right) + \frac{1}{3} C_k^2\right]. \quad \text{(b)}$$

c. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V(A_k)$

Sumując zależność (a) i (b) otrzymujemy związek określający wartość szukanej całki rozciągniętej na obszar $V(A_k)$ wypełniony przez całą k-tą cewkę uzwojenia górnego napięcia

$$\int_{V(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 A_k \left[\left(\sum_1^m c_i + \right.\right.$$

$$\left.\left. - \sum_1^{k-1} C_i\right)\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k} C_i\right) + \frac{1}{3} C_k^2\right].$$

Suma wartości tych całek dla wszystkich N cewek górnego napięcia, występująca we wzorze (5), wyniesie więc

$$\sum_1^N \int_{V(A_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \left[\frac{1}{3}\sum_{k=1}^{k=N} A_k C_k^2 + \right.$$

$$\left. + \sum_{k=1}^{k=N} A_k \left(\sum_1^m c_i - \sum^{k-1} C_i\right)\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k} C_i\right)\right]. \quad \text{(6)}$$

3.2. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V(\Delta_k)$

Kształt kanałów olejowych, z uwagi na założone dokładne otoczenie rozpatrywanego układu cewek żelazem, odpowiada kształtowi cewek, a rozkład pola w kanale — rysunkowi 3a. Inny niż w obszarze $V(A_k)$ rozkład amperozwojów wypadkowych w przestrzeni wypełnionej kanałem olejowym (por. rys. 2) wymaga przeprowadzenia oddzielnych obliczeń dla znalezienia wartości szukanej całki w obszarze $V(\Delta_k)$. Postępując podobnie jak w poprzednich rozważaniach, wykorzystamy do obliczeń uproszczony obraz pola przedstawiony na rys. 3b i podzielimy rozpatrywaną przestrzeń $V(\Delta_k)$ na dwie części grupujące obszary o takim samym rozkładzie przestrzennym strumienia rozproszenia, wyróżniając:

$V'(\Delta_k)$ — pierścień o średnicy wewnętrznej r_0, zewnętrznej $r_0 + b$ i wysokość Δ_k, utworzony z zaokrąglonych naroży,

$V''(\Delta_k)$ — utworzony z boków kanału prostopadłościan o krawędziach $2(t + s)$, b, Δ_k.

a. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V'(\Delta_k)$

Ze względu na stałą wartość amperozwojów wypadkowych wzdłuż szerokości kanału Δ_k natężenie pola magnetycznego w rozważanej przestrzeni jest funkcją tylko promienia r. Prawo przepływu można więc zapisać wzorem (rys. 2)

$$\int_{r_0}^{r_0+b} h(r)\,dr = iz\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right).$$

Wykorzystując bezźródłowość pola magnetycznego otrzymujemy

$$h(r) = h\left(r_0 + \frac{b}{2}\right)\frac{r_0 + \frac{b}{2}}{r},$$

a z dwóch ostatnich zależności — związek między natężeniem pola i współrzędnymi punktów rozpatrywanej przestrzeni

$$h(r) = \frac{iz}{\ln\left(1 + \frac{b}{r_0}\right)} \cdot \frac{1}{r}\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right).$$

Wyodrębniając element objętości

$$dv = 2\pi\Delta_k r\,dr$$

uzyskujemy dla szukanej całki

$$\int_{V'(\Delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \frac{2\pi z^2 \Delta_k}{\ln^2\left(1 + \frac{b}{r_0}\right)}\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2 \int_{r_0}^{r_0+b} \frac{dr}{r} =$$

$$= \frac{2\pi z^2 \Delta_k}{\ln\left(1 + \frac{b}{r_0}\right)}\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2. \qquad (c)$$

b. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V''(\Delta_k)$

Natężenie pola magnetycznego w punktach rozpatrywanej przestrzeni jest stałe i wynosi (rys. 2)

$$h = \frac{iz}{b}\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right).$$

Stąd

$$\int_{V''(\Delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = 2(t+s)b\Delta_k \frac{z^2}{b^2}\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2 = \frac{2(t+s)z^2\Delta_k}{b}\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2. \quad (d)$$

c. Wartość całki rozciągniętej na obszar $V(\Delta_k)$

Łącząc zależności (c) i (d) otrzymujemy wzór określający wartość szukanej całki rozciągniętej na obszar wypełniony przez k-ty kanał olejowy między cewkami uzwojenia górnego napięcia

$$\int_{V(\Delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2\Delta_k\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2.$$

Suma wartości tych całek dla N-1 kanałów w uzwojeniu górnego napięcia wyniesie więc

$$\sum_1^{N-1}\int_{V(\Delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \sum_{k=1}^{N-1}\Delta_k\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2. \quad (7)$$

3.3. Wartość całki rozciągniętej na obszar wypełniony przez cały rozważany układ cewek

Stosując przedstawioną metodę do pozostałych obszarów otrzymujemy:

a. dla części uzwojenia dolnego napięcia zawierającej m cewek:

$$\sum_1^m\int_{V(a_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2\left[\frac{1}{3}\sum_{k=1}^{k=m} a_k c_k^2 + \sum_{k=1}^{k=m} a_k\left(\sum_1^{k-1} c_i\right)\left(\sum_1^k c_i\right)\right], \quad (8)$$

$$\sum_1^{m-1}\int_{V(\delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \sum_{k=1}^{m-1}\delta_k\left(\sum_1^k c_i\right)^2; \quad (9)$$

b. dla części uzwojenia dolnego napięcia zawierającej n-m cewek:

$$\sum_{m+1}^n\int_{V(a_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2\left[\frac{1}{3}\sum_{k=m+1}^{k=n} a_k c_k^2 + \sum_{k=m+1}^{k=n} a_k\left(\sum_k^n c_i\right)\left(\sum_{k+1}^n c_i\right)\right], \quad (10)$$

$$\sum_{m+1}^{n-1} \int_{V(\delta_k)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \sum_{k=m+1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right)^2; \tag{11}$$

c. dla głównych kanałów olejowych (Δ_0 i Δ_N):

$$\int_{V(\Delta_0)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \Delta_0 \left(\sum_{1}^{m} c_i\right)^2, \tag{12}$$

$$\int_{V(\Delta_N)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \Delta_N \left(\sum_{m+1}^{n} c_i\right)^2. \tag{13}$$

Podstawiając wyrażenia (6), (7), (8), (9), (10), (11), (12) i (13) do wzoru (5) otrzymujemy zależność określającą wartość całki występującej we wzorze na oporność indukcyjną rozpatrywanego układu uzwojeń:

$$\int_V \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 \left[\Delta_0 \left(\sum_{1}^{m} c_i\right)^2 + \Delta_N \left(\sum_{m+1}^{n} c_i\right)^2 + \right.$$
$$+ \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k} C_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{m-1} \delta_k \left(\sum_{1}^{k} c_i\right)^2 + \sum_{k=m+1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right)^2 +$$
$$+ \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{N} A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^{n} a_k c_k^2\right) + \sum_{k=1}^{N} A_k \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k-1} C_i\right)\left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k} C_i\right) +$$
$$\left. + \sum_{k=1}^{m} a_k \left(\sum_{1}^{k-1} c_i\right)\left(\sum_{1}^{k} c_i\right) + \sum_{k=m+1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i\right)\left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right)\right]. \tag{14}$$

Dla ułatwienia zapisu oznaczymy wyrażenie w nawiasie kwadratowym, zawierające sumy, przez S. Wówczas

$$\int_V \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] z^2 S. \tag{14a}$$

3.4. Wzór na podstawową oporność indukcyjną zwarcia

Podstawiając zależność (14a) do wzoru (1) i wprowadzając, zgodnie z poprzednimi uwagami, współczynnik Rogowskiego (k_r) do uzyskanego związku, otrzymujemy wyrażenie na podstawową oporność indukcyjną rozpatrywanego układu uzwojeń w postaci:

$$X_p = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f z^2 \left[\frac{2(t+s)}{b} + \frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}\right] k_r S. \tag{e}$$

Wzorom na oporność indukcyjną uzwojeń transformatorów nadaje się zwykle formę [1]

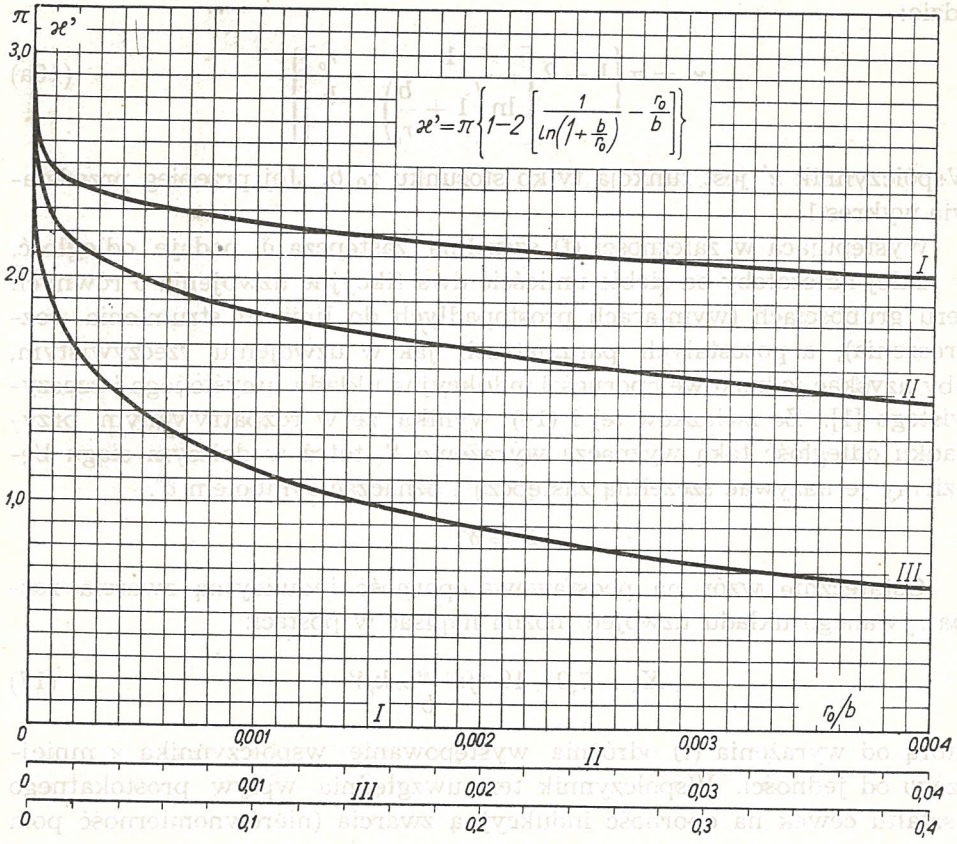
$$X = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f z^2 \frac{l_{śr}}{b} k_r \delta', \tag{f}$$

gdzie:

$l_{śr}$ — średnia długość zwoju rozpatrywanego układu uzwojeń,

δ' — szczelina zastępcza,

b — wysokość uzwojeń.



Wykres 1. Zależność współczynnika x' od stosunku $\frac{r_0}{b}$

Zależność (e) przekształcimy tak, aby uzyskać postać wzoru podobną do (f). W tym celu wprowadzimy do rozważań średnią długość zwoju cewki (rys. 1)

$$l_{śr} = 2(t + (s) + \pi 2r_o + b) \tag{15}$$

i napiszemy

$$\frac{2(t+s)}{b}+\frac{2\pi}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}=\frac{l_{śr}}{b}\varkappa,$$

otrzymując po przekształceniach algebraicznych dla współczynnika $\varkappa$ związek

$$\varkappa=1-\frac{b}{l_{śr}}\varkappa', \tag{16}$$

gdzie:

$$\varkappa'=\pi\left\{1-2\left[\frac{1}{\ln\left(1+\frac{b}{r_o}\right)}-\frac{r_o}{b}\right]\right\}. \tag{16a}$$

Współczynnik $\varkappa'$ jest funkcją tylko stosunku r_0/b. Jej przebieg przedstawia wykres 1.

Występująca w zależności (f) szczelina zastępcza δ' podaje odległość, w jakiej należałoby od siebie umieścić dwa fikcyjne uzwojenia o równych zeru grubościach (wymiarach prostopadłych do linii sił strumienia rozproszenia), a pozostałych parametrach jak w uzwojeniu rzeczywistym, aby uzyskać jednakowe oporności indukcyjne układu umyślonego i rzeczywistego [1]. Ze związków (e) i (14) wynika, że w rozpatrywanym przypadku odległość taką wyznacza wyrażenie S, toteż w dalszym ciągu będziemy je nazywać szczeliną zastępczą i oznaczać symbolem δ'.

$$S=\delta'.$$

Ostatecznie wzór na podstawową oporność indukcyjną zwarcia rozpatrywanego układu uzwojeń można napisać w postaci:

$$X_p=7{,}9\cdot 10^{-8} f z^2 \frac{l_{śr}}{b}\varkappa k_r \delta', \tag{17}$$

którą od wyrażenia (f) odróżnia występowanie współczynnika $\varkappa$ mniejszego od jedności. Współczynnik ten uwzględnia wpływ prostokątnego kształtu cewek na oporność indukcyjną zwarcia (nierównomierność pola rozproszenia w zaokrąglonych narożach).

3.5. Współczynnik Rogowskiego

Pełny wzór na współczynnik Rogowskiego dla symetrycznych uzwojeń krążkowych, opublikowany w pracy tego autora [2], po uwzględnieniu założonej nieskończenie dużej przenikalności magnetycznej żelaza

i wprowadzeniu oznaczeń wymiarów rozpatrywanego układu podanych na rys. 1 i 2, można po przekształceniach algebraicznych zapisać w postaci:

$$k_r = 1 - \frac{1 - e^{-\alpha b}}{\alpha b}\left[1 - \frac{1}{2}e^{-2\alpha\lambda}\left(1 - e^{-\alpha b}\right)\right]\left\{1 - \frac{2h_k}{l_{śr}}\left[e^{-\alpha(\Lambda-\lambda)} + e^{-\alpha(B+\Lambda+\lambda)}\right]\right\}, \tag{18}$$

gdzie: $\alpha = \frac{2\pi}{H}$; H — długość „fali" indukcji strumienia rozproszenia w cm, mierzona wzdłuż osi kolumny,

b — wysokość cewek w cm,

λ — odległość wewnętrznej powierzchni cewek od żelaza kolumny w cm,

Λ — odległość zewnętrznej powierzchni cewek od żelaza jarzma w cm,

h_k – wysokość żelaza rdzenia w cm, mierzona w kierunku składania blach,

$l_{śr}$ — średnia długość zwoju cewki w cm,

B — odległość żelaza kolumny od żelaza jarzma w cm, mierzona w oknie transformatora.

Wzór (18) słuszny jest dla symetrycznych uzwojeń krążkowych. Można go więc bezpośrednio stosować do obliczania współczynnika Rogowskiego takich układów cewek, w których maksymalne wartości indukcji strumienia rozproszenia w szczelinach głównych Δ_0 i Δ_N są sobie równe, a podstawy „trapezów" indukcji — równe lub niewiele się od siebie różniące $\left(m = \frac{n}{2}, \sum_1^m c_i = \sum_{m+1}^n c_i, \Delta_o \approx \Delta_N\right)$. Długość „fali" indukcji (H) w rozważanym układzie jest wówczas równa jego osiowemu wymiarowi (rys. 2).

W przypadku gdy „trapezy" indukcji strumienia rozproszenia, odpowiadające grupom cewek o wzajemnie skompensowanych amperozwojach, wyraźnie się od siebie różnią, współczynnik Rogowskiego dla całego rozważanego układu należy obliczać według zależności

$$k_r = \left(\sum_1^m c_i\right)^2 \frac{\delta'_I}{\delta'} k_I + \left(\sum_{m+1}^n c_i\right)^2 \frac{\delta'_{II}}{\delta'} k_{II}, \tag{18a}$$

w której δ' — szczelina zastępcza całego układu,

δ'_I, δ'_{II} — szczeliny zastępcze, obliczone dla każdej z wzajemnie skompensowanych grup cewkowych jak dla dwóch niezależnych układów,

k_I, k_{II} — współczynniki Rogowskiego obliczone według wzoru (18) oddzielnie dla każdej skompensowanej grupy cewek.

Przy obliczaniu k_I i k_{II} za długość „fali" indukcji (H) należy przyjmować podwójną podstawę „trapezu" indukcji związanego z odpowiednią grupą cewek. Sposób obliczania szczelin zastępczych zarówno całego układu, jak i poszczególnych grup cewkowych omawia następny rozdział.

Wzór (18a) otrzymuje się natychmiast przez porównanie zależności określającej oporność indukcyjną całego układu z wyrażeniami na oporności indukcyjne poszczególnych, wzajemnie skompensowanych grup cewkowych, traktowanych jako niezależne układy (por. obliczanie oporności indukcyjnej metodą pośrednią, omawiane w następnym rozdziale).

Wykorzystany tutaj wzór (18) wyprowadził Rogowski [2] przyjmując, że sąsiadujące ze sobą cewki należą do różnych uzwojeń (odpowiednio górnego i dolnego napięcia) i stanowią układ równoległych do siebie szyn. W cytowanej pracy Rogowski dowodzi, że pominięcie krzywizny cewek nie pociąga za sobą istotnych błędów i jeżeli stosunek wysokości cewki (wymiaru równoległego do kanału) do długości fali indukcji $\left(\frac{b}{H}\right)$ jest większy od 0,24, a stosunek szerokości kanału do długości fali indukcji $\left(\frac{\Delta}{H}\right)$ — mniejszy od 0,25, to podany wzór zapewnia dokładność wystarczającą do celów technicznych.

Rozpatrywany układ cewek różni się od układu rozważanego w pracy Rogowskiego. Cewce w jego rozumieniu odpowiada tutaj zespół przedzielonych kanałami olejowymi, prostokątnych cewek o dużej wysokości b. Wymiary zespołów cewek i kanałów głównych najczęściej jednak spełniają warunki stosowalności wzoru Rogowskiego, co — mimo wspomnianych różnic — pozwala oczekiwać od obliczeń wartości współczynnika k_r opartych na wzorze (18) dokładności wystarczającej do celów technicznych.

Ustalenie wzoru na współczynnik Rogowskiego, który by w pełni uwzględniał konstrukcję rozważanych uzwojeń krążkowych jest wdzięcznym, ale i obszernym zadaniem, które przekracza ramy niniejszej pracy.

3.6. Szczelina zastępcza

Szczelinę zastępczą δ' rozpatrywanego układu uzwojeń, jak wynika z poprzednich rozważań, określa ogólny wzór

$$\delta' = \Delta_0\left(\sum_1^m c_i\right)^2 + \Delta_N\left(\sum_{m+1}^n c_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{N-1}\Delta_k\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^k C_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{m-1}\delta_k\left(\sum_1^k c_i\right)^2 +$$
$$+ \sum_{k=m+1}^{n-1}\delta_k\left(\sum_{k+1}^n c_i\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^N A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^n a_k c_k^2\right) + \sum_{k=1}^N A_k\left(\sum_1^m c_i - \sum_1^{k-1} C_i\right)\left(\sum_1^m c_i +\right.$$
$$\left. - \sum_1^k C_i\right) + \sum_{k=1}^m a_k\left(\sum_1^{k-1} c_i\right)\left(\sum_1^k c_i\right) + \sum_{k=m+1}^n a_k\left(\sum_k^n c_i\right)\left(\sum_{k+1}^n c_i\right). \qquad (19)$$

Uzwojenia konstruuje się zwykle w ten sposób, że z obu stron zespołu cewek górnego napięcia umieszcza się jednakową liczbę cewek napięcia dolnego $m = \frac{n}{2}$. Taki układ cewek będzie dalej, w sposób umowny, nazywany symetrycznym. Dla ułatwienia obliczeń w tablicy 1 zestawiono wzory na szczeliny zastępcze częściej spotykanych symetrycznych układów cewek, uzyskane na podstawie (19). Podano je w czterech wersjach dla każdego układu:

1 — wzór ogólny,

2 — wzór słuszny wówczas, gdy nie tylko $m = \frac{n}{2}$, lecz również $\sum_{1}^{\frac{n}{2}} c_i = \sum_{\frac{n}{2}+1}^{n} c_i$ (jednakowa liczba cewek i zwojów w każdej z grup cewkowych dolnego napięcia),

3 — wzór słuszny w przypadku, gdy zwoje górnego i dolnego napięcia są równomiernie podzielone na cewki ($C_k = \frac{1}{N} = \text{const}$, $c_k = \frac{1}{n} = \text{const}$),

4 — wzór słuszny wówczas, gdy nie tylko $C_k = \frac{1}{N} = \text{const}$ i $c_k = \frac{1}{n} = \text{const}$, lecz również $\Delta_k = \text{const}$, $\delta_k = \text{const}$, $A_k = \text{const}$ i $a_k = \text{const}$ (zwoje równomiernie podzielone na cewki i jednakowe wymiary elementów układu).

W pewnych przypadkach (zob. niżej) celowe jest stosowanie niesymetrycznego układu cewek $\left(m \neq \frac{n}{2}\right)$. W tablicy 2 podano wzory na szczeliny zastępcze dla kilku niesymetrycznych układów o praktycznym znaczeniu, otrzymane na podstawie ogólnej zależności (19), w trzech wersjach dla każdego układu:

1 — wzór ogólny,

2 — wzór słuszny wówczas, gdy $C_k = \frac{1}{N} = \text{const}$, $c_k = \frac{1}{n} = \text{const}$,

3 — wzór słuszny w przypadku, gdy nie tylko $C_k = \frac{1}{N} = \text{const}$, $c_k = \frac{1}{n} = \text{const}$, ale również $\Delta_k = \text{const}$, $\delta_k = \text{const}$, $A_k = \text{const}$, i $a_k = \text{const}$.

Tablica 3 zawiera wzory na szczelinę zastępczą dla kilku skrajnie niesymetrycznych układów cewek ($m = 0$), podane w trzech wersjach takich, jak w tablicy 2.

Wartość szczeliny zastępczej rozważanych uzwojeń krążkowych można regulować nie tylko liczbą cewek i wymiarami układu, lecz również sposobem podziału cewek dolnego napięcia na grupy umieszczane po różnych stronach zespołu cewek górnego napięcia (wartością stosunku $\frac{m}{n}$). Dla zorientowania się, w jakich granicach można zmieniać wartość szczeliny zastępczej przez zmianę stosunku $\frac{m}{n}$ rozważmy wzór (I.3) z tablicy 2, który w założeniu $\Delta_0 = \Delta_N = \Delta_g$ można napisać w postaci

$$\delta' = \Delta_g\left[1 - 2\frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)\right] + \Delta(N-1)\left[\frac{2N-1}{6N} - \frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)\right] +$$

$$+ \delta(n-1)\left[\frac{2n-1}{6n} - \frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)\right] + \frac{AN + an}{3}\left[1 - 3\frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)\right].$$

Porządkując tę zależność względem stosunku $\frac{m}{n}$ otrzymujemy:

$$\delta' = \Delta_g + \Delta\frac{(N-1)(2N-1)}{6N} + \delta\frac{(n-1)(2n-1)}{6n} + \frac{AN + an}{3} +$$

$$- \frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)[2\Delta_g + \Delta(N-1) + \delta(n-1) + AN + an].$$

Pierwsza część tego wyrażenia, niezależna od stosunku $\frac{m}{n}$, przedstawia szczelinę zastępczą przy skrajnie niesymetrycznym rozmieszczeniu cewek dolnego napięcia ($m = 0$) — por. wzór (I.3) w tablicy 3. Oznaczając tę szczelinę przez $\delta'_{m=0}$ otrzymujemy po przekształceniach związek

$$\delta' = \delta'_{m=0}\left[1 - 2\frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)\right] - \frac{m}{n}\left(1 - \frac{m}{n}\right)\left[\Delta\frac{N^2-1}{3N} + \delta\frac{n^2-1}{3n} + \right.$$

$$\left. + \frac{AN + an}{3}\right],$$

z którego wynika, że drogą zmiany stosunku $\frac{m}{n}$ można zmieniać szczelinę zastępczą od wartości największej $\delta' = \delta'_{m=0}$, która występuje przy $m = 0$, do najmniejszej wartości

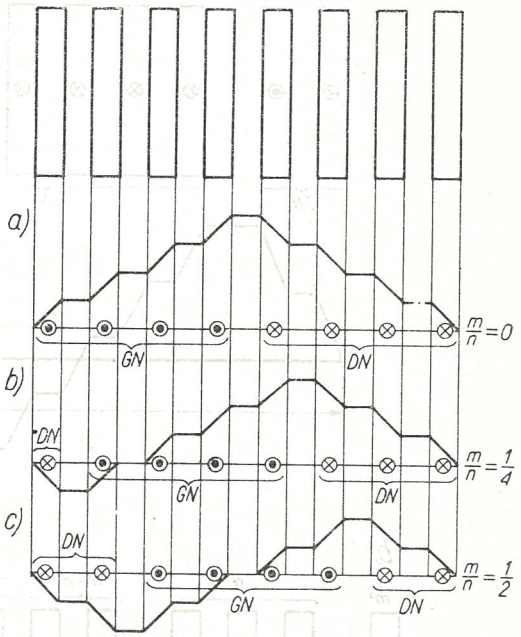
$$\delta' = \frac{1}{2}\delta'_{m=0} - \left[\Delta\frac{N^2-1}{12N} + \delta\frac{n^2-1}{12n} + \frac{AN + an}{12}\right],$$

która ma miejsce przy $m = \frac{n}{2}$. Zmiana rozmieszczenia cewek dolnego na-

pięcia względem grupy cewek uzwojenia górnego napięcia pozwalla więc zmieniać wartość szczeliny zastępczej, a w związku z tym i napięcia rozproszenia, ponad dwukrotnie. Wzory zestawione w tablicy 2 ułatwiają obliczenie δ' dla niesymetrycznych układów cewek $\left(m \neq \frac{n}{2}\right)$.

Zależność wartości szczeliny zastępczej od stosunku $\frac{m}{n}$ wynika z wpływu rozmieszczenia cewek dolnego napięcia na rozkład przestrzenny strumienia rozproszenia, a więc i na skojarzenie z tym strumieniem obu uzwojeń, co ilustruje rysunek 6.

W pewnych przypadkach napięcie zwarcia może okazać się za duże nawet przy $m = \frac{n}{2}$, a zmniejszenie wymiarów układu niemożliwe ze względów izolacyjnych lub cieplnych. Napięcie zwarcia można wówczas obniżyć tworząc z cewek górnego i dolnego napięcia układ o większej od dwóch liczbie wzajemnie skompensowanych grup cewkowych. Rysunek 7a przedstawia dotychczas rozważane rozmieszczenie cewek górnego i dolnego napięcia, przy którym wzdłuż całej wysokości uzwojenia występuje jedna „fala" [1]) indukcji strumienia rozproszenia o długości λ (dwie wzajemnie skompensowane grupy cewkowe), a rysunek 7b — takie rozmieszczenie tej samej liczby cewek, przy którym wysokości uzwojenia odpowiadają dwie „fale" indukcji o długościach λ' i λ'' (cztery wzajemnie skompensowane grupy cewkowe). Porównanie przestrzennego rozkładu indukcji rozproszenia w obu przypadkach prowadzi do wniosku,

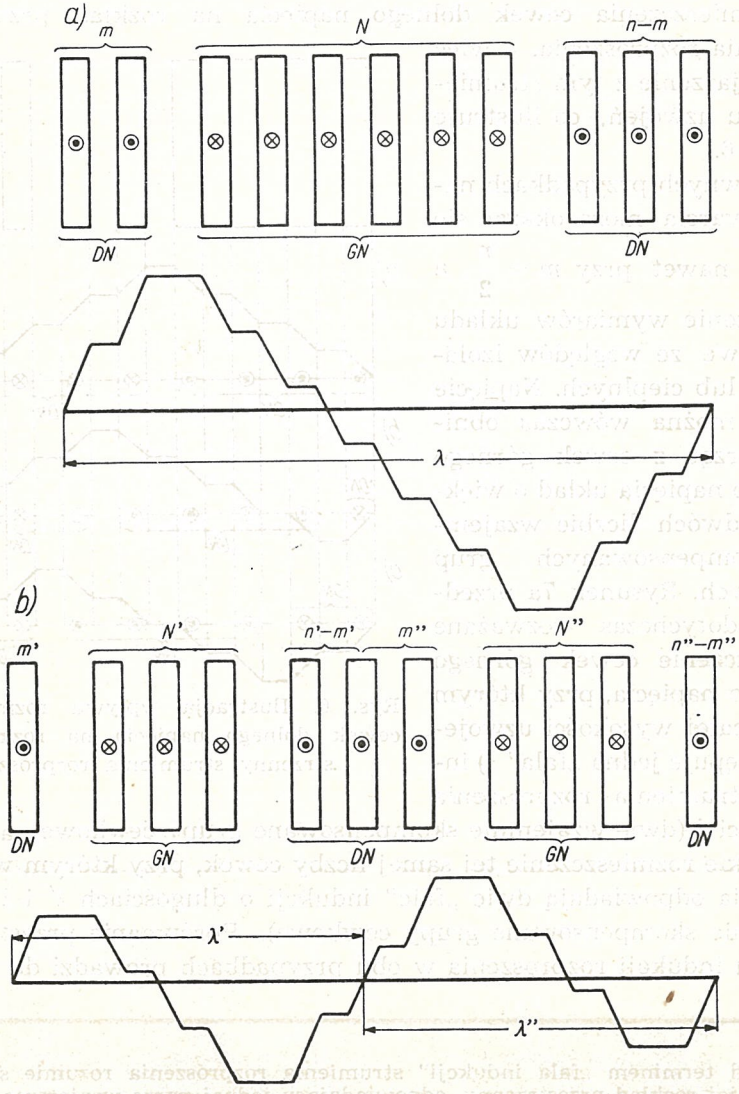


Rys. 6. Ilustracja wpływu rozmieszczenia cewek dolnego napięcia na rozkład przestrzenny strumienia rozproszenia

[1]) Pod terminem „fala indukcji" strumienia rozproszenia rozumie się zazwyczaj taki jej rozkład przestrzenny, odpowiadający jednej parze wzajemnie skompensowanych grup cewkowych, przy którym długości połówek fali i jej amplitudy są sobie równe. W dalszym ciągu pracy, w celu ułatwienia opisu rozważanych uzwojeń, termin ten będzie stosowany również przy omawianiu niesymetrycznych układów cewek.

że układ przedstawiony na rys. 7b będzie miał mniejsze napięcia rozproszenia niż układ na rys. 7a (por. rys. 6).

Rozmieszczenie cewek jak na rys. 7b komplikuje konstrukcję układu izolacyjnego i wymaga wydłużenia kolumny w porównaniu z rozwiązaniem uzwojenia pokazanym na rys. 7a, co zwiększa koszty produkcji, wymiary



Rys. 7. Układy cewek z jedną i dwiema falami indukcji wzdłuż wysokości uzwojenia. Ilustracja zastosowania metody pośredniej do obliczania szczeliny zastępczej układów o większej liczbie fal indukcji wzdłuż wysokości uzwojenia

i ciężar transformatora. Z tych względów jest ono niechętnie stosowane. Ponieważ jednak w pewnych przypadkach, szczególnie w transformatorach mniejszych mocy o niższych napięciach górnych, może zaistnieć konieczność zastosowania podobnego układu cewek, rozpatrzymy sposób obliczania jego oporności indukcyjnej zwarcia.

Obliczanie oporności indukcyjnej układów o większej od dwóch liczbie wzajemnie skompensowanych grup cewkowych można by oprzeć na nowych wzorach, wyprowadzonych metodą stosowaną poprzednio. Można jednak korzystając z dotychczas uzyskanych zależności pracę tę ominąć. Wystarczy w tym celu podzielić rozpatrywany układ na grupy odpowiadające jednej „fali" indukcji, obliczyć na podstawie już wyprowadzonych wzorów oporności indukcyjne każdego z zespołów cewek i zsumować rezultaty. Słuszność takiego postępowania udowodnimy rozwiązując zadanie analogiczne do postawionego dla układu o dwóch wzajemnie skompensowanych grupach cewek. W toku rozważań zostaną również wyjaśnione niektóre szczegóły stosowania proponowanej metody.

Weźmy pod uwagę układ przedstawiony na rys. 8a. Jego oporność indukcyjną można obliczyć bezpośrednio — korzystając ze wzorów podanych w tablicy 2, lub pośrednio — dzieląc go na dwie wzajemnie skompensowane grupy, obliczając oddzielnie dla każdej z nich oporność indukcyjną zwarcia i sumując rezultaty. Biorąc pod uwagę bardziej skomplikowany przypadek, w którym płaszczyzna podziału na grupy skompensowane przechodzi przez jedną z cewek, udowodnimy, opierając rozważania na ogólnych zależnościach, że metoda pośrednia daje taki sam wynik obliczeń jak bezpośrednia.

Stosując metodę pośrednią będziemy pomijać współczynnik Rogowskiego w wyrażeniach na oporności indukcyjne poszczególnych grup cewkowych. Współczynnik ten, obliczony dla całego rozpatrywanego układu, będzie uwzględniany dopiero we wzorze końcowym.

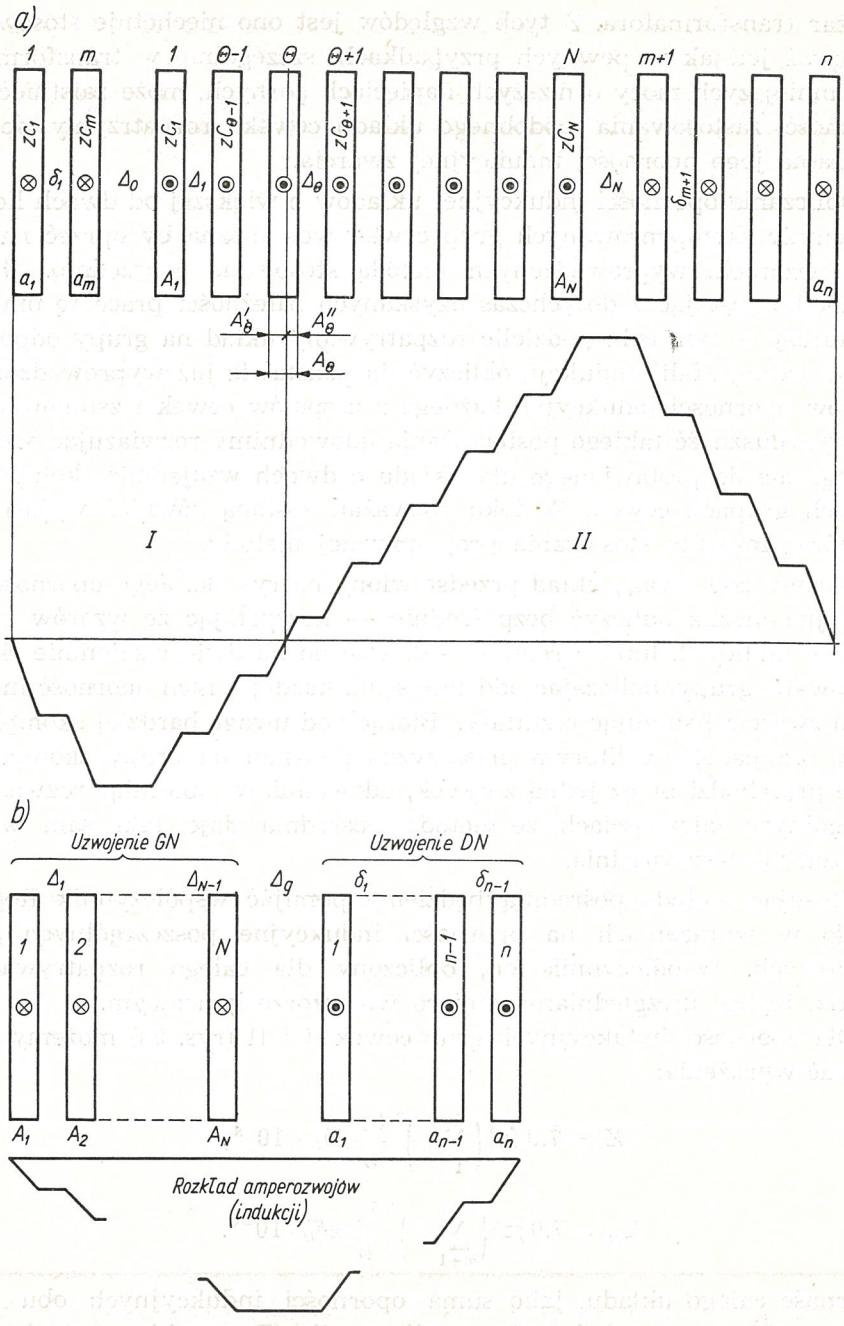
Dla oporności indukcyjnych grup cewek I i II (rys. 8a) możemy więc napisać wyrażenia:

$$X_I = 7{,}9\, f z^2 \left(\sum_{1}^{m} c_i \right)^2 \frac{l_{śr}}{b} \varkappa \delta'_I \cdot 10^{-8},$$

$$X_{II} = 7{,}9\, f z^2 \left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2 \frac{l_{śr}}{b} \varkappa \delta'_{II} \cdot 10^{-8}.$$

Oporność całego układu, jako suma oporności indukcyjnych obu grup cewkowych, po uwzględnieniu współczynnika Rogowskiego wyniesie:

$$X = X_I + X_{II} = 7{,}9\, f z^2 \frac{l_{śr}}{b} \varkappa k_r \left[\left(\sum_{1}^{m} c_i \right)^2 \delta'_I + \left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2 \delta'_{II} \right] \cdot 10^{-8}.$$



Rys. 8. Ilustracja do obliczeń szczeliny zastępczej układu o dwóch wzajemnie skompensowanych grupach cewek metodą pośrednią: a) rozważany układ cewek i rozkład amperozwojów, b) skrajnie niesymetryczny układ cewek odpowiadający zależności (h)

Obliczenie X metodą bezpośrednią sprowadza się do zastosowania wzoru:

$$X = 7{,}9\, fz^2 \frac{l_{sr}}{b} \varkappa k_r \delta' \cdot 10^{-8},$$

w którym δ' jest szczeliną zastępczą całego układu cewek.

Porównanie dwóch ostatnich zależności daje związek

$$\delta' = \left(\sum_1^m c_i\right)^2 \delta'_I + \left(\sum_{m+1}^n c_i\right)^2 \delta'_{II}, \tag{g}$$

który muszą spełniać szczeliny zastępcze, jeśli proponowana metoda obliczeń jest słuszna.

Każda z grup cewkowych I i II stanowi skrajnie niesymetryczny układ cewek ($m = 0$), którego szczelinę zastępczą określa ogólny wzór

$$\delta' = \Delta_g + \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k \left(\sum_1^k C_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^n c_i\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^N A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^n a_k c_k^2\right) + \\ + \sum_{k=1}^N A_k \left(\sum_1^{k-1} C_i\right)\left(\sum_1^k C_i\right) + \sum_{k=1}^n a_k \left(\sum_k^n c_i\right)\left(\sum_{k+1}^n c_i\right) \tag{h}$$

podany w tablicy 3. Układ cewek i rozkład amperozwojów odpowiadający zależności (h) przedstawia rys. 8b. Wykorzystując (h) udowodnimy słuszność związku (g).

Rozpatrujemy ogólny przypadek, gdy

$$\sum_1^{\Theta-1} C_i < \sum_1^m c_i < \sum_1^{\Theta} C_i,$$

to znaczy płaszczyzna podziału na wzajemnie skompensowane grupy przechodzi przez cewkę Θ uzwojenia górnego napięcia (rys. 8a) dzieląc ją na dwie części, których szerokości A'_Θ i A''_Θ odpowiednio wynoszą

$$A'_\Theta = A_\Theta \frac{\sum_1^m c_i - \sum_1^{\Theta-1} C_i}{C_\Theta} = A_\Theta \frac{C_{\Theta I}}{C_\Theta},$$

$$A''_\Theta = A_\Theta \frac{\sum_1^{\Theta} C_i - \sum_1^m c_i}{C_\Theta} = A_\Theta \frac{C_{\Theta II}}{C_\Theta}. \tag{i}$$

Wartość szczeliny zastępczej δ'_I określimy przy pomocy zależności (h), traktując grupę cewek I jako niezależny układ złożony z m cewek dolnego i Θ górnego napięcia, w którym cewka Θ ma szerokość A'_Θ i $zC_{\Theta I}$ zwojów, a całkowita liczba zwojów każdego z uzwojeń wynosi $z' = z\sum_1^m c_i$. Oblicza-

jąc δ'_I należy podstawić do wzoru (h) współczynniki C'_k i c'_k, określające stosunek liczby zwojów poszczególnych cewek do liczby zwojów z' grupy I. Współczynniki te wiążą ze współczynnikami C_k i c_k, odnoszącymi zwoje poszczególnych cewek do całkowitej liczby zwojów z rozważanego układu, zależności

$$C'_k = \frac{C_k}{\sum_1^m c_i}; \qquad c'_k = \frac{c_k}{\sum_1^m c_i}.$$

Wyrażenie (h) otrzymuje się z ogólnego wzoru (19) po założeniu $m = 0$, odpowiada więc ono układowi przedstawionemu na rys. 8b, w którym cewki górnego napięcia w miarę wzrostu ich numeru porządkowego znajdują się w coraz silniejszym, a cewki dolnego napięcia — w coraz słabszym polu rozproszenia. Usytuowanie zespołów cewek grupy I, przedstawione na rys. 8a, jest odwrotne. Dlatego korzystając z zależności (h) i nie zmieniając numerów porządkowych cewek należy podstawiać zamiast parametrów uzwojenia górnego napięcia — parametry uzwojenia dolnego napięcia i odwrotnie. Uwzględniając te uwagi otrzymujemy:

$$\delta'_I = \Delta_0 + \sum_{k=1}^{m-1} \delta_k \left(\sum_1^k c'_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{\Theta-1} \Delta_k \left(\sum_{k+1}^{\Theta-1} C'_i + C'_{\Theta I}\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{m} a_k c'^2_k + \right.$$
$$\left. + \sum_{k=1}^{\Theta-1} A_k C'^2_k + A'_\Theta C'^2_{\Theta I}\right) + \sum_{k=1}^{m} a_k \left(\sum_1^{k-1} c'_i\right)\left(\sum_1^k c'_i\right) + \sum_{k=1}^{\Theta-1} A_k \left(\sum_k^{\Theta-1} C'_i + \right.$$
$$\left. + C'_{\Theta I}\right)\left(\sum_{k+1}^{\Theta-1} C'_i + C'_{\Theta I}\right).$$

Mnożąc obie strony ostatniego wyrażenia przez $\left(\sum_1^m c_i\right)^2$ i wprowadzając współczynniki C_k i c_k dotyczące całego układu mamy:

$$\left(\sum_1^m c_i\right)^2 \delta'_I = \Delta_0 \left(\sum_1^m c_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{m-1} \delta_k \left(\sum_1^k c_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{\Theta-1} \Delta_k \left(\sum_{k+1}^{\Theta-1} C_i + C_{\Theta I}\right)^2 +$$
$$+ \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{m} a_k c_k^2 + \sum_{k=1}^{\Theta-1} A_k C_k^2 + A'_\Theta C^2_{\Theta I}\right) + \sum_{k=1}^{m} a_k \left(\sum_1^{k-1} c_i\right)\left(\sum_1^k c_i\right) +$$
$$+ \sum_{k=1}^{\Theta-1} A_k \left(\sum_k^{\Theta-1} C_i + C_{\Theta I}\right)\left(\sum_{k+1}^{\Theta-1} C_i + C_{\Theta I}\right). \qquad \text{(j)}$$

Wartość δ'_{II} obliczymy na podstawie zależności (h), uważając grupę cewek II za niezależny układ, w którym pierwsza cewka górnego napięcia ma szerokość A''_Θ i liczbę zwojów $zC_{\Theta II}$, a liczba zwojów każdego z uzwojeń wynosi $z'' = z \sum_{m+1}^{n} c_i$. W związku z tym do wzoru (h) należy podstawiać

współczynniki C''_k i c''_k, które ze współczynnikami C_k i c_k wiążą zależności

$$C''_k = \frac{C_k}{\sum_{m+1}^{n} c_i}; \qquad c''_k = \frac{c_k}{\sum_{m+1}^{n} c_i}.$$

Ponieważ usytuowanie cewek grupy II w polu rozproszenia odpowiada układowi, którego szczelinę zastępczą określa wzór (h) (por. rys. 8b), możemy — zachowując numerację cewek jak na rys. 8a — napisać:

$$\delta'_{II} = \Delta_N + \Delta_\Theta C''^2_{\Theta II} + \sum_{k=\Theta+1}^{N-1} \Delta_k \left(C''_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k} C''_i \right)^2 + \sum_{k=m+1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c''_i \right)^2 +$$

$$+ \frac{1}{3} \left(A''_\Theta C''^2_{\Theta II} + \sum_{k=\Theta+1}^{N} A_k C''^2_k + \sum_{k=m+1}^{n} a_k c''^2_k \right) + \sum_{k=\Theta+1}^{N} A_k \left(C''_{\Theta II} + \right.$$

$$\left. + \sum_{\Theta+1}^{k-1} C''_i \right) \left(C''_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k} C''_i \right) + \sum_{k=m+1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c''_i \right) \left(\sum_{k+1}^{n} c''_i \right).$$

Mnożąc obie strony ostatniego wyrażenia przez $\left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2$ otrzymujemy:

$$\left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2 \delta'_{II} = \Delta_N \left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2 + \Delta_\Theta C^2_{\Theta II} + \sum_{k=\Theta+1}^{N-1} \Delta_k \left(C_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k} C_i \right)^2 +$$

$$+ \sum_{k=m+1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i \right)^2 + \frac{1}{3} \left(A'_\Theta C^2_{\Theta II} + \sum_{k=\Theta+1}^{N} A_k C^2_k + \sum_{k=m+1}^{n} a_k c^2_k \right) +$$

$$+ \sum_{k=\Theta+1}^{N} A_k \left(C_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k-1} C_i \right) \left(C_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k} C_i \right) + \sum_{k=m+1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i \right) \left(\sum_{k+1}^{n} c_i \right). \quad \text{(k)}$$

Podstawiając (j) i (k) do zależności (g) uzyskujemy dla szczeliny zastępczej całego rozważanego układu wzór:

$$\delta' = \Delta_o \left(\sum_{1}^{m} c_i \right)^2 + \Delta_N \left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2 + \left[\sum_{k=1}^{\Theta-1} \Delta_k \left(\sum_{k+1}^{\Theta-1} C_i + C_{\Theta I} \right)^2 + \Delta_\Theta C^2_{\Theta II} + \right.$$

$$\left. + \sum_{k=\Theta+1}^{N-1} \Delta_k \left(C_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k} C_i \right)^2 \right] + \sum_{k=1}^{m-1} \delta_k \left(\sum_{1}^{k} c_i \right)^2 + \sum_{k=m+1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i \right)^2 +$$

$$+ \left[\frac{1}{3} \left(\sum_{k=1}^{\Theta-1} A_k C^2_k + A'_\Theta C^2_{\Theta I} + A''_\Theta C^2_{\Theta II} + \sum_{k=}^{N} A_k C^2_k + \sum_{k=1}^{m} a_k c^2_k + \sum_{k=m+1}^{n} a_k c^2_k \right) + \right.$$

$$+ \left[\sum_{k=1}^{\Theta-1} A_k \left(\sum_{k}^{\Theta-1} C_i + C_{\Theta I} \right) \left(\sum_{k+1}^{\Theta-1} C_i + C_{\Theta I} \right) + \sum_{k=\Theta+1}^{N} A_k \left(C_{\Theta II} + \sum_{\Theta+1}^{k-1} C_i \right) \left(C_{\Theta II} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \sum_{\Theta+1}^{k} C_i \right) \right] + \sum_{k=1}^{m} a_k \left(\sum_{1}^{k-1} c_i \right) \left(\sum_{1}^{k} c_i \right) + \sum_{k=m+1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i \right) \left(\sum_{k+1}^{n} c_i \right).$$

Wykorzystując związki (i) i (4) przekształcamy wyrażenia w nawiasach kwadratowych nadając im postać:

a) pierwszy nawias kwadratowy

$$\sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k} C_i \right)^2 ;$$

b) drugi nawias kwadratowy

$$\frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{N} A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^{n} a_k c_k^2 \right) - A_\Theta C_{\Theta_I} C_{\Theta_{II}} ;$$

c) trzeci nawias kwadratowy

$$\sum_{k=}^{N} A_k \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k-1} C_i \right) \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k} C_i \right) + A_\Theta C_{\Theta_I} C_{\Theta_{II}} .$$

Ostatecznie dla szczeliny zastępczej całego układu otrzymujemy wzór:

$$\delta' = \Delta_0 \left(\sum_{1}^{m} c_i \right)^2 + \Delta_N \left(\sum_{m+1}^{n} c_i \right)^2 + \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k} C_i \right)^2 + \sum_{k=1}^{m-1} \delta_k \left(\sum_{1}^{k} c_i \right)^2 +$$

$$+ \sum_{k=m+1}^{n-} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i \right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{N} A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^{n} a_k c_k^2 \right) + \sum_{k=1}^{N} A_k \left(\sum_{1}^{m} c_i - \sum_{1}^{k-1} C_i \right) \left(\sum_{1}^{m} c_i + \right.$$

$$\left. - \sum_{1}^{k} C_i \right) + \sum_{k=1}^{m} a_k \left(\sum_{1}^{k-1} c_i \right) \left(\sum_{1}^{k} c_i \right) + \sum_{k=m+1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i \right) \left(\sum_{k+1}^{n} c_i \right)$$

identyczny z zależnością (19), co dowodzi, zgodnie z poprzednimi uwagami, że wyniki obliczeń oporności indukcyjnej zwarcia rozpatrywanego układu uzyskane metodą pośrednią i bezpośrednią są takie same.

Wykorzystując ostatni wniosek i analogię zagadnień można proponować obliczanie oporności indukcyjnej zwarcia układów, w których wzdłuż uzwojenia występuje M „fal" indukcji strumienia rozproszenia, metodą pośrednią. W tym celu należy:

a) podzielić uzwojenie na M grup odpowiadających jednej „fali" indukcji,

b) obliczyć dla każdej grupy, jak dla niezależnego uzwojenia, szczelinę zastępczą δ'_α według wzorów zestawionych w tablicach,

c) obliczyć szczelinę zastępczą δ'_M całego rozważanego układu korzystając z zależności

$$\delta'_M = \sum_{\alpha=1}^{M} \left(\frac{z_\alpha}{z} \right)^2 \delta'_\alpha ,$$

w której: z_α — suma liczby zwojów cewek górnego lub dolnego napięcia grupy α.

z — suma liczby zwojów cewek górnego lub dolnego napięcia w całym układzie,

d) obliczyć szukaną oporność indukcyjną zwarcia według wzoru (17), podstawiając znalezioną szczelinę δ'_M i współczynnik Rogowskiego obliczony dla całego układu.

W przypadku trudności z ustaleniem współczynnika Rogowskiego dla całego układu, można obliczać od razu występujący w zależności (17) iloczyn $k_r\delta'_M$ według wzoru

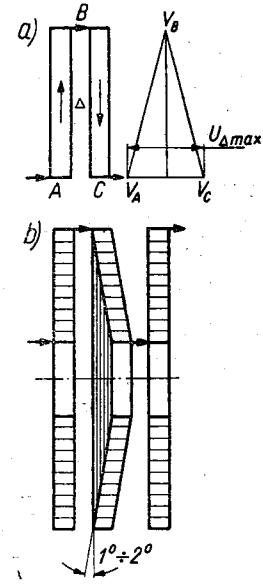
$$k_r\delta'_M = \sum_{a=1}^{M}\left(\frac{z_a}{z}\right)^2 \delta'_a k_{ra},$$

gdzie k_{ra} — współczynnik Rogowskiego dla grupy a, a k_r — dla całego układu. Sposób obliczania współczynników k_{ra} omawia rozdział 3.5 niniejszej pracy.

Zauważymy, że ostatnia zależność czyni mniej pracochłonnym obliczanie podstawowej oporności indukcyjnej niesymetrycznego układu o dwóch wzajemnie skompensowanych grupach cewek metodą pośrednią niż bezpośrednią, ponieważ pozwala ominąć obliczanie szczeliny zastępczej δ' całego układu i współczynnika Rogowskiego według wzoru (18a).

W tablicach 1, 2 i 3 oprócz wzorów ogólnych podano również wzory przystosowane na szczeliny zastępcze dla szeregu prostszych układów. Stosując metodę pośrednią i dzieląc rozważane układy na wzajemnie skompensowane grupy cewkowe można, korzystając z tablicy 3, znacznie rozszerzyć zakres wykorzystania wzorów przystosowanych, podanych w artykule.

Warto podkreślić, że ze wzorów zestawionych w tablicach można korzystać również przy obliczaniu szczelin zastępczych transformatorów dwuuzwojeniowych z uzwojeniami cylindrycznymi.



Rys. 9. Sposób łączenia i kształt cewek górnego napięcia; a) rozkład potencjałów i napięcia na kanale wzdłuż wysokości cewek, b) wykorzystanie cewek stożkowych

W nowoczesnych transformatorach płaszczowych napięcie przypadające na jedną cewkę górnego napięcia osiąga przy normalnej pracy wartość rzędu kilkunastu kilowoltów. Rysunek 9a przedstawia sposób łączenia sąsiednich cewek, wykres potencjałów poszczególnych punktów każdej z nich (przy napięciu wolnozmiennym) względem potencjału punktu B i wynikający stąd rozkład napięć wzdłuż kanału. Największe napięcie, równe sumie napięć obu cewek, występuje między punktami A i C (rys. 9a) i z nim należy się liczyć przy ustalaniu szerokości kanału Δ. Wykorzystując wynikający ze sposobu łączenia cewek rozkład na-

pięć wzdłuż kanału często nadaje się co drugiej cewce górnego napięcia, przez odpowiednią konstrukcję wstawek dystansujących, kształt stożkowy, przedstawiony schematycznie na rys. 9b. Komplikuje to technologię wykonania uzwojeń, pozwala jednak zmniejszyć wysokość kolumny, a więc wymiary i ciężar transformatora.

Weźmy pod uwagę układ przedstawiony na rys. 10a, w którym co druga cewka górnego napięcia ma kształt stożkowy. Szerokość kanału Δ zmienia się wówczas liniowo w granicach od Δ'_k do Δ''_k osiągając w połowie wysokości cewek wartość

$$\Delta_k = \frac{\Delta'_k + \Delta''_k}{2}. \tag{1}$$

Rozpatrzmy układy, jakie powstaną po wyprostowaniu nachylonych cewek w sposób pokazany na rysunku 10b i 10c.

Rysunek 10d przedstawia rozkład przestrzenny amperozwojów wzbudzających strumień rozproszenia dla układów z rys. 10b i 10c. Odcinki krzywej wspólne dla obu układów zaznaczono grubą linią ciągłą, linią przerywaną — odcinki odpowiadające tylko układowi z rys. 10b, a cienką linią ciągłą — tylko układowi z rys. 10c. Z wykresu wynika, że układ 10c będzie miał większą szczelinę zastępczą niż układ 10b. Korzystając z ogólnej zależności (I.1) podanej w tablicy 3 możemy szczeliny te wyrazić wzorami:

$$\delta'_b = \Delta_g + \sum_{k=1}^{N-1} \Delta'_k \left(\sum_{1}^{k} C_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{N} A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^{n} a_k c_k^2\right) +$$

$$+ \sum_{k=1}^{N} A_k \left(\sum_{1}^{k-1} C_i\right)\left(\sum_{1}^{k} C_i\right) + \sum_{k=1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i\right)\left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right),$$

$$\delta'_c = \Delta_g + \sum_{k=1}^{N-1} \Delta''_k \left(\sum_{1}^{k} C_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{N} A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^{n} a_k c_k^2\right) +$$

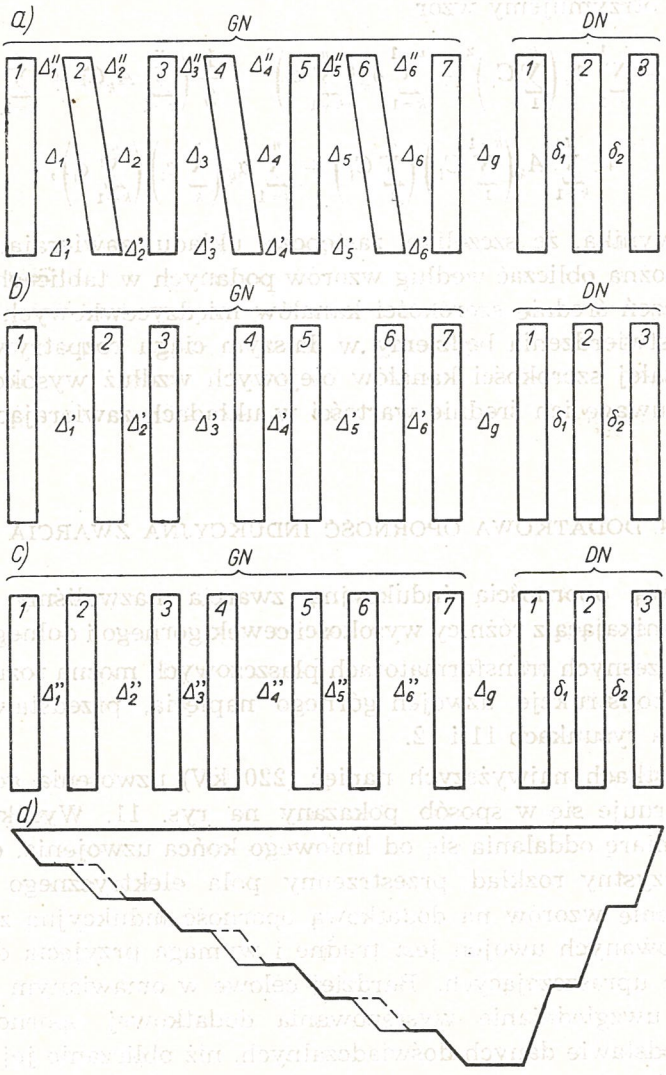
$$+ \sum_{k=1}^{N} A_k \left(\sum_{1}^{k-1} C_i\right)\left(\sum_{1}^{k} C_i\right) + \sum_{k=1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i\right)\left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right).$$

Cewki stożkowe w rzeczywistym układzie przedstawionym na rys. 10a zajmują położenia pośrednie między położeniami cewek wyprostowanych w sposób pokazany na rysunkach 10b i 10c. Ze względu na dużą wysokość boków cewek kąt ich nachylenia, zaznaczony na rys. 9b, jest niewielki i zawiera się zwykle w granicach od 1° do 2°. Niewielka wartość tego kąta pozwala przyjąć, że nachylenie boków niektórych cewek nie wywołuje jakościowo nowych zjawisk elektromagnetycznych o takim nasileniu, które by swoim wpływem na przestrzenny rozkład strumienia rozprosze-

nia usprawiedliwiało wprowadzenie do obliczeń kąta nachylenia cewek jako osobnego parametru. Będziemy więc uważać, opierając się na poprzednich spostrzeżeniach, że wartość szczeliny zastępczej δ'_a rzeczywistego układu spełnia nierówność

$$\delta'_b < \delta'_a < \delta'_c.$$

Biorąc pod uwagę liniową zmianę szerokości kanału wzdłuż wysokości cewek i fakt przyjęcia założeń upraszczających obraz pola przy ustalaniu



Rys. 10. Ilustracja do rozważań nad wpływem nachylenia boków niektórych cewek na wartość szczeliny zastępczej układu

związków między podstawową opornością indukcyjną zwarcia a wymiarami układu, będziemy uważać wartość szczeliny zastępczej rzeczywistego uzwojenia za średnią arytmetyczną z wartości szczelin zastępczych układów przedstawionych na rysunkach 10b i 10c

$$\delta'_a = \frac{\delta'_b + \delta'_c}{2}.$$

Podstawiając do ostatniej zależności wyrażenia na δ'_b, δ'_c i uwzględniając związek (1), otrzymujemy wzór

$$\delta'_a = \Delta_g + \sum_{k=1}^{n-1} \Delta_k \left(\sum_{1}^{k} C_i\right)^2 + \sum_{k=1}^{n-1} \delta_k \left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\sum_{k=1}^{N} A_k C_k^2 + \sum_{k=1}^{n} a_k c_k^2\right) +$$

$$+ \sum_{k=1}^{N} A_k \left(\sum_{1}^{k-1} C_i\right)\left(\sum_{1}^{k} C_i\right) + \sum_{k=1}^{n} a_k \left(\sum_{k}^{n} c_i\right)\left(\sum_{k+1}^{n} c_i\right),$$

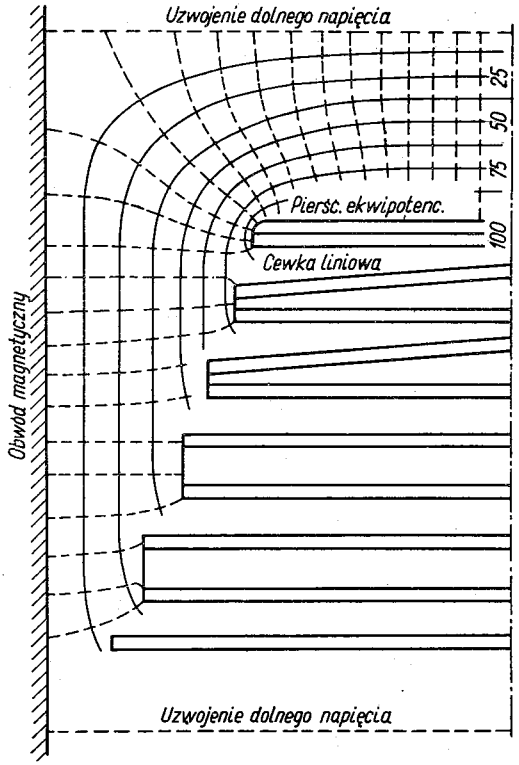
z którego wynika, że szczelinę zastępczą układu zawierającego cewki stożkowe można obliczać według wzorów podanych w tablicach, przyjmując do obliczeń średnie szerokości kanałów międzycewkowych. Korzystając z tego stwierdzenia będziemy w dalszym ciągu rozpatrywać jedynie układy o stałej szerokości kanałów olejowych wzdłuż wysokości cewek, biorąc pod uwagę ich średnie wartości w układach zawierających cewki stożkowe.

4. DODATKOWA OPORNOŚĆ INDUKCYJNA ZWARCIA

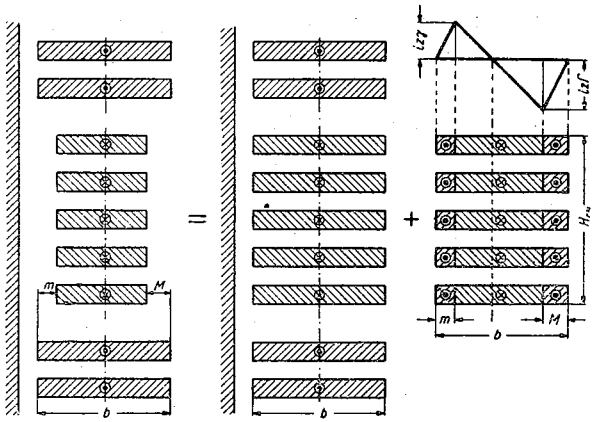
Dodatkową opornością indukcyjną zwarcia nazwaliśmy (rozdz. 2) oporność wynikającą z różnicy wysokości cewek górnego i dolnego napięcia.

W nowoczesnych transformatorach płaszczowych można rozróżnić dwie zasadnicze konstrukcje uzwojeń górnego napięcia, przedstawione schematycznie na rysunkach 11 i 12.

W jednostkach najwyższych napięć (220 kV) uzwojenia górnego napięcia konstruuje się w sposób pokazany na rys. 11. Wysokość cewek wzrasta w miarę oddalania się od liniowego końca uzwojenia, co pozwala uzyskać korzystny rozkład przestrzenny pola elektrycznego (rys. 11). Wyprowadzenie wzorów na dodatkową oporność indukcyjną zwarcia dla tak konstruowanych uwojeń jest trudne i wymaga przyjęcia daleko idących założeń upraszczających. Bardziej celowe w omawianym przypadku wydaje się uwzględnianie występowania dodatkowej oporności indukcyjnej na podstawie danych doświadczalnych, niż obliczanie jej w oparciu o teoretycznie uzyskane wzory. Aby uniknąć podobnych trudności, napięcia zwarcia bardziej złożonych układów określa się w U.S.A. drogą po-



Rys. 11. Konstrukcja uzwojeń najwyższych napięć (schematycznie) i rozkład pola elektrycznego



Rys. 12. Uzwojenie transformatora o górnym napięciu rzędu 110 kV i ilustracja sposobu rozłożenia go na dwa układy o zrównoważonych przestrzennie amperozwojach

miarów na modelach odtwarzających projektowane uzwojenia, uzyskując w ten sposó całkowite napięcie zwarcia układu — podstawowe i dodatkowe.

Rysunek 12 przedstawia konstrukcję uzwojeń transformatorów płaszczowych o napięciach górnych rzędu 110 kV. Cewki górnego napięcia są tutaj niższe od cewek dolnego napięcia, ale wszystkie posiadają zasadniczo jednakową wysokość. W dalszym ciągu pracy będziemy rozpatrywać dodatkową oporność indukcyjną zwarcia tak konstruowanych uzwojeń.

Dla uogólnienia rozważań przyjmiemy, że oś przechodząca przez środki cewek górnego napięcia nie pokrywa się z osią przechodzącą przez środki cewek dolnego napięcia, tzn. $m \neq M$ (rys. 12).

Stosując metodę Knaacka [1] rozłożymy rozpatrywany układ na dwa układy fikcyjne, z których jeden stanowi poprzednio omawiane uzwojenie krążkowe o cewkach jednakowej wysokości, a drugi — uzwojenie cylindryczne podwójne o równych zeru szczelinach międzyuzwojeniowych i odpowiadających sobie lukach w uzwojeniu pierwotnym i wtórnym (rys. 12). Przepływy pomyślanych układów muszą się kompensować wewnątrz każdego z nich, a po nałożeniu na siebie — stwarzać obraz identyczny z przestrzennym rozmieszczeniem amperozwojów w rzeczywistym uzwojeniu.

Oporność indukcyjna pierwszego układu — to obliczana poprzednio podstawowa oporność indukcyjna zwarcia. Szukana oporność dodatkowa jest opornością indukcyjną drugiego fikcyjnego układu — uzwojenia cylindrycznego. W dalszym ciągu będziemy się tylko nim zajmować.

4.1. Określenie amperozwojów fikcyjnego układu uzwojeń cylindrycznych

Przepływ dowolnej k-tej cewki górnego napięcia rzeczywistego uzwojenia wynosi izC_k. Przyjmiemy, że przepływ k-tej cewki umyślonego uzwojenia krążkowego wynosi również izC_k, co zapewni kompensację amperozwojów w fikcyjnym uzwojeniu krążkowym. Aby po złożeniu umyślonych uzwojeń uzyskać przestrzenny rozkład przepływów jak w układzie rzeczywistym, amperozwoje pomyślanego uzwojenia cylindrycznego muszą kompensować przepływy cewek fikcyjnego uzwojenia krążkowego na odcinkach m i M (rys. 12). Amperozwoje tej części uzwojenia cylindrycznego, która odpowiada k-tej cewce układu krążkowego, rozmieszczone wzdłuż odcinków m i M będą więc wynosić $izC_k \frac{m}{b}$ i $izC_k \frac{M}{b}$, a rozmieszczone wzdłuż odcinka b — $(m + M)$, dla kompensacji przepływów w fikcyjnym uzwojeniu cylindrycznym — $izC_k \frac{m+M}{b}$. Kierunki przepływów pokazano na rys. 12.

Wprowadzimy do rozważań współczynniki γ i Γ określające stopień obniżenia i usytuowanie cewek górnego napięcia względem cewek napięcia dolnego

$$\gamma = \frac{m}{b}; \qquad \Gamma = \frac{M}{b}. \tag{20}$$

Całkowite amperozwoje poszczególnych uzwojeń fikcyjnego układu cylindrycznego można wówczas wyrazić wzorami:

$$\sum_{k=1}^{N} izC_k \frac{m}{b} = iz\gamma; \qquad \sum_{k=1}^{N} izC_k \frac{M}{b} = iz\Gamma; \qquad \sum_{k=1}^{N} iz \frac{m+M}{b} C_k = iz(\gamma + \Gamma).$$

Rozkład przestrzenny przepływów umyślonego podwójnego uzwojenia cylindrycznego pokazano na rys. 12.

4.2. Wysokość rozproszeniowa fikcyjnych uzwojeń cylindrycznych

Przy obliczaniu dodatkowej oporności indukcyjnej będziemy zakładać, podobnie jak poprzednio, że fikcyjny układ uzwojeń cylindrycznych jest dokładnie otoczony żelazem o nieskończenie dużej przenikalności magnetycznej, pole rozproszenia występuje tylko w przestrzeni wypełnionej przez rozpatrywany układ, a linie sił strumienia rozproszenia są równoległe do osi kolumny.

W rozważanym uzwojeniu występują dwie wzajemnie skompensowane grupy, a w każdej z grup — $N-1$ odpowiadających sobie luk o szerokościach kanałów Δ_k. Opisane uzwojenie zastąpimy w rozważaniach układem uzwojeń cylindrycznych bez luk, przyjmując do obliczeń zamiast jego rzeczywistej wysokości (rys. 12)

$$H_{GN} = \sum_{k=1}^{N} A_k + \sum_{k=1}^{N-1} \Delta_k$$

wysokość rozproszeniową. Uwzględni to zakrzywienia linii sił strumienia rozproszenia wywołane zarówno lukami, jak i niedokładnym otoczeniem układu przez żelazo i pozwoli korzystać z założeń podanych we wstępie. Wysokość rozproszeniową każdej z wzajemnie skompensowanych grup, wykorzystując znane z literatury [1], [3] związki, można wyrazić wzorami:

a) dla układu „γ"

$$H_\gamma = \sum_{k=1}^{N} A_k + \frac{\gamma b}{3(\gamma + \Gamma)} \left[N - (N-1)\, e^{-\frac{3(\gamma+\Gamma)}{\gamma} \cdot \frac{\Delta_{śr}}{b}} \right], \tag{21a}$$

b) dla układu „Γ"

$$H_\Gamma = \sum_{k=1}^{N} A_k + \frac{\Gamma b}{3(\gamma + \Gamma)} \left[N - (N-1)\, e^{-\frac{3(\gamma+\Gamma)}{\Gamma} \cdot \frac{\Delta_{śr}}{b}} \right], \tag{21b}$$

gdzie:

$$\Delta_{śr} = \frac{\sum_{1}^{N-1} \Delta_k}{N-1}$$ — średnia szerokość kanału olejowego między cewkami górnego napięcia.

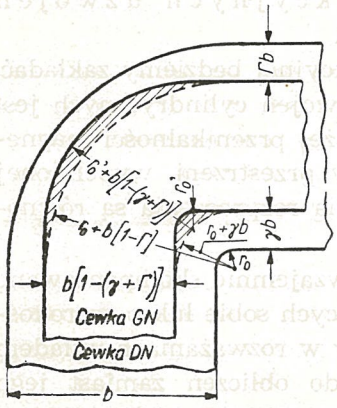
Ponieważ w rozważanym przypadku ogólnym $H_\gamma \neq H_\Gamma$, będziemy dla każdej z wzajemnie skompensowanych grup obliczać oddzielnie jej oporność indukcyjną i sumować rezultaty stosując metodę pośrednią, omówioną obszernie w rozdz. 3.6.

4.3. Dodatkowa oporność indukcyjna zwarcia

Wykorzystując związek (1) można napisać dla każdego z układów

$$X_\gamma = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f \int_{(\gamma)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv,$$

$$X_\Gamma = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f \int_{(\Gamma)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv.$$



Rys. 13. Naroża cewek górnego i dolnego napięcia. Ilustracja do obliczeń dodatkowej oporności indukcyjnej zwarcia

Rysunek 13 przedstawia naroża cewek górnego i dolnego napięcia. Środki krzywizn naroży na ogół nie pokrywają się. Dla uproszczenia obliczeń przyjmiemy jednak, że są one wspólne. Biorąc pod uwagę kierunek strumienia rozproszenia można uważać, że założenie to nie pociągnie za sobą istotnych błędów w obliczeniu oporności indukcyjnej układów nie spełniających go. Ewentualne rozbieżności są tym mniej istotne, że dodatkowa oporność indukcyjna stanowi niewielką część całkowitej.

Wykorzystując przyjęte założenie obliczymy X_γ w oparciu o rys. 14. W tym celu, biorąc pod uwagę rozkład przestrzenny amperozwojów, podzielimy układ „γ" na część I i II (rys. 14). Wówczas:

$$\int_{(\gamma)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \int_{(I)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv + \int_{(II)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv. \qquad \text{(m)}$$

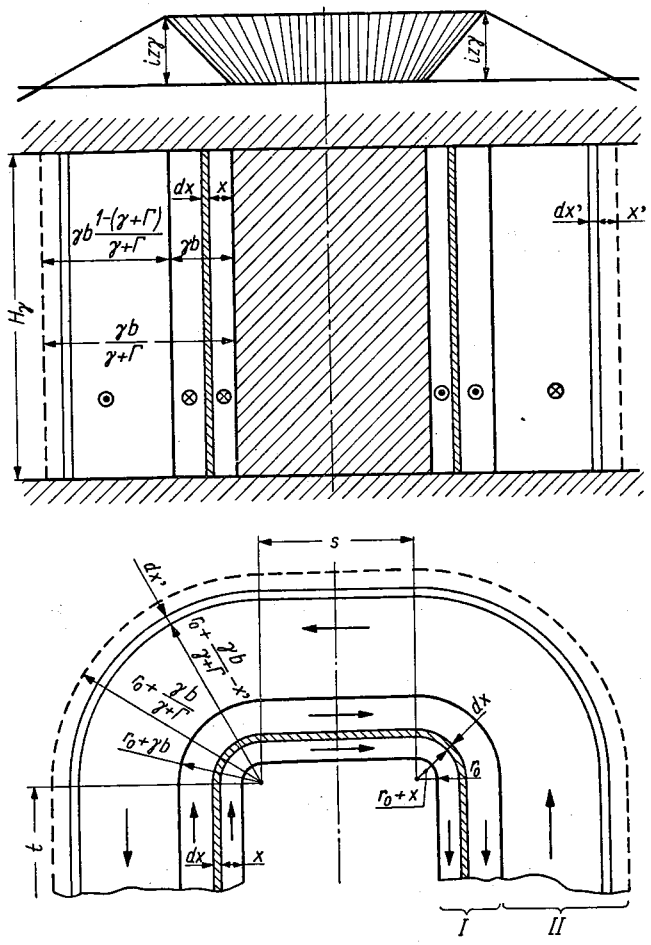
Dla obszaru I możemy napisać:

$$\frac{h}{i} = \frac{z}{H_\gamma} \cdot \frac{x}{b}; \qquad dv = [2(t+s) + 2\pi(r_0 + x)] H_\gamma \, dx,$$

a stąd

$$\int_{(I)}\left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \frac{z^2}{H_\gamma b^2}\left[2(t+s)\int_0^{\gamma b} x^2 dx + 2\pi\int_0^{\gamma b}(r_0+x)\,x^2 dx\right] =$$

$$= \frac{(z\gamma)^2}{H_\gamma}\left[2(t+s)+2\pi\left(r_0+\frac{3}{4}\gamma b\right)\right]\frac{1}{3}\gamma b. \qquad \text{(n)}$$



Rys. 14. Ilustracja do obliczeń dodatkowej oporności indukcyjnej zwarcia

Podobnie dla obszaru II (rys. 14):

$$\frac{h}{i} = \frac{z}{H_\gamma}\cdot\frac{\gamma+\Gamma}{1-(\gamma+\Gamma)}\cdot\frac{x'}{b}; \quad dv = \left[2(t+s)+2\pi\left(r_0+\frac{\gamma b}{\gamma+\Gamma}-x'\right)\right]H_\gamma dx',$$

$$\int_{(II)} \left(\frac{h}{i}\right)^2 dv = \frac{z^2}{H_\gamma b^2}\left[\frac{\gamma+\Gamma}{1-(\gamma+\Gamma)}\right]^2\left[2(t+s)\int_0^{\gamma b\frac{1-(\gamma+\Gamma)}{\gamma+\Gamma}} x'^2dx' + 2\pi\int_0^{\gamma b\frac{1-(\gamma+\Gamma)}{\gamma+\Gamma}}\left(r_0 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\gamma b}{\gamma+\Gamma} - x'\right)x'^2dx' = \frac{(z\gamma)^2}{H_\gamma}\left\{2(t+s) + 2\pi\left[r_0 + \gamma b + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + \frac{1}{4}\gamma b\frac{1-(\gamma+\Gamma)}{\gamma+\Gamma}\right]\right\}\frac{1}{3}\gamma b\frac{1-(\gamma+\Gamma)}{\gamma+\Gamma}. \qquad (o)$$

Wprowadzając do obliczeń średnią długość zwoju określoną wzorem (15), na podstawie zależności (ł), (m), (n) i (o) otrzymujemy po przekształceniach:

$$X_\gamma = 7{,}9\,f\,(z\gamma)^2\frac{l_{śr}}{H_\gamma}\left[1 - \frac{b}{l_{śr}}\cdot\frac{\pi}{2}\left(1 - 2\gamma + \frac{\Gamma}{\gamma+\Gamma}\right)\right]\frac{1}{3}\cdot\frac{\gamma b}{\gamma+\Gamma}\,10^{-8}. \qquad (22a)$$

Podobne rozważania dla układu „Γ" dają w wyniku wzór:

$$X_\Gamma = 7{,}9\,f\,(z\Gamma)^2\frac{l_{śr}}{H_\Gamma}\left[1 + \frac{b}{l_{śr}}\cdot\frac{\pi}{2}\left(1 - 2\Gamma + \frac{\gamma}{\gamma+\Gamma}\right)\right]\frac{1}{3}\cdot\frac{\Gamma b}{\gamma+\Gamma}\,10^{-8}. \qquad (22b)$$

Łatwo stwierdzić, że we wzorach (22a) i (22b) wyrażenia $\frac{1}{3}\cdot\frac{\gamma b}{\gamma+\Gamma}$ i $\frac{1}{3}\cdot\frac{\Gamma b}{\gamma+\Gamma}$ przedstawiają szczeliny zastępcze układów „γ" i „Γ", a iloczyny $_{śr}$ i wyrażeń w nawiasach kwadratowych — średnie długości zwojów każdego z tych układów. Wynika stąd, że oporności indukcyjne rozważanych uzwojeń typu cylindrycznego pomimo ich prostokątnego kształtu oblicza się według tych samych wzorów zasadniczych, które obowiązują dla normalnych uzwojeń cylindrycznych.

Dla uproszczenia zapisu oznaczymy:

$$\tau_\gamma = \frac{\gamma}{3(\gamma+\Gamma)}; \qquad \tau_\Gamma = \frac{\Gamma}{3(\gamma+\Gamma)}; \qquad (23a)$$

$$\varkappa_\gamma = \frac{\pi}{2}\left(1 - 2\gamma + \frac{\Gamma}{\gamma+\Gamma}\right); \qquad \varkappa_\Gamma = \frac{\pi}{2}\left(1 - 2\Gamma + \frac{\gamma}{\gamma+\Gamma}\right). \qquad (23b)$$

Wprowadzając ponadto współczynniki Rogowskiego

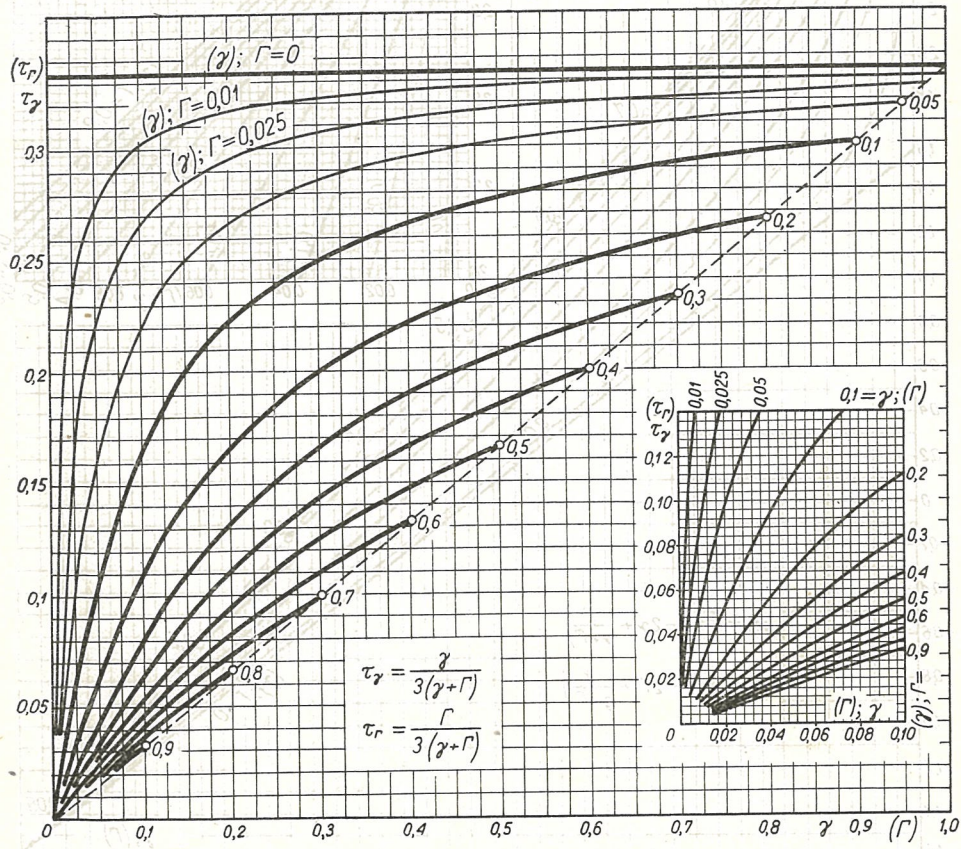
$$k_\gamma = \frac{H_{GN}}{H_\gamma}; \qquad k_\Gamma = \frac{H_{GN}}{H_\Gamma} \qquad (24)$$

otrzymamy wzór na dodatkową oporność indukcyjną zwarcia w postaci:

$$X_d = X_\gamma + X_\Gamma = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f z^2 \frac{l_{śr}}{H_{GN}} b \left[k_\gamma \gamma^2 \tau_\gamma \left(1 - \frac{b}{l_{śr}} \varkappa_\gamma\right) + \right.$$

$$\left. + k_\Gamma \Gamma^2 \tau_\Gamma \left(1 + \frac{b}{l_{śr}} \varkappa_\Gamma\right)\right]. \qquad (25)$$

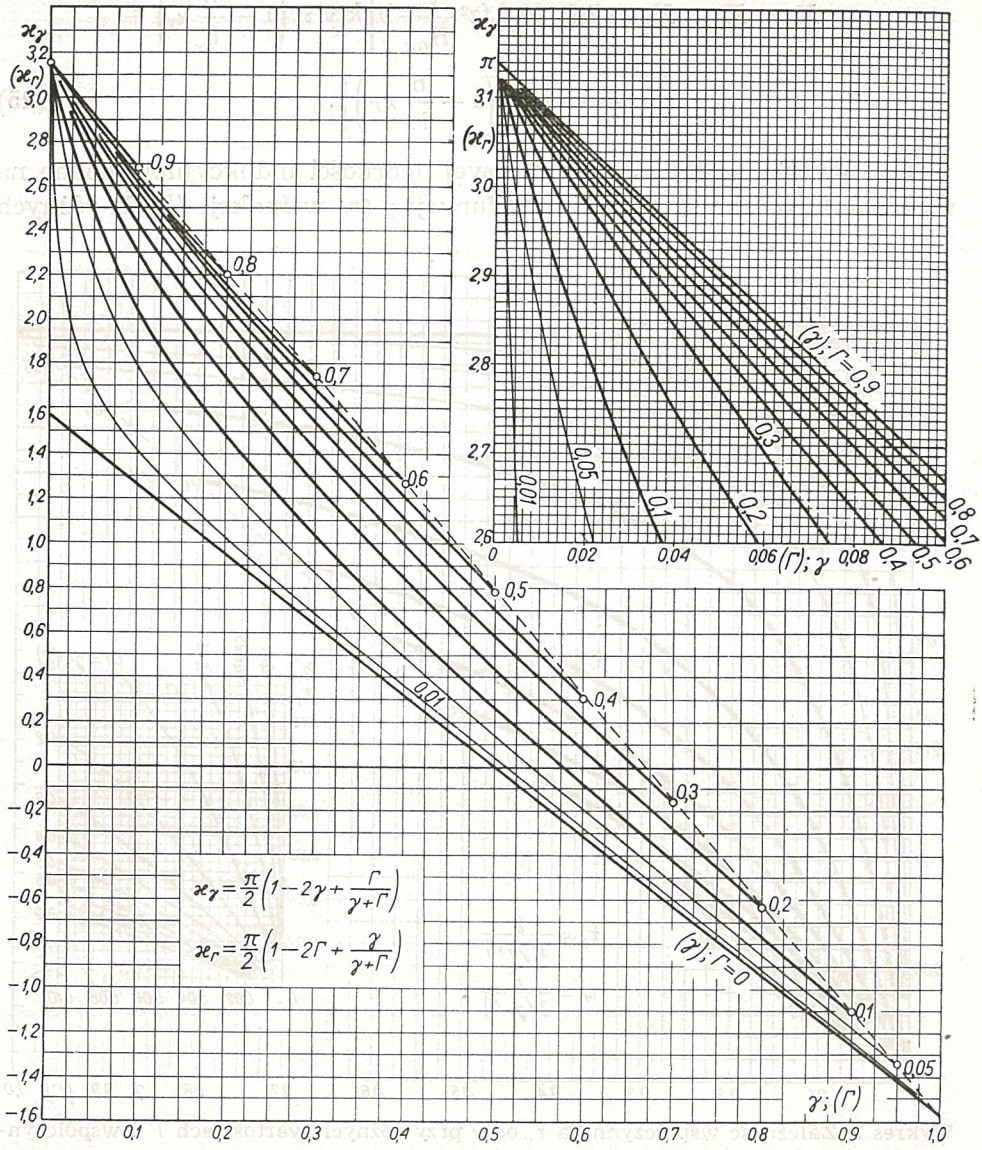
Dla ułatwienia obliczeń dodatkowej oporności indukcyjnej podano na wykresie 2 rodzinę krzywych τ_γ w funkcji γ (τ_Γ w funkcji Γ) dla różnych



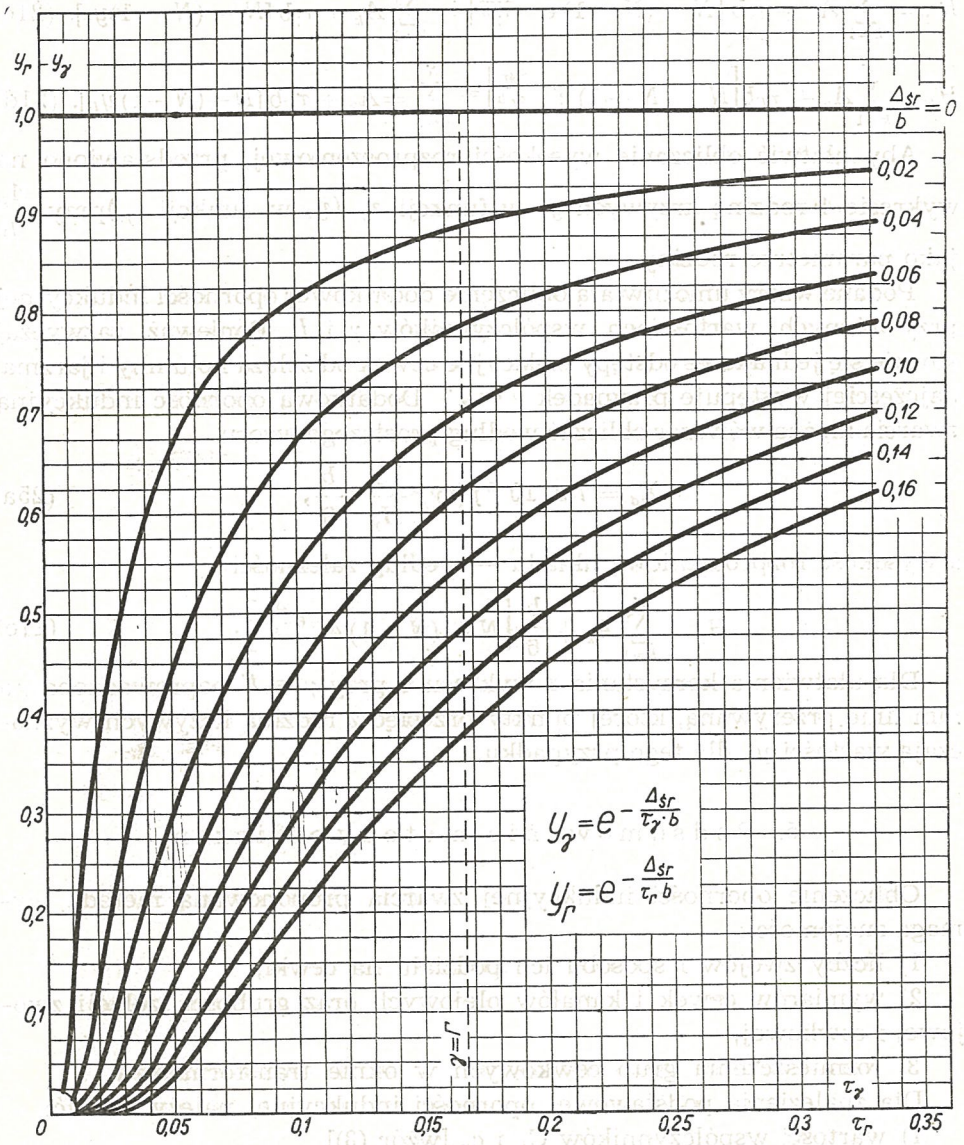
Wykres 2. Zależność współczynnika τ_γ od γ przy różnych wartościach Γ i współczynnika τ_Γ od Γ przy różnych wartościach γ

wartości współczynnika Γ (lub γ), grającego rolę parametru rodziny. W podobny sposób na wykresie 3 przedstawiono przebieg $\varkappa_\gamma$ w funkcji γ ($\varkappa_\Gamma$ w funkcji Γ).

Wykorzystując wprowadzone oznaczenia i wykres 2 można obliczać



Wykres 3. Zależność współczynnika $\varkappa_\gamma$ od γ przy różnych wartościach Γ i współczynnika $\varkappa_\Gamma$ od Γ przy różnych wartościach γ



Wykres 4. Zależność współczynnika y_γ od γ i y_Γ od Γ przy różnych wartościach stosunku $\frac{\Delta_{sr}}{b}$

wysokości rozproszeniowe grup „γ" i „Γ" [wzory (21a) i (21b)] według zależności:

$$H_\gamma = \sum_{k=1}^{N} A_k + \tau_\gamma b \left[N - (N-1)\, e^{-\frac{\Delta_{śr}}{\tau_\gamma b}}\right] = \sum_{k=1}^{N} A_k + \tau_\gamma b\,[N - (N-1) y_\gamma], \quad (21c)$$

$$H_\Gamma = \sum_{k=1}^{N} A_k + \tau_\Gamma b \left[N - (N-1)\, e^{-\frac{\Delta_{śr}}{\tau_\Gamma b}}\right] = \sum_{k=1}^{N} = A_k + \tau_\Gamma b\,[N - (N-1) y_\Gamma]. \quad (21d)$$

Aby ułatwić obliczanie wysokości rozproszeniowej, przedstawiono na wykresie 4 rodzinę krzywych y_γ w funkcji τ_γ (y_Γ w funkcji τ_Γ) przy $\frac{\Delta_{śr}}{b}$ jako parametrze rodziny.

Podane wzory umożliwiają obliczenie dodatkowej oporności indukcyjnej przy różnych wartościach współczynników γ i Γ. Ponieważ zazwyczaj stosuje się jednakowe odstępy izolacyjne cewek od żelaza kolumny i jarzma, najczęściej występuje przypadek $\gamma = \Gamma$. Dodatkową oporność indukcyjną zwarcia można wówczas obliczać według prostszego wzoru

$$X_d = 7{,}9 \cdot 10^{-8} f (z\gamma)^2 \frac{l_{śr}}{H_\gamma} \cdot \frac{b}{3}, \quad (25a)$$

a wysokość rozproszeniową układu — według zależności

$$H_\gamma = \sum_{k=1}^{N} A_k + \frac{b}{6}\left[N - (N-1)\, e^{-6\frac{\Delta_{śr}}{b}}\right]. \quad (21e)$$

Dla ułatwienia korzystania z wykresu 4 przy $\gamma = \Gamma$ poprowadzono na nim linię przerywaną, której punkty przecięć z rodziną krzywych wyznaczają wartości y_γ dla tego przypadku.

5. Podsumowanie metody obliczeń

Obliczenie oporności indukcyjnej zwarcia proponowaną metodą wymaga znajomości:

1) liczby zwojów i sposobu ich podziału na cewki,

2) wymiarów cewek i kanałów olejowych oraz grubości izolacji zwojowej i cewkowej,

3) rozmieszczenia grup cewkowych w oknie transformatora.

Dla znalezienia podstawowej oporności indukcyjnej należy ustalić:

1) wartości współczynników C_k i c_k [wzór (3)],

2) wymiary λ, Λ, h_k, B, H (rysunki 1 i 2), wymiary b, s, t, r_0, A_k, a_k cewek i Δ_k, δ_k kanałów z uwzględnieniem izolacji zwojowej i cewkowej (przy cewkach stożkowych przyjmować do obliczeń średnią szerokość kanału),

3) średnią długość zwojów [wzór (15)],

4) wartość współczynnika $\varkappa$ [wzory (16), (16a), wykres 1],

5) wartość współczynnika Rogowskiego [wzory (18), (18a)],

6) szczelinę zastępczą [wzór (19), tablice 1, 2 i 3],

7) podstawową oporność indukcyjną zwarcia [wzór (17)].

Obliczenie dodatkowej oporności indukcyjnej wymaga ustalenia:

1) wymiarów m, M, H_{GN} (rys. 12),

2) wartości parametrów γ i Γ [wzór (20)] i w przypadku:

a) $\gamma \neq \Gamma$

3) wartości parametrów τ_γ i τ_Γ [wzór (23a), wykres 2] i parametrów $\varkappa_\gamma$ i $\varkappa_\Gamma$ [wzór (23b), wykres 3],

4) wysokości rozproszeniowych skompensowanych grup umyślonego uzwojenia cylindrycznego [wzory (21c), (21d), wykres 4] i współczynników Rogowskiego [wzór (24)],

5) dodatkowej oporności indukcyjnej [wzór (25)], a w przypadku

b) $\gamma = \Gamma$

3) wysokości rozproszeniowej układu [wzór (21e), wykres 4],

4) dodatkowej oporności indukcyjnej zwarcia [wzór (25a)].

Całkowitą oporność indukcyjną znajdujemy sumując oporność podstawową i dodatkową po sprowadzeniu ich do tej samej liczby zwojów [wzór (2)].

6. PRZYKŁAD OBLICZEŃ

Obliczymy napięcie rozproszenia jednofazowego transformatora płaszczowego o mocy 5330 kVA i napięciach 63,5/6,6 kV. Rysunek 15 przedstawia rozmieszczenie cewek w oknie tego transformatora, ich wymiary łącznie z izolacją i sposób podziału zwojów na cewki[1]). Element uzwojenia oznaczony symbolem E_k jest pierścieniem pojemnościowym. Zwoje pierwszej cewki uzwojenia górnego napięcia mają wzmocnioną izolację o dwustronnej grubości 2,0 mm. Izolacja zwojowa przewodów pozostałych cewek tego uzwojenia wynosi 1,4 mm (dwustronnie). Zwoje cewek dolnego napięcia są izolowane do obustronnego przyrostu 1,0 mm. Niewidoczne na rys. 15 wymiary t, s, r_0 cewek dolnego napięcia i wymiar h_k żelaza rdzenia (por. rys. 1) wynoszą:

$$t = 947 \text{ mm}, \; s = 440 \text{ mm}, \; r_0 = 35 \text{ mm}, \; h_k = 860 \text{ mm}.$$

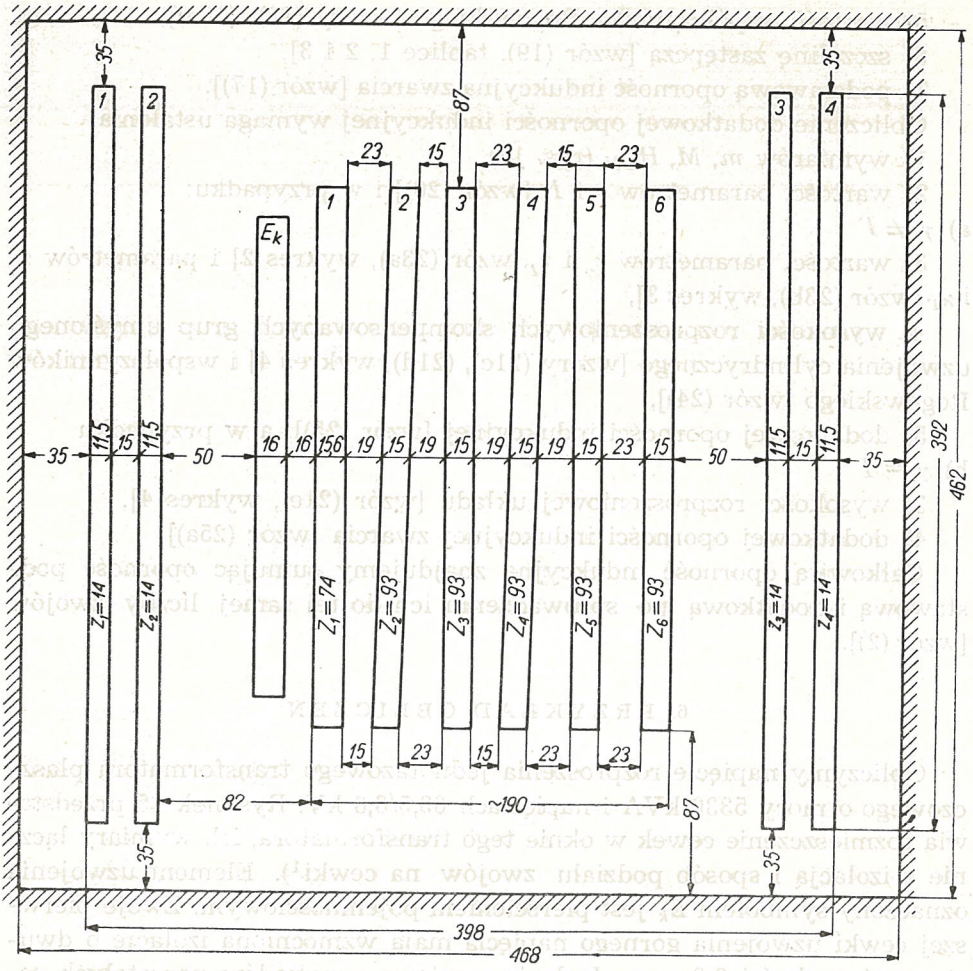
6.1. Obliczenie podstawowej oporności indukcyjnej zwarcia

a) Średnia długości zwoju [wzór (15)]:

$$l_{śr} = 2\,(94{,}7 + 44) + \pi\,(2 \cdot 3{,}5 + 39{,}2) = 422{,}4 \text{ cm}.$$

---

[1]) Wykorzystano tutaj jeden z wariantów projektu transformatora płaszczowego, który wykonuje zespół pracowników Zakładu Wysokich Napięć Instytutu Elektrotechniki i Zakładów Wytwórczych Transformatorów M3.



Rys. 15. Rozmieszczenie cewek w oknie transformatora 5330 kVA, 63,5/6,6 kV. Ilustracja do przykładu obliczeń

b) Współczynnik $\varkappa$:

dla stosunku $\frac{r_o}{b} = \frac{3,5}{39,2} = 0,0893$ otrzymujemy z wykresu 1 $\varkappa' = 1,19$, a stąd [wzór (16)]

$$\varkappa = 1 - \frac{39,2}{422,4} 1,19 = 0,89 .$$

c) Szczelina zastępcza:

Wymiary „od miedzi do miedzi" (rys. 15):

cewek górnego napięcia $A_1 = 1,56 - 0,2 = 1,36$ cm,

$A_2 = A_3 = \ldots = A_6 = 1,5 - 0,14 = 1,36$ cm,

cewek dolnego napięcia $a_1 = a_2 = a_3 = a_4 = 1{,}15 - 0{,}1 = 1{,}05$ cm, kanałów olejowych

$$\Delta_0 = 5{,}0 + 1{,}6 + 1{,}6 + \frac{1}{2}(0{,}1 + 0{,}2) = 8{,}35\ \text{cm},$$

$$\Delta_N = 5{,}0 + \frac{1}{2}(0{,}1 + 0{,}14) = 5{,}12\ \text{cm},$$

$$\Delta_1 = 1{,}9 + \frac{1}{2}(0{,}14 + 0{,}2) = 2{,}07\ \text{cm},$$

$$\Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = 1{,}9 + 0{,}14 = 2{,}04\ \text{cm},$$

$$\Delta_5 = 2{,}3 + 0{,}14 = 2{,}44\ \text{cm},$$

$$\delta_1 = \delta_3 = 1{,}5 + 0{,}1 = 1{,}6\ \text{cm}.$$

Współczynniki określające liczby zwojów w cewkach:

Całkowita liczba zwojów w uzwojeniu górnego napięcia wynosi 539, a w uzwojeniu dolnego napięcia — 56. Stąd (rys. 15)

$$C_1 = \frac{74}{539} = 0{,}137,$$

$$C_2 = C_3 = \ldots = C_6 = \frac{93}{539} = 0{,}1725,$$

$$c_1 = c_2 = c_3 = c_4 = \frac{14}{56} = 0{,}25.$$

W rozpatrywanym przypadku mamy:

liczbę cewek górnego napięcia $N = 6$,

liczbę cewek dolnego napięcia $n = 4$

oraz symetryczny układ cewek $\left(m = \frac{n}{2} = 2\right)$.

Szczelinę zastępczą obliczymy według wzoru IX w tablicy 1. Ponieważ $\sum_1^m c_i = \sum_{m+1}^n c_i = \frac{1}{2}$, $c_k = \frac{1}{n}$, lecz $C_k \neq \frac{1}{N}$, skorzystamy z postaci 2 tego wzoru. Podstawiając wymiary cewek i kanałów oraz wartości współczynników C_k i c_k otrzymujemy po wykonaniu działań

$$\delta' = 5{,}29\ \text{cm}.$$

d) Współczynnik Rogowskiego:

W rozważanym układzie $m = \frac{n}{2}$, $\sum_1^m c_i = \sum_{m+1}^n c_i$, lecz $\Delta_o > \Delta_N$.

Współczynnik Rogowskiego obliczymy zarówno właściwą dla tego przypadku metodą [wzór (18a)], jak i w sposób słuszny dla symetrycznych uzwojeń [wzór (18)] i porównamy rezultaty.

1) obliczenie k_r jak dla układu symetrycznego.

Na podstawie rysunku 15 mamy

$$a = \frac{2\pi}{39{,}8} = 0{,}158; \qquad \lambda = \Lambda = 3{,}5\ \text{cm}; \qquad B = 46{,}2\ \text{cm}.$$

Stąd [wzór (18)]

$$k_r = 1 - \frac{1 - e^{-0{,}158 \cdot 39{,}2}}{0{,}158 \cdot 39{,}2}\left[1 - \frac{1}{2}e^{-2 \cdot 0{,}158 \cdot 3{,}5}(1 + \right.$$

$$\left. - e^{-0{,}158 \cdot 39{,}2})\left\{1 - \frac{2 \cdot 86}{422{,}4}\left[e^{-0{,}158(3{,}5-3{,}5)} + e^{-0{,}158(46{,}2+3{,}5+3{,}5)}\right]\right\}\right] = 0{,}855.$$

2) Obliczenie k_r jak dla układu niesymetrycznego.

Rozważane uzwojenie dzielimy na dwie wzajemnie skompensowane grupy. Do każdej z grup wchodzi $\frac{539}{2}$ zwojów uzwojenia górnego napięcia.

Grupa I o głównej szczelinie Δ_0 składa się z $n = 2$ cewek dolnego i $N = 4$ cewek górnego napięcia, przy czym cewka skrajna stanowi

$$\frac{\frac{539}{2} - (74 + 93 + 93)}{93}$$

część cewki górnego napięcia, która na rys. 15 ma numer 4.

Po ustaleniu nowych wartości współczynników C_k i c_k w oparciu o całkowite liczby zwojów uzwojeń rozpatrywanej grupy obliczamy dla niej szczelinę zastępczą jak dla niezależnego układu, wykorzystując wzór VII. 1 z tablicy 3 i uwzględniając przyjętą w tablicy numerację cewek. W rezultacie otrzymujemy

$$\delta_I' = 12{,}36\ \text{cm},$$

Współczynnik Rogowskiego obliczony dla grupy I według (18) wynosi

$$k_I = 0{,}852,$$

Grupa II o głównej szczelinie Δ_N zawiera $n = 2$ cewki dolnego i $N = 3$ cewki górnego napięcia, przy czym cewka skrajna stanowi

$$\frac{\frac{539}{2} - (93 + 93)}{93}$$

część czwartej cewki górnego napięcia z rys. 15.

Postępując jak poprzednio otrzymujemy w oparciu o wzór VI.1 w tablicy 3

$$\delta_{II}' = 8{,}77\ \text{cm},$$

a na podstawie (18)

$$k_{II} = 0{,}879.$$

Stąd współczynnik Rogowskiego dla całego układu [wzór (18a)]

$$k_r = \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{12{,}36}{5{,}29}\,0{,}852 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 \cdot \frac{8{,}77}{5{,}29}\,0{,}879 = 0{,}862.$$

Do dalszych obliczeń przyjmiemy ostatnio obliczoną wartość współczynnika Rogowskiego jako bardziej dokładną. Różni się ona jedynie o 0,8% od wartości tego współczynnika obliczonej bezpośrednio ze wzoru (18). Ponieważ szerokości głównych szczelin różnią się o 24% od średniej arytmetycznej z nich, z otrzymanych rezultatów można wyciągnąć wniosek, że obliczanie współczynika Rogowskiego dla rozpatrywanych układów na podstawie (18) przy $m = \frac{n}{2}$ i $\sum_1^m c_i = \sum_{m+1}^n c_i$ jest dostatecznie dokładne nawet przy dość dużych różnicach szerokości głównych kanałów olejowych (w podstawach „trapezów" indukcji, odpowiadających każdej z grup wzajemnie skompensowanych cewek).

e) Podstawowa oporność indukcyjna zwarcia

Na podstawie wzoru (17) podstawowa oporność indukcyjna zwarcia odniesiona do uzwojenia górnego napięcia wyniesie:

$$X_p = 7{,}9 \cdot 10^{-8} \cdot 50 \cdot 539^2 \cdot \frac{422{,}4}{39{,}2} \cdot 0{,}89 \cdot 0{,}862 \cdot 5{,}29 = 50{,}3\,\Omega.$$

6.2. Obliczenie dodatkowej oporności indukcyjnej zwarcia

Cewki górnego napięcia są niższe od cewek napięcia dolnego, przy czym $m = M = 8{,}7 - 3{,}5 = 5{,}2$ cm. Stąd [wzór (20)]:

$$\gamma = \Gamma = \frac{5{,}2}{39{,}2} = 0{,}133.$$

Wysokość rozproszeniowa $H\gamma$:

Średnia szerokość kanału olejowego w uzwojeniu górnego napięcia

$$\Delta_{śr} = \frac{2{,}07 + 3 \cdot 2{,}04 + 2{,}44}{5} = 2{,}12 \text{ cm}.$$

Dla stosunku $\frac{\Delta_{śr}}{b} = \frac{2{,}12}{39{,}2} = 0{,}054$ odczytujemy z wykresu 4

$$y_\gamma = 0{,}725,$$

a stąd [wzór (21e)]

$$H_\gamma = 6 \cdot 1{,}36 + \frac{39{,}2}{6}(6 - 5 \cdot 0{,}725) = 23{,}65 \text{ cm},$$

Dodatkowa oporność indukcyjna zwarcia [wzór (25a)]:

$$X_d = 7{,}9 \cdot 10^{-8} \cdot 50(539 \cdot 0{,}133)^2 \cdot \frac{422{,}4}{23{,}65} \cdot \frac{39{,}2}{3} = 4{,}75\ \Omega,$$

co stanowi 9,5% oporności podstawowej.

6.3. Całkowita oporność indukcyjna zwarcia

Całkowitą oporność indukcyjną zwarcia obliczamy sumując oporności podstawową i dodatkową, odniesione do tego samego uzwojenia:

$$X_z = 50{,}3 + 4{,}75 = 55{,}05\ \Omega.$$

6.4. Procentowe napięcie rozproszenia

Natężenie prądu w uzwojeniu górnego napięcia rozpatrywanego transformatora przy obciążeniu znamionowym wynosi:

$$I = \frac{5330}{63{,}5} = 84\ \text{A}.$$

Stąd procentowe napięcie rozproszenia

$$\Delta u_x = \frac{84 \cdot 55{,}05}{63500} \cdot 100 = 7{,}23\ \%.$$

Obliczmy podstawową oporność indukcyjną według znanego wzoru dla symetrycznego uzwojenia krążkowego złożonego z cewek okrągłych i porównajmy uzyskany rezultat z poprzednio otrzymanym wynikiem. Wzór ten ma postać [1]

$$X_p = \frac{3{,}95}{n} f z^2 \frac{l_{śr}}{b} k_r \delta' 10^{-8},$$

gdzie n — liczba par wzajemnie skompensowanych grup, a $\delta' = \delta + \frac{a_1 + a_2}{3}$.

W wyrażeniu na szczelinę zastępczą (δ') δ oznacza szerokość kanału olejowego między cewkami różnych uzwojeń, zaś a_1 i a_2 — szerokości połówek sąsiadujących ze sobą normalnych cewek górnego i dolnego napięcia. Podany wzór zakłada, że kolejno po sobie następują cewki różnych uzwojeń, a kanały δ między cewkami są jednakowe.

Obliczając oporność indukcyjną rozważanego układu tą metodą trzeba dopuścić się szeregu uproszczeń. Przyjmiemy więc, że (rys. 15):

$$\delta = \frac{\Delta_o + \Delta_N}{2} = \frac{8{,}35 + 5{,}12}{2} = 6{,}74\ \text{cm},$$

$$a_1 = \frac{\sum_1^N A_k + \sum_1^{N-1} \Delta_k}{2} = \frac{19}{2} = 9{,}5 \text{ cm},$$

$$a_2 = \frac{\sum_1^n a_k + \sum_1^{m-1} \delta_k + \sum_{m+1}^{n-1} \delta_k}{2} = \frac{4 \cdot 1{,}05 + 2 \cdot 1{,}6}{2} = 3{,}7 \text{ cm}.$$

Stąd

$$\delta' = 6{,}74 + \frac{9{,}5 + 3{,}7}{3} = 11{,}14 \text{ cm}.$$

Podstawiając obliczone poprzednio wartości współczynnika Rogowskiego i średniej długości zwoju i uwzględniając, że w rozpatrywanym przypadku występuje jedna para wzajemnie skompensowanych grup cewkowych, otrzymujemy dla podstawowej oporności indukcyjnej zwarcia rozważanego układu wartość

$$X_p = 3{,}95 \cdot 50 \cdot 539^2 \cdot \frac{422{,}4}{39{,}2} \cdot 0{,}862 \cdot 11{,}14 \cdot 10^{-8} = 59{,}3\,\Omega$$

o 17,8% większą od obliczonej wzorem dokładnym. Rozbieżność obu rezultatów znacznie przekracza tolerancję dla napięcia zwarcia (± 10% wg PN/E — 06040). Różnica ta wynika z nieuwzględnienia w ostatnim obliczeniu osłabienia pola rozproszenia w narożach cewek (współczynnik $\varkappa = 0{,}89$) i niedokładnego określenia szczeliny zastępczej. Błąd w obliczeniu szczeliny zastępczej, uwzględniając wartości współczynników liczbowych we wzorach, wynosi 5,3%, pomimo symetrycznego układu cewek i praktycznie równomiernego podziału zwojów cewki. Należy oczekiwać, że w układach niesymetrycznych byłby on jeszcze większy.

Z porównania rezultatów obliczeń wynika konieczność korzystania przy określaniu oporności indukcyjnej omawianych uzwojeń krążkowych ze stosunkowo złożonych, lecz uwzględniających ich specyfikę konstrukcyjną wyrażeń na szczeliny zastępcze, jak również konieczność uwzględniania w obliczeniach osłabienia pola w narożach cewek.

7. ZAKOŃCZENIE

Praca niniejsza nie wyczerpuje całości poruszonego zagadnienia. Nie przedstawia metody obliczania dodatkowych napięć rozproszenia uzwojeń krążkowych z zaczepową regulacją napięcia, jak również sposobu ich ustalania dla uzwojeń najwyższych napięć z cewkami o różnej wysokości.

Oprócz uproszczeń normalnie stosowanych przez różnych autorów przy wyprowadzaniu wzorów na oporności indukcyjne, praca zawiera również pewne uproszczenia dotyczące rozkładu pola i kształtów geometrycznych rozważanych uzwojeń, związane ze specyfiką ich konstrukcji. Poczynione założenia upraszczające są zdaniem autora do przyjęcia i nie powinny pociągać za sobą istotnych błędów obliczeniowych.

W wyniku wieloletniej praktyki budowy transformatorów z uzwojeniami cylindrycznymi, przy obliczaniu ich oporności indukcyjnych stosuje się we wzorach, zależnie od mocy znamionowej jednostki, zamiast teoretycznego współczynnika liczbowego 7,9 — współczynnik 8 do 8,5 [1], co daje lepszą zgodność z rezultatami pomiarów. Wprowadza się więc doświadczalny współczynnik korekcyjny, którego źródłem są uproszczenia przy ustalaniu wzorów i nieuniknione niedokładności montażu. Również w przypadku omawianych transformatorów z uzwojeniami krążkowymi można więc oczekiwać wprowadzenia podobnego współczynnika korekcyjnego do podanych wzorów na podstawie doświadczenia zdobytego przy ich budowie. Pomiary przeprowadzone na projektowanym obecnie prototypie takiego transformatora pozwolą w pewnym stopniu wyjaśnić to zagadnienie.

Jak już podkreślano, niniejsza praca nie wyczerpuje wszystkich problemów związanych z obliczaniem napięć rozproszenia współczesnych transformatorów płaszczowych z uzwojeniami krążkowymi, autor ma jednak nadzieję, że będzie ona pomocna przy dalszych studiach nad tym zagadnieniem.

Politechnika Łódzka
Katedra Maszyn Elektrycznych

WYKAZ LITERATURY

1. Jezierski E.: Transformatory. Podstawy teoretyczne. PWT, Warszawa 1956.
2. Rogowski W.: Über das Streufeld und den Streuinduktionskoeffizienten eines Transformators mit Scheibenwicklung und geteilten Endspulen. Berlin 1908.
3. Jabłoński M.: Oporność rozproszenia transformatora przy osiowej niesymetrii uzwojeń cylindrycznych. — Przegląd Elektrotechniczny, z. 2/3, 1955, Warszawa.
4. Chevalier H.: Transformateurs modernes de grande puissance. — Revue ACEC, Charleroi.
5. Chevalier H., Grandry E.: Transformateurs de puissance à très haute tension. — Revue ACEC, nr 4, 1952, Charleroi.
6. Chevalier H.: Construction des grands transformateurs à haute tension. — Revue ACEC, nr 24, 1952, Charleroi.

7. Chevalier H.: Orientation nouvelle de la construction des gros transformateurs de puissance. — Revue ACEC, nr 1, 1949, Charleroi.
8. Chevalier H., Demoulin H.: Comportement des transformateurs de grande puisance vis-à-vis des sollicitations thermiques et diélectriques. CIGRE, rapport nr 110, 1950.

М. КОЗЛОВСКИ

РАСЧЁТ НАПРЯЖЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЧЕРЕДУЮЩИХ ОБМОТОК БРОНЕВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ СРЕДНЕЙ И БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Резюме

Броневые трансформаторы с чередующими обмотками производимые многие годы фирмой Вестингауз (США) имеют конструкцию, которая даёт возможность использовать достоинства анизотропной жести холодной прокатки. После второй мировой войны, с моментом внедрения этой жести в производство трансформаторов средней и большой мощности, также и европейские фирмы (напр. ACEC, Жемон) начали проявлять заинтересованность броневой конструкцией сердечника тем более, что кроме вышеуказанного, она имеет ещё ряд других серьёзных достоинств: она даёт возможность получения начального распределения ударного напряжения приближенного к прямой линии, значительной механической сопротивляемости обмоток и хорошего охлаждения катушек.

Современные броневые трансформаторы значительно отличаются по своей конструкции от трансформаторов стержневого типа. Это требует приспособления методов расчёта некоторых параметров к особенностям конструкции броневого трансформатора. Настоящая работа посвящена расчёту напряжений рассеяния основных систем чередующихся обмоток, применяемых в современных броневых трансформаторах средней и большой мощности.

Математические рассуждения базируются на энергетических зависимостях в магнитном поле. Они учитывают особенную форму катушек (прямоугольные с отчётливо округленными углами), пропорции размеров (значительный размер катушки в перпендикулярном к оси стержня направлении оси) и характерический для рассматриванной конструкции способ группирования катушек в агрегаты.

В индукционном сопротивлении короткого замыкания рассматриванных систем выделены две составляющие — основное сопротивление и добавочное сопротивление. Основным сопротивлением короткого замыкания названо индуктивное сопротивление системы, рассчитанное полагая одинаковые высоты катушек верхнего и нижнего напряжения, а добавочным — сопротивление, связанное с добавочным потоком рассеяния, возникающим в случае существования разности высот катушек обеих обмоток. Так как катушки верхнего напряжения почти всегда ниже катушек обмотки нижнего напряжения, всегда выступают обе составляющие индукционного сопротивления короткого замыкания.

В первой части работы выведена формула (17) на основное сопротивление короткого замыкания и детально проанализированы его элементы, в частности коэффициент Роговского [формулы (18) и (18а)] и замещающая щель [формула (19)]. Расчёты облегчены составленными на основании общих формул таблицами 1, 2, 3 и графиком 1.

Вторая часть работы посвящена расчёту добавочного сопротивления короткого замыкания. В ней выведены общие формулы и даны графики 2, 3 и 4, облегчающие расчёт выступающих в формулах параметров.

В статье приведён также пример расчёта индуктивного сопротивления короткого замыкания определённого броневого трансформатора по предлагаемому в работе методу и с помощью известных формул на сопротивление рассеяния чередующих обмоток, которые не учитывают особенностей конструкции броневых трансформаторов. Разность между полученными результатами составляет около 18%, что значительно выше допуска для напряжения короткого замыкания (±10%) и доказывает необходимость расчёта индуктивного сопротивления рассматриваных обмоток на базе формул учитывающих особенности их конструкции.

M. KOZŁOWSKI

CALCULATION OF IMPEDANCE VOLTAGE IN PANCAKE WINDINGS OF MEDIUM AND LARGE SHELL-TYPE POWER TRANSFORMERS

Summary

Shell-type transformers with pancake windings, produced for many years by Westinghouse USA are so designed as to exploit in full the qualities of grain-oriented cold-rolled steel. After the second world war, when this steel was introduced in the production of medium and large power transformers, the European manufacturers (e.g. ACEC, Jeumont) also began to take interest in the shell-form design of the magnetic core, especially as transformers of this type besides the already mentioned quality have other important advantages: possibility of obtaining a nearly linear initial distribution of surge voltages, high mechanical strength of the windings and good cooling of coils.

The new design of shell-type transformers differs very much from conventional core-form power transformers. This necessitates an adaptation of calculation methods of some parameters to the specific construction of shell-type transformers. The present paper deals with the calculation of impedance voltages in pancake windings used in new constructions of medium and large shell-type power transformers.

The mathematical considerations are based on energetic relations occurring in the magnetic field. They take into account the specific form of the coils (rectangular with distinctly rounded corners), characteristic proportions (large dimension of coils in the direction vertical to the axis of the core leg and small — in the direction of the axis) and the grouping of coils in assemblies characteristic of the construction under consideration.

Two components — basic and additional — are distinguished in the short-circuit reactance. The reactance calculated on the assumption of an equal height of high-voltage and low-voltage coils is determined as basic, and the reactance connected with the additional stray-flux, due to differences in the height of coils of both windings — as additional. Since the high-voltage coils are as a rule lower than the coils of the low-voltage winding, both components of the short-circuit reactance are always present.

In the first part of the paper. formula (17) for the basic reactance is derived and its elements, especially Rogowski's coefficient [formulas (18) and (18a)] and the equivalent dimention of the clearance [formula (19)] are discussed in detail. The included tables and the diagram (1) determined from general equations facilitate the calculation.

The second part of the paper deals with the calculation of the additional short-circuit reactance. General equations are derived as well as a set of diagrams (2), (3) and (4), facilitating the calculation of parameters, which occur in the equations.

The paper contains also an example of calculating the shortcircuit reactance for an actual shell-type transformer by the method suggested by the author and by conventional equations, for the short-circuit reactance of pancake windings without taking into account the specific design of shell-type transformers. The differences of the results obtained amount to ca. 18%, considerably exceeding the tolerance ($\pm$ 10%) for impedance voltages. This fact points to the necessity of calculating the reactance of the windings under consideration in terms of equations, which take the specific design of shell-type transformers under consideration.

ENCYKLOPEDIA WSPÓŁCZESNA

jedyny w Polsce miesięcznik encyklopedyczny

Każdy zeszyt zawiera bieżącą kronikę wydarzeń oraz około 30 artykułów obejmujących szeroki wachlarz zagadnień współczesnych z dziedziny nauki, techniki, gospodarki, polityki, literatury i sztuki.

Prenumeratę E. W. na rok 1959 można jeszcze zamówić:

— w Oddziałach „Ruch";

— w Centrali Kolportażu „Ruch" Warszawa, ul. Srebrna 12 — Konto PKO nr 1-6-100020.

— w księgarniach „Domu Książki".

Cena prenumeraty rocznej wynosi zł 84.—.

Do rocznika dołączany jest skorowidz alfabetyczny oraz płócienna okładka.

W księgarniach „Domu Książki" znajduje się również w sprzedaży oprawny rocznik 1958 Encyklopedii Współczesnej. Cena zł 95.—

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

TOM V · ZESZYT 3

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1959

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny
PROF. WITOLD NOWICKI

Sekretarz
JULIUSZ MIERZEJEWSKI

ADRES REDAKCJI

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

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 530+130.	Oddano do składania 5.VII.59.
Ark. wyd. 12,5, ark. druk. 11,75.	Podpisano do druku 18.XI.59.
Pap. druk. sat. kl. III, 80 g, 70×100	Druk ukończono w listopadzie 1959 r.
Zamówienie nr 1118/59.	Cena zł. 25.— W-22

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

621.396.6

ROMUALD NOWAK

Układy syntezy częstotliwości

Rękopis dostarczono 8. 10. 1958

Układ syntezy częstotliwości jest źródłem stabilizowanych częstotliwości roboczych. Częstotliwość robocza, jako częstotliwość wyjściowa układu syntezy, jest wynikiem szeregu operacji przeprowadzonych nad jedną lub kilku częstotliwościami wzorcowymi. W ogólnym przypadku będą to operacje: obniżenia, powielenia oraz przemiany częstotliwości.

W pierwszej części artykułu omówione zostały specyficzne zagadnienia układów syntezy częstotliwości. Szczególną uwagę poświęcono obwodom powielaczy częstotliwości o dużym współczynniku powielenia oraz obwodom składania częstotliwości. Bardzo szeroko zostało potraktowane również zagadnienie filtracji częstotliwości pasożytniczych.

W części drugiej opisane zostały najciekawsze przykłady rozwiązań koncepcyjnych istniejących układów syntezy. Zamieszczona tablica pozwala na porównanie omówionych układów pod względem liczby częstotliwości roboczych, niedokładności tych częstotliwości, tłumienia częstotliwości pasożytniczych, stopnia komplikacji układu itp.

W zakończeniu omówiono w skrócie przykłady zastosowań układów syntezy oraz możliwości rozwojowe tej dziedziny techniki.

1. WSTĘP

Układ syntezy częstotliwości jest źródłem napięć o częstotliwościach wzorcowych. Działanie układu, ogólnie mówiąc, polega na składaniu częstotliwości wyjściowej z odpowiednich harmonicznych i podharmonicznych jednej lub kilku wzorcowych częstotliwości podstawowych. W zasadzie w obwodach syntezy wykonuje się na częstotliwościach podstawowych cztery działania arytmetyczne (mnożenie, dzielenie, dodawanie i odejmowanie). Tą drogą można w określonym pasmie częstotliwości wytworzyć dowolny ciąg częstotliwości wyjściowych.

Jeżeli jedno ze źródeł podstawowych częstotliwości wzorcowych będzie strojone w sposób ciągły, można w tym przypadku zapewnić ciągłe

pokrycie zakresu przez układ syntezy częstotliwości. Źródło takie będzie nazywane w dalszym ciągu tego artykułu „generatorem interpolacyjnym".

W przypadku gdy wszystkie podstawowe częstotliwości wzorcowe będą częstotliwościami stałymi, układ syntezy będzie źródłem częstotliwości o strojeniu nieciągłym, punktowym. Tego rodzaju urządzenie będzie określane w dalszym ciągu tego artykułu pojęciem „punktowy generator częstotliwości" lub w skrócie „generator punktowy".

Układ syntezy częstotliwości składa się z następujących elementów podstawowych [1]:

a) źródeł wzorcowych częstotliwości podstawowych,
b) dzielników częstotliwości (dzielenie),
c) powielaczy częstotliwości (mnożenie),
d) obwodów składania (syntezy) częstotliwości (dodawanie i odejmowanie),
e) filtrów.

Każdy z istniejących układów syntezy stanowi odpowiednią kombinację ww. elementów. Ponieważ ilość możliwych kombinacji jest stosunkowo duża, bardziej szczegółowa systematyka rozbudowanych układów syntezy napotyka znaczne trudności.

W artykule będą omówione szczegółowo najbardziej specyficzne elementy układów syntezy, a mianowicie: obwody składania częstotliwości i powielacze częstotliwości. Powielacze częstotliwości ze względu na konieczność uzyskania specjalnymi środkami stosunkowo dużych krotności powielenia różnią się w sposób zasadniczy od powszechnie znanych układów powielania częstotliwości. Jeżeli powielacz taki posiada regulowaną krotność powielenia częstotliwości i dostarcza sinusoidalnych napięć wyjściowych, może być traktowany jako najprostszy punktowy generator częstotliwości (w tym ujęciu w rozdz. 2 zostaną omówione poszczególne rozwiązania koncepcyjne). Pozostałe elementy układów syntezy, jak źródła częstotliwości wzorcowych, oraz dzielniki częstotliwości są na ogół obwodami konwencjonalnymi i nie wymagają specjalnego omówienia.

Praca układu syntezy charakteryzuje się dwoma specyficznymi momentami

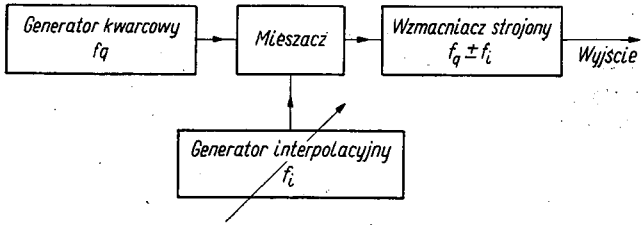
— nieliniowym charakterem większości podzespołów,
— prążkową strukturą widma częstotliwości występujących w poszczególnych obwodach.

Z tych względów pierwszoplanowym problemem staje się zagadnienie widma częstotliwości pasożytniczych na wyjściu układu syntezy.

Zagadnienie filtracji zostanie omówione szczegółowo w następnych rozdziałach przy opisach poszczególnych generatorów punktowych, obwodów składania częstotliwości i kompletnych układów syntezy.

Z uwagi na konieczność zamknięcia tak obszernego tematu w określonych ramach artykuł niniejszy będzie omawiał szczegółowo zagadnienia syntezy w obszarze częstotliwości stosunkowo niskich (do 30 MHz). Układy syntezy częstotliwości stosowane przy częstotliwościach wyższych oparte są przeważnie na omówionych poniżej zasadach. Z uwagi jednak na pewną specyfikę tematu wymagają one specjalnego omówienia w oddzielnej pracy.

Historycznie pierwszym „prototypem" obwodu syntezy częstotliwości był prosty układ elektryczny oparty na mieszaniu częstotliwości generatora kwarcowego i generatora przestrajanego (generatora interpolacyjnego) (rys. 1). Jeżeli częstotliwość stabilizowana piezoelektrycznie była znacznie większa od maksymalnej częstotliwości generatora przestrajanego, uzyskano tylko nieznaczne pogorszenie względnej niedokładności częstotliwości wyjściowej.



Rys. 1. Prosty układ syntezy częstotliwości

Przy okazji warto wspomnieć, że wśród pierwszych prac z dziedziny syntezy częstotliwości znajduje się artykuł polskiego autora J. Huperta opublikowany w 1947 r. [2].

2. ZASADNICZE UKŁADY PUNKTOWYCH GENERATORÓW CZĘSTOTLIWOŚCI

Przy omawianiu różnych typów punktowych generatorów częstotliwości będą stosowane następujące oznaczenia:

nf_0 — częstotliwość wyjściowa generatora punktowego (powielacza),
n — krotność powielenia częstotliwości podstawowej f_0,
m — minimalna krotność powielenią częstotliwości,
p — maksymalna krotność powielenia częstotliwości,
f_0 — częstotliwość podstawowa powielania, skok częstotliwości generatora punktowego.

2.1. Wielorezonatorowy generator punktowy

Najprostszym generatorem punktowym jest generator stabilizowany piezoelektrycznie o wymiennych rezonatorach kwarcowych. Częstotli-

wości nominalne kolejnych rezonatorów różnią się od siebie w tym przypadku o wielkość f_0.

Podstawową zaletą generatora punktowego z wymiennymi rezonatorami jest brak częstotliwości pasożytniczych na wyjściu. Pociąga to jednak za sobą konieczność zastosowania tylu rezonatorów piezoelektrycznych, ile jest punktów strojeniowych. Duża liczba rezonatorów powoduje powstanie poważnych trudności przy uzyskaniu małej niedokładności częstotliwości wyjściowej. Szczególnie trudno jest w urządzeniu tego typu przeprowadzić korekcję efektu starzenia się poszczególnych rezonatorów. Z tych względów wielorezonatorowe generatory punktowe nie mogą być stosowane do układów syntezy pracujących jako źródła częstotliwości wzorcowych pierwszej klasy.

Przy wykonywaniu generatorów punktowych opartych na tej zasadzie, o większej liczbie punktów strojeniowych, można stosować kilka generatorów kwarcowych z odpowiednio dobranymi zestawami wymiennych rezonatorów. Częstotliwości wyjściowe tych generatorów składa się w odpowiednich obwodach (zob. rozdz. 3), uzyskując w ten sposób pokrycie szerszego zakresu częstotliwości przy ograniczonej liczbie rezonatorów. Rozwiązanie takie, chociaż pozwala na częściowe zmniejszenie trudności wynikających ze stosowania dużej liczby rezonatorów, jest jednak obarczone dodatkowymi wadami:

— bezwzględny błąd częstotliwości wyjściowej równa się sumie błędów bezwzględnych częstotliwości składowych [1]),
— powstają częstotliwości pasożytnicze wskutek działania obwodów składania częstotliwości.

Układy syntezy oparte na wielorezonatorowych generatorach punktowych są najbardziej oszczędne pod względem ilości lamp i elementów *RLC*.

Górna częstotliwość graniczna układów wielorezonatorowych ograniczona jest jedynie względami natury technologicznej procesu produkcji rezonatorów piezoelektrycznych. Ponadto jedynie generatory punktowe tego typu mogą mieć częstotliwości wyjściowe nieproporcjonalne do skoku częstotliwości f_0, tzn. współczynnik n może być nie tylko liczbą ułamkową, lecz nawet liczbą niewymierną.

2.2. Punktowe źródła częstotliwości oparte na wybieraniu harmonicznych

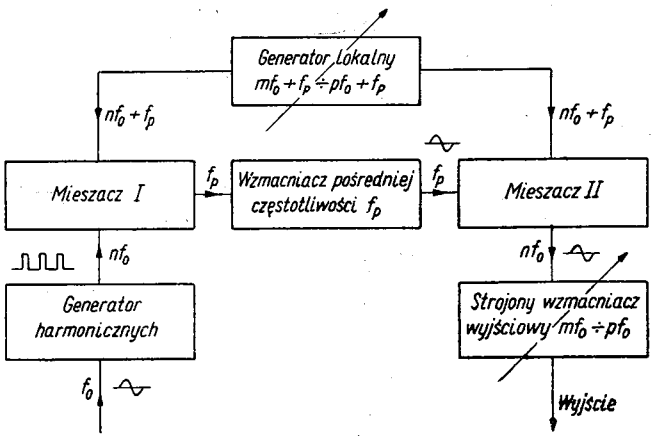
Działanie układów opartych na wybieraniu harmonicznych polega na selektywnym wyróżnianiu z widma ciągu impulsów o częstotliwości re-

[1]) Ze względu na niedokładność względną częstotliwości wyjściowej lepsze wyniki daje sumowanie niż odejmowanie częstotliwości składowych.

petycji f_0 n-tej harmonicznej w zakresie pracy $mf_0 - pf_0$. Podstawową zaletą rozwiązań opartych na tej zasadzie jest możliwość uzyskania za pomocą jednego rezonatora kwarcowego całego szeregu częstotliwości wyjściowych, których niestałość można w zastosowaniach praktycznych uważać za równą niestałości generatora kwarcowego sterującego pracą układu. Wpływ zmiany fazy poszczególnych harmonicznych wywołany zmianą warunków pracy generatora impulsów jest wpływem znacznie niższego rzędu.

Najważniejszym zadaniem układu jest odfiltrowanie sąsiednich prążków widma, a szczególnie prążków $(n \pm 1)\, f_0$. Wyboru prążka pożądanego nf_0 można dokonać bezpośrednio, na przykład za pomocą obwodów wzmacniacza selektywnego przestrajanego w zakresie $mf_0 - pf_0$. Wadą takiego rozwiązania jest konieczność stosowania wielu współbieżnie strojonych obwodów w celu uzyskania odpowiedniego tłumienia częstotliwości niepożądanych. Sytuację można poprawić stosując dodatkowo odtłumianie obwodów dla powiększenia ich selektywności. Oba jednak warianty pogarszają stabilność pracy wzmacniacza selektywnego.

Znacznie lepsze warunki tłumienia sąsiednich prążków widma zapewnia zastosowanie układu generatora punktowego z filtrem heterodynowym. Zasadę pracy takiego układu ilustruje rys. 2 [1], [3]. Odfiltro-



Rys. 2. Generator punktowy z filtrem heterodynowym

wanie niepożądanych składowych widma odbywa się w tym przypadku w selektywnym wzmacniaczu częstotliwości pośredniej (f_p). Zastosowanie podwójnej przemiany częstotliwości umożliwia stworzenie optymalnych warunków filtracji, eliminując jednocześnie wpływ częstotliwości generatora lokalnego na częstotliwość wyjściową układu. Jako wskaźnik dostrojenia może służyć woltomierz diodowy mierzący napięcie na obwodzie wzmacniacza częstotliwości pośredniej.

Rozkład amplitud poszczególnych prążków widma zależy od n, przy czym w miarę wzrostu częstotliwości maleje wartość tych amplitud. Zastosowanie wzmacniacza selektywnego o stałej częstotliwości pracy, a więc i o większym dopuszczalnym wzmocnieniu stwarza możliwość zwiększenia maksymalnej częstotliwości wyjściowej pf_0. Takie warunki pracy ułatwiają również zastosowanie obwodu automatycznej regulacji amplitudy w celu wyrównania amplitud napięć wyjściowych w zakresie częstotliwości pracy. (Pętla *ARW* powinna w tym przypadku obejmować wzmacniacz wyjściowy).

Maksymalna wartość krotności powielenia p ograniczona jest z następujących przyczyn.

Wartość częstotliwości pośredniej f_p przy danych f_0 i p wybiera się w taki sposób, aby przy dostatecznym tłumieniu prążków $(n \pm 1)\, f_0$ we wzmacniaczu częstotliwości pośredniej umożliwić odpowiednie stłumienie częstotliwości różnicowej $nf_0 - f_p$ w strojonym wzmacniaczu wyjściowym. Ponadto częstotliwość pośrednia powinna być niezbyt wysoką wielokrotnością $f_0/2$ w celu dostatecznego stłumienia najbliższych harmonicznych częstotliwości f_0 przenikających bezpośrednio z generatora harmonicznych do wzmacniacza częstotliwości pośredniej. Wpływ ten można wyeliminować kosztem rozbudowy układu przez wtrącenie pomiędzy generator harmonicznych a pierwszy mieszacz odpowiedniego czwórnika:

a) w przypadku gdy $mf_0 \geqslant f_p$, jako czwórnik należy zastosować filtr górnoprzepustowy o częstotliwości granicznej f_{gr}, spełniającej zależność

$$f_p < f_{gr} < mf_0,$$

b) jeżeli natomiast $mf_0 < f_p$, konieczne jest zastosowanie wzmacniacza rezonansowego dostrajanego do częstotliwości nf_0 współbieżnie z heterodyną i wzmacniaczem wyjściowym.

Powyższe przyczyny ograniczają wartość p przez określenie minimalnej dopuszczalnej wartości f_0, czyli skoku częstotliwości.

Wartość współczynnika p ograniczona jest również niedokładnością częstotliwości generatora lokalnego. Skala generatora posiada działki odpowiadające kolejnym prążkom nf_0, umożliwiając w ten sposób określenie częstotliwości wyjściowej przy dostrojeniu układu. Wobec tego bezwzględny błąd częstotliwości heterodyny ΔF_h musi być mniejszy od $\pm f_0/2$, a maksymalna niedokładność względna wyraża się zależnością

$$\frac{\Delta F_h}{f_{h\,max}} \leqslant \pm \frac{f_0}{2(pf_0 + f_p)}.$$

Tak określone tolerancje stwarzają poważne trudności przy dużych wartościach p oraz przy dużych dopuszczalnych zmianach napięć zasilających i warunków klimatycznych.

2.3. Generatory punktowe z fazową regulacją częstotliwości

Rozwój układów automatycznej regulacji częstotliwości (*ARC*) umożliwił konstruowanie generatorów punktowych opartych na tej zasadzie [4]. Oczywiście ze względu na błąd częstotliwości wyjściowej do celów powielania częstotliwości wykorzystuje się jedynie fazową regulację częstotliwości (*FRC*). Układy *ARC* z porównywaniem częstotliwości stosowane są jedynie w nielicznych specjalnych przypadkach do obwodów składania częstotliwości.

Ogólnie zasadę pracy punktowych generatorów częstotliwości z *FRC* można przedstawić w sposób następujący. W detektorze fazowym obwodu *FRC* porównuje się fazy napięcia wzorcowego i napięcia generatora *LC* przestrajanego w zakresie $mf_0 - pf_0$. Napięcie wyjściowe z detektora fazy poprzez filtr dolnoprzepustowy steruje pracą regulatora częstotliwości (serwomechanizm, lampa reaktancyjna), który z kolei oddziałując w odpowiedni sposób na częstotliwość generatora przestrajanego utrzymuje tę ostatnią (w stanie synchronizmu) dokładnie równą wielokrotności częstotliwości f_0.

Jako detektor fazowy może służyć konwencjonalny diodowy detektor fazowy, modulator pierścieniowy lub lampa elektronowa z dwoma siatkami czynnymi.

W celu uzyskania dużej czułości detektora fazowego należy porównywać w nim napięcia o stosunku częstotliwości 1 : 1. W generatorach punktowych stosunek częstotliwości wyjściowej (nf_0) i podstawowej (f_0) wynosi $n : 1$. W celu zapewnienia optymalnych warunków pracy detektora fazowego stosuje się trzy niżej wymienione metody.

a) Podział częstotliwości generatora *LC* w stosunku $1 : n$ za pomocą obniżacza częstotliwości i porównanie w detektorze fazowym napięć o częstotliwościach równych f_0.

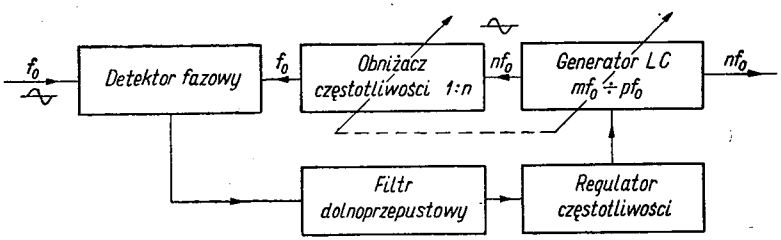
b) Odkształcenie napięcia o częstotliwości podstawowej w taki sposób, aby uzyskać maksimum energii w pasmie $mf_0 - pf_0$. W tym przypadku w detektorze fazowym następuje porównanie faz napięć generatora *LC* i n-tej harmonicznej częstotliwości podstawowej.

c) Obniżenie częstotliwości generatora *LC* za pomocą zmieszania jej z odpowiednią harmoniczną częstotliwości podstawowej i porównanie w detektorze fazowym napięcia o częstotliwości różnicowej z napięciem o częstotliwości af_0 (a — liczba naturalna).

Na rysunkach 3, 4 i 5 zostały podane przykłady rozwiązań opartych na powyższych metodach.

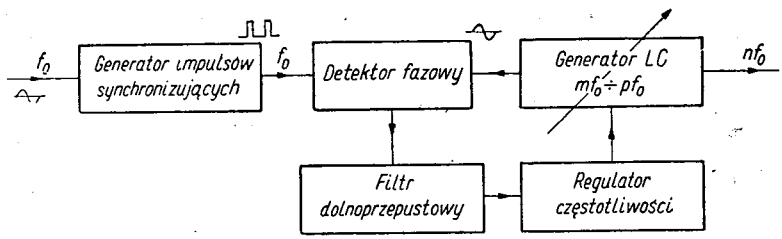
Schemat blokowy generatora punktowego z obniżaczem częstotliwo-

ści przedstawiono na rys. 3. Charakterystycznym elementem układu jest obniżacz o regulowanej krotności podziału częstotliwości n [15]. W detektorze fazowym następuje porównywanie faz przy stosunku częstotliwości



Rys. 3. Generator punktowy z obniżaczem częstotliwości w pętli *FRC*

1 : 1, co umożliwia uzyskanie dużych napięć regulacyjnych i szerokich zakresów synchronizacji. Najważniejszą trudnością występującą przy realizowaniu układu tego typu jest zagadnienie obniżacza częstotliwości. Stosowanie obniżaczy dekadowych jako najpewniejszych w działaniu wymaga użycia skomplikowanego przełącznika do zmiany współczynnika n. Ponadto ze wzrostem n rośnie ilość lamp i elementów niezbędnych do zrealizowania obniżacza tego typu. Obniżacze astabilne, aczkolwiek bardziej ekonomiczne pod względem ilości elementów, są niepewne w działaniu, co z kolei wywołuje konieczność stosowania specjalnych środków zapobiegawczych, zwiększając stopień komplikacji układu i jego obsługi. W rezultacie omawiany układ stosuje się raczej do generatorów o niewielkiej liczbie punktów strojeniowych i małej wartości współczynnika p.



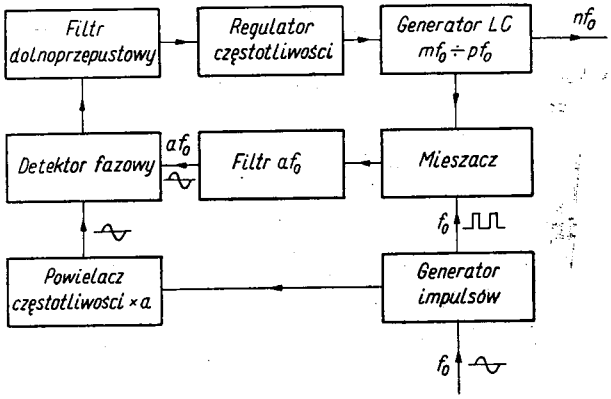
Rys. 4. Generator punktowy w układzie *GSI*

Schemat blokowy z rys. 4 przedstawia drugi z możliwych wariantów układu generatora punktowego z *FRC*, znany również pod nazwą „generatora synchronizowanego impulsami" (*GSI*) [6]. W układzie tym detektor fazowy pracuje przy stosunku podstawowych częstotliwości napięć porównywanych 1 : n. Taki stan rzeczy wymaga stworzenia specjalnych warunków pracy w obwodzie detektora fazowego. Optymalną charakterystykę fazy można uzyskać przy czasie trwania impulsów synchronizujących kilka razy krótszym od okresu najwyższej częstotliwości wyj-

ściowej generatora punktowego [4]. Ogranicza to od góry zakres częstotliwości pracy generatora.

W *GSI* najlepszym detektorem fazy jest lampa z dwiema siatkami czynnymi pracująca w układzie tzw. „mieszacza impulsowego". Warunki pracy lampy dobrane są w ten sposób, że prąd anodowy płynie tylko w czasie trwania impulsów synchronizujących przychodzących na siatkę pierwszą lampy mieszającej. Napięcie sinusoidalne z generatora *LC* jest przyłożone na drugą siatkę czynną tejże lampy. W tych warunkach średni prąd anodowy lampy mieszającej będzie funkcją fazy drgań generatora w momentach pojawiania się impulsów (co n okresów). W ten sposób uzyskuje się napięcie regulacyjne w pętli *FRC*. W układach *GSI* można w porównaniu z układem poprzednim łatwiej uzyskać wyższe wartości współczynnika p (do 200) i większą ilość punktów strojeniowych.

Najbardziej typowym przykładem rozwiązania opartego na metodzie porównania obniżonej częstotliwości generatora *LC* z powieloną często-



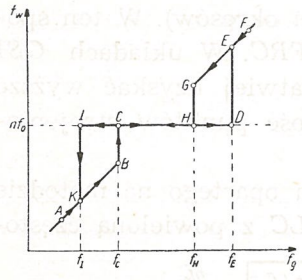
Rys. 5. Generator punktowy z powielaczem i mieszaczem w pętli *FRC*

tliwością podstawową (punkt c) jest układ przedstawiony na rys. 5. W układzie tym częstotliwość generatora *LC* nf_0 zostaje zmieszana z harmoniczną $(a+n)f_0$ częstotliwości podstawowej. Filtr selektywny wyławia z produktów mieszania częstotliwość różnicową, tłumiąc pozostałe składowe, jak np. nf_0, $(a+n)f_0$, $(a+2n)f_0$, $(a \pm 1)f_0$ itp. Napięcie wyjściowe filtru jest porównywane w detektorze fazowym z napięciem wyjściowym powielacza częstotliwości podstawowej o stałej krotności powielania a. Napięcie wyjściowe detektora fazowego oddziałuje na częstotliwość generatora *LC*, zamykając w ten sposób pętlę *FRC*.

Podstawową zaletą opisanego powyżej układu jest dwukrotny proces filtracji składowych niepożądanych (w filtrach selektywnym i dolnoprze-

pustowym). Z tego względu układy oparte na tej zasadzie odznaczają się dużymi wartościami tłumienia częstotliwości pasożytniczych na wyjściu generatora punktowego. Główną wadą omawianego rozwiązania jest ograniczenie maksymalnej krotności powielania p, ponieważ rząd wykorzystywanej harmonicznej częstotliwości podstawowej $(a+n)$ jest większy od krotności powielenia n.

Jednym z najbardziej charakterystycznych pojęć związanych z generatorami o *FRC* są zakresy synchronizacji, tzn. zakresy chwytania i utrzymywania. Przed omówieniem ogólnych właściwości generatorów z *FRC* konieczne jest krótkie objaśnienie tych terminów.



Rys. 6. Zależność częstotliwości wyjściowej f_w od częstotliwości nominalnej f_g generatora w pętli *FRC*

W generatorze z *FRC* zależność częstotliwości wyjściowej f_w w otoczeniu częstotliwości nf_0 od częstotliwości f_g, jaką wytwarzałby generator przy tych samych położeniach organów strojenia, lecz przy przerwanej pętli *FRC*, przedstawia schematycznie charakterystyka podana na rys. 6. Przy przestrajaniu generatora w kierunku rosnących częstotliwości przechodzi się krzywą łamaną w kolejności *A, B, C, D, E, F*, w kierunku zaś odwrotnym obowiązuje kolejność *F, G, H, I, K, A*. Długość odcinka *CH* wyrażona w jednostkach częstotliwości nazywa się zakresem chwytania $\Delta F_c = f_H - f_C$, a długość odcinka *ID* — zakresem utrzymywania $\Delta F_t = f_E - f_I$. O wielkości zakresu utrzymywania decyduje różnica ekstremalnych wartości napięcia regulacyjnego $U_{r\,max} - U_{r\,min}$ wytwarzanego przez detektor fazy oraz nachylenie charakterystyki $f = \varphi(U_r)$ modulatora reaktancyjnego. Zakres chwytania określony jest głównie przez częstotliwość graniczną filtru dolnoprzepustowego obwodu *FRC*. Poglądowo można zjawisko to zilustrować w sposób następujący. Przestrajając generator w ten sposób, aby punkt pracy przesuwał się z punktu *A* do *B* lub z *F* do *G*, powodujemy powstanie między innymi częstotliwości dudnień $nf_0 - f_g$, malejącej w miarę zbliżania się do punktu *B* lub *G*. Napięcie o częstotliwości dudnień po przejściu przez filtr dolnoprzepustowy wywołuje modulację częstotliwości generatora synchronizowanego z dewiacją proporcjonalną do amplitudy tego napięcia. Jeżeli dewiacja będzie dostatecznie duża, aby chwilowa wartość częstotliwości generatora (w szczycie modulacji) osiągnęła wartość nf_0, generator wpadnie w synchronizm z częstotliwością nf_0 (nastąpi przeskok z *B* do *C* lub z *G* do *H*). Tak uproszczony obraz przebiegu zjawisk komplikuje się w rzeczywistości z uwagi na bezwładność (stałą czasu) pozo-

stałych elementów obwodu (na przykład obwodu drgań generatora) oraz z powodu tendencji do synchronizowania się generatora) oraz z powodu tendencji do synchronizowania się generatora przy częstotliwościach $nf_0 \pm \frac{f_o}{k}$ (k dowolna liczba naturalna większa od 1) [5].

Wyeliminowanie z obwodu regulatora częstotliwości składowej o częstotliwości f_0 (składowa ta powoduje w stanie synchronizacji pasożytniczą modulację fazy generatora punktowego) jest głównym zadaniem filtru dolnoprzepustowego. Filtr ten powinien posiadać częstotliwość graniczną $f_0/2$ i odpowiednią charakterystykę fazową. Częstotliwość graniczna filtru określa zakres chwytania, charakterystyka fazowa filtru — stabilność pętli *FRC*.

Podstawową zaletą generatorów punktowych z *FRC* jest możność przeprowadzenia filtracji w dolnoprzepustowym filtrze małej częstotliwości, co znacznie upraszcza całe zagadnienie i umożliwia w ekonomiczny sposób uzyskanie dużego tłumienia częstotliwości niepożądanych.

W stosunku do generatorów z filtrem heterodynowym układy z *FRC* odznaczają się mniejszą ilością lamp i elementów (a szczególnie obwodów). Z tych względów układy tego typu są najbardziej rozpowszechnione w radiokomunikacji.

Wady omawianych układów dadzą się zgrupować w następujących punktach.

1) Analogicznie jak w p. 2.2 maksymalna częstotliwość pracy i minimalny skok częstotliwości ograniczone są niedokładnością generatora *LC*. Obowiązują podobne zależności.

$$\Delta F < f_0/2\,,$$

$$\frac{\Delta F}{f_{max}} < \pm \frac{f_0}{2pf_0} = \pm \frac{1}{2p}.$$

2) Z uwagi na działanie układów *FRC* mogą wystąpić w generatorach punktowych opartych na tej zasadzie wahania częstotliwości wyjściowej w granicach 0,5 Hz. Zjawisko to wywołane jest oddziaływaniem zmian czynników zewnętrznych (napięć zasilających i warunków klimatycznych) na elementy pętli *FRC*. W rezultacie długookresowa niestałość częstotliwości wyjściowej ulega pewnemu powiększeniu.

3) W celu poprawnego dostrojenia generatora *LC* staje się niezbędne stosowanie odpowiedniego wskaźnika synchronizacji. Wskaźnik taki w idealnym wykonaniu powinien umożliwiać nie tylko jednoznaczne określenie stanu synchronizacji generatora, lecz również dostrojenie generatora *LC* do położenia odpowiadającego środkowi zakresu chwytania. (Stan synchronizacji charakteryzuje się brakiem napięcia zmiennego na wyjściu filtru, środkowi zakresu synchronizacji odpowiada średnie napię-

cie regulacyjne, które jest z reguły funkcją częstotliwości pracy). Żaden ze stosowanych obecnie wskaźników synchronizacji (jak lampy oscyloskopowe, woltomierze prądu stałego, elektronowe wskaźniki strojenia itp.) nie spełnia tych podstawowych wymagań szczególnie przy dużej wartości stosunku p/m.

4) Najwygodniejszym regulatorem częstotliwości jest lampa reaktancyjna z uwagi na wymaganą małą moc sygnału regulacyjnego. W przypadku pracy przy małych wartościach m, co odpowiada dużemu skokowi częstotliwości f_0, mogą wystąpić trudności w uzyskaniu odpowiednich zakresów synchronizacji. W takich warunkach często stosuje się podwójny sposób dostrajania generatora. Do przybliżonego zestrojenia służy silnik serwomechanizmu, dostrojenie precyzyjne uzyskuje się za pomocą lampy reaktancyjnej. Oczywiście pociąga to za sobą poważną komplikację układu.

W najnowszych opracowaniach [19] stosuje się regulatory częstotliwości w postaci kondensatorów o specjalnym dielektryku (najczęściej tytanian baru z domieszką strontu). Pojemność takiego kondensatora jest liniową funkcją napięcia polaryzacji jego okładzin. W stosunku do lampy reaktancyjnej regulator taki odznacza się następującymi zaletami: brak poboru mocy, większa stabilność pracy oraz większy zakres przestrajania. Podobnymi właściwościami odznacza się również regulator częstotliwości wykonany w postaci półprzewodnikowej diody złączowej o pojemności sterowanej napięciowo [20].

Na zakończenie warto wspomnieć o pracy Salmeta [6] omawiającej pewną modyfikację obwodu *GSI*. Polega ona na zastosowaniu dodatkowej modulacji fazy impulsów synchronizujących, umożliwiając w ten sposób powiększenie zakresu chwytania.

2.4. Generatory punktowe o synchronizacji bezpośredniej

W generatorach punktowych o synchronizacji bezpośredniej sygnał synchronizujący uzależniony od częstotliwości podstawowej f_0 zostaje doprowadzony bezpośrednio do obwodu generatora pracującego w zakresie $mf_0 - pf_0$. W określonych warunkach sygnał synchronizujący wymusza w obwodzie generacyjnym powstanie drgań o częstotliwości nf_0. Generatory punktowe o synchronizacji bezpośredniej są pochodnymi układów omówionych w rozdziałach 2.2 i 2.3. Z jednej strony obwód generacyjny może być traktowany jako element selektywny wyróżniający częstotliwość nf_0 z widma sygnału synchronizującego, a jednocześnie z drugiej strony w układach występują typowe dla obwodów synchronizacji zjawiska utrzymywania i chwytania.

W omawianym przypadku zakresy synchronizacji zależą od stosunku amplitud składowej o częstotliwości nf_0 i napięcia generatora. Z tego względu widmo sygnału synchronizującego w zakresie $mf_0 - pf_0$ powinno mieć prążki o możliwie dużej i stałej amplitudzie. Warunek ten spełniają najlepiej impulsy wielkiej częstotliwości o charakterze fali tłumionej. Przy odpowiednim wyborze warunków tłumienia możliwe jest uzyskanie w pewnym zakresie częstotliwości widma o prawie stałej amplitudzie prążków [17], [18], [16].

Jedno z rozwiązań schematowych oparte na powyższej zasadzie wykorzystuje widmo ciągu impulsów w. cz. powstałe przez pobudzenie do drgań za pomocą impulsów o częstotliwości repetycji f_0 obwodu LC. Tak sformowany sygnał synchronizujący przykładany jest do siatki pierwszej lampy generacyjnej, wymuszając w stanie synchronizacji drgania o częstotliwości nf_0.

W innym rozwiązaniu drgania generatora LC są wygaszane przez odpowiednio ukształtowane impulsy o częstotliwości repetycji f_0. Przy dostrojeniu obwodu drgań generatora do częstotliwości nf_0 na wyjściu układu uzyskuje się widmo typu $nf_0 \pm kf_0$ (gdzie $k = 0, 1, 2 \ldots$) o silnie wyróżnionej składowej nf_0. Dalszą filtrację przeprowadza się w strojonym współbieżnie z obwodem generacyjnym wzmacniaczu rezonansowym. W opisywanym układzie przy zastosowaniu czterech lamp uzyskano współczynnik p rzędu 10^3 [17].

3. OBWODY SKŁADANIA CZĘSTOTLIWOŚCI

Ograniczenie maksymalnej krotności powielania występuje we wszystkich znanych układach generatorów punktowych. Z tego względu w układach syntezy o większej liczbie punktów strojeniowych należy zastosować kilka generatorów punktowych o odpowiednio dobranych skokach częstotliwości. Z uwagi na uproszczenie sposobu wybierania częstotliwości wyjściowej układu syntezy skoki częstotliwości poszczególnych generatorów punktowych mają się do siebie jak:

$$1 : a : ab : abc : \ldots,$$

gdzie a, b, c, liczby naturalne.

W niektórych przypadkach liczba generatorów punktowych narzucona jest przez sposób strojenia układu syntezy. Na przykład przy dekadowym systemie strojenia każdy z generatorów punktowych ma tylko 10 punktów strojeniowych, a skoki częstotliwości poszczególnych generatorów pozostają w stosunkach:

$$1 : 10 : 100 : 1000 : \ldots.$$

Zadanie obwodów składania częstotliwości polega na złożeniu (syntezie) częstotliwości wyjściowej układu syntezy z poszczególnych częstotliwości składowych. Pojęcie częstotliwości składowych obejmuje częstotliwości wyjściowe generatorów punktowych oraz częstotliwość generatora interpolacyjnego. Do celów składania wykorzystuje się z reguły efekt dodawania i odejmowania się częstotliwości zachodzący w obwodach mieszania częstotliwości. Częstotliwość wyjściowa obwodów składania częstotliwości stanowi przeważnie częstotliwość wyjściową układu syntezy. W niektórych jednak przypadkach częstotliwość wyjściowa obwodów składania podlega jeszcze dodatkowemu zmieszaniu lub powieleniu w celu przesunięcia jej w określony zakres częstotliwości.

Istnieją dwa podstawowe rozwiązania schematowe obwodów składania częstotliwości różniące się pomiędzy sobą metodami filtracji częstotliwości niepożądanych.

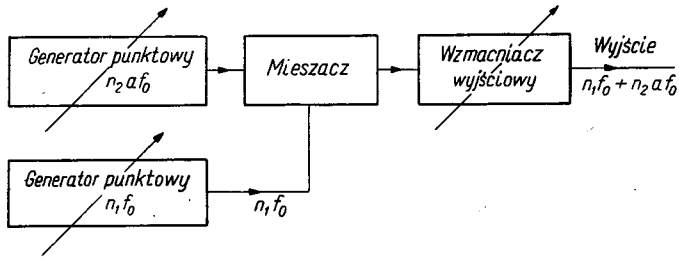
Rozwiązanie pierwsze polega na odfiltrowaniu częstotliwości niepożądanych za pomocą obwodów strojonych umieszczonych na wyjściu stopni mieszających. W rozwiązaniu drugim napięcia wyjściowego obwodów składania częstotliwości dostarcza specjalny generator *LC*. Częstotliwość tego generatora jest kontrolowana za pomocą *ARC* przez częstotliwości składowe. Odfiltrowanie częstotliwości pasożytniczych następuje w tym przypadku w filtrze o stałym pasmie przepuszczania, przeważnie dolnoprzepustowym. Generator częstotliwości wyjściowej obwodów składania częstotliwości będzie nazywany w dalszym ciągu niniejszego artykułu „generatorem zakresu podstawowego" lub w skrócie *GZP*.

Oba powyższe sposoby składania zostały zilustrowane za pomocą rys. 7 (obwody strojone) i 8 (obwód *ARC*). Rysunki te zostały wykonane dla przypadku składania częstotliwości dwóch generatorów punktowych $n_1 f_0$ i $n_2 a f_0$ przy założeniu, że $n_1 f_0 < n_2 a f_0$. W obu przypadkach (ze względu na tłumienie częstotliwości niepożądanych) częstotliwości $n_1 f_0$ nie może być zbyt mała, przy czym warunek ten jest bardziej krytyczny dla układu z rys. 7.

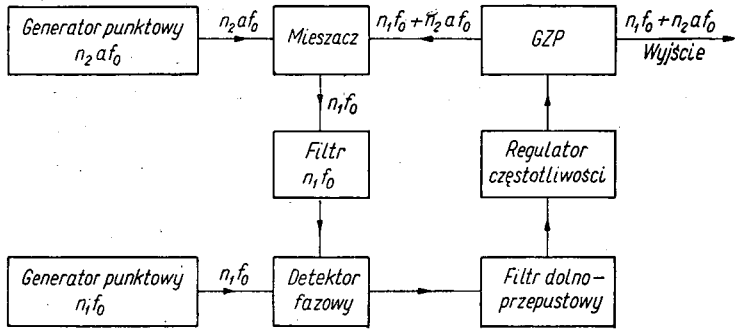
Układ z wyjściowym wzmacniaczem strojonym będzie tłumił częstotliwości pasożytnicze tym lepiej, im dalej leżą one od częstotliwości pożądanej, przy czym tłumienie to będzie funkcją częstotliwości pracy. Stosowanie wzmacniacza o kilku obwodach strojonych w celu polepszenia selektywności jest kłopotliwe ze względu na konieczność stosowania współbieżnego strojenia. Ponadto dodatkową cechą rozwiązania tego typu jest znikanie napięcia wyjściowego w przypadku uszkodzenia jednego z elementów układu syntezy.

Sposób składania częstotliwości za pomocą *ARC* pozwala na uzyskanie większego tłumienia częstotliwości niepożądanych i to w zasadzie

niezależnego od częstotliwości pracy. Wielkość $n_1 f_0$ ograniczona jest od dołu przez zakres chwytania pętli *ARC* i niedokładność częstotliwości *GZP*. Częstotliwość $n_1 f_0$ powinna być silnie tłumiona przez filtr dolno-



Rys. 7. Obwód składania częstotliwości ze strojonym obwodem wyjściowym

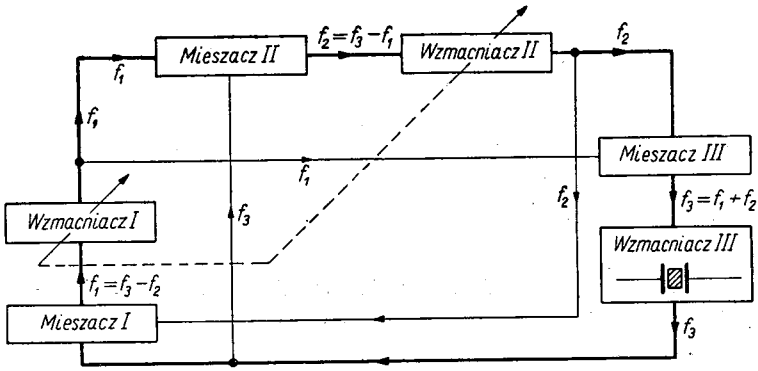


Rys. 8. Obwód składania częstotliwości z *GZP*

przepustowy, stąd zakres chwytania musi być mniejszy od wielkości $n_1 f_0$. Dokładność skalowania *GZP* powinna zapewnić jednoznaczne wyróżnienie częstotliwości odległych o $2n_1 f_0$, *GZP* może bowiem synchronizować się również przy częstotliwości lustrzanej $n_2 a f_0 - n_1 f_0$. Poza tym obowiązują także i w tym przypadku wszystkie wymienione w rozdz. 2.3 właściwości układów z *FRC*. W przypadku uszkodzenia w układzie syntezy, *GZP* będzie dostarczał napięcia wyjściowego oczywiście o znacznie większej niedokładności częstotliwości. Cecha ta może mieć pewne znaczenie dla urządzeń, przy których wymagane jest awaryjne źródło częstotliwości.

Na zakończenie tego rozdziału warto omówić pokrótce oryginalny sposób składania częstotliwości zastosowany przez Mokowa [8]. Schemat blokowy ilustrujący zasadę działania układu przedstawiony jest na rys. 9. Pętla generacyjna składa się z trzech stopni mieszających i trzech wzmacniaczy rezonansowych. Wzmacniacze *I* i *II* są strojone współbieżnie, przy

czym wzrostowi częstotliwości rezonansowej pierwszego odpowiada zmniejszenie tejże we wzmacniaczu drugim ($f_1 + f_2 = \text{const}$). Rezonator piezoelektryczny zastosowany we wzmacniaczu *III* pełni rolę selektyw-



Rys. 9. Obwód składania częstotliwości według Makowa

nego obwodu rezonansu szeregowego o częstotliwości rezonansowej f_3. Przy odpowiednio dobranych wzmocnieniach wzmacniaczy i stopni mieszających w układzie mogą powstać drgania o trzech różnych częstotliwościach, f_1, f_2 i f_3, spełniających warunek $f_3 = f_1 + f_2 = \text{const}$.

Analiza matematyczna układu wskazuje, że suma przesunięć fazowych poszczególnych członów pętli powinna być równa zeru. Ponieważ jeden z tych członów (wzmacniacz *III*) posiada charakterystykę fazową o bardzo dużym nachyleniu (kwarc), zmiany częstotliwości f_3 potrzebne do skompensowania ewentualnych zmian fazowych pozostałych elementów będą bardzo nieznaczne. Z uwagi na zależność $f_3 = f_2 + f_1$ zmiany pozostałych częstotliwości generowanych f_2 i f_1 będą również nieznaczne, ale pod warunkiem, że zmiany warunków klimatycznych i napięć zasilających będą wywoływały jednakowe co do znaku zmiany częstotliwości rezonansowych f_2 i f_1 poszczególnych obwodów.

Układ powyższy służy jako źródło dwóch częstotliwości wyjściowych przestrajanych w sposób ciągły o stabilizacji piezoelektrycznej f_1, f_2 i jednej częstotliwości stałej f_3. (Dokładna analiza wykazała, że niestałość częstotliwości f_3 jest nieco większa niż niestałość, jaką można by uzyskać w konwencjonalnym układzie generacyjnym stabilizowanym za pomocą tego samego rezonatora kwarcowego). Omawiany układ posiada również cechy generatora punktowego, a mianowicie przy przestrajaniu występują tendencje do synchronizacji częstotliwości wyjściowych przy wartościach f_1 i f_2 spełniających warunek

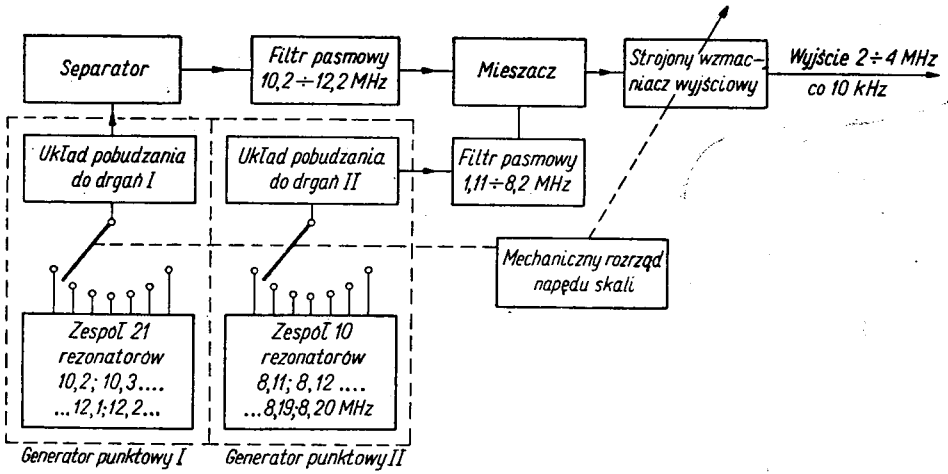
$$f_1/f_2 = a/b,$$

gdzie a i b dowolne liczby naturalne.

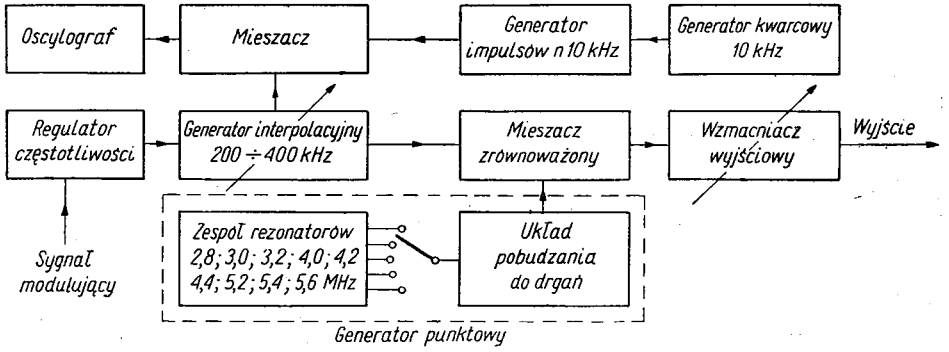
4. OMÓWIENIE NIEKTÓRYCH ROZWIĄZAŃ UKŁADÓW SYNTEZY CZĘSTOTLIWOŚCI

4.1. Układy syntezy o wielu rezonatorach piezoelektrycznych

Generator punktowy do odbiornika Collins 51R [3]. Układ przedstawiony na rys. 10 składa się z dwóch generatorów punktowych o 21 i 10 rezonatorach wymiennych. Składanie częstotliwości odbywa się przez



Rys. 10. Schemat generatora punktowego do odbiornika Collins 51R

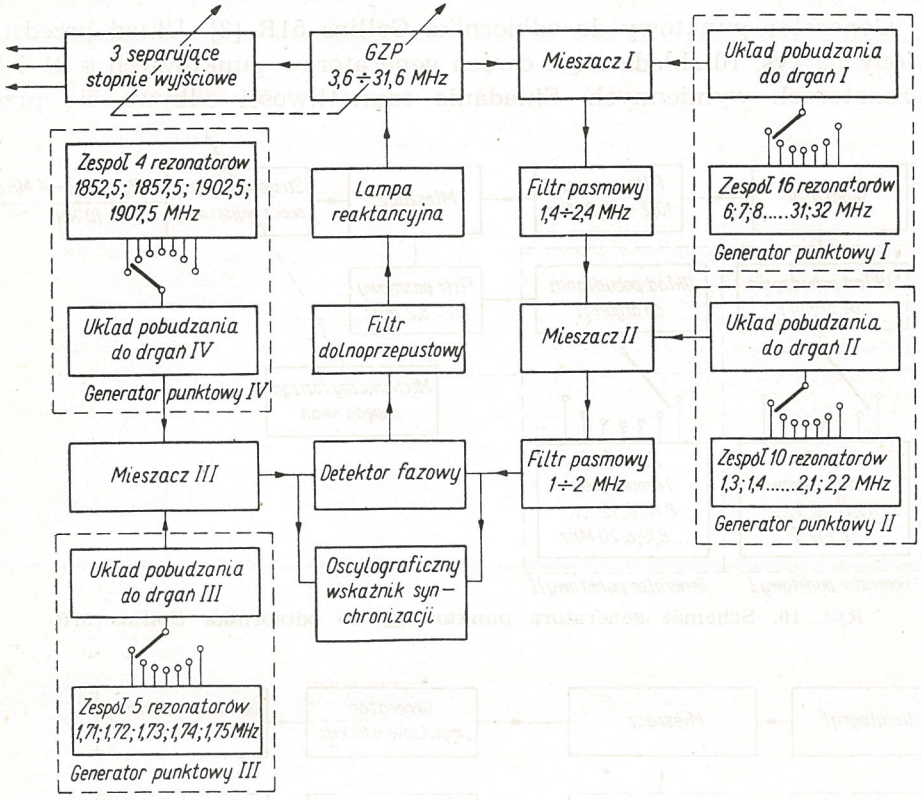


Rys. 11. Schemat generatora wzbudzającego WCzD-100

odjęcie obydwu częstotliwości składowych, co znacznie pogarsza niedokładność częstotliwości wyjściowej. Częstotliwość różnicową wydziela się za pomocą strojonego wzmacniacza wyjściowego. Specjalny rozrząd mechaniczny służy do wybierania częstotliwości przez operatora. Za po-

mocą 31 rezonatorów piezoelektrycznych uzyskano 200 częstotliwości wyjściowych, co jest rozwiązaniem bardzo nieekonomicznym.

Generator wzbudzający W.Cz. D-100. Na rys. 11 przedstawiono schemat generatora wzbudzającego W.Cz. D-100. Jest to jedno z najprostszych rozwiązań układu syntezy częstotliwości. Częstotliwość generatora



Rys. 12. Schemat generatora lokalnego do odbiornika Marconi CR/50/3

punktowego zostaje zmieszana w mieszaczu zrównoważonym z częstotliwością generatora interpolacyjnego. W celu pełnego pokrycia zakresu częstotliwości wyjściowych (2,4 ÷ 5,6 MHz) wykorzystuje się częstotliwości sumacyjne i różnicowe. Odfiltrowanie składowych niepożądanych następuje we wzmacniaczu wyjściowym. W układzie przewidziana jest możliwość modulacji częstotliwości generatora interpolacyjnego. Dodatkowy generator kwarcowy 10 kHz umożliwia skalowanie częstotliwości generatora interpolacyjnego co 10 kHz.

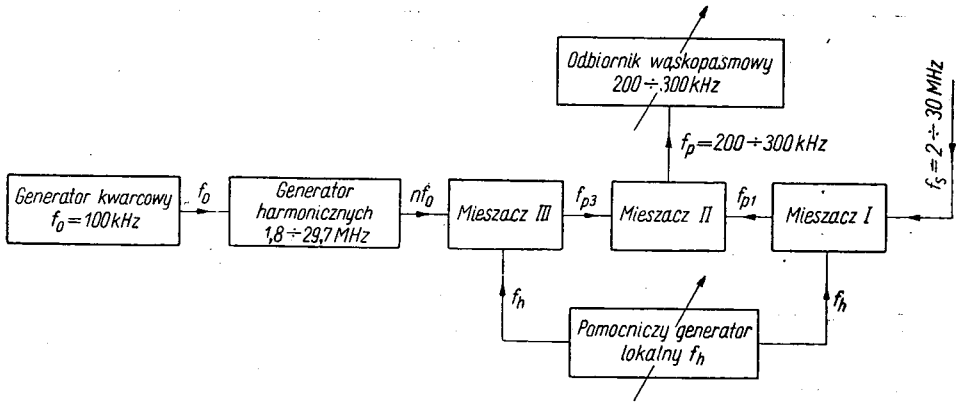
Generator lokalny do odbiornika „Marconi" CR 150/3 [9]. Generator lokalny (rys. 12) stanowi rozbudowany układ syntezy częstotliwości. Cztery częstotliwości składowe wytworzone w wielorezonatorowych ge-

neratorach punktowych (w sumie 35 rezonatorów) składane są w obwodzie *FRC*. W detektorze fazowym porównuje się dwa napięcia. Częstotliwość jednego z nich jest wynikiem kolejnego mieszania w mieszaczach *I* i *II* częstotliwości *GZP* oraz generatorów punktowych *I* i *II*. Drugie napięcie porównywane ma częstotliwość będącą różnicą częstotliwości generatorów punktowych *III* i *IV*. W generatorze punktowym *IV* zastosowano dodatkowo przestrajanie rezonatorów piezoelektrycznych, co umożliwia uzyskanie skoku częstotliwości $f_0 = 0{,}5$ kHz (56000 punktów strojeniowych). Częstotliwość wyjściową wybiera się za pomocą pokręteł w systemie dekadowym. Jako wskaźniki strojenia i synchronizacji zastosowano dwie pary słuchawek oraz lampę oscylograficzną. Generator zakresu podstawowego pokrywa zakres częstotliwości $3{,}6 \div 31{,}6$ MHz w czterech podzakresach, co przy częstotliwości pośredniej odbiornika 1,6 MHz umożliwia odbiór radiowy w paśmie $2 \div 30$ MHz. Napięcie wyjściowe *GZP* rozdzielone jest na trzy niezależne kanały umożliwiające zastosowanie zasady odbioru zbiorczego przy trzech odbiornikach.

W oparciu o powyższy schemat opracowano dalsze warianty układów syntezy przystosowanych do automatycznego strojenia w nadajnikach lotniczych.

4.2. Układy syntezy z wybieraniem harmonicznych

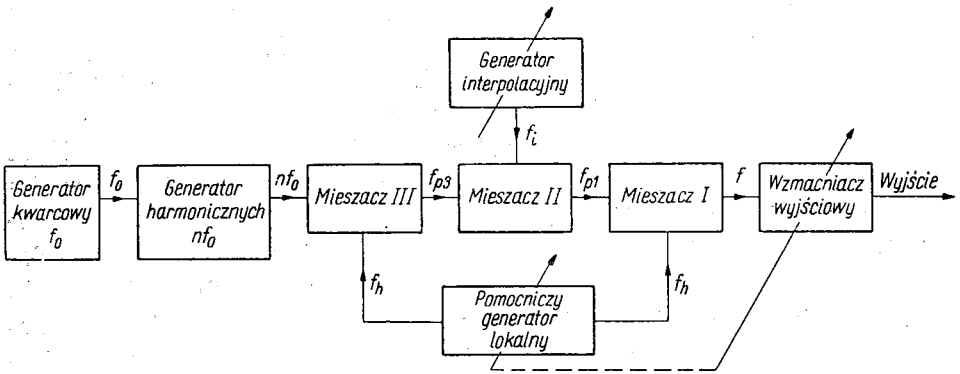
Układy syntezy firmy „SFR". Odbiornik RS 550 należy do klasy odbiorników znanych w literaturze pod nazwą „stabilidyny" [10]. Do odbio-



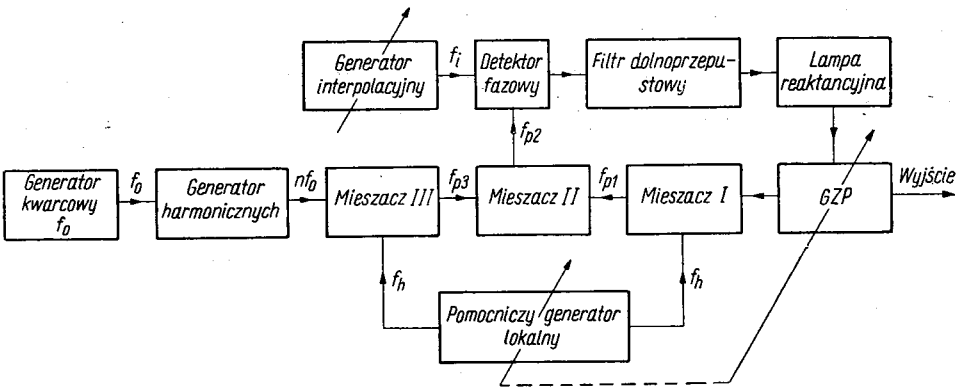
Rys. 13. Zasada działania odbiornika SFR „Stabilidyna"

ru częstotliwości sygnału (f_s) wykorzystano zasadę filtru heterodynowego. Na rys. 13 obok zasadniczego schematu blokowego podano zależności wiążące pomiędzy sobą poszczególne częstotliwości układu. W rezultacie

właściwy odbiornik powinien zapewnić pokrycie wąskiego pasma częstotliwości (o szerokości f_0). Takie warunki pracy polepszają w znacznym stopniu stabilność pracy odbiornika. W omawianym układzie syntezy zastosowano kwarc o częstotliwości $f_0 = 100$ kHz, wykorzystując harmoniczne od 18 do 297. Pomocniczy generator lokalny posiada cztery podzakresy częstotliwości umożliwiając odbiór sygnałów w pasmie $2 \div 30$ MHz.

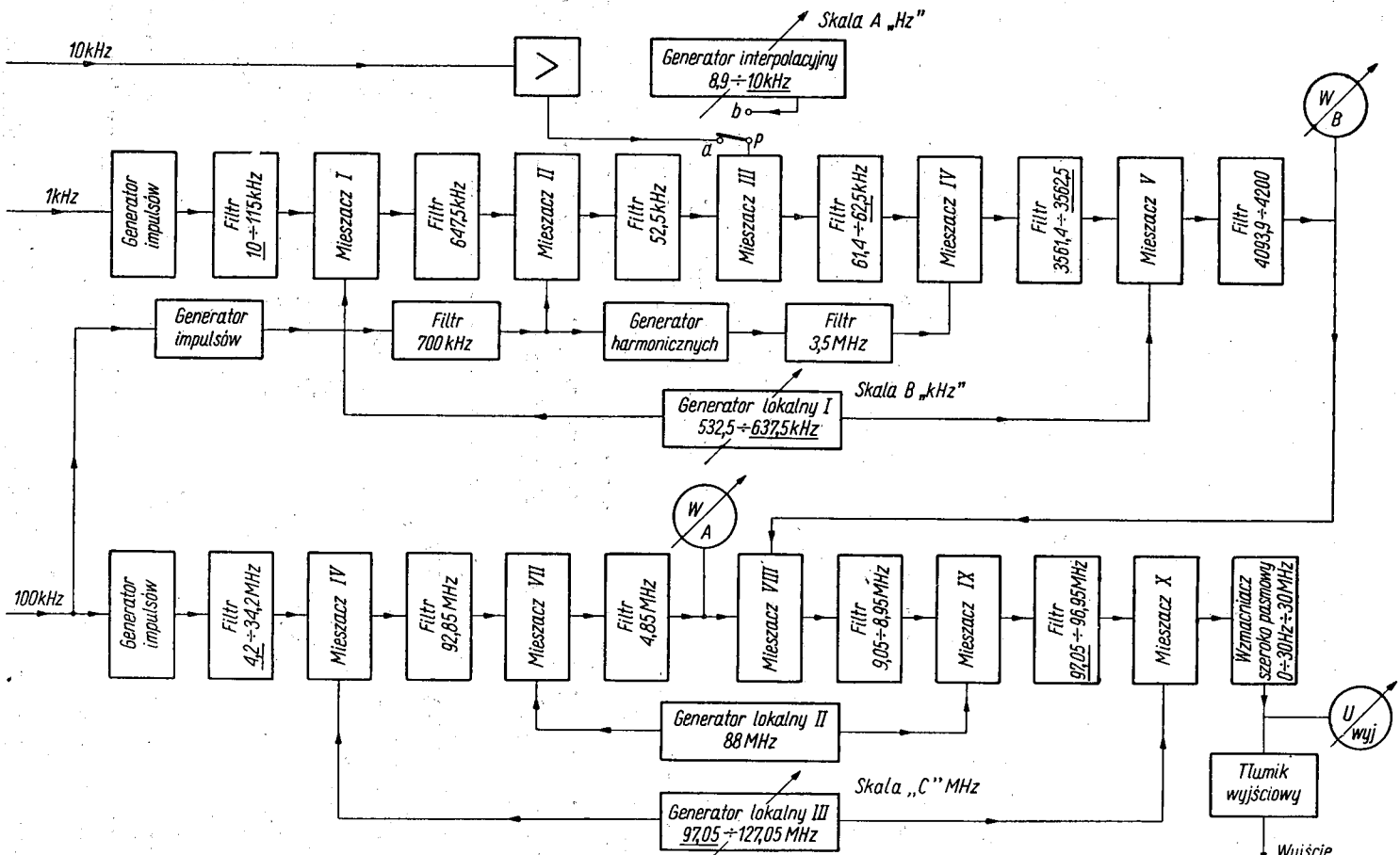


Rys. 14. Generator wzbudzający do nadajnika SFR



Rys. 15. Generator wzbudzający do nadajnika SFR

Na rys. 14 i 15 przedstawiono dwa warianty układów generatorów wzbudzających do nadajników. Oba układy syntezy pracują na zasadzie filtru heterodynowego. W celu ciągłego pokrycia zakresu zastosowano w obydwu przypadkach generatory interpolacyjne. Generator wzbudzający z rys. 15 posiada obwód *FRC* pozwalający na lepszą filtrację częstotliwości wyjściowych. W pętli *FRC* następuje porównywanie faz napięcia drugiej częstotliwości pośredniej i napięcia generatora interpolacyjnego. *GZP* będzie się synchronizował w przypadku, gdy $f_i = f_{pz}$.



Rys. 16. Schemat układu syntezy częstotliwości „Rohde & Schwarz"

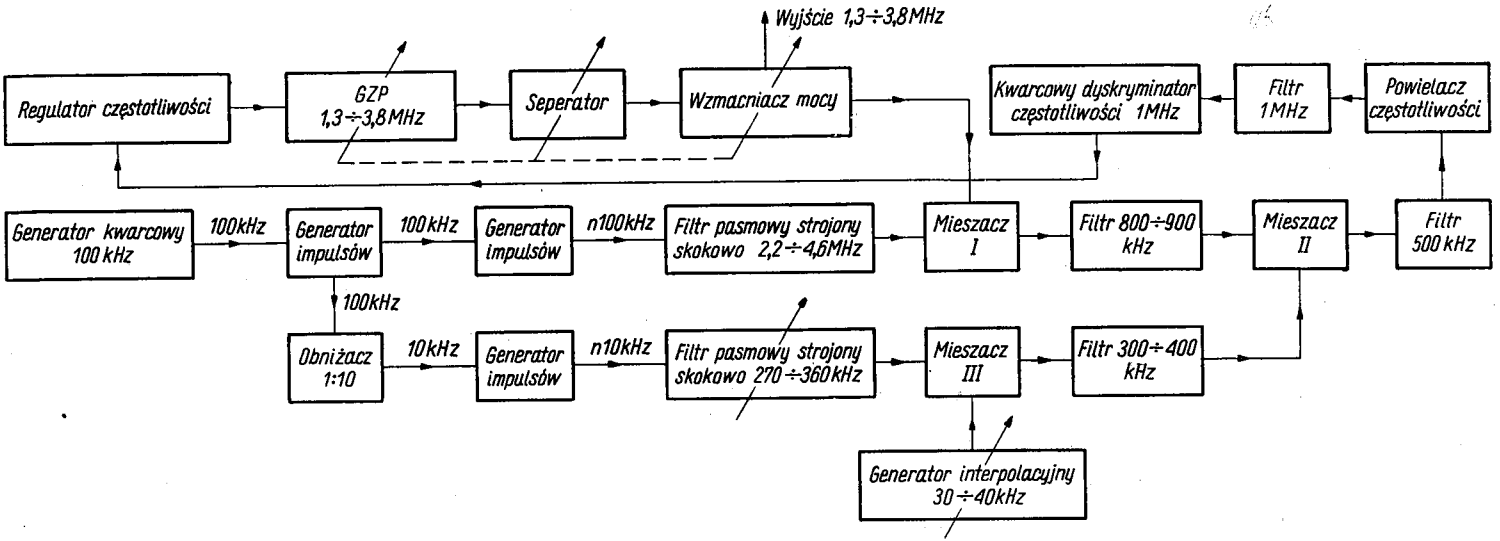
Różne odmiany układów z filtrem heterodynowym. W oparciu o schemat z rys. 14 został opracowany przez South African Broadcasting Corporation [11] generator wzbudzający dla celów radiokomunikacji o następujących danych: kwarc 100 kHz; zakres częstotliwości pracy $3 \div 7$ MHz (40 punktów strojeniowych), pierwsza częstotliwość pośrednia 7,75 MHz, generator interpolacyjny pracuje w zakresie $200 \div 300$ kHz, tłumienie częstotliwości niepożądanych 60 dB.

W jednym z amerykańskich urządzeń eksperymentalnych [1] zastosowano zamiast generatorów lokalnych w filtrach heterodynowych genatorów uzyskano punktowe źródło częstotliwości co 4 kHz w pasmie Rozwiązanie takie pozwala wybierać żądaną częstotliwość za pomocą zespołu przełączników, bez potrzeby dostrajania się. Za pomocą 27 rezonatorów uzyskano punktowe źródło częstotliwości co 4 kHz w pasmie $21{,}2 \div 23{,}2$ MHz o niedokładności rzędu $1 \cdot 10^{-9}$.

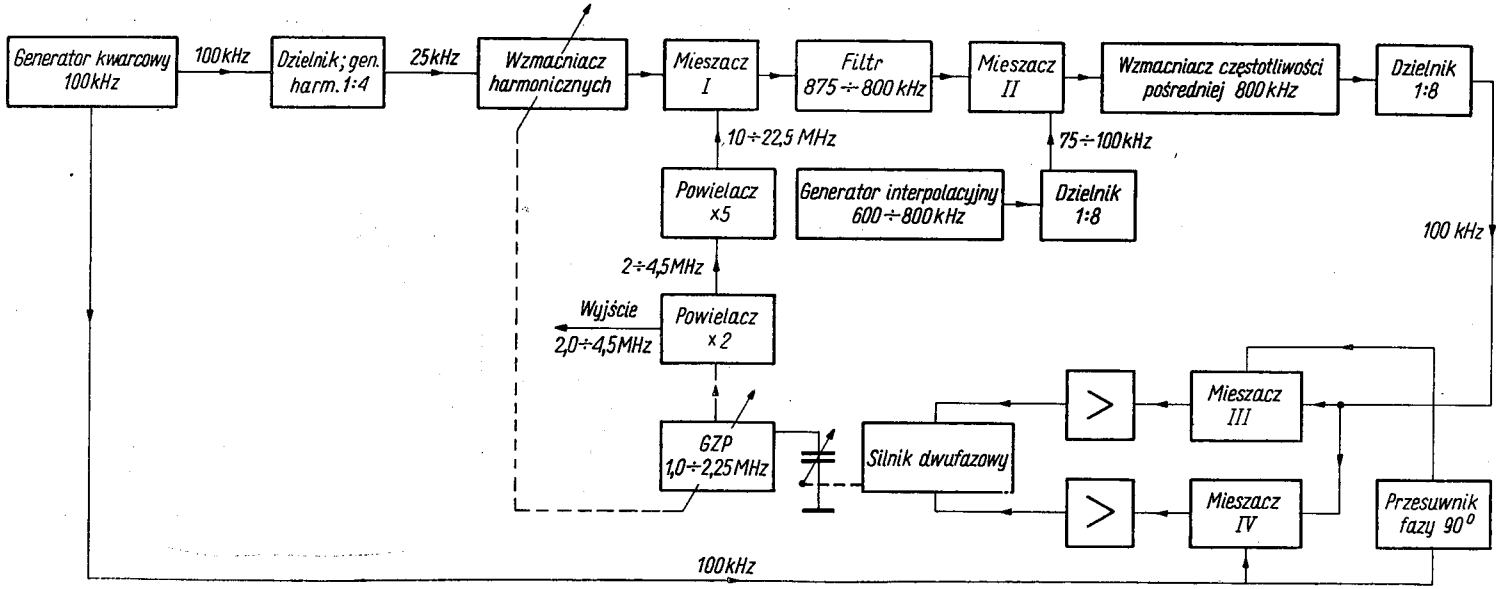
Układ syntezy firmy Rohde & Schwarz. Na rys. 16 przedstawiono schemat blokowy układu opracowanego przez firmę Rohde & Schwarz (typ XUA BN 444462). Strojenie punktowe odbywa się w poz. „a" przełącznika P za pomocą skali A „MHz" i skali B „kHz". Przełączając przełącznik P w poz. „b" wprowadza się do układu częstotliwość generatora interpolacyjnego (skala C) umożliwiając ciągłe pokrycie całego zakresu częstotliwości ($0 \div 30$ MHz). Na schemacie zostały podane częstotliwości występujące w poszczególnych punktach układu, przy czym zostały podkreślone częstotliwości odpowiadające zerowej działce danej skali. Ze skalami A i B skojarzone są wskaźniki dostrojenia W_A i W_B. Skale A, B i C zostały wykonane w postaci spirali, co zapewnia dużą precyzję dostrojenia.

Od strony schematowej układ syntezy stanowi rozbudowany zestaw filtrów heterodynowych, wybierających odpowiednie kombinacje harmonicznych trzech częstotliwości podstawowych 1, 10 i 100 kHz (na schemacie nie uwidoczniono źródeł częstotliwości podstawowych). Ze względu na konieczność odfiltrowania niepożądanych harmonicznych wprowadzono do układu cały szereg filtrów o bardzo wąskim pasmie przepuszczania. Trudności związane z filtracją częstotliwości wyjściowej zostały pokonane przez zastosowanie wysokich częstotliwości do wyjściowego mieszania (mieszacz X). W rezultacie przy pasmie użytecznym $0 \div 30$ MHz pasożytnicze częstotliwości wyjściowe leżą powyżej 180 MHz.

Układ syntezy o bezpośrednim wybieraniu harmonicznych [12]. W NRF opracowano układ syntezy częstotliwości z generatorami punktowymi o bezpośrednim wybieraniu harmonicznych, którego schemat blokowy przedstawiono na rys. 17. W omawianym rozwiązaniu jako generatory punktowe służą dwa wzmacniacze rezonansowe strojone skokowo odpo-



Rys. 17. Schemat układu syntezy częstotliwości z generatorami punktowymi o bezpośrednim wybieraniu harmonicznych



Rys. 18. Schemat generatora Collins 708 A-2

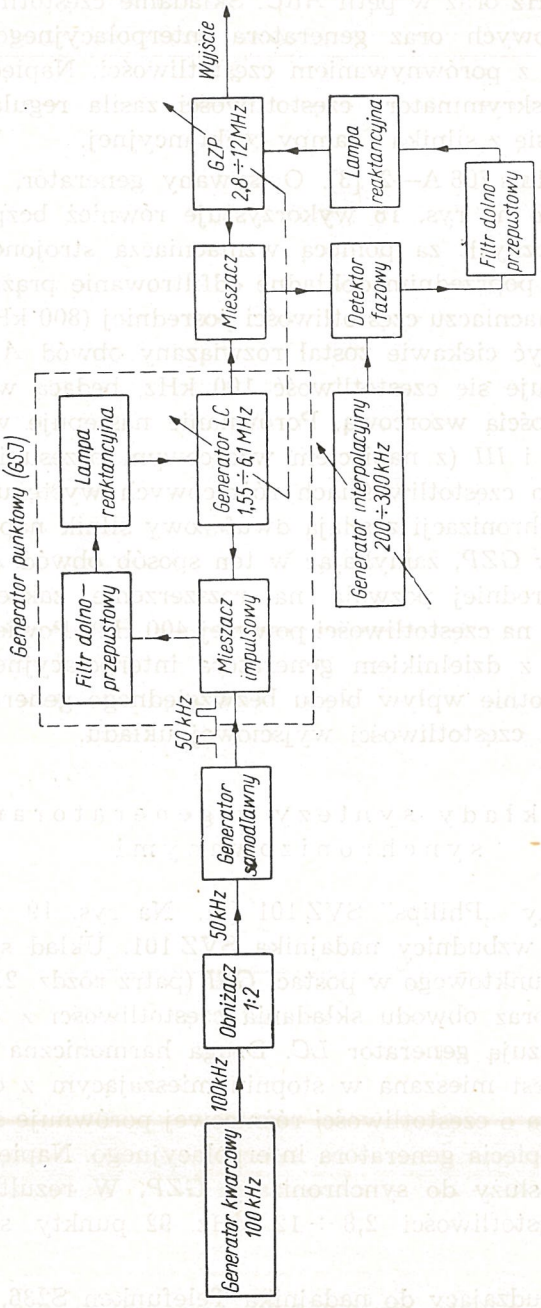
wiednio co 100 i 10 kHz. Oczywiście metoda ta nie pozwala na uzyskanie dużego tłumienia sąsiednich prążków widma częstotliwości podstawowych $(n \pm 1)\, f_0$. Z tego względu zastosowano dodatkową filtrację w obwodach 0,5 i 1 MHz oraz w pętli *ARC*. Składanie częstotliwości obu generatorów punktowych oraz generatora interpolacyjnego odbywa się w obwodzie *ARC* z porównywaniem częstotliwości. Napięcie wyjściowe z kwarcowego dyskryminatora częstotliwości zasila regulator częstotliwości składający się z silnika i lampy reaktancyjnej.

Generator Collins 708 A—2 [3]. Opisywany generator, którego schemat przedstawiono na rys. 18 wykorzystuje również bezpośrednie wybieranie harmonicznych za pomocą wzmacniacza strojonego. Podobnie jak w urządzeniu poprzednim dokładne odfiltrowanie prążków bocznych następuje we wzmacniaczu częstotliwości pośredniej (800 kHz) oraz w obwodzie *ARC*. Dosyć ciekawie został rozwiązany obwód *ARC*. W obwodzie tym porównuje się częstotliwość 100 kHz, będącą wynikiem syntezy, z częstotliwością wzorcową. Porównanie następuje w mieszaczach *IV* (bezpośrednio) i *III* (z napięciem wzorcowym przesuniętym w fazie o 90°). Napięcia o częstotliwościach różnicowych występujące w przypadku braku synchronizacji zasilają dwufazowy silnik napędzający kondensator obrotowy *GZP*, zamykając w ten sposób obwód *ARC*. Dzielnik częstotliwości pośredniej pozwala na rozszerzenie zakresu chwytania (silnik nie reaguje na częstotliwości powyżej 400 Hz). Powielacz częstotliwości *GZP* wraz z dzielnikiem generatora interpolacyjnego pozwalają zredukować 80-krotnie wpływ błędu bezwzględnego generatora interpolacyjnego na błąd częstotliwości wyjściowej układu.

4.3. Układy syntezy z generatorami synchronizowanymi

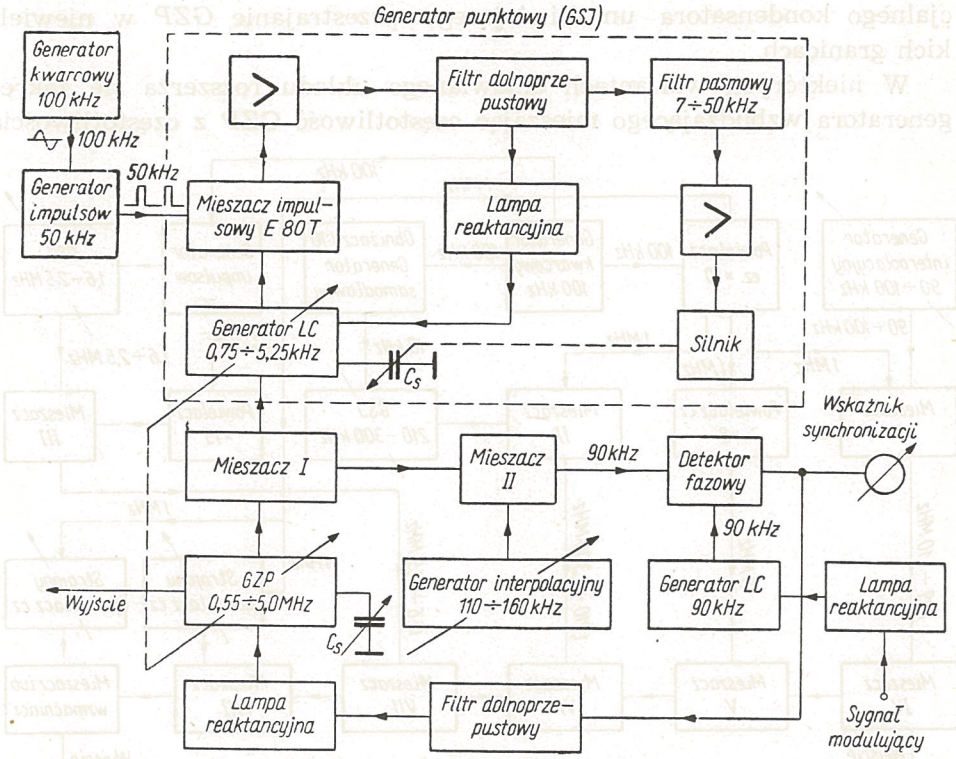
Nadajnik firmy „Philips" SVZ 101 [6]. Na rys. 19 przedstawiono schemat blokowy wzbudnicy nadajnika SVZ 101. Układ syntezy składa się z generatora punktowego w postaci *GSI* (patrz rozdz. 2.3), generatora interpolacyjnego oraz obwodu składania częstotliwości z *FRC*. Impulsy 50 kHz synchronizują generator *LC*. Druga harmoniczna częstotliwości tego generatora jest mieszana w stopniu mieszającym z częstotliwością *GZP*. Fazę napięcia o częstotliwości różnicowej porównuje się w detektorze fazy z fazą napięcia generatora interpolacyjnego. Napięcie wyjściowe z detektora fazy służy do synchronizacji *GZP*. W rezultacie uzyskuje się w pasmie częstotliwości 2,8 ÷ 12 MHz 92 punkty strojeniowe co 100 kHz.

Generator wzbudzający do nadajnika Telefunken S236, [12]. Wzbud-



Rys. 19. Schemat generatora wzbudzającego do nadajnika Philips SVZ 101

nica do nadajnika „Telefunken" S236, której schemat blokowy przedstawiono na rys. 20 posiada również generator punktowy w układzie *GSI*. Zastosowano jednak w tym przypadku w charakterze mieszacza impulsowego specjalną lampę E80T (produkcji „Valvo"). Lampa ta spełnia jednocześnie rolę mieszacza impulsowego i generatora krótkotrwałych impulsów. Wytworzony w lampie wąski strumień elektronów jest modulowany za pomocą obydwu napięć mieszanych. Umieszczone na dro-



Rys. 20. Schemat generatora wzbudzającego do nadajnika Telefunken S236

dze strumienia specjalne elektrody odchylające pozwalają na docieranie elektronów do anody tylko w przypadku, gdy napięcie między nimi jest równe zeru. Do elektrod tych przyłożone są w omawianym układzie impulsy prostokątne o częstotliwości wzorcowej 50 kHz, powodując odchylanie strumienia w jedną lub drugą stronę. Wskutek tego prąd anodowy lampy E80T płynie jedynie w bardzo krótkich odcinkach czasu (podczas przechodzenia napięć odchylających przez zero).

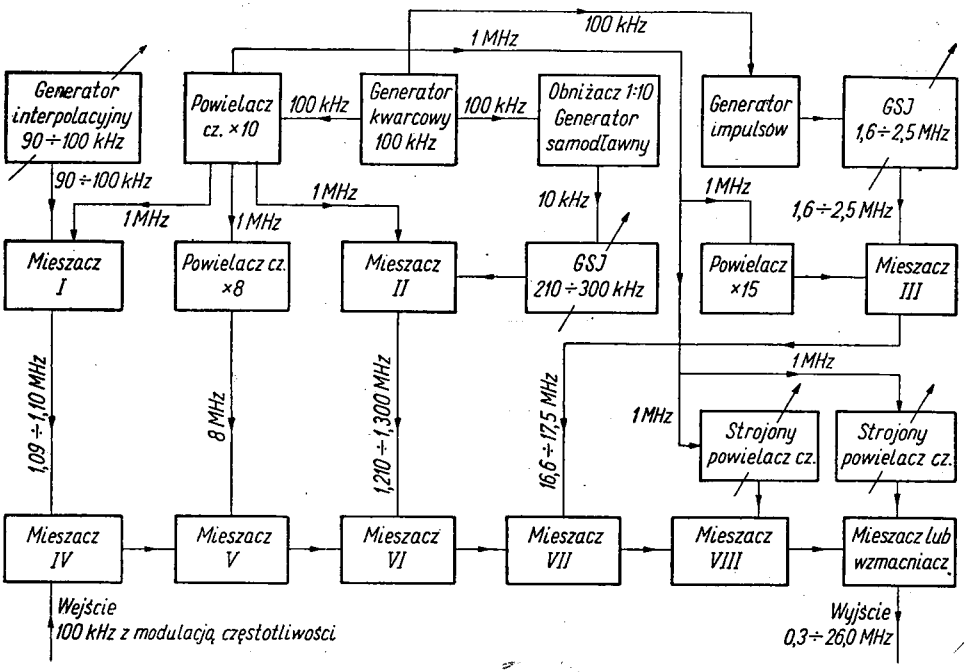
W obwodzie *GSI* zastosowano podwójny regulator częstotliwości. Zakres chwytania do 7 kHz uzyskuje się za pomocą lampy reaktancyjnej.

Większe zakresy chwytania realizuje silnik napędzający kondensator obwodowy generatora *LC*.

W obwodzie *FRC* generatora zakresu podstawowego odbywa się składanie częstotliwości trzech generatorów, *GSI*, generatora interpolacyjnego oraz generatora pomocniczego *LC* (90 kHz). Lampa reaktancyjna współpracująca z generatorem pomocniczym *LC* umożliwia modulację częstotliwości sygnału wyjściowego wzbudnicy.

Zsynchronizowanie pętli wyjściowej *FRC* odbywa się za pomocą specjalnego kondensatora umożliwiającego przestrajanie *GZP* w niewielkich granicach.

W niektórych wariantach omawianego układu rozszerza się zakres generatora wzbudzającego mieszając częstotliwość GZP z częstotliwością



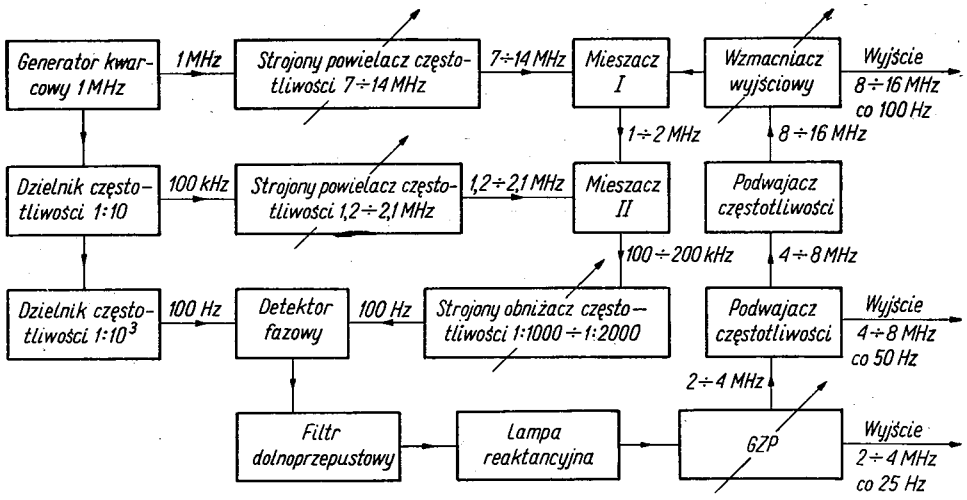
Rys. 21. Schemat generatora wzbudzającego do nadajnika AN/URT-2

odpowiednich harmonicznych dodatkowego generatora kwarcowego o częstotliwości podstawowej 2 MHz.

Układ syntezy częstotliwości nadajnika AN/URT-2 [1]. Układ syntezy częstotliwości nadajnika AN/URT-2 jest to sprzęt stosowany w marynarce wojennej USA. W układzie AN/URT-2 (rys. 21) następuje składanie 4 częstotliwości: generatora interpolacyjnego, dwóch generatorów punktowych pracujących na zasadzie *GSI*, strojonych co 10 i 100 kHz, oraz generatora punktowego wykonanego w postaci konwencjonalnego

powielacza częstotliwości, strojonego co 1 MHz. Wielostopniowy układ składania częstotliwości zapewnia optymalną filtrację częstotliwości niepożądanych. W omawianym układzie syntezy przewidziano również możliwość zastosowania modulacji częstotliwości sygnału wyjściowego.

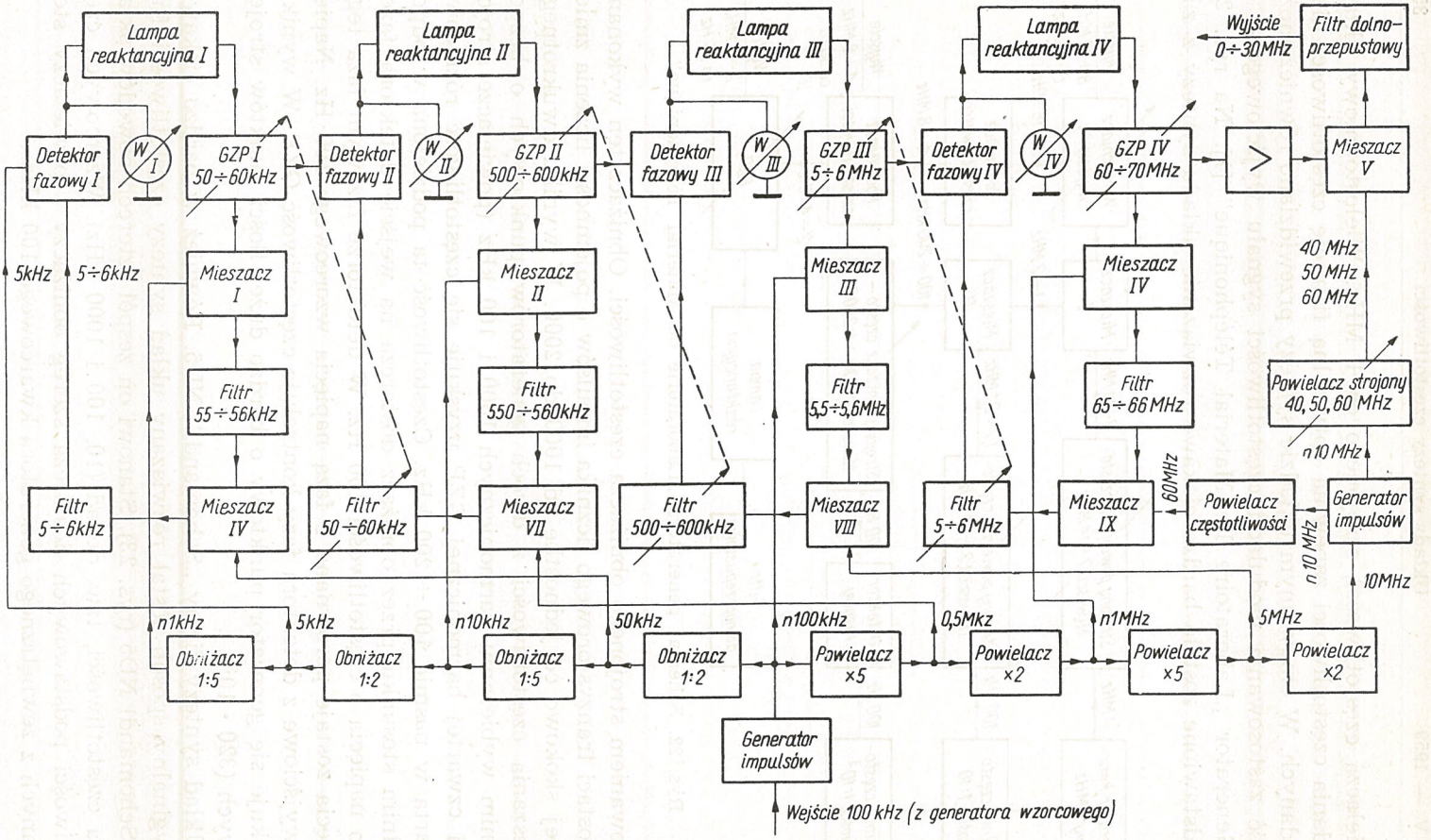
Generator „Laboratoire Le Material Téléphonique" [1]. Na rys. 22 przedstawione zostało bardzo ciekawe rozwiązanie układu syntezy z za-



Rys. 22. Schemat generatora „Laboratorie de Material Téléphonique"

stosowaniem strojonego obniżacza częstotliwości. Obniżacz ten wykonano w postaci tranzystorowego licznika impulsów o pojemności liczenia zmienianej skokowo co jednostkę od 1000 do 2000. W wyniku dwukrotnego zmieszania częstotliwości z dwóch generatorów punktowych o bezpośrednim wybieraniu harmonicznych 1000 i 100 kHz (powielacze strojone) i czwartej harmonicznej GZP uzyskuje się częstotliwość różnicową zawartą w pasmie 100 ÷ 200 kHz. Częstotliwość ta podzielona w odpowiednim stosunku przez obniżacz dostarcza na wejście detektora fazowego napięcia o częstotliwości 100 Hz. W detektorze fazowym faza tego napięcia zostaje porównana z fazą napięcia wzorcowego 100 Hz. Napięcie wyjściowe z detektora fazy kontroluje częstotliwość GZP. W wyniku uzyskuje się generator punktowy o bardzo dużej ilości punktów strojeniowych ($320 \cdot 10^3$).

Układ syntezy firmy „Schomandl" ND5. Również w bardzo ciekawy i oryginalny sposób został rozwiązany układ syntezy częstotliwości firmy Schomandl ND5 (rys. 23). Stanowi on zespół czterech obwodów składania częstotliwości, tzw. dekad (10, 100 i 1000 kHz). Wzorcowych częstotliwości podstawowych dostarcza szereg obniżaczy i powielaczy sterowanych z zewnętrznego generatora kwarcowego 100 kHz.



Rys. 23. Schemat układu syntezy „Schomandl" ND5

Działanie poszczególnych dekad jest analogiczne. Z tego względu zostanie opisana szczegółowo praca dekady 100 kHz przy założeniu, że układ dostrojono do częstotliwości wyjściowej np. 28376 kHz. W tym przypadku częstotliwości wyjściowe poszczególnych *GZP* są następujące: *GZP I* — 56 kHz, *GZP II* — 576 kHz, *GZP III* — 5376 kHz, *GZP IV* — 68376 kHz.

Za pomocą powielacza strojonego wybiera się częstotliwość 40 MHz uzyskując na wyjściu mieszacza V częstotliwość różnicową 28376 kHz. Częstotliwość *GZP III* — 5376 kHz miesza się w mieszaczu *III* z drugą harmoniczną częstotliwości 100 kHz. Napięcie o częstotliwości sumacyjnej 5376 kHz wydzielone zostaje za pomocą filtru pasmowego 5,5 ÷ ÷ 5,6 MHz. W mieszaczu *VIII* następuje odjęcie 5 MHz. Filtr strojony współbieżnie z *GZP II* wybiera napięcie o częstotliwości różnicowej 576 kHz, które jest w detektorze fazowym porównywane z napięciem *GZP II*. Napięcie wyjściowe z detektora fazowego synchronizuje *GZP III*. (Jak wynika z powyższego działanie dekady jest bardzo zbliżone do działania generatora punktowego z rys. 5).

Wskaźniki synchronizacji W_I, W_{II}, W_{III} i W_{IV} umożliwiają prawidłową synchronizację poszczególnych dekad. Przez przerwanie pętli FRC można zamienić *GZP I* na generator interpolacyjny o niedokładności częstotliwości rzędu 50 Hz.

Połączenie układu ND5 z dodatkową dekadą typu NDF1 lub NDF2 pozwala na ustawianie częstotliwości wyjściowej zespołu skokowo co 0,1 kHz. Niedokładność częstotliwości specjalnych generatorów interpolacyjnych wbudowanych do dekad wynosi w przypadku dekady NDF1 — 1 Hz, a w przypadku dekady NDF2 — 0,1 Hz.

4.4. Zestawienie danych technicznych różnych układów syntezy

W przytoczonej obok tablicy zestawiono dla celów porównawczych najważniejsze dane dotyczące omówionych poprzednio układów syntezy. W tablicy pominięte zostały niektóre układy syntezy ze względu na brak szczegółowych danych, a niektóre pozycje przytoczone nie posiadają kompletu danych. Z tych względów możliwe jest jedynie orientacyjne porównanie poszczególnych układów.

Porównanie poszczególnych układów syntezy można przeprowadzić z różnych punktów widzenia. Najważniejsze kryteria dadzą się ująć w sposób następujący:

a) Niedokładność częstotliwości wyjściowej

b) Liczba i rozmieszczenie punktów strojeniowych

c) Stopień komplikacji układu
d) Sposób obsługi.

Hierarchia ważności poszczególnych kryteriów zależy od zastosowania danego układu syntezy.

Niedokładność częstotliwości wyjściowej układu syntezy zależy głównie od liczby i niedokładności zastosowanych źródeł częstotliwości wzorcowych. Układy o pojedynczym źródle częstotliwości wzorcowej odznaczają się najmniejszą niedokładnością częstotliwości wyjściowej. Największy wpływ na niedokładność częstotliwości wyjściowej posiada generator interpolacyjny. Wpływ ten będzie oczywiście tym mniejszy, im będzie niższa częstotliwość i mniejszy zakres przestrajania generatora interpolacyjnego. Z przytoczonych w tablicy układów najlepszymi rozwiązaniami pod względem niedokładności częstotliwości są układy syntezy firmy „Schomandl", „Rohde & Schwarz" oraz wzbudnica AN/URT-2.

Kryterium odnoszące się do liczby i rozmieszczenia punktów strojeniowych pozwala na wyodrębnienie wśród istniejących konstrukcji dwóch tendencji. Pierwsza z nich prowadzi w skrajnym przypadku do wyeliminowania generatora interpolacyjnego przez stworzenie odpowiednio gęstej siatki stałych punktów strojeniowych. Charakterystycznym rozwiązaniem tego typu jest generator Marconi CR 150/3, bardzo zbliżonymi rozwiązaniami są układy „Schomandl" i „Rohde & Schwarz". Tendencja druga dąży do ograniczenia liczby stałych punktów strojeniowych, rozszerzając zakres przestrajania generatora interpolacyjnego. W przypadku granicznym strojenie punktowe zostaje sprowadzone do roli przełącznika zakresów. Wymienić tu należy układy firm: SFR, Philips, Telefunken.

Stopień komplikacji układu wiąże się bezpośrednio z liczbą punktów strojeniowych. Zasadniczy podział układów syntezy przeprowadzony pod kątem liczby elementów, gabarytów, poboru mocy, pokrywa się w zasadzie z przeprowadzonym powyżej podziałem ze względu na liczbę i rozmieszczenie punktów strojeniowych. Tym niemniej kryterium dotyczące stopnia komplikacji układu pozwala na ocenę ekonomii danego rozwiązania w porównaniu z innymi rozwiązaniami danej grupy. Przyjmując jako orientacyjny wskaźnik ekonomiczny E danego rozwiązania stosunek liczby punktów strojeniowych do liczby lamp i rezonatorów kwarcowych, omawiane układy syntezy można uszeregować w następujący sposób:

	E
Marconi CR 150/3	1150
Schomandl ND5	750
Rohde & Schwarz XUA BN 444 462	640
AN/URT-2	83
SFR RS 550	10

Philips SVZ 101	9
Telefunken S236	5

Powyższe zestawienie potwierdza w ogólnych zarysach rozważania przytoczone w rozdziałach 2 i 3. Najbardziej ekonomicznym rozwiązaniem okazał się generator Marconi, w którym zastosowano generatory punktowe o wymiennych rezonatorach kwarcowych. Rozwiązania oparte na wybieraniu harmonicznych (Rohde & Schwarz) ustępują pod tym względem układom z obwodami *FRC* (Schomandl).

Sposób obsługi układu syntezy określa ilość i jakość operacji, które wykonuje operator przy wybieraniu określonej częstotliwości wyjściowej układu syntezy. Decydujące znaczenie ma w tym przypadku nie tyle liczba pokręteł strojeniowych i wskaźników dostrojenia, co sposób działania tych elementów. Dane przytoczone w tablicy nie pozwalają na pełną ocenę układów z tego punktu widzenia. Można jedynie przyjąć zasadę ogólną stwierdzającą, że idealnym rozwiązaniem sposobu strojenia jest system przełączników bez płynnej regulacji i bez wskaźników dostrojenia. Tego rodzaju rozwiązanie możliwe jest do zastosowania w generatorach punktowych o wymiennych rezonatorach oraz w pewnym stopniu również w generatorach punktowych z dzielnikiem częstotliwości w pętli *FRC* (rys. 3). Zagadnienie sposobu obsługi wiąże się nie tylko z kwalifikacjami operatora, lecz również z potencjalnymi możliwościami pełnej automatyzacji i zdalnego sterowania układów syntezy.

5. ZASTOSOWANIA I PERSPEKTYWY ROZWOJOWE UKŁADÓW SYNTEZY CZĘSTOTLIWOŚCI

Głównymi ośrodkami zastosowań układów syntezy są w radiotechnice dwie dziedziny: miernictwo i radiokomunikacja. W metodach syntezy stosowanych w miernictwie najważniejszym kryterium jest niedokładność częstotliwości wyjściowej. Drugą cechą charakterystyczną układów syntezy stosowanych w miernictwie jest bardzo szeroki zakres częstotliwości pracy (od 0 do 30 i więcej MHz). W radiokomunikacji zakres częstotliwości pracy pokrywa najczęściej tylko pasmo przyznane dla danego rodzaju służb. Ponadto w służbach ruchomych decydującym kryterium przydatności jest prostota, małe gabaryty, prosty sposób obsługi itp. W zastosowaniach specjalnych i do służb stałych podobnie jak i w miernictwie o przydatności układu syntezy decyduje niedokładność częstotliwości wyjściowej.

W miernictwie radiotechnicznym zastosowanie układów syntezy rozwinęło bardzo metody pomiarów częstotliwości oparte na bezpośrednim porównywaniu częstotliwości mierzonej z wzorcową. Układy syntezy wykonane do tych celów posiadają dekadowe wybieranie częstotliwości ro-

boczych oraz wbudowany generator interpolacyjny. W tej dziedzinie metody wykorzystujące układy syntezy współzawodniczą z metodami opartymi na zliczaniu impulsów, ustępując tym ostatnim pod względem prostoty pomiaru, lecz przewyższając je zakresem pomiaru częstotliwości. Istnieje cały szereg metod pośrednich wykorzystujących zasady syntezy częstotliwości do rozszerzenia zakresu pomiarowego falomierzy zliczających.

Bardzo ważną rolę odgrywają układy syntezy jako źródła częstotliwości roboczych. Ostatnio wobec rozwoju techniki drobinowych wzorców częstotliwości metody syntezy stają się jedynym sposobem praktycznego wykorzystania tych źródeł częstotliwości wzorocowych. Ze względu na wysoką wartość częstotliwości prążków spektralnych nie mogą one być wykorzystywane bezpośrednio w zastosowaniach naukowo-technicznych.

W radiokomunikacji obserwuje się stopniowe zawężanie tolerancji w odniesieniu do częstotliwości nominalnych stosowanych przez różne służby. W tym ujęciu zastosowanie układów syntezy posiada następujące aspekty.

1) Układ syntezy może być wykorzystany bezpośrednio jako wysokostabilny przestrajany generator wzbudzający.

2) Wyposażenie ośrodków nadawczych w układy syntezy częstotliwości umożliwi sterowanie wszystkich nadajników z jednego wzorca częstotliwości, co przy jego odpowiednim wykonaniu zmniejszy znacznie niedokładność częstotliwości nośnych poszczególnych stacji.

3) Wykorzystanie transmisji częstotliwości wzorcowych do sterowania stacyjnymi układami syntezy może doprowadzić do wyeliminowania zagadnienia tolerancji częstotliwości w całych służbach i systemach radiokomunikacyjnych.

4) Zastosowanie układów syntezy jako generatorów lokalnych w odbiornikach umożliwia nawiązanie łączności bez poszukiwania i podstrajania.

5) Systemy radiokomunikacji jednokanałowej są możliwe do zrealizowania jedynie w oparciu o metody syntezy częstotliwości. W tym przypadku układy syntezy dostarczają wszystkich częstotliwości pomocniczych do procesów generacji i demodulacji sygnału jednowstęgowego.

6) W zakresie fal ultrakrótkich zastosowanie metod syntezy częstotliwości umożliwia zrealizowanie automatycznych sieci radiotelefonicznych dla służb ruchomych.

Poza wspomnianymi powyżej ośrodkami zastosowań, należy wspomnieć o jeszcze jednej dziedzinie wykorzystującej metody syntezy częstotliwości, a mianowicie o telewizji. Układ syntezy częstotliwości w zasto-

sowaniach telewizyjnych jest źródłem częstotliwości składowych sygnału wizyjnego, takich jak częstotliwości ramki, linii, impulsów wyrównujących itp. W niektórych przypadkach zależy również na utrzymaniu ścisłego stosunku wielokrotności pomiędzy częstotliwością nośną wizji a częstotliwością linii obrazu. (Zmniejszenie wpływu zakłóceń od sąsiednich nadajników pracujących na tej samej fali nośnej). W tym przypadku układ syntezy dostarcza również częstotliwości nominalnej fali nośnej.

Przy obecnym stanie techniki wadami układów syntezy są: 1) duża ilość elementów, 2) duży pobór mocy, 3) duży gabaryt, 4) skomplikowany sposób strojenia. Pewne nadzieje dalszego rozwoju metod i układów syntezy rokują postępy w technice miniaturyzacji sprzętu radioelektronicznego. Zastosowanie w układach syntezy elementów półprzewodnikowych i ferrytowych pozwoli znacznie zmniejszyć rozmiary i pobór mocy przy jednoczesnym zwiększeniu niezawodności urządzenia.

Uproszczenie obsługi możliwe jest obecnie jedynie na drodze stosowania techniki liczenia impulsów. Rozwój prac w tej dziedzinie może doprowadzić do ustawiania częstotliwości wyjściowej za pomocą odpowiedniego systemu przełączników wciskowych eliminując możliwość wadliwego zestrojenia układu.

Politechnika Warszawska
Katedra Urządzeń Radiotechnicznych

WYKAZ LITERATURY

1. Young Norman H., Johnson Vernon L.: Design Principles of High Stability Frequency Syntheizers for Communications. Federal Telecommunication Laboratories Nutley, New Jersey.
2. Hupert J. J.: Frequency Composition in Naval Communication Transmitters. — JIEE, cz. III, 1947, s. 405.
3. Pappenfus E. W.: Stabilized Master Oscillator for Multichannel Communication. — El., Dec. 1950, s. 108.
4. Kapłanow M. P., Liewin W. A.: Awtomaticzeskaja podstrojka czastoty Goseniergoizdat 1956.
5. Niewiadomski T.: Niektóre zagadnienia związane z automatyczną kontrolą fazy w generatorach lampowych. — Arch. El., t. 7, zeszyt 2, 1958, s. 231.
6. Hugenholtz E. H.: The Impulse-Governed Oscillator, a System for Frequenzy Stabilization. — Ph. Tech. Rev., t. 14, Nr 5, Nov. 1952, s. 130.
Hugenholtz E. H.: The Application of Impulse-Governed Oscillators (I. G. O.) in Aircraft Transmitters. — Com. News, t. 11, Nr 1, May 1950, s. 13.
Boosman H. B. R., Hugenholtz E. H.: Frequency Control in Transmitters. — Com. News, t. 9, Nr 1, Sept. 1947, s. 21.
7. Salmet Gaston: An Analysis of Pulse-synchronized Oscillators. PIRE, Nov 1956, s. 1582.
8. Makow David: Novel Circuit for a Stable Variable Frequency Oscillator. — PIRE, August 1956, s. 1031.

9. Fewings D. J.: Multi-channel Drives for Transmitters and Receivers in the HF Band. — Marc. Rev. Nr 125, s. 20, 3 kw. 1957, s. 60.
10. Colas Marcel: Le stabilidyne. — L'Onde Electr., t. 36, Nr 347, 1956, s. 83 (Tłumaczenie w „Postępach Telekomunikacji" Nr 1, 1956).
11. Union de l'Afrique du Sud: Stabilisation de la frequence des emetteurs. VIII Assemblée Plenière CCIR, Warszawa 1956, Doc. 166-F.
12. Federal German Republic: Frequency Stabilization of Transmitters. VII Plenary Assembly CCIR, London 1953, Doc. 331-E.
13. Lennartz H.: Steuersender für höchste Frequenzkonstanz. — Funk Technik Nr 19, 1957, s. 666.
14. Stuart R. W.: High Speed Digital Frequency Divider of Arbitrary Scale. — Conv. Rec. IRE, t. 10, 1954, s. 52.
15. Frank R. W.: Computer Type Decade Frequency Syntheizers. — Conv. Rec. IRE, t. 10, 1954, s. 46.
16. Fraser Donald W.: Synchronization of Oscillators by Periodically Interrupted Waves. — PIRE, t. 45, 1957, Nr 9, s. 1256.
17. Griguliewicz J. W.: Nowyj sposob umnożenja czastoty i kwarciewoj stabilizacji korotkich i ultrakorotkich wołn. — Elektroswiaź, t. 10, 1956, Nr 6, s. 14.
18. Hahnel A.: Multichannel Crystal Control of vhf and uhf Oscillators. — PIRE, t. 41, 1953, Nr 1, s. 79.
19. Flech E. P., Israel I. O., Kummer O.: Standard Frequency Control Wide Range Oscillator. — Conv. Rec. IRE, t. 10, 1954, s. 38.
20. Skulimowski W.: System automatycznej regulacji fazy generatorów odchylania linii w odbiornikach telewizyjnych. — Rozprawy El., t. 2, zeszyt 2.

Р. НОВАК

СИСТЕМЫ СИНТЕЗА ЧАСТОТ

Резюме

Система синтеза частот является источником стабилизированных рабочих частот. Рабочая частота является выходной частотной системы и образуется в результате ряда операций производимых с одной или же несколькими эталонными частотами. В общем случае эти операции ограничиваются к делению, умножению и преобразованию частоты.

В первой части статьи описаны специфические вопросы систем синтеза частот. Особенное внимание уделено цепям умножителей частоты со значительным коэффициентом умножения и цепям сложения частот. Весьма широко был также рассмотрен вопрос фильтрации паразитных частот.

Во второй части статьи описаны самые интересные примеры концепционных решений существующих систем синтеза. Приведенная таблица даёт возможность сравнения описанных систем по количеству рабочих частот, по степени точности этих частот, по затуханию паразитных частот, по степени сложности системы и т. д.

В заключении описаны кратко примеры применений систем синтеза а также перспективы развития этой области техники.

R. NOWAK

FREQUENCY SYNTHESIZERS

Summary

The frequency synthesizer is a source of stabilized operating frequencies. The operating frequency, as an output frequency of the synthesizer, is the result of a number of operations performed with one or a few standard frequencies. In the general case these operations will consist in the division, multiplication and changing of frequency.

The first part of the paper discusses the specific problems of frequency synthesizers. A particular attention is directed to frequency multipliers with a high multiplication factor, and to frequency composition circuits. The problem of the spurious frequency filtration is also widely discussed.

The second part of the paper is concerned with most interesting instances of conceptual solutions of the existing synthesizers. The inserted table gives a comparison of the discussed synthesizers with respect to the number of operating frequencies, their accuracy, the spurious frequency damping, the degree of complication, etc.

In conclusion, the examples of applying synthesizers and the development possibilities of this field of technique are briefly discussed.

621.313.13

ANDRZEJ CZAJKOWSKI, MIROSŁAW KRYNKE

Stabilizacja prędkości obrotowej silnika układu Leonarda z zastosowaniem pojedynczego wzmacniacza magnetycznego jako wzbudnicy

Rękopis dostarczono 11. 7. 1958

W artykule została zanalizowana praca zautomatyzowanego układu Leonarda z pojedynczym wzmacniaczem magnetycznym pracującym w charakterze wzbudnicy. Na początku podano przegląd zasadniczych schematów układu Leonarda z zastosowaniem wzmacniacza magnetycznego oraz zasadę działania takiego układu, w którym prędkość obrotowa silnika powinna być stała, niezależnie od obciążenia.

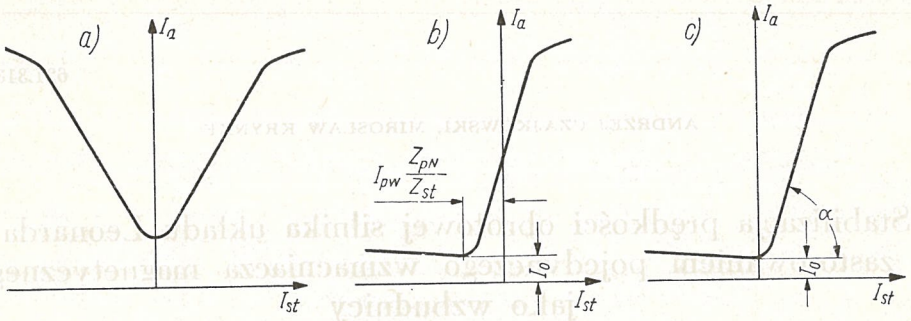
Wyprowadzono następnie równania charakterystyk mechanicznych silnika $n = f(M)$ w zamkniętym układzie Leonarda z prędkościowym oraz z napięciowo-prądowym sprzężeniem zwrotnym. Szczegółowo omówiono dobór parametrów sprzężeń zwrotnych i wzmacniacza magnetycznego w zależności od wymaganego zakresu regulacji i sztywności charakterystyk. W końcu podano wyniki badań modelowego układu Leonarda o mocy rzędu 1 kW z zastosowaniem wzmacniacza magnetycznego, w układzie zamkniętym, z ujemnym napięciowym i dodatnim prądowym sprzężeniem zwrotnym. Wysunięto wnioski co do możliwości dalszego polepszenia własności podobnych układów.

1. WSTĘP

W nowoczesnym zautomatyzowanym układzie Leonarda coraz częściej obok wzmacniaczy elektromaszynowych lub elektronowych stosuje się wzmacniacze magnetyczne. Jakkolwiek zasada ich działania jest znana od dość dawna, to szersze zastosowanie znalazły one w ostatnich dziesięciu latach. Ma to przede wszystkim związek z postępem w dziedzinie wytwarzania nowych materiałów magnetycznych o dużej przenikalności magnetycznej μ, wysokiej wartości indukcji nasycenia B_s oraz wąskiej

pętlicy histerezy o kształcie zbliżonym do prostokątnego, a także z ulepszeniem prostowników stykowych.

Między innymi wzmacniacze magnetyczne znalazły szerokie zastosowanie przy sterowaniu układów napędowych w takich działach przemy-

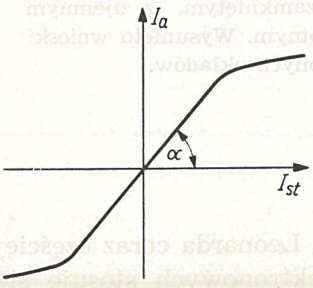


Rys. 1. Charakterystyki wzmacniacza magnetycznego $I_a = f(I_{st})$: a) bez sprzężenia zwrotnego, b) ze sprzężeniem zwrotnym, c) ze sprzężeniem zwrotnym oraz z podmagnesowaniem wstępnym:

I_a — prąd w obwodzie wyjściowym wzmacniacza, I_{st} — prąd w uzwojeniu sterującym (zadającym) wzmacniacza, I_0 — prąd biegu jałowego wzmacniacza, α — kąt nachylenia prostoliniowej części charakterystyki $I_a = f(I_{st})$

słu, jak hutnictwo, papiernictwo, górnictwo, przemysł włókienniczy, drzewny i obrabiarkowy oraz w urządzeniach transportowych.

W porównaniu ze wzmacniaczem elektronowym wzmacniacz magnetyczny wykazuje takie zalety, jak nieskomplikowaną budowę i bardzo dużą odporność na wstrząsy ze względu na brak części łatwo ulegających uszkodzeniom mechanicznym, co w warunkach eksploatacji w przemyśle ma duże znaczenie. Nie posiada on części wirujących jak wzmacniacze elektromaszynowe i nie wymaga specjalnych zabiegów konserwacyjnych.



Rys. 2. Charakterystyka wzmacniacza magnetycznego w układzie różnicowym lub mostkowym

α — kąt nachylenia prostoliniowej części charakterystyki $I_a = f(I_{st})$

Zasadniczą wadą wzmacniacza magnetycznego jest dość duża stała czasu, wynosząca od kilku do kilkudziesięciu okresów zmian prądu zasilającego. Stałą czasu udaje się zmniejszyć przez zwiększenie częstości źródła zasilającego.

Najprostszy pojedynczy wzmacniacz magnetyczny pracujący jako element zautomatyzowanego układu Leonarda ma tę wadę, że jego charakterystyka $I_a = f(I_{st})$ (rys. 1) nie przechodzi przez początek układu współrzędnych. Dla

uzyskania przebiegu charakterystyki $I_a = f(I_{st})$, jak na rys. 2, należy stosować specjalne układy wzmacniaczy magnetycznych — układ różnicowy lub mostkowy.

Sprawność energetyczna tych układów jest mała: różnicowego poniżej 14%, a mostkowego około 40%.

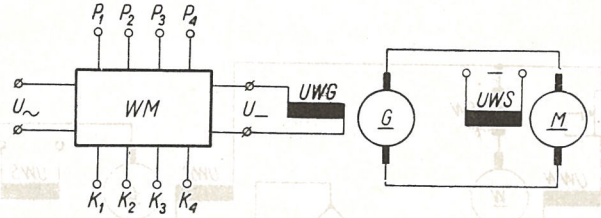
Wzmacniacze magnetyczne wykonywane są w dość szerokim zakresie mocy, począwszy od minimalnej mocy w obwodzie sterującym, rzędu 10^{-16} W, do mocy sterowania rzędu kilku kilowatów. Współczynnik wzmocnienia mocy może mieć wartość (przeciętnie) od $10 \div 20$ do $10000 \div 50000$.

W niniejszej pracy zostaną rozważone zależności dla układu Leonarda o wymaganej stałej prędkości obrotowej oraz będą podane wyniki badań dokonane na modelowym układzie Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pojedynczym pracującym jako wzbudnica.

2. PRZEGLĄD ZASADNICZYCH SCHEMATÓW UKŁADU LEONARDA Z ZASTOSOWANIEM WZMACNIACZA MAGNETYCZNEGO

W literaturze spotyka się następujące odmiany układów Leonarda ze wzmacniaczami magnetycznymi;

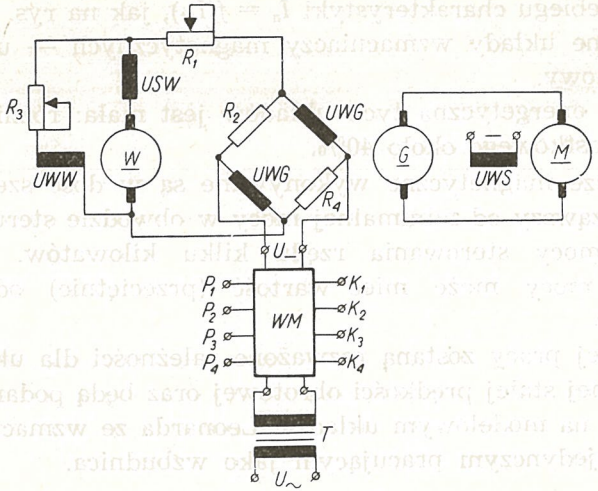
a) Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pracującym jako wzbudnica (rys. 3). W układzie tym wzmacniacz magnetyczny zasila



Rys. 3. Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pracującym jako wzbudnica

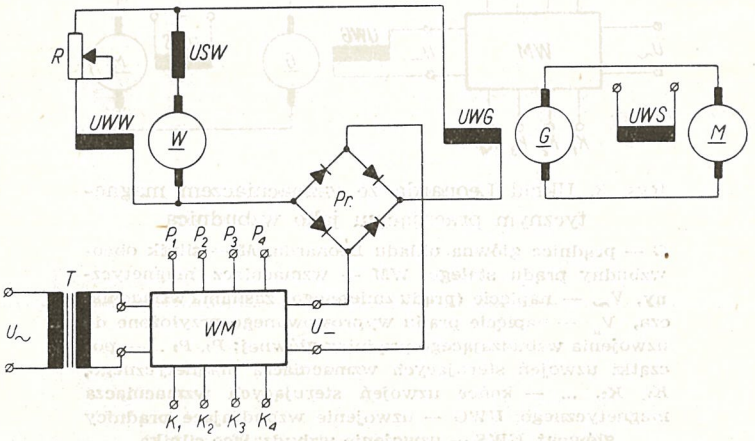
G — prądnica główna układu Leonarda, *M* — silnik obcowzbudny prądu stałego, *WM* — wzmacniacz magnetyczny, $V_\sim$ — napięcie (prądu zmiennego) zasilania wzmacniacza, V_a — napięcie prądu wyprostowanego przyłożone do uzwojenia wzbudzającego prądnicy głównej; P_1, P_2 ... — początki uzwojeń sterujących wzmacniacza magnetycznego, K_1, K_2, ... — końce uzwojeń sterujących wzmacniacza magnetycznego, *UWG* — uzwojenie wzbudzające prądnicy głównej, *UWS* — uzwojenie wzbudzające silnika

uzwojenie wzbudzające prądnicy układu Leonarda. O mocy wzmacniacza decyduje w tym przypadku całkowita moc wzbudzenia prądnicy. Uzwojenia sterujące wzmacniacza magnetycznego wykorzystane są jako zadające, podmagnesowania wstępnego i sprzężeń zwrotnych. Sprzężenia mogą być prądowe, napięciowe lub prędkościowe, w zależności od



Rys. 4. Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pracującym w układzie mostkowym

W — wzbudnica układu Leonarda, *T* — transformator izolujący, R_2 i R_4 — oporniki w gałęziach mostka, R_1, R_3, R_5 — oporniki regulacyjne, *USW* — uzwojenie szeregowe wzbudnicy, *UWW* — uzwojenie wzbudzające (bocznikowe) wzbudnicy

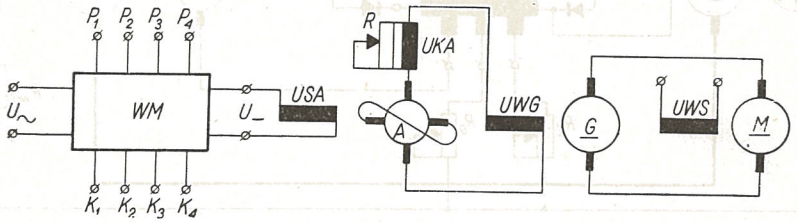


Rys. 5. Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pracującym dodawczo w obwodzie wzbudzenia prądnicy głównej

Pr — prostownik stykowy, *T* — transformator izolujący, *R* — opornik regulacyjny

warunków pracy układu i stawianych mu wymagań. (Z tego względu na rys. 3, 4, 5 i 6 nie wrysowano obwodów sprzężeń zwrotnych).

b) Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym w układzie mostkowym (rys. 4). W układzie tym moc dostarczona do obwodu wzbudzenia prądnicy przez wzmacniacz stanowi nieznaczną część całkowitej mocy wzbudzenia prądnicy głównej. Podstawowym źródłem zasilającym obwód wzbudzenia jest wzbudnica. Wzmacniacz magnetyczny dostarcza jedynie dodatkowego prądu wzbudzenia prądnicy głównej, potrzebnego do kompensacji spadku napięcia w obwodzie twornikόw maszyn układu



Rys. 6. Układ Leonarda z amplidyną jako wzbudnicą i wzmacniaczem magnetycznym

A — amplidyna, *UKA* — uzwojenie kompensacyjne amplidyny, *USA* — uzwojenie sterujące amplidyny

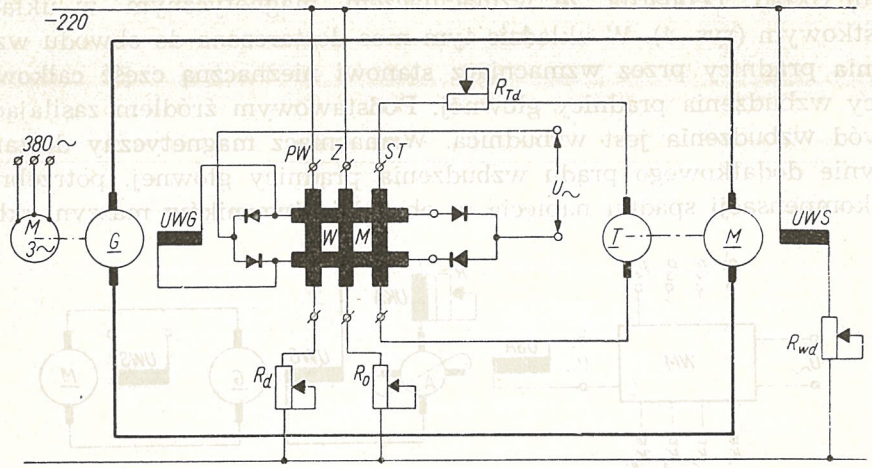
Leonarda. Uzwojenie wzbudzające prądnicy głównej podzielone jest na dwie połówki i umieszczone w przeciwległych gałęziach zrównoważonego mostka.

c) Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pracującym dodawczo w obwodzie wzbudzenia prądnicy głównej (rys. 5). Podobnie jak w układzie z rys. 4 wzmacniacz magnetyczny dostarcza tylko części mocy do obwodu wzbudzenia potrzebnej do kompensacji spadków napięcia w obwodzie twornikόw maszyn układu Leonarda. Głównej części mocy dostarcza wzbudnica.

d) Układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym pracującym kaskadowo ze wzmacniaczem elektromaszynowym (rys. 6). Układ ten znalazł zastosowania tam, gdzie chodzi o uzyskanie znacznego wypadkowego wzmocnienia. Wzmacniacz magnetyczny jest tu czułym wzmacniaczem wstępnym. Na rys. 6 podano schemat takiego układu z amplidyną, w którym uzwojenie sterujące amplidyny jest zasilane ze wzmacniacza magnetycznego.

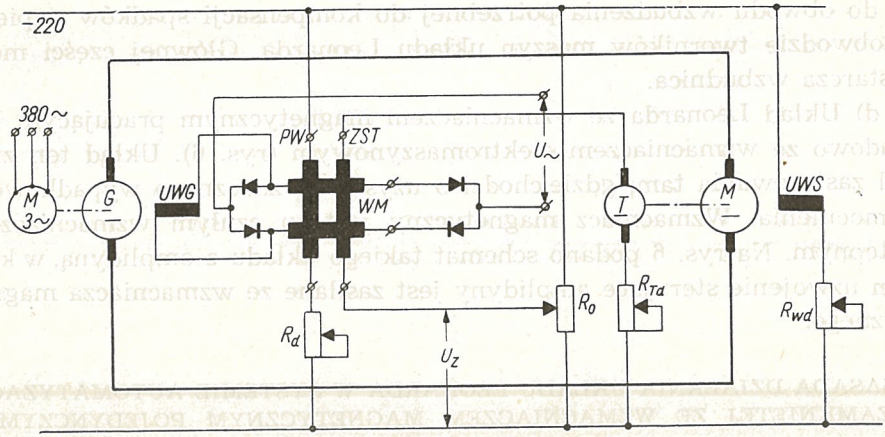
3. ZASADA DZIAŁANIA UKŁADU LEONARDA W SYSTEMIE AUTOMATYZACJI ZAMKNIĘTEJ ZE WZMACNIACZEM MAGNETYCZNYM POJEDYNCZYM JAKO WZBUDNICĄ

Typowe schematy układów Leonarda ze wzmacniaczami magnetycznymi pojedynczymi pracującymi jako wzbudnica przedstawiono na rysunkach 7 i 9.



Rys. 7. Zautomatyzowany układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym

G — prądnica główna układu Leonarda, *M* — silnik obcowzbudny prądu stałego, *T* — prądniczka tachometryczna, *WM* — wzmacniacz magnetyczny, *UWG* — uzwojenie wzbudzające prądnicy, *UWS* — uzwojenie wzbudzające silnika, R_{Td} — opornik regulacyjny w obwodzie twornika prądniczki tachometrycznej, R_{wd} — opornik regulacyjny w obwodzie wzbudzenia silnika, R_d — opornik regulacyjny w obwodzie uzwojenia podmagnesowania wstępnego wzmacniacza magnetycznego, R_0 — opornik regulacyjny w obwodzie uzwojenia zadającego wzmacniacza, *PW* — uzwojenie podmagnesowania wstępnego wzmacniacza, *Z* — uzwojenie zadające wzmacniacza, *SZ* — uzwojenie sprzężenia zwrotnego prędkościowego wzmacniacza

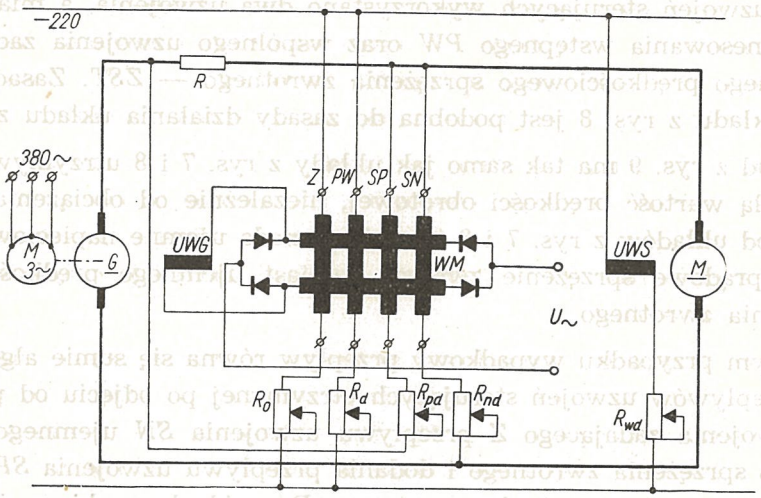


Rys. 8. Zautomatyzowany układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym jako wzbudnicą i ujemnym prędkościowym sprzężeniem zwrotnym

ST — wspólne uzwojenie sterujące — zadające i ujemnego prędkościowego sprzężenia zwrotnego, R_0 — potencjometr regulacyjny — nastawianie poziomu prędkości

W układzie z rys. 7, pracującym z ujemnym prędkościowym sprzężeniem zwrotnym, wzmacniacz magnetyczny zasila uzwojenie wzbudzające prądnicy głównej G.

Odpowiednią wartość prędkości obrotowej silnika przy biegu jałowym uzyskuje się narzucając określoną wartość prądu w uzwojeniu zadającym



Rys. 9. Zautomatyzowany układ Leonarda ze wzmacniaczem magnetycznym jako wzbudnicą, z ujemnym napięciowym sprzężeniem zwrotnym i dodatnim prądowym sprzężeniem zwrotnym

Z — uzwojenie zadające wzmacniacza, PW — uzwojenie podmagnesowania wstępnego wzmacniacza, SP — uzwojenie dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego, SN — uzwojenie ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego, R — opornik w obwodzie głównym układu Leonarda, R_{pd} — opornik regulacyjny w obwodzie sprzężenia prądowego, R_{nd} — opornik regulacyjny w obwodzie sprzężenia napięciowego

wzmacniacza magnetycznego. W tym celu należy odpowiednio ustawić styk ruchomy na oporniku regulacyjnym R_o.

Po obciążeniu silnika momentem oporowym jego prędkość obrotowa w pierwszej chwili zmniejsza się, a zatem również zmniejsza się napięcie na zaciskach prądniczki tachometrycznej T. Powoduje to wzrost wypadkowego przepływu uzwojeń sterujących wzmacniacza, a zatem prądu wzbudzającego i *s.em.*-ej prądnicy głównej. Napięcie na zaciskach silnika wzrasta, a jego prędkość obrotowa uzyskuje wartość nieznacznie mniejszą od prędkości obrotowej przy biegu jałowym. Jest to więc statyczny układ regulacji.

Napięcie wyprostowane zasilające (przy biegu jałowym silnika M_1) uzwojenie wzbudzające UWG prądnicy głównej jest przy $U_\sim$ = const

jednoznacznie określone przez wypadkowy przepływ sterujący wzmacniacza magnetycznego *WM*, będący sumą przepływów uzwojeń: zadającego *Z*, podmagnesowania wstępnego *PW* i uzwojenia prędkościowego sprzężenia zwrotnego *ST*.

Układ z rysunku 8 różni się od układu z rysunku 7 tym, że zamiast trzech uzwojeń sterujących wykorzystano dwa uzwojenia, a mianowicie podmagnesowania wstępnego *PW* oraz wspólnego uzwojenia zadającego i ujemnego prędkościowego sprzężenia zwrotnego — *ZST*. Zasada działania układu z rys. 8 jest podobna do zasady działania układu z rys. 7.

Układ z rys. 9 ma tak samo jak układy z rys. 7 i 8 utrzymywać niemal stałą wartość prędkości obrotowej, niezależnie od obciążenia. Różni się on od układów z rys. 7 i 8 tym, że posiada ujemne napięciowe i dodatnie prądowe sprzężenie zwrotne zamiast ujemnego prędkościowego sprzężenia zwrotnego.

W tym przypadku wypadkowy przepływ równa się sumie algebraicznej przepływów uzwojeń sterujących otrzymanej po odjęciu od przepływu uzwojenia zadającego *Z* przepływu uzwojenia *SN* ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego i dodania przepływu uzwojenia *SP* dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego. Przy idealnym biegu jałowym przepływ uzwojenia *SP* równa się zeru i wypadkowy przepływ jest wtedy równy różnicy przepływów uzwojeń *Z* i *SN*.

Przy obciążeniu silnika momentem oporowym wzrasta przepływ uzwojenia *SP*, proporcjonalny do prądu twornika silnika *I*.

Przy prawidłowo dobranym układzie wypadkowy przepływ sterujący wzmacniacza magnetycznego wzrasta w miarę zwiększenia się obciążenia silnika, co odpowiada zwiększeniu prądu wzbudzenia prądnicy, a zatem jej siły elektromotorycznej i kompensacji spadku prędkości obrotowej.

Zależnie od doboru parametrów obwodów uzwojeń sterujących uzyskuje się różny stopień kompensacji powyższego spadku prędkości i w związku z tym charakterystyka $n = f(I)$ silnika może mieć przebieg opadający, poziomy lub wznoszący się.

Inaczej mówiąc charakterystyka $n = f(I)$ układu z ujemnym napięciowym sprzężeniem zwrotnym i dodatnim prądowym sprzężeniem zwrotnym może być statyczna, astatyczna lub ze statyzmem ujemnym. Stanowi to zasadniczą różnicę w porównaniu z układami z rys. 7 i 8 z ujemnym prędkościowym sprzężeniem zwrotnym, w których zawsze charakterystyka $n = f(I)$ ma przebieg statyczny.

4. RÓWNANIE CHARAKTERYSTYK $n = f(I)$ SILNIKA PRĄDU STAŁEGO UKŁADU LEONARDA Z POJEDYNCZYM WZMACNIACZEM MAGNETYCZNYM JAKO WZBUDNICĄ I Z UJEMNYM PRĘDKOŚCIOWYM SPRZĘŻENIEM ZWROTNYM

4.1. Równanie charakterystyk $n = f(I)$ dla przypadku, gdy wzmacniacz magnetyczny posiada niezależne uzwojenie zadające i ujemne prędkościowe sprzężenie zwrotne

4.1.1. *Przypadek biegu jałowego układu otwartego*

Przy biegu jałowym w układzie otwartym po przerwaniu obwodu prędkościowego sprzężenia zwrotnego siła elektromotoryczna na prostoliniowej części charakterystyki biegu jałowego (rys. 10) prądnicy określona jest równaniem

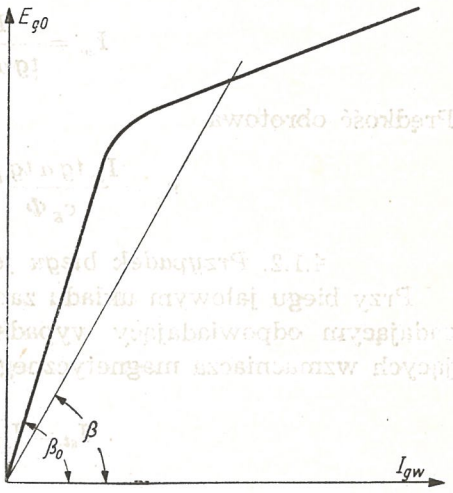
$$E_{go} = I_{gwo} \operatorname{tg} \beta_o, \qquad (1)$$

gdzie

E_{go} — *s.e.m.*-a prądnicy przy idealnym biegu jałowym,

I_{gwo} — prąd wzbudzenia prądnicy odpowiadający *s.e.m.*-ej — E_{go},

$\operatorname{tg}\beta_o$ — tangens kąta nachylenia prostoliniowej części charakterystyki biegu jałowego prądnicy głównej — $E_g = f(I_{gw})$ (rys. 10).



Rys. 10. Charakterystyka biegu jałowego prądnicy głównej układu Leonarda
E_{go} — *s. em.* prądnicy, I_{gw} — prąd wzbudzenia prądnicy

Przy idealnym biegu jałowym można przyjąć, że *s.e.m.*-a silnika $E_s = E_{go}$, i wtedy prędkość obrotowa silnika wynosi

$$n_o = \frac{E_{go}}{c_E \Phi}, \qquad (2)$$

gdzie:

c_E — stała silnika, zależna od jego parametrów konstrukcyjnych,

Φ — strumień magnetyczny silnika.

Prąd I_{gw} dostarczony przez wzmacniacz magnetyczny do uzwojenia wzbudzającego prądnicy określony jest na podstawie charakterystyki z rys. 1c równaniem

$$I_{gw} = I_o + tg\,\alpha\, I_{st}. \tag{3}$$

Dla przypadku biegu jałowego silnika będziemy mieli

$$I_{gwo} = I_o + tg\,\alpha\, I_{zo}, \tag{4}$$

ponieważ wtedy $I_{st} = I_{zo}$;

I_{zo} — prąd w uzwojeniu zadającym wzmacniacza magnetycznego przy biegu jałowym silnika w układzie otwartym.

W przypadku układu Leonarda pracującego w systemie otwartym z równań (1) i (4) otrzymuje się:

$$E_{go} = (I_o + tg\,\alpha\, I_{zo})\, tg\,\beta_o, \tag{5}$$

stąd

$$I_{zo} = \frac{E_{go}}{tg\,\alpha\, tg\,\beta_o} - \frac{I_o}{tg\,\alpha}. \tag{6}$$

Prędkość obrotowa

$$n_o = \frac{I_{zo}\, tg\,\alpha\, tg\,\beta_o}{c_E \Phi} + \frac{I_0\, tg\,\beta_o}{c_E \Phi}. \tag{7}$$

4.1.2. *Przypadek biegu jałowego układu zamkniętego*

Przy biegu jałowym układu zamkniętego zastępczy prąd w uzwojeniu zadającym odpowiadający wypadkowemu przepływowi uzwojeń sterujących wzmacniacza magnetycznego wynosi:

$$I_{st} = I_{z1} - I_{To}\frac{z_T}{z_z}; \tag{8}$$

I_{z1} — prąd w uzwojeniu zadającym wzmacniacza magnetycznego przy biegu jałowym silnika w układzie zamkniętym,

I_{To} — prąd płynący w obwodzie prądniczki tachometrycznej, określany wzorem

$$I_{To} = \frac{E_T}{R_T} = \frac{k_T n_o}{R_T},$$

z_T — liczba zwojów uzwojenia sterującego wzmacniacza magnetycznego włączonego w obwód ujemnego prędkościowego sprzężenia zwrotnego,

z_z — liczba zwojów uzwojenia zadającego,

k_T — współczynnik charakteryzujący prądniczkę tachometryczną $\frac{V}{\text{obr/min}}$,

R_T — oporność obwodu prędkościowego sprzężenia zwrotnego, a *s.em.*-a prądnicy

$$E_{go} = \left[I_o + tg\,\alpha \left(I_{z1} - I_{To} \frac{z_T}{z_z} \right) \right] tg\,\beta_o . \tag{9}$$

Prędkość obrotowa przy biegu jałowym wynosi n_o, więc na podstawie (2)

$$I_{To} = \frac{k_T n_o}{R_T} = \frac{k_T E_{go}}{c_E \Phi R_T} . \tag{10}$$

Z równań (9) i (10) otrzymuje się

$$I_{z1} = \frac{E_{go}}{tg\,\alpha\, tg\,\beta_o} \left(1 + \frac{k_T z_T}{c_E \Phi R_T z_z} tg\,\alpha\, tg\,\beta_0 \right) - \frac{I_0}{tg\,\alpha} ; \tag{11}$$

należy zaznaczyć, że w przypadku zastosowania pojedynczego wzmacniacza magnetycznego wzór ten jest słuszny tylko dla wartości

$$I_{z1} \geqslant \frac{k_T}{c_E \Phi R_T} \cdot \frac{z_T}{z_z} I_o\, tg\,\beta_o . \tag{12}$$

Wynika to z warunku, że przy zastępczym prądzie sterującym równym zeru ($I_{st} = I_{z1} - I_{To} \frac{z_T}{z_z} = 0$) *s.em.* prądnicy wynosi

$$E_{go\,min} = I_0\, tg\,\beta_0 .$$

Ostatecznie przy biegu jałowym:

$$n_o = \frac{I_{z1}\, tg\,\alpha\, tg\,\beta_0 + I_0\, tg\,\beta_0}{c_E \Phi \left(1 + \frac{k_T z_T}{c_E \Phi R_T z_z} tg\,\alpha\, tg\,\beta_0 \right)} . \tag{13}$$

4.1.3. *Przypadek obciążenia układu otwartego*

W układzie otwartym przy obciążeniu obowiązuje następujące równanie na prędkość obrotową silnika prądu stałego

$$n = \frac{(I_o + I_z\, tg\,\alpha)\, tg\,\beta_o - I (R_s + R_g)}{c_E \Phi} , \tag{14}$$

w którym I_z — prąd w uzwojeniu zadającym wzmacniacza magnetycznego. Spadek napięcia na przejściu między szczotkami a komutatorem pominięto.

4.1.4. *Przypadek obciążenia układu zamkniętego*

Po nastawieniu prądu zadającego I_{z1} stosownie do wymaganego poziomu prędkości obrotowej n_o silnik zostaje obciążony momentem oporowym, któremu odpowiada prąd I w obwodzie głównym układu Leonar-

da. Prędkość obrotowa silnika zmniejsza się, w związku z tym zadziała sprzężenie zwrotne, powodując wzrost *s.em.* prądnicy o wartość ΔE_g oraz wzrost wartości prędkości obrotowej silnika do wartości ustalonej n.

Można napisać, że przy obciążeniu

$$E_g = E_{go} + \Delta E_g = I_{gw} \operatorname{tg} \beta_0, \tag{15}$$

ale

$$I_{ow} = I_o + \operatorname{tg} \alpha \left(I_{z1} - I_T \frac{z_T}{z_z} \right); \tag{16}$$

teraz

$$I_T = \frac{k_T n}{R_T}. \tag{17}$$

Prędkość obrotowa silnika określona jest wzorem

$$n = \frac{E_g - I(R_g + R_s) - 2\Delta U_g - 2\Delta U_s}{c_E \Phi}, \tag{18}$$

w którym:

R_s — oporność obwodu twornika prądnicy,

R_g — oporność obwodu twornika silnika,

$2\Delta U_g$ — spadek napięcia na szczotkach prądnicy,

$2\Delta U_s$ — spadek napięcia na szczotkach silnika.

W dalszych rozważaniach pominiemy spadek napięcia na przejściu między szczotkami a komutatorem obu maszyn.

Z równań (15), (16), (17) i (18) otrzymuje się:

$$n = \frac{(I_o + \operatorname{tg} \alpha I_{z1}) \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi + \dfrac{k_T z_T}{R_T z_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} - I \frac{R}{c_E \Phi + \dfrac{k_Z z_T}{R_T z_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o}, \tag{19}$$

gdzie $R = R_s + R_g$;

dla $I = 0$ mamy

$$n_o = \frac{(I_o + \operatorname{tg} \alpha I_{z1}) \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi + \dfrac{k_T z_T}{R_T z_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o},$$

co jest zgodne ze wzorem (13).

Wprowadzając oznaczenie

$$a = \frac{R}{c_E \Phi + \dfrac{k_T z_T}{R_T z_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} \tag{20}$$

można wzór (19) przedstawić w postaci

$$n = n_o - Ia \tag{21}$$

Współczynnik a określa spadek prędkości obrotowej silnika na jednostkę prądu obciążenia.

4.2. Równanie charakterystyk $n = f(I)$ dla przypadku, gdy jedno uzwojenie sterujące wzmacniacza magnetycznego jest jednocześnie uzwojeniem zadającym i uzwojeniem prędkościowego ujemnego sprzężenia zwrotnego

W tym przypadku (jak rys. 8) uzwojenie *ZST* jest zasilane z obcego źródła prądu stałego oraz z prądniczki tachometrycznej.

4.2.1. *Przypadek biegu jałowego układu otwartego*

Przy biegu jałowym w układzie otwartym zgodnie z równaniem (1)

$$E_{go} = I_{gwo} \operatorname{tg} \beta_o ,$$

teraz

$$I_{gwo} = I_o + \operatorname{tg} \alpha \frac{U_{zo}}{R_z}, \tag{22}$$

gdzie:

U_{zo} — napięcie zadające w układzie otwartym,

$R_z = R_{zu} + R_{Td}$; R_{zu} — oporność uzwojenia sterującego.

R_{Td} — oporność dodatkowa w obwodzie uzwojenia sterującego.

Oporność twornika prądniczki tachometrycznej pomija się jako niewielką w porównaniu z opornością R_z.

Po podstawieniu (22) do (1) i przekształceniu

$$U_{zo} = \frac{E_{go} R_z}{\operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} - \frac{I_o}{\operatorname{tg} \alpha} R_z . \tag{23}$$

Prędkość obrotowa

$$n_o = \frac{U_{zo} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o}{R_z c_E \Phi} + \frac{I_o \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi} . \tag{24}$$

4.2.2. *Przypadek biegu jałowego układu zamkniętego*

Podczas biegu jałowego w układzie zamkniętym napięcie przyłożone do zacisków uzwojenia sterującego równa się

$$U_{z1} - E_T , \tag{25}$$

gdzie

U_{z1} — napięcie zadające w układzie zamkniętym,

E_T — *s.em.*-a prądniczki tachometrycznej.

Prąd płynący przez uzwojenie sterujące

$$I_{st} = \frac{U_{z1} - E_T}{R_z}. \tag{26}$$

Uwzględniając, że przy biegu jałowym

$$E_T = k_T n_o = k_T \frac{E_{go}}{c_E \Phi},$$

otrzymuje się

$$E_{go} = \left[U_{z1} - \frac{k_T E_{go}}{c_E \Phi} \right] \Big/ \left[I_o + \operatorname{tg} \alpha \frac{}{R_z} \right] \operatorname{tg} \beta_o, \tag{27}$$

stąd po przekształceniu

$$U_{z1} = \frac{E_{go} R_z}{\operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} \left(1 + \frac{k_T}{c_E \Phi R_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o \right) - \frac{I_o}{\operatorname{tg} \alpha} R_z. \tag{28}$$

Analogicznie jak poprzednio należy zaznaczyć, że wzór (28) jest słuszny dla wartości napięcia zadającego

$$U_{z1} \geqslant \frac{k_T I_o \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi}. \tag{29}$$

Prędkość obrotowa przy biegu jałowym w układzie zamkniętym wynosi

$$n_o = \frac{U_{z1} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o + I_o R_z \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi R_z \left(1 + \dfrac{k_T}{c_E \Phi R_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o \right)}. \tag{30}$$

4.2.3. *Przypadek obciążenia układu otwartego*

W przypadku obciążenia silnika prądu stałego pracującego w układzie otwartym wzór na prędkość obrotową jest następujący:

$$n = \frac{\left(I_o + \dfrac{U_{z1}}{R_z} \operatorname{tg} \alpha \right) \operatorname{tg} \beta_o - I (R_g + R_s)}{c_E \Phi}. \tag{31}$$

W tym przypadku zakładamy, że prądniczka tachometryczna nie wytwarza siły elektromotorycznej.

4.2.4. *Przypadek obciążenia układu zamkniętego*

Dla warunków pracy pod obciążeniem można napisać równość:

$$E_{go} + \Delta E_g = \left[I_o + \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{U_{z1} - k_T n}{R_z} \right) \right] \operatorname{tg} \beta_o . \tag{32}$$

Z równań (18) i (31) otrzymamy

$$n = \frac{\left(I_o + \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R_z} U_{z1} \right) \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi + \frac{k_T}{R_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} - I \frac{R}{c_E \Phi + \frac{k_T}{R_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} . \tag{33}$$

Analogicznie jak poprzednio równanie (33) można napisać w postaci

$$n = n_o - Ia$$

gdzie:

$$n_o = \frac{\left(I_o + \frac{\operatorname{tg} \alpha}{R_z} U_{z1} \right) \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi + \frac{k_T}{R_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} ,$$

$$a = \frac{R}{c_E \Phi + \frac{k_T}{R_z} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} . \tag{34}$$

4.3. Równanie charakterystyk $n = f(I_s)$ dla przypadku, gdy zastosowano dodatnie prądowe sprzężenie zwrotne i ujemne napięciowe sprzężenie zwrotne

4.3.1. *Przypadek biegu jałowego układu otwartego*

Schemat układu Leonarda z ujemnym napięciowym i dodatnim prądowym sprzężeniem zwrotnym przedstawiony jest na rys. 9.

Przy biegu jałowym w układzie otwartym słuszne są wzory (6) i (7)

$$I_{zo} = \frac{E_{go}}{\operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o} - \frac{I_o}{\operatorname{tg} \alpha} ,$$

$$n_o = \frac{I_{zo} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi} + \frac{I_o \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi} .$$

4.3.2. *Przypadek biegu jałowego układu zamkniętego*

W przypadku biegu jałowego w układzie zamkniętym działają sprzężenia zwrotne: ujemne napięciowe i dodatnie prądowe. Ze względu na to, że przyjmujemy idealny bieg jałowy silnika, tzn. $I_s = 0$, działanie sprzężenia prądowego zostanie pominięte.

Aby uzyskać tę samą wartość prędkości obrotowej przy biegu jałowym co w układzie otwartym, *s.em.* prądnicy w układzie zamkniętym musi być tej samej wartości co w układzie otwartym.

Na skutek działania ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego będzie teraz

$$I_{st} = I_{z1} - I_n \frac{z_n}{z_z}; \tag{35}$$

we wzorze tym:

I_n — prąd płynący w obwodzie ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego,

z_n — ilość zwojów uzwojenia ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego.

Wprowadzając następujące oznaczenie

$$k_n = \frac{U_n}{U_s} = \frac{I_n R_n}{U_s}, \tag{36}$$

gdzie:

U_n — napięcie przyłożone do uzwojenia ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego,

U_s — napięcie na zaciskach twornika silnika prądu stałego,

R_n — oporność uzwojenia ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego,

oraz przedstawiając (36) do (35), a następnie (35) do (1) otrzymuje się

$$E_{go} = \left[I_o + \operatorname{tg}\alpha \left(I_{z1} - k_n \frac{z_n U_s}{z_z R_n} \right) \right] \operatorname{tg}\beta_o. \tag{37}$$

Ponieważ przy biegu jałowym przyjmujemy, że

$$E_{go} = U_s,$$

więc

$$E_{go} \left(1 + \frac{k_n z_n}{R_n z_n} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o \right) = I_o \operatorname{tg}\beta_o + I_{z1} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o \tag{38}$$

i

$$I_{z1} = \frac{E_{go}}{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o} \left(1 + \frac{k_n z_n}{z_z R_n} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o \right) - \frac{I_o}{\operatorname{tg}\alpha}. \tag{39}$$

Wzór ten, analogicznie jak (12), jest słuszny dla warunku

$$I_{z1} \geqslant \frac{k_n z_n}{R_n z_z} I_o \operatorname{tg} \beta_o .$$

Wynika to z warunku, iż przy prądzie sterującym równym zeru $\left(I_{st} = I_{z1} - I_n \frac{z_n}{z_z} = 0 \right)$ przestaje obowiązywać równanie (3). Prędkość obrotowa przy biegu jałowym w układzie zamkniętym:

$$n_o = \frac{I_{z1} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o + I_o \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi \left(1 + \frac{k_n z_n}{z_z R_n} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta_o \right)} . \tag{40}$$

4.3.3. *Przypadek obciążenia układu otwartego*

Podczas obciążenia silnika prądu stałego pracującego w układzie otwartym obowiązuje poniższy wzór na prędkość obrotową silnika

$$n = \frac{(I_g + \operatorname{tg} \alpha I_{zo}) \operatorname{tg} \beta_o - I R}{c_E \Phi} . \tag{41}$$

4.3. Przypadek obciążenia układu zamkniętego

Po nastawieniu prądu zadającego I_{z1} stosownie do wymaganej wartości prędkości obrotowej n_o silnik zostaje obciążony momentem oporowym. W obwodzie głównym układu Leonarda płynie prąd I. Zaczyna teraz dodatkowo działać dodatnie prądowe sprzężenie zwrotne. Wypadkowy prąd sterujący będzie teraz równał się

$$I_{st} = I_{z1} - I_n \frac{z_n}{z_z} + I_p \frac{z_p}{z_z}, \tag{42}$$

gdzie:

I_p — prąd w obwodzie dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego,

z_p — ilość zwojów uzwojenia dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego.

Wprowadzając oznaczenie

$$I_p = k_p I \tag{43}$$

oraz podstawiając do (42), (36) i (43) otrzymuje się

$$I_{st} = I_{z1} - \frac{k_n z_n U_s}{R_n z_n} + I \frac{k_p z_p}{z_z} . \tag{44}$$

Prędkość obrotowa silnika prądu stałego w dowolnych waunkarch pracy wyraża się następującym wzorem

$$n = \frac{E_s}{c_E \Phi}, \tag{45}$$

gdzie E_s — *s.em.*-a indukowana w twórniku silnika.
Z równania obwodu twórników układu Leonarda mamy

$$E_s = E_g - I(R_g + R_s); \tag{46}$$

E_g jest *s.em.*-ą prądnicy w czasie obciążenia silnika prądu stałego. Podczas obciążenia silnika prądu stałego *s.em.*-a E_g jest funkcją wypadkowego przepływu wszystkich uzwojeń sterujących. Teraz czynne jest również uzwojenie dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego i do wyznaczenia *s.em.*-ej E_g trzeba wykorzystać wzór (44).
Uwzględniając, że

$$U_s = E_g - I R_g, \tag{47}$$

i podstawiając (47) do (44) otrzymuje się

$$I_{st} = I_{z1} + I\frac{k_p z_p}{z_z} - E_g \frac{k_n z_n}{R_n z_z} + IR_g \frac{k_n z_n}{R_n z_z}, \tag{48}$$

a z kolei podstawiając (48) do wzoru (1) uzyskuje się

$$E_g = \frac{\operatorname{tg}\beta_o (I_o + \operatorname{tg}\alpha I_{z1})}{1 + \frac{k_n z_n}{R_n z_z}\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o} + I\frac{\left[\frac{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}{z_z}(k_p z_p + R_g k_n z_n)\right]}{1 + \frac{k_n z_n}{R_n z_n}\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}. \tag{49}$$

Uwzględniając równania (45), (46) i (49) otrzymuje się wzór na prędkość obrotową silnika przy obciążeniu w zautomatyzowanym układzie Leonarda (rys. 9):

$$n = \frac{(I_o + I_{z1}\operatorname{tg}\alpha)\operatorname{tg}\beta_o}{c_E \Phi\left(1 + \frac{k_n z_n}{R_E z_n}\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o\right)} - I\left[\frac{R}{c_E \Phi} - \frac{\left(k_p z_p + \frac{R_g k_n z_n}{R_n}\right)\frac{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}{z_z}}{c_E \Phi\left(1 + \frac{k_n z_n}{R_n z_z}\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o\right)}\right]. \tag{50}$$

Dla prądu obciążenia równego zeru ($I = 0$) drugi człon równości (50) równa się zeru, a pierwszy człon stanowi prędkość obrotową przy biegu jałowym układu zamkniętego (40).

Wzór (50) można przedstawić w następującej postaci:

$$n = n_o - Ia,$$

gdzie

$$a = \frac{R}{c_E \Phi} - \frac{\left(k_p z_p + \frac{R_g k_n z_n}{R_n}\right) \frac{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}{z_z}}{c_e \Phi \left(1 + \frac{k_n z_n}{R_n z_z} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o\right)} \tag{51}$$

i stanowi spadek prędkości obrotowej na jednostkę prądu obciążenia.

5. DOBÓR PARAMETRÓW SPRZĘŻEŃ ZWROTNYCH W ZALEŻNOŚCI OD WYMAGANEGO ZAKRESU REGULACJI PRĘDKOŚCI OBROTOWEJ I SZTYWNOŚCI CHARAKTERYSTYK MECHANICZNYCH

Dla napędu o wymaganej stałej prędkości obrotowej, niezależnej od obciążenia, zazwyczaj zadany bywa dopuszczalny (wynikający z procesu technologicznego) względny spadek prędkości obrotowej silnika przy przejściu od biegu jałowego do obciążenia znamionowego. Nazwijmy ten względny spadek prędkości obrotowej umownie „dopuszczalnym poślizgiem" — s_d.

Od wartości dopuszczalnego poślizgu s_d zależny jest zakres regulacji możliwy do uzyskania, jak również dobór parametrów sprzężeń zwrotnych wzmacniacza magnetycznego.

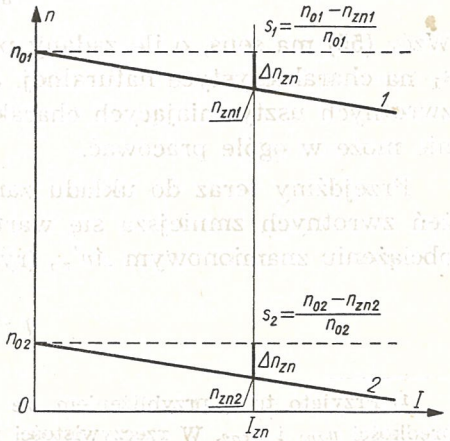
5.1. Zakres regulacji prędkości obrotowej

Jak wiadomo, zakresem regulacji prędkości obrotowej nazywamy stosunek prędkości maksymalnej do prędkości minimalnej przy określonym obciążeniu (zazwyczaj przyjmuje się obciążenie znamionowe).

W rozpatrywanym przez nas przypadku należy dodać, że obydwie te prędkości muszą być osiągane przy nieprzekroczeniu dopuszczalnego poślizgu s_d (z reguły warunek ten dotyczy prędkości minimalnej).

W układzie otwartym, zgodnie z rys. 11, zakres regulacji wyniesie:

$$k = \frac{n_{zn1}}{n_{zn2}}, \tag{52}$$



Rys. 11. Charakterystyki $n = f(I)$ w układzie otwartym

gdzie:

k — współczynnik zakresu regulacji prędkości obrotowej,

n_{zn1} — maksymalna wartość prędkości obrotowej przy obciążeniu znamionowym,

n_{zn2} — minimalna wartość prędkości obrotowej przy obciążeniu znamionowym,

lub

$$k = \frac{n_{o1}(1 - s_1)}{n_{o2}(1 - s_2)},$$

gdzie

$$s_1 = \frac{n_{o1} - n_{zn1}}{n_{o1}} = \frac{\Delta n_{zn}}{n_{o1}},$$

$$s_2 = \frac{n_{o2} - n_{zn2}}{n_{o2}} = \frac{\Delta n_{zn}}{n_{o2}};$$

poślizg s_2 może być co najwyżej równy poślizgowi s_d i wówczas

$$k = \frac{n_{o1}(1 - s_1)}{n_{o2}(1 - s_d)}. \tag{53}$$

Ponieważ charakterystyki (1) i (2) na rys. 11 są równoległe, to

$$\frac{n_{o1}}{n_{o2}} = \frac{s_d}{s_1} \tag{54}$$

i teraz

$$k = \frac{s_d(1 - s_1)}{s_1(1 - s_d)}\ ^{1}). \tag{55}$$

Wzór (55) ma sens, o ile zadany poślizg s_d nie jest mniejszy od poślizgu s_1 na charakterystyce naturalnej. Jeżeli bowiem $s_d < s_1$, to bez sprzężeń zwrotnych usztywniających charakterystyki $n = f(I)$ lub $n = f(M)$ układ nie może w ogóle pracować.

Przejdźmy teraz do układu zamkniętego. Dzięki zastosowaniu sprzężeń zwrotnych zmniejsza się wartość spadku prędkości obrotowej przy obciążeniu znamionowym $\Delta n'_{zn}$ (rys. 12) i teraz

$$\varphi = \frac{\Delta n_{zn}}{\Delta n'_{zn}}. \tag{56}$$

---

1) Przyjęto tu z przybliżeniem, że spadek prędkości Δn jest taki sam przy prędkości n_{zn1} i n_{zn2}. W rzeczywistości po przejściu pracy prądnicy na zakrzywioną część charakterystyki magnesowania spadek Δn nieco wzrasta w miarę wzrostu poziomu prędkości.

Nazwijmy φ współczynnikiem usztywnienia charakterystyki mechanicznej silnika.
Mamy więc:

$$s_1' = \frac{\Delta n_{zn}'}{n_{o1}} = \frac{\Delta n_{zn}}{\varphi n_{o1}} = \frac{s_1}{\varphi}. \tag{57}$$

Charakterystyka 2′ na rys. 12 leży poniżej charakterystyki 2 z rys. 11; mamy dla niej

$$s_2' = s_d = \frac{\Delta n_{zn}'}{n_{o2}'} = \frac{\Delta n_{zn}}{\varphi n_{o2}'}, \tag{58}$$

dla charakterystyki (2) było

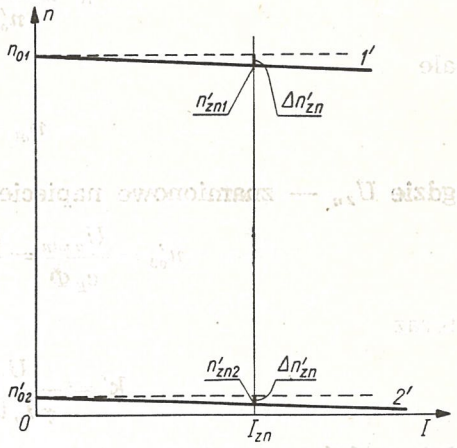
$$s_2 = s_d = \frac{\Delta n_{zn}}{n_{o2}},$$

czyli

$$\frac{\Delta n_{zn}}{n_{o2}} = \frac{\Delta n_{zn}}{\varphi n_{o2}'},$$

stąd

$$n_{o2}' = \frac{n_{o2}}{\varphi}. \tag{59}$$



Rys. 12. Charakterystyki $n = f(I)$ w układzie zamkniętym

Zakres regulacji wynosi teraz

$$k' = \frac{n_{zn1}'}{n'_{n2}} = \frac{n_{o1}(1 - s_1')}{n_{o2}'(1 - s_d)} = \frac{n_{o1}\varphi(1 - s_1')}{n_{o2}(1 - s_d)}; \tag{60}$$

wykorzystując zależność (54) i (57) otrzymamy

$$k' = \frac{\varphi s\ (1 - s_1')}{s_1(1 - s_d)} = \frac{\varphi s_d\left(1 - \dfrac{s_1}{\varphi}\right)}{s_1(1 - s_d)} = \frac{s_d(\varphi - s_1)}{s_1(1 - s_d)}. \tag{61}$$

Wzór (61) określa zakres regulacji dla przypadku, gdy n'_{o2} zależy tylko od dopuszczalnego poślizgu s_d i możliwej do otrzymania wartości φ. Wartość współczynnika φ zależna jest od rodzaju zastosowanych sprzężeń zwrotnych. Jak zobaczymy dalej, dla niektórych układów można uzyskać bardzo dużą wartość φ.

Jak widać, dzięki zastosowaniu sprzężeń zwrotnych zakres regulacji wzrósł w stosunku

$$\frac{k'}{k} = \frac{\varphi - s_1}{1 - s_1} \tag{62}$$

$(\varphi > 1)$.

W rozpatrywanym przez nas układzie z pojedynczym wzmacniaczem magnetycznym n'_{o2} jest określone z góry przez najmniejszy prąd wzbudzenia prądnicy I_o, będący prądem biegu jałowego wzmacniacza magnetycznego (przy $I_{st} = 0$).

Zakres regulacji co najwyżej wynosi

$$k' = \frac{n_{o1}(1 - s'_1)}{n'_{o2}(1 - s_d)}, \tag{62}$$

ale

$$n_{o1} = \frac{U_{zn}}{c_E \Phi},$$

gdzie U_{zn} — znamionowe napięcie na zaciskach silnika,

$$n'_{o2} = \frac{U_{g\,min}}{c_E \Phi} = \frac{(E_{go})_{min}}{c_E \Phi} = \frac{I_o \operatorname{tg} \beta_o}{c_E \Phi}; \tag{64}$$

teraz

$$k' = \frac{U_{zn}(\varphi - s_1)}{\varphi I_o \operatorname{tg} \beta_o (1 - s_d)}. \tag{65}$$

Jak widać, po zastosowaniu sprzężeń zwrotnych zakres regulacji również wzrósł w stosunku

$$\frac{k'}{k} = \frac{U_{zn}(\varphi - s_1)}{\varphi (I_o \operatorname{tg} \beta_o)(1 - s_d)} \cdot \frac{s_1(1 - s_d)}{s_d(1 - s_1)} = \frac{U_{zn}(\varphi - s_1)s_1}{\operatorname{tg} \beta_o (1 - s_1) s_d \varphi} = \frac{\varphi - s_1}{1 - s_1},$$

z tym, że tym razem wartość φ jest ograniczona, ponieważ jest związana wzorem

$$\varphi = \frac{\Delta n_{zn}}{n'_{o2} s_d}, \tag{66}$$

gdzie Δn_{zn} i n'_{o2} są stałymi.

Zwiększanie wartości współczynnika φ (np. przez zastosowanie możliwego do osiągnięcia dużego współczynnika sprzężenia zwrotnego) zwiększa wprawdzie sztywność danej charakterystyki mechanicznej $2'$ (rys. 12) zmniejszając poślizg s'_2 poniżej żądanej wartości s_d, ale jednocześnie zmniejsza osiągalny zakres regulacji. Wstawimy do wzoru (65) zamiast ustalonej wartości s_d dowolną wartość poślizgu s'_2. Wiedząc, że

$$\frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg} \beta_o} = \frac{\varphi s'_2}{s_1}, \tag{67}$$

skąd

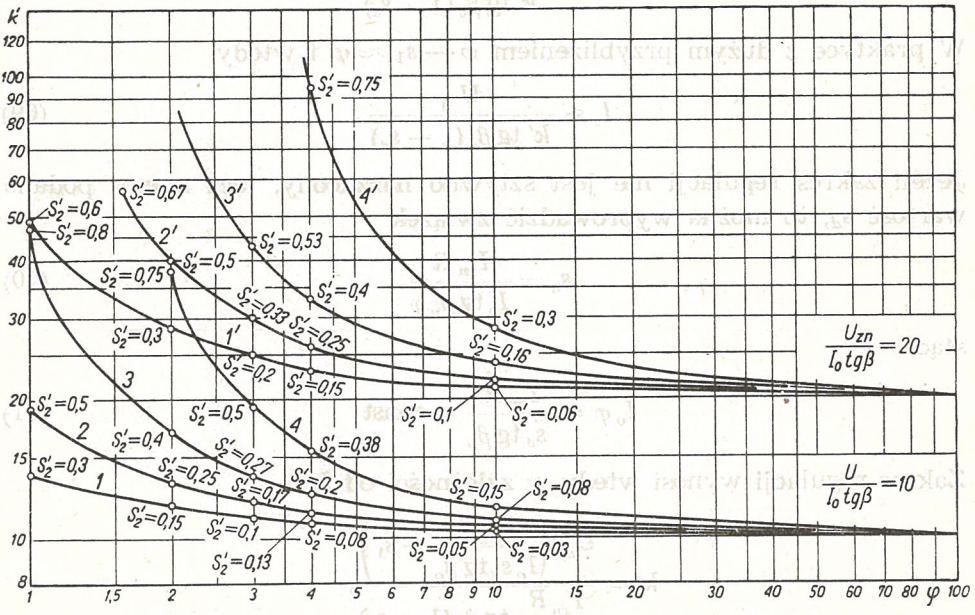
$$s'_2 = \frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg} \beta_o} \cdot \frac{s_1}{\varphi},$$

otrzymamy

$$k' = \frac{U_{zn}(\varphi - s_1)}{I_o \operatorname{tg}\beta_o \varphi \left(1 - \frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg}\beta_o} \cdot \frac{s_1}{\varphi}\right)} = \frac{\varphi - s_1}{\frac{I_o \operatorname{tg}\beta_o}{U_{zn}} \varphi - s_1}. \tag{68}$$

Ze wzrostem wartości współczynnika φ zakres regulacji k' początkowo gwałtownie maleje, dla wartości zaś $\varphi > 3$ zmniejszanie się osiągalnego zakresu regulacji jest coraz wolniejsze, szczególnie dla silników większej mocy (o mniejszym poślizgu s_1). Przebieg charakterystyk $k' = f(\varphi)$ przy ustalonych wartościach poślizgu s_1 oraz osiąganego zakresu zmian napięcia prądnicy głównej $\left(\frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg}\beta_o}\right)$ podano na rys. 13.

Zazwyczaj przy projektowaniu układu mamy narzuconą wartość s_d



Rys. 13. Zależność zakresu regulacji k' od zmian współczynnika φ przy stałym zakresie zmian napięcia $\frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg}\beta_o} = \text{const}$ dla różnych wartości poślizgu s_1;

$$k' = \frac{\varphi - s_1}{\frac{I_o \operatorname{tg}\beta}{U_{zn}} \varphi - s_1}; \varphi = \frac{s_1}{s_1'}$$

Krzywa 1 i 1' — dla $s_1 = 0{,}03$, krzywa 2 i 2' — dla $s_1 = 0{,}05$, krzywa 3 i 3' — dla $s_1 = 0{,}08$, krzywa 4 i 4' — dla $s_1 = 0{,}15$

i k'. Wartość współczynnika φ jest zależna od doboru współczynników sprzężeń zwrotnych (np. k_T, k_n i k_p), wartość zaś I_o zależy od indukcji w rdzeniu wzmacniacza przy biegu jałowym i $U_{\sim n}$ oraz od charaktery-

styki magnesowania rdzenia. Jeżeli do układu dobrany jest wzmacniacz produkcji seryjnej, to wtedy do wartości prądu I_o należy dopasować wartość współczynnika φ wg wzoru (65). Nie zawsze może to być osiągalne, np. w przypadku, gdy posiadamy już prądniczkę tachometryczną o określonej wartości k_T.

W przypadku projektowania wzmacniacza magnetycznego do określonego układu, wartość prądu I_o może być ustalona po określeniu możliwych do otrzymania wartości współczynników sprzężeń zwrotnych.

Orientacyjnie wartość prądu I_o można określić z przybliżonego wzoru [przekształcając wzór (65)].

Mamy

$$I_o \varphi = \frac{U_{zn}(\varphi - s_1)}{k' \operatorname{tg} \beta_o (1 - s_d)}.$$

W praktyce z dużym przybliżeniem $\varphi - s_1 \approx \varphi$ i wtedy

$$I_o \approx \frac{U_{zn}}{k' \operatorname{tg} \beta_o (1 - s_d)}. \tag{69}$$

Jeżeli zakres regulacji nie jest sztywno narzucony, lecz mamy podaną wartość s_d, to można wyprowadzić związek

$$s_d = \frac{I_{zn} R}{I_o \operatorname{tg} \beta_o \varphi}, \tag{70}$$

stąd

$$I_o \varphi = \frac{I_{zn} R}{s_d \operatorname{tg} \beta_o} = \text{const}. \tag{71}$$

Zakres regulacji wynosi wtedy w zależności od I_o

$$k' = \frac{U_{zn}\left(\dfrac{I_{zn} R}{I_o s_d \operatorname{tg} \beta_o} - s_1\right)}{\dfrac{I_{zn} R}{s_d \operatorname{tg} \beta_o} \operatorname{tg} \beta_o (1 - s_d)},$$

$$k' = \frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg} \beta_o (1 - s_d)} - \frac{U_{zn} s_1 s_d}{I_{zn} R (1 - s_d)}. \tag{72}$$

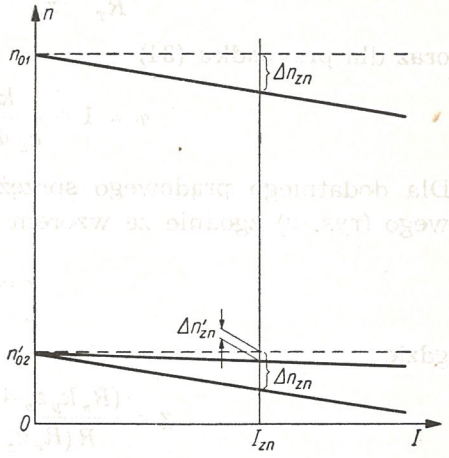
5.2. Sztywność charakterystyk mechanicznych

Można uważać, że zadany dopuszczalny poślizg s_d jest miarą żądanej sztywności charakterystyk mechanicznych silnika. Dla doboru parametrów sprzężeń zwrotnych umożliwiających uzyskanie zadanej sztywności decydujący jest zazwyczaj dolny poziom prędkości obrotowej silnika.

W układzie Leonarda bez sprzężeń zwrotnych wartość poślizgu s_2 na najniższej możliwej do otrzymania charakterystyce wynosi (rys. 14)

$$s_2 = \frac{\Delta n_{zn}}{n'_{02}} = \frac{I_{zn} R}{c_E \Phi n'_{02}} \tag{73}$$

Zazwyczaj wartość poślizgu s_2 przekracza znacznie wartość dopuszczalną s_d. Wynika to stąd, że chcąc uzyskać możliwie duży zakres regulacji prędkości obrotowej obniża się tak dalece napięcie na zaciskach silnika, aby np. przy dwu- lub trzykrotnym przeciążeniu silnik zatrzymał się. Przyjmując prostoliniowy przebieg charakterystyk otrzymujemy odpowiednio $s_2 = 50\%$ lub $s_2 = 33,3\%$.



Rys. 14. Spadek prędkości obrotowej silnika w układzie Leonarda na dolnym poziomie prędkości: a) w układzie otwartym — Δn_{zn}, b) w układzie zamkniętym — $\Delta n'_{zn}$

Po wprowadzeniu sprzężeń zwrotnych spadek prędkości obrotowej przy obciążeniu znamionowym zmniejsza się φ-krotnie.

Poślizg s'_2 powinien być teraz równy wartości dopuszczalnej i wynosić

$$s'_2 = s_d = \frac{I_{zn} a}{n'_{02}}, \tag{74}$$

a — jest określone dla każdego rodzaju sprzężeń zwrotnych osobnym wzorem.

Weźmy stosunek

$$\frac{s_2}{s_d} = \frac{R}{c_E \Phi a}, \tag{75}$$

z drugiej strony

$$\frac{s_2}{s_d} = \varphi, \tag{76}$$

tak więc

$$\varphi = \frac{R}{c_E \Phi a}. \tag{77}$$

Ze wzoru (77) można określić parametry sprzężeń zwrotnych konieczne do uzyskania poślizgu s_d. I tak dla sprzężenia zwrotnego prędkościowego zgodnie ze wzorem (20) otrzymamy

$$\varphi = \frac{R}{c_E \Phi a} = \frac{R}{c_E \Phi \dfrac{R}{c_E \Phi + \dfrac{k_T}{R_T} \cdot \dfrac{z_T}{z_z} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}} = 1 + \frac{k_T z_T}{c_E \Phi R_T z_z} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o \tag{78}$$

oraz dla przypadku (34)

$$\varphi = 1 + \frac{k_T}{c_E \Phi R_z} \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o. \tag{79}$$

Dla dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego i ujemnego napięciowego (rys. 9) zgodnie ze wzorem (51) otrzymamy

$$\varphi = \frac{1}{1-\chi}, \tag{80}$$

gdzie

$$\chi = \frac{(R_n k_p z_p + R_g k_n z_n) \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}{R(R_n z_z + k_n z_n \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o)}.$$

Jak widać, zawsze, gdy współczynniki sprzężeń zwrotnych k_T, k_p, k_n są równe zeru, $\varphi = 1$ (układ otwarty).

Współczynnik χ może przybierać różne wartości:

a) $0 < \chi < 1$, wtedy $\varphi > 0$, charakterystyki zostają w pewnym stopniu usztywnione, $s_d > 0$.

b) $\chi = 1$, wtedy $\varphi \to \infty$ i $s_d = 0$. Charakterystyki są idealnie sztywne.

c) $\chi > 1$, wtedy $\varphi < 0$, spadek prędkości obrotowej silnika zmienia znak, prędkość obrotowa wzrasta wraz ze wzrostem obciążenia.

Ze wzorów (78) i (79) łatwo obliczyć konieczną wartość współczynnika k_T przy zadanej wartości φ:

$$k_T = \frac{c_E \Phi R_T}{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o} \cdot \frac{z_z}{z_T}(\varphi - 1) \tag{81}$$

lub

$$k_T = \frac{c_E \Phi R_z}{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}(\varphi - 1). \tag{82}$$

Współczynniki k_T można też obliczyć bezpośrednio mając zadaną wartość parametru a:

$$k_T = \frac{z_z R_T (R - a c_E \Phi)}{z_T a \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o} \tag{83}$$

lub

$$k_T = \frac{R_z(R - ac_E \Phi)}{a \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o}. \tag{84}$$

Dla schematu z rys. 9 wyznacza się zazwyczaj współczynnik prądowego sprzężenia zwrotnego k_p po uprzednim założeniu k_n. Mamy wtedy

$$k_p = \frac{\varphi - 1}{\varphi} \cdot \frac{R(R_n z_z + k_n z_n \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o)}{R_n z_p \operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o} - \frac{R_g k_n z_n}{R_n z_p}; \tag{85}$$

jeśli założyć wartość $\varphi = \infty$, co odpowiada poślizgowi $s_d = 0$, wówczas

$$k_p = \frac{R}{\operatorname{tg}\alpha \operatorname{tg}\beta_o} \cdot \frac{z_z}{z_p} + k_n \frac{R_s z_n}{R_n z_p}. \tag{86}$$

Jak widać, współczynnik sprzężenia zwrotnego prądowego rośnie wraz ze wzrostem współczynnika sprzężenia zwrotnego napięciowego.

Wyznaczmy teraz współczynnik zakresu regulacji k' dla przypadku gdy poślizg $s_d = 0$.

Skorzystamy ze wzoru (65)

$$k' = \frac{U_{zn}(\varphi - s_1)}{\varphi I_o \operatorname{tg}\beta_o (1 - s_a)} = \frac{U_{zn}(1 - s'_1)}{I_o \operatorname{tg}\beta_o (1 - s_a)}.$$

Gdyby praca w całym zakresie odbywała się na prostoliniowej części charakterystyki prądnicy, wtedy przy $s_d = 0$ byłoby $s'_1 = 0$, a

$$k' = \frac{U_{zn}}{I_o \operatorname{tg}\beta_o}. \tag{87}$$

W praktyce wartość poślizgu s'_1 na górnym pułapie prędkości obrotowej nie jest równa zeru (wskutek zakrzywienia charakterystyki magnesowania prądnicy $\operatorname{tg}\beta < \operatorname{tg}\beta_o$) i zakres regulacji k' nieco się jeszcze zmniejsza. Jak widać, zakres regulacji jest w tym przypadku w głównej mierze uwarunkowany prądem biegu jałowego wzmacniacza magnetycznego — I_o.

Uwzględnienie nieliniowości charakterystyki magnesowania prądnicy głównej w podanych wyżej wzorach jest w zasadzie możliwe przy wykorzystaniu jednej z metod ujęcia przebiegu tej charakterystyki w postaci przybliżonej krzywej o znanym równaniu. Prowadziłoby to jednak do ogromnego skomplikowania rozważań i wzorów wynikowych, bez widocznych w praktyce zalet.

Wzory wyprowadzone powyżej wystarczają w praktyce do określenia interesujących nas wielkości. Jeżeli przy projektowaniu układu brano pod uwagę np. sztywność charakterystyki silnika na dolnym poziomie prędkości obrotowej (przy $\operatorname{tg}\beta_o$), to sztywność charakterystyki na górnym

poziomie prędkości zazwyczaj mimo zmniejszenia nachylenia charakterystyki $E_{go} = f(I_{gw})$ (a więc przy $\operatorname{tg}\beta < \operatorname{tg}\beta_o$) będzie wystarczająca. Jeżeli zaś np. projektowano układ dla górnego poziomu prędkości, to rzecz jasna do obliczeń należy brać wartość realną $\operatorname{tg}\beta$ z charakterystyki magnesowania prądnicy — dla obranego punktu pracy. Małe zmiany wartości $\operatorname{tg}\beta$ w czasie obciążania silnika (przy wzroście *s.em.* prądnicy o ΔE_g) nie wprowadzą znacznych uchybów w przebiegu charakterystyki $n = f(I)$.

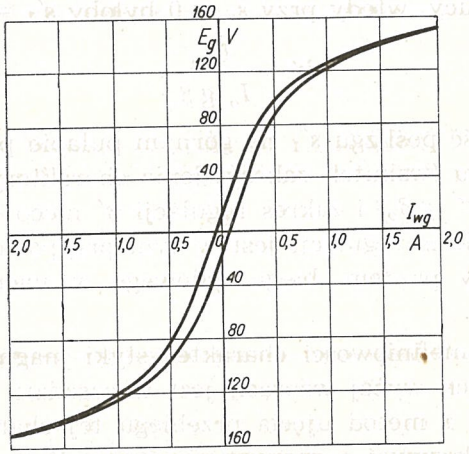
6. BADANIE MODELOWEGO UKŁADU LEONARDA ZE WZMACNIACZEM MAGNETYCZNYM

W celu sprawdzenia pracy układu Leonarda z zastosowaniem wzmacniacza magnetycznego jako wzbudnicy zmontowano układ wg schematu z rys. 9 (napięciowo-prądowe sprzężenie zwrotne).

6.1. Dane techniczne modelowego układu Leonarda

6.1.1. *Dane znamionowe prądnicy*

Prądnica AEG typ VGN 15; Nr 3622679; $U_{zn} = 115$ V; $I_{zn} = 10{,}1$ A; $P_{zn} = 1{,}2$ kW; $n_{zn} = 1500$ obr/min. Oporność czynna uzwojenia wzbu-



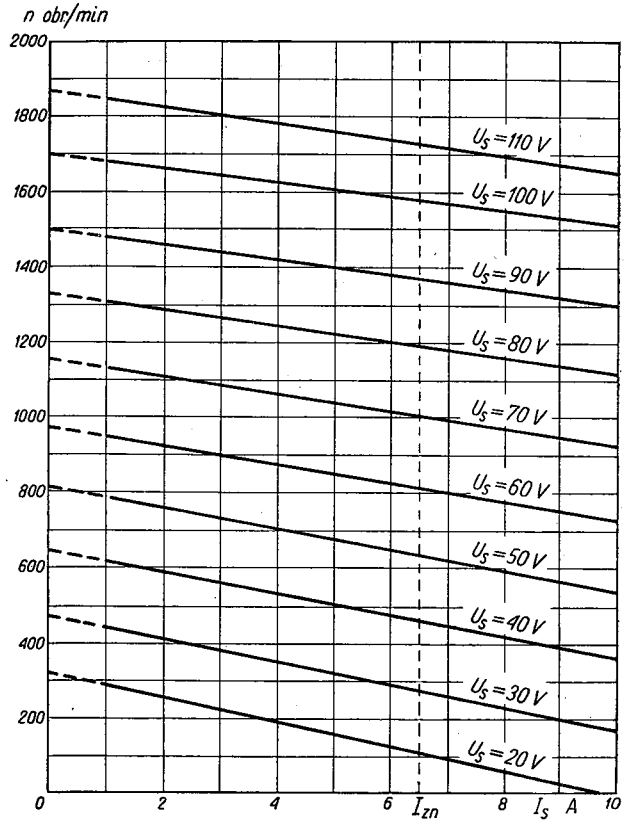
Rys. 15. Charakterystyka *s.em.* prądnicy modelowego układu Leonarda $E_{go} = f(I_{wg})$ przy $n = n_{zn} = \text{const}$ i $I_g = 0$

dzającego prądnicy $R_{wg} = 26{,}5\ \Omega$. Oporność czynna uzwojenia twornika prądnicy $R_{tg} = 0{,}8\ \Omega$ (oporności mierzone w temperaturze otoczenia $t_o = 20°\text{C}$). Charakterystykę *s.em.* prądnicy w funkcji prądu wzbudzają-

cego $E_g = f(I_{wg})$ przy $n = n_{zn} = \text{const}$ i $I_g = 0$ pokazano na rys. 15. Jak widać, prądnica posiada dość szeroką pętlę histerezy. *S.em.* szczątkowa jest znaczna i wynosi $E_{szcz} = 10{,}5\ \%\ U_{zn}$.

6.1.2. *Dane znamionowe silnika prądu stałego*

Silnik firmy General Electric Co. DC Motor Model 5BC AB24L Typ DC Frame 74 A; $P_{zn} = 3/4$ kM; $I_{zn} = 6{,}5$ A; $U_{zn} = 115$ V; $n_{zn} = 1725$ obr/min. Oporność czynna uzwojenia wzbudzającego silnika $R_{ws} = 400\ \Omega$.



Rys. 16. Charakterystyki $n = f(I_s)$ silnika modelowego układu Leonarda przy $U_s = \text{const}$ i $I_{ws} = \text{const}$

Oporność czynna uzwojenia twornika silnika $R_{ts} = 1{,}3\ \Omega$. Oporność dodatkowa w obwodzie twornikόw maszyn układu Leonarda $R = 0{,}5\ \Omega$.

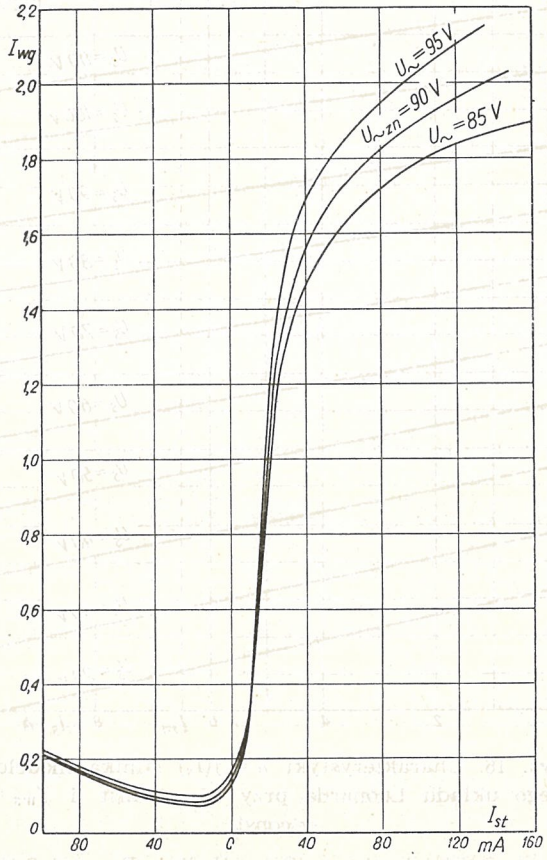
Charakterystyki $n = f(I)$ silnika przy stałym napięciu na zaciskach silnika $U_s = \text{const}$ oraz stałym prądzie wzbudzenia $I_{ws} = 0{,}3$ A = const podano na rys. 16. Charakterystyki te zdjęto dla dziesięciu wartości napięcia U_s.

Spadek prędkości obrotowej na charakterystyce naturalnej przy prędkości obrotowej 1725 obr/min (dla 110 V) wynosi

$$\Delta n\,\% = \frac{1860 - 1725}{1860}\,100 = 7{,}26\,\%.$$

6.1.3. *Wzmacniacz magnetyczny*

Dane znamionowe wzmacniacza magnetycznego: Wzmacniacz magnetyczny zaprojektowano do zasilania uzwojenia wzbudzającego prądnicy Nr 3622679. Napięcie zasilania wzmacniacza $U_{\sim zn} = 90$ V. Znamionowy



Rys. 17. Charakterystyki $I_{wg} = f(I_{st})$ wzmacniacza magnetycznego dla różnych napięć zasilania przy pracy na uzwojenie wzbudzenia prądnicy Sr 3622679

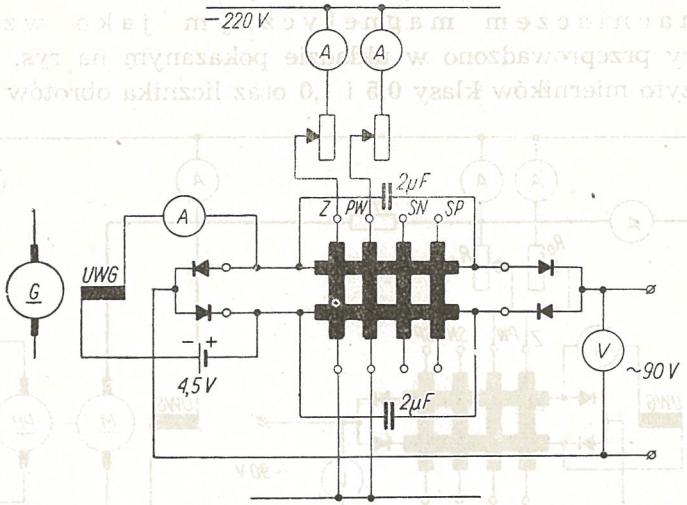
prąd wzmacniacza w obwodzie wyjściowym (średnia wartość prądu wyprostowanego) $I_{an} = 1{,}8$ A. Znamionowa oporność czynna obciążenia $R_o = 27{,}0\ \Omega$.

Wzmacniacz posiada cztery uzwojenia sterujące:

1. Uzwojenie sterujące główne „*S*" o oporności $R_{st} = 250\ \Omega$, liczbie zwojów 2000 i dopuszczalnym prądzie przy pracy ciągłej 0,06 A.

2. Uzwojenie podmagnesowania wstępnego „*PW*" o oporności $R_{pw} = 80\ \Omega$, liczbie zwojów 600 i dopuszczalnym prądzie przy pracy ciągłej 0,06 A.

3. Uzwojenie dodatniego prądowego sprzężenia zwrotnego „*SP*"



Rys. 18. Schemat połączeń wzmacniacza magnetycznego pracującego w modelowym układzie Leonarda

o oporności $R_{sp} = 24\ \Omega$, liczbie zwojów 310 i dopuszczalnym prądzie przy pracy ciągłej 0,1 A.

4. Uzwojenie ujemnego napięciowego sprzężenia zwrotnego „*SN*" o oporności $R_{sn} = 163\ \Omega$, liczbie zwojów 1200 i dopuszczalnym prądzie przy pracy ciągłej 0,06 A.

Na rys. 17 podano charakterystyki prądu w obwodzie wyjściowym wzmacniacza magnetycznego w funkcji prądu sterującego (w uzwojeniu „*S*") $I_{gw} = f(I_{st})$ w przypadku pracy wzmacniacza na oporność czynno-indukcyjną uzwojenia wzbudzającego prądnicy Nr 3622679.

Charakterystyki wykonano dla różnych napięć zasilania wzmacniacza: $U_{\sim\ zn}$, $U_{\sim} \approx 95\ \%\ U_{\sim zn}$, $U_{\sim} \approx 105\ \%\ U_{\sim zn}$.

Schemat połączeń wzmacniacza magnetycznego podano na rys. 18.

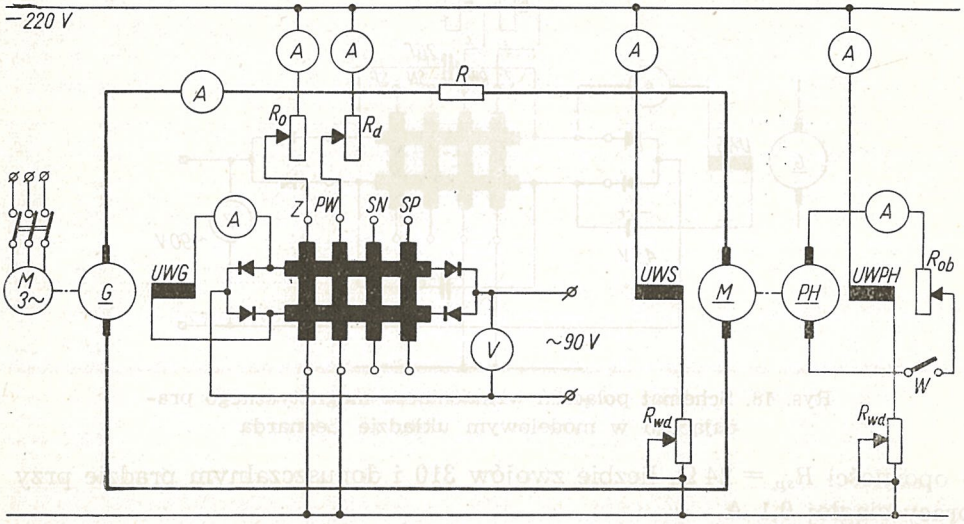
Minimalny prąd w obwodzie wyjściowym wzmacniacza magnetycznego przy znamionowym napięciu zasilania $U_{\sim zn} = 90$ V wynosi $I_o \approx$ $\approx 0{,}1$ A. Współczynnik nachylenia charakterystyki wzmacniacza magnetycznego $\operatorname{tg} \alpha = 32{,}5$ (na prostoliniowej części charakterystyki wzmacniacza).

6.1.4. *Prądnice*

Prądnica główna jest napędzana silnikiem asynchronicznym zwartym o mocy 1 kW i prędkości 1410 obr/min. Do obciążenia silnika prądu stałego użyto prądnicy hamowniczej prądu stałego pracującej na zmienianą oporność.

6.2. Badanie pracy modelowego układu Leonarda w stanach ustalonych w systemie otwartym ze wzmacniaczem magnetycznym jako wzbudnicą

Pomiary przeprowadzono w układzie pokazanym na rys. 19. Do pomiarów użyto mierników klasy 0,5 i 1,0 oraz licznika obrotów z sekundo-



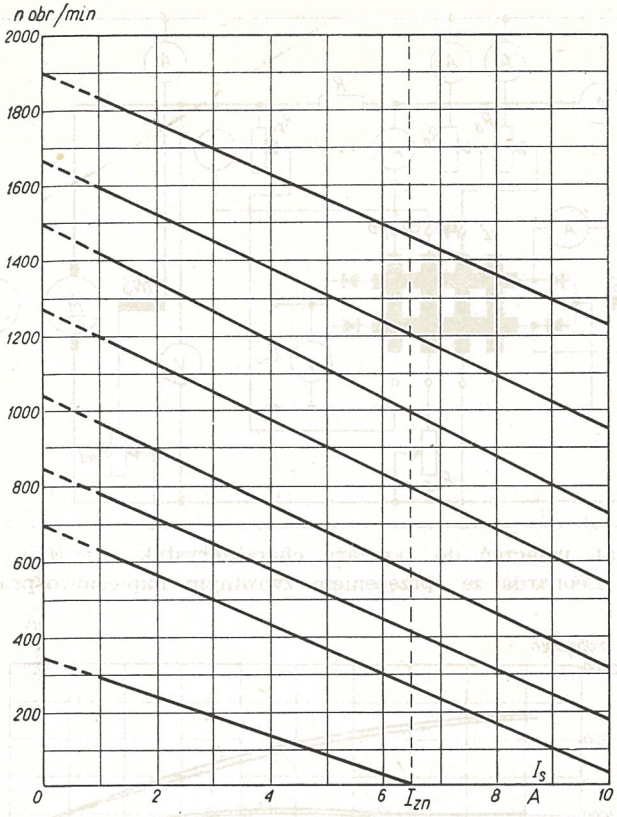
Rys. 19. Schemat połączeń do pomiaru charakterystyk $n = f(I_s)$ w otwartym układzie Leonarda

mierzem. Pomiary wykonano przy stałych wartościach prądu wzbudzenia prądnicy I_{gw} = const oraz prądu wzbudzenia silnika $I_{ws} = 0{,}3$ A. Charakterystyki $n = f(I_s)$ przy I_{gw} = const pomierzone w tym układzie pokazano na rys. 20. Spadek prędkości obrotowej na górnej charakterystyce ($n_o = 1900$ obr/min) w tym przypadku wynosi:

$$\Delta n\,\% = \frac{1900 - 1460}{1900} 100 = 23{,}2\,\%,$$

względny zaś spadek $\Delta n\,\%$ na dolnej charakterystyce odpowiadającej obrotom $n_o = 600$ obr/min wynosi:

$$\Delta n\,\% = \frac{600 - 180}{600} 100 = 70\,\%.$$

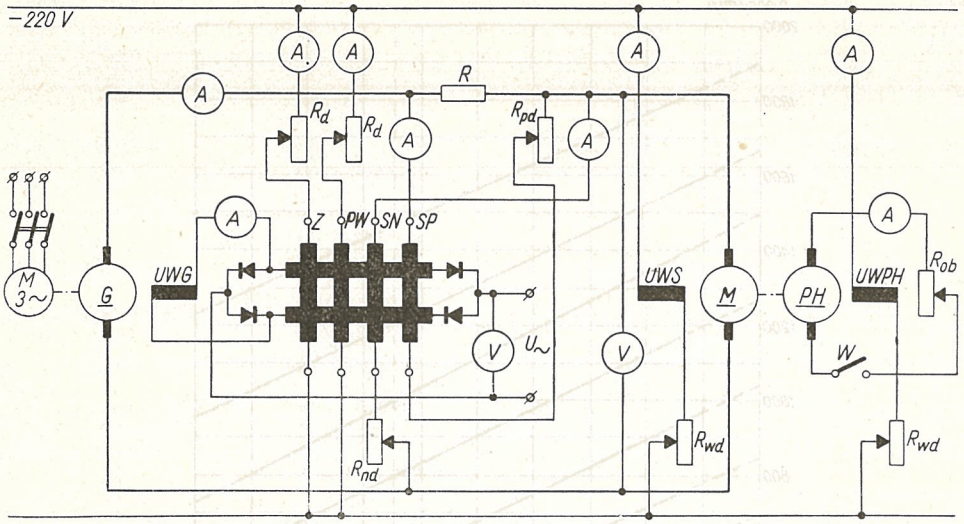


Rys. 20. Charakterystyki $n = f(I_s)$ silnika w modelowym otwartym układzie Leonarda

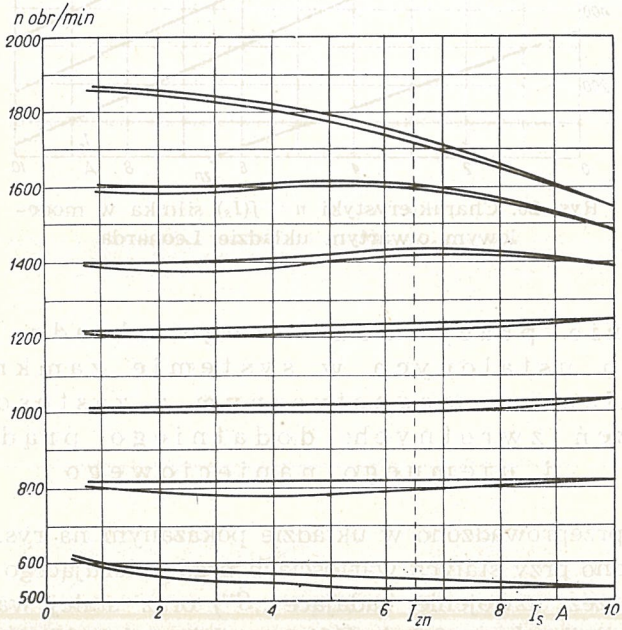
6.3. Badanie pracy modelowego układu Leonarda w stanach ustalonych w systemie zamkniętym ze wzmacniaczem magnetycznym z zastosowaniem sprzężeń zwrotnych: dodatniego prądowego i ujemnego napięciowego

Pomiary przeprowadzono w układzie pokazanym na rys. 21. Pomiary przeprowadzono przy stałych wartościach prądu sterującego wzmacniacza (płynącego przez uzwojenie zadające „S") oraz stałej wartości prądu wzbudzenia silnika $I_{ws} = 0{,}3$ A. Zdjęto rodziny charakterystyk $n = f(I_s)$ dla różnych kombinacji współczynników sprzężeń zwrotnych k_p i k_n.

Dwa optymalne zespoły charakterystyk podano na rysunkach 22 i 23. Zestawienie uzyskanych umownych poślizgów na odpowiednich poziomach prędkości obrotowej podano w tablicy 1.

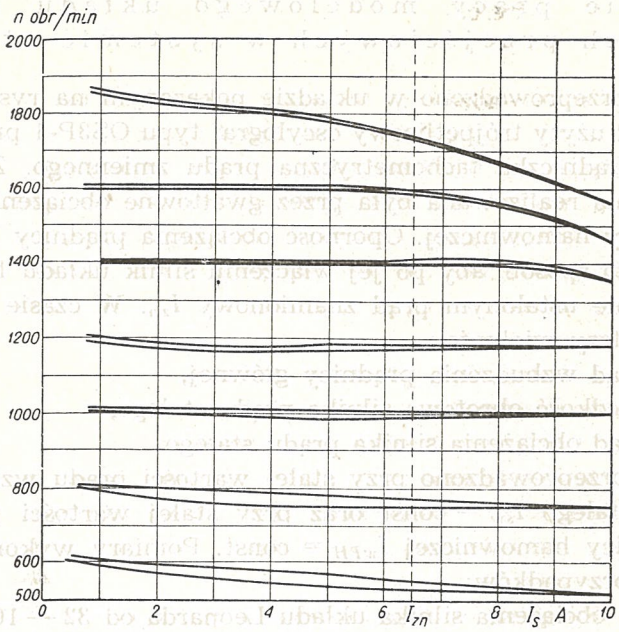


Rys. 21. Schemat połączeń do pomiaru charakterystyk $n = f(I_s)$ w zamkniętym układzie Leonarda ze sprzężeniem zwrotnym napięciowo-prądowym



Rys. 22. Charakterystyki $n = f(I_s)$ silnika w modelowym zamkniętym układzie Leonarda wg rys. 21. Współczynnik ujemnego sprzężenia zwrotnego napięciowego wynosi $k_n = \frac{14{,}7\ \text{V}}{110\ \text{V}}$, współczynnik dodatniego sprzężenia zwrotnego prądowego wynosi

$$k_p = \frac{0{,}1\ \text{A}}{6{,}5\ \text{A}}$$



Rys. 23. Charakterystyki $n = f(I_s)$ silnika w modelowym zamkniętym układzie Leonarda wg rys. 21. Współczynnik ujemnego sprzężenia zwrotnego napięciowego wynosi $k_n = \frac{14{,}7\ \text{V}}{110\ \text{V}}$, współczynnik dodatniego sprzężenia zwrotnego prądowego wynosi $k_p = \frac{0{,}085\text{A}}{6{,}5\ \text{A}}$

Tablica 1

Poziom prędkości obrotowej n_o	1870	1600	1400	1200	1000	800	600	obr/min
Układ bez zastosowania sprzężeń zwrotnych	23,2	29,4	35,0	40,0	46,0	55,0	71,0	%
$k_n = \frac{14{,}7\ \text{V}}{100\ \text{V}}$ $k_p = \frac{0{,}1\ \text{A}}{6{,}5\ \text{A}}$	8,5	2,2	—0,7	—1,7	0	1,2	11,6	%
$k_n = \frac{14{,}7\ \text{V}}{100\ \text{V}}$ $k_p = \frac{0{,}85\ \text{A}}{65\ \text{A}}$	9,0	0,7	0	3,3	3,0	5,0	12,0	%

6.4. Badanie pracy modelowego układu Leonarda w stanach przejściowych w systemie otwartym

Pomiary przeprowadzono w układzie pokazanym na rys. 19. Do pomiarów został użyty trójpętlicowy oscylograf typu OS3P-1 produkcji krajowej oraz prądniczka tachometryczna prądu zmiennego. Zmiana wartości obciążenia realizowana była przez gwałtowne obciążenie lub odciążenie prądnicy hamowniczej. Oporność obciążenia prądnicy hamowniczej dobrano w ten sposób, aby po jej włączeniu silnik układu Leonarda pobierał w stanie ustalonym prąd znamionowy I_{zn}. W czasie badań oscylografowano trzy wielkości:

I_{gw} — prąd wzbudzenia prądnicy głównej,
n — prędkość obrotowa silnika prądu stałego,
I — prąd obciążenia silnika prądu stałego.

Pomiary przeprowadzono przy stałej wartości prądu wzbudzenia silnika prądu stałego $I_{sw} = \text{const}$ oraz przy stałej wartości prądu wzbudzenia prądnicy hamowniczej $I_{wPH} = \text{const}$. Pomiary wykonano dla następujących przypadków:

a) Zmiana obciążenia silnika układu Leonarda od 32 — 100% I_{zn} przy prędkości obrotowej biegu jałowego (prąd obciążenia 0,32 I_{zn}) równej 1500 obr/min (rys. 24a).

Po przeminięciu stanu przejściowego prędkość obrotowa silnika wynosiła 1170 obr/min. Spadek prędkości obrotów wynosił

$$\Delta n\,\% = \frac{1500 - 1170}{1500} 100\,\% = 22\,\%.$$

W stanie przejściowym zmieniała swą wartość prędkość obrotowa silnika i jego prąd obciążenia. Przebieg prądu obciążenia jak i prędkości obrotowej w czasie jest aperiodyczny. Zarówno prąd obciążenia I, jak i prędkość obrotowa n osiągają wartości praktycznie biorąc ustalone po upływie 1,1 sec.

b) Zmiana obciążenia silnika od 29 — 100% I_{zn} przy prędkości obrotowej biegu jałowego 600 obr/min (rys. 25a).

Po przeminięciu stanu przejściowego prędkość obrotowa silnika wynosiła 296 obr/min. Spadek prędkości obrotowej wynosił

$$\Delta n\,\% = \frac{600 - 296}{600} 100\,\% = 50{,}7\,\%.$$

Przebiegi prądu obciążenia i prędkości obrotowej silnika w czasie mają charakter aperiodyczny. Po upływie 0,6 sec od chwili włączenia obciążenia proces przejściowy kończy się.