

TERMIN ZWROTU

18. CZE 1977

131351

Weymouth

Wynik

PRZETĘŻENIA
W URZĄDZENIACH ELEKTRYCZNYCH
PRĄDÓW ZMIENNYCH

Wszelkie prawa autorskie i przedruku zastrzeżone.

*Copyright by Samuel Dunikowski,
Warsaw, 1936.*

M. Dunikowski
DR. INŻ. SAMUEL DUNIKOWSKI

PRZETĘŻENIA
W URZĄDZENIACH ELEKTRYCZNYCH
PRĄDÓW ZMIENNYCH

NAKŁADEM
STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH
WARSZAWA, 1936

BIBLIOTEKA GŁÓWNA AGH



1000164076

SPÓŁKA AKCYJNA
ZAKŁADÓW GRAFICZNYCH
„DRUKARNIA POLSKA”
WARSZAWA, SZPITALNA 12,
TEL. 272-06, 587-98, 643-33.
W DZIERŻAWIE SPÓŁKI
WYDAWNICZEJ CZASOPISM
:: SP. Z O. O. :: :: ::



II 106453 /
N20 18652

K.80/4/710

621.31.014.3 : 621.3.012.5 : 621.3.014.3

SPIS RZECZY

Wstęp	9
-----------------	---

Część pierwsza.

Przetężenia w sieci idealnej.

1. Określenie sieci idealnej.	15
2. Schemat zastępczy sieci idealnej.	16
3. Rozwiązanie elektryczne sieci idealnej.	19
4. Teoria składowych symetrycznych.	20
5. Oporności względem składowych symetrycznych.	27
6. Upływności względem składowych symetrycznych.	31
7. Sprężenia międzyliniowe względem składowych symetrycznych.	
A. Sprężenia indukcyjne	33
B. Sprężenia upływnościowe	34
8. Schemat zastępczy idealnej sieci wielofazowej względem składowych symetrycznych.	35
9. Rozwiązanie idealnych sieci wielofazowych obciążonych niesymetrycznie, metodą składowych symetrycznych.	36
10. Zwarcia w sieciach elektrycznych.	37
11. Wyznaczenie stanu zwarciovego w sieciach idealnych.	38
12. Obliczenie stanów zwarcia w idealnych sieciach trójfazowych.	41
A. Zwarcie ziemne jednofazowe,	41
B. „ dwufazowe,	44
C. „ dwufazowe i ziemne,	47
D. „ trójfazowe,	49
E. „ jednofazowe podłużne,	51
F. „ dwuprzekrojowe ogólne,	52
G. „ jednofazowe dwuprzekrojowe (t. zw. podwójne ziemne)	56
13. Obliczanie stanów zwarcia w idealnych sieciach czterofazowych.	60

14. Obliczanie oporności zastępczej sieci idealnej.	62
A. Metoda analityczna transfiguracji sieci	62
B. „ graficzna	64
C. „ doświadczalna	66

C z ę ś ć d r u g a.

Własności elementów rzeczywistych sieci elektrycznych.

1. Linje napowietrzne.	71
A. Oporność indukcyjna	71
B. „ rzeczywista	78
C. Pojemność.	80
D. Upływność rzeczywista	85
E. Linje długie	85
F. Charakterystyczne dane liczbowe dla linii trójfazowych	87
2. Kable.	87
A. Oporność pozorna pojedynczego kabla jednożyłowego	87
B. „ indukcyjna linii kablowych	90
C. „ rzeczywista	95
D. Upływność pojemnościowa	97
E. „ rzeczywista	99
3. Transformatory.	100
A. Zależności międzyuzwojeniowe transformatora	101
B. Transformatory względem składowych symetrycznych nap. i pr.	104
C. Sprowadzenie wtórnych układów uzwojeń do pierwotnego	105
D. Transformatory o dwóch układach uzwojeń	109
a) Transformatory trójfazowe o układach uzwojeń podobnych	110
b) Transformatory trójfazowe o układach uzwojeń różnych	112
c) Transformator Scott'a	114
d) Oporności pozorne własne trójfazowych transformatorów o dwóch układach uzwojeń	116
4. Maszyny synchroniczne.	117
A. Oporność względem składowej symetrycznej lewoskrętnej	118
a) Maszyny o układzie magnetycznym kierunkowym	118
b) „ „ „ bezkierunkowym	119
B. Oporność względem składowej prawoskrętnej	121
C. „ „ „ jednokierunkowej	121
D. „ „ „ składowych symetrycznych innych rzędów	122
E. Doświadczalne wyznaczanie oporności pozornych synchronicznych maszyn trójfazowych	124
F. Charakterystyczne dane liczbowe dla oporności pozornych trójfazowych maszyn synchronicznych	125

5. Maszyny asynchroniczne.	126
A. Oporność względem składowej lewoskrętnej	126
B. " " " prawoskrętnej	127
C. Oporności względem składowej jednokierunkowej i składowych innych rzędów	128
D. Doświadczalne wyznaczenie oporności pozornych asynchronicznych maszyn trójfazowych	128
6. Odbiorniki statyczne.	129

Część trzecia

Przetężenia w sieci rzeczywistej.

1. Oporności pozorne zwarć.	133
2. Przebiegi nieustalone przetężeń.	135
3. Szkodliwe skutki przetężeń.	
A. Wzrost mocy łączeniowej	139
B. Nagrzewanie się przewodów	140
C. Oddziaływanie elektrodynamiczne	144
D. " indukcyjne	152
Wykaz literatury.	155

PRZEDMOWA

Zwarcia w urządzeniach elektrycznych stają się zazwyczaj przyczyną ciężkich uszkodzeń, zarówno mechanicznej jak i termicznej natury. Działanie mechaniczne polega na powstawaniu wielkich sił przyciągających lub odpychających i pochodzi przeważnie od prądów udarowych, działanie cieplne zaś — nie tylko od prądów udarowych, ale jeszcze w wyższym stopniu od trwałych prądów zwarcia. Jedne i drugie działania bywają tym groźniejsze, im większa jest moc zasilających jednostek maszynowych i im większe pogmatwanie zasilanej sieci, a przy danej mocy — im niższe napięcie robocze. Dlatego to współczesny elektryk, projektując nowe urządzenia, elektrownie, czy też sieci, musi sobie umieć zdać sprawę z wielkości prądów zwarcia w odpowiednich punktach i przystosować do wielkości tych prądów zarówno moc aparatury, jak też w szczególności wielkość przyrządów zabezpieczających przed zwarciami lub ograniczających prądy zwarcia.

Książka Dra inż. Samuela Dunikowskiego ma właśnie na celu wskazanie sposobów obliczania prądów zwarcia we wszelkich możliwych przypadkach: zwarcia jedno lub wielo-fazowego, międzyprzewodowego lub ziemnego, międzyprzewodowego i ziemnego jednocześnie i t. p. Autor posługuje się przytem rachunkiem symbolicznym i metodą t. zw. „składowych symetrycznych”.

O ile rachunek symboliczny można już uważać za dość rozpowszechniony, przynajmniej wśród młodego pokolenia elektryków polskich, o tyle metoda składowych symetrycznych, szerzej używana w Ameryce i we Francji i stamtąd pochodząca, u nas jest bardzo mało znana. Toteż książka Dra Dunikowskiego nie będzie dla każdego dostępna. Ten jednak, kto się z nią bliżej zapozna i kto nie poskąpi czasu ani wysiłku na pogłębienie treści, nie będzie tego żałował. Przeciwnie, pozna dopiero, jak ważną rolę w wykształceniu współczesnego elektryka, jeżeli on chce stać na prawdziwie nowoczesnym poziomie inżynierskim, odgrywa matematyka i obie wyżej wspomniane metody rachunkowe.

Trzeba wyrazić nadzieję, że autor zagłębiwszy się raz w ten aktualny i ciekawy temat, nie poprzestanie na tym jednym tomie, omawiającym teorię zjawisk przetężeniowych i podającym metodę ich obliczania, ale uzupełni go jeszcze dalszym tomem, dostępniejszym dla praktyka, a zawierającym wyjaśnienie skutków przetężeń, określenie sposobów zapobiegania im i ograniczania ich szkodliwości. W takim razie w tym drugim tomie winnoby się także znaleźć miejsce poświęcone przykładom liczbowym zastosowania podanej teorii.

Prof. G. Sokolnicki.

Lwów, w kwietniu 1937 r.

OD AUTORA

Zagadnienia dotyczące przetężeń elektrycznych były stosunkowo rzadko poruszane w literaturze polskiej w sposób bardziej wyczerpujący. Przedmiot ten, oświetlony wszechstronnie w literaturze zagranicznej, szczególnie ważny przy rozważaniu większych sieci elektrycznych, nabiera u nas coraz bardziej znaczenia równolegle ze wzrostem elektryfikacji kraju.

Wychodząc z tego założenia, wydało się celowe podanie w niniejszej pracy podstaw teoretycznych przetężeń, opierając się w tym względzie na ostatnich zdobyczach, publikowanych w tej dziedzinie zagranicą i ujmując je w sposób oryginalny w pewną zwartą i systematyczną całość.

Logicznym uzupełnieniem wyłożonej tu części teoretycznej zagadnienia jest kwestia praktycznego zwalczania ujemnych stron zjawisk przetężeńowych, która ma być przedmiotem dalszej publikacji w tej dziedzinie.

WSTĘP.

Przy rozważaniu urządzeń elektrycznych musimy mieć stale na uwadze, że oprócz normalnego stanu ich pracy, należy również uwzględnić stany anormalne, jakie wystąpią przy ewentualnych uszkodzeniach i zaburzeniach równowagi, istniejącej w zwykłych warunkach eksploatacji.

W urządzeniach elektrycznych w większości przypadków te właśnie stany anormalne są czynnikami decydującymi o racjonalnej konstrukcji i doborze poszczególnych elementów urządzenia.

Zaburzenia występujące w pracy silnoprądowych urządzeń elektrycznych, w szczególności zaś w sieciach elektrycznych, wiążą się niemal zawsze z powstaniem przynajmniej jednego z dwóch podstawowych zjawisk anormalnych, jakimi są przetężenia i przebiecia w rozpatrywanym układzie elektrycznym. Te zjawiska podstawowe są nader często przyczyną powiększenia się uszkodzenia pierwotnego, względnie powstania uszkodzeń i zaburzeń nowych. Zbyt wysoka wartość prądu przepływającego przez dany element urządzenia, względnie zbyt wysokie napięcie panujące na nim doprowadzają w rezultacie do zniszczenia go po krótszym lub dłuższym okresie czasu. Wreszcie zakłócenia równowagi elektrycznej sieci, jak na przykład wypadnięcie z synchronizmu generatorów, oscylacje mocy pomiędzy centralami i szereg tym podobnych niepożądanych zjawisk jest najczęściej rezultatem nagłych zaburzeń w normalnych rozptywach prądowych i rozkładach napięciowych sieci.

Jak z powyższego wynika sprawa przetężeń i przebiec występujących w urządzeniach elektrycznych jest sprawą pierwszorzędного znaczenia, przyczem dążeniem naszym jest zawsze, aby te niebezpieczne i szkodliwe zjawiska wyeliminować, lub też jaknajbardziej ograniczyć w ich szkodliwym oddziaływaniu.

W pracy niniejszej ograniczono się do rozważań nad przetężeniami pozostawiając na uboczu kwestję przebiec. Przy dokładniejszym wglębie-

niu się w problem przetężeń występujących w urządzeniach elektrycznych, nasuwa się jako najlogiczniejszy podział całego materiału na dwa zasadnicze działy, pierwszym będzie opracowanie teorii zjawisk przetężeniowych, ustalenie metod pozwalających na określenie przetężeń, jakie mogłyby powstać w pewnych okolicznościach w urządzeniach rzeczywistych i zanalizowanie szkodliwych skutków, jakie mogłyby one spowodować, drugim natomiast byłoby rozwinięcie teorii walki z przetężeniami, określenie sposobów zapobiegania im i ograniczanie ich szkodliwości.

Ścisłym tematem tej pracy będzie właśnie wzmiankowany powyżej dział pierwszy przetężeń, stanowiący sam w sobie pewną zamkniętą całość. W części pierwszej, poświęconej teorii przetężeń w sieci tak zwanej idealnej, oparto się na metodzie składowych symetrycznych, stosowanej do układów wielofazowych. Metoda ta, rozwinięta dopiero w ostatnich latach, dozwala na wszechstronne rozwiązanie w sposób prosty niemal wszystkich zagadnień, związanych z wyznaczeniem przetężeń w wielofazowych układach symetrycznych prądów zmiennych. Jest to zdaniem naszym, najuniwersalniejsza metoda określania zjawisk elektrycznych w razie istnienia w danym układzie prądowej lub napięciowej nierównowagi fazowej. Stosując ją, sprowadza się wszystkie zagadnienia do zastępczych układów jednofazowych, których rozwiązanie nie przedstawia już poważniejszych trudności. W przeprowadzanych rozważaniach ogólnych nie ograniczono ilości faz rozpatrywanych układów wielofazowych. Dopiero przy szczegółowszym roztrząsaniu zastosowań metody składowych symetrycznych, stosowano ją przykładowo do układów trój- względnie czterofazowych, najczęściej w praktyce spotykanych.

W części drugiej przeanalizowano zachowanie się poszczególnych elementów sieci rzeczywistej w razie występowania przetężeń. Ponieważ chodziło tutaj o nawiązanie do urządzeń stosowanych w praktyce, przeto szczegółowiej rozpatrzono układy trójfazowe. Tem nie mniej wyprowadzone wzory pozwalają na rozciągnięcie przeprowadzonych rozważań również i na układy wielofazowe dowolne.

Wreszcie w części trzeciej i ostatniej rozpatrzono przetężenia występujące w sieciach rzeczywistych, przyczem uzupełniono tu pewne braki, jakie przedstawia metoda składowych symetrycznych przy rozważaniu przebiegów niesinusoidalnych przetężenia. W części tej rozwinięto podstawy teoretyczne zjawisk szkodliwych, jakie w praktyce przetężenia najczęściej powodują.

Przy ogólnem roztrząsaniu problemu przetężeń istotną i bezpośrednią ich przyczyną jest anormalne zmniejszenie się oporności pomiędzy pewnymi punktami układu elektrycznego, pozostającymi w warunkach normalnych pod różnymi napięciami. Zjawisko tego zmniejszenia się oporności

określono jako zwarcie. Zwarcie w znaczeniu ściślejszem jest to pojęciowe włączenie pomiędzy pewne punkty układu dodatkowej oporności, określonej jako oporność zwarcia. Prądy przetężeniowe znajdują przez tę oporność zwarcia możliwość zamknięcia swego obwodu. Rzecz prosta, że oporność zwarcia musi być dostatecznie mała, zwarcie zaś musi istnieć pomiędzy odpowiednimi punktami układu, aby w rezultacie powstało przetężenie, to znaczy wzrost prądu w pewnych elementach układu ponad wartość normalną.

Warunkiem nieodzownym powstania przetężenia jest pozatem istnienie w danym układzie odpowiedniego źródła energii elektrycznej, zdolnego do wytworzenia dostatecznie wielkich prądów.

Układ w którym mogą powstawać przetężenia, nazwiemy w dalszym ciągu siecią elektryczną. Sieć elektryczna będzie się zatem w ogólnym przypadku składała ze źródeł energii, z doprowadzeń służących do przesyłania tej energii i wreszcie z odbiorników, które ją w normalnych warunkach zużytkowują. W razie powstania w sieci elektrycznej przetężeń, bezpośrednim ich źródłem będzie powstanie na niej jakiegoś zwarcia.

Przy analizie przetężeń wystąpią więc zawsze dwa podstawowe czynniki z jednej strony sieć elektryczna nieuszkodzona i z drugiej strony zwarcie istniejące w miejscu uszkodzenia. Wzajemne ustosunkowanie się tych czynników zadecyduje o rodzaju i wielkości przetężeń.

CZĘŚĆ I.

PRZETĘŻENIA W SIECI IDEALNEJ.

1. Określenie sieci idealnej.

Siecią elektryczną nazywamy układ powiązanych z sobą elektrycznie przewodów linjowych, ugrupowanych w określony sposób w stosunku do układu odniesienia o napięciu zero *).

W przypadku wolnozmiennych prądów sinusoidalnych, pominiemy szereg zjawisk, związanych z wirowością wytworzonych przez nie pól elektromagnetycznych i przypiszemy poszczególnym przewodom sieci następujące własności:

- a) oporność pozorną własną,
- b) sprzężenie pojemnościowo-indukcyjne oraz upływnościowe z układem odniesienia,
- c) sprzężenie pojemnościowo - indukcyjne z innymi przewodami tej samej sieci.

Punkty, w których się będą stykać bezpośrednio poszczególne przewody nazwiemy węzłami sieci; odcinki przewodów sieci pomiędzy dwoma węzłami — promieniami sieci.

W pomyślanej w ten sposób sieci mogą w poszczególnych jej promieniach przepływać prądy i istnieć siły elektromotoryczne niezależne od rozptyłów tych prądów. Te wewnętrzne siły elektromotoryczne nazwiemy niezależnymi siłami elektromotorycznymi sieci.

*) W większości przypadków układem tym będzie ziemia. W pewnych szczególnych przypadkach, podczas występowania zmiennych prądów ziemnych, ziemia przestaje być układem ściśle ekwipotencjalnym, przedstawiając dla tych prądów pewną oporność pozorną. Powstają w niej wówczas pewne pola elektryczne i napięcia, które winny być specjalnie uwzględnione. Przyjmuje się wówczas określony punkt odniesienia, któremu przypisuje się napięcie równe zeru i w stosunku do którego wyznacza się napięcia sieci.

Cała sieć może być zasilana z zewnątrz w pewnych jej węzłach wielkościami elektrycznymi obcemi. Węzły te, względnie odpowiednie wielkości nazwiemy zasilającymi.

Siecią n -fazową będzie taka sieć elektryczna, która składa się z n podobnych układów przewodów, z których każdy jest przeznaczony dla przewodzenia zmiennych prądów i napięć, związanych z określonym przesunięciem fazowym. Te układy składowe sieci wielofazowej nazywamy w skrócie fazami sieci.

W celu opracowania dla sieci elektrycznych odpowiednich metod obliczeniowych, czyni się pewne założenia upraszczające, nie zawsze zresztą zgodne z rzeczywistością i stwarza się pojęcie sieci idealnej.

Sieć idealna jest siecią elektryczną odpowiadającą następującym warunkom:

- a) pomiędzy prądami sieci, a odpowiadającymi im spadkami napięcia winny zachodzić, przy ich interpretacji symbolicznej, zależności linjowe,
- b) w razie sieci wielofazowej, winna ona posiadać symetryczną budowę elektryczną pomiędzy poszczególnymi jej fazami, jak również w stosunku do układu odniesienia,
- c) przebiegi czasowe wszystkich napięć i prądów występujących w sieci winny być sinusoidalne o częstotliwości stałej.

Wyszczególniony powyżej warunek a) sprowadza się do niezmienności oporności pozornej poszczególnych elementów sieci oraz do tego rodzaju charakteru sprzężeń indukcyjnych, przy których indukowane spadki napięć są zawsze proporcjonalne do indukujących je prądów.

Warunek b) ujęty analitycznie opiera się na tem, że wszystkie zależności fazowe sieci pozostają niezmiennie przy cyklicznej przemianie występujących w nich indeksów fazowych. Przemiana tych indeksów musi się odbywać zgodnie z przyjętą zasadą numeracji faz.

Przy zachowaniu warunku a) do spełnienia warunku c) wystarczy, aby wszystkie napięcia zasilające i niezależne siły elektromotoryczne sieci posiadały przebiegi sinusoidalne o tej samej częstotliwości.

2. Schemat zastępczy sieci idealnej.

Przystępując do rozważania jakichkolwiek zjawisk elektrycznych występujących w pewnej sieci, będzie nam zależało w pierwszym rzędzie na określeniu stanu elektrycznego jej węzłów. Znając warunki elektryczne węzłów sieci, wyznaczenie zjawisk występujących w jej promieniach będzie w większości przypadków łatwe.

Mając na widoku zbadanie węzłów, staje się nader celowym zbudowanie zastępczego schematu elektrycznego sieci, w którym jej promienie byłyby zastąpione układem oporności pozornych, zaś niezależne siły elektromotoryczne, siłami elektromotorycznymi skupionymi, włączonemi szeregowo do powyższych oporności.

Schemat zastępczy musi być wykonany w ten sposób, aby przy tych samych dowolnych warunkach zasilania z zewnątrz, przebiegi zjawisk elektrycznych w odpowiednich węzłach samej sieci i jej schematu zastępczego były te same.

Rozpatrzmy w jaki sposób będzie można zastąpić poszczególne promienie sieci układami opornościowymi:

a) Promienie niesprężone elektrycznie ani z układem odniesienia, ani z innymi promieniami, dadzą się zastąpić dipolami *) oporności pozornych, załączonemi bezpośrednio pomiędzy węzły końcowe danego promienia.

b) Promienie sprężone elektrycznie z układem odniesienia (upływności, pojemności), niesprężone jednak z innymi promieniami, dadzą się zastąpić układem kwadrypolowym oporności pozornych ukształtowanych w układzie „T” względnie „I”. Bieguny czynne tego kwadrypola (bieguny oddzielone od wszystkich pozostałych opornościami pozornymi), zostają wówczas załączone do węzłów końcowych danego promienia, bieguny zaś bierne (bieguny zwarte elektrycznie) do układu odniesienia.

c) Promienie sprężone zarówno między sobą jak i układem odniesienia dadzą się zastąpić w ogólnym przypadku polipolem o liczbie biegunów czynnych równej podwójnej liczbie promieni i o jednym układzie biegunów biernych. Bieguny czynne tego polipola zostają włączone do końcowych węzłów promieni, zaś bieguny bierne do układu odniesienia.

Najprościej jest stosować tego rodzaju układy polipolów zastępczych, które nie wprowadzają nowych węzłów w schemacie, nie mających odpowiedników w sieci. Dla kwadrypolów będzie tu zatem wskazany układ II.

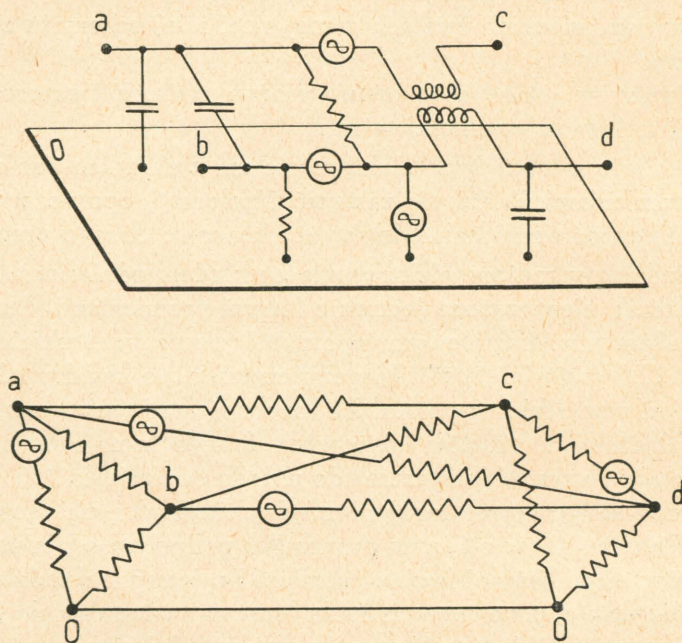
Siły elektromotoryczne występujące w promieniach sieci, dadzą się zastąpić w polipolu zastępczym, siłami elektromotorycznymi skupionymi. Liczba tych sił elektromotorycznych będzie mniejszą o jedność od liczby czyn-

*) W rozważaniach niniejszych jako polipol rozumiemy pewien układ oporności pozornych i sił elektromotorycznych niezależnych, wiążących pewną liczbę punktów, określonych jako bieguny polipola. W zależności od odpowiedniej liczby biegunów polipol otrzymuje swoją nazwę przez zastosowanie odpowiednich greckich przedrostków, np. dipol, kwadrypol, seksapol i t. d. Bieguny polipola dzielimy na czynne t. j. takie, które od wszystkich pozostałych są oddzielone opornościami pozornymi względnie siłami elektromotorycznymi i na bierne, które są między sobą zwarte elektrycznie. W danym przypadku rozpatrywane zastępcze polipole będą posiadały tylko jeden układ biegunów biernych, które będą się łączyły z układem odniesienia.



nych biegunów polipola wraz z układem biegunów biernych. Będą one włączone szeregowo do różnych promieni polipola zastępczego. Dla dipola zastępczego otrzymamy zatem w ogólnym przypadku jedną zastępczą siłę elektromotoryczną, dla kwadrypola o dwóch biegunach biernych — dwie *).

Przyjmując powyższą zasadę budowy schematu zastępczego, można każdą dowolną sieć idealną przekształcić na równoważną elektrycznie



Rys. 1.

w stosunku do jej węzłów sieć zastępczą o promieniach nie posiadających żadnych sprzężeń i przedstawiających jedynie oporności pozorne oraz ewentualnie skupione niezależne siły elektromotoryczne. Jest tu obojętnem, czy sieć rozpatrywana będzie posiadała promienie o własnościach elektrycznych skupionych, czy też rozłożonych w ten, czy inny sposób linjowy. Nie gra również roli istnienie w sieci sprzężeń pojemnościowych względnie indukcyjnych. Obojętnem jest wreszcie rozmieszczenie w sieci niezależnych sił elektromotorycznych.

*) Polipol o liczbie biegunów czynnych n daje się przedstawić ogólnie przez $\frac{n(n-1)}{2}$ oporności pozornych i przez $(n-1)$ sił elektromotorycznych niezależnych. W razie, gdy polipol posiada niezależnie od biegunów czynnych jeszcze układ biegunów biernych, to wówczas układ ten należy traktować jako dodatkowy jeden jeszcze biegun czynny i wliczyć go do wzmiankowanej powyżej liczby n .

Rysunek 1 przedstawia schemat polipola (seksapola), zastępującego układ dwóch promieni sieci, sprzęgniętych z sobą i układem odniesienia, w którym poza tym występują niezależne siły elektromotoryczne *).

3. Rozwiązanie elektryczne sieci idealnej.

Jeżeli pewna sieć idealna jest zasilana układem napięć zewnętrznych i zawiera w sobie układ wewnętrznych sił elektromotorycznych niezależnych, to wówczas w sieci tej ustali się pewien określony rozptyw prądów i rozkład napięć. Rozwiązaniem elektrycznym takiej sieci będziemy nazywać wyznaczenie istniejących w jej węzłach napięć i przepływających przez te węzły prądów.

Będziemy stosowali następującą ogólną metodę rozwiązywania:

a) Napięcia zasilające będziemy traktowali narówni z wewnętrznymi niezależnymi siłami elektromotorycznymi, nazywając je w skrócie siłami elektromotorycznymi sieci.

b) Zbudujemy schemat zastępczy sieci rozpatrywanej.

c) Wyznamy rozptywy prądów i rozkłady napięć na schemacie zastępczym, przyjmując, że wszystkie siły elektromotoryczne sieci są sprowadzone do zera, z wyjątkiem jednej dowolnie wybranej. Operację tę powtórzymy kolejno dla wszystkich sił elektromotorycznych sieci, otrzymując w ten sposób dla każdej siły elektromotorycznej oddzielny rozptyw prądów i rozkład napięć.

d) Zsumujemy w schemacie zastępczym wszystkie rozptywy prądów i rozkłady napięć, otrzymane przy przeprowadzaniu operacji podanych w punkcie poprzednim. Otrzymany wynik da nam rzeczywisty stan prądowy i napięciowy w węzłach rozpatrywanej sieci.

Metoda powyższa opiera się na zasadzie nałożenia na siebie w określonej sieci różnych rozptywów prądów i odpowiadających im spadków napięć. Jest ona słuszna tylko wówczas, gdy pomiędzy prądami i odpowiadającymi im spadkami napięć zachodzą w sieci zależności linjowe przy symbolicznej ich interpretacji. Jak zaznaczono w paragrafie 1, sieć idealna warunkowi temu odpowiada.

W przypadku wielofazowej sieci idealnej, zasilanej siłami elektromotorycznymi i napięciami symetrycznymi fazowo, rozwiązanie całej sieci można sprowadzić do rozwiązania jednej jej fazy, gdyż przebiegi zjawisk w fazach pozostałych będą te same, jedynie przesunięte fazowo w czasie.

*) Wybór promieni, w których należy umieścić zastępcze siły elektromotoryczne, jest naogół dowolny.

W przypadku tym wystarczy zatem sporządzenie i rozwiązanie schematu zastępczego jednej tylko fazy.

W razie, gdy idealna sieć wielofazowa nie jest zasilana w sposób symetryczny fazowo, wówczas opierając się na metodzie ogólnej wyłuszczonej poprzednio, należałoby ją rozwiązywać dla wszystkich faz równocześnie, co prowadziłoby do skomplikowania schematu zastępczego i nastęrczyłoby wiele trudności obliczeniowych.

W tym ostatnim przypadku oddaje duże osługi metoda rozkładu na składowe symetryczne niesymetrycznych napięć i prądów występujących w takiej sieci.

4. Teoria składowych symetrycznych.

Założmy dowolny wielofazowy układ płaski swobodnych wektorów $\hat{A}$. Wektory odpowiadające poszczególnym fazom $a, b, c, \dots$ oznaczmy jako $\hat{A}^a, \hat{A}^b, \hat{A}^c, \dots$. Liczbę faz rozpatrywanego układu określimy jako równą n . Poszczególnym fazom przypiszemy pewną określoną kolejność następstwa, która będzie obowiązywała również i odpowiednie indeksy fazowe. Dodawanie lub odejmowanie indeksów będzie symbolem wykonywania tych działań na liczbach odpowiadających kolejnościom tych indeksów *).

Założmy skolei n -fazowy układ wektorów swobodnych na płaszczyźnie, w którym wektory poszczególnych faz będą spełniały następujące warunki:

a) wektory odpowiadające wszystkim fazom będą posiadały tę samą długość,

b) każdy wektor pewnej określonej fazy będzie przesunięty kierunkowo w stosunku do wektora fazy poprzedzającej o kąt równy $\frac{2\pi k}{n}$, gdzie k może być liczbą całkowitą w granicach od 0 do $n-1$. Kolejność faz określa się przytem podług przyjętej ich numeracji.

Układ wektorowy utworzony w ten sposób nazwiemy układem symetrycznym. Rzędem układu symetrycznego nazwiemy wartość liczbowa współczynnika k , przyjętą przy konstruowaniu danego układu. Nastęstwem kątowem tego układu będzie kąt $\frac{2\pi k}{n}$, o który są przesunięte kierunkowo wektory odpowiadające kolejnym fazom.

*) Jeśli np. przyjmujemy:

indeksy fazowe

kolejność faz

$r \ s \ t \ u \ v \ w$

1 2 3 4 5 6

to wówczas działanie np.: $v-s$ będzie odpowiadało działaniu $5-2=3$ i t. d.

Jak to wynika z samego określenia będzie można utworzyć n układów symetrycznych n -fazowych różnych rzędów. Jeżeliby nawet nadać współczynnikowi k wartości wykraczające poza podane granice, to i tak nie otrzymalibyśmy nowych rzędów układów, różnych pod względem geometrycznym, gdyż otrzymane następstwa kątowe byłyby geometrycznie równoważne z otrzymanymi już poprzednio przy wartości współczynnika k , zawartej w granicach od 0 do $n - 1$. Możemy zatem stwierdzić, że dla n -fazowych układów symetrycznych istnieje jedynie n różnych pod względem geometrycznym rzędów.

Wektory układu symetrycznego rzędu k będziemy oznaczać $\hat{A}^k$, przy czym indeks ten w każdym określonym przypadku będzie posiadał wartość liczbową. Przynależność wektora do pewnej fazy $a, b, c, \dots$ oznaczmy jako $\hat{A}^{ka}$; $\hat{A}^{kb}$, $\hat{A}^{kc} \dots$. W ten sposób pozostawimy indeksy dolne przy symbolach wektorów wolne dla pozostałych oznaczeń. W celu uniknięcia pomyłki pomiędzy podanymi indeksami i wykładnikami potęg, przyjmijmy w dalszym ciągu zasadę brania całego symbolu w nawias przy potęgowaniu, np.: $[\hat{A}^{2c}]^3$ będzie oznaczało, że wektor fazy c układu symetrycznego rzędu drugiego należy podnieść do sześciastu.

Przyjmując symboliczną interpretację wektorów, będziemy mogli z łatwością wyznaczyć wektory poszczególnych faz układu symetrycznego określonego rzędu k , jeśli znany nam będzie choć jeden jego wektor, np.: fazy a . Otrzymamy dla dowolnej fazy n :

$$\hat{A}^{kn} = \hat{A}^{ka} \hat{\alpha}^{k[n-a]}, \quad (1)$$

gdzie:

$$\hat{\alpha} = e^{j \frac{2\pi}{n}}, \quad (2)$$

określimy jako jednostkowy wektor kierunkowy układu n -fazowego.

Zgodnie z powyższym możemy zatem stwierdzić, że dowolny symetryczny n -fazowy układ rzędu k jest jednoznacznie określony przez podanie któregośkolwiek jego wektora oznaczonej fazy.

Założmy teraz, że wzmiankowany na wstępie dowolny, niesymetryczny, n -fazowy układ wektorowy pragniemy rozłożyć na składowe układy symetryczne w ten sposób, aby dla każdej fazy zaszła zależność:

$$\hat{A}^n = \hat{A}^{0n} + \hat{A}^{1n} + \hat{A}^{2n} + \dots + \hat{A}^{kn}. \quad (3)$$

Uwzględniając zależność (1) możemy napisać równanie (3) w postaci:

$$\hat{A}^n = \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha}^{[n-a]} + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^{2[n-a]} + \dots + \hat{A}^{ka} \hat{\alpha}^{k[n-a]}. \quad (4)$$

Równań typu (4) możemy napisać n po jednym dla każdej fazy. Zakładając, że wektory $\hat{A}^n$ układu niesymetrycznego są znane, możemy z tego

układu n równań wyznaczyć n wektorów typu $\hat{A}^{0a}, \hat{A}^{1a}, \hat{A}^{2a}, \dots$. Wektorów tych nie może być więcej jak n , gdyż tyle tylko istnieje równych rzędów wektorów składowych symetrycznych, nie może być ich również mniej, gdyż wówczas otrzymalibyśmy z układu równań (4) pewne zależności pomiędzy wektorami różnych faz układu niesymetrycznego, co nie byłoby zgodne z założeniem. Każdy z tych wektorów określa jednoznacznie pewien układ składowy symetryczny określonego rzędu. Możemy zatem stwierdzić, że każdy dowolny, niesymetryczny n -fazowy układ wektorowy daje się jednoznacznie rozłożyć na n składowych symetrycznych n -fazowych układów wektorowych różnych rzędów. Te składowe układy symetryczne będziemy nazywali dalej w skróceniu składowymi symetrycznymi.

Zestawiając układ równań typu (4) otrzymamy:

$$n \left\{ \begin{array}{l} \hat{A}^a = \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha} + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^2 + \dots + \hat{A}^{ka} \hat{\alpha}^k \\ \hat{A}^b = \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha} + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^2 + \dots + \hat{A}^{ka} \hat{\alpha}^k \\ \hat{A}^c = \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^4 + \dots + \hat{A}^{ka} \hat{\alpha}^{k2} \\ \dots \\ \hat{A}^n = \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha}^{[n-a]} + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^{2[n-a]} + \dots + \hat{A}^{ka} \hat{\alpha}^{k[n-a]}, \end{array} \right. \quad (5)$$

przyczem przyjęto alfabetyczną kolejność faz, uważając fazę a za pierwszą.

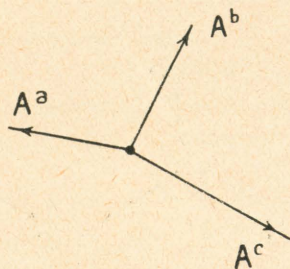
Z równań (5) otrzymujemy bezpośrednio:

$$\begin{aligned} \hat{A}^{0a} &= \frac{1}{n} [\hat{A}^a + \hat{A}^b + \hat{A}^c + \dots + \hat{A}^n] \\ \hat{A}^{1a} &= \frac{1}{n} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha}^{[n-1]} + \hat{A}^c \hat{\alpha}^{[n-2]} + \dots + \hat{A}^n \hat{\alpha}] \\ \hat{A}^{2a} &= \frac{1}{n} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha}^{[n-2]} + \hat{A}^c \hat{\alpha}^{[n-4]} + \dots + \hat{A}^n \hat{\alpha}^2] \\ \dots \\ \hat{A}^{ka} &= \frac{1}{n} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha}^{[n-k]} + \hat{A}^c \hat{\alpha}^{[n-2k]} + \dots + \hat{A}^n \hat{\alpha}^k]. \end{aligned} \quad (6)$$

Zależności (5) i (6), wyczerpując w całości zagadnienie, pozwalają na bezpośrednie wyznaczenie z danych składowych symetrycznych układu niesymetrycznego i naodwrot, w razie, gdy jest dany układ niesymetryczny, zezwalają na znalezienie jego składowych symetrycznych.

Rozpatrzmy szczegółowiej wyprowadzone zależności dla układów trójfazowych. Dany niesymetryczny układ wektorów $\hat{A}^a, \hat{A}^b, \hat{A}^c$ (rys. 2) bę-

dzie posiadał trzy składowe symetryczne rzędu 0, 1 i 2. Następstwo kątowe tych składowych wyniesie odpowiednio 0° , 120° i 240° .



Rys. 2.

Pomiędzy wektorami układu niesymetrycznego a jego składowymi symetrycznymi znajdują zależności:

$$\begin{aligned}\hat{A}^a &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} + \hat{A}^{2a} \\ \hat{A}^b &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha} + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^2 \\ \hat{A}^c &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha},\end{aligned}$$

oraz:

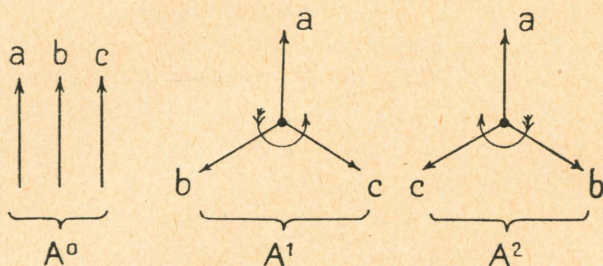
$$\begin{aligned}\hat{A}^{1a} &= \frac{1}{3} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^c \hat{\alpha}] \\ \hat{A}^{2a} &= \frac{1}{3} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha} + \hat{A}^c \hat{\alpha}^2] \\ \hat{A}^{0a} &= \frac{1}{3} [\hat{A}^a + \hat{A}^b + \hat{A}^c],\end{aligned}$$

przyczem kierunkowy wektor jednostkowy układu trójfazowego będzie:

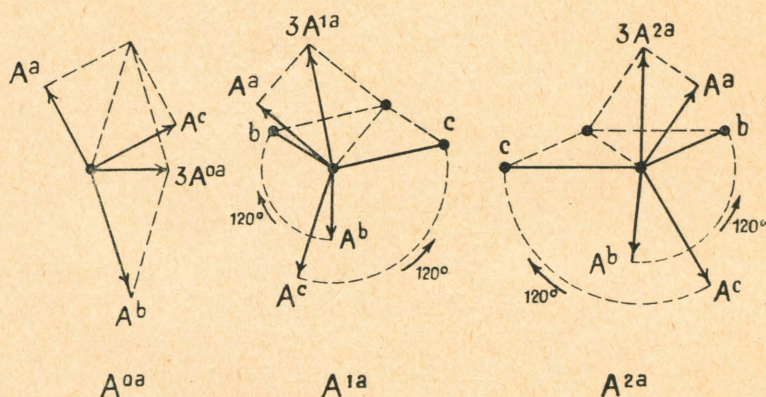
$$\hat{\alpha} = e^{j\frac{2\pi}{3}} = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2}.$$

Przedstawiając graficznie układy składowe symetryczne (rys. 3), widzimy, że wektory składowej rzędu zero są zwrócone w jednym kierunku, wektory składowej rzędu 1 postępują podług kolejności faz a , b , c w kierunku obrotu w lewo, wreszcie wektory składowe rzędu 2 analogicznie w kierunku obrotu w prawo. W związku z powyższym nazwiemy dla układów trójfazowych składową rzędu 0 składową jednokierunkową, składową rzędu 1 — składową lewoskrętną i składową rzędu 2 — składową prawoskrętną.

Wyznaczenie składowych symetrycznych w przypadku układów trójfazowych daje się wyznaczyć w prosty sposób drogą graficzną. Wektory fazy a składowych symetrycznych otrzymuje się w następujący sposób (rys. 4):



Rys. 3.



Rys. 4.

a) dla składowej jednokierunkowej, należy zsumować wektory układu niesymetrycznego i podzielić przez 3 wektor wypadkowy,

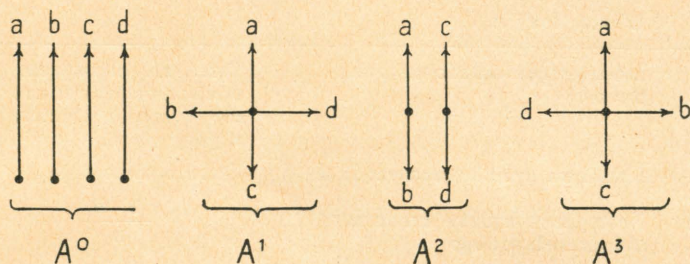
b) dla składowej lewoskrętnej, należy obrócić o -120° wektor $\hat{A}^b$ i o $+120^\circ$ wektor $\hat{A}^c$. Obrócone wektory zsumować z wektorem $\hat{A}^a$ i podzielić przez 3 wektor wypadkowy;

c) dla składowej prawoskrętnej postąpić analogicznie jak w poprzednim punkcie b), z tą jedynie różnicą, że należy zmienić znaki przesunąć kątowych *).

*) Do wyznaczenia składowych symetrycznych można wreszcie stosować specjalne wykresy. Jako przykład służyć może wykres Iliovici'ego R. G. E. 1935 t.XXXVII, nr. 3, str. 81.

W układach czterofazowych, spotykanych niekiedy w zagadnieniach praktycznych elektrotechniki, będziemy mieli do czynienia z czterema składowymi symetrycznymi.

Będą one posiadały następstwo katowe 0° , 90° , 180° i 270° , odpowiednio dla składowych rzędu 0, 1, 2 i 3. Stosownie do ukształtowania geometrycznego wektorów tych składowych (rys. 5) nazwiemy je odpowiednio: jednokierunkową, lewoskrętną, dwukierunkową i prawoskrętną.



Rys. 5.

Pomiędzy wektorami układu niesymetrycznego a jego składowymi symetrycznymi zajdą następujące zależności:

$$\begin{aligned}\hat{A}^a &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} + \hat{A}^{2a} + \hat{A}^{3a} \\ \hat{A}^b &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha} + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^{3a} \hat{\alpha}^3 \\ \hat{A}^c &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^{2a} + \hat{A}^{3a} \hat{\alpha}^2 \\ \hat{A}^d &= \hat{A}^{0a} + \hat{A}^{1a} \hat{\alpha}^3 + \hat{A}^{2a} \hat{\alpha}^4 + \hat{A}^{3a} \hat{\alpha}^1,\end{aligned}$$

oraz:

$$\begin{aligned}\hat{A}^{0a} &= \frac{1}{4} [\hat{A}^a + \hat{A}^b + \hat{A}^c + \hat{A}^d] \\ \hat{A}^{1a} &= \frac{1}{4} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha}^3 + \hat{A}^c \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^d \hat{\alpha}] \\ \hat{A}^{2a} &= \frac{1}{4} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^c + \hat{A}^d \hat{\alpha}^2] \\ \hat{A}^{3a} &= \frac{1}{4} [\hat{A}^a + \hat{A}^b \hat{\alpha} + \hat{A}^c \hat{\alpha}^2 + \hat{A}^d \hat{\alpha}^3],\end{aligned}$$

przyczem kierunkowy wektor jednostkowy dla układu czterofazowego będzie:

Zestawienie oznaczeń i nomenklatury przyjętej dla metody składowych symetrycznych.

Wektory	Wektor, wielkość wektorowa Indeks fazowy	Duże litery z daszkiem $\hat{A}$ Małe litery na ostatnim miejscu po prawej stronie wektora u góry $\hat{A}^n$
Układy niesymetryczne	Wielofazowy niesymetryczny układ wektorów A Wektor fazy n	Oznaczenie ogólne $\hat{A}$ $\hat{A}^n$
Składowe symetryczne	Indeks rzędu składowej symetrycznej	Cyfra na pierwszym miejscu po prawej stronie symbolu wektora, u góry $\hat{A}^2$
	Składowa symetryczna rzędu k	Oznaczenie ogólne $\hat{A}^k$
	Następstwo kątowe rzędu k układu n -fazowego	$\frac{2\pi k}{n}$
	Jednostkowy wektor kierunkowy Wektor n -ej fazy składowej symetrycznej rzędu k	$e^{j\frac{2\pi}{n}}$ $\hat{a}$ $\hat{A}^{kn}$
Układ trójfazowy	Indeksy fazowe układu trójfazowego	$a, b, c,$
	Indeksy fazowe układu trójfazowego dla wielkości elektrycznych	$r, s, t,$
	Jednostkowy wektor kierunkowy	$e^{j\frac{2\pi}{3}} = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2}$ $\hat{a}$
	Składowe symetryczne trójfazowe: jednokierunkowa lewoskrętna prawoskrętna	Rząd 0, następstwo kątowe 0° . $\hat{A}^0$ Rząd 1, następstwo kątowe 120° . $\hat{A}^1$ Rząd 2, następstwo kątowe 240° . $\hat{A}^2$
Układ czterofazowy	Indeksy fazowe układu czterofazowego	a, b, c, d
	Indeksy fazowe układu czterofazowego dla wielkości elektr.	r, s, t, u
	Jednostkowy układ kierunkowy	$e^{j\frac{2\pi}{4}} = j$ $\hat{a}$
	Składowe symetryczne czterofazowe: jednokierunkowa lewoskrętna dwukierunkowa prawoskrętna	Rząd 0, następstwo kątowe 0° $\hat{A}^0$ Rząd 1, następstwo kątowe 90° $\hat{A}^1$ Rząd 2, następstwo kątowe 180° $\hat{A}^2$ Rząd 3, następstwo kątowe 270° $\hat{A}^3$

$$\hat{\alpha} = e^{j\frac{2\pi}{4}} = j.$$

W celu przejrzystego zestawienia przyjętych w tym ustępie oznaczeń i nomenklatury zebrano je razem w tablicy podanej obok:

5. Oporności względem składowych symetrycznych.

Założmy odcinek wielofazowej linii idealnej, znamiennej tem, że w poszczególnych jej przewodach fazowych nie występują żadne odgałęzienia prądu, ani też żadne niezależne od prądów linii, siły elektromotoryczne. Linja taka nie będzie zatem posiadała w poszczególnych swych fazach ani upływności, ani sprzężeń pojemnościowych i sama jako całość nie będzie sprzęgnięta indukcyjnie z żadnymi innymi obwodami elektrycznymi.

Poszczególne fazy tej linii będą zatem posiadały jedynie:

a) oporności pozorne własne,

b) sprzężenia indukcyjne z innymi fazami tej samej linii.

Ze względu na warunek symetrii oporności własne wszystkich faz będą sobie równe. Oznaczmy je jako $\hat{Z}_{aa}$. Sprzężenie dowolnej fazy m z fazą p oznaczmy jako $\hat{Z}_{mp}$; będzie to oznaczało, że prąd fazy sprzęgającej m , $\hat{I}^m$ powoduje w fazie sprzęganej p spadek napięcia, równy iloczynowi $\hat{I}^m \hat{Z}_{mp}$. Ponieważ obowiązuje i tutaj warunek symetrii elektrycznej układu, zatem sprzężenie fazy m z fazą p , musi być identyczne ze sprzężeniem fazy $m + 1$, z fazą $p + 1$, fazy $m + 2$ z fazą $p + 2$ i t. d. O wartości zatem sprzężenia będzie decydowała odległość w numeracji pomiędzy fazą sprzęgającą a sprzęganą. Ponieważ w ogólnym przypadku rozpatrywana linja nie musi się znajdować wraz z medjum ją otaczającym w stanie statycznym, przeto jak to będzie wyjaśnione w dalszym ciągu (paragraf 4, część II) nie będzie tu zachodzić zasada wzajemności w odniesieniu do sprzężeń typu $\hat{Z}_{mp}$ i $\hat{Z}_{pm}$ i sprzężenia te mogą być różne. Jak z powyższego wynika linja rozpatrywana będzie w ogólnym przypadku posiadała $n - 1$ różnych sprzężeń wzajemnych, jeśli jako n będziemy uważać liczbę jej faz. Wszystkie te sprzężenia odniesiemy do fazy a , jako sprzężonej i oznaczać je będziemy w dalszym ciągu w skrócie przez $\hat{Z}_{ba}$, $\hat{Z}_{ca}$... $\hat{Z}_{na}$, gdzie pierwszy dolny indeks będzie odpowiadał fazie sprzęgającej, zaś drugi fazie sprzęganej.

Otrzymamy zatem:

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{mp} &= \hat{Z}_{[m-p+1]a} & \text{jeśli } p \text{ mniejsze od } m \\ \hat{Z}_{mp} &= \hat{Z}_{[n+m-p+1]a} & \text{jeśli } p \text{ większe od } m. \end{aligned} \quad (7)$$

W symbolach powyższych przyjmuje się fazę a za pierwszą, zaś indek-
som literowym przypisuje się wartości liczbowe podług przyjętej kolejno-
ści faz.

Opierając się na wyżej podanych własnościach rozpatrywanej linii,
możemy dla spadków napięcia w poszczególnych fazach U napisać w za-
leżności od przepływających prądów fazowych I następujący układ
równań:

$$\begin{aligned}\hat{U}^a &= \hat{I}^a \hat{Z}_{aa} + \hat{I}^b \hat{Z}_{ba} + \dots \hat{I}^n \hat{Z}_{na} \\ \hat{U}^b &= \hat{I}^a \hat{Z}_{na} + \hat{I}^b \hat{Z}_{aa} + \dots \hat{I}^n \hat{Z}_{[n-1]a} \\ \hat{U}^c &= \hat{I}^a \hat{Z}_{[n-1]a} + \hat{I}^b \hat{Z}_{na} + \dots \hat{I}^n \hat{Z}_{[n-2]a} \\ &\quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \quad - \quad -\end{aligned}\tag{8}$$

Rozłóżmy na składowe symetryczne prądy i napięcia występujące
w zależnościach (8). Otrzymamy dla składowej symetrycznej rzędu k :

$$\hat{U}^{ka} = \hat{I}^{ka} [\hat{Z}_{aa} + \hat{\alpha}^k \hat{Z}_{ba} + \hat{\alpha}^{2k} \hat{Z}_{ca} + \dots \hat{\alpha}^{[n-1]k} \hat{Z}_{na}].\tag{9}$$

Na zasadzie symetrii dla dowolnej fazy otrzymamy zależność iden-
tyczną.

Wprowadźmy pojęcie oporności pozornej względem określonego rzędu
składowej symetrycznej napięć i prądów. Oporność tę zdefiniujemy jako
stosunek spadku napięcia na pewnej fazie i prądu przez tę fazę przepły-
wającego. Ponieważ mamy tu do czynienia ze składowymi symetrycznymi,
więc wybór fazy będzie obojętny. Otrzymamy zatem oporność odcinka
linii w stosunku do składowej symetrycznej rzędu k , równą:

$$\hat{Z}^k = \hat{Z}_{aa} + \hat{Z}_{ba} \hat{\alpha}^k + \hat{Z}_{ca} \hat{\alpha}^{2k} + \dots \hat{Z}_{na} \hat{\alpha}^{[n-1]k}.\tag{10}$$

Opierając się na powyższym możemy znaleźć dla rozpatrywanej linii
 n -fazowej n różnych oporności pozornych względem składowych syme-
trycznych n różnych rzędów, przyczem dla każdej składowej prądów i na-
pięć znajdzie zależność:

$$\hat{U}^k = \hat{I}^k \hat{Z}^k.$$

Wyprowadzona ostatnio zależność, wiążąca między sobą składowe sy-
metryczne spadków napięć i prądów, przepływających przez linię wielo-
fazową, jest odpowiednikiem prawa Ohma dla tych składowych.

Z zależności tej wynika, że wewnętrzne sprzężenia indukcyjne po-
między fazami linii można, przy stosowaniu składowych symetrycznych,
włączyć do oporności pozornej własnej poszczególnych faz.

Przy stosowaniu zatem składowych symetrycznych, nie mamy potrzeby rozpatrywania oddzielnie zjawisk powodowanych indukcyjnymi sprzężeniami wewnętrznymi w wielofazowych liniach idealnych, co nam w dalszym ciągu upraszcza znacznie ogólny problem rozwiązania sieci wielofazowej.

Rozumowanie powyższe pozostaje słuszne w całej rozciągłości dla składowych wszystkich rzędów z wyjątkiem składowych jednokierunkowych. Wynika to z tego, że w tym ostatnim przypadku nie jesteśmy w stanie spełnić warunków postawionych na wstępie tego paragrafu, to znaczy nie możemy uniknąć oddziaływania na linię prądu przepływającego przez układ odniesienia i stanowiącego zamknięcie obwodu dla jednokierunkowych składowych prądów fazowych.

Ten prąd powrotny, w praktyce najczęściej prąd ziemny, będzie się starał obrać tego rodzaju drogę, aby pętla utworzona przez jego tor i linię posiadała możliwie najmniejszy opór indukcyjny i tem samem obejmowała jaknajmniejszy strumień magnetyczny samoindukcji. W sieci idealnej, dla której przyjmujemy nieskończenie małą oporność rzeczywistą układu odniesienia, prąd ten będzie podążał ściśle w ślad z linią, po powierzchni układu odniesienia.

Jeśli oddziaływanie tego prądu na linię oznaczmy współczynnikiem indukcji wzajemnej $\hat{Z}_{0a}$, $\hat{Z}_{0b}$ i t. d., to wówczas będziemy mogli napisać równanie (9) w sposób odpowiedni dla składowych jednokierunkowych, jako:

$$\hat{U}^{0a} = \hat{I}^{0a} [\hat{Z}_{aa} + \hat{Z}_{ba} + \hat{Z}_{ca} + \dots + \hat{Z}_{na} - n \hat{Z}_{0a}]. \quad (9a)$$

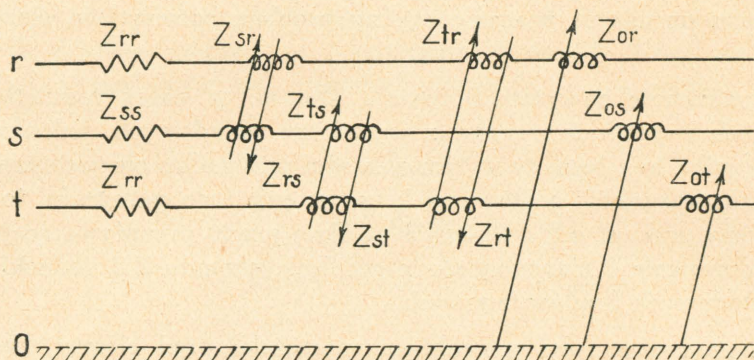
Stąd zaś otrzymujemy bezpośrednio:

$$\hat{Z}^0 = \hat{Z}_{aa} + \hat{Z}_{ba} + \hat{Z}_{ca} + \dots + \hat{Z}_{na} - n \hat{Z}_{0a}. \quad (10a)$$

W samym idealnym układzie odniesienia żaden spadek napięcia nie powstanie, gdyż prąd powrotny skompensuje swoim polem magnetycznem działanie pola linii. Wynika to zresztą bezpośrednio z warunku idealnego przewodnictwa układu odniesienia, w którym nie mogą tem samem istnieć żadne pola elektromagnetyczne.

Jeżeli mamy do czynienia z napięciami i prądami niesymetrycznymi przepływającymi przez linię, to wówczas rozkładamy je na składowe symetryczne, obliczamy oddzielnie spadki napięć, względnie prądy dla poszczególnych składowych i wreszcie nakładamy na siebie otrzymane rozkłady prądów i rozkłady napięć, otrzymując w ten sposób rezultat rzeczywisty dla poszczególnych faz.

Rozpatrzmy szczegółowiej omawianą kwestję na układzie trójfazowym. Odcinek rozważanej linii trójfazowej przedstawia rysunek 6.



Rys. 6.

Uwidoczniono na nim własności elektryczne danej linii. Jeśli oporność własna każdej z faz wynosi $\hat{Z}_{rr}$, zaś sprzężenia wzajemne $\hat{Z}_{sr}$ i $\hat{Z}_{tr}$ sprzężenie każdej z faz z prądem powrotnym $\hat{Z}_{or}$ to wówczas otrzymamy następujące oporności rozpatrywanej linii w stosunku do składowych symetrycznych:

$$\hat{Z}^0 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{tr} - 3\hat{Z}_{or}$$

$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} \hat{\alpha} + \hat{Z}_{tr} \hat{\alpha}^2$$

$$\hat{Z}^2 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} \hat{\alpha}^2 + \hat{Z}_{tr} \hat{\alpha}$$

Pomiędzy zatem składowymi symetrycznymi spadków napięć i prądów zajdą zależności:

$$\hat{U}^0 = \hat{I}^0 \hat{Z}^0$$

$$\hat{U}^1 = \hat{I}^1 \hat{Z}^1$$

$$\hat{U}^2 = \hat{I}^2 \hat{Z}^2$$

Przyjmując analogiczne oznaczenia otrzymamy dla układu czterofazowego:

$$\hat{Z}^0 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{tr} + \hat{Z}_{vr} - 4\hat{Z}_{or}$$

$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} \hat{\alpha} + \hat{Z}_{tr} \hat{\alpha}^2 + \hat{Z}_{vr} \hat{\alpha}^3$$

$$\hat{Z}^2 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} \hat{\alpha}^2 + \hat{Z}_{tr} \hat{\alpha} + \hat{Z}_{vr} \hat{\alpha}^2$$

$$\hat{Z}^3 = \hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} \hat{\alpha}^3 + \hat{Z}_{tr} \hat{\alpha}^2 + \hat{Z}_{vr} \hat{\alpha}$$

i oczywiście:

$$\hat{U}^0 = \hat{I}^0 \hat{Z}^0$$

$$\hat{U}^1 = \hat{I}^1 \hat{Z}^1$$

$$\hat{U}^2 = \hat{I}^2 \hat{Z}^2$$

$$\hat{U}^3 = \hat{I}^3 \hat{Z}^3.$$

6. Upływności względem składowych symetrycznych.

Założmy odcinek wielofazowy linii idealnej znamiennej tem, że każda z jej faz na całej długości rozpatrywanego odcinka posiada jednakową wartość napięcia. Innymi słowy możemy w rozpatrywanej linii pominąć jej oporność pozorną własną, jak również wszelkie sprzężenia indukcyjne własne i z innymi liniami. Zakładamy pozatem, że w linii tej nie występują żadne siły elektromotoryczne niezależne.

Poszczególne fazy tej linii będą zatem posiadały jedynie:

a) upływności pozorne (rzeczywisto-pojemnościowe) względem układu odniesienia,

b) upływności pozorne międzyfazowe.

Założmy, że z każdej fazy wzmiankowanego odcinka linii upływa pewien prąd, który oznaczamy jako $\hat{I}^a, \hat{I}^b \dots \hat{I}^n$. Założmy dalej, że z ukształtowania upływności pozornych linii potrafimy wyznaczyć zależności typu:

$$\hat{U}^a = \hat{I}^a \hat{Z}_{aa} + \hat{I}^b \hat{Z}_{ba} + \dots + \hat{I}^n \hat{Z}_{na}, \quad (11)$$

gdzie $\hat{Z}_{pm}$ będzie stanowiła pewną oporność umyśloną, określającą, w jaki sposób prąd upływający z fazy p oddziałuje na napięcie fazy m .

Stosując zależność (11) do składowych symetrycznych napięć fazowych i prądów upływowych, otrzymamy:

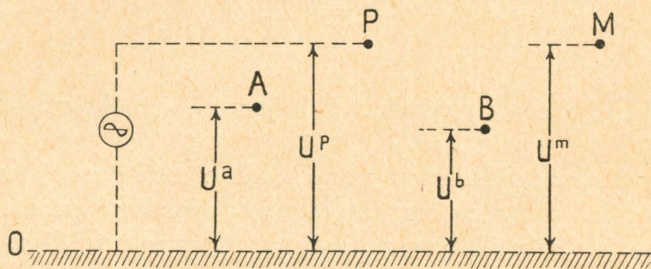
$$\hat{U}^k = \hat{I}^k [\hat{Z}_{aa} + \hat{\alpha}^k \hat{Z}_{ba} + \dots + \hat{\alpha}^{[n-1]k} \hat{Z}_{na}]. \quad (12)$$

Ze wzoru (12) możemy wyznaczyć bezpośrednio upływność względem dowolnego rzędu składowych symetrycznych, przyczem otrzymamy:

$$\hat{Y}^k = \frac{\hat{I}^k}{\hat{U}^k} = \frac{1}{\hat{Z}_{aa} + \hat{\alpha}^k \hat{Z}_{ba} + \dots + \hat{\alpha}^{k[n-1]} \hat{Z}_{na}}. \quad (13)$$

Wypada tu zanalizować dokładniej znaczenie fizyczne przyjętych oporności typu $\hat{Z}_{pm}$. Jeżeli przyjmiemy dowolny układ przewodów fazowych względem układu odniesienia (rys. 7) i założymy, że wszystkie z pośród tych przewodów są doskonale odizolowane na końcach rozpatrywa-

nego odcinka linii, natomiast jedynie przewód P otrzymuje pewne określone napięcia fazowe $\hat{U}^p$, to wówczas stwierdzimy, że na przewodach pozostałych, odizolowanych, ustalą się dzięki sprzężeniom upływnościowym pewne napięcia $\hat{U}^a, \hat{U}^b \dots \hat{U}^m$.



Rys. 7.

Napięcia te będą proporcjonalne do napięcia zasilającego $\hat{U}^p$. Z drugiej strony skutek przyłożenia do fazy p pewnego napięcia, z fazy tej popłynie prąd upływnościowy $\hat{I}^p$, który również do tego napięcia będzie proporcjonalny. Wszystkie pozostałe fazy będą miały prądy upływnościowe równe zero, gdyż jak założono są na krańcach rozpatrywanego odcinka odizolowane.

Będziemy mogli dla tego poszczególnego wypadku napisać:

$$\hat{U}^m = \hat{I}^p \hat{K}_{pm}. \quad (14)$$

Porównując wzory (12) i (14) stwierdzimy, że współczynniki proporcjonalności typu $\hat{K}_{pm}$ są równoznaczne z przyjętymi opornościami typu $\hat{Z}_{pm}$. Są to zatem wielkości, charakteryzujące pole upływnościowe pomiędzy wszystkimi fazami i układem odniesienia.

W szczególnym przypadku idealnej linii trójfazowej otrzymamy następujące upływności zastępcze:

$$\begin{aligned} \hat{Y}^0 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{st}} \\ \hat{Y}^1 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{a} \hat{Z}_{sr} + \hat{a}^2 \hat{Z}_{st}} \\ \hat{Y}^2 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{a}^2 \hat{Z}_{sr} + \hat{a} \hat{Z}_{st}} \end{aligned}$$

W analogiczny sposób dla układu czterofazowego będzie:

$$\begin{aligned}\hat{Y}^0 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{tr} + \hat{Z}_{ur}} \\ \hat{Y}^1 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{\alpha} \hat{Z}_{sr} + \hat{\alpha}^2 \hat{Z}_{tr} + \hat{\alpha}^3 \hat{Z}_{ur}} \\ \hat{Y}^2 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{\alpha}^2 \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{tr} + \hat{\alpha}^2 \hat{Z}_{ur}} \\ \hat{Y}^3 &= \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{\alpha}^3 \hat{Z}_{sr} + \hat{\alpha}^2 \hat{Z}_{tr} + \hat{\alpha} \hat{Z}_{ur}}\end{aligned}$$

7. Sprężenia międzyliniowe względem składowych symetrycznych.

A. Sprężenia indukcyjne.

Założmy dwie linie wielofazowe znamienne tem, że w żadnej z faz tych linii nie następują żadne odgałęzienia prądu (zgodnie z założeniem pg. paragr. 5). Dwa odcinki tych linii są ze sobą sprzęgnięte indukcyjnie. Odcinki te są składowymi tej samej sieci idealnej.

Oznaczmy jak poprzednio sprężenia między fazą a linii 2 a fazami linii 1, w sposób następujący:

faza sprzężona linii 2	a			
„ sprzęgająca „ 1	a	b	$c \dots n$	
sprężenie	$\hat{Z}_{aa}$	$\hat{Z}_{ba}$	$\hat{Z}_{ca} \dots \hat{Z}_{na}$	

Wówczas dla fazy a linii 2 możemy napisać:

$$\hat{U}_2^a = \hat{I}_1^a \hat{Z}_{aa} + \hat{I}_1^b \hat{Z}_{ba} + \dots + \hat{I}_1^n \hat{Z}_{na}. \quad (15)$$

Rozkładając te wielkości na składowe symetryczne, otrzymamy dla składowych rzędu k :

$$\hat{U}_2^{ka} = \hat{I}_1^{ka} [\hat{Z}_{aa} + \hat{\alpha}^k \hat{Z}_{ba} + \hat{\alpha}^{2k} \hat{Z}_{ca} + \dots + \hat{\alpha}^{[n-1]k} \hat{Z}_{na}]. \quad (16)$$

Oznaczając przez $\hat{Z}^k$ sprężenia dla składowych rzędu k pomiędzy linią 2 i 1 otrzymamy:

$$\hat{Z}_{12}^k = \hat{Z}_{aa} + \hat{\alpha}^k \hat{Z}_{ba} + \hat{\alpha}^{2k} \hat{Z}_{ca} + \dots + \hat{\alpha}^{[n-1]k} \hat{Z}_{na}, \quad (17)$$

oraz dla spadku napięcia spowodowanego sprzężeniem rozważanem:

$$\hat{U}_2^k = \hat{I}_1^k \hat{Z}_{12}^k. \quad (18)$$

gdzie:

$$\hat{Y}_{10}^k = [1 - \hat{\alpha}^k] \hat{Y}_{ab} + [1 - \hat{\alpha}^{2k}] \hat{Y}_{ac} + \dots + [1 - \hat{\alpha}^{[n-1]k}] \hat{Y}_{an}, \quad (22)$$

zaś:

$$\hat{Y}_{12}^k = \hat{Y}_{aa} + \hat{\alpha}^k \hat{Y}_{ab} + \dots + \hat{\alpha}^{[n-1]k} \hat{Y}_{an}. \quad (23)$$

Równania (21 — 23) są ważne, ze względu na symetrię fazową sieci, w odniesieniu do fazy dowolnej. Równanie (21) pozwala nam stwierdzić, że sprzężenie międzyliniowe można w przypadku składowych symetrycznych traktować jako pewną upływność załączoną pomiędzy linie sprzężone, oraz jako dodatkową upływność pomiędzy rozpatrywaną linią a układem odniesienia.

W szczególnym przypadku, gdy upływności $\hat{Y}_{aa}$, $\hat{Y}_{ab}$, $\hat{Y}_{ac}$ są sobie równe, wówczas zachodzą następujące zależności:

Dla składowej rzędu zero:

$$\hat{Y}_{10}^0 = 0; \quad \hat{Y}_{12}^0 = n \hat{Y}_{aa}.$$

Dla składowych innych rzędów:

$$\hat{Y}_{10}^k = n \hat{Y}_{aa}; \quad \hat{Y}_{12}^k = 0.$$

W przypadku tym sprzężenie międzyliniowe zachodzi jedynie dla składowej jednokierunkowej rzędu zero.

8. Schemat zastępczy idealnej sieci wielofazowej względem składowych symetrycznych.

Opierając się na wywodach paragr. 5 — 7, możemy stwierdzić, że idealna linia wielofazowa względem składowych symetrycznych prądów i napięć posiada własności analogiczne jak linia jednofazowa w stosunku do napięć i prądów w niej występujących. Ponieważ promienie sieci wielofazowej idealnej tworzą zawsze układy odpowiadające odcinkom idealnych linii wielofazowych, przeto wynika z tego, że w stosunku do składowych symetrycznych napięć i prądów sieć wielofazową można traktować jako sieć jednofazową, ukształtowaną w stosunku do niej w sposób analogiczny. Własności elektryczne promieni takiej zastępczej sieci jednofazowej mogą zostać z łatwością wyznaczone na zasadzie wyprowadzonych równań (10, 13, 17, 22 i 23).

W ogólnym przypadku, dla układu n -fazowego, sieć wielofazowa da się zastąpić n różnymi sieciami jednofazowymi, z których każda będzie

odpowiadała innemu rzędowi składowych symetrycznych. Wszystkie te sieci zastępcze będą posiadały analogiczny układ węzłów i promieni i będą się między sobą różniły jedynie własnościami elektrycznymi.

Sieć zastępczą jednofazową możemy skolei, stosownie do paragr. 2, zastąpić schematem zastępczym, składającym się z czystych oporności pozornych i ewentualnych skupionych sił elektromotorycznych. W ostatecznym zatem rezultacie wielofazowa sieć idealna będzie przetransfigurowana na szereg jednofazowych schematów zastępczych, zasilanych składowymi symetrycznymi niesymetrycznymi sił elektromotorycznych sieci wielofazowej.

W przypadku sieci trójfazowej, otrzymamy trzy schematy zastępcze jednofazowe: jednokierunkowy odpowiadający składowym jednokierunkowym, prawoskrętny odpowiadający składowym prawoskrętnym i lewoskrętny, odpowiadający lewoskrętnym składowym symetrycznym napięć i prądów. Dla sieci czterofazowej otrzymamy analogicznie schemat: jednokierunkowy, lewoskrętny, dwukierunkowy i prawoskrętny.

9. Rozwiązywanie wielofazowych sieci idealnych obciążonych niesymetrycznie, metodą składowych symetrycznych.

W paragr. 3 rozważaliśmy w sposób zupełnie ogólny rozwiązywanie sieci elektrycznych. Oczywiście podana tam droga postępowania byłaby słuszną i w przypadku wielofazowych sieci o niesymetrycznych rozpyłach prądów i rozkładach napięć, prowadzi ona jednak do konieczności zbudowania bardzo skomplikowanego schematu zastępczego, uwzględniającego nie tylko wszystkie fazy sieci, ale również i sprzężenia międzyfazowe, oraz zmusza do uwzględniania wszystkich faz sił elektromotorycznych sieci. Rozwiązanie tą metodą sieci nastrocza poważne trudności w postaci żmudnego i skomplikowanego obliczenia.

Opierając się na rozważaniach paragr. 8, możemy rozwiązanie elektryczne sieci wielofazowej skutecznie znacznie łatwiej. Kolejność czynności będzie następująca:

a) Zastępujemy sieć n -fazową n sieciami jednofazowymi, odpowiadającymi n składowym symetrycznym różnym rzędów.

b) Dla otrzymanych w punkcie a) sieci, budujemy odpowiednio n jednofazowych schematów zastępczych.

c) Schematom otrzymanym w punkcie b), podporządkowujemy składowe symetryczne odpowiednich rzędów sił elektromotorycznych sieci; wybieramy przytem jedną określoną fazę tych składowych symetrycznych.

d) W każdym ze schematów jednofazowych uwzględniamy pokolei tylko jedną z występujących w niej sił elektromotorycznych i obliczamy kolejno wytworzone przez nie rozkłady prądów.

e) Dla każdego z schematów zastępczych jednofazowych sumujemy otrzymane w punkcie d) rozkłady prądów i rozkłady napięć.

f) Otrzymane w punkcie e) wypadkowe rozkłady prądów i rozkłady napięć traktujemy jako przynależne do określonej w punkcie c) fazy składowych symetrycznych, z których wyznaczamy napięcia i prądy w poszczególnych fazach. Odpowiadają one rzeczywiście istniejącym w sieci wielofazowej prądom i napięciom.

Postępując w sposób podany powyżej, rozbijamy całe zagadnienie różnych stanów elektrycznych sieci wielofazowej na n zagadnień prostych, dotyczących czysto opornościowych układów jednofazowych.

Wyznaczenie schematów zastępczych jest zależne tylko od własności elektrycznych elementów sieci i raz wykonane służy potem do rozwiązywania sieci wielofazowej dla dowolnych niezależnych sił elektromotorycznych wewnętrznych, względnie przy dowolnych napięciach zasilających.

Omawiana metoda daje wielkie korzyści dzięki temu, że zjawiska powodowane przez składowe symetryczne jednego rzędu są zupełnie niezależne od zjawisk wywołanych przez składowe symetryczne prądów i napięć innych rzędów. Reguła ta obowiązuje jednak tylko wówczas, gdy sieć wielofazowa spełnia ściśle warunek symetrii fazowej.

W razie gdy symetria ta zostaje naruszona, znikają korzyści stosowania do rozwiązywania sieci metody składowych symetrycznych.

10. Zwarcia w sieciach elektrycznych.

Zwarcie pomiędzy pewnymi punktami sieci elektrycznej nazwiemy połączeniem pomiędzy te punkty pewnych dodatkowych oporności pozornych nie istniejących w sieci w warunkach normalnych. Rozróżniamy zwarcia zupełne, tak zwane krótkie zwarcia, gdy oporności te są równe zeru, oraz zwarcia niezupełne, gdy oporności te posiadają pewną określoną wartość. Oporności te będziemy nazywali opornościami zwarcia.

W sieciach wielofazowych będziemy rozpatrywali w dalszym ciągu zwarcia międzyfazowe, gdy żaden z punktów zwarcia nie znajduje się na układzie odniesienia, zwarcia ziemne, gdy jeden z punktów zwarcia znajduje się na układzie odniesienia, zwarcia wielofazowe, gdy punkty zwarcia znajdują się na wielu fazach i zwarcia jednofazowe, gdy wszystkie punkty zwarcia znajdują się na jednej i tej samej fazie.

Prądy, przepływające w wyniku zwarcia przez oporności zwarciove, nazwiemy prądami zwarcia. Napięcie, które się ustali pomiędzy punktami zwarcia, nazwiemy odpowiednio napięciem zwarcia.

Przy dalszem rozpatrywaniu zwarć w sieciach elektrycznych idealnych nie będziemy w niczem ograniczali charakteru samej oporności zwarcia. Oporność ta będzie mogła być zatem pewną funkcją prądu względnie napięcia zwarciovego. Samo się przez się rozumie, że nie będziemy do zwarć stosowali warunku symetrii fazowej. Jeden tylko warunek sieci idealnej zachowa tu swą ważność, a mianowicie założymy, że przebiegi prądów i napięć zwarcia będą sinusoidalne o normalnej częstotliwości sieci.

11. Wyznaczenie stanu zwarciovego w sieciach idealnych.

Rozróżniać będziemy następujące stany sieci:

- a) stan normalny, istniejący przed zwarcie,
- b) stan zwarciovy, istniejący podczas zwarcia,
- c) stan uzupełniający, fikcyjny, który otrzymamy po odjęciu od prądów i napięć stanu zwarciovego prądów i napięć stanu normalnego.

Możemy zatem symbolicznie powiedzieć, że stan zwarciovy sieci jest wypadkową stanu normalnego i uzupełniającego.

Ponieważ rozprawy prądów i rozkłady napięć w stanach normalnym i zwarciowym powiązane są wzajemnie prawami Ohm'a i Kirhhoff'a, przeto różnica tych dwu stanów, a mianowicie rozprawy prądów i rozkład napięć w stanie uzupełniającym muszą, w razie sieci idealnej, również tym prawom odpowiadać.

Jak z powyższego wynika, wyznaczenie stanu zwarcia sieci idealnej sprowadza się do wyznaczenia stanu normalnego i stanu uzupełniającego. Rozwiązanie sieci w stanie normalnym wyłuszczone zostało w poprzednich paragraf., skolei zajmujemy się teraz stanem uzupełniającym.

Założmy zwarcie dowolne pomiędzy dwoma punktami sieci idealnej. Przed zwarcie pomiędzy temi punktami panowało napięcie normalne $\hat{U}_n$, po zwarcie napięcie zwarcia $\hat{U}_z$ i prąd zwarcia $\hat{I}_z$. Zakładamy, że oporność zwarcia $\hat{Z}_z$ jest znana.

Dla prądu i napięcia zwarcia znajdzie zależność:

$$\hat{U}_z = \hat{I}_z \hat{Z}_z. \quad (24)$$

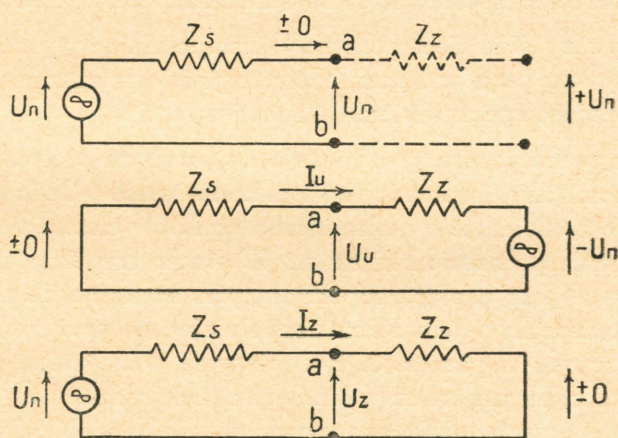
W myśl określenia stanu uzupełniającego sieci, otrzymamy napięcie i prąd uzupełniający pomiędzy punktami zwarcia:

$$\begin{aligned} \hat{U}_u &= \hat{U}_z - \hat{U}_n \\ \hat{I}_u &= \hat{I}_z. \end{aligned} \quad (25)$$

Dla stanu uzupełniającego musimy wszystkie niezależne siły elektromotoryczne sieci i napięcia, zasilające sieć w stanie normalnym, przyrównać do zera. Wynika to z tego, że ze względu na ich niezależność od prądów sieci pozostaną one bez zmiany przy przejściu sieci ze stanu normalnego do zwarcia; tem samem różnica tych sił elektromotorycznych i napięć przy stanach zwarcia i normalnym, odpowiadająca stanowi uzupełniającemu, musi się zawsze sprowadzić do zera.

W stanie uzupełniającym sieć będzie zatem zasilana jedynie napięciem uzupełniającem przyłożonem pomiędzy punktami zwarcia, oraz prądem uzupełniającem tam przepływającym. Stan ten sieci dozwoli na rozwiązanie jej w normalny sposób, przyczem wszystkie prądy i napięcia zostaną w sieci wyznaczone proporcjonalnie do napięcia uzupełniającego. Tej proporcjonalności będzie odpowiadał również prąd pobierany przez sieć w punktach zwarcia, z czego wynika bezpośrednio, że w stosunku do napięcia uzupełniającego sieć przedstawi pewną oporność pozorną idealną, którą będziemy mogli oznaczyć jako $\hat{Z}_s$.

W stosunku do zjawisk, jakie będą zachodzić pomiędzy punktami zwarcia, możemy podać zatem schematy zastępcze sieci podług rys. 8.



Rys. 8.

W stanie normalnym sieć o oporności $\hat{Z}_s$ jest zasilana siłą elektromotoryczną równą $\hat{U}_n$, zaś punkty zwarcia a i b rozwarne i napięcie pomiędzy nimi panujące $\hat{U}_n$. W stanie uzupełniającym siła elektromotoryczna sieci jest sprowadzona do zera i sieć o tej samej oczywiście oporności $\hat{Z}_s$ jest zasilana napięciem zasilającym $\hat{U}_u$; przez punkty a i b wpływa i wypływa z sieci prąd uzupełniający (równy prądowi zwarcia), który jednocześnie

przepływać musi przez oporność zwarcia $\hat{Z}_z$ i może zgodnie z równaniem (24 i 25) być przypisany sile elektromotorycznej — $\hat{U}_n$.

Na zasadzie powyższego rozumowania, będziemy mogli od razu wyznaczyć niewiadome napięcie uzupełniające $\hat{U}_u$:

$$\hat{U}_u = -\hat{U}_n \frac{\hat{Z}_s}{\hat{Z}_s + \hat{Z}_z}, \quad (26)$$

oraz prąd $\hat{I}_u$:

$$\hat{I}_u = \hat{I}_z = \hat{U}_n \frac{1}{\hat{Z}_s + \hat{Z}_z} = -\hat{U}_u \frac{1}{\hat{Z}_s}. \quad (27)$$

Nie należy zapominać, że co do charakteru oporności $\hat{Z}_z$ nie poczyniliśmy żadnych założeń i że w przypadku ogólnym może być ona funkcją prądu $\hat{I}_z$. Powyższe trzeba mieć na uwadze przy rozwiązywaniu równania (27), skąd wyznaczysz wartość $\hat{Z}_z$ można już z równania (26) mechanicznie obliczyć napięcie uzupełniające $\hat{U}_u$ i w dalszym ciągu rozwiązać, w podany poprzednio sposób, sieć dla stanu uzupełniającego.

Wyznaczysz stan sieci normalny i uzupełniający, przez wektorowe dodanie rozptyłów prądów i rozkładów napięć, otrzymamy w sieci przebiegi odpowiadające rzeczywistemu stanowi zwarcia.

Rozpatrzony dotychczas przypadek dotyczył najprostszego zwarcia, istniejącego pomiędzy dwoma tylko punktami sieci. Jeśli zwarcie jest skomplikowane i obejmuje większą liczbę punktów sieci, to mimo to metoda postępowania pozostaje bez zmian. W stanie uzupełniającym wystąpi wówczas większa ilość napięć uzupełniających, zasilających sieć rozpatrywaną. Dla rozwiązania zatem stanu uzupełniającego postąpimy tak jak to zostało wyłuszczone w paragraf. 3. Rozpatrzmy szereg stanów uzupełniających pomocniczych, przyczem w każdym z nich będzie uwzględnione tylko jedno z napięć uzupełniających; po nałożeniu na siebie dadzą one całkowity pełny stan uzupełniający rozpatrywanej sieci. Możemy tu napotkać na pewną trudność w razie, gdy będziemy mieli do czynienia z większą ilością oporności zwarć $\hat{Z}_z$ zależnych od prądów. W przypadku tym (bardzo rzadko spotykanym w praktyce) będziemy musieli stosować metodę kolejnych przybliżeń przy ustalaniu oporności zwarć.

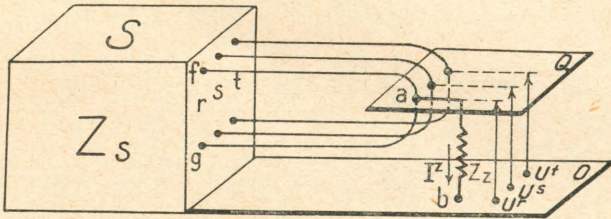
W przypadku sieci wielofazowych, przy wyznaczaniu stanu uzupełniającego, zastosujemy metodę składowych symetrycznych. Otrzymane napięcia uzupełniające rozłożymy na składowe symetryczne i rozwiążemy sieć w stanie uzupełniającym w sposób podany w paragraf. 9.

12. Obliczenie prądów zwarcia w sieciach idealnych trójfazowych.

Opierając się na metodzie składowych symetrycznych, wyprowadzimy poniżej podstawowe zależności dla stanów zwarciovych najczęściej występujących w sieciach trójfazowych. Rozpatrzmy kolejno spotykane wypadki zwarc i przeprowadzimy ich dyskusję.

A. Zwarcie ziemne jednofazowe.

Dowolna idealna sieć trójfazowa przedstawiona jest schematycznie w postaci sześciianu S (rys. 9).



Rys. 9.

Rozpatrujemy pewien promień tej sieci fag , składającej się z trzech faz r, s, t . Pomiedzy punktami a_r leżącym na fazie r i punktem b leżącym na układzie odniesienia O następuje zwarcie o oporności $\hat{Z}_z$. W stanie normalnym w przekroju sieci Q , przechodzącym przez punkty a_r, a_s i a_t , panują normalne napięcia symetryczne $\hat{U}_n^1$. Sieć S w odniesieniu do tego przekroju Q przedstawia oporności $\hat{Z}_s^0, \hat{Z}_s^1$, i $\hat{Z}_s^2$. Zadaniem naszym będzie wyznaczenie nieznanych warunków zwarciovych w rozpatrywanym przekroju, a więc napięć $\hat{U}_z^r, \hat{U}_z^s$ i $\hat{U}_z^t$ oraz prądu $\hat{I}_z^r$. Prądy zwarciove $\hat{I}_z^s$ i $\hat{I}_z^t$ jak to wynika z założenia będą równe zeru.

Rozkładając stan zwarciovy na składowe symetryczne, możemy napisać:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^{0r} &= \frac{1}{3} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t] \\ \hat{U}_z^{1r} &= \frac{1}{3} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}] \\ \hat{U}_z^{2r} &= \frac{1}{3} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha} + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}^2].\end{aligned}\tag{28}$$

Otrzymamy zatem składowe układu uzupełniającego:

$$\begin{aligned}\hat{U}_u^0 = \hat{U}_z^0 &= \frac{1}{3} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t] \\ \hat{U}_u^1 = \hat{U}_z^1 - \hat{U}_n^1 &= \frac{1}{3} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}] - \hat{U}_n^r \\ \hat{U}_u^2 = \hat{U}_z^2 &= \frac{1}{3} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha} + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}^2].\end{aligned}\quad (29)$$

Z otrzymanych napięć uzupełniających możemy, przyjmując zasadniczy kierunek prądów i napięć podług oznaczeń rys. 8, wyznaczyć odpowiednie prądy:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^0 = \hat{I}_u^0 &= -\frac{1}{3\hat{Z}_s} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t] \\ \hat{I}_z^1 = \hat{I}_u^1 &= -\frac{1}{3\hat{Z}_s} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}] + \frac{1}{\hat{Z}_s^1} \hat{U}_n^r \\ \hat{I}_z^2 = \hat{I}_u^2 &= -\frac{1}{3\hat{Z}_s^2} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha} + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}^2].\end{aligned}\quad (30)$$

Z drugiej strony wiemy jednak, że prądy te muszą spełnić zależności:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^r &= \frac{1}{\hat{Z}_z} \hat{U}_z^r \\ \hat{I}_z^s &= \hat{I}_z^t = 0.\end{aligned}\quad (31)$$

Rozkładając ostatnie zależności na składowe symetryczne, otrzymamy:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^0 &= \frac{1}{3\hat{Z}_z} \hat{U}_z^r \\ \hat{I}_z^1 &= \frac{1}{3\hat{Z}_z} \hat{U}_z^r \\ \hat{I}_z^2 &= \frac{1}{3\hat{Z}_z} \hat{U}_z^r.\end{aligned}\quad (32)$$

Zestawiając z sobą i rozwiązując równania (30) i (32), będziemy mieli:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^r &= \frac{3\hat{U}_n^r \hat{Z}_z}{3\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^s &= j \hat{U}_n^r \sqrt{3} \hat{\alpha}^2 \frac{\hat{Z}_z(\hat{\alpha} - 1) - \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^2 \hat{\alpha}}{3\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^t &= j \hat{U}_n^r \sqrt{3} \frac{\hat{Z}_z(\hat{\alpha} - 1) + \hat{Z}_s^0 \hat{\alpha} - \hat{Z}_s^2}{3\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}\end{aligned}\quad (33)$$

oraz:

$$\hat{I}_z^r = \frac{3 \hat{U}_n^r}{3 \hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \quad (34)$$

Znając charakter oporności $\hat{Z}_z$ w funkcji prądu $\hat{I}_z$, możemy ją na zasadzie ostatniej zależności wyznaczyć. Podstawiając tę wartość do równań (33) otrzymamy rzeczywiście napięcia zwarcia.

Odejmując od siebie fazowe napięcia zwarcia, możemy określić zwarcia napięcia międzyfazowe. Kolejność podwójnych indeksów fazowych umieszczonych przy wielkościach międzyfazowych będzie oznaczała, że za napięcie odniesienia przyjmuje się napięcie fazy odpowiadającej pierwszemu z indeksów, wielkość zaś dana będzie wyrażała napięcie fazy odpowiadającej drugiemu indeksowi. Otrzymamy zatem:

$$\begin{aligned} \hat{U}_z^{st} &= -j\sqrt{3} \hat{U}_n^r \left[1 - \frac{\hat{Z}_s^1 - \hat{Z}_s^2}{3 \hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \right] \\ \hat{U}_z^{rs} &= -j\sqrt{3} \hat{\alpha}^2 \hat{U}_n^r \left[1 - \frac{\hat{Z}_s^1 - \hat{Z}_s^2 \hat{\alpha}^2}{3 \hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \right] \\ \hat{U}_z^{rt} &= +j\sqrt{3} \hat{\alpha} \hat{U}_n^r \left[1 - \frac{\hat{Z}_s^1 - \hat{Z}_s^2 \hat{\alpha}}{3 \hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Wyprowadzone zależności (33), (34) i (35) wyznaczają w zupełności wszystkie zjawiska prądowe i napięciowe zachodzące w przekroju zwarcia.

Rozpatrzmy teraz niektóre przypadki szczególne:

1. Sieć w stanie normalnym jest doskonale izolowana od układu odniesienia, czyli jej oporność $\hat{Z}_s^0$ równa jest nieskończoności. Wówczas:

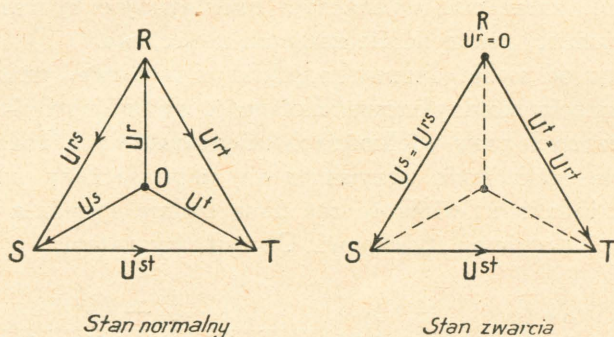
$$\begin{aligned} \hat{I}_z^r &= 0 \\ \hat{U}_z^r &= 0 \\ \hat{U}_z^s &= -j \hat{U}_n^r \sqrt{3} \hat{\alpha}^2 = \hat{U}_z^{rs} \\ \hat{U}_z^t &= +j \hat{U}_n^r \sqrt{3} \hat{\alpha} = \hat{U}_z^{rt} \\ \hat{U}_z^{st} &= -j \hat{U}_n^r \sqrt{3}. \end{aligned}$$

Układ napięć w tym szczególnym przypadku przedstawia rys. 10.

Jak z niego wynika napięcia międzyprzewodowe w przekroju zwarcia nie uległy zmianie w stosunku do stanu normalnego. Napięcie fazy uszkodzonej zrównało się z napięciem układu odniesienia (zerowem), czyli innymi słowy trójkąt napięć międzyprzewodowych przesunął się w stosun-

ku do punktu odniesienia o wielkość, równą ujemnemu wektorowi napięcia pierwotnego fazy uszkodzonej.

Z racji omawianego przypadku szczególnego nie nastąpiły żadne zmiany w rozptywach prądu, istniejących w stanie normalnym.



Rys. 10.

2. Oporność zwarcia jest równa zero, czyli mamy do czynienia ze zwarcie zupełne. Otrzymamy wówczas następujące zależności:

$$\hat{I}_z^r = \frac{3 \hat{U}_n^r}{\hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}$$

$$\begin{cases} \hat{U}_z^r = 0 \\ \hat{U}_z^s = +j\sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^t = +j\sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 - \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \end{cases}$$

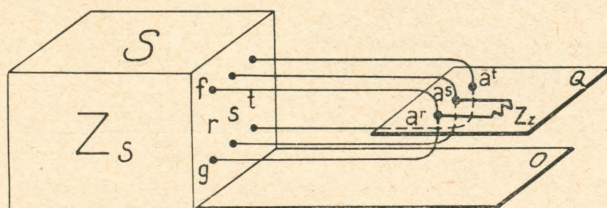
$$\begin{cases} \hat{U}_z^{st} = -j\sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 + 2\hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{rs} = \hat{U}_z^s \\ \hat{U}_z^{rt} = \hat{U}_z^t \end{cases}$$

Jest to przypadek zachodzący nader często w praktyce.

B. Zwarcie dwufazowe.

Przedstawimy podobnie jak poprzednio pewną idealną sieć trójfazową w postaci sześciangu S (rys. 11).

Pomiędzy punktami a_r i a_s leżącymi w jednym przekroju Q danego promienia sieci następuje zwarcie o oporności pozornej $\hat{Z}_z$. Przyjmując



Rys. 11.

wszystkie oznaczenia podobnie jak poprzednio, otrzymamy następujące zależności zwarciove:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^r &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s] \\ \hat{I}_z^s &= -\hat{I}_z^r = \frac{1}{\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^s - \hat{U}_z^r] \\ \hat{I}_z^t &= 0.\end{aligned}\quad (36)$$

Wyznaczamy stąd składowe symetryczne prądów zwarciowych:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^0 &= \hat{I}_u^0 = 0 \\ \hat{I}_z^1 &= \hat{I}_u^1 = \frac{1}{3\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s] [1 - \hat{\alpha}^2] \\ \hat{I}_z^2 &= \hat{I}_u^2 = \frac{1}{3\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s] [1 - \hat{\alpha}].\end{aligned}\quad (37)$$

Zestawiając zależności (37) z wyprowadzonymi już poprzednio zależnościami (30) i rozwiązując otrzymany układ uzyskamy:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^r &= \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z - \hat{Z}_s^2 \hat{\alpha}^2}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^s &= \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z \hat{\alpha} - \hat{Z}_s^2 \hat{\alpha}^2}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^t &= \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z \hat{\alpha}^2 + 2\hat{Z}_s^2 \hat{\alpha}^2}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}\end{aligned}\quad (38)$$

oraz:

$$\hat{I}_z^r = -\hat{I}_z^s = j\sqrt{3}\hat{\alpha}^2 \frac{\hat{U}_n^r}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}.\quad (39)$$

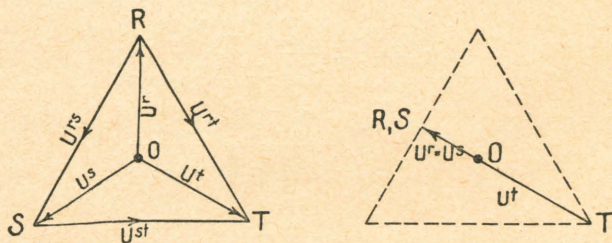
Wzory (38) pozwalają na bezpośrednie wyznaczenie napięć międzyfazowych:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^{sr} &= j\sqrt{3}\hat{\alpha}^2\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{rt} &= \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z[\hat{\alpha}^2 - 1] + 3\hat{Z}_s^2\hat{\alpha}^2}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{st} &= \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z[\hat{\alpha}^2 - \hat{\alpha}] + 3\hat{Z}_s^2\hat{\alpha}^2}{\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}.\end{aligned}\quad (40)$$

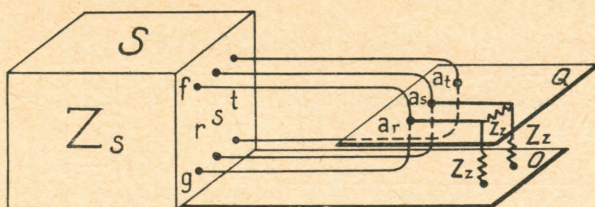
Wprowadzone powyżej zależności rozwiązują zagadnienie prądów i napięć zwarciovych w przekroju tegoż zwarcia. Poniżej rozpatrzmy szczególny przypadek, gdy mamy do czynienia ze zwarcie pełnym to znaczy, gdy oporność $\hat{Z}_z$ jest równa zero. Otrzymamy:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^r &= \hat{I}_z^s = j\hat{\alpha}^2\sqrt{3}\hat{U}_n^r \frac{1}{\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^r &= \hat{U}_z^s \hat{U}_n^r \frac{-\hat{\alpha}^2\hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^t &= \hat{U}_n^r \frac{2\hat{\alpha}^2\hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{sr} &= 0 \\ \hat{U}_z^{rt} &= \hat{U}_z^{st} = 3\hat{\alpha}^2\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}.\end{aligned}$$

W przypadku tym napięcia faz uszkodzonych są sobie równe. Rys. 12 przedstawia wykres napięć, jaki wówczas ma miejsce w założeniu, że oporności sieci $\hat{Z}_s^1$ i $\hat{Z}_s^2$ są sobie równe.



Rys. 12.



Rys. 13.

C. Zwarcie dwufazowe i ziemne.

Zakładamy, że pomiędzy punktami a_r i a_s leżącymi w jednym przekroju Q danego promienia sieci, a układem odniesienia następuje zwarcie, za pośrednictwem oporności zwarciovych $\hat{Z}_z$ równej wartości, załączonych w sposób podany na rys. 13.

Przyjmując poprzednie oznaczenia otrzymamy następujące zależności zwarciove:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^r &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [2\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s] \\ \hat{I}_z^s &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [2\hat{U}_z^s - \hat{U}_z^r] \\ \hat{I}_z^t &= 0.\end{aligned}\tag{41}$$

Wyznaczając składowe symetryczne prądów zwarciovych otrzymamy:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^0 &= \hat{I}_u^0 = \frac{1}{3\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s] \\ \hat{I}_z^1 &= \hat{I}_u^1 = \frac{1}{3\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r(2 - \hat{\alpha}^2) + \hat{U}_z^s(2\hat{\alpha}^2 - 1)] \\ \hat{I}_z^2 &= \hat{I}_u^2 = \frac{1}{3\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r(2 - \hat{\alpha}) + \hat{U}_z^s(2\hat{\alpha} - 1)].\end{aligned}\tag{42}$$

Zestawiając zależności (42) z wyprowadzonymi poprzednio zależnościami (30) i rozwiązując otrzymany układ uzyskamy:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^r &= j\sqrt{3}\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z[\hat{Z}_z(\hat{\alpha}^2 - \hat{\alpha}) + \hat{Z}_s^0\hat{\alpha}^2 + \hat{Z}_s^2(1 - 2\hat{\alpha})]}{3\hat{Z}_z\hat{Z}_z + 2\hat{Z}_z\hat{Z}_s^0 + 5\hat{Z}_z\hat{Z}_s^1 + 5\hat{Z}_z\hat{Z}_s^2 + 3\hat{Z}_s^0\hat{Z}_s^1 + 3\hat{Z}_s^0\hat{Z}_s^2 + 3\hat{Z}_s^1\hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^s &= j\sqrt{3}\hat{U}_n^s \frac{\hat{Z}_z[\hat{Z}_z(1 - \hat{\alpha}^2) - \hat{Z}_s^0\hat{\alpha}^2 + \hat{Z}_s^2(2 - \hat{\alpha})]}{3\hat{Z}_z\hat{Z}_z + 2\hat{Z}_z\hat{Z}_s^0 + 5\hat{Z}_z\hat{Z}_s^1 + 5\hat{Z}_z\hat{Z}_s^2 + 3\hat{Z}_s^0\hat{Z}_s^1 + 3\hat{Z}_s^0\hat{Z}_s^2 + 3\hat{Z}_s^1\hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^t &= \alpha^2 3\hat{U}_n^t \frac{[\hat{Z}_z + 3\hat{Z}_s^2][\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0]}{3\hat{Z}_z\hat{Z}_z + 2\hat{Z}_z\hat{Z}_s^0 + 5\hat{Z}_z\hat{Z}_s^1 + 5\hat{Z}_z\hat{Z}_s^2 + 3\hat{Z}_s^0\hat{Z}_s^1 + 3\hat{Z}_s^0\hat{Z}_s^2 + 3\hat{Z}_s^1\hat{Z}_s^2}\end{aligned}\tag{43}$$

oraz:

$$\begin{aligned} \hat{I}_z^r &= -j \hat{\alpha} \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z [1 - 4 \hat{\alpha}] - 3 \hat{Z}_s^0 \hat{\alpha} + 3 \hat{Z}_s^2}{3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z + 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^1 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \\ \hat{I}_z^s &= -j \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z [1 - 4 \hat{\alpha}^2] + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{\alpha}^2 - 3 \hat{Z}_s^2}{3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z + 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^1 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \end{aligned} \quad (44)$$

Ze wzorów (43) wyznaczmy z łatwością napięcia międzyfazowe zwarciowe:

$$\begin{aligned} \hat{U}_z^{sr} &= j \hat{\alpha}^2 \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z [3 \hat{Z}_z + 2 \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^2]}{3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z + 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^1 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{rt} &= j \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z \hat{\alpha} + 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 \hat{\alpha} + \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 (5 \hat{\alpha} - 4) + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 (\hat{\alpha} - 1)}{3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z + 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^1 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{st} &= j \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{-3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z - 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 (4 \hat{\alpha} - 5) + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 (\hat{\alpha} - 1)}{3 \hat{Z}_z \hat{Z}_z + 2 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^0 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^1 + 5 \hat{Z}_z \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + 3 \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + 3 \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \end{aligned} \quad (45)$$

Rozpatrzmy niniejsze zwarcie w przypadku szczególnym, gdy oporności zwarciowe są równe zero, czyli gdy mamy do czynienia ze zwarcie zupełnym. Będzie wówczas:

$$\begin{aligned} \hat{I}_z^r &= +j \hat{\alpha} \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 \hat{\alpha} - \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \\ \hat{I}_z^s &= -j \sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 \hat{\alpha}^2 - \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^r &= \hat{U}_z^s = 0 \\ \hat{U}_z^t &= \hat{\alpha}^2 3 \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \\ \hat{U}_z^{sr} &= 0 \\ \hat{U}_z^{rt} &= \hat{U}_z^{st} = \hat{\alpha}^2 3 \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2} \end{aligned}$$

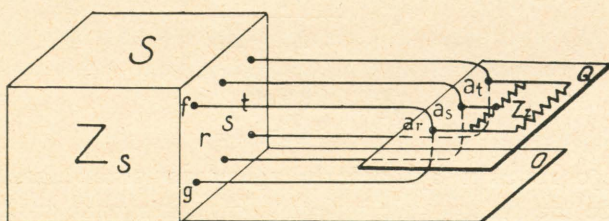
Jeśli nastąpi zwarcie zupełne w sieci izolowanej od układu odniesienia, to jest takiej, dla której $\hat{Z}_s^0$ jest nieskończenie wielkie, to wówczas

prądy i napięcia międzyfazowe będą tutaj analogiczne jak i w przypadku zwarcia dwufazowego zwykłego i nastąpi zgodność wzorów (39) i (44) oraz (40) i (45).

D. Zwarcie trójfazowe.

Zwarcie trójfazowe rozpatrzmy tutaj tylko dla przypadku, gdy wszystkie oporności zwarcia pomiędzy trzema fazami są sobie równe. Wówczas zwarcie będzie miało charakter symetryczny i nie wprowadzi do sieci zasilanej siłami elektromotorycznymi symetrycznymi — asymetrycznych rozplywów prądowych.

Oznaczając podobnie jak poprzednio otrzymamy trzy punkty zwarcia leżące w jednym przekroju Q , a_r , a_s , a_t , pomiędzy którymi będą istniały oporności zwarcia $\hat{Z}_z$ (rys. 14).



Rys. 14.

Otrzymamy następujące zależności zwarciove:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^r &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [2\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s - \hat{U}_z^t] \\ \hat{I}_z^s &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [2\hat{U}_z^s - \hat{U}_z^r - \hat{U}_z^t] \\ \hat{I}_z^t &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [2\hat{U}_z^t - \hat{U}_z^s - \hat{U}_z^r].\end{aligned}\tag{46}$$

Rozłożywszy na składowe symetryczne otrzymamy:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^0 &= 0 \\ \hat{I}_z^1 &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}] \\ \hat{I}_z^2 &= \frac{1}{\hat{Z}_z} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s \hat{\alpha} + \hat{U}_z^t \hat{\alpha}^2].\end{aligned}\tag{47}$$

Zestawiając zależności (46) i (47) otrzymamy:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^r &= \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z} \\ \hat{U}_z^s &= \hat{U}_n^r \hat{\alpha} \frac{\hat{Z}_z}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z} \\ \hat{U}_z^t &= \hat{U}_n^r \hat{\alpha}^2 \frac{\hat{Z}_z}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z}\end{aligned}\quad (48)$$

oraz:

$$\begin{aligned}\hat{I}_z^r &= \frac{3\hat{U}_n^r}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z} \\ \hat{I}_z^s &= \frac{3\hat{U}_n^r \hat{\alpha}}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z} \\ \hat{I}_z^t &= \frac{3\hat{U}_n^r \hat{\alpha}^2}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z}.\end{aligned}\quad (49)$$

Wynik tego rodzaju był zresztą zgóry do przewidzenia, gdyż rozważane zwarcie nie stanowi nic innego jak symetryczne trójkątowe obciążenie przekroju linii trójfazowej Q, które przekształca się z łatwością na obciążenie gwiazdowe o opornościach $\hat{Z}_z : 3$, z tego zaś ostatniego wynikają bezpośrednio zależności (48) i (49).

Napięcia międzyfazowe otrzymamy w tym przypadku następujące:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^{rs} &= -j\hat{\alpha}^2 \sqrt{3}\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z} \\ \hat{U}_z^{st} &= -j \sqrt{3}\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z} \\ \hat{U}_z^{tr} &= -j\hat{\alpha} \sqrt{3}\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z}{3\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_z}.\end{aligned}\quad (50)$$

Ze względu na symetrię uzyskanych w tym przypadku napięć zwarciovych fazowych, w symetrycznym zwarciu trójfazowym nie uzyskamy nigdy prądów zwarciovych o składowych symetrycznych rzędu innego aniżeli rząd symetrii wszystkich napięć i sił elektromotorycznych rozważanej sieci (przyjmując ciągle wstępne założenie, że sieć rozpatrywana posiada w stanie normalnym napięcia i siły elektromotoryczne symetryczne, określonego rzędu). Nawet wówczas, gdybyśmy wszystkie punkty fazowe zawar-

cia a_r , a_s i a_t połączyli równemi opornościami zwarciovemi z układem odniesienia, to i wówczas warunek ten pozostałby spełniony. Oczywiście wyprowadzone wzory (48 — 50) uzyskałyby inne wartości dla znajdujących się tam wyrazów $\hat{Z}_z$.

W przypadku szczególnym, gdy symetryczne zwarcie trójfazowe jest zwarciepełnym, otrzymujemy napięcia zwarciovie:

$$\hat{U}_z^r = \hat{U}_z^s = \hat{U}_z^t = 0$$

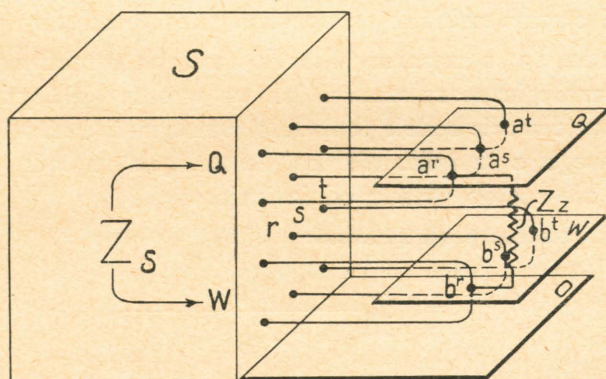
oraz prądy zwarcia:

$$\hat{I}_z^r = \hat{U}_z^r \frac{1}{\hat{Z}_s^1}; \quad \hat{I}_z^s = \hat{U}_z^s \frac{1}{\hat{Z}_s^1}; \quad \hat{I}_z^t = \hat{U}_z^t \frac{1}{\hat{Z}_s^1}.$$

Trójkąt napięć fazowych i międzyfazowych sprowadza się w tym szczególnym przypadku do punktu. Prądy przepływają pomiędzy poszczególnymi fazami nie odgałęziając się do układu odniesienia. W ostatnim przypadku jest całkiem bez wpływu na przebieg zjawisk, czy rozpatrywane zupełne zwarcie trójfazowe jest ziemne, czy też nie.

E. Zwarcie jednofazowe podłużne.

Jeśli w sieci nastąpi zwarcie pomiędzy dwoma punktami leżącymi na tej samej fazie wówczas zwarcie takie nazywać będziemy zwarciejednofazowym podłużnym.*)



Rys. 15.

Zwarcie powyższe przedstawiamy schematycznie na rys. 15 w sposób analogiczny jak w przypadkach poprzednich.

*) Zwarcie takie występuje w praktyce w postaci zwarcie międzyzwojowych tej samej fazy w transformatorach i maszynach elektrycznych.

Punkt zwarcia a_r niech znajduje się w przekroju Q sieci, podczas gdy drugi punkt zwarcia b_r będzie położony w przekroju W . Przyjmujemy między temi punktami oporność zwarcia $\hat{Z}_z$.

W stanie normalnym pomiędzy przekrojami Q i W będą istniały w każdej fazie spadki napięcia, które przyjmując jako odniesione do przekroju W , oznaczymy przez $\hat{U}_n$.

W stanie zwarcia ustalą się na tych fazach jakieś nowe spadki napięć, które oznaczymy odpowiednio przez $\hat{U}_z$.

Otrzymamy następujące warunki zwarcia:

$$\begin{aligned}\hat{I}_{zq}^r &= \hat{U}_z^r \frac{1}{\hat{Z}_z} \\ \hat{I}_{zq}^s &= \hat{I}_{zq}^t = 0,\end{aligned}\tag{51}$$

przyczem indeks q oznacza, że mamy na myśli prąd wypływający z przekroju Q .

Rozkładając na składowe symetryczne zależności (51), otrzymamy:

$$\hat{I}_{zq}^0 = \hat{I}_{zq}^1 = \hat{I}_{zq}^2 = \hat{U}_z^r \frac{1}{3\hat{Z}_z}.\tag{51-a}$$

Porównując wzór (51-a) z (32) wyprowadzonym dla jednofazowego zwarcia ziemnego widzimy, że zachodzą tu zależności analogiczne. Ponieważ z drugiej strony, zakładając oporność sieci pomiędzy przekrojem Q i W jako równą $\hat{Z}_s$, otrzymamy dla składowych symetrycznych prądów zwarcia analogiczne zależności jak we wzorze (30), przeto widzimy, że rozpatrywane zwarcie będzie posiadało rozwiązanie analogiczne do zwarcia jednofazowego, z tą tylko różnicą, że napięcia tu będą odniesione do przekroju W , nie zaś do układu odniesienia.

Otrzymamy zatem prąd zwarcia:

$$\hat{I}_{zq}^r = 3\hat{U}_n^r \frac{1}{3\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}.\tag{52}$$

F. Zwarcie dwuprzekrojowe ogólne.

Jeżeli w sieci nastąpi zwarcie tego rodzaju, że punkty zwarcia będą leżały w różnych przekrojach sieci Q i W , to wówczas w ogólnym przypadku stosować będziemy metodę następującą:

a) W przekroju Q i w przekroju W wyznaczmy składowe symetryczne napięć uzupełniających. Otrzymamy:

dla przekroju Q:

$$\hat{U}_{uq}^0 = \frac{1}{3} [\hat{U}_{zq}^r + \hat{U}_{zq}^s + \hat{U}_{zq}^t]$$

$$\hat{U}_{uq}^1 = \frac{1}{3} [\hat{U}_{zq}^r + \hat{U}_{zq}^s \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_{zq}^t \hat{\alpha}] - \hat{U}_{nq}^r$$

$$\hat{U}_{uq}^2 = \frac{1}{3} [\hat{U}_{zq}^r + \hat{U}_{zq}^s \hat{\alpha} + \hat{U}_{zq}^t \hat{\alpha}^2],$$

dla przekroju W:

(53)

$$\hat{U}_{uw}^0 = \frac{1}{3} [\hat{U}_{zw}^r + \hat{U}_{zw}^s + \hat{U}_{zw}^t]$$

$$\hat{U}_{uw}^1 = \frac{1}{3} [\hat{U}_{zw}^r + \hat{U}_{zw}^s \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_{zw}^t \hat{\alpha}] - \hat{U}_{nw}^r$$

$$\hat{U}_{uw}^2 = \frac{1}{3} [\hat{U}_{zw}^r + \hat{U}_{zw}^s \hat{\alpha} + \hat{U}_{zw}^t \hat{\alpha}^2],$$

przyczem indeksy q i w oznaczają przynależność napięć do danego przekroju.

b) Stan uzupełniający sieci rozwiążemy zakładając dwa stany pomocnicze. Pierwszy, gdy napięcia w przekroju W są sprowadzone do zera i istnieje tam zupełne zwarcie trójfazowe, sieć zaś jest zasilana napięciem uzupełniającym z przekroju Q; oraz drugi gdy naodwrot sprowadzamy napięcia przekroju Q do zera, zaś sieć jest zasilana napięciami uzupełniającymi przekroju W.

W każdym z tych stanów pomocniczych wystąpią prądy uzupełniające w obu przekrojach. Prądy te otrzymają indeksy przekrojów na następującej zasadzie:

$\hat{I}_{uqq}$ odpowiada prądowi uzupełniającemu w przekroju Q
wywołanemu napięciami uzupełniającymi przekroju Q.

$\hat{I}_{uqw}$ odpowiada prądowi uzupełniającemu w przekroju W
wywołanemu napięciami uzupełniającymi przekroju Q.

$\hat{I}_{uwq}$ odpowiada prądowi uzupełniającemu w przekroju Q
wywołanemu napięciami uzupełniającymi przekroju W.

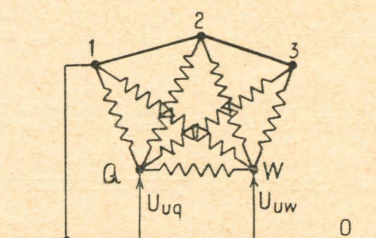
$\hat{I}_{uww}$ odpowiada prądowi uzupełniającemu w przekroju W
wywołanemu napięciami uzupełniającymi przekroju W.

Jako kierunek zasadniczy tych prądów przyjmiemy wpływ ich z sieci rozpatrywanej.

Prądy powyższe będą związane z napięciami uzupełniającymi za pośrednictwem oporności sieci, znakowanych indeksami przekrojów w spo-

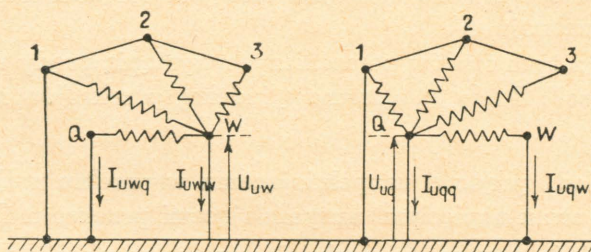
sób analogiczny. Będziemy zatem mieli do czynienia z opornością całej sieci w stosunku do przekroju Q przy zwartym przekroju W , będzie to $\hat{Z}_{sqq}$. Odwrotnie względem przekroju W otrzymamy oporność $\hat{Z}_{sww}$. Prądy w jednym przekroju w stosunku do napięć drugiego będą zależały od oporności $\hat{Z}_{sqw}$ i $\hat{Z}_{swq}$, które ze względu na zasadę wzajemności będą sobie równe.

Względem składowych symetrycznych sieć przedstawi się schematycznie w trakcie rozwiązywania stanu uzupełniającego podług rysunku 16. Jej schematy zastępcze dla stanów pomocniczych podaje rys. 17.



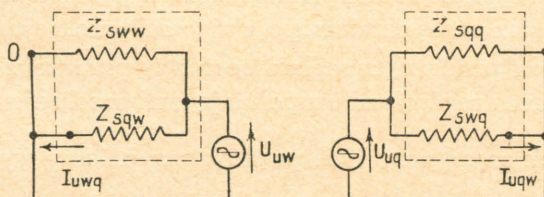
Stan uzupełniający

Rys. 16.



Stan pomocniczy I

Stan pomocniczy II



Rys. 17.

Otrzymamy zatem:

przy zasilaniu z przekroju Q:

$$\begin{aligned}\hat{I}_{uqq}^0 &= -\hat{U}_{uq}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sqq}^0}; & \hat{I}_{uqw}^0 &= +\hat{U}_{uq}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^0} \\ \hat{I}_{uqq}^1 &= -\hat{U}_{uq}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sqq}^1}; & \hat{I}_{uqw}^1 &= +\hat{U}_{uq}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^1} \\ \hat{I}_{uqq}^2 &= -\hat{U}_{uq}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sqq}^2}; & \hat{I}_{uqw}^2 &= +\hat{U}_{uq}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^2},\end{aligned}$$

przy zasilaniu z przekroju W:

(54)

$$\begin{aligned}\hat{I}_{uww}^0 &= -\hat{U}_{uw}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sww}^0}; & \hat{I}_{uww}^0 &= +\hat{U}_{uw}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{swq}^0} \\ \hat{I}_{uww}^1 &= -\hat{U}_{uw}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sww}^1}; & \hat{I}_{uww}^1 &= +\hat{U}_{uw}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{swq}^1} \\ \hat{I}_{uww}^2 &= -\hat{U}_{uw}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sww}^2}; & \hat{I}_{uww}^2 &= +\hat{U}_{uw}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{swq}^2}.\end{aligned}$$

Sumując prądy uzupełniające w odpowiednich fazach i przekrojach, otrzymamy całkowite prądy uzupełniające, równe prądom zwarciovym.

Będzie zatem:

$$\begin{aligned}\hat{I}_{zq}^0 &= \hat{I}_{uqq}^0 + \hat{I}_{uww}^0 \\ \hat{I}_{zq}^1 &= \hat{I}_{uqq}^1 + \hat{I}_{uww}^1 \\ \hat{I}_{zq}^2 &= \hat{I}_{uqq}^2 + \hat{I}_{uww}^2 \\ \hat{I}_{zw}^0 &= \hat{I}_{uqw}^0 + \hat{I}_{uqw}^0 \\ \hat{I}_{zw}^1 &= \hat{I}_{uqw}^1 + \hat{I}_{uqw}^1 \\ \hat{I}_{zw}^2 &= \hat{I}_{uqw}^2 + \hat{I}_{uqw}^2.\end{aligned}\tag{55}$$

c) Z warunków zwarcia określamy zależności pomiędzy prądami zwarcia i napięciami zwarcia. Rozkładamy wyznaczone w funkcji napięć zwarciovych prądy na składowe symetryczne i porównując otrzymane rezultaty z wzorami (55), przy jednoczesnym uwzględnieniu wzorów (53 i 54), otrzymujemy w ogólnym przypadku układ sześciu równań linowych z sześcioma napięciami fazowymi zwarciovymi w obu przekrojach jako niewiadomymi.

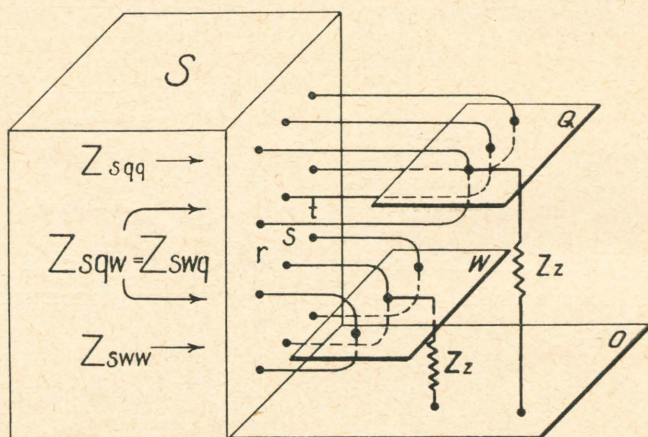
Rozwiązanie takiego układu jest w ogólnym przypadku mozolne i najlepiej je uskutecznić metodą wyznacznikową.

Znalazłszy zwarciove napięcia fazowe wyznaczamy z łatwością prądy zwarcia.

G. Zwarcie jednofazowe dwuprzekrojowe (tak zwane podwójne ziemne).

Zwarcie jednofazowe dwuprzekrojowe polega na tem, że w przekroju Q następuje zwarcie jednofazowe ziemne jednej fazy, zaś w przekroju W analogiczne zwarcie innej fazy. Obwód zwarcia zamyka się zatem pomiędzy uszkodzonymi fazami przez układ odniesienia.

Zakładamy, że zwarciu ulega faza r w przekroju Q i faza s w przekroju W. Oporność zwarcia każdej z faz określamy jako $\hat{Z}_z$ (rys. 18).



Rys. 18.

Z warunków zwarcia określamy:

dla przekroju Q:

$$\hat{I}_{zq}^s = \hat{I}_{zq}^t = 0$$

$$\hat{I}_{zq}^r = \hat{U}_{zq}^r \frac{1}{\hat{Z}_z}$$

czyli:

$$\hat{I}_{zq}^0 = \hat{I}_{zq}^1 = \hat{I}_{zq}^2 = \frac{1}{3\hat{Z}_z} \hat{U}_{zq}^r$$

i dla przekroju W:

$$\hat{I}_{zw}^r = \hat{I}_{zw}^s = 0 \quad (56)$$

czyli:

$$\hat{I}_{zw}^s = \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{\hat{Z}_z}$$

$$\hat{I}_{zw}^0 = \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{3\hat{Z}_z}$$

$$\hat{I}_{zw}^1 = \hat{\alpha}^2 \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{3\hat{Z}_z}$$

$$\hat{I}_{zw}^2 = \hat{\alpha} \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{3\hat{Z}_z}.$$

Zestawiamy teraz układ równań, wstawiając otrzymane z (56) wartości składowych symetrycznych prądów zwarciovych do równań (55), wprowadzonych w poprzednim paragr. dla wypadku ogólnego.

Otrzymamy:

$$\begin{aligned} -\hat{U}_{uq}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sqq}^0} + \hat{U}_{uw}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^0} &= \frac{1}{3} \hat{U}_{zq}^r \frac{1}{\hat{Z}_z} \\ + \hat{U}_{uq}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^0} - \hat{U}_{uw}^0 \frac{1}{\hat{Z}_{sww}^0} &= \frac{1}{3} \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{\hat{Z}_z} \\ -\hat{U}_{uq}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sqq}^1} + \hat{U}_{uw}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^1} &= \frac{1}{3} \hat{U}_{zq}^r \frac{1}{\hat{Z}_z} \\ + \hat{U}_{uq}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^1} - \hat{U}_{uw}^1 \frac{1}{\hat{Z}_{sww}^1} &= \frac{1}{3} \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{\hat{Z}_z} \hat{\alpha}^2 \\ -\hat{U}_{uq}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sqq}^2} + \hat{U}_{uw}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^2} &= \frac{1}{3} \hat{U}_{zq}^r \frac{1}{\hat{Z}_z} \\ + \hat{U}_{uq}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sqw}^2} - \hat{U}_{uw}^2 \frac{1}{\hat{Z}_{sww}^2} &= \frac{1}{3} \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{\hat{Z}_z} \hat{\alpha}. \end{aligned} \quad (57)$$

Zestawiając powyższe równania kolejno parami, będziemy mogli z nich wyznaczyć składowe symetryczne napięcie uzupełniających w funkcji napięć zwarcia $\hat{U}_{zq}^r$ i $\hat{U}_{zw}^s$

Otrzymamy:

$$\hat{U}_{uq}^0 = [\hat{a}_q^0 \hat{U}_{zq}^r + \hat{b}_q^0 \hat{U}_{zw}^s] \frac{1}{3\hat{Z}_z}$$

$$\hat{U}_{uw}^0 = [\hat{a}_w^0 \hat{U}_{zq}^r + \hat{b}_w^0 \hat{U}_{zw}^s] \frac{1}{3\hat{Z}_z}$$

$$\begin{aligned}
 \hat{U}_{uq}^1 &= [\hat{a}_q^1 \hat{U}_{zq}^r + \hat{b}_q^1 \hat{U}_{zw}^s] \frac{1}{3 \hat{Z}_z} \\
 \hat{U}_{uw}^1 &= [\hat{a}_w^1 \hat{U}_{zq}^r + \hat{b}_w^1 \hat{U}_{zw}^s] \frac{1}{3 \hat{Z}_z} \\
 \hat{U}_{uq}^2 &= [\hat{a}_q^2 \hat{U}_{zq}^r + \hat{b}_q^2 \hat{U}_{zw}^s] \frac{1}{3 \hat{Z}_z} \\
 \hat{U}_{uw}^2 &= [\hat{a}_w^2 \hat{U}_{zq}^r + \hat{b}_w^2 \hat{U}_{zw}^s] \frac{1}{3 \hat{Z}_z},
 \end{aligned} \tag{58}$$

gdzie przyjęto następujące oznaczenia:

$$\begin{aligned}
 \hat{a}_q^k &= -\frac{\hat{Z}_{qq}^k \hat{Z}_{qw}^k \hat{Z}_{qw}^k}{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qq}^k - \hat{Z}_{qw}^k \hat{Z}_{qw}^k} \\
 \hat{a}_w^k &= -\frac{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qq}^k \hat{Z}_{qw}^k}{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qq}^k - \hat{Z}_{qw}^k \hat{Z}_{qw}^k} \\
 \hat{b}_q^k &= \frac{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qq}^k \hat{Z}_{qw}^k}{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qq}^k - \hat{Z}_{qw}^k \hat{Z}_{qw}^k} \cdot \frac{1}{(\hat{\alpha})^k} \\
 \hat{b}_w^k &= \frac{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qw}^k \hat{Z}_{qw}^k}{\hat{Z}_{ww}^k \hat{Z}_{qq}^k - \hat{Z}_{qw}^k \hat{Z}_{qw}^k} \cdot \frac{1}{(\hat{\alpha})^k}
 \end{aligned}$$

dla $k = 0; 1; 2$.

Przekształcając równania (53) otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
 \hat{U}_{zq}^r &= \hat{U}_{uq}^0 + \hat{U}_{uq}^1 + \hat{U}_{uq}^2 + \hat{U}_{nq}^r \\
 \hat{U}_{zw}^s &= \hat{U}_{uw}^0 + \hat{U}_{uw}^1 \hat{\alpha} + \hat{U}_{uw}^2 \hat{\alpha}^2 + \hat{U}_{nw}^r \hat{\alpha}.
 \end{aligned} \tag{59}$$

Podstawiając w równania (59) wartości składowych symetrycznych napięć uzupełniających, wyznaczone we wzorach (58), otrzymamy:

$$\begin{aligned}
 \hat{U}_{zq}^r [3 \hat{Z}_z - \hat{a}_q^0 - \hat{a}_q^1 - \hat{a}_q^2] - \hat{U}_{zw}^s [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 + \hat{b}_q^2] &= 3 \hat{U}_{nq}^r \hat{Z}_z \\
 -\hat{U}_{zq}^r [\hat{\alpha}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{\alpha} + \hat{a}_w^2 \hat{\alpha}^2] + \hat{U}_{zw}^s [3 \hat{Z}_z - \hat{b}_w^0 - \hat{b}_w^1 \hat{\alpha} - \hat{b}_w^2 \hat{\alpha}^2] &= 3 \hat{U}_{nw}^r \hat{\alpha} \hat{Z}_z.
 \end{aligned} \tag{60}$$

Z tego układu dwóch równań z dwoma niewiadomymi wyznaczamy bezpośrednio napięcia zwarciove w fazach uszkodzonych:

$$\begin{aligned}
 \hat{U}_{zq}^r &= \frac{\hat{U}_{nq}^r [3 \hat{Z}_z - \hat{b}_w^0 - \hat{b}_w^1 \hat{\alpha} - \hat{b}_w^2 \hat{\alpha}^2] + \hat{U}_{nw}^r \hat{\alpha} [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 + \hat{b}_q^2]}{[3 \hat{Z}_z - \hat{a}_q^0 - \hat{a}_q^1 - \hat{a}_q^2] [3 \hat{Z}_z - \hat{b}_w^0 - \hat{b}_w^1 \hat{\alpha} - \hat{b}_w^2 \hat{\alpha}^2] - [\hat{a}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{\alpha} + \hat{a}_w^2 \hat{\alpha}^2] [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 + \hat{b}_q^2]} \cdot 3 \hat{Z}_z \\
 \hat{U}_{zw}^s &= \frac{\hat{U}_{nq}^r [\hat{a}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{\alpha} + \hat{a}_w^2 \hat{\alpha}^2] + \hat{U}_{nw}^r \hat{\alpha} [3 \hat{Z}_z - \hat{a}_q^0 - \hat{a}_q^1 - \hat{a}_q^2]}{[3 \hat{Z}_z - \hat{a}_q^0 - \hat{a}_q^1 - \hat{a}_q^2] [3 \hat{Z}_z - \hat{b}_w^0 - \hat{b}_w^1 \hat{\alpha} - \hat{b}_w^2 \hat{\alpha}^2] - [\hat{a}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{\alpha} + \hat{a}_w^2 \hat{\alpha}^2] [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 + \hat{b}_q^2]} \cdot 3 \hat{Z}_z.
 \end{aligned} \tag{61}$$

i dalej na zasadzie wzorów (56) prądy zwarcia:

$$\hat{I}_{zq}^r = \hat{U}_{zq}^r \frac{1}{\hat{Z}_z}$$

$$\hat{I}_{zw}^s = \hat{U}_{zw}^s \frac{1}{\hat{Z}_z}$$

W szczególnym przypadku, gdy mamy do czynienia ze zwarcie zupełnym to znaczy, gdy oporności zwarcia $\hat{Z}_z$ są równe zero, wówczas z wzoru (61) otrzymujemy bezpośrednio napięcia faz uszkodzonych równe zero, natomiast prąd zwarcia będzie:

$$\hat{I}_{zq}^r = 3 \frac{-\hat{U}_{nq}^r [\hat{b}_w^0 + \hat{b}_w^1 \hat{a} + \hat{b}_w^2 \hat{a}^2] + \hat{U}_{nw}^r [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 \hat{a} + \hat{b}_q^2 \hat{a}^2]}{[\hat{a}_q^0 + \hat{a}_q^1 \hat{a} + \hat{a}_q^2 \hat{a}^2] [\hat{b}_w^0 + \hat{b}_w^1 \hat{a} + \hat{b}_w^2 \hat{a}^2] - [\hat{a}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{a} + \hat{a}_w^2 \hat{a}^2] [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 \hat{a} + \hat{b}_q^2 \hat{a}^2]}$$

$$\hat{I}_{zw}^s = 3 \frac{+\hat{U}_{nq}^r [\hat{a}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{a} + \hat{a}_w^2 \hat{a}^2] - \hat{U}_{nw}^r [\hat{a}_q^0 + \hat{a}_q^1 \hat{a} + \hat{a}_q^2 \hat{a}^2]}{[\hat{a}_q^0 + \hat{a}_q^1 \hat{a} + \hat{a}_q^2 \hat{a}^2] [\hat{b}_w^0 + \hat{b}_w^1 \hat{a} + \hat{b}_w^2 \hat{a}^2] - [\hat{a}_w^0 + \hat{a}_w^1 \hat{a} + \hat{a}_w^2 \hat{a}^2] [\hat{b}_q^0 + \hat{b}_q^1 \hat{a} + \hat{b}_q^2 \hat{a}^2]}$$

W innym szczególnym przypadku gdy cała sieć jest odizolowana w stanie normalnym od układu odniesienia otrzymamy:

$$\hat{Z}_{ww}^0 = \hat{Z}_{qq}^0 = \hat{Z}_{qw}^0 = \hat{Z}^0 \quad \text{czyli} \quad \hat{a}_w^0 = \hat{a}_q^0 = \hat{b}_w^0 = \hat{b}_q^0 = \infty.$$

Z powyższego wynikałoby pozornie, w myśl wzoru (61), że napięcia faz uszkodzonych winny być równe zero. Tak jednak nie jest, gdyż dzieląc licznik i mianownik wyrażenia (61) przez $\hat{a}^0$ i przyrównując do zera wyrazy posiadające $\hat{a}^0$ w mianowniku, otrzymamy:

$$\hat{U}_{zq}^r = 3 \hat{Z}_z \frac{-\hat{U}_{nq}^r + \hat{U}_{nw}^r \hat{a}}{\hat{a}^0 - \hat{a}^0 - 6 \hat{Z}_z + [\hat{a}_q^1 + \hat{a}_q^2 + \hat{b}_w^1 \hat{a} + \hat{b}_w^2 \hat{a}^2] - [\hat{a}_w^1 \hat{a} + \hat{a}_w^2 \hat{a}^2 + \hat{b}_q^1 + \hat{b}_q^2]}$$

$$\hat{U}_{zw}^s = -\hat{U}_{zq}^r.$$

W wyrażeniu powyższym występuje dwumian $\hat{a}^0 - \hat{a}^0$, który daje wyrażenie nieoznaczone. Dwumian ten możemy przedstawić na zasadzie przyjętych oznaczeń, jako:

$$\hat{a}^0 - \hat{a}^0 = \frac{[\hat{Z}^0]^3 - [\hat{Z}^0]^3}{[\hat{Z}^0]^2 - [\hat{Z}^0]^2} = \frac{3}{2} \hat{Z}^0,$$

rozkładając na czynniki i skracając licznik i mianownik przez $\hat{Z}^0 - \hat{Z}^0$, otrzymujemy jego wartość ostateczną. Usuwając w ten sposób nieoznaczoność i podstawiając otrzymaną wartość, będziemy mieli:

$$\hat{U}_{zq}^r = -\hat{U}_{zw}^s = 3 \hat{Z}_z \frac{-\hat{U}_{nq}^r + \hat{U}_{nw}^r \hat{a}}{\frac{3}{2} \hat{Z}^0 - 6 \hat{Z}_z + [\hat{a}_q^1 + \hat{a}_q^2 + \hat{b}_w^1 \hat{a} + \hat{b}_w^2 \hat{a}^2] - [\hat{a}_w^1 \hat{a} + \hat{a}_w^2 \hat{a}^2 + \hat{b}_q^1 + \hat{b}_q^2]}$$

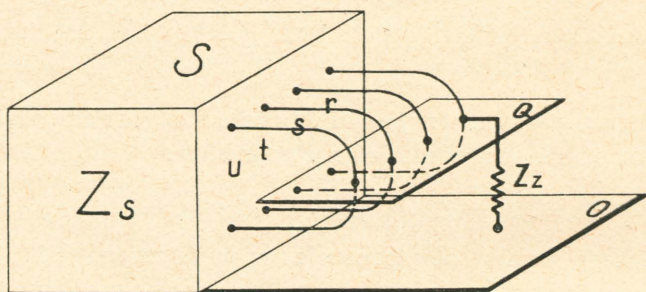
13. Obliczanie prądów zwarcia w sieciach czterofazowych.

W paragr. 12 rozwinęliśmy szczegółowo zastosowanie składowych symetrycznych do obliczania najtypowszych zwarć w sieciach trójfazowych. W przypadku sieci czterofazowych metoda postępowania jest analogiczna.

Dochodzi tu jeszcze czwarta oporność sieci w stosunku do składowych symetrycznych czwartego rzędu. Tytułem przykładu rozwiążemy poniżej przypadek zwarcia jednofazowego ziemnego na sieci czterofazowej.

A. Zwarcie ziemne jednofazowe.

Analogicznie jak poprzednio przedstawiamy zwarcie ziemne jednofazowe w postaci schematu, jak na rys. 19.



Rys. 19.

Przyjmujemy kolejność faz r, s, t, u . Fazą podstawową będzie jak poprzednio faza r .

Analogicznie do wzoru (28) otrzymujemy składowe symetryczne napięcie zwarciovych:

$$\begin{aligned}\hat{U}_z^0 &= \frac{1}{4} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t + \hat{U}_z^u] \\ \hat{U}_z^1 &= \frac{1}{4} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s j - \hat{U}_z^t + \hat{U}_z^u j] \\ \hat{U}_z^2 &= \frac{1}{4} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t - \hat{U}_z^u] \\ \hat{U}_z^3 &= \frac{1}{4} [\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s j - \hat{U}_z^t - \hat{U}_z^u j],\end{aligned}\tag{62}$$

skąd otrzymujemy analogicznie jak we wzorze (30) składowe symetryczne prądów zwarciovych:

$$\begin{aligned}
\hat{I}_z^0 &= -[\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t + \hat{U}_z^u] \frac{1}{4\hat{Z}_s^0} \\
\hat{I}_z^1 &= -[\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s j - \hat{U}_z^t + \hat{U}_z^u j] \frac{1}{4\hat{Z}_s^1} + \hat{U}_n^r \frac{1}{\hat{Z}_s^1} \\
\hat{I}_z^2 &= -[\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s + \hat{U}_z^t - \hat{U}_z^u] \frac{1}{4\hat{Z}_s^2} \\
\hat{I}_z^3 &= -[\hat{U}_z^r + \hat{U}_z^s j - \hat{U}_z^t - \hat{U}_z^u j] \frac{1}{4\hat{Z}_s^3}.
\end{aligned} \tag{63}$$

Z warunków zwarciovych otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
\hat{I}_z^r &= \hat{U}_z^r \frac{1}{\hat{Z}} \\
\hat{I}_z^s &= \hat{I}_z^t = \hat{I}_z^u = 0.
\end{aligned} \tag{64}$$

Rozkładając na składowe symetryczne otrzymamy:

$$\begin{aligned}
\hat{I}_z^0 &= \hat{U}_z^r \frac{1}{4\hat{Z}_z} \\
\hat{I}_z^1 &= \hat{U}_z^r \frac{1}{4\hat{Z}_z} \\
\hat{I}_z^2 &= \hat{U}_z^r \frac{1}{4\hat{Z}_z} \\
\hat{I}_z^3 &= \hat{U}_z^r \frac{1}{4\hat{Z}_z}.
\end{aligned} \tag{65}$$

Porównując z sobą równania (63) i (65), otrzymujemy po rozwiązaniu układu czterech równań z czterema niewiadomymi:

$$\begin{aligned}
\hat{U}_z^r &= 4\hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_z}{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3} \\
\hat{U}_z^s &= j\hat{U}_n^r \frac{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0(1+j) + \hat{Z}_s^2(1-j) + 2\hat{Z}_s^3}{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3} \\
\hat{U}_z^t &= -\hat{U}_n^r \frac{4\hat{Z}_z + 2\hat{Z}_s^0 + 2\hat{Z}_s^2}{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3} \\
\hat{U}_z^u &= -j\hat{U}_n^r \frac{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0(1-j) + \hat{Z}_s^2(1+j) + 2\hat{Z}_s^3}{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3}.
\end{aligned} \tag{66}$$

I wreszcie prąd zwarcia:

$$\hat{I}_z^r = 4 \hat{U}_n^r \frac{1}{4 \hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3} \quad (67)$$

14. Obliczanie oporności zastępczej sieci sieci idealnej.

We wszystkich zależnościach, wyprowadzonych w paragr. 12 i 13 dla prądów i napięć zwarcia, występują oporności zastępcze sieci $\hat{Z}_s$, liczone w stosunku do przekroju zwarcia, w przypadku stanu uzupełniającego sieci. Oporności te są wyznaczone dla poszczególnych rzędów składowych symetrycznych i mogą być obliczone na zasadzie schematów zastępczych sieci wielofazowej symetrycznej, wyznaczonych w stanie uzupełniającym dla odpowiedniego rzędu składowych symetrycznych. Ponieważ schemat zastępczy dla określonej składowej symetrycznej sprowadza się w tych warunkach do schematu jednofazowego, w którym otrzymuje się szereg biegunów zwartych z układem odniesienia oraz jeden biegun w rozpatrywanym przekroju, przeto całe zagadnienie sprowadza się do zastąpienia wyżej wzmiankowanego schematu jedną opornością wypadkową pomiędzy biegunem przekroju zwarcia a układem odniesienia.

Istnieje parę różnych metod prowadzących do otrzymania tej oporności zastępczej sieci. Metody te tworzą trzy zasadnicze grupy: metod analitycznych, graficznych i doświadczalnych. Poniżej rozpatrzmy je kolejno.

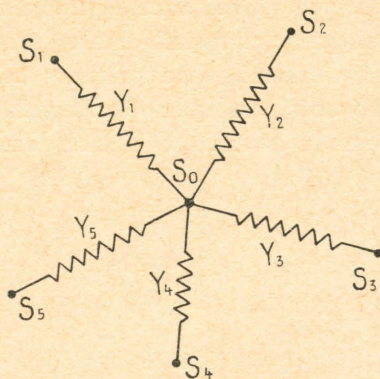
A. Metoda analityczna transfiguracji sieci.*)

Metoda ta opiera się na zasadzie kolejnej eliminacji węzłów schematu zastępczego. Każdy węzeł można traktować jako punkt centralny pewnej gwiazdy oporności, której ramiona opierają się na innych węzłach. Gwiazdę taką można przekształcić w wielobok zupełny opierający się na tych innych węzłach.

Założmy dowolny węzeł schematu zastępczego S_0 do którego dochodzi promieniowo n oporności pozornych $\hat{Z}_1, \hat{Z}_2 \dots \hat{Z}_n$, wychodzących z węzłów $S_1, S_2 \dots S_n$. Wzmiankowanym opornościom odpowiadają przewodności pozorne $\hat{Y}_1, \hat{Y}_2 \dots \hat{Y}_n$ (rys. 20).

Gwiazda powyższa może być przekształcona na równoważny wielobok zupełny, składający się w przypadku ogólnym z $n(n-1):2$ boków (rys. 21).

*) Por. Ch. Lavanchy Application de la transfiguration généralisée au calcul des réseaux maillés à courant continu. R. G. E. XXXVI. 259 i SBE 1934. 451.



Rys. 20.

Wartości przewodności pozornych poszczególnych tych boków można wyznaczyć na zasadzie twierdzenia następującego:*)

$$\hat{Y}_{12} = \frac{\hat{Y}_1 \hat{Y}_2}{\hat{Y}_0}$$

— — — — —

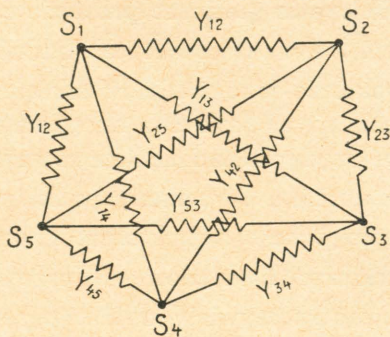
$$\hat{Y}_{nk} = \frac{\hat{Y}_n \hat{Y}_k}{\hat{Y}_0}$$

(68)

gdzie:

$$\hat{Y}_0 = \hat{Y}_1 + \hat{Y}_2 + \hat{Y}_3 + \dots + \hat{Y}_n.$$

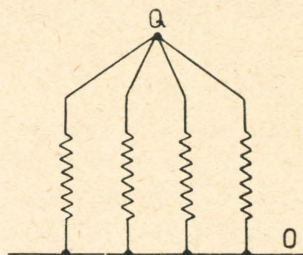
Podwójne indeksy oznaczają pomiędzy którymi biegunami występuje po transfiguracji dana przewodność (rys. 21).



Rys. 21.

*) Por. A. Rosen. Nouveau théorème applicable au calcul des réseaux. J. A. I. E. E. 1924 t. L XII, str. 916 i R. G. E. t. XXII, str. 84.

Po przeprowadzeniu powyższej transfiguracji znika ze schematu zastępczego węzeł S_0 . Postępując w sposób analogiczny z pozostałymi po tej pierwszej transfiguracji węzłami, sprowadzamy cały schemat zastępczy do układu pewnych oporności względnie przewodności, łączących rozpatrywany biegun w przekroju zwarcia Q z układem odniesienia (rys. 22).



Rys. 22.

Ten ostatni układ przekształca się z łatwością w jedną upływność względnie oporność zastępczą, będącą właśnie zastępczą opornością sieci, o znalezienie której nam chodzi.

B. Metoda graficzna.

Przy graficznym rozwiązywaniu schematu zastępczego należy w pierwszym rzędzie przekształcić wszystkie oporności pozorne schematu na przewodności pozorne im odpowiadające. Jeśli oporności te są podane symbolicznie w kształcie liczb zespolonych wyrażonych dwumianowo jako $\hat{R} + j\hat{X}$, wówczas przejście do przewodności dogodniej jest niekiedy dokonać graficznie, względnie półgraficznie.

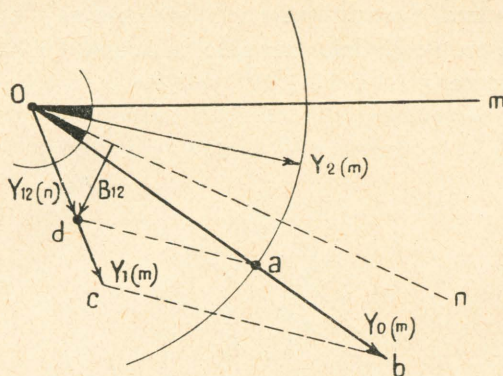
Rys. 23 przedstawia czysto graficzne przejście od oporności $\hat{R} + j\hat{X}$ do przewodności $\hat{A} + j\hat{B}$. Z wektorów $\hat{R}$ i $\hat{X}$ budujemy wektor oporności pozornej $\hat{Z}$. Na tym wektorze jako średnicy zakreślamy półkoło z punktu o . Z punktu c przecięcia się półkoła o z okręgiem koła O , zakreślonego z początku układu współrzędnych promieniem równym jedności, prowadzimy prostopadłą do wektora $\hat{Z}$. Otrzymany punkt przecięcia d wyznaczy nam koniec wektora sprzężonego z wektorem szukanej przewodności $\hat{Y}$. Możemy zatem otrzymać wprost składowe tej przewodności $\hat{A}$ i $\hat{B}$. W razie gdy chcemy zbudować rzeczywisty wektor przewodności pozornej $\hat{Y}$, wówczas przekreślamy wektor Od w stosunku do kierunku zasadniczego Oa o podwójny kąt bOa tak, jak to wskazuje konstrukcja kropkowana.

Z chwilą gdy cały schemat zastępczy sieci w stosunku do pewnego rzędu składowych symetrycznych został przekształcony na schemat prze-

[illegible]

Dla dowolnego węzła uzyskanie przewodności $\hat{Y}_0$ nie będzie przedstawiało żadnej trudności, gdyż sprowadzi się do geometrycznego zsumowania przewodności $\hat{Y}_1, \hat{Y}_2 \dots \hat{Y}_n$. Mając zaś przewodność $\hat{Y}_0$, możemy przystąpić do graficznego wyznaczenia przewodności wieloboku zastępczego typu $\hat{Y}_{12} \dots \hat{Y}_{kn}$.

65



Rys. 24.

W ten sposób eliminujemy jeden z węzłów sieci, przyczem otrzymane przewodności wieloboku zastępczego musimy dodać do przewodności, jakie pomiędzy danymi węzłami istniały przed transfiguracją.

C. Metoda doświadczalna.

Metody doświadczalne wyznaczenia oporności zastępczej sieci opierają się na tej zasadzie, że stwarza się układ oporności proporcjonalnych do oporności schematu zastępczego i następnie, zasilając ten układ wiadomym napięciem, mierzy się prąd przez ten układ pobierany, a następnie wyznacza się stąd bezpośrednio wartość oporności zastępczej.

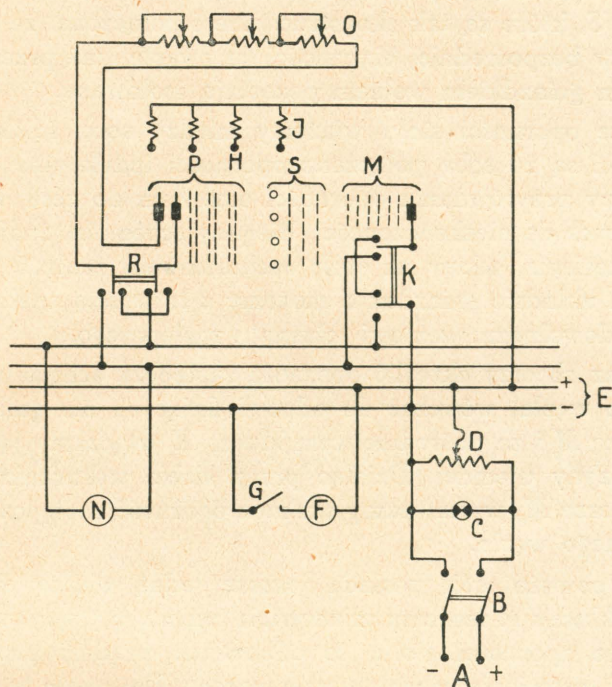
W celu otrzymania rezultatów ścisłych, należy zbudować schemat z oporności pozornych, a więc zawierających oprócz oporności omowych także i pewne pojemności i samoindukcje. Układ taki należy zasilać napięciem sinusoidalnie zmiennem, o częstotliwości równej częstotliwości sieci rozpatrywanej.

Dla powyższych celów służą elektryczne stoły rachunkowe, zawierające duże ilości oporności, które można łączyć w dowolny sposób odpowiednio do szematu zastępczego. Napięcie zasilające mierzone jest precyzyjnym woltomierzem, prąd zaś pobierany przez układ amperomierzem.

W większości przypadków stoły takie są wykonywane jako stoły rachunkowe prądu stałego. Wówczas przyjmuje się założenie upraszczające, a mianowicie pomija się wszystkie oporności rzeczywiste i pojemnościowe schematu, uwzględnia natomiast jedynie oporności samoindukcyjne. Tym opornościom samoindukcyjnym, określonym dla częstotliwości sieci, podporządkowuje się oporności omowe stołu rachunkowego, zaś zmienne napięcie zasilające zastępuje się jednocześnie napięciem stałym. W przypadku tym, uzyskuje się wypadkową zastępczą oporność samoindukcyjną

sieci, która niejednokrotnie jest tak dominującą, że pominięcie oporności rzeczywistych i pojemnościowych jest praktycznie dopuszczalne.

Na rys. 25 podano układ połączeń stołu rachunkowego prądu stałego *).



Rys. 25.

Prąd stały dochodzi do zacisków A i dalej za pośrednictwem wyłącznika B do lampki kontrolnej C i potencjometru regulacyjnego D, skąd bezpośrednio zasila szyny zbiorcze prądu stałego E.

Napięcie jest mierzone woltomierzem F załączanym za pośrednictwem klucza G. Napięcie to może być regulowane bądź potencjometrem D, bądź też wzbudzeniem prądniczki zasilającej cały stół.

Szyna dodatnia jest połączona z układem gniazdek H za pośrednictwem wyskalowanych oporności J. Szyna ujemna za pośrednictwem przełączników K łączy się z wtyczkami M. Przez odpowiednie ustawienie tych przełączników można w obwód wtyczek M włączać amperomierz pomiarowy N wyposażony w bocznik i przełącznik biegunów.

Oporności regulowane dekadowo o dużej dokładności O zastępują

*) Por. F. Cahen. Les courants de court-circuit dans les réseaux triphasés, leurs détermination à l'aide d'une table de calcul électrique. Bull. S. F. E. 1932. Nr. 21.

oporności samoindukcyjne rozpatrywanego schematu zastępczego sieci. Każda z nich posiada dwa sznury zakończone wtyczkami P . W obwód ich można włączyć kluczem R amperomierz pomiarowy N .

Budowa schematu odbywa się za pośrednictwem wtyczek P i gniazdek wtyczkowych S , które są tak skonstruowane i połączone, że dwie wtyczki umieszczone w bezpośredniej styczności są zwarte, zaś przedzielone chociażby jednym gniazdkiem wolnem pozostają izolowane.

Wszystkie oporności stołu wiążemy między sobą ściśle w ten sam sposób, w jaki są ze sobą połączone oporności indukcyjne schematu zastępczego, przy przyrównaniu oporności omowych do zera, zaś oporności pojemnościowych do nieskończoności. Bieguny schematu, znajdujące się na układzie odniesienia, winny na stole rachunkowym znaleźć się na szynie dodatniej. Na układzie gniazdek S możemy z łatwością znaleźć punkt odpowiadający dowolnemu węzłowi schematu zastępczego.

Jeśli teraz chcemy określić oporność zastępczą schematu w stosunku do dowolnego węzła, wówczas do odpowiadających mu gniazdek S włączamy wtyczkę M i za pośrednictwem klucza K włączamy ją przez amperomierz do szyny ujemnej. Dzieląc przez siebie wskazania woltomierza F i amperomierza M , wyznaczamy szukaną oporność zastępczą sieci w stosunku do danego węzła.

Opisany powyżej stół posiada jeszcze jedną wielką zaletę. Za pośrednictwem kluczy R możemy mianowicie zmierzyć prądy przepływające przez dowolne oporności stołu, co odpowiada prądom przepływającym przez dowolne promienie schematu zastępczego. Daje nam to bezpośrednio znajomość rozptyłów prądów w sieci w funkcji prądu zwarcia, co sprawdza się do możności nader łatwego wyznaczenia rozptyłów prądów zwarciovych.

Rzecz oczywista, że na stole należy zbudować kolejno układy oporności odpowiadające różnym składowym symetrycznym i względem tych składowych wyznacza się każdorazowo oporności zastępcze sieci i rozptywy prądów.

W praktyce dla opisanego stołu stosuje się zwykle napięcie stałe równe 100 V, oporności O zmienne w granicach od 10 do 10 000 omów, przy czem wyniki pomiarów są obarczone błędem pomiarowym mniejszym od 1%. Stoły takie do celów orientacyjnych i przybliżonego oceniania prądów zwarcia są nader dogodne.

CZĘŚĆ DRUGA.

WŁASNOŚCI ELEMENTÓW RZECZYWISTYCH
SIECI ELEKTRYCZNYCH.

Wstęp.

W części pierwszej wyprowadzono teorię obliczania przetężeń zwarciowych, przyjmując że sieć elektryczna spełnia pewne warunki odpowiadające tak zwanej sieci idealnej i że tem samem daje się przekształcić na pewne schematy zastępcze, na których wykonuje się wszelkie dalsze operacje, mające na celu ustalenie stanu zwarcia rozważanej sieci.

W części niniejszej będziemy mieli na celu zanalizowanie rzeczywistych elementów występujących w sieciach realnych w celu stwierdzenia, czy sieci takie można podciągnąć pod warunki sieci idealnych i w jaki sposób dałoby się je przekształcić na schematy zastępcze rozważane poprzednio.

1. Linje napowietrzne.

A. Oporność indukcyjna.

Pojedynczy, cylindryczny, masywny przewód elektryczny a , umieszczony w oddali od wszelkich innych przewodów, zakładając równomierny rozkład prądu w jego przekroju, posiada współczynnik samoindukcji własnej określony wzorem:*)

$$L_{aa} = 2l \left[\ln \frac{F}{r} + \frac{\mu}{4} \right] \text{ cm,} \quad (69)$$

gdzie:

l — długość przewodu w cm,

r — promień przekroju przewodu w cm,

μ — przenikalność magnetyczna materjału przewodu,

F — stała.

*) Por. St. Wysocki. Obliczanie przewodów elektrycznych. Warszawa, 1926, str. 253.

We wzorze tym pierwszy wyraz dwumianu odpowiada polu magnetycznemu wytworzonemu nazewnątrz przewodu, drugi zaś polu wewnętrznemu.

Wprowadzając pojęcie zastępczego promienia przekroju r^1 i przechodząc na logarytmy dziesiętne, możemy wzór powyższy przepisać jako:

$$L_{aa} = 4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{F}{r^1} \text{ henr/km,} \quad (70)$$

przyczem dla r^1 otrzymamy następujące wartości:*)

przewód masywny cylindryczny o $\mu = 1$	...	$r^1 = 0,799 r$
linka okrągła 7-o drutowa o $\mu = 1$	...	$r^1 = 0,724 r$
" " 19-o " o $\mu = 1$	...	$r^1 = 0,759 r$
" " 37-o " o $\mu = 1$	...	$r^1 = 0,767 r$
" " 61-o " o $\mu = 1$	...	$r^1 = 0,771 r$
linka aluminiowa z rdzeniem żelaznym	...	$r^1 = 0,950 r$

(w przybliżeniu)

Pomiędzy dwoma umieszczonemi równolegle przewodami a i b , znajdującymi się w oddali od innych przewodów zachodzi sprzężenie magnetyczne, dla którego współczynnik indukcji wzajemnej wynosi:

$$M_{ab} = 2 l \ln \frac{F}{d} \text{ cm,} \quad (71)$$

gdzie: d — odległość pomiędzy przewodami w cm.

Przechodząc również i w tym wzorze na logarytmy dziesiętne i jednostki praktyczne, otrzymujemy:

$$M_{ab} = 4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{F}{d} \text{ henr/km.} \quad (72)$$

Otrzymany powyżej współczynnik indukcji wzajemnej podlega zasadzie wzajemności, to znaczy współczynniki typu M_{ab} i M_{ba} są sobie równe.

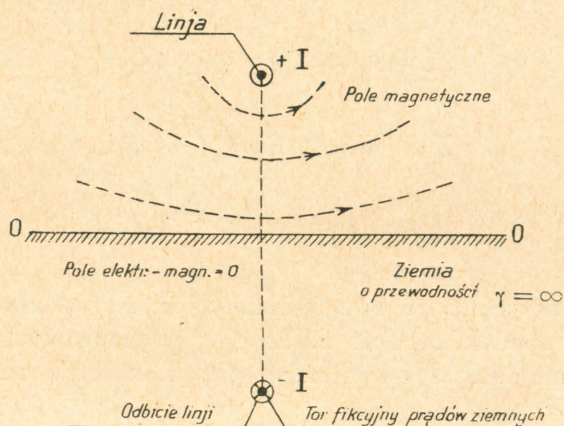
Opierając się teraz na wywodach paragr. 5 części I, możemy na zasadzie wzorów (9) wyznaczyć oporność pozorną względem dowolnego rzędu składowych symetrycznych, wynikającą ze zjawisk indukcyjnych w linii elektrycznej o przewodach rozmieszczonych w sposób geometrycznie symetryczny.

W przypadku składowych jednokierunkowych, należy uwzględnić, że wówczas oprócz prądów płynących w poszczególnych fazach sieci, przepływają pod linią prądy ziemne (w układzie odniesienia), które muszą zamknąć obwód. Te prądy ziemne będą przy prądach zmiennych podążać

*) Por. J. Fallou. Les réseaux de transmission d'énergie. Paris. 1935, str. 194.

ściśle za biegiem linii tak, aby pętla utworzona przez linię i drogę prądów ziemnych zawierała jaknajmniejsze pole magnetyczne samoindukcji i przedstawiała tem samem jaknajmniejszy opór indukcyjny.

Gdyby ziemia była idealnym przewodnikiem, wówczas działanie prądów powrotnych musiałoby być tego rodzaju, aby pole magnetyczne wypadkowe wytworzone zarówno przez składowe jednokierunkowe fazy linii, jak i przez prąd powrotny, było styczne do powierzchni ziemi. Aby ten warunek był spełniony można przypisać prądom powrotnym tor, będący odbiciem zwierciadlanem fazy linii (rys. 26).



Rys. 26.

Oczywiście tor ten jest pojęciem fikcyjnym, gdyż prądy powrotne rozłożą się w rzeczywistości na powierzchni ziemi $0-0$, tor ten daje jednak możliwość prostego wyznaczenia przebiegu pola magnetycznego w obszarze pomiędzy ziemią i linią, a więc pozwala obliczyć oporność pozorną jednokierunkową linii.

W przypadku rzeczywistym gdy jednak wchodzi w rachubę pewna przewodność ziemi γ , tor fikcyjny prądów powrotnych przesuwają się znacznie głębiej pod ziemię i zgodnie z badaniami doświadczalnymi oraz rozważaniami teoretycznymi *) znajduje się na głębokości h , którą można wyznaczyć z następującej zależności:

$$h = \frac{0,52}{\sqrt{\gamma \omega}} \text{ cm} . \quad (73)$$

*) Por. J. R. Carson. The bell system technical journal. T. V. Octobre. 1926, str. 539, oraz F. Pollaczek. Elektrische Nachrichten Technik. T. III. 1926, str. 339.

Przewodność ziemi występująca w tym wzorze, zawarta jest w zależności od rodzaju gruntu w granicach 10^{-12} do 10^{-15} jedn. c. g. s. i wynosi przeciętnie ok. $5 \cdot 10^{-13}$ jedn. c. g. s.*). Wynika stąd bezpośrednio, że dla częstotliwości 50 okr./sek. głębokość toru fikcyjnego h jest rzędu 500 m.

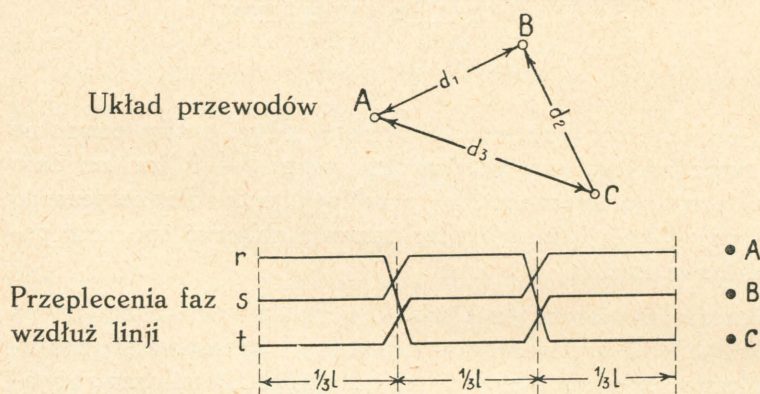
Wobec takiej wartości h wysokość zawieszenia linii ponad poziomem ziemi może być w większości przypadków pominięta.

Współczynnik sprzężenia prądów powrotnych z linią wyznaczymy z łatwością na zasadzie zależności (72) podstawiając pod d wartość h .

Otrzymamy zatem ostatecznie zgodnie z oznaczeniami paragr. 5 części I:

$$\begin{aligned}\hat{Z}_{aa} &= 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{r^1} \Omega/\text{km} \\ \hat{Z}_{ab} &= 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{d} \Omega/\text{km} \\ \hat{Z}_{oa} &= 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{h} \Omega/\text{km}.\end{aligned}\tag{74}$$

Należy tu wyjaśnić, że uwzględniamy jedynie oddziaływanie prądów powrotnych na spadek napięcia indukcyjny w przewodach sieci, jak również własną samoindukcję i wzajemną tych przewodów, natomiast pomija-



Rys. 27.

my indukcyjny spadek napięcia po torze prądów powrotnych (najczęściej w ziemi), który zazwyczaj jest pomijany w praktyce **).

*) Por. F. Ollendorf. Erdströme. Berlin. 1928, str. 1.

J. Fallou. Réseaux de transmission. Paris. 1935, str. 229.

**) Por. F. Ollendorf. Erdströme. Berlin 1928, str. 117, wzór 220 i str. 118, wzór 223.

Poniżej rozpatrzmy szczegółowiej przypadek linii trójfazowej.

Założmy rozstawienie przewodów dowolne wg rys. 27.

Rozstawienie to zachowane jest na całej długości rozpatrywanej linii z tem jednak zastrzeżeniem, że linia jest przepleciona w sposób zupełny, tak, że przebieg każdej z faz obejmuje w równych długościach wszystkie trzy

rozmieszczenia. Jako średni odstęp faz przyjmujemy $d = \sqrt[3]{d_1 d_2 d_3}$.

Dzięki przepleceniu, całemu odcinkowi linii przywracamy symetrię fazową i tem samem uzyskujemy możność stosowania do niej wzorów wyprowadzonych dla linii idealnej.

Stosownie do wzorów (10) możemy napisać dla składowych symetrycznych:

$$\begin{aligned}\hat{Z}^1 &= \hat{Z}_{AA} + (\hat{\alpha} + \hat{\alpha}^2) \hat{Z}_{BA} = \hat{Z}_{AA} - \hat{Z}_{AB} \\ \hat{Z}^2 &= \hat{Z}_{AA} + (\hat{\alpha}^2 + \hat{\alpha}) \hat{Z}_{BA} = \hat{Z}_{AA} - \hat{Z}_{AB},\end{aligned}\quad (75)$$

skąd po podstawieniu wzorów (74) otrzymujemy:

$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}^2 = 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{d}{r^1} \Omega/\text{km} . \quad (76)$$

Widzimy stąd, że oporność indukcyjna linii trójfazowej symetrycznej jest ta sama względem składowych prawo- i lewoskrętnych napięć i prądów.

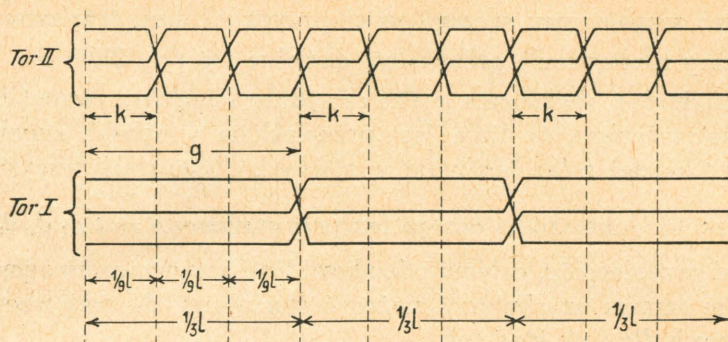
Dla składowej jednokierunkowej otrzymujemy podług wzoru (10), po podstawieniu zależności (74):

$$\hat{Z}^0 = \hat{Z}_{AA} + 2 \hat{Z}_{AB} - 3 \hat{Z}_{OA} = 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{h^3}{r^1 d^2} \Omega/\text{km}, \quad (76-a)$$

gdzie h będzie głębokością fikcyjną toru powrotnego wyznaczonego z zależności (73).

Rozpatrzmy jeszcze oporności indukcyjne dla linii dwutorowej trójfazowej, gdzie istnieje oddziaływanie indukcyjne wzajemne obydwu torów. Oddziaływanie to zależy w głównej mierze od sposobu przeplecenia poszczególnych torów.

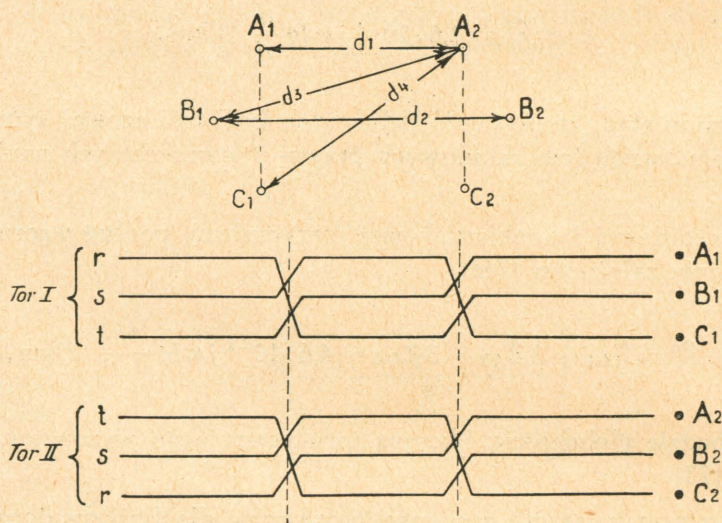
Przy zastosowaniu dziewięciokrotnego przeplecenia na rozpatrywanym odcinku można wyeliminować w zupełności wzajemne oddziaływanie indukcyjne torów na siebie. Wykazuje to rys. 28.



Rys. 28.

W każdym z odcinków g działanie toru II na tor I sprowadza się do zera. Analogicznie oddziaływanie toru I na II wzięte sumarycznie w odcinkach k również jest równe zero.

W praktyce stosowanie przeplecenia dziewięciokrotnego trudne jest niejednokrotnie do zrealizowania. Stosuje się wówczas często przeplecenie podane na rys. 29.



Rys. 29.

Przyjmując w tym przypadku symetrię torów względem płaszczyzny słupów możemy w przypadku ogólnym wyznaczyć oporności pozorne torów w przypadku równoległej ich pracy (przy przepływie przez nie jednakowych prądów).

Linia przepleciona w sposób podany na rys. 29 odpowiada warunkom symetrii, gdyż każdy z jej odcinków jest otrzymany z poprzedniego przez cykliczną przemianę faz, co powoduje, że każda zależność wyprowadzona dla całej linii będzie nadal ważna, jeśli wszystkie indeksy fazowe w niej występujące powiększymy o jedną. Można tu zatem zastosować rozważania paragr. 7 części I i wzór (17).

Możemy zestawzić następującą tabliczkę odległości faz w poszczególnych odcinkach linii:

$$\begin{array}{l} \text{Fazy} \left\{ \begin{array}{lll} r - r, & s - s, & t - t \dots d_4, d_4, d_2 \\ r - s, & s - t, & t - r \dots d_3, d_1, d_3 \\ r - t, & s - r, & t - s \dots d_1, d_3, d_3 \end{array} \right. \\ \text{Tory} \{ \text{I} \quad \text{II} \quad \text{I} \quad \text{II} \quad \text{I} \quad \text{II}. \end{array}$$

Z tabliczki tej możemy wyznaczyć oporności typu $\hat{Z}_{rr}$, $\hat{Z}_{sr}$ i $\hat{Z}_{tr}$ podane we wzorze (17). Otrzymamy:

$$\begin{aligned} \hat{Z}_{rr} &= 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{\sqrt[3]{d_2 d_4^2}} \Omega/\text{km} \\ \hat{Z}_{sr} &= 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{\sqrt[3]{d_1 d_3^2}} \Omega/\text{km} \\ \hat{Z}_{tr} &= 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{\sqrt[3]{d_1 d_3^2}} \Omega/\text{km}. \end{aligned} \quad (77)$$

Dla oporności, określającej oddziaływanie prądów powrotnych, otrzymamy analogicznie, jak w zależności (74):

$$\hat{Z}_{or} = 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{F}{h} \Omega/\text{km}, \quad (77-a)$$

gdzie h wyznaczymy ze wzoru (73).

Ze wzoru (17) po podstawieniu wartości (77) otrzymujemy:

$$\hat{Z}_{12}^1 = \hat{Z}_{12}^2 = -4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \sqrt[3]{\frac{d_4^2 d_2}{d_1 d_3^2}} \Omega/\text{km}. \quad (78)$$

Zależność (78) charakteryzuje, w jaki sposób oddziałują składowe prądów toru I na te same składowe spadków napięć toru II względnie naodwrot. Oporność własną każdego z torów możemy wyznaczyć analogicznie jak w przypadku linii jednotorowej.

Przechodząc skolei do oddziaływania międzytorowego składowych jednokierunkowych, wyznaczymy je, uwzględniając oddziaływania prą-

dów powrotnych. Oznaczając średnią geometryczną dziewięciu możliwych odległości między przewodami $\delta = \sqrt[9]{d_1^2 d_2 d_3^4 d_4^2}$, otrzymamy na zasadzie wzroku (17) po podstawieniu wartości (77) i (77a)

$$\hat{Z}_{12}^0 = 4,6 \cdot 3 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{h}{\delta} \Omega/\text{km}. \quad (78\text{-a})$$

Ostatnio otrzymana oporność jednokierunkowa będzie podobnie jak i oporność wyznaczona we wzorze (78) miarą oddziaływania składowych prądów jednego toru na składowe spadków napięć drugiego.

Jeżeli oba tory linii pracują równolegle w stanie nieuszkodzonym, to wówczas opierając się na warunku symetrii fazowej, nastąpi równy podział prądów pomiędzy tory. W przypadku tym całą linię można traktować jako jeden umyślony tor dla którego oporności indukcyjne otrzymamy przez dodanie do siebie zależności (76) i (78) oraz (76-a) i (78-a).

Jak z tego wynika skutek oddziaływania międzytorowego oporności takiego układu zmniejsza, natomiast oporność jednokierunkowa wzrośnie.

Przy omawianiu indukcji linii dwutorowej należy zaznaczyć, że w przypadku ogólnym, gdy skutek przeplatań symetria fazowa linii jest zachowana, mogą zajść przypadki tego rodzaju, że oporności poszczególnych torów względem tego samego rzędu składowych symetrycznych nie będą sobie równe i że podział prądów pomiędzy dwa tory równolegle połączone nie nastąpi w sposób równomierny.

Jeśli na przykład w ostatnio rozpatrywanym przypadku przewody C_1 i C_2 rozsunąć szerzej tak, aby odległość między nimi nie była równa odległości przewodów A_1 i A_2 (rys. 29), to wówczas w obu torach popłyną nierówne składowe prawoskrętne lub lewoskrętne prądy pod wpływem tego samego napięcia zasilającego na początkach i końcach obu torów.

W przypadkach tych nie można a priori zakładać równego podziału prądów między tory, lecz podział ten wyznaczyć w ten sposób, aby otrzymać w obu torach jednakowe spadki napięć.

B. Oporność rzeczywista.

Oporność rzeczywista przewodów fazowych zależy przy prądzie zmiennym od częstotliwości, przenikalności magnetycznej materiału przewodów i od wymiarów ich przekroju.

Oporność ta przy częstotliwościach niskich (do 60 okr./sek.) jest, w przypadku przewodów niemagnetycznych niemal równą oporności w stosunku do prądu stałego i biorąc praktycznie, powstające tu zjawisko nasłódkowości może być pominięte.

W przypadku przewodów żelaznych można stosować wzór przybliżony dla określenia oporności w stosunku do prądu zmiennego *):

$$R = R_0 \left[1 + \frac{4 \pi^2}{12 \cdot 10^{14}} (f s \mu k)^2 - \frac{16 \pi^4}{180 \cdot 10^{28}} (f s \mu k)^4 \right], \quad (79)$$

przyczem R_0 oznacza tu oporność przewodu w stosunku do prądu stałego, s jest przekrojem przewodu w mm^2 , μ przenikalnością magnetyczną, k przewodnością właściwą, zaś f częstotliwością prądu zmiennego.

Przy wyznaczaniu oporności rzeczywistej względem składowych dowolnych z wyjątkiem jednokierunkowej, oporność ta będzie równa bezpośrednio oporności dowolnej z faz. Całkowita zatem oporność pozorna linii będzie sumą geometryczną oporności rzeczywistej i oporności indukcyjnej wyznaczonej w paragraf. poprzednim. Opierając się na wzorach (76) i (78), otrzymamy zatem dla trójfazowej linii pojedynczej:

$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}^2 = R + 4,6 j \omega \lg \frac{d}{r^1} 10^{-4} \Omega/\text{km} \quad (80)$$

i dla linii podwójnej podanej poprzednio przy torach załączonych równolegle:

$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}^2 = R + 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \left[\lg \frac{d}{r^1} - \lg \sqrt[3]{\frac{d_2 d_4^2}{d_1 d_3^2}} \right] \Omega/\text{km}. \quad (81)$$

Przy wyznaczaniu oporności jednokierunkowej sprawa komplikuje się ze względu na to, że w rzeczywistości ziemia brana za układ odniesienia nie jest układem idealnym o oporności pozornej równej zeru, lecz posiada pewną oporność, na którą natrafiają prądy powrotne, w przypadku przepływu przez linię składowej jednokierunkowej prądów.

Ponieważ ze względów magnetycznych, jak to już zaznaczono w poprzednim paragraf., prądy powrotne mają tendencję skupiania się bezpośrednio na trasie linii, przeto oddziaływanie oporności ziemi staje się dość znaczne.

Jako oporność rzeczywistą ziemi przyjmuje się wielkość **):

$$R_g = \frac{1}{2} 10^{-4} \pi \omega \Omega/\text{km}. \quad (82)$$

*) Por. St. Wysocki. Obliczanie przewodów elektrycznych, 1926, str. 201.

**) Por. Ch. Lavanchy. Calcul des Réseaux Electriques. Paris 1936, str. 57. — F. Ollendorff. Erdströme. Berlin 1928, str. 117, wzór 219.

Oporność ta przeciwstawia się sumie prądów jednokierunkowych wszystkich faz, a zatem w stosunku do prądu jednej fazy wyrazi się jako:

$$R_g^0 = \frac{1}{2} 10^{-4} \pi \omega n \Omega/\text{km} \quad (83)$$

gdzie n jest liczbą faz danej linii.

Oporność ziemi dodaje się do oporności samej linii. W ten sposób otrzymamy całkowite oporności pozorne jednokierunkowe, jeśli do wyznaczonych uprzednio oporności indukcyjnych dodamy geometrycznie oporności rzeczywiste fazowe i ziemne.

Dla pojedynczej linii trójfazowej opierając się na wzorze (76) otrzymamy:

$$\hat{Z}^0 = R + \frac{3}{2} 10^{-4} \pi \omega + 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \lg \frac{h^3}{r_1 d^2} \Omega/\text{km}.$$

Dla linii podwójnej rozpatrywanej poprzednio w związku ze wzorem (73) otrzymamy:

$$\hat{Z}^0 = R + \frac{3}{2} 10^{-4} \pi \omega + 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \left[\lg \frac{h^3}{r_1 d^2} + 3 \lg \frac{h}{\delta} \right] \Omega/\text{km}.$$

C. P o j e m n o ść.

Przy obliczaniu pojemności linii napowietrznych mamy do czynienia z polami elektrycznymi występującymi bądź pomiędzy dwoma przewodami równoległymi, bądź też pomiędzy jednym przewodem i równoległą do niego płaszczyzną układu odniesienia. W tym ostatnim przypadku możemy pole elektryczne uważać jako wytworzone przez dany przewód i jego odbicie zwierciadlane w stosunku do płaszczyzny odniesienia. Należy wówczas temu fikcyjnemu przewodowi przypisać to samo napięcie, które posiada przewód rzeczywisty, jednak ze znakiem przeciwnym. Rzecz prosta, że przy takim założeniu powierzchnia układu odniesienia będzie płaszczyzną ekwipotencjonalną o napięciu zero.

Jak z powyższego wynika, wyprowadzone dalej zależności pojemnościowe linii napowietrznych będą się opierały na podstawowych wzorach, określających zjawiska pojemnościowe dla przewodów równoległych.

Pojemność, liczoną na 1 km długości dwu równoległych przewodów walcowych otrzymamy jako:

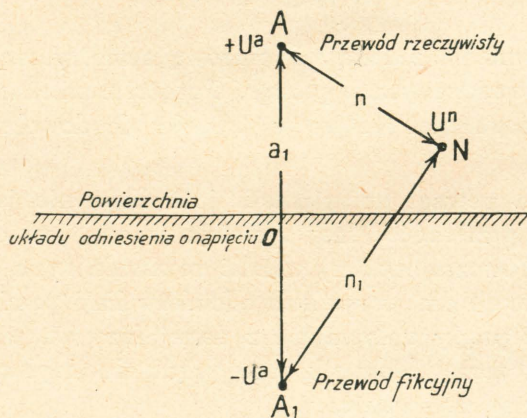
$$C = 0,0242 \frac{10^{-6}}{\lg \frac{a_1}{r}} \text{ F/km}. \quad (84)$$

gdzie przez a_1 oznaczamy odstęp przewodów, zaś przez r ich promień.

Jeśli mamy dwa przewody A i A_1 (rys. 30), z których jeden posiada napięcie $\hat{U}^a$ zaś drugi ($-\hat{U}^a$), to wówczas napięcie w dowolnym punkcie pola N oddalonym od przewodów o n i n_1 ustali się jako *):

$$\hat{U}^n = \hat{U}^a \frac{\lg \frac{n_1}{n}}{\lg \frac{a_1}{r}}, \quad (85)$$

przyczem r jest promieniem geometrycznym przekroju przewodów A i A_1 , zaś pozostałe oznaczenia zgodne z rys. 30.



Rys. 30.

Jeśli we wzorze (85) zamiast napięcia $\hat{U}^a$, podstawimy prąd upływnościowy, jaki z tego przewodu pod wpływem tego napięcia w układzie podanym na rys. 30 będzie wypływał, to otrzymamy:

$$\hat{U}^a = -j \frac{\hat{I}^a}{\omega C_A} = -j \frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{1}{\omega} \lg \frac{a_1}{r} \hat{I}^a, \quad (86)$$

gdzie $\hat{U}^a$ liczone jest w V zaś $\hat{I}^a$ w A na 1 km bieżący przewodu. W dalszym ciągu będzie:

$$\hat{U}^n = -j \frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{1}{\omega} \lg \frac{n_1}{n} \hat{I}^a. \quad (87)$$

Zależności (86) i (87) pozwalają określić, jakie napięcia powstaną w układzie odizolowanych równoległych przewodów $B, C, D \dots N$, skoro zasilimy przewód A w ten sposób, że popłynie z niego prąd upływnościowy.

*) Por. St. Wysocki. Obliczanie przewodów elektrycznych. Warszawa 1926, str. 264.

wy $\hat{I}^a$. Opierając się na rozważaniach paragr. 6 w części I, możemy teraz z łatwością ze wzorów (86) i (87) wyznaczyć wyrażenia typu $\hat{Z}_{pm}$, równoznaczne ze współczynnikiem $\hat{K}_{pm}$ występującym we wzorze (14).

Otrzymamy:

$$\hat{Z}_{an} = -j \frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{1}{\omega} \lg \frac{n_1}{n} \Omega/\text{km} \quad (88)$$

oraz odpowiednio

$$\hat{Z}_{aa} = -j \frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{1}{\omega} \lg \frac{a_1}{r} \Omega/\text{km}. \quad (89)$$

Mając do czynienia z linią wielofazową symetryczną, możemy teraz na zasadzie wyprowadzonych w paragr. 6 części I zależności (13) wyznaczyć zastępcze upływności fazowe w stosunku do dowolnych składowych symetrycznych.

Sprawa ulega pewnej komplikacji, jeśli linia nie jest symetryczna z samego układu przewodów, lecz symetria fazowa jest osiągnięta dzięki przeplataniom. Wówczas musimy ustalić równania typu (87) dla jednego z napięć fazowych dla wszystkich odcinków linii pomiędzy przepleczeniami, wyznaczyć prądy upływające z danej fazy we wszystkich odcinkach i wziąć ich sumę. Stosunek tego prądu do napięcia fazowego da nam wprost szukaną upływność.

W razie linii przeplatanej, dokładne wyznaczenie pojemności i upływności fazowej względem określonej składowej symetrycznej jest rachunkowo nader skomplikowane i bywa w praktyce rzadko stosowane. Używamy tu metody przybliżonej wyznaczając odległości międzyprzewodowe (również i od przewodów umyślonych, por. rys. 30) jako średnie geometryczne i sprowadzając linię do warunków symetrycznych.

Otrzymujemy w tym przypadku wszystkie odległości typu n_1 równe sobie i określone jako $2h$, przyczem $2h$ równa się:

$$2h = \sqrt[n]{a_1 b_1 c_1 \dots n_1}. \quad (90)$$

Równanie powyższe jest zupełnie uzasadnione, gdyż praktycznie odległości przewodów od ziemi mało się różnią i mogą być bez większego błędu zastąpione pewną średnią.

Dalej odległości faz, pod względem numeracji fazowej jednakowo od siebie odległych, przyjmujemy za jednakowe i równe odpowiednim średnim geometrycznym. Będzie zatem:

$$|d_{pm}| \text{ średnie} = \sqrt[n]{d_{pm} d_{(p+1)(m+1)} d_{(p+2)(m+2)} \dots} \quad (91)$$

Z uproszczeń (90) i (91) wynika, że będą sobie równe wszystkie oporności typu $\hat{Z}_{nn}$ jak również oporności $\hat{Z}_{pm}$, $\hat{Z}_{(p+1)(m+1)}$, i t. d. Jeżeli przeplatanie jest przeprowadzone w ten sposób, że po każdym przepleceniu fazy przesuwały się na następne podług numeracji przewody, to wówczas możemy napisać dla dowolnej fazy:

$$\hat{U}^k = [(\hat{Z}_{aa})_{\text{sr}} + \hat{\alpha}^k (\hat{Z}_{ba})_{\text{sr}} + \hat{\alpha}^{2k} (\hat{Z}_{ca})_{\text{sr}} + \dots + \hat{\alpha}^{(n-1)k} (\hat{Z}_{na})_{\text{sr}}] \hat{I}^k. \quad (92)$$

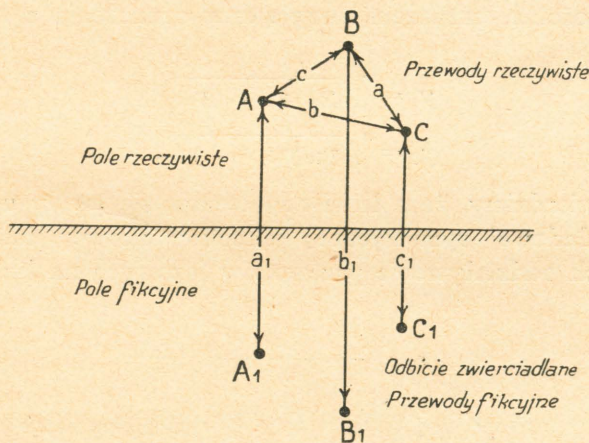
Równanie (92) odpowiada w zupełności równaniu (11) z paragr. 6 część I i temsamem wyprowadzone tu średnie oporności umyślone mogą po podstawieniu do wzoru (13) wyznaczyć szukane upływności linii.

W szczególnym przypadku linii trójfazowej o rozstawieniu przewodów podług rys. 31 otrzymamy średnią wysokość zawieszenia $h^*)$ równą:

$$h = \frac{1}{2} \sqrt[3]{a_1 b_1 c_1}$$

średnią odległość przewodów:

$$d = \sqrt[3]{abc}.$$



Rys. 31.

Wyznaczamy z tych równań bezpośrednio oporności umyślone:

$$\hat{Z}_{ab} = \hat{Z}_{ac} = \hat{Z}_{bc} = \hat{Z}_{ba} = \hat{Z}_{ca} = \hat{Z}_{cb} = - \frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{j}{\omega} \lg \frac{h}{d} \Omega/\text{km}$$

*) Średnia wysokość zawieszenia w przelocie może być wyznaczona ze znacznym przybliżeniem jako wysokość zamocowania przewodu przy izolatorze, mniej 0,7 strzałki zwisu.

oraz:

$$\hat{Z}_{aa} = \hat{Z}_{bb} = \hat{Z}_{cc} = -\frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{1}{\omega} \lg \frac{h}{r} \Omega/\text{km}.$$

Opierając się na wzorze (13) znajdujemy upływności linii dla poszczególnych składowych symetrycznych:

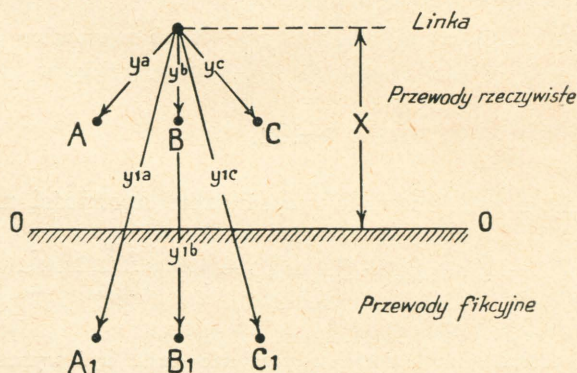
$$\hat{Y}^0 = \frac{10^{-6}}{41,4} j \omega \frac{1}{\lg \frac{8h^3}{r d^2}} \text{ S/km}$$

$$\hat{Y}^1 = \hat{Y}^2 = \frac{10^{-6}}{41,4} j \omega \frac{1}{\lg \frac{d}{r}} \text{ S/km}.$$

Rozpatrzmy jeszcze jeden poszczególny przypadek, gdy linia wyposażona jest w uziemioną linkę ochronną. Wówczas w równaniu (92) będziemy zmuszeni dodać jeszcze wyraz określający oddziaływanie prądu upływowego linki na napięcie fazowe linii. Jeśli założymy że linka umieszczona jest w średniej odległości y od przewodów rzeczywistych, a odpowiadających im przewodów umyślonych w odległości y_1 , zaś od ziemi w odległości x , przyczem, przyjąwszy oznaczenia z rys. 32, znajdą zależności:

$$\begin{aligned} y &= \sqrt[n]{y_a y_b \dots y_n} \\ y_1 &= \sqrt[n]{y_{1a} y_{1b} \dots y_{1n}}, \end{aligned} \quad (93)$$

to wówczas stwierdzimy, że z linki odgałęziają się prądy upływnościowe jedynie dla składowej symetrycznej jednokierunkowej, zaś dla wszystkich pozostałych oddziaływanie przewodów fazowych na linkę wzajemnie się znosi.



Rys. 32.

Dla składowej jednokierunkowej możemy napisać równanie napięcia linki $\hat{U}^x$, które zresztą musi być równe zero, gdyż linka jest uziemiona. Otrzymamy:

$$0 = \hat{U}^x = \hat{I}^0 n \hat{Z}_{ax} + \hat{I}_x \hat{Z}_{xx}. \quad (94)$$

Z równania (94) możemy zatem wyznaczyć prąd upływowy linki i uzupełnić równanie (92) w sposób następujący:

$$\hat{U}^0 = \left[\frac{1}{\hat{Y}_1^0} - n \frac{\hat{Z}_{ax}}{\hat{Z}_{xx}} \hat{Z}_{xa} \right] \hat{I}^0. \quad (95)$$

Podstawiając wartości $\hat{Z}_{ax}$, które są przy upraszczającym założeniu równe $\hat{Z}_{xa}$ oraz wartość $\hat{Z}_{xx}$ otrzymamy ostatecznie:

$$\frac{1}{\hat{Y}^0} = \frac{1}{\hat{Y}_1^0} - \frac{10^6}{0,0242} \cdot \frac{j}{\omega} n \frac{\lg^2 \frac{y^1}{y}}{\lg \frac{2x}{r}} \Omega/\text{km}, \quad (96)$$

gdzie $\hat{Y}_1^0$ jest upływnością linii bez linki.

W przypadku linii trójfazowej będziemy mieli:

$$\frac{1}{\hat{Y}^0} = - \frac{10^6 \cdot 3}{0,0242} \cdot \frac{j}{\omega} \left[\lg \frac{2h}{rd^2} + \frac{\lg^2 \frac{y^1}{y}}{\lg \frac{2x}{r}} \right] \Omega/\text{km}.$$

Przy rozważaniu pojemności linii dwutorowych, pomijamy normalnie oddziaływanie pojemnościowe między liniami i stosujemy dla każdego toru oddzielnie wprowadzone powyżej zależności.

D. Upływność rzeczywista.

Przy rozważaniu zjawisk przetężeniowych w liniach napowietrznych, możemy w dużej większości przypadków pominąć ich upływność rzeczywistą. W praktyce nie gra ona w tym przypadku poważniejszej roli, szczególnie gdy w rachubę wchodzi znaczne pojemności linii.

W dalszych rozważaniach przyjmujemy, że upływność ta nie istnieje.

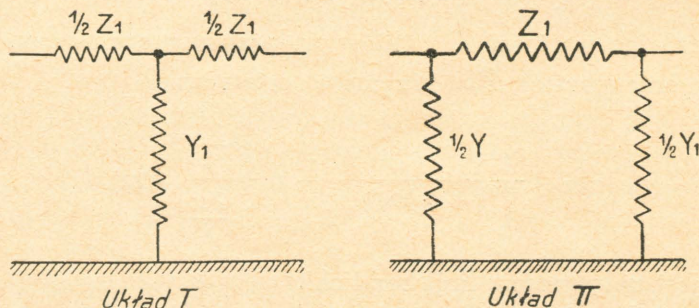
E. Linie długie.

W stosunku do długich linii o równomiernie rozłożonej oporności pozornej i upływności pojemnościowej, dla których zachodzą hyperboliczne zależności pomiędzy napięciami i prądami, możemy dla każdej składowej

symetrycznej stosować zastępcze układy kwadrypolu w układzie T lub II.

Ze względu na łatwość rozwiązywania sieci, jak to zostało wykazane w paragr. 14 część I, układy kwadrypolowe typu II są znacznie praktyczniejsze, gdyż nie wprowadzają do sieci nowych węzłów.

Jeżeli mamy do czynienia z linią, która względem pewnej składowej symetrycznej przedstawia pewną oporność pozorną $\hat{Z}$ oraz pewną upływność pozorną $\hat{Y}$, to wówczas linię tę dla tej składowej możemy przedstawić w postaci schematów zastępczych, przedstawionych na rys. 33



Rys. 33.

przyczem w stosunku do wyszczególnionych tam wielkości $\hat{Z}_1$ i $\hat{Y}_1$ zajdą następujące zależności:

dla układu T:

$$\hat{Z}_1 = \hat{Z} \frac{\operatorname{tgh} \frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}}{\frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}}; \quad \hat{Y}_1 = \hat{Y} \frac{\sinh \frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}}{\frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}} \quad (97)$$

i dla układu II.

$$\hat{Z}_1 = \hat{Z} \frac{\sinh \frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}}{\frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}}; \quad \hat{Y}_1 = \hat{Y} \frac{\operatorname{tgh} \frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}}{\frac{\sqrt{\hat{Z} \hat{Y}}}{2}} \quad (98)$$

W praktyce wprowadzanie zależności (97) i (98) jest konieczne tylko dla linii bardzo długich o bardzo wysokim napięciu. Dla linii o długości poniżej 100 km i dla częstotliwości 50 okr./sek. różnice pomiędzy wielkościami wektorowymi $\hat{Z}$ i $\hat{Y}$ z jednej a $\hat{Z}_1$ i $\hat{Y}_1$ z drugiej strony są minimalne tak co do argumentów jak i modułów. Nie przekraczają one wówczas z reguły 0,5% w modułach i 2 sekund w argumentach.

Dla obliczeń prądów zwarciovych, przy których otrzymane rezultaty ze względu na ogólny charakter zjawiska nie mogą zupełnie ściśle odpowiadać rzeczywistości, można w większości przypadków zbudować kwadrypole zastępcze linii długich wprost z wielkości $\hat{Z}$ i $\hat{Y}$.

F. Charakterystyczne dane liczbowe dla linii trójfazowych.

Poniżej podajemy zestawienie typowych danych liczbowych dla linii trójfazowych, opierając się na materiałach zebranych dla F-my Alsthom przez J. Fallou.

Jak z tej tablicy wynika oporności indukcyjne linii zmieniają się w wąskich granicach, wynosząc średnio dla składowej lewo- i prawoskrętnej około 0,4 — 0,45 Ω/km , zaś dla jednokierunkowej 1,2 — 1,4 Ω/km .

Dane liczbowe linii trójfazowych.

Napięcie nominalne .	60	90	120	220	kV
Rodzaj przewodu . . .	Cu 75	Al + Fe 200	Al+Fe 188,7	Al + Fe 355	mm ²
Oporność pozorna lewo i prawoskrętna .	0,25 + j. 0,411	0,167 + j. 0,408	0,189 + j. 0,459	0,10 + j. 0,423	Ω/km
Oporność pozorna jednokierunkowa . . .	0,515 + j. 1,37	0,658 + j. 1,395	0,506 + j. 1,29	0,313 + j. 1,226	Ω/km
Głębokość położenia fikcyjnego toru powrotnego	490	1 035	648	615	m
Rodzaj gruntu	ilasty	skała granit.	wapienny	ilasty	

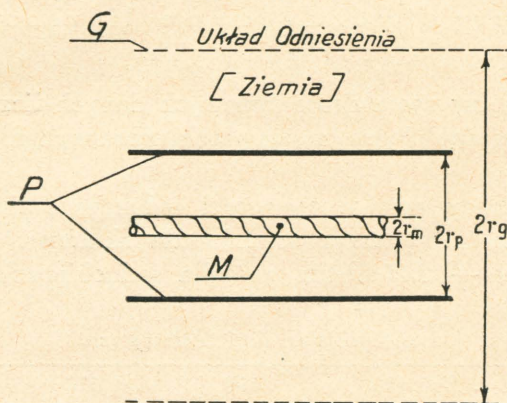
2. Kable.

Przy rozważaniu zjawisk zachodzących w kablach elektrycznych, występuje komplikacja w porównaniu z liniami napowietrznymi ze względu na oddziaływanie układu odniesienia, położonego w bezpośredniej bliskości żył przewodzących. Oddziaływanie to występuje szczególnie silnie przy kablach jednożyłowych, gdzie nie następuje wzajemne znoszenie się pól magnetycznych poszczególnych żył.

A. Oporność pozorna pojedynczego kabla jednożyłowego.

Kabel jednożyłowy przedstawić można schematycznie podług rys. 34. Będzie on się składał z przewodzącego walca M , odpowiadającego żył

kabla o promieniu r_m , z koncentrycznej powierzchni walcowej P odpowiadającego płaszczy kabla o promieniu r_p i z ewentualnej ziemi znajdującej się dookoła kabla, w której przyjmujemy, że prąd będzie przepływał na powierzchni pewnego fikcyjnego walca G o promieniu r_g .



Rys. 34.

Oznaczmy oporność i samoindukcję liczoną na jednostkę długości każdego z tych trzech walców, pomyślanego oddzielnie, jako R_m , R_p , R_g i L_m , L_p , L_g .

Walec M jest odizolowany od pozostałych, podczas gdy powierzchnie P i G tworzą wspólny układ przewodzący.

Pole magnetyczne wytwarzane przez żyłę M rozprzestrzenia się aż do powierzchni P , tak jakby żyła istniała sama w przestrzeni, niezależnie od innych przewodów. Przedostając się jednak poza tę powierzchnię ulega ono stopniowemu zniesieniu przez pole płaszcza kabla i wreszcie przechodząc w przewodzący układ odniesienia zatracą się stopniowo w zupełności.

Zgodnie z zasadą zastąpienia układu odniesienia pewną umyślną przewodzącą powierzchnią walcową G , ze względu na to, że przy takim założeniu nazewnątrz tej powierzchni nie ma już pola magnetycznego, otrzymamy dla prądów poszczególnych walców następującą zależność:

$$\hat{I}_m + \hat{I}_p + \hat{I}_g = 0. \quad (99)$$

Z drugiej strony spadek napięcia wzdłuż kabla musi następować jednakowo w powierzchniach P i G , gdyż w przeciwnym razie popłynęłyby

prądy wyrównawcze pomiędzy ziemią i płaszczem kabla. Możemy zatem napisać:

$$\hat{I}_g R_g = \hat{I}_p [R_p + j \omega (L_p - L_g)] + j \omega \hat{I}_m (L_p - L_g). \quad (100)$$

Przyчем przy wyprowadzeniu zależności (100) przyjęto, że pole magnetyczne poza powierzchnią G nie istnieje, zaś pozostałe zależności wynikły z charakterystycznych własności pól magnetycznych układu przewodzących walców koncentrycznych.

Z zależności (99) i (100) wyznaczamy:

$$\begin{aligned} \hat{I}_g &= -\hat{I}_m \cdot \frac{R_p}{R_g + R_p + j \omega (L_p - L_g)} \\ \hat{I}_p &= -\hat{I}_m \left[1 - \frac{R_p}{R_s + R_p + j \omega (L_p - L_g)} \right]. \end{aligned} \quad (101)$$

Znając wartości prądów przepływających przez ziemię i płaszcz kabla możemy wyznaczyć spadek napięcia w żyłę. Otrzymamy:

$$\begin{aligned} \hat{U}_m &= \hat{I}_m [R_m + j \omega (L_m - L_g)] + \hat{I}_p j \omega (L_p - L_g) = \\ &= \hat{I}_m \left\{ R_m + R_p - \frac{R_p (R_p + R_g)^2}{(R_p + R_s)^2 + \omega^2 (L_p - L_g)^2} + \right. \\ &\quad \left. + j \omega \left[L_m - L_p + (L_p - L_g) \frac{R_p (R_p + R_g)}{(R_p + R_g)^2 + \omega^2 (L_p - L_g)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (102)$$

Z ostatniej zależności znajdujemy bezpośrednio oporność rzeczywistą i samoindukcję kabla jednożyłowego zakopanego w ziemi w oddali od innych przewodów. Otrzymamy w odniesieniu do żyły M kabla:

$$\begin{aligned} R &= R_m + R_p - \frac{R_p (R_p + R_g)^2}{(R_p + R_g)^2 + \omega^2 (L_p - L_g)^2} \\ L &= L_m - L_p + (L_p - L_g) \frac{R_p (R_p + R_g)}{(R_p + R_g)^2 + \omega^2 (L_p - L_g)^2}. \end{aligned} \quad (103)$$

We wzorach powyższych poszczególne współczynniki samoindukcji wyznaczmy na zasadzie wzoru (70), przyчем tylko w przypadku współczynnika samoindukcji samej żyły L_m będzie tu wchodził w rachubę zastępczy promień przekroju r_m^1 uwzględniający pole magnetyczne wewnątrz żyły, podczas gdy w przypadku współczynników samoindukcji L_p i L_g będziemy przyjmowali, że prąd przepływa po cienkiej powierzchni walcowej i przyjmujemy rzeczywiste promienie tych walców r_p i r_g .

Otrzymamy zatem:

$$L_m - L_p = 4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{r_p}{r_m^1} \text{ H/km.}$$

$$L_p - L_g = 4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{r_g}{r_p} \text{ H/km.}$$

Promień fikcyjnego walca G określa się w tym przypadku analogicznie do głębokości fikcyjnego toru powrotnego podanego we wzorze (73).

Otrzymamy:

$$r_g = \frac{0,52}{\sqrt{\gamma \omega}} \text{ cm,}$$

gdzie γ jest przewodnością ziemi wyznaczoną w ten sam sposób jak we wzorze (73).

Oporność rzeczywistą gruntu R_g wyznaczamy stosownie do rozważań przeprowadzonych przy zależności (82), jako:

$$R_g = \frac{1}{2} 10^{-4} \pi \omega \Omega / \text{km.}$$

Zazwyczaj w praktyce R_p i R_g są pomijane w stosunku do $\omega [L_p - L_g]$. Wówczas wzory (101) ulegają uproszczeniu.

$$\begin{aligned} \hat{I}_g &= +j \hat{I}_m \frac{R_p}{\omega [L_p - L_g]} \\ \hat{I}_p &= -\hat{I}_m \left[1 + j \frac{R_p}{\omega [L_p - L_g]} \right]. \end{aligned} \quad (101-a)$$

W przypadku tym pomiędzy prądami $\hat{I}_p$ i $\hat{I}_g$ zachodzi przesunięcie fazowe o niemal 90° .

Wyprowadzone wzory (103) określają dla kabla jednożyłowego jego wypadkową oporność pozorną tylko w tym przypadku, gdy w odległości r_g od danego kabla nie występuje żadne pole magnetyczne. Dla orientacji należy podać że najczęściej wartość r_g jest zawarta w granicach 500 do 1000 metrów. W przypadku, gdy w bliższej odległości ułożony jest inny kabel wytwarzający nazewnątrż swego płaszcza pole magnetyczne, wówczas należy uwzględnić wzajemne oddziaływanie pomiędzy kablami.

B. Oporność indukcyjna linii kablowych.

Jeśli mamy do czynienia z kablem wielofazowym symetrycznym, wówczas możemy ze znaczną dokładnością stwierdzić, że przy wszystkich składowych symetrycznych z wyjątkiem składowej jednokierunkowej,

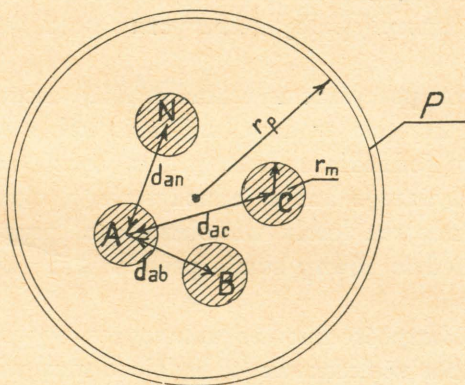
poła magnetyczne wytwarzane przez fazy znoszą się w obrębie płaszczka i nazewnątrz niego nie uwidacznia się żadne oddziaływanie magnetyczne. Dla składowych zatem wszystkich rzędów z wyjątkiem jednokierunkowej otrzymamy tu te same zależności co i dla linii napowietrznej.

Możemy tu zatem analogicznie do wzorów (73) i (74) wyznaczyć współczynniki indukcji wzajemnej i własnej i dalej na zasadzie wzorów (9) z paragr. 5 części I wyznaczyć oporności indukcyjne zastępcze względem poszczególnych składowych symetrycznych.

W przypadku składowej jednofazowej traktujemy cały kabel analogicznie jak kabel jednożyłowy z tym tylko, że musimy uwzględnić dodatkową samoindukcję wewnętrzną układu żył.

Założmy dowolny kabel wielofazowy (rys. 35) o żyłach $A, B, \dots, N$ o jednakowym promieniu r i o odstępach wzajemnych $d_{ab}, d_{ac} \dots$; promień płaszczka tego kabla niech wynosi r_p .

Na fazę A tego kabla będzie oddziaływało n pól magnetycznych, całkowitych, wytworzonych przez każdą z faz pozostałych mniej te pola, które wytwarzane przez daną fazę nie obejmują rozważanej fazy A .



Rys. 35.

Opierając się na zależnościach podstawowych (70 i 72), możemy zatem wyznaczyć dla fazy A współczynnik samoindukcji względem strumienia magnetycznego, obejmującego ją i zawartego wewnątrz płaszczka P , jako równy:

$$\begin{aligned}
 L_a - L_p &= 4,6 \cdot 10^{-4} \left[\lg \frac{F}{r_m^1} + \sum_{n=B}^{n=N} \lg \frac{F}{d_{an}} - n \lg \frac{F}{r_p} \right] = \\
 &= 4,6 \cdot 10^{-4} \left[\lg \frac{n r_p}{r_m^1 d_{ab} d_{ac} \dots d_{an}} \right] \text{ H/km.} \quad (104)
 \end{aligned}$$

Przyjmując $d = \sqrt[n-1]{d_{ab} d_{ac} \dots d_{an}}$; otrzymamy:

$$L_a - L_p = 4,6 \cdot 10^{-4} n \lg \frac{r_p}{\sqrt[n]{r_m^1 d^{n-1}}} \text{ H/km.} \quad (105)$$

Zależność powyższa ze względu na symetrię kabla będzie słuszna dla dowolnej fazy kabla.

Ze względu na zjawiska zachodzące w obrębie płaszcza P kabla wielofazowego, indukcyjny spadek napięcia, który powstanie przy przepływie składowej jednokierunkowej prądu przez żyłę, będzie równy spadkowi, jaki powstałby w kablu jednożyłowym o analogicznych wymiarach płaszcza, przez którego żyłę przepływałby prąd równy sumie prądów wszystkich faz i którego samoindukcja wewnątrzpłaszczowa byłaby równa:

$$L_m - L_p = 4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{r_p}{\sqrt[n]{r_m^1 d^{n-1}}} \text{ H/km.} \quad (106)$$

Zjawiska, które zajdą przy składowej jednokierunkowej w samym płaszczu i nazewnątrz płaszcza kabla wielofazowego, będą analogiczne jak w przypadku kabla jednożyłowego o tych samych wymiarach płaszcza, przez którego żyłę przepływałby sumaryczny prąd wszystkich faz kabla wielofazowego.

Opierając się na powyższym rozumowaniu, możemy stwierdzić, że indukcyjny spadek napięcia w dowolnej fazie kabla wielofazowego, spowodowany składową jednokierunkową prądu, będzie równy spadkowi napięcia w żyłę pojedynczego kabla jednożyłowego, określonego jak wyżej i pomyślanego na miejscu kabla wielofazowego, przy uwzględnieniu, że prąd w jego żyłę będzie równy sumie prądów wszystkich faz kabla wielofazowego.

Wynika z tego bezpośrednio, że indukcyjna oporność jednokierunkowa każdej z faz kabla wielofazowego, będzie n -razy większa od oporności indukcyjnej ostatnio określonego kabla jednożyłowego. Opierając się zatem na wzorze (103) będziemy mogli napisać:

$$\hat{Z}^0 = j \omega \left[L_a - L_p + n [L_p - L_g] \frac{R_p (R_p + R_g)}{(R_p + R_g)^2 + \omega^2 (L_p - L_g)} \right], \quad (107)$$

przyczem w powyższej zależności wyznaczymy $L_a - L_p$ ze wzoru (105), zaś pozostałe wyrażenia analogicznie jak we wzorze (103).

W szczególności dla kabli trójfazowych otrzymamy analogicznie do wzoru (75) indukcyjną oporność zastępczą dla składowych lewo- i prawoskrętnej równą:

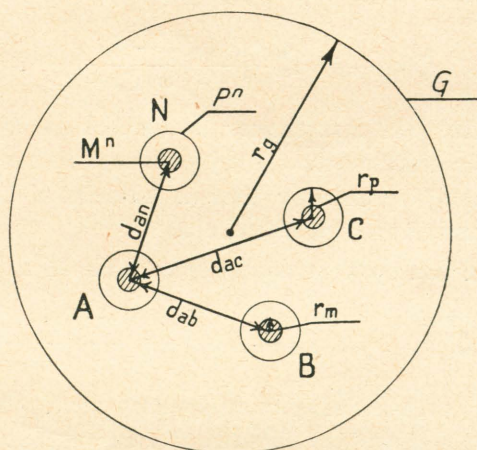
$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}^2 = j 4,6 \omega \lg \frac{d}{r_m^1} 10^{-4} \text{ om/km.}$$

Dla składowej jednokierunkowej otrzymamy odpowiednio:

$$\hat{Z}^0 = 4,6 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \left[\lg \frac{r_p}{\sqrt[n]{r_m^1 d}} + \left(\lg \frac{r_g}{r_p} \right) \cdot \frac{R_p \left[R_p + \frac{\pi \omega}{2} 10^{-4} \right]}{\left[R_p + \frac{\pi \omega}{2} 10^{-4} \right]^2 + \left[4,6 \cdot 10^{-4} \omega \lg \frac{r_g}{r_p} \right]^2} \right]$$

Przejdziemy teraz skoślej do rozważania linii wielofazowej utworzonej z układu jednożyłowych fazowych kabli ułożonych w bezpośredniej bliskości.

Założmy układ jednakowych kabli jednożyłowych rozmieszczony w dowolny sposób w ziemi (rys. 36). Każdy z kabli jest jedną z faz wielofazowej linii symetrycznej.



Rys. 36.

Przyjmujemy pewne założenia upraszczające polegające na tym, że założymy, iż odległość pomiędzy dowolnymi kablami pozostaje ta sama, przyczem określimy ją jako:

$$d = \sqrt[n-1]{d_{ab} d_{ac} \dots d_{an}}.$$

Ziemię otaczającą kable przedstawimy w postaci umyślonej przewodzącej powierzchni walcowej G o promieniu r_g , wyznaczonym tak samo jak poprzednio.

W płaszczu dowolnego kabla naprzykład w P^a będą indukowane pewne siły elektromotoryczne oraz popłynie pewien prąd. Wypadkowy spadek napięcia w tym płaszczu na jednostkę długości kabla musi być analogiczny do odpowiedniego spadku napięcia w ziemi, czyli do spadku napięcia występującego w umyślonym walcu G .

Dla wszystkich składowych symetrycznych z wyjątkiem jednokierunkowej na powierzchni G nie będzie się indukował żaden prąd, gdyż przyjąwszy r_g dostatecznie wielkie (p. p. A, str. 87) oddziaływanie poszczególnych faz na ten walec będzie się wzajemnie znosić. Wynika z tego, że spadek napięcia w płaszczu dowolnej fazy musi w tym przypadku być równy zeru.

Otrzymamy zatem spadek napięcia dla płaszcza fazy A jako równy:

$$\hat{U}_p^a = \hat{I}_p^a R_p + j \omega [\hat{I}_m^a + \hat{I}_p^a] [L_p - L_g] + \sum_{n=B}^{n=N} j \omega [\hat{I}_m^n + \hat{I}_p^n] [L_d - L_g] = 0, \quad (108)$$

gdzie L_d oznacza samoindukcję samotnego przewodu o promieniu równym d .

Wyznamy stąd prąd płynący w płaszczu fazy A :

$$\hat{I}_p^a = -j \omega \hat{I}_m^a \frac{L_p - L_d}{R_p + j \omega (L_p - L_d)}. \quad (109)$$

Spadek napięcia, jaki otrzymamy w fazie A (w żyłę), będzie pochodził od jej oporności rzeczywistej i jej pola wewnątrz płaszcza oraz od pola wytworzonego pomiędzy danym kablem a kablami innych faz umieszczonymi w umyślonej odległości d .

Możemy zatem dla spadku napięcia w fazie A napisać:

$$\hat{U}_m^a = \hat{I}_m^a \left[R_m + j \omega (L_m + L_d) + \frac{\omega^2 (L_p - L_d)^2}{R_p + j \omega (L_p - L_d)} \right]. \quad (110)$$

Ze wzoru (110) znajdujemy bezpośrednio zastępczą oporność indukcyjną jednej fazy dla dowolnej składowej symetrycznej z wyjątkiem jednofazowej. Będziemy mieli:

$$\hat{Z}^k = j \omega \left[L_m - L_p + (L_p - L_d) \frac{R_p^2}{R_p^2 + \omega^2 (L_p - L_p)^2} \right] \quad | \quad k \neq 0. \quad (111)$$

W przypadku składowej symetrycznej jednokierunkowej pole magnetyczne wewnątrz płaszcza każdego kabla fazowego będzie przebiegało analogicznie jak w przypadku kabla jednożyłowego rozpatrywanego w punkcie A tego paragr. Natomiast nazewnątrz układu kabli, aż do umyślonej powierzchni G pole będzie wzmocnione n -krotnie, ze względu na sumowanie się n jednakowych pól, wytworzonych przez poszczególne fazy. Będziemy mogli zatem uważać, że w tym przypadku mamy do czynienia z jednym kablem jednożyłowym, przez który przepływa prąd n razy większy niż prąd fazowy, odpowiadający składowej jednokierunkowej, przyczem dla tego umyślonego kabla musimy n -krotnie zmniejszyć oporności R_m i R_p oraz wyrażenie $L_m - L_p$ wyznaczone dla kabli fazowych.

Opierając się zatem na wzorze (102) możemy napisać:

$$\hat{U}_m^{0a} = \hat{I}_m^{0a} \left[R_m + j \omega (L_m - L_p) + R_p - \frac{R_p (R_p + n R_g) [R_p + n R_g - j \omega n (L_p - L_g)]}{(R_p + n R_g)^2 + n^2 \omega^2 (L_p - L_g)^2} \right] \quad (112)$$

Stąd zaś wyznaczymy bezpośrednio oporność indukcyjną zastępczą jednej fazy dla składowej symetrycznej jednokierunkowej. Otrzymamy:

$$\hat{Z}^0 = j \omega \left[L_m - L_p + n (L_p - L_g) \frac{R_p (R_p + n R_g)}{(R_p + n R_g)^2 + n^2 \omega^2 (L_p - L_g)^2} \right] \quad (113)$$

Przechodząc do szczególnego przypadku linii trójfazowej symetrycznej utworzonej przez trzy kable jednożyłowe otrzymamy odpowiednio do wzorów (111) i (113) następujące zależności dla oporności indukcyjnych fazowych:

względem składowej lewo- i prawoskrętnej:

$$\hat{Z}^1 = \hat{Z}^2 = 4,6 \cdot 10^{-4} j \omega \left[\lg \frac{r_p}{r_m} + \left(\lg \frac{d}{r_p} \right) \cdot \frac{R_p^2}{R_p^2 + \omega^2 \left(4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{d}{r_p} \right)^2} \right]$$

i względem składowej jednokierunkowej:

$$\hat{Z}^0 = j 4,6 \cdot 10^{-4} \omega \left[\lg \frac{r_p}{r_m} + 3 \left(\lg \frac{r_s}{r_p} \right) \frac{R_p (R_p + 3 R_g)}{(R_p + 3 R_g)^2 + 9 \omega^2 \left(4,6 \cdot 10^{-4} \lg \frac{r_g}{r_p} \right)^2} \right],$$

gdzie R_g i r_g , wyznaczymy analogicznie jak we wzorze (103).

W przeprowadzonych powyżej rozważaniach dotyczących indukcyjnej oporności fazowej nie uwzględniono wpływu żelaznego opancerzenia, które zazwyczaj znajduje się na płaszczach kabli obołowionych i które wpływa na zwiększenie współczynnika samoindukcji typu $L_p - L_g$ i co zatem idzie powoduje silniejszy wzrost prądów w płaszczu w porównaniu z prądami odgałęziającymi się od ziemi.

C. Oporność rzeczywista.

W przypadku wielofazowych kabli wielożyłowych, jeśli mamy do czynienia ze składowymi symetrycznymi dowolnych rzędów z wyjątkiem jednokierunkowej, nie przenoszą się oddziaływania poszczególnych żył na płaszcz kabla, ani też na otaczający go układ odniesienia. W przypadku tym nie indukują się zatem żadne prądy ani w płaszczu ani w układzie odniesienia i co zatem idzie nie występują w nich żadne straty energetyczne. Jak z tego wynika oporność kabla rzeczywista nie wzrasta i tem samem wszystkie żyły zachowują taką oporność rzeczywistą, jaką miałyby,

gdyby każda z nich była traktowana zupełnie oddzielnie, zdala od innych przewodów. Znajdują tu zatem zastosowanie wywody dotyczące oporności rzeczywistej linii napowietrznych i dla określenia oporności poszczególnej fazy stosuje się wzór (79).

Inaczej jednak przedstawia się sprawa dla wielożyłowych kabli w przypadku rozważania rzeczywistej oporności fazowej względem składowej jednokierunkowej. W przypadku tym, jak to już wyłuszczone w poprzednim punkcie, zjawiska w płaszczu i otaczającym kabel, układzie odniesienia zachodzą w ten sposób, jak gdybyśmy mieli do czynienia z kablem jednożyłowym, przez który przepływa prąd równy sumie wszystkich prądów fazowych.

Możemy tu zatem zastosować wzór (103) pamiętając jednak o tem, że podany tam przyrost oporności odnosi się do całkowitego prądu kabla a więc do prądu n -krotnie większego od fazowego i że zatem w stosunku do prądu jednej tylko fazy przyrost ten będzie n -krotnie większy. Będziemy mogli zatem napisać:

$$R = R_m + n \left[R_p - \frac{R_p (R_p + R_g)^2}{(R_p + R_g)^2 + \omega^2 (L_p - L_g)^2} \right]. \quad (114)$$

Jeśli rozpatrywana linia wielofazowa składa się z układu kabli jednożyłowych z których każdy odpowiada jednej fazie, wówczas dla dowolnej składowej symetrycznej z wyjątkiem jednofazowej otrzymujemy w płaszcach poszczególnych kabli prądy, określone wzorem (109), przy czem prądy te powodują w płaszcach straty które wyrażają się wzrostem oporności rzeczywistej fazowej.

Opierając się na wyprowadzonej w tym przypadku zależności (110) możemy wyznaczyć rzeczywistą oporność fazową w sposób następujący:

$$R^k = R_m + R_p \frac{\omega^2 (L_p - L_d)^2}{(R_p^2 + \omega^2 (L_p - L_d)^2)} \quad | \quad k \neq 0. \quad (115)$$

Dla składowej jednokierunkowej przyjmujemy jako punkt wyjściowy wyprowadzoną poprzednio zależność (112), z której znajdujemy szukaną rzeczywistą oporność fazową jako:

$$R^0 = R_m + R_p \frac{n^2 \omega^2 (L_p - L_g)^2}{(R_p + n R_g)^2 + n^2 \omega^2 (L_p - L_g)^2}. \quad (116)$$

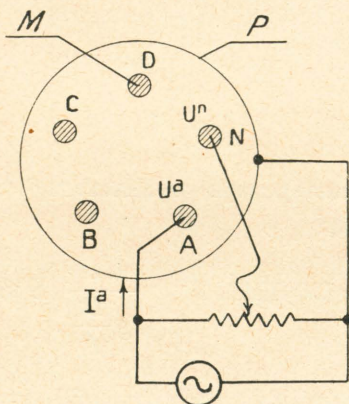
Wypada tu zaznaczyć, że straty, jakie zachodzą w dielektryku kabli, nie wpływają na wzrost oporności rzeczywistej poszczególnych faz, lecz oddziałują jedynie jako zwiększenie rzeczywistej upływności fazowej.

D. Upływność pojemnościowa.

Wyznaczenie pojemności pomiędzy poszczególnymi żyłami i płaszczem kabli wielofazowych napotyka na drodze rachunkowej na poważne trudności i w przypadku kabli o liczbie faz większej od trzech jest praktycznie niecelowe.

Ponieważ z drugiej strony zmierzenie drogą doświadczalną tych pojemności jest stosunkowo łatwe, przeto w praktyce wyznacza się współczynniki typu $\hat{Z}_{pm}$ wprowadzone w paragr. 6 części I z reguły w sposób doświadczalny.

Jeżeli mamy symetryczny kabel wielofazowy przedstawiony na rys. 37, wówczas wybieramy dowolną żyłę kabla na przykład A , doprowadzamy pomiędzy żyłę tę a płaszcz kabla zmienne napięcie $\hat{U}^a$, podczas gdy wszystkie pozostałe żyły pozostawiamy odizolowane. Na pozostałych żyłach ustalą się wskutek sprzężeń pojemnościowych pewne napięcia $\hat{U}^b \hat{U}^c \dots \hat{U}^n$, które wyznaczamy napięciowym kompensatorem prądu zmiennego względem napięcia zasilającego $\hat{U}^a$.



Rys. 37.

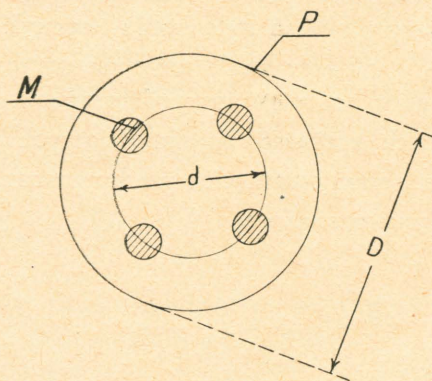
Znając jednocześnie prąd upływnościowy $\hat{I}^a$, możemy wyznaczyć współczynniki typu $\hat{Z}_{an}$, określające, w jaki sposób upływnościowy prąd fazy A wpływa na napięcie faz pozostałych. Będzie:

$$\hat{Z}_{aa} = \frac{\hat{U}^a}{\hat{I}^a}; \quad \hat{Z}_{an} = \hat{Z}_{na} = \frac{\hat{U}^n}{\hat{I}^a} \dots \quad (117)$$

Znając współczynniki wyznaczone wzorem (117) z łatwością znajdziemy na zasadzie równania (13) upływność fazową danego kabla względem dowolnej składowej symetrycznej.

W przypadku, gdy chodzi nam o wyznaczenie upływności fazowej względem składowych jednokierunkowych, wówczas możemy traktować kabel wielożyłowy jak kabel jednożyłowy o żyłę, która posiada średnicę wynikającą z wymiarów kabla rzeczywistego.

Jeśli mamy do czynienia z kablem przedstawionym na rys. 38, to wówczas w znacznym przybliżeniu zastępcza żyła umyślonego kabla jednofazowego będzie posiadała średnicę równą średnicy koła przechodzącego przez środki wszystkich żył, kabla rzeczywistego.



Rys. 38.

Dla takiego kabla zastępczego wyznaczamy z łatwością upływność pojemnościową wynoszącą:

$$\hat{Y}^0 \approx j \cdot 0,0242 \cdot 10^{-6} \frac{\omega \varepsilon}{\lg \frac{D}{d}} \text{ S/km.} \quad (118)$$

W przypadku kabli trójżyłowych (rys. 39) można wyprowadzić następujące zależności (niezupełnie ściśle) określające ich fazową upływność pojemnościową.*)

$$\hat{Y}^1 = \hat{Y}^2 \approx j \cdot 0,0483 \cdot 10^{-6} \frac{\omega \varepsilon}{\lg \left[\frac{d^2}{r^2} \cdot \frac{(3D^2 - 4d^2)^3}{(3D^2)^3 - (4b^2)^3} \right]} \text{ S/km.}$$

*) Por. St. Wysocki. Obliczanie przewodów elektrycznych. Warszawa, 1926, str. 307.

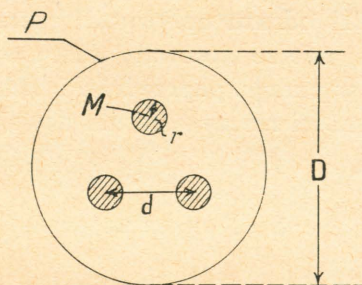
Ze wzoru (118) wyznaczmy względem składowej jednokierunkowej:

$$\hat{Y}^0 \approx j 0,0242 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\omega \varepsilon}{\lg \frac{\sqrt{3} D}{2d}} \text{ S /km.}$$

W przypadku kabli jednożyłowych, każdy kabel będzie przedstawiał pojemność fazową. Pojemności tej będzie odpowiadała upływność pojemnościowa, którą z łatwością wyznaczmy stosując znany wzór dla układu walców koncentrycznych. Otrzymamy:

$$\hat{Y}^k = j 0,0242 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\omega \varepsilon}{\lg \frac{r_p}{r_m}} \text{ S /km.} \quad (119)$$

Wzór (119) stosuje się dla wszystkich składowych symetrycznych nie wyłączając składowej symetrycznej jednokierunkowej.



Rys. 39.

We wszystkich wyprowadzonych dotychczas wzorach na upływność pojemnościową kabli występują stałe dielektryczne ε . Dla stosowanych najczęściej dielektryków papierowych w kablach, wartość ε zawiera się normalnie w granicach 3,6 do 4,2.

E. Upływność rzeczywista.

Rzeczywista upływność kabli elektrycznych ma swoją przyczynę głównie w stratności dielektrycznej, występującej w warstwach izolacyjnych pomiędzy żyłami, ewentualnie w razie składowej jednokierunkowej pomiędzy żyłami i płaszczem.

Ogólnie stratę mocy w dielektryku można wyrazić w pewnym procencie do pojemności, w skład której dielektryk ten wchodzi. Możemy

tu zastosować przybliżony wzór (słuszny poniżej punktu jonizacji kabla), w myśl którego:

$$\hat{W} = \tau f C U^2 \quad \text{W/km} \quad (120)$$

gdzie $\hat{W}$ wyraża stratę mocy, f częstotliwość, C pojemność danego układu w F/km , zaś $\hat{U}$ napięcie w woltach przyłożone na jego biegunach. τ jest pewnym współczynnikiem zależnym od użytego dielektryka i wynosi dla dielektryków kablowych papierowych około 0,15.

Pamiętając, że $\hat{W} = \hat{U} \hat{I}_r = \hat{U}^2 \hat{Y}_r$, gdzie indeksy r oznaczają przynależność danych wielkości do składowych rzeczywistych, oraz wiedząc, że $\hat{Y}_c = j 2 \pi f C$ możemy napisać:

$$\hat{Y}_r = -j \frac{\tau}{2 \pi} \hat{Y}_c. \quad (121)$$

W ten sposób, znając upływności pojemnościowe danego kabla, wyznaczamy wzorem (121) od razu upływności rzeczywiste. Do upływności tych będą się w pewnej mierze stosowały wzory wyprowadzone dla upływności pojemnościowej w paragr. poprzednim i będziemy mogli na ich zasadzie wyznaczyć upływności rzeczywiste dla dowolnych linii kablowych.

3. Transformatory.

Jako uzwojenie transformatora określimy tę część nierozgałęziającego się przewodnika elektrycznego w transformatorze, która jest nawinięta na pewnym jego rdzeniu magnetycznym.

Układem uzwojeń będzie grupa uzwojeń wiążąca się elektrycznie z pewnym promieniem (lub węzłem) sieci wielofazowej, dochodzącym do danego transformatora.

Rozróżniać będziemy w transformatorach strumienie magnetyczne sprzęgające, to jest takie, które powodują sprzężenie magnetyczne pomiędzy różnymi układami uzwojeń i strumienie samoindukcyjne, które indukują jedynie samoindukcyjne spadki napięcia w pewnym układzie uzwojeń, sprzężeń zaś międzyukładowych nie wywołują.

W przypadku rozpatrywania zjawisk zwarciovych, uczynimy następujące założenia upraszczające:

1) Pominiemy prądy magnesujące, potrzebne dla wytworzenia strumieni magnetycznych sprzęgających. Prądy te są z reguły niższego rzędu od prądów przetężeniowych.

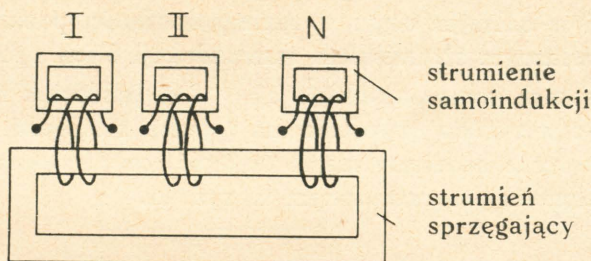
2) Założymy, że nie ma pomiędzy poszczególnymi uzwojeniami pewnego rdzenia innych sprzężeń w transformatorze jak tylko to, które jest wytworzone przez strumień magnetyczny obejmujący wszystkie te uzwojenia. Znaczący to innymi słowami, że nie uwzględniamy takich strumieni magnetycznych, które na danym rdzeniu obejmowałyby jedynie część uzwojeń.

3) Przyjmijmy, że oporność magnetyczna elementów transformatora jest stała, niezależna od natężeń pól magnetycznych.

Założenia powyższe są w znacznym przybliżeniu słuszne dla stosowanych w praktyce w normalnych warunkach pracy transformatorów i przy rozważaniu zjawisk przetężeniowych mogą być przyjęte bez praktycznego wpływu na dokładność rezultatów obliczeń.

A. Zależności międzyuzwojeniowe transformatora.

Rozważmy rdzeń dowolnego transformatora, na którym są umieszczone kolejno uzwojenia I, II, III, N , (rys. 40).



Rys. 40.

Prądy, przepływające przez te uzwojenia, wytwarzają w transformatorze strumienie magnetyczne samoindukcyjne, własne i poza tym obejmują pewien wspólny strumień magnetyczny, sprzęgający, przepływający przez dany rdzeń.

Ponieważ pomijamy prądy magnesujące wytwarzające strumień sprzęgający, przeto żaden z prądów $\hat{I}_I, \hat{I}_{II}, \dots, \hat{I}_N$ nie może przyczynić się do wytworzenia strumienia magnetycznego wspólnego i musi zatem zająć zależność:

$$\hat{I}_I c_I + \hat{I}_{II} c_{II} + \dots + \hat{I}_N c_N = 0, \quad (122)$$

gdzie $c_I, c_{II}, \dots, c_N$ są stałymi proporcjonalnymi do ilości zwojów poszczególnych uzwojeń.

Siły elektromotoryczne wzbudzone przez strumień magnetyczny sprzę-

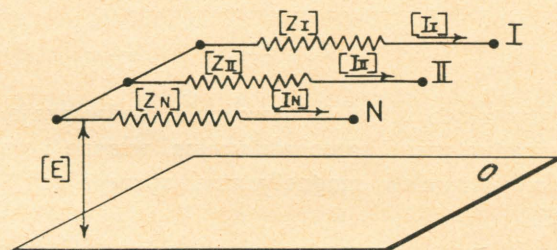
gający będą proporcjonalne do liczby zwojów uzwojeń oraz do częstotliwości i zajdzie między nimi zależność:

$$\frac{\hat{E}_I}{c_I} = \frac{\hat{E}_{II}}{c_{II}} = \dots = \frac{\hat{E}_N}{c_N}. \quad (123)$$

Jeśli teraz wyrazimy prądy uzwojeń $I, II \dots N$ w jednostkach wynoszących odpowiednio $1 : c_I, 1 : c_{II} \dots 1 : c_N$ jednostek normalnych prądu, zaś siły elektromotoryczne indukowane w uzwojeniach przez strumień sprzęgający w jednostkach wynoszących odpowiednio $c_I, c_{II} \dots c_N$ jednostek napięcia, to wówczas zależności (122) i (123) można będzie przepisać w sposób następujący:

$$\begin{aligned} [I_I] + [I_{II}] + \dots + [I_N] &= 0 & \text{w jednostkach } \frac{1}{c} \text{ normalnych} \\ [E_I] = [E_{II}] = \dots = [E_N] &= [E] & \text{w jednostkach } c\text{-krotnie} \\ & & \text{większych od normalnych.} \end{aligned} \quad (124)$$

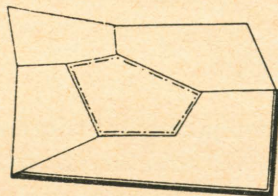
Jeśli w dalszym ciągu wyrazimy oporności pozorne uzwojeń spowodowane własnym strumieniem samoindukcji i ich opornością rzeczywistą w jednostkach wynoszących $c_I^2, c_{II}^2 \dots c_N^2$ jednostek normalnych i przyjmemy, że wszystkie uzwojenia mają jeden z biegunów wspólnie połączony, to wówczas będziemy mogli zastąpić rozpatrywany rdzeń transformatora schematem przedstawionym na rys. 41.



Rys. 41.

Jeśli mamy do czynienia z transformatorem, którego obwód magnetyczny nie jest tak prosty jak rozważany poprzednio, lecz całkiem dowolny, to wówczas zmodyfikujemy zależność (122) w tym sensie, że będzie ona słuszną, jeśli weźmiemy prądy uzwojeń wzdłuż pewnego zamkniętego obwodu magnetycznego. Jeśli na przykład obwód transformatora będzie można przedstawić schematycznie w postaci pewnej sieci magnetycznej poda-

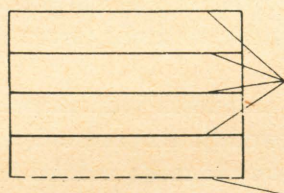
nej na rys. 42, wówczas zależność (122) będzie słuszną dla dowolnego toru zamkniętego, w tej sieci magnetycznej poprowadzonego (naprzykład zaznaczonego linią kropka kreska).



Rys. 42.

Dla takiego transformatora zależność (123) będzie również ważna, ale jedynie w zakresie jednego promienia sieci magnetycznej transformatora to znaczy w stosunku do jakiegoś rdzenia, z którego nie następuje odgałęzienie sprzęgającego strumienia magnetycznego (naprzykład zakreślonego grubą linią).

Jeśli rdzenie transformatora są ułożone równolegle, tak jak to ma najczęściej miejsce w praktyce, wówczas schemat magnetyczny takiego transformatora przedstawia rys. 43.



Rys. 43.

Rdzenie właściwe

Rdzeń swobodny
(bez uzwojeń)

Mogą tu zajść dwa przypadki, gdy dla strumieni poszczególnych rdzeni istnieje pewne swobodne zamknięcie (rdzeń zakreskowany na rys. 43), albo też gdy takie zamknięcie nie istnieje. To swobodne zamknięcie nie posiada żadnej siły magnetomotorycznej i pozwala na rozbicie transformatora na szereg układów analogicznych do rys. 40 i rozpatrzonych jak poprzednio. Transformatory tego typu będziemy określali jako transformatory ze swobodnym obwodem magnetycznym.

W rozważaniach powyższych nie zajmujemy się strumieniami magnetycznymi samoindukcyjnymi, które, w myśl założeń wstępnych, uwzględniamy jedynie jako strumienie samoindukcyjne i wliczamy do oporności pozornej uzwojeń.

Uzwojenia transformatora tworzą naogół układy powiązane z sobą elektrycznie. Układów tych może być w zasadzie dowolna ilość o dowolnej liczbie faz (każdy układ może mieć inną liczbę faz).

B. Transformatory względem składowych symetrycznych napięć i prądów.

Jeśli mamy do czynienia z jakimś transformatorem, który posiada szereg układów uzwojeń $I, II \dots N$, z których każde ma swoją określoną liczbę faz $n_I, n_{II}, \dots n_N$, to wówczas dla każdego układu uzwojeń można wyznaczyć pewną liczbę składowych symetrycznych napięć i prądów odpowiadającą liczbie faz danego układu.

W dalszym ciągu będziemy rozpatrywali tylko takie transformatory, które odpowiadają warunkom symetrii fazowej sieci i charakteryzować się będą tem, że zasilane w dowolnym układzie uzwojeń dowolną składową symetryczną, będą w pozostałych układach uzwojeń indukowały jedynie składowe symetryczne napięć i prądów. Transformatory te będziemy określali jako transformatory symetryczne.

Z określenia transformatorów symetrycznych wynikają następujące ich własności:

1) Składowa jednokierunkowa dowolnego układu uzwojeń indukuje jedynie składowe jednokierunkowe w innych układach i może być indukowana w dowolnym układzie jedynie przez składowe jednokierunkowe z innych układów.

Wynika to z tego, że składowa jednokierunkowa w całej sieci magnetycznej transformatora powoduje nieprzesunięte fazowo strumienie magnetyczne, które ze swej strony nie mogą indukować innych napięć jak jednokierunkowe.

2) Jeśli mamy w transformatorze dwa układy uzwojeń o ilościach faz n i m , przyczem n jest większe od m , to wówczas tylko m składowych symetrycznych jest sprzęgniętych z sobą w obu układach, zaś $n - m$ składowych symetrycznych układu N nie oddziałuje na układ M .

Wynika to z tego, że każda składowa symetryczna układu M musi się sprzęgać z określoną składową symetryczną układu N . W ten sposób zostaje wyczerpanych m składowych symetrycznych układu N podczas gdy posiada on ich n . Pozostała zatem liczba $n - m$ składowych symetrycznych układu N nie znajduje już odpowiedników w układzie M .

3) Jeśli w transformatorze szereg układów uzwojeń sprzęga między sobą odpowiednio składowe rzędu $k, m, n \dots p$, to wówczas możemy stwierdzić, że te same układy sprzęgają między sobą również odpowiednio składowe rzędu $-k, -m, -n, \dots -p$.

Wynika to z rozumowania następującego: jeżeli rozpatrujemy w poszczególnych fazach przebiegi zjawisk spowodowanych składową symetryczną zgodnie z narastaniem czasu, to wówczas w fazach kolejnych następują te zjawiska z wyprzedzeniem czasowym odpowiadającym kątowi następstwa fazowego danej składowej symetrycznej. Jeśli teraz zaobserwujemy te zjawiska w kolejności odwrotnej to znaczy przeciwnie do kierunku czasu, to wówczas w kolejnych fazach te zjawiska będą następowały z opóźnieniem odpowiadającym ujemnemu kątowi następstwa w stosunku do poprzedniego, a więc i składowej rzędu ujemnego.

W symetrycznym, wielofazowym, statycznym układzie elektromagnetycznym przy zmianie kolejności następstwa zjawisk elektrycznych w czasie, równoznacznej ze zmianą zasadniczego kierunku obrotu wykresu wektorowego prądów i napięć, nastąpią zmiany znaków argumentów wszystkich oporności pozornych, pozatem jednak moduły składowych symetrycznych prądu i napięcia pozostaną bez zmiany, zmieni się natomiast znak ich rzędu i ich kąty fazowe.

W układach takich, do których należą transformatory, będzie więc zachowana nadal równowaga pomiędzy składowymi symetrycznymi przy zmianie znaków ich rzędów.

Zasada ta nie może być stosowana do tych wszystkich układów, w których kolejność pewnych zjawisk pozostaje stale niezmienna, jak to ma miejsce na przykład w maszynach wirujących, gdzie kierunek ich obrotu pozostaje stały.

C. Sprowadzenie wtórnych układów uzwojeń do pierwotnego.

Stosownie do wywodów poprzedniego punktu możemy stwierdzić, że jeżeli mamy do czynienia z dowolnym transformatorem symetrycznym o N układach uzwojeń, z których każdy ma n_N faz, to wówczas zajdzie następująca zależność pomiędzy składowymi symetrycznymi indukowanymi w tych układach sił elektromotorycznych:

$$\frac{\hat{E}_I^k}{\hat{C}_I^k} = \frac{\hat{E}_N^p}{\hat{C}_N^p} \begin{vmatrix} N = N \\ N = II, \end{vmatrix} \quad (125)$$

przyczem p są to odpowiednie rzędy składowych symetrycznych, które w różnych układach wiążą się ze składową rzędu k w układzie I.

Jeżeli przyjmiemy, że powyższym składowym sił elektromotorycznych odpowiadają pewne składowe symetryczne prądów I_N^p , to wówczas z łat-

wością znajdziemy moce pozorne wydawane przez transformator z każdego układu uzwojeń jako równe $n_N \check{E}_N^p \hat{I}_N^p$, gdzie $\check{E}_N^p$ będzie wielkością wektorową zespoloną z wielkością $\hat{E}_N^p$. Ponieważ jednak w myśl poprzednich założeń prądy rozważane nie przyczyniają się do wytworzenia strumienia magnetycznego transformatora, więc suma tych mocy pozornych musi być równa zeru, gdyż przy przekazywaniu mocy z jednego układu uzwojeń do drugiego nie nastąpią żadne straty, ani mocy rzeczywistej, ani też urojonej. Można zatem napisać:

$$\sum_{N=I}^{N=N} n_N \check{E}_N^p \hat{I}_N^p = 0. \quad (126)$$

Zestawiając zależności (125) i (126) otrzymamy:

$$\sum_{N=I}^{N=N} n_N \check{c}_N^p \hat{I}_N^p = 0. \quad (127)$$

Równania (125) i (127) określają w sposób jednoznaczny przebieg transformacji w idealnym transformatorze symetrycznym.

Poszczególne układy uzwojeń transformatora będą posiadały pewne własne oporności pozorne, wytworzone przez strumienie samoindukcyjne i przez oporności rzeczywiste samych uzwojeń. Oporności te oznaczmy odpowiednio dla układu uzwojeń N i dla składowej symetrycznej rzędu p jako $\hat{Z}_{uN}^p$.

Dla każdego z układów uzwojeń istnieją sieci, do których są one dołączone. Każda z tych sieci w stosunku do rozważanego transformatora da się zastąpić przez pewną umyśloną oporność pozorną $\hat{Z}_{sN}^p$, połączoną szeregowo z pewną umyśloną siłą elektromotoryczną $\hat{E}_{uN}^p$. Wyznamy stąd dowolny prąd $\hat{I}_N^p$, wpływający z transformatora, jako:

$$\hat{I}_N^p = \frac{\hat{E}_{uN}^p - \hat{E}_{sN}^p}{\hat{Z}_{uN}^p + \hat{Z}_{sN}^p}. \quad (128)$$

Jeśli teraz jako układ pierwotny uzwojeń transformatora przyjmie my układ I i będziemy chcieli wyznaczyć jaką oporność przedstawia transformator w stosunku do sieci I, to wówczas uwzględniając oporności pozorne wszystkich uzwojeń $\hat{Z}_u$ i sprowadzając do zera siły elektromotoryczne sieci typu $\hat{E}_s$ na zasadzie zależności (125, 127 i 128), otrzymamy:

$$\begin{aligned}
 \hat{Z}_I^k &= \hat{Z}_{uI}^k - \frac{\hat{E}_I^k}{\hat{I}_I^k} = \hat{Z}_{uI}^k + \frac{1}{\frac{1}{\hat{E}_I^k} \sum_{N=II}^{N=N} n_N \hat{c}_N^p \hat{I}_N^p \frac{1}{n_I \check{c}_I^k}} = \\
 &= \hat{Z}_{uI}^k + \frac{1}{\sum_{N=II}^{N=N} n_N \frac{\hat{c}_N^p \check{c}_N^p}{n_I \hat{c}_I^k \check{c}_I^k} \cdot \frac{1}{\hat{Z}_{uN}^p + \hat{Z}_{sN}^p}}. \quad (129)
 \end{aligned}$$

Dla wyznaczenia siły elektromotorycznej jaką transformator przedstawi w stosunku do sieci I założymy, że jest on odłączony od tej sieci i zbadamy, jakie się wówczas ustali napięcie w układzie I jego uzwojeń.

Otrzymamy wówczas z równania (128):

$$\hat{I}_N^p = \left[\hat{E}_I^k \cdot \frac{\hat{c}_N^p}{\hat{c}_I^k} - \hat{E}_{sN}^p \right] \cdot \frac{1}{\hat{Z}_{sN}^p + \hat{Z}_{uN}^p}. \quad (130)$$

Z zależności (127) znajdziemy jednak:

$$\sum_{N=II}^{N=N} \left[\hat{E}_I^k n_N \frac{\hat{c}_N^p \check{c}_N^p}{\hat{c}_I^k} - \hat{E}_{sN}^p \cdot n_N \cdot \hat{c}_N^p \right] \frac{1}{\hat{Z}_{sN}^p + \hat{Z}_{uN}^p} = 0. \quad (131)$$

Z ostatniej zależności otrzymamy:

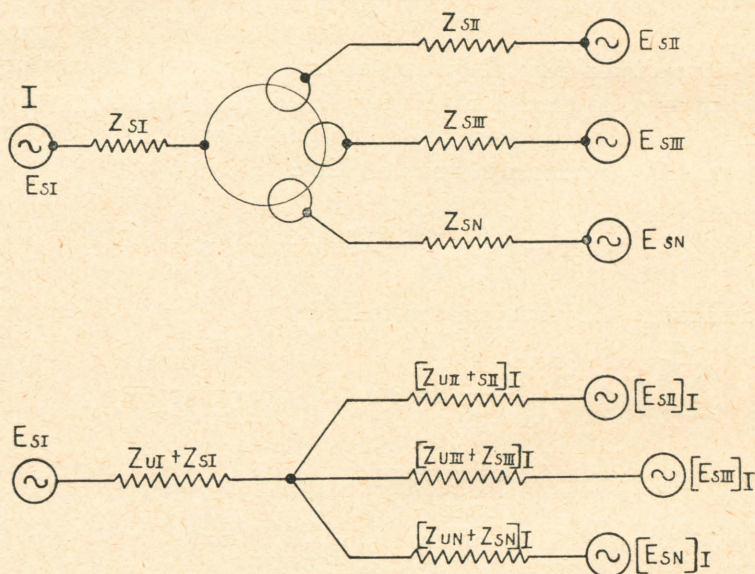
$$\begin{aligned}
 \hat{E}_I^k &= \frac{\sum_{N=II}^{N=N} \hat{E}_{sN}^p \frac{n_N \cdot \check{c}_N^p}{\hat{Z}_{sN}^p + \hat{Z}_{uN}^p}}{\sum_{N=II}^{N=N} n_N \check{c}_N^p \frac{\hat{c}_N^p}{\hat{c}_I^k} \cdot \frac{1}{\hat{Z}_{sN}^p + \hat{Z}_{uN}^p}}. \quad (132)
 \end{aligned}$$

Zależności (129) i (132) odpowiadają ściśle schematowi zastępczemu przedstawionemu na rys. 44.

Jak z powyższego schematu wynika, dowolną sieć sprzężoną przez transformator z siecią podstawową, pierwotną, można uważać jako bezpośrednie przedłużenie tej sieci pierwotnej z tym zastrzeżeniem, że ulegną pomnożeniu przez odpowiednie czynniki wektorowe wszystkie oporności i siły elektromotoryczne tej dowolnej sieci w myśl zależności:

$$\begin{aligned}
 [\hat{Z}_N^p]_I &= \hat{Z}_N^p \frac{n_I}{n_N} \cdot \frac{\hat{c}_I^k \check{c}_I^k}{\hat{c}_N^p \check{c}_N^p} \\
 [\hat{E}_N^p]_I &= \hat{E}_N^p \frac{\hat{c}_I^k}{\hat{c}_N^p}; \quad [\hat{I}_N^p]_I = \hat{I}_N^p \frac{n_N}{n_I} \cdot \frac{\check{c}_N^p}{\check{c}_I^k}. \quad (133)
 \end{aligned}$$

Ostatnia zależność wykazuje, że dla rozwiązania sieci względem składowych symetrycznych wystarczy w zakresie transformatorów jedynie znajomość współczynników wektorowych typu $\hat{c}_N^p$, które w dalszym ciągu będziemy określali jako współczynniki przekładni transformatora, dalej znajomość ilości faz poszczególnych układów uzwojeń oraz przyporządkowania wzajemnego odpowiednich rzędów składowych symetrycznych róż-



Rys. 44.

nych układów uzwojeń transformatora i wreszcie znajomość oporności pozornych poszczególnych układów uzwojeń, wywołanych strumieniami samoodukcyjnymi i ich opornościami rzeczywistymi.

W przypadku ogólnym określenie współczynników przekładni odbywa się na zasadzie zależności (122) i (123) podanych poprzednio. Przyjmujemy, że transformator biegnie luzem i wyznaczamy w zależności od dowolnej składowej symetrycznej napięć, na dowolnym układzie uzwojeń, składowe symetryczne, które powstaną na pozostałych układach. W razie jeśli na tej drodze nie możemy od razu uzyskać rozwiązania, to wówczas porównujemy prądy różnych układów. W ten sposób, znając na zasadzie danych konstrukcyjnych transformatora współczynniki przekładni poszczególnych uzwojeń, występujące we wzorach (123) i (122), możemy zawsze wyznaczyć w zależności od nich wektorowe współczynniki przekładni transformatora dla poszczególnych składowych symetrycznych.

Przy obliczeniach powyższych należy zawsze zwrócić baczną uwagę, czy w poszczególnych układach mogą popłynąć ze względu na układ połączeń rozpatrywane składowe symetryczne pewnych rzędów (naprzykład jednokierunkowe), oraz czy pewne składowe symetryczne sił elektromotorycznych są wogóle możliwe ze względu na układ obwodów magnetycznych transformatora.

Dla różnych wykonan transformatorów istnieje bardzo wiele najróżniejszych wektorowych współczynników przekładni, które w każdym poszczególnym przypadku należy rozpatrzeć oddzielnie.

Oporności własne układów uzwojeń wyznacza się dla transformatorów, zakładając, że transformator, zasilany dowolną składową symetryczną napięcia na dowolnym układzie, zostaje krótko zwarty na zaciskach innego układu uzwojeń. Określimy wówczas zgodnie ze schematem z rys. 44 oraz zależnością sumę oporności własnej układu uzwojeń zasilających i oporności własnej zredukowanej układu uzwojeń zwartych. Powtarzając tę operację w różnych kombinacjach układów uzwojeń i znając już uprzednio wektorowe współczynniki przekładni, występujące w zależności (133), wyznaczamy z otrzymanego układu równań linjowych oporności pozorne poszczególnych układów uzwojeń.

D. Transformatory o dwóch układach uzwojeń.

W transformatorach o dwóch układach uzwojeń, które pozatem spełniają warunek symetrii, wyprowadzone zależności (133) ulegają uproszczeniu. Jeśli określimy stosunek indukowanej siły elektromotorycznej w uzwojeniu wtórnym II do siły elektromotorycznej indukowanej w uzwojeniu pierwotnym I transformatora, jako przekładnię wektorową danego transformatora i oznaczmy ją jako $\hat{\mathfrak{F}}$, to wówczas możemy napisać:

$$\hat{\mathfrak{F}}^{kp} = \frac{\hat{E}_{II}^p}{\hat{E}_I^k} = \frac{\hat{c}_{II}^p}{\hat{c}_I^k}. \quad (134)$$

Wyprowadzając przekładnię transformatora do zależności (133), otrzymamy:

$$[\hat{Z}_{II}^p]_I = \hat{Z}_{II}^p \frac{n_I}{n_{II}} \left[\frac{1}{\hat{\mathfrak{F}}_{mod}^{kp}} \right]^2; [\hat{E}_{II}^p]_I = \hat{E}_{II}^p \frac{1}{\hat{\mathfrak{F}}^{kp}}; [\hat{I}_{II}^p]_I = \hat{I}_{II}^p \frac{n_{II}}{n_I} \hat{\mathfrak{F}}^{kp}. \quad (135)$$

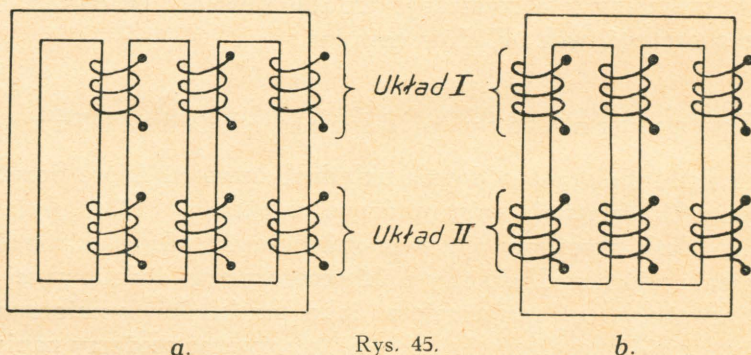
W transformatorach tego typu, dla zbudowania ich schematu zastępczego wraz z przynależną do nich siecią wtórną, wystarczającą jest znajomość ich przekładni wektorowej oraz oporności pozornej, własnej, obu układów uzwojeń, określonej dla poszczególnych składowych symetrycznych.

Poniżej rozpatrzmy przykładowo kilka najtypowszych przypadków tych transformatorów.

a. Transformatory trójfazowe o układach uzwojeń podobnych.

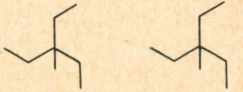
Transformatory takie posiadają obydwa układy uzwojeń rozmieszczone i połączone w sposób zupełnie analogiczny. W transformatorach tych przekładnia względem wszystkich składowych symetrycznych jest wielkością rzeczywistą, posiadającą argument wektorowy równy zeru.

Transformatory te można podzielić na dwie grupy: na transformatory ze swobodnym obwodem magnetycznym oraz transformatory z obwodem sprzężonym. Swobodny obwód magnetyczny tych transformatorów polega na tym, że każdy rdzeń może przewodzić strumień dowolny, niezależnie od strumienia przechodzącego przez rdzenie pozostałe. Obwód sprzężony ma miejsce wówczas, gdy strumień dowolnego rdzenia jest pewną funkcją strumienia rdzeni pozostałych. Rys. 45 przedstawia dwa obwody magnetyczne różnych transformatorów trójfazowych, z których *a* jest transformatorem o obwodzie swobodnym, zaś *b* o obwodzie sprzężonym.



Rys. 45.

Dla transformatorów grupy pierwszej otrzymamy przekładnię jednokową dla wszystkich składowych symetrycznych, jakie ze względu na połączenie ich uzwojeń będą mogły wystąpić. A zatem we wszystkich układach uzwojeń z punktem zerowym połączonym z układem odniesienia, będziemy tu mieli wszystkie trzy przekładnie dla składowej prawo-lewo-skrętnej i jednokierunkowej jednakowe. Naprzykład dla układów gwiazda — gwiazda, zygzak — zygzak z uziemionymi punktami zerowymi. W przypadku, gdy układy będą posiadały tego rodzaju połączenia uzwojeń, że nie będą mogły przez te układy przepłynąć składowe jednokierunkowe prądów, wówczas oporność tych układów względem tych składowych będzie nieskończenie wielka. Naprzykład dla układów trójkąt — trójkąt, gwiazda — gwiazda i izolowanym punktem zerowym i t. p.

Układ	Obwód magnetyczny	Punkt zerowy	Schemat uzwojeń	Argumenty ϑ^1 i ϑ^2	Z_{Tr}^o
Gwiazda— Gwiazda	Dowolny	Izolowany		0	∞
Zygzak— Zygzak	Dowolny	Izolowany		0	∞
Trójkąt— Trójkąt	Dowolny	—		0	$\sim$
Gwiazda— Gwiazda	Swobodny Sprzężony	Połączony z układem odniesienia		0	$[\hat{Z}_{uI}] + [\hat{Z}_{uII}]$ istnieje sprzężenie $\hat{Z}_u$ niema sprzężenia
Zygzak— Zygzak	Swobodny Sprzężony	Połączony z układem odniesienia		0	$[\hat{Z}_{uI}] + [\hat{Z}_{uII}]$ istnieje sprzężenie Z_u niema sprzężenia

Transformacja składowych symetrycznych w trójfazowych transformatorach o układach uzwojeń podobnych.

Dla transformatorów grupy drugiej ze sprzężonym obwodem magnetycznym, składowe jednokierunkowe nie będą mogły wytwarzać odpowiednich strumieni magnetycznych i temsamem transformatory nie będą mogły indukować sił elektromotorycznych jednokierunkowych. Jeśli w tych transformatorach połączenia uzwojeń pozwolą na powstanie składowej jednokierunkowej prądów, to wówczas transformatory przedstawią dla niej jedynie bardzo małą oporność własną rzeczywistą i samoindukcyjną. Jeśli natomiast połączenia uzwojeń będą tego rodzaju, że przepływ składowej jednokierunkowej prądów przez dany układ będzie niemożliwy, wówczas oporność takiego układu względem tej składowej będzie nieskończenie wielka.

Dla najczęściej spotykanych typów tych transformatorów będziemy mogli zestawić ich własności na tabeli podanej powyżej.

W tabeli tej przekładnia będzie wielkością skalarną i daje się wyznaczyć z łatwością jako stosunek nominalnego napięcia wtórnego do pierwotnego w rozważanym transformatorze. $\hat{Z}_{Tr}^0$ będzie to oporność, jaką transformator przedstawi dla składowej jednokierunkowej, tak ze strony układu uzwojeń I jak i układu II.

b. Transformatory trójfazowe o układach uzwojeń różnych.

Transformatory te będą posiadały przekładnie naogół wektorowe, to znaczy, że będą one wytwarzały przesunięcie fazowe pomiędzy składowymi symetrycznymi napięć i prądów, indukowanymi w obu układach uzwojeń.

Moduł przekładni będzie zależał od ilości zwojów umieszczonych w poszczególnych uzwojeniach, zaś argument będzie po większej części (nie zawsze) określony przez typ transformatora.

Moduły przekładni dla składowych lewo- i prawoskrętnych będziemy mieli podane bezpośrednio jako stosunek napięć nominalnych wtórnego i pierwotnego, argumenty wyznaczymy tu przez analizę układów uzwojeń.

Dla składowej jednokierunkowej będą obowiązywały te same rozważania co i w punkcie poprzednim. Ze względu na to jednak, że w tym przypadku nie będzie podobieństwa układów uzwojeń, mogą tu oporności jednokierunkowe transformatora mieć różne wartości dla układu pierwotnego i wtórnego.

Dla najczęściej spotykanych typów otrzymamy tu następującą tabelę podaną poniżej.

W tabeli tej $\hat{Z}_I^0$ i $\hat{Z}_{II}^0$ będą oznaczały odpowiednią oporność, jaką przedstawi układ uzwojeń I względnie II w stosunku do składowej jednokierunkowej.

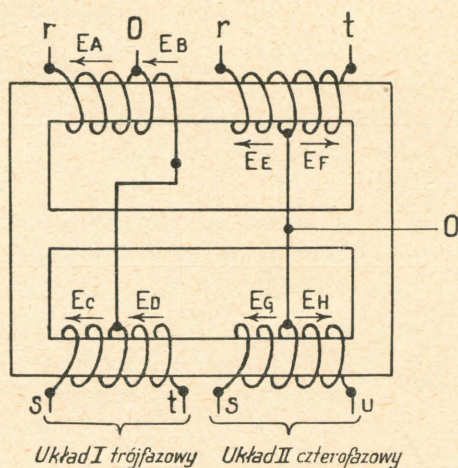
Układ	Obwód magnetyczny	Punkt zerowy	Schemat uzwojeń	Argumenty ϑ_1 i ϑ_2	$\hat{Z}_I^0$	$\hat{Z}_{II}^0$
Gwiazda— Trójkąt	Dowolny	Izolowany		$\pm 30^\circ$	∞	∞
Gwiazda— Zygzak	Dowolny	Izolowany		$\pm 30^\circ$	∞	∞
Gwiazda— Gwiazda odwrócona	Dowolny	Izolowany		$\pm 60^\circ$	∞	∞
Gwiazda— Trójkąt	Swobodny Sprzężony	Połączony z układem odniesienia		$\pm 30^\circ$	$\hat{Z}_{uI}$	∞
Gwiazda— Zygzak	Swobodny Sprzężony	Połączony z układem odniesienia tylko dla gwiazdy		$\pm 30^\circ$	$\approx \infty$ $\hat{Z}_{uI}$	∞
Gwiazda Zygzak	Swobodny Sprzężony	Połączony z układem odniesienia w obu układach		$\pm 30^\circ$	Istnieje sprzężenie	
					$\hat{Z}_{uI}$	$\hat{Z}_{uII}$

Transformacja składowych symetrycznych w transformatorach trójfazowych o układach uzwojeń różnych.

c. Transformator Scott'a.

Jako typowy przykład wyznaczania przekładni względem składowych symetrycznych rozpatrzmy szczegółowiej transformator Scott'a.

Układ uzwojeń tego transformatora jest przedstawiony na rys. 46.



Rys. 46.

Uzwojenia A, B, C i D tworzą układ pierwotny trójfazowy, podczas gdy uzwojenia E, F, G i H tworzą układ wtórny czterofazowy.

Stosunki zwojów uzwojeń są tak dobrane, że możemy napisać zgodnie z kierunkami strzałek:

$$\begin{aligned}\hat{E}_a &= 2\hat{E}_b = \frac{1}{\vartheta}\hat{E}_e = -\frac{1}{\vartheta}\hat{E}_f \\ \hat{E}_c &= \hat{E}_d = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1}{\vartheta}\hat{E}_g = -\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{1}{\vartheta}\hat{E}_h.\end{aligned}\quad (136)$$

Ze schematu transformatora wynikają pozatem zależności:

$$\begin{aligned}\hat{E}_a &= \hat{E}_I^r; \quad \hat{E}_e = \hat{E}_{II}^r, \quad \hat{E}_f = \hat{E}_{II}^t \\ \hat{E}_c + \hat{E}_d &= \hat{E}_I^s - \hat{E}_I^t; \quad \hat{E}_g = \hat{E}_{II}^s, \quad \hat{E}_h = \hat{E}_{II}^u.\end{aligned}\quad (137)$$

Dla składowej lewoskrętnej napięcia trójfazowego pierwotnego otrzymamy z zależności (136) i (137):

$$\hat{E}_a = \hat{E}_I^1; \quad \hat{E}_c = \hat{E}_I^1 \frac{\hat{\alpha} - \hat{\alpha}^2}{2},$$

$$\hat{E}_{II}^r = \wp E_I^1; \quad \hat{E}_{II}^s = j \wp \hat{E}_I^1; \quad \hat{E}_{II}^z = -\wp \hat{E}_I^1; \quad \hat{E}_{II}^u = -j \wp \hat{E}_I^1$$

czyli

$$\hat{E}_{II}^1 = \wp \hat{E}_I^1 = \hat{\wp}_{I,II}^{1,1} \hat{E}_I^1,$$

skąd

$$\hat{\wp}_{I,II}^{1,1} = \wp. \quad (138)$$

Analogiczny rezultat otrzymamy dla rzędu — 1 składowych symetrycznych sił elektromotorycznych. Rząd ten będzie odpowiadał w układzie trójfazowym rzędowi 2, zaś w czterofazowym rzędowi 3, czyli składowym lewoskrętnym tych układów. Otrzymamy zatem:

$$\hat{\wp}_{I,II}^{2,3} = \wp. \quad (139)$$

Dla składowych jednokierunkowych z zależności (136) i (137) znajdziemy: $\hat{E}_c$ i $\hat{E}_d$ równe zeru. Między fazami zatem s i t układu trójfazowego wystąpią zatem jedynie rzeczywiste i samoindukcyjne oporności wtórne uzwojeń i te dwie połączone fazy zasilą uzwojenie B podwójnym prądem fazowym. Z drugiej jednak strony uzwojenie A będzie zasilone w przeciwnym kierunku prądem fazy r . Ponieważ jednak ilości zwojów uzwojeń A i B mają się do siebie jak 2 i 1, przeto wytworzone pola zniósą się wzajemnie i w rezultacie $\hat{E}_a$ i $\hat{E}_b$ będzie również równe zeru. Jak z tego wynika uzwojenie trójfazowe nie zaindukuje żadnego strumienia magnetycznego.

Dla uzwojenia czterofazowego z łatwością wykażemy fakt analogiczny. Możemy zatem stwierdzić, że w stosunku do składowych jednokierunkowych układy uzwojeń przedstawiają jedynie własne oporności pozorne.

Pozostaje jeszcze rozważanie, jak się zachowa układ uzwojeń czterofazowy w stosunku do składowej symetrycznej dwukierunkowej. Ponieważ poprzednio składowe czterofazowe wyczerpały już wszystkie składowe symetryczne trójfazowe, więc zgóry można tu powiedzieć, że składowa dwukierunkowa nie wywoła żadnego strumienia magnetycznego, gdyż nie może zaindukować żadnego napięcia w uzwojeniu trójfazowym. Stwierdzić to można pozatem nader łatwo na zasadzie zależności (136) i (137).

Będziemy mogli zatem skonstatować i w tym przypadku, że dla składowej dwukierunkowej układ czterofazowy uzwojeń przedstawi jedynie własną oporność pozorną.

Analizując skolei prądy występujące w obu układach transformatora, opierając się na zależności (127) będziemy mogli napisać:

$$\hat{I}_{II}^1 = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\wp} \cdot \hat{I}_I^1; \quad \hat{I}_{II}^3 = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{\wp} \cdot \hat{I}_I^3. \quad (140)$$

Dla składowych jednokierunkowych i dwukierunkowej prądy te są niezależne dla każdego układu i napotykają w transformatorze jedynie na własne rzeczywiste i samoindukcyjne oporności uzwojeń.

Na podstawie przeprowadzonych rozważań możemy zestawić wykresy wektorowe wzajemnie sprzężonych składowych symetrycznych w transformatorze w tablicy podanej poniżej:

Układ trójfazowy.

Układ czterofazowy.

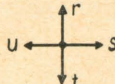
Składowa jednokierunkowa.

Niema sprzężenia.



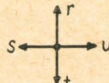
Składowa prawoskrętna.

Składowa prawoskrętna.



Składowa lewoskrętna.

Składowa lewoskrętna.



Niema sprzężenia.

Składowa jednokierunkowa.



Niema sprzężenia.

Składowa dwukierunkowa.

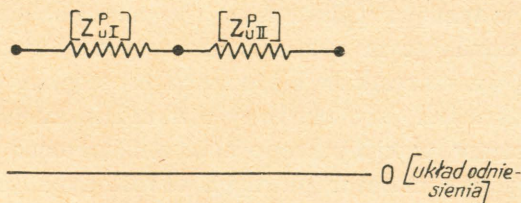


d. Oporności pozorne własne trójfazowych transformatorów o dwóch obwodach uzwojeń.

Jak to już zaznaczono w punkcie C, oporności własne transformatora wyznacza się na zasadzie zbadania jego stanu zwarcia. W transformatorach o dwóch układach uzwojeń sprawa ta jest uproszczona, gdyż schemat zastępczy takiego transformatora składa się z dwóch szeregowo załączonych oporności pozornych (rys. 47), które można traktować wspólnie jako zredukowane do I-go lub II-go układu uzwojeń:

Dla transformatorów trójfazowych przeanalizowaliśmy poprzednio sprawę oporności względem składowej jednokierunkowej, obecnie zajmemy się opornością pozorną własną tych transformatorów w stosunku do składowych lewo- i prawoskrętnych.

Oporność własna lewo- lub prawoskrętna transformatora bywa podawana najczęściej jako procentowe napięcie zwarcia $e\%$ transformatora. Oznacza to, że, dla otrzymania normalnego prądu znamionowego w zwarciem uzwojeniu wtórnem transformatora, należy na uzwojeniu pierwotnem przyłożyć napięcie o wysokości $e\%$ napięcia znamionowego.



Rys. 47.

Jeśli znamionową moc transformatora oznaczmy przez P zaś międzyfazowe napięcie znamionowe tego układu uzwojenia, do którego wprowadzamy oporność całkowitą własną transformatora, przez U , to wówczas:

$$Z_{uI}^1 + Z_{uII}^1 |_{modul} = |Z_{uI}^2 + Z_{uII}^2 |_{modul} = \left| \frac{e}{100} \cdot \frac{U}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{I} \right|_{modul} = \frac{e}{100} \cdot \left| \frac{U^2}{P} \right|_{modul} \quad (141)$$

Z zależności (141) znajdujemy zatem moduł oporności pozornej transformatora.

W celu wyznaczenia argumentu tej oporności pozornej znajdujemy oporność rzeczywistą uzwojeń na fazę i odniósłszy ją do odpowiedniego układu uzwojeń, otrzymujemy składową rzeczywistą oporności pozornej transformatora. Stąd określamy bezpośrednio szukany argument γ jako:

$$\cos \gamma = \frac{R_{uI} + R_{uII}}{|Z_{uI} + Z_{uII}|_{modul}} \quad (142)$$

Dla stosowanych w praktyce trójfazowych transformatorów sieciowych napięcie zwarcia e wynosi normalnie poniżej 5% , zaś $\cos \gamma$ jest zawarty w granicach $0,3 - 0,5$.

4. Maszyny synchroniczne.

W rozważaniach dotyczących maszyn wirujących będziemy zawsze uważali, że w normalnych warunkach i przy normalnym kierunku obrotu tych maszyn będzie im odpowiadała składowa symetryczna lewoskrętna prądów i napięć, czyli składowa rzędu pierwszego.

Założymy, że żelazo maszyn posiada stałą przenikalność magnetyczną, niezależnie od nasycenia.

A. Oporność względem składowej symetrycznej lewoskrętnej.

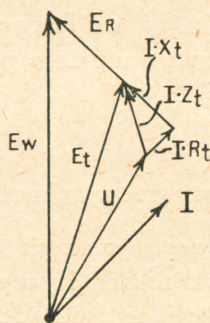
Rozróżnimy w tym przypadku dwa typy maszyn: maszyny o układzie wzbudzącym posiadającym oporność magnetyczną w znacznym przybliżeniu jednakową we wszystkich kierunkach prostopadłych do osi obrotu, które będziemy określali jako maszyny o układzie magnetycznym bezkierunkowym, i maszyny, w których oporność magnetyczna układu wzbudzenia będzie szczególnie mała w pewnych określonych kierunkach prostopadłych do osi obrotu, czyli tak zwane maszyny o układzie magnetycznym kierunkowym. Poniżej rozpatrzmy kolejno te dwa przypadki maszyn.

a. Maszyny o układzie magnetycznym bezkierunkowym.

W maszynach tego typu będziemy mieli do czynienia ze strumieniem magnetycznym wytwarzanym przez wzbudzenie prądu stałego, który będzie wirował z jednostajną szybkością równą liczbie obrotów maszyny, ze strumieniem reakcji twornika wirującym z szybkością synchroniczną do poprzedniej, oraz ze strumieniami rozproszeń, czyli strumieniami samoindukcji poszczególnych uzwojeń.

Strumień wzbudzenia będzie indukował w tworniku maszyny pewną umyśloną siłę elektromotoryczną $\hat{E}_w$, strumień reakcji odpowiednio siłę elektromotoryczną $\hat{E}_r$, wreszcie samoindukcja i opór rzeczywisty twornika przedstawiać będą pewną oporność pozorną $\hat{Z}_t$. Napięcie fazowe na zaciskach maszyny określimy przez $\hat{U}$ zaś prąd fazowy przez $\hat{I}$.

Dla powyższych wielkości zajdą w normalnych warunkach pracy maszyny zależności, przedstawione na podstawowym wykresie wektorowym Blondel'a (rys. 48).



Rys. 48

Wykres ten zbudowano przyjmując oporność rzeczywistą $\hat{R}_t$ i oporność indukcyjną $\hat{X}_t$ twornika. Jak z wykresu tego wynika cała oporność indukcyjna maszyny w stosunku do prądu fazowego i umyślonej siły elektromotorycznej wzbudzenia $\hat{E}_w$ równa będzie:

$$\hat{X} = \hat{X}_t + \frac{\hat{E}_r}{\hat{I}} \quad (143)$$

odpowiednio zaś oporność pozorna lewoskrętna wyrazi się jako:

$$\hat{Z}^1 = \hat{R}_t + \hat{X}_t + \frac{\hat{E}_r}{\hat{I}}. \quad (144)$$

Siła elektromotoryczna wzbudzenia $\hat{E}_w$ jest przy określonym wzbudzeniu maszyny wielkością stałą, natomiast siła elektromotoryczna reakcji twornika $\hat{E}_r$ jest funkcją prądu fazowego i może być określona jako:

$$\hat{E}_r = \hat{X}_r \hat{I}. \quad (145)$$

Wynika stąd bezpośrednio oporność pozorna lewoskrętna w ustalonym stanie maszyny synchronicznej jako:

$$\hat{Z}^1 = \hat{R}_t + \hat{X}_t + \hat{X}_r = \hat{Z}_t + \hat{X}_r. \quad (146)$$

W maszynach synchronicznych rotor posiada nader często uzwojenie amortyzujące zamknięte samo w sobie, względnie cały obwód wzbudzenia posiada niewielką oporność spełniając rolę uzwojenia amortyzującego. W przypadkach tych w razie nagłej zmiany prądu twornika i powstania stąd nagłego skoku siły magnetomotorycznej w obwodzie magnetycznym maszyny, powyższe czynniki odgrywają rolę opóźniającą w ustaleniu się nowego strumienia i co zatem idzie nowej siły elektromotorycznej reakcji.

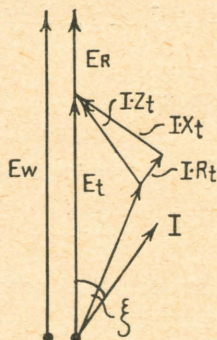
W pierwszym momencie po gwałtownej zmianie prądu twornika, można przyjąć, że siła elektromotoryczna reakcji nie ulegnie zmianie czyli, że w momencie tym maszyna przedstawi względem składowej lewoskrętnej oporność pozorną równą twornika $\hat{Z}_t$.

Jak z powyższego wynika, musimy w przypadku oporności pozornej lewoskrętnej maszyny synchronicznej rozróżnić jej oporność początkową $\hat{Z}_t^1$, której wartość będzie mniejsza od oporności w stanie ustalonym $\hat{Z}^1$. Czas ustalania się oporności pozornej lewoskrętnej będzie zależał w głównej mierze od oporności czynników amortyzujących i będzie mógł być wyznaczony w zależności od szczegółów konstrukcyjnych maszyny.

b. Maszyny o układzie magnetycznym kierunkowym.

Maszyny te posiadają zazwyczaj w układzie wzbudzenia wyodrębnione bieguny, które sprawiają nierównomierność oporności magnetycznej tych układów w różnych kierunkach. Założmy, ze znacznym przybliżeniem do przypadków występujących w praktyce, że oporność magnetyczna tych maszyn w stosunku do strumienia reakcji poprzecznego do strumienia wzbudzenia jest bardzo wielka i że ten poprzeczny strumień może być pominięty.

Przy tem założeniu i przy przyjęciu analogicznych jak poprzednio oznaczeń otrzymamy wykres wektorowy, przedstawiony na rys. 49.



Rys. 49.

Jak z wykresu tego wynika, tylko strumień reakcji równoległy do strumienia wzbudzenia odgrywa tu rolę i tem samym tylko ta składowa prądu która go wywołuje, a więc która jest fazowo prostopadła do siły elektromotorycznej twornika.

Dla siły elektromotorycznej reakcji będziemy tu mogli wyznaczyć następującą zależność:

$$|E_r|_{\text{modul}} = k_r \sin \xi |I|_{\text{modul}} \quad (147)$$

Przyczem kąt ξ jest to kąt fazowy pomiędzy prądem twornika i jego siłą elektromotoryczną.

Analogicznie jak poprzednio, przyjmując jako stałą siłę elektromotoryczną wzbudzenia $\hat{E}_w$ możemy wyznaczyć w tym przypadku oporność rzeczywistą maszyny jako równą:

$$R = R_t + k_r \sin \xi, \cos \xi \quad (148)$$

oraz oporność indukcyjną:

$$\hat{X} = \hat{X}_t + j k_r \sin^2 \xi. \quad (149)$$

Otrzymamy zatem oporność pozorną lewoskrętną w stanie ustalonym, jako:

$$\hat{Z}^1 = \hat{R}_t + k_r \sin \xi \cos \xi + \hat{X}_t + j k_r \sin^2 \xi = \hat{Z}_t + k_r \sin \xi [\cos \xi + j \sin \xi] \quad (150)$$

Jak to z ostatniej zależności wynika, oporność pozorna lewoskrętna tego typu maszyny zależy w dużej mierze od kąta fazowego prądu twornika. Osiąga ona swoje minimum wówczas, gdy prąd ten silnie opóźnia się w stosunku do napięcia fazowego maszyny.

Podobnie jak poprzednio trzeba stwierdzić, że wyprowadzona tu zależność na oporność pozorną lewoskrętną odpowiada stanowi ustalonemu. Jeśli natomiast chodzi o wyznaczenie tej oporności w pierwszym momencie po nagłej zmianie prądu, wówczas oddziaływanie siły elektromotorycznej reakcji można pominąć i całą oporność pozorną przypisać jedynie oporności twornika $\hat{Z}_t$.

B. Oporność względem składowej prawoskrętnej.

Składowa symetryczna prawoskrętna, czyli składowa odpowiadająca rzędowi — 1, wytwarza pole wirujące w maszynie w kierunku przeciwnym do kierunku obrotu pola wzbudzenia, przyczem szybkość wirowania tych pól jest arytmetycznie jednakowa.

Oporność prawoskrętna maszyny będzie się składała z oporności pozornej twornika $\hat{Z}_t$ oraz w pewnej mierze z oporności spowodowanej strumieniem reakcji twornika. Można uważać, że te dwie oporności pozorne są w danym przypadku załączone szeregowo i z takiego układu wyznaczyć oporność wypadkową.

Oporność spowodowana reakcją twornika, będzie jednak zazwyczaj bardzo mała, ponieważ częstotliwość strumienia reakcji w układzie wzbudzenia będzie odpowiadała podwójnej częstotliwości nominalnej, co spowoduje silne prądy indukowane w obwodach amortyzujących, które ze swej strony będą usiłowały znieść strumień reakcji. Zjawisko to będzie występowało tem silniej im wydatniej będą oddziaływały czynniki amortyzacyjne w danej maszynie.

W przybliżeniu można przyjąć, że oporność pozorna prawoskrętna będzie zatem równa oporności twornika $\hat{Z}_t$ i co zatem idzie oporności lewoskrętnej występującej w pierwszym momencie po nagłej zmianie prądu twornika.

C. Oporność względem składowej jednokierunkowej.

Oporność pozorna maszyny względem składowych jednokierunkowych zależy w pierwszym rzędzie od tego, czy układ połączeń elektrycznych twornika umożliwia powstanie składowej jednokierunkowej prądu, czy też nie.

Jeśli punkt zerowy połączony jest z układem odniesienia, to wówczas oporność pozorna jednokierunkowa jest mniejsza od oporności twornika Z_t , wyznaczonej w stosunku do składowych prawoskrętnych lub lewoskrętnych, gdyż w tym przypadku uzwojenia faz nie współdziałają razem nad wytworzeniem strumienia samoindukcji, lecz przeciwnie, starają się go nawzajem zneutralizować.

Wypadkowa oporność indukcyjna jednokierunkowa jest zatem niewielka, znacznie mniejsza od indukcyjnej oporności lewo- a nawet i prawoskrętnej.

Składowa jednokierunkowa nie wytwarza pola wirującego magnetycznego, które obejmowałoby układ wzbudzenia, dlatego też na wartość oporności jednokierunkowej bardzo mało wpływają czynniki amortyzujące maszyny.

D. Oporność względem składowych symetrycznych innych rzędów.

W celu przeanalizowania oporności pozornych względem innych rzędów aniżeli jednokierunkowa, lewo- i prawoskrętne, zbadajmy warunki powstawania pola wirującego w układzie wielofazowym.

Założmy najprostszy układ uzwojeń wielofazowych, wytwarzający pole wirujące dla składowej lewoskrętnej (rys. 50).

Układ taki składa się z n jednakowych cewek fazowych leżących symetrycznie w n płaszczyznach, przecinających się pod kątem $360 : n$. Ustalamy, że cewki są zasilane prądami o fazach odpowiadających kolejności płaszczyzn, w których leżą.

Wypadkowe pole, wytworzone przez taki układ cewek pod wpływem składowej symetrycznej prądu rzędu k , da się wyrazić zależnością:

$$\Phi = C \sum_{n=a}^{n=n} \cos n \alpha \cos k n \alpha. \quad (151)$$

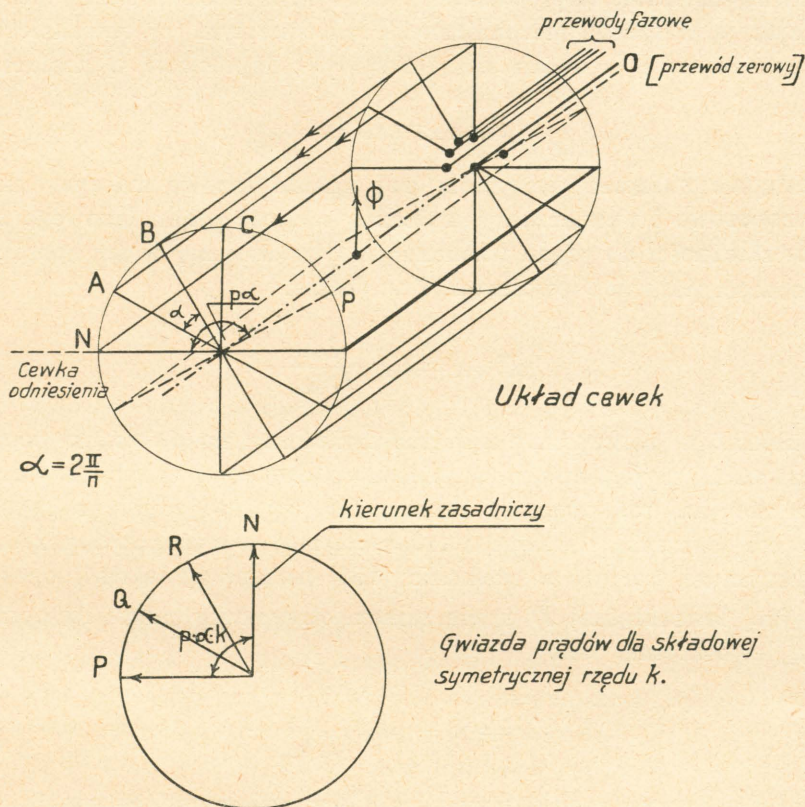
Zależność (151) daje się przekształcić:

$$\Phi = C \left[\sum_{n=a}^{n=n} \cos(k+1)n\alpha + \sum_{n=a}^{n=n} \cos(k-1)n\alpha \right] \quad (152)$$

Z ostatniej zależności wynika, że dla każdego rzędu składowych symetrycznych nierównemu 1 lub -1 wypadkowe pole jest równe zeru. Świadczy to, że pole wirujące w określonym kierunku w dowolnej maszynie może wytworzyć tylko jedna składowa symetryczna, przyczem sprzężona

z nią składowa tego samego rzędu ze znakiem przeciwnym wytwarza analogiczne pole, ale wirujące w kierunku przeciwnym.

Stosownie do przyjętych na wstępie tego rozdziału kolejności faz możemy stwierdzić, że żadna inna poza składową lewo- i prawoskrętną, składowa symetryczna nie wytwarza pola wirującego, wypadkowe zaś pole wszystkich uzwojeń fazowych równe jest przy niej zero.



Rys. 50.

Wynika z tego bezpośrednio, że składowe symetryczne innych rzędów aniżeli prawo- i lewoskrętna napotkają w maszynie podobne oporności pozorne do oporności jednokierunkowej, jaka istnieje w przypadku bezpośredniego połączenia punktu zerowego maszyny z układem odniesienia.

W szczególności można to stwierdzić dla maszyn czterofazowych, dla których oporność pozorna jednokierunkowa, w razie połączonego z układem odniesienia punktu zerowego, równą jest oporności dwukierunkowej.

E. Doświadczalne wyznaczanie oporności pozornych, trójfazowych maszyn synchronicznych.

Zakładając nadal prostoliniowy przebieg charakterystyki wzbudzenia maszyn synchronicznych, możemy w stosunkowo prosty sposób wyznaczyć z dużym przybliżeniem ich oporności pozorne w stosunku do różnych składowych symetrycznych.

Badaną maszynę doprowadzamy do synchronicznej liczby obrotów, napędzając ją w sposób mechaniczny. Przy otwartym jej obwodzie twornika wyznaczamy z łatwością charakterystykę napięciową w postaci:

$$|E_w|_{\text{skut}} = k_w I_w. \quad (153)$$

Następnie zwieramy wszystkie trzy zaciski fazowe maszyny między sobą bezoporowo i wyznaczamy skuteczną wartość prądu fazowego zwarcia I_z w zależności do prądu wzbudzenia. Otrzymujemy w ten sposób moduł oporności pozornej lewoskrętnej w postaci:

$$|Z^1|_{\text{mod}} = k_w \frac{I_w}{|I_z|_{\text{skut}}}. \quad (154)$$

Ponieważ w znacznym przybliżeniu możemy stosownie do poprzednich rozważań przyjąć, że w oporności tej podstawową rolę odgrywa oporność indukcyjna, zaś oporność rzeczywista wynika jedynie z oporności rzeczywistej twornika R_t , którą z łatwością można wyznaczyć, przeto możemy otrzymaną wartość w równaniu (154) uważać za wartość oporności indukcyjnej lewoskrętnej $\hat{X}^1$ i tem samem otrzymamy całkowitą oporność pozorną lewoskrętą, jako:

$$\hat{Z}^1 = R_t + j k_w \frac{I_w}{|I_z|_{\text{skut}}}. \quad (155)$$

Skolei zwieramy zaciski fazy s i r . Otrzymujemy w ten sposób zwarcie zupełne dwufazowe, przyczem faza t pozostaje odizolowana. W zależności od prądu wzbudzenia wyznaczamy teraz napięcie skuteczne fazy t i skuteczną wartość prądu zwarcia, oraz przesunięcie fazowe λ pomiędzy temi wielkościami, liczone w stosunku do kierunku podstawowego, przyjętego jako kierunek wektora prądu.

Na zasadzie zależności (39) i (40) możemy teraz napisać:

$$\frac{\hat{U}^{rt}}{\hat{I}^r} = -V\sqrt{3} j \hat{Z}^2. \quad (156)$$

Stąd wyznaczamy bezpośrednio prawoskrętną oporność pozorną maszyny, jako:

$$\hat{Z}^2 = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{U^{rt}}{I^r} \right|_{\text{skut}} [j \cos \lambda - \sin \lambda]. \quad (157)$$

Wreszcie w celu wyznaczenia oporności jednokierunkowej, przeprowadzamy zwarcie zupełne fazy r maszyny z punktem zerowym i mierzymy skuteczne wartości prądu zwarcia, napięcia międzyfazowego pomiędzy fazami s i t oraz przesunięcie fazowe δ między temi wielkościami, liczone jak poprzednio w stosunku do prądu.

Na zasadzie zależności (34) i (35) znajdujemy:

$$\frac{\hat{U}^{st}}{\hat{I}^r} = -\frac{1}{\sqrt{3}} j [\hat{Z}^0 + 2\hat{Z}^2]. \quad (158)$$

Stąd zaś znając wartość oporności pozornej prawoskrętnej Z^2 , wyznaczamy oporność jednokierunkową maszyny, jako:

$$\hat{Z}^0 = \sqrt{3} \left| \frac{U^{st}}{I^r} \right|_{\text{skut}} [j \cos \delta - \sin \delta] - 2\hat{Z}^2. \quad (159)$$

Otrzymane wartości oporności będą się różniły nieco od oporności, jakie występują przy normalnem wzbudzeniu maszyny, gdy występuje częściowo zjawisko nasycenia w obwodzie magnetycznym.

Oporności te przy pracy normalnej są nieco mniejsze, co dotyczy szczególnie oporności lewoskrętnej, w przypadku oporności prawoskrętnej i jednokierunkowej różnica ta jest pomijalna.

Korekturę oporności lewoskrętnej można łatwo przeprowadzić, znając charakterystykę napięciową biegu luzem maszyny. Należy w tym przypadku dla normalnej wartości wzbudzenia wyznaczyć występujący tam rzeczywiście współczynnik k_w^1 , który z reguły będzie nieco mniejszy od współczynnika k_w , przyjętego dla prostoliniowej części charakterystyki.

F. Charakterystyczne dane liczbowe dla oporności pozornych trójfazowych maszyn synchronicznych.

Poniżej podajemy oporności maszyn synchronicznych w postaci spadku napięcia wyrażonego procentowo w stosunku do napięcia nominalnego maszyny, jaki otrzymamy przy przepływie przez daną oporność odpowiedniej składowej symetrycznej o natężeniu prądu fazowego, odpowiadającym wartości nominalnej prądu maszyny. Innemi słowy oporności te są wyrażone procentowo w stosunku do nominalnej oporności lewoskręt-

nej, którą maszyna przedstawia przy pełnym obciążeniu, jeśli jest silnikiem, lub na którą pracuje, jeśli jest prądnica.

Dane poniższe opierają się na średnich wypośrodkowanych z dokonanych dotychczas publikacji dla maszyn trójfazowych.

Oporności te posiadają charakter wybitnie indukcyjny. Uderzają tu wysokie wartości oporności $\hat{Z}^1$. Wynikają one z tego, że przyjęto, że wzbudzenie pozostaje stałe. W przypadku stosowania szybkobieżnych automatycznych regulatorów wzbudzenia, wielkości te tracą rację bytu i muszą być rozważane w poszczególnych przypadkach łącznie z temiż regulatorami.

Rodzaj maszyny	Z^1	Z_t	Z^2	Z^0	
Motory szybkobieżne . .	65 — 90	10 — 25	11 — 25	3 — 10	%
Motory wolnobieżne . .	80 — 150	25 — 45	25 — 50	5 — 20	%
Kompensatory	140 — 160	25 — 30	25 — 32	5 — 15	%
Generatory wodne . . .	60 — 125	15 — 35	25 — 60	4 — 15	%
Turbogeneratory	120 — 200	10 — 25	15 — 30	3 — 10	%

Oporności pozorne względem składowych symetrycznych dla synchronicznych maszyn trójfazowych.

5. Maszyny asynchroniczne.

Przyjmując nadal te same podstawowe założenia, które ustaliliśmy na wstępie rozważania maszyn synchronicznych, przystąpimy do wyznaczenia oporności maszyn asynchronicznych w stosunku do poszczególnych składowych symetrycznych. Będziemy te maszyny traktować wyłącznie jako silniki, co jest zgodne z zastosowaniem ich w praktyce.

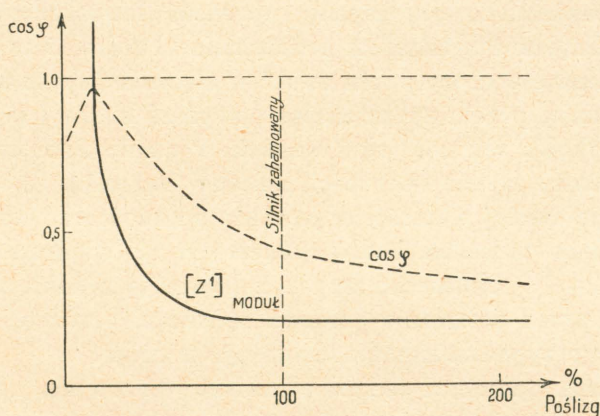
A. Oporność względem składowej lewoskrętnej.

Układ strumieni magnetycznych w przypadku maszyny asynchronicznej jest analogiczny, jak w przypadku maszyny synchronicznej z tą jedyną różnicą, że pochodzenie strumienia wzbudzenia jest inne, gdyż spowodowane prądami rotora, indukowanymi w nim wskutek poślizgu.

Jeśli chodzi o wartość początkową oporności lewoskrętnej, to wówczas zajdą zjawiska identyczne jak w maszynie synchronicznej z silnym uzwojeniem amortyzacyjnym. Rotor będzie usiłował podtrzymać strumień magnetyczny wzbudzenia i reakcji twornika, tak, że w rachubę wejdą tu jedynie zmiany strumieni samoindukcji twornika i tem samym tylko jego oporność pozorna własna $\hat{Z}_t$.

Znacznie bardziej skomplikowaną jest kwestja oporności silnika asynchronicznego w stanie ustalonym. Oporność lewoskrętna będzie w tym przypadku zależała głównie od poślizgu silnika, ten zaś ze swej strony od momentu mechanicznego, jaki mu będzie przeciwstawiał układ napędzany. Moduł oporności pozornej będzie malał wraz ze wzrostem poślizgu, natomiast argument jej przy wzroście poślizgu początkowo wzrośnie i osiągnąwszy pewne maksimum w dalszym ciągu zmaleje. Przy poślizgu dostatecznie wielkim wirnik będzie silnie amortyzował strumień reakcji i oporność lewoskrętna w stanie ustalonym, zbliży się wydatnie pod względem swej wartości, do oporności początkowej, istniejącej w pierwszej chwili po skoku prądu twornika.

Rys. 51 przedstawia zależność modułu i argumentu oporności pozornej lewoskrętnej w funkcji poślizgu dla typowego silnika asynchronicznego.



Rys. 51.

Jak z powyższego wykresu wynika, dla dużych poślizgów oporność lewoskrętna silnika ustala się i może być ona przyjęta ze znacznym przybliżeniem, jako równa oporności, jaką silnik będzie przedstawiał przy zahamowanym wirniku. Oporność ta będzie wówczas odpowiadała niemal zupełnie dokładnie własnej oporności pozornej twornika $\hat{Z}_t$.

B. Oporność względem składowej prawoskrętnej.

Opierając się na wywodach poprzedniego punktu, jak również na wykresie z rys. 50 otrzymujemy bezpośrednio oporność prawoskrętną, jako równą w znaczeniu praktycznym pozornej oporności własnej twornika $\hat{Z}_t$.

C. Oporność względem składowej jednokierunkowej i składowych innych rzędów.

Zupełnie analogicznie jak dla maszyn synchronicznych stwierdzamy, że składowe te nie wytworzą pola wirującego i będą wywołane jedynie przez samoindukcje i oporności rzeczywiste uzwojeń twornika. Ponieważ jednak w tym przypadku nie nastąpi współdziałanie pomiędzy poszczególnymi fazami w wytworzeniu promienia samoindukcji twornika, przeto oporności te będą niższe od oporności pozornej twornika $\hat{Z}_t$, wyznaczonej dla składowych lewo- i prawoskrętnych.

D. Doświadczalne wyznaczenie oporności pozornych trójfazowych maszyn asynchronicznych.

Jak już zaznaczono poprzednio, oporność lewoskrętna zmienia się znacznie z poślizgiem i ustalaniem przetężenia. Ponieważ w praktyce motory asynchroniczne pod wpływem zwarć w sieciach uzyskują znaczny poślizg a nawet stają, przeto upraszczając powyższą kwestję przyjmujemy, że zarówno początkowa wartość jak i wartość w stanie ustalonym oporności lewoskrętnej równa będzie oporności pozornej twornika $\hat{Z}_t$.

Ponieważ tej samej wartości odpowiada oporność prawoskrętna, przeto najważniejszym zadaniem będzie określenie doświadczalne oporności własnej twornika $\hat{Z}_l$. Uskuteczniamy to z łatwością zgodnie z poprzednimi wywodami, przez dokonanie pomiaru oporności pozornej silnika asynchronicznego w przypadku zahamowania jego wirnika.

Dla ustalenia oporności jednokierunkowej, skoro nie mamy do czynienia z polem magnetycznym wirującym, przeprowadzamy pomiary analogicznie jak przy maszynach synchronicznych, przy zahamowaniu wirnika i przy zasilaniu silnika napięciem przyłożonem pomiędzy punkt zerowy a jedną fazę przy pozostałych fazach izolowanych.

Przyjmując oznaczenie tak znalezionej oporności pozornej jako $\hat{Z}$, ze składowych symetrycznych otrzymamy:

$$\frac{1}{\hat{Z}} = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{\hat{Z}^0} + \frac{1}{\hat{Z}^1} + \frac{1}{\hat{Z}^2} \right]. \quad (160)$$

Skąd przyjmując zgodnie z poprzednimi rozważaniami $\hat{Z}^1 \approx \hat{Z}^2 \approx \hat{Z}_t$, znajdziemy bezpośrednio $\hat{Z}^0$, jako:

$$\hat{Z}^0 \approx \frac{\hat{Z} \hat{Z}_t}{2\hat{Z} + 3\hat{Z}_t}. \quad (161)$$

6. Odbiorniki statyczne.

Odbiorniki statyczne, które uwzględnimy w dalszych rozważaniach, będą odpowiadały warunkowi symetrii fazowej sieci.

Odbiorniki takie tworzą układy powiązanych ze sobą oporności pozornych i upływności, sprzęgniętych w ogólnym przypadku elektrycznie i magnetycznie.

Wyznaczenie oporności wypadkowych względem składowych symetrycznych jest dla tych odbiorników sprawą naogół prostą i może być dokonane zgodnie z wywodami części I w paragr. 5 i 6, gdzie rozważaliśmy oporności pozorne i upływności linii jednofazowych.

Ogólnie można tu stwierdzić, że z chwilą, gdy brak jest w odbiorniku części ruchomych, to wówczas przedstawi on dla składowych symetrycznych tego samego rzędu lecz odmiennych znaków tę samą oporność pozorną. Sprawę tę wyświetliliśmy szczegółowo przy rozważaniu transformatorów.

CZĘŚĆ TRZECIA.
PRZETĘŻENIA W SIECI RZECZYWISTEJ.

1. Oporności pozorne zwarć.

W poprzednich częściach rozważono sposoby postępowania i własności elementów sieci, związane z zagadnieniem powstających w nich przetężeń. Pozostała jednak nieokreślona wartość oporności pozornej zwarcia $\hat{Z}$, która występuje we wszystkich zależnościach, określających przetężenia spowodowane zwarciami niezupełnemi.

Zwarcia które powstają najczęściej w sieciach elektrycznych, rzadko bardzo mają charakter zwarć metalicznych zupełnych. Najczęściej droga prądu zwarcia prowadzi przez atmosferę silnie rozgrzanych i zjonizowanych gazów, tworzących łuk elektryczny. Przy rozpatrywaniu zatem przetężeń w urządzeniach elektrycznych, będziemy mieli w dużej większości do czynienia ze zwarciami łukowymi, oraz w znacznie mniejszej mierze ze zwarciami zupełnemi metalicznymi.

Zjawiska zachodzące w łuku elektrycznym zależą od bardzo wielu najróżnorodniejszych czynników i w przybliżeniu tylko mogą być ujęte w formę analityczną. Wynika z tego bezpośrednio, że musimy się liczyć w dalszych rozważaniach jedynie z wyznaczeniem orientacyjnych wartości oporności zwarć łukowych.

Podług ostatnio przeprowadzonych badań *) napięcie łuku elektrycznego istniejącego w powietrzu w normalnych warunkach atmosferycznych, składa się z trzech części: z pewnej składowej stałej rzędu 20 V, pomijalnej w przypadku wysokich napięć, z wyrażenia zależnego od prądu i długości łuku i wreszcie z trzeciego wyrażenia zależnego od objętości łuku, prądu i przebiegów czasowych. Zależności powyższe będziemy mogli ująć w następujący sposób:

$$U_z \approx A + B \frac{l}{\sqrt[n]{I_z}} + C \frac{v}{[I_z]^2} \cdot \frac{dI_z}{dt} \quad (162)$$

*) Porównaj: J. Fallou. Transmission d'Énergie. Paris. 1935, str. 204.

We wzorze tym wielkości U_z i I_z są to wartości skuteczne napięcia i prądu łuku. W przypadku wysokich napięć pomijamy jak już poprzednio zaznaczono stałą A , a rozważając stan ustalony pominąć również możemy i wyrażenie trzecie wielomianu ze stałą C , gdyż wówczas pochodna prądu w stosunku do czasu będzie równa zero. Minimalne zatem napięcie, które powstanie dla łuku o długości l metrów przy przepływie przez niego prądu I_z amperów, jest wyrażone przez drugi człon wielomianu ze stałą B . Stała ta została określona przez szereg prób eksperymentalnych i wynosi podług Van C. Warrington'a 28700; odpowiednio wyznaczono n jako równe 2,5.

Uwzględniając te wielkości możemy wyznaczyć moduł oporności pozornej łuku (jako *):

$$Z_z \approx R_z \approx \frac{28\,700 \cdot l}{I_z^{1.4}} \quad (163)$$

Argument powyższej oporności jest nader bliski zero tak, że mamy oporność zwarcia łukowego traktować jako oporność rzeczywistą.

Oporność łuku wyznaczona wzorem (163) ulega znacznym zmianom pod wpływem wiatru i wydmuchiwania z tego powodu łuku. Może ona podług Warrington'a wzrosnąć kilkakrotnie po upływie ułamków sekundy.

W tych wszystkich przypadkach, gdzie droga łuku jest mała, prądy zaś zwarcia wielkie, oporności łuku są niewielkie. Ma to miejsce w szczególności podczas zwarć w kablach, w maszynach i aparatach elektrycznych. W sieciach napowietrznych przy niższych napięciach nie przekraczających kilkudziesięciu kV , gdy mamy do czynienia ze znacznie większymi mocami sieci, oporności łuku są małe, gdyż odstęp części pomiędzy końcami łuku może powstać są niewielkie.

Pozatem oporność zwarcia $\hat{Z}_z$ jest silnie przesunięta fazowo w stosunku do najczęściej otrzymywanych wartości oporności pozornych sieci wchodzących do wzorów na obliczenie przetężeń zwarciovych (por. część I paragr. 12).

Opierając się na tem, możemy w praktyce przyjąć, że dla urządzeń elektrycznych wysokich napięć, nie przekraczających jednak kilkudziesięciu (ok. 30—50) kilowoltów, wszystkie zwarcia zachodzące w okolicznościach normalnych, będziemy traktować jako zwarcia zupełne, pomijając niewielką oporność jaką wówczas może przedstawiać łuk zwarcia. W dalszym ciągu w analogiczny sposób potraktujemy wszystkie zwar-

*) Pg. R. Rüdenberga (Elektrische Schaltvorgänge. Berlin 1926, str. 190), dla prądu stałego po uproszczeniu dla wysokiego napięcia, otrzymamy: $R_z \approx \frac{35\,500 \cdot l}{I_z^2} + \frac{12\,800 \cdot l}{I_z}$.

cia w kablach, maszynach i transformatorach bez względu na wysokość ich napięcia znamionowego.

Dla napowietrznych linii o napięciach bardzo wysokich, oporność tę należy brać pod uwagę i to szczególnie w przypadkach przewidywania urządzeń ochronnych, w których działanie od oporności zwarcia jest uzależnione (naprzykład przekładniki odległościowe, impedancyjne i t. p.).

Dla orientacji podajemy poniżej dane dotyczące oporności łuku elektrycznego zaczerpnięte z publikacji M. Walter'a, Van C. Warrington'a i J. Fallou.

Napięcie nominalne sieci	Odległość punktów zwarcia	Prąd zwarcia łukowego około	Napięcie zwarcia łukowego około	Oporność zwarcia łukowego około
kV	m	A	V	Ω
60		650	2000	3
60		400	4000	10
60		200	6000	30
110	1,3	650	3500	5,5
115	1,8	650	4200	6,5
154	3,65	400	20000	50
154	9,1	385	25000	65
154	12	385	30000	75
154	12	135	55000	400

Oporność zwarcia łukowego w liniach napowietrznych wysokiego napięcia.

2. Przebiegi nieustalone przetężeń.

W dotychczasowych rozważaniach rozpatrywaliśmy przetężenia, zakładając sinusoidalne ich przebiegi i przyjmując za słuszne wszystkie zależności wyprowadzone dla stanu ustalonego sieci.

W rzeczywistości przetężenie zwarciove posiada przebieg dużo bardziej skomplikowany i może być w swej początkowej, nieustalonej fazie wyznaczone tylko z pewnem przybliżeniem.

Prąd przetężeniowy będzie posiadał następujące podstawowe składniki:

- składową ustaloną, zmienną,
- składową przemijającą, zmienną,
- składową przemijającą, aperiodyczną.

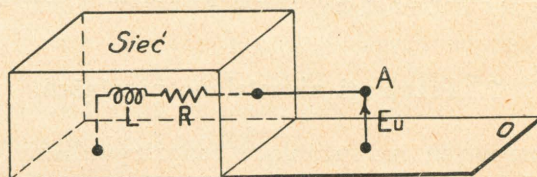
Składowa ustalona jest to ta sinusoidalna wartość przetężenia, jaka ustali się po dostatecznie długim czasie po powstaniu określonej zmiany (zwarcia) w strukturze sieci. Składową tę możemy określić na zasadzie

odpowiednich wzorów wyprowadzonych poprzednio, przyjmując jako oporności pozorne elementów sieci, wartości ustalone tych oporności.

Składowa przemijająca zmienna powstaje ze względu na to, że oporności poszczególnych elementów sieci posiadają w pierwszej chwili po zakłóceniu stanu równowagi inną wartość aniżeli w stanie ustalonym. Składową tę możemy również wyznaczyć na zasadzie poprzednich rozważań, traktując ją jako różnicę pomiędzy wartością przetężenia określonego dla chwilowych oporności elementów sieci, a składową ustaloną tegoż przetężenia.

Składowa przemijająca aperiodyczna jest wielkością jednokierunkową, zanikającą po ułamkach sekundy i występującą jako pewien czynnik wyrównawczy po powstaniu nagłego zaburzenia w sieci. Dla wyznaczenia tej składowej czynimy założenie upraszczające, polegające na tem, że oporność pozorną sieci w stosunku do określonej składowej symetrycznej traktujemy jako szeregowo połączoną czystą oporność samoindukcyjną i oporność rzeczywistą.

Przy rozważaniach stanu uzupełniającego sieci, przy wyznaczaniu przetężeń (Część I paragr. 11) będziemy mogli zastąpić sieć układem, przedstawionym na rys. 52, gdzie L i R będą odpowiednią samoindukcyjną i opornością rzeczywistą sieci w stosunku do pewnej składowej symetrycznej uzupełniającej siły elektromotorycznej E_u .



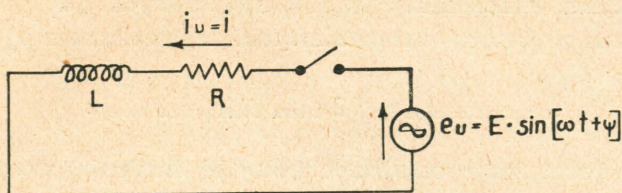
Rys. 52.

Wielkość R i L wyznaczymy znając oporność pozorną sieci $\hat{Z}_s$ oraz pulsację ω . Otrzymamy:

$$\hat{Z}_s = R + j\omega L. \quad (164)$$

W momencie powstania zwarcia, pod wpływem uzupełniających sił elektromotorycznych popłyną w sieci prądy uzupełniające, zawierające oprócz wyznaczonej poprzednio składowej zmiennej również i składową stałą.

Przebieg zjawisk w stanie uzupełniającym będzie analogiczny jak przy załączeniu nagle pod napięcie obwodu przedstawionego na rys. 53.



Rys. 53.

Dla obwodu tego mamy jednak równanie różniczkowe:

$$L \frac{di}{dt} + Ri = E \sin [\omega t + \psi]. \quad (165)$$

Rozwiązując otrzymujemy:

$$i = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \sin [\omega t + \psi - \varphi] + K e^{-\frac{R}{L} t}. \quad (166)$$

Stałą K wyznaczamy z warunków początkowych zwarcia, dla których $t = 0$ i $i = 0$. Będzie zatem:

$$K = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \sin [\psi - \varphi]. \quad (167)$$

Kąt ψ będzie oznaczał przesunięcie fazowe siły elektromotorycznej E w momencie powstania zwarcia, całe zaś wyrażenie powyższe osiągnie maksimum, gdy $\sin (\psi - \varphi) = 1$, czyli:

$$K_{\max} = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \quad (168)$$

Z powyższego wynika, że największa wartość uzupełniającego prądu uderzeniowego będzie:

$$i_{\max} \leq \frac{2E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}. \quad (169)$$

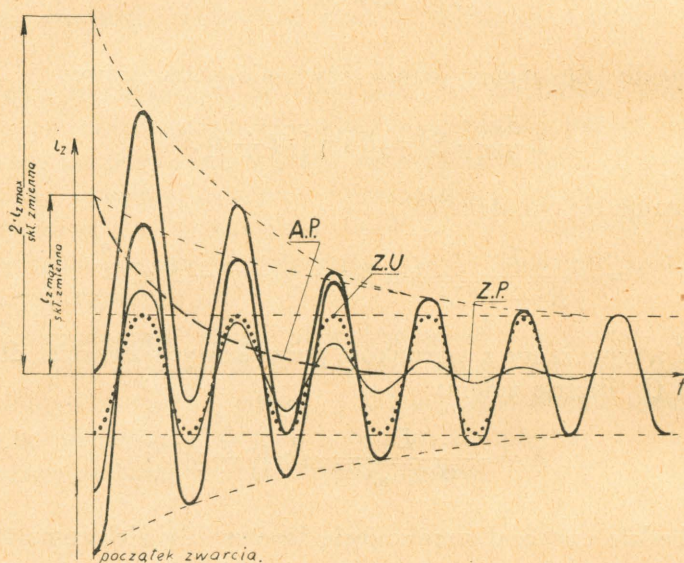
Ponieważ wyrażenie $\frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}$ jest niczem innym, jak tylko wartością maksymalną amplitudy składowej zmiennej prądu uzupełniającego, przeto możemy ogólnie powiedzieć, że przemijająca składowa aperiodyczna przetężenia jest mniejsza lub równa maksymalnej wartości amplitudy składowej zmiennej uzupełniającego prądu przetężeniowego, czyli:

$$i_{\max} [\text{skład. aperiód.}] \leq i_{\max} [\text{skład. zmienna}]. \quad (170)$$

W przypadku wyznaczenia prądów zwarciovych, gdy prądy zwarcia są równoznaczne z prądami uzupełniającymi, będzie zatem ogólnie *):

$$i_{z \text{ max [uderzeniowy]}} \leq 2 i_{z \text{ max [składowej zmiennej]}}. \quad (171)$$

Przebiegi przetężenia omówione powyżej ilustrują wykresy podane na rys. 54.



Rys. 54.

Na wykresach tych krzywa $Z. U.$ odpowiada składowej zmiennej ustalonej, $Z. P.$ zmiennej przemijającej, zaś $A. P.$ aperiodycznej przemijającej.

Ponieważ oporności sieci posiadają normalnie charakter wybitnie indukcyjny, przeto kąt fazowy φ występujący w zależności (167) jest bliski 90° i co zatem idzie otrzymuje się maksymalną wartość prądu przetężeniowego wówczas, gdy zwarcie następuje przy przechodzeniu siły elektromotorycznej uzupełniającej przez 0.

Czas zanikania składowych przemijających wynosi dla składowej zmiennej parę sekund, dla składowej zaś stałej ułamki sekundy.

*) Podług norm VDE. R. E. H. (1929) przyjmuje się prąd uderzeniowy jako 1,8 składowej zmiennej prądu przetężeniowego.

3. Szkodliwe skutki przetężeń.

A. Wzrost mocy łączeniowej.

W wyniku zwarcia następuje w normalnej sieci szereg wyłączeń wyłączników w celu wyeliminowania z układu miejsca uszkodzonego. Przetężenia powiększają znacznie w tym przypadku moc odłączalną wyłączników. Z drugiej strony, przy załączaniu pewnego odcinka sieci, jeśli takowy jest uszkodzony, następuje wskutek przetężeń wzrost mocy załączeniowej równie niebezpieczny jak i poprzednio wzmiankowany.

Definicja mocy łączeniowej nie jest jeszcze ostatecznie ustalona. W dalszym ciągu, jako moc łączeniową w każdej fazie wyłącznika, będziemy uważali iloczyn skutecznych wartości prądu łączeniowego i napięcia, które zaistnieje pomiędzy kontaktami bezpośrednio po wyłączeniu, lub też przed załączeniem. Całkowita moc łączeniowa, jaka wystąpi w wyłączniku, będzie sumą wszystkich mocy łączeniowych fazowych. Prądem łączeniowym nazwiemy prąd, jaki będzie przepływał przez kontakty bezpośrednio po włączeniu, względnie przed wyłączeniem wyłącznika *).

Dla stosowanych obecnie urządzeń elektrycznych ważną jest nie tylko sama, zdefiniowana w sposób powyższy, moc łączeniowa, ale również i kąt przesunięcia fazowego pomiędzy napięciem i prądem łączeniowym. Warunki łączenia są tem gorsze, im większa jest moc łączeniowa i im większy jest kosinus kąta przesunięcia fazowego, wzmiankowanego powyżej.

Przy załączeniu przetężenia niebezpieczeństwo polega głównie na możliwości zespawania się kontaktów wyłącznika i uniemożliwieniu dalszego wyłączenia go, przy wyłączeniu natomiast zachodzi obawa zbyt wielkiego wywiązania się energii w łuku wyłączeniowym, co w następstwie może doprowadzić do rozsadzenia wyłączników zamkniętych, względnie do powstania zwarc łukowych międzyfazowych.

Obliczenie mocy łączeniowej nie nastręcza trudności przy przyjęciu poprzednio opisanych metod postępowania. Sprowadza się ono do wyznaczenia w danym wyłączniku największego możliwego prądu przetężeniowego i ustalenia napięcia, jakie na nim zapanuje po wyłączeniu.

Określenie mocy łączeniowej danego wyłącznika daje się przeprowadzić tylko w bardzo przybliżony sposób analitycznie i jest z reguły ustalane doświadczalnie dla danego typu na polu prób przez producentów.

Ustalenie, jakiego rodzaju prąd przetężeniowy przyjąć dla obliczania mocy łączeniowej, momentalny, czy też ustalony, nie zależy od czasu działania wyłącznika dla mocy załączeniowej, gdyż wtedy mamy do czynienia

*) Porównaj: Regeln für Hochspannungsgeräte R. E. H. (1929, paragraf 27).

zawsze z przetężeniem momentalnym, natomiast zależy od tego czasu dla mocy odłączalnej, gdyż przy opóźnieniu parusekundowym wyłącznika normalnie wchodzi tu już w rachubę jedynie przetężenie ustalone.

Przy projektowaniu wyłączników w sieciach wyznaczamy większą z dwu mocy załączeniowej i odłączeniowej jako miarodajną dla danego wyłącznika moc łączeniową i podług niej dobieramy odpowiedni typ urządzenia.

Podług norm niektórych krajów wyłączniki odpowiednich rzędów posiadają wyszczególnioną moc odłączalną i maksymalny uderzeniowy prąd załączania. W przypadku tym sprawdzamy wyłącznik oddzielnie dla tych dwóch wielkości.

B. Nagrzewanie się przewodów.

W praktyce prądy przetężeniowe trwają zazwyczaj krótko w granicach do paru sekund. W tym krótkim przeciągu czasu wywiązują one w przewodach, przez które przepływają, pewne ilości ciepła, które nie mogą być tak szybko z przewodu odprowadzone.

Ponieważ wnikięcie dokładniejsze w to zjawisko jest w przypadku ogólnym niemożliwe, więc przyjmujemy w tych rozważaniach założenie upraszczające, że całkowita ilość ciepła wywiązana w przewodzie pozostaje w nim, podnosząc jego temperaturę. Założenie to da nam najniekorzystniejszy przypadek i otrzymane podwyższenia temperatur będą z wszelką pewnością wyższe od tych, które zaistnieją w praktyce.

Ilość ciepła, jaką wywiąże prąd w pewnym odcinku przewodu będzie:

$$dQ = Ri^2 dt J. \quad (172)$$

Przyczem R odpowiada oporności danego przewodu, zaś J — równownikowi Joule'a, a i jest natomiast chwilową wartością prądu.

Przewód rozpatrywany będzie posiadał jednak pojemność cieplną:

$$F = c l s \delta, \quad (173)$$

zaś oporność elektryczna tego przewodu da się wyrazić:

$$R = \rho \frac{l}{s} \quad (174)$$

gdzie l oznacza długość przewodu, δ — gęstość, s — przekrój, zaś ρ — oporność właściwą, a c — ciepło właściwe.

Opierając się na powyższych wzorach oraz na poczynionem założeniu upraszczającym, będziemy mogli wyznaczyć przyrost temperatury:

$$dT = \frac{\rho J}{c \delta} \cdot \left[\frac{i}{s} \right]^2 dt. \quad (175)$$

W zależności (175) występują trzy wartości c , δ i ρ , które są w pewnej mierze zależne od temperatury przewodnika, przyjmujemy te wielkości jako stałe, gdyż zmiany ich są pomijalne wobec niedokładności ujęcia całego zagadnienia. Sprowadzamy je tutaj do temperatur, z jakimi po większej części będziemy się liczyć w praktyce, a więc zawartych w granicach 50 do 100° C.

Przyjmujemy następujące wartości liczbowe:

	ρ	c	δ	J	$\frac{\rho J}{c \delta}$
Miedź	$\frac{1}{50} \cdot 10^{-4}$	0,094	8,9	0,239	$\frac{1}{175} \cdot 10^{-4}$
Aluminium	$\frac{1}{30} \cdot 10^{-4}$	0,21	2,6		$\frac{1}{70} \cdot 10^{-4}$
Ołów	$\frac{1}{4,4} \cdot 10^{-4}$	0,031	11,3		$\frac{1}{6,5} \cdot 10^{-4}$
w jednostkach . .	$\frac{\Omega \text{ cm}^2}{\text{cm}}$	$\frac{\text{Cal}}{^\circ\text{C}}$	$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\frac{\text{Cal g}}{\text{W sek.}}$	$\frac{\text{cm}^4 \text{ } ^\circ\text{C}}{\text{A}^2 \text{ sek}}$

Wyrażając przekrój przewodu w mm² otrzymamy ostatecznie:

$$\text{Miedź} \quad 175 dT = \left[\frac{i}{s} \right]^2 dt.$$

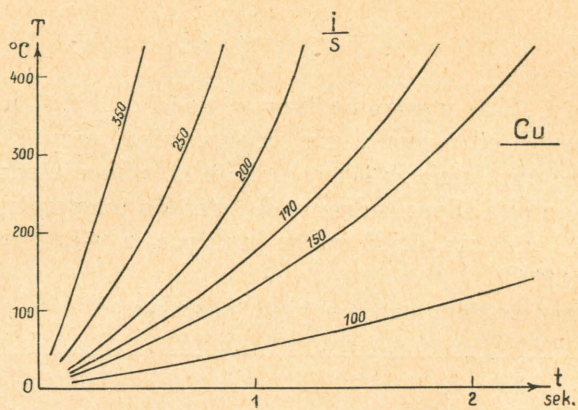
$$\text{Aluminium} \quad 70 dT = \left[\frac{i}{s} \right]^2 dt.$$

$$\text{Ołów} \quad 6,5 dT = \left[\frac{i}{s} \right]^2 dt.$$

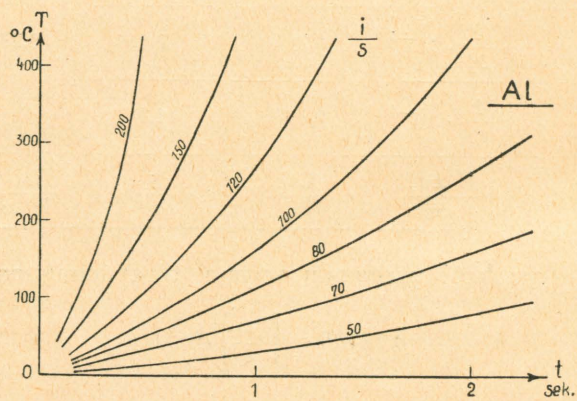
gdzie: dT w °C; i w amperach; s w mm²; zaś dt w sek.

Przyjmując różne stopnie podwyższenia temperatury, możemy wyznaczyć zależność gęstości prądu i i s i czasu trwania przetężenia. Zależności te obrazują wykresy dla miedzi, aluminium i ołowiu podane na rys. 55, 56 i 57.

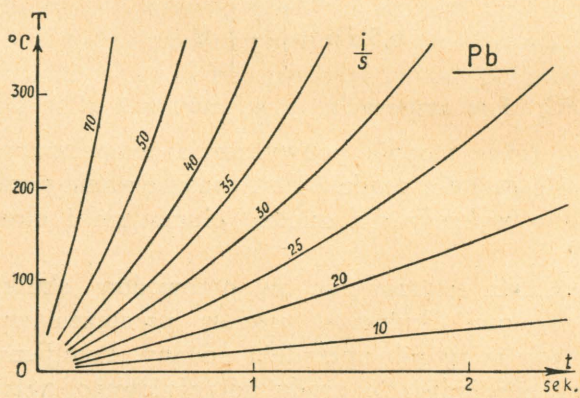
Przy rozważaniu nagrzewania się przewodów skutkiem przetężeń, przyjmujemy wartości skuteczne prądów przetężeniowych uderzeniowych, wyliczonych w sposób uprzednio podany. Pomijamy w tym przypadku składową aperyjodyczną, prądu uderzeniowego, natomiast w zależności (175) przyjmujemy, że przetężenie trwa w swem największym ude-



Rys. 55.



Rys. 56.



Rys. 57.

zwiększeniem nasileniu przez cały czas, a więc pomijamy zjawisko obniżania się amplitudy przetężenia w związku z jego ustalaniem się.

Ponieważ zjawiska cieplne stają się niebezpieczne dopiero po pewnym czasie trwania przetężenia, przeto, przyjąwszy powyższą zasadę, otrzymujemy skompensowanie się w pewnej mierze popełnianych nieścisłości.

Nagrzewanie się przewodów, ze względu na prądy przetężeniowe nie jest w swych skutkach tak groźne jak nagrzewanie się do tej samej temperatury przewodu wskutek przepływu przez niego prądu ustalonego. W przypadku przetężenia nagrzewa się do wysokiej temperatury sam przewód, podczas gdy izolacja posiada temperaturę znacznie niższą aniżeli przy analogicznem nagrzaniu prądem ustalonym. Wreszcie samo zjawisko trwa tu krótko i tem samem szkodliwe działanie temperatury jest tem ograniczone.

Ze względu na powyższe dopuszcza się wyższą temperaturę nagrzania przewodów przy przetężeniach. Podług Waltera *) dopuszczalną tu jest dla kabli temperatura 150°, dla przewodów gołych 300° i dla uzwojeń transformatorów 200°.

Przyjmując maksymalny czas trwania przetężenia na 12 sekund, który to czas w praktyce jest zawsze krótszy, oraz przyjmując dla kabli stopień nagrzania tylko do 100° ponad temperaturę otoczenia, otrzymujemy porównawczą tabelę dopuszczalnych prądów przetężeniowych dla kabli o różnych przekrojach. W tabeli tej podano poniżej również i prądy trwałe robocze, jakie w nich mogą istnieć podług obowiązujących u nas norm PNE/10 — 1932.

Przekrój	Dopuszczalny prąd		Stosunek przetężenia do prądu trwałego
	wg. PNE — 10 3 × 15 000 V	przetężenie 12 sek.	
25 mm ²	100 A	950 A	9,5
35 „	120 „	1 330 „	11,1
50 „	145 „	1 900 „	13,1
70 „	180 „	2 660 „	14,8
95 „	215 „	3 620 „	16,8
120 „	250 „	4 560 „	18,2
150 „	285 „	5 700 „	20,0
185 „	325 „	7 020 „	21,6

Dla kabli miedzianych obołowionych w ziemi.

Jak z powyższego wynika, kable obołowiane znoszą przetężenia udarzeniowe przekraczające 10 do 20-krotnie ich prąd nominalny. Stosunek ten

*) M. Walter. Selektiv - Schutzrichtungen. Berlin 1929, str. 86.

ulega wzrostowi przy wzroście przekroju kabla i przy wzroście jego napięcia nominalnego.

Nie popełnimy wielkiego błędu, jeśli stwierdzimy, że orjentacyjne urządzenia prądu zmiennego zniosą bez szkody przetężenie trwające do 12 sekund, którego wartość początkowa uderzeniowa wynosi do 20-krotnej wartości prądu nominalnego. Oczywiście będzie to się odnosiło do urządzeń przewidzianych do przesyłania większych mocy i będzie mia-rodajne jedynie z punktu widzenia nagrzewania się przewodów.

C. Oddziaływanie elektrodynamiczne.

Pod wpływem prądów przepływających przez ułożone równolegle przewody następuje wzajemne ich oddziaływanie mechaniczne w postaci przyciągania, jeśli mamy do czynienia z prądami płynącymi w tym samym kierunku, względnie jako odpychanie, jeśli te prądy płyną w kierunkach przeciwnych.

Dwa przewody cylindryczne prostolinijne umieszczone w odstępie wzajemnym, jeśli przez nie przepływają prądy i_1 , i_2 przyciągają się z siłą:

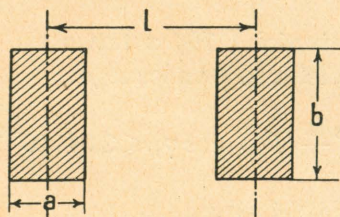
$$F = 2,04 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{i_1 i_2}{l} \text{ kg/cm.} \quad (176)$$

We wzorze powyższym prąd jest wyrażony w amperach, natomiast odstęp w *cm*, otrzymana zaś siła liczona jest w *kg* na *cm* biejący przewodów.

Dla przewodów o przekroju prostokątnym $a \times b$, umieszczonych w odstępie l w sposób podany na rys. 58 znajdujemy siłę oddziaływania elektrodynamicznego ze skomplikowanego wzoru:

$$\begin{aligned} F = 1,02 \cdot 10^{-8} \frac{i_1 \cdot i_2}{a^2 \cdot b^2} & \left\{ 2b \left[(a+l)^2 - \frac{b^2}{3} \right] \arctg \frac{b}{l+a} + \right. \\ & + 2b \left[(a-l)^2 - \frac{b^2}{3} \right] \arctg \frac{b}{l-a} - 4b \left(l^2 - \frac{b^2}{3} \right) \arctg \frac{b}{l} + \\ & + (l+a) \left[b^2 - \frac{(l+a)^2}{3} \right] \ln \frac{(l+a)^2 + b^2}{l^2} + \\ & + (l-a) \left[b^2 - \frac{(l-a)^2}{3} \right] \ln \frac{(l-a)^2 + b^2}{l^2} - 2l \left(b^2 - \frac{l^2}{3} \right) \ln \frac{l^2 + b^2}{l^2} + \\ & \left. + \frac{2}{3} (l+a)^3 \ln \frac{l+a}{l} + \frac{2}{3} (l-a)^3 \ln \frac{l-a}{l} \right\} \text{ kg/cm.} \quad (177) \end{aligned}$$

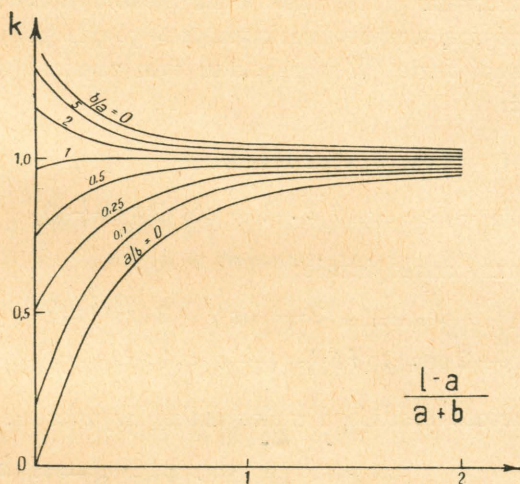
Wzór (177) bardzo niedogodny w użyciu, lepiej jest zastąpić tablicą, w której dla różnych wymiarów a , b i l podane są współczynniki k okre-



Rys. 58.

ślające, o ile oddziaływanie danych przewodów jest silniejsze względnie słabsze od oddziaływania dwu przewodów cylindrycznych, umieszczonych w tym samym odstępie l .

Podług Dwight'a podajemy na rys. 59 odpowiedni wykres, z którego dla dowolnego układu przewodów prostokątnych wyznaczamy z łatwością współczynnik k i następnie siłę F z podanych poniżej wzorów (180), (181), (184) i (185) *).



Rys. 59.

Jeśli dwa przewody przewodzą prąd sinusoidalnie zmienny o tej samej wartości skutecznej, jednak o różnym przesunięciu fazowym φ , to wówczas będziemy mogli napisać:

$$i_1 = I_{\text{skut}} \sqrt{2} \sin 2\pi f t \quad (178)$$

$$i_2 = I_{\text{skut}} \sqrt{2} \sin [2\pi f t + \varphi] .$$

*) Porównaj J. Fallou. Transmission d'Energie. Paris, 1935, str. 214.

Iloczyn wartości chwilowych tych prądów wyrazi się zatem:

$$i_1 i_2 = I_{\text{skut}}^2 [\cos \varphi - \cos (4 \pi f t + \varphi)] . \quad (179)$$

Wyznamy z zależności (179) z łatwością średnią siłę wywieraną wskutek oddziaływania elektrodynamicznego:

$$F_{sr} = 2,04 \cdot 10^{-8} \frac{k}{l} [I_{\text{skut}}^2 \cos \varphi] \leq 2,04 \cdot 10^{-8} \frac{k}{l} I_{\text{skut}}^2 \text{ kg/cm} \quad (180)$$

oraz wartość maksymalną tej siły:

$$F_{\text{max}} = 2,04 \cdot 10^{-8} \frac{k}{l} [I_{\text{skut}}^2 (1 + \cos \varphi)] \leq 4,08 \cdot 10^{-8} \frac{k}{l} I_{\text{skut}}^2 \text{ kg/cm} . \quad (181)$$

Częstotliwość siły oddziaływania elektrodynamicznego będzie zgodnie ze wzorem (179) podwójna w stosunku do częstotliwości sieci.

W razie nagłego zwarcia, obciążenia mechaniczne będą miały charakter uderzeń i ze względu na istnienie składowych aperiodycznych przetężeń osiągną wyższą wartość od wyznaczonych poprzednio. Ta składowa zgodnie ze wzorem (170) może w najniekorzystniejszym przypadku osiągnąć wartość równą wartości maksymalnej prądu periodycznego przepływającego w danej fazie. W przypadku tym zamiast wzoru (178) musielibyśmy napisać:

$$\begin{aligned} i_1 &= I_{\text{skut}} \text{ zmien } \sqrt{2} \cdot [1 - \cos 2 \pi f t] \\ i_2 &= I_{\text{skut}} \text{ zmien } \sqrt{2} \cdot [1 - \cos (2 \pi f t + \varphi)] . \end{aligned} \quad (182)$$

Dalej otrzymamy analogicznie:

$$\begin{aligned} i_1 i_2 &= I_{\text{skut}}^2 \text{ zmien } [2 + \cos \varphi - 2 \cos 2 \pi f t + \\ &\quad - 2 \cos (2 \pi f t + \varphi) + \cos (4 \pi f t + \varphi)] \end{aligned} \quad (183)$$

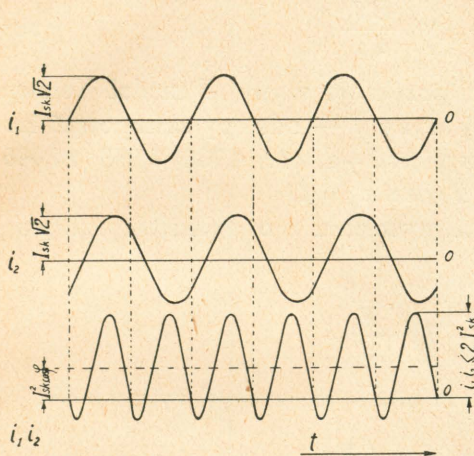
i wyznaczmy wartość średnią i maksymalną wywieranej siły jako:

$$F_{sr} = 2,04 \cdot 10^{-8} \frac{k}{l} I_{\text{skut}}^2 \text{ zmien } [2 + \cos \varphi] \leq 2,04 \cdot 10^{-8} \cdot 3 \frac{k}{l} I_{\text{skut}}^2 \text{ zmien} \quad (184)$$

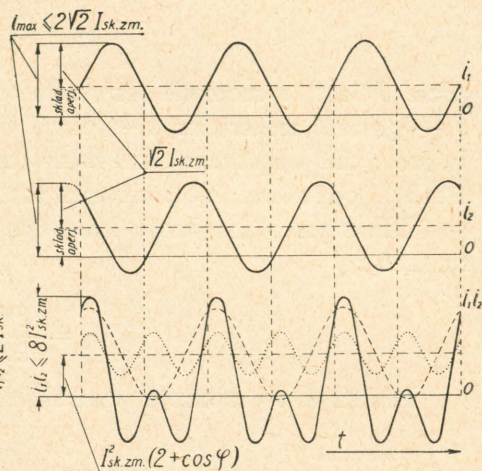
$$F_{\text{max}} \leq 2,04 \cdot 10^{-8} \cdot 8 \frac{k}{l} I_{\text{skut}}^2 \text{ zmien} . \quad (185)$$

Oczywiście wyznaczone wielkości będą trwały bardzo krótko w pierwszym momencie przetężenia, gdy będzie jeszcze istniała składowa aperiodyczna. Otrzymamy tu w stosunku do częstotliwości sieci oprócz częstotliwości podwójnej, również i częstotliwość pojedynczą naprężeń mechanicznych.

Rysunki 60 i 61 obrazują przebieg prądów w przypadku nieistnienia i istnienia składowej aperiodycznej przetężenia, oraz uwidaczniają przebiegi naprężeń pomiędzy dwoma równoległymi przewodami.



Rys. 60.



Rys. 61.

Obliczając maksymalne naprężenia mechaniczne, jakie mogą powstać pomiędzy przewodami (szynami) poszczególnych faz, należy uwzględnić największe wartości prądów przetężeniowych, a więc w większości przypadków wejdą tu w rachubę przetężenia uderzeniowe. Opierając się na wzorach (184) i (185) możemy w dalszym ciągu określić maksymalną granicę naprężeń, jakie mogą w rozpatrywanym układzie wystąpić.

Oprócz wytrzymałości mechanicznej przewodów (szyn zbiorczych), izolatorów i t. p. w stosunku do wyznaczonych w sposób powyższy naprężeń elektrodynamicznych, musimy tu uwzględnić jeszcze jedno niebezpieczne zjawisko, które może powstać, a mianowicie rezonans mechaniczny pomiędzy naprężeniami a układem przewodów. Zjawisko to jest ważne w praktyce niemal wyłącznie w przypadku szyn prowadzonych na izolatorach wsporczych i nie tyle się wiąże z problemem przetężeń co z częstotliwością sieci. Rezonans ten przy przetężeniach może występować z większą siłą ze względu na wzrost naprężeń powodujących drgania.

Jak to wynika z analizy wzorów (179) i (183) musimy się tu liczyć z dwoma częstotliwościami rezonansu, a mianowicie z pojedynczą i podwójną w stosunku do częstotliwości sieci. W praktyce niebezpieczny będzie zatem zakres częstotliwości 50—60 i 100—120 okr./sek.

Obliczenie częstotliwości rezonansowej układu przewodów jest zazwyczaj bardzo trudne i niemal niewykonalne. W szczególnych przy-

padkach *), gdy chodzi o szyny zamocowane na sztywnych izolatorach wsporczych, można stosować orientacyjnie następujące wzory dla pulsacji własnej układu ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{k^2}{l^2} \sqrt{\frac{E J}{d s}}, \quad (186)$$

gdzie J jest to moment bezwładności przekroju szyny, E moduł Younga, d — gęstość materiału, s — przekrój szyny, l — odstęp zamocowań izolatorów, zaś współczynnik k może przybierać wartości 4,730; 7,853; 10,996; 14,137... odpowiadając równaniu $\cos k \cosh k = 1$.

Dla szyn o przekroju kołowym i promieniu r otrzymujemy ze wzoru (186):

$$\omega_0 = \frac{k^2 r}{2l^2} \sqrt{\frac{E}{d}}.$$

Dla szyn o przekroju prostokątnym ułożonym w myśl rysunku 58:

$$\omega_0 = \frac{k^2 a}{2\sqrt{3} l^2} \sqrt{\frac{E}{d}}.$$

Pozatem dla miedzi $E = 1,3 \cdot 10^6$, zaś $d = 9,11 \cdot 10^{-6}$ skąd:

$$\sqrt{\frac{E}{m}} = 378 \cdot 10^3.$$

Natomiast dla aluminium $E = 6,75 \cdot 10^5$, zaś $d = 2,75 \cdot 10^{-6}$ skąd:

$$\sqrt{\frac{E}{m}} = 496 \cdot 10^3.$$

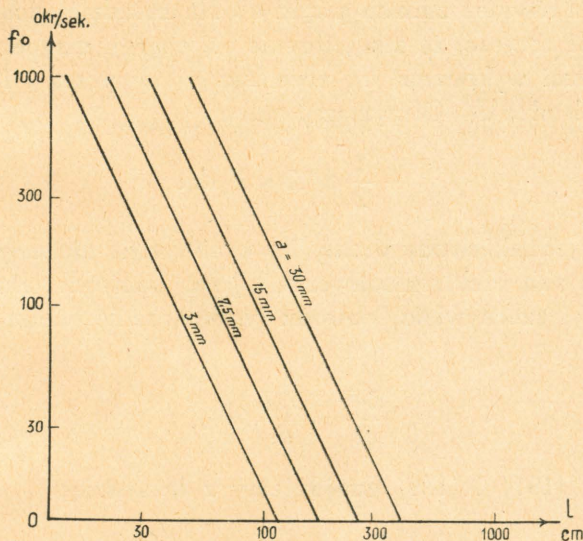
Poniżej podajemy na rys. 62 wykres częstotliwości własnej szyny miedzianej o przekroju prostokątnym w zależności od jej grubości i odstępów zamocowań.

Opierając się na powyższych danych orientacyjnych, należy tak projektować układy przewodów, aby częstotliwość rezonansowa była możliwie oddalona od pojedynczej i podwójnej częstotliwości sieci.

W związku z oddziaływaniem elektrodynamicznym przetężeń wypada rozpatrzyć jeszcze jedno zjawisko dosyć specjalne, mające jednak swoje znaczenie w praktyce, w przypadkach gdy przetężenia mogą osiągać poważne wartości. Jest to zjawisko tendencji do otwierania się noży odłączników względnie do otwierania kontaktów wyłączników pod wpływem silnych przetężeń.

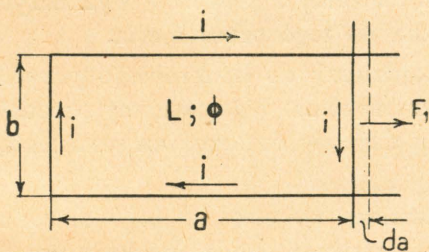
*) Porównaj J. Fallou. Transmission d'Energie. Paris, 1935, str. 217 — 219.

Podstawą powyższego zjawiska jest ogólna tendencja każdego obwodu elektrycznego do powiększania się w sensie geometrycznym. Rozpatrzmy tę sprawę szczegółowiej na przykładzie następującym. Załóżmy obwód



Rys. 62.

(rys. 63) elektryczny linjowy w kształcie prostokąta, którego jeden z boków może się przesuwac w sposób wskazany na rysunku.



Rys. 63.

Przez obwód ten w pewnym momencie przepływa prąd i , wytwarzając strumień magnetyczny Φ . Obwód nie posiada oporności rzeczywistej, zaś współczynnik jego samoindukcji wynosi L .

W obwodzie takim prąd będzie płynąć nieskończenie długo, zaś magazynowana energia magnetyczna będzie się równała $\frac{1}{2}i^2L$.

Założmy teraz, że ruchomy bok obwodu przesunął się o odcinek da . Przesunięcie to nastąpiło w czasie dt , przyczem na przewód przesuwany

oddziaływała wtedy pewna siła elektrodynamiczna F_1 w kierunku powiększenia pola obwodu.

Wskutek tego przesunięcia nastąpiła pewna zmiana samoindukcji obwodu dL jak również zmiana prądu di . Na zasadzie zachowania energii będziemy mogli napisać, że zmniejszenie się energii magnetycznej obwodu odpowiadać musi wykonanej na zewnątrz pracy przez siłę elektrodynamiczną F_1 na drodze da . Otrzymamy zatem:

$$-\frac{1}{2} di^2 L = F_1 da. \quad (187)$$

Z drugiej jednak strony wiemy, że w obwodzie nie mogła być zaindukowana żadna siła elektromotoryczna, gdyż spowodowałaby ona wobec braku oporności rzeczywistej obwodu nieskończenie wielki wzrost prądu. Będzie zatem:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{di L}{dt} = 0. \quad (188)$$

Z równań (187) i (188) znajdujemy z łatwością:

$$F_1 = \frac{1}{2} 1,02 \cdot 10^{-8} i^2 \frac{dL}{da}, \quad (189)$$

przyczem i jest wyrażone w A, F_1 w kg, L i a w cm.

Znając analityczną zależność pomiędzy samoindukcją L a rozpatrywaniem przesunięciem, możemy z łatwością wyznaczyć składową siłę elektrodynamicznej stycznej do tego przesunięcia.

Jeżeli teraz przejdziemy do konkretnego przypadku wyłącznika lub odłącznika, to wówczas schemat jego możemy przedstawić podług rys. 64. Schemat tego obwodu daje się rozłożyć na zamkniętą pętlę i pewien prostoliniowy przewód.

Siła F oddziaływująca na bok AB tego obwodu będzie wypadkową F_1 oddziaływania pętli i siły F_2 oddziaływania przewodu prostoliniowego.

Oddziaływanie pętli wyznaczymy ze wzoru (189) pamiętając, że samoindukcja prostokątnego obwodu utworzonego z okrągłego przewodu o promieniu r i posiadającego wymiary $a \times b$ wyniesie:

$$L = 4 \left[a \cdot \ln \frac{2ab}{r(a+m)} + b \cdot \ln \frac{2ab}{r(b+m)} + 2(m-a-b) \right] \text{ cm}, \quad (190)$$

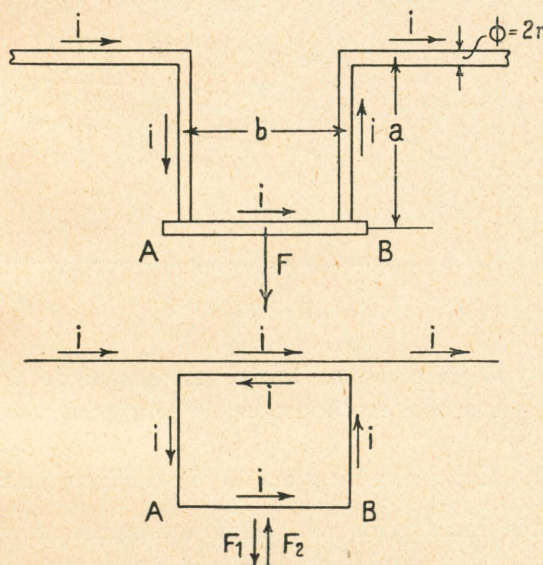
przyczem m oznacza $\sqrt{a^2 + b^2}$.

Oddziaływanie przewodu prostoliniowego możemy wyznaczyć ze wzoru (176) jako:

$$F_2 = 2,04 \cdot 10^{-8} i^2 \frac{b}{a} \text{ kg}, \quad (191)$$

przyczem i jest wyrażone w A , zaś a i b w cm .

Do sił obliczonych według wzoru (189) i (191) należy jeszcze dodać dodatkowe siły elektrodynamiczne występujące przy przepływie prądu przez szczęki odłącznika (w razie gdy takowe istnieją), oraz ewentualne oddziaływanie innych przewodów na ruchome ramię odłącznika względnie wyłącznika.



Rys. 64.

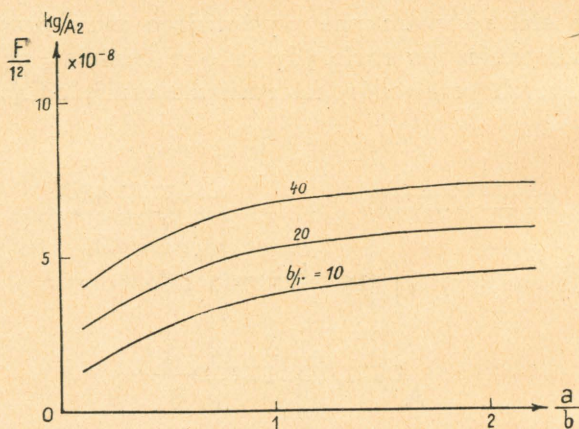
Wszystkie te siły razem zebrane mogą być podane podług Fallou dla zwykłych typów odłączników nożowych w postaci wykresu przedstawionego na rys. 65.

Dane te są w przybliżeniu zgodne z obliczeniami przeprowadzanymi w tym kierunku przez H. B. Dwighta.

W normalnie stosowanych odłącznikach stosunek $a:b$ waha się w granicach 0,2 do 0,25, zaś promień r równoważny przekrojom zazwyczaj prostokątnym jest taki, że stosunek $b:r$ jest zawarty w granicach 10 do 20. Jak zatem z załączonego wykresu wynika, siły oddziałujące pośrodku noża odłącznika będą rzędu około $3 \cdot 10^{-8} I^2$ kg, przyczem prąd będzie wyrażony w amperach. Opierając się na tem, możemy stwierdzić, że przy prądach rzędu dziesiątek tysięcy amperów zjawisko otworzenia się wyłącznika pod wpływem przetężenia jest możliwe i winno być brane pod

uwagę. Do dziesięciu tysięcy amperów możemy zazwyczaj tego zjawiska przy projektowaniu nie uwzględniać.

Odłączniki typu nie nożowego, z zamykaniem ryglowanym oczywiście nie grożą samootworzeniem pod wpływem przetężenia.



Rys. 65.

Rozważania powyższe można także zastosować do wyłączników przy kontroli ich wytrzymałości mechanicznej w przypadku przetężeń.

D. Oddziaływanie indukcyjne.

Oddziaływanie indukcyjne przetężeń występuje w praktyce głównie i niemal wyłącznie w stosunku do linii napowietrznych telekomunikacyjnych.

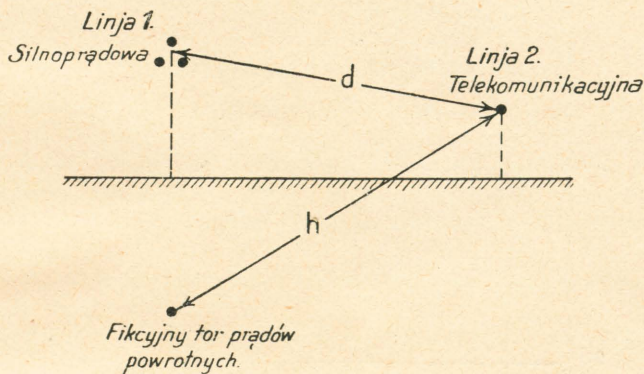
Jeżeli linią indukującą jest wielofazowa linia prądów silnych, zaś indukowaną linia telekomunikacyjna i jeżeli odstęp pomiędzy tymi liniami nie jest anormalnie mały, to wówczas można pominąć oddziaływanie składowych symetrycznych prądów wszystkich rzędów z wyjątkiem składowej jednokierunkowej. Pominięcie to jest tembardziej uzasadnione, jeśli linia indukująca jest na odcinku oddziaływania przepleciona.

W przypadku składowej jednokierunkowej linii silnoprądowej występuje zjawisko zamykania się obwodu tej składowej przez ziemię, co powoduje silne oddziaływanie indukcyjne. Jeśli linia telekomunikacyjna jest linią dwuprzewodową, to znaczy, gdy jej obwód nie zamyka się przez ziemię, to i w tym przypadku w linii tej, zwłaszcza jeśli jest odpowiednio przepleciona, nie będą indukowane poważniejsze, w sensie praktycznym, siły elektromotoryczne. Jeśli jednak mamy do czynienia z telekomunikacyjną linią jedнопrzewodową, w której ziemia odgrywa

rolę przewodu powrotnego, to wówczas oddziaływania jednokierunkowej składowej prądowej linii indukującej może być znaczne i powodować poważne zakłócenia w pracy linii słaboprądowej.

Jak z powyższego wynika, głównym powodem zaburzeń w liniach telekomunikacyjnych będą składowe jednokierunkowe prądy linii przesyłowych, a więc te składowe, które w normalnych warunkach pracy są minimalne i które występują dobitnie dopiero przy zwarciaach.

W paragr. 1 części II wyprowadzono zależności (76a) i (78a) określające zjawiska zachodzące przy występowaniu składowych jednokierunkowych w liniach wielofazowych. Zależności te zachowują nadal i tu-



Rys. 66.

taj swą ważność, mogą być jednak uproszczone w tym kierunku, że zamiast poszczególnych faz linii indukującej możemy założyć, że oddziaływanie tych faz jest analogiczne jak pojedynczego przewodu, przez który przepływa suma składowych jednokierunkowych wszystkich faz danej linii. Założenie to nie wprowadzi poważniejszego błędu wówczas, gdy odległość pomiędzy linią indukującą i indukowaną będzie znacznie większa od odległości międzyprzewodowych linii indukującej.

Opierając się na powyższym, otrzymamy współczynniki indukcji wzajemnej pomiędzy składową jednokierunkową linią indukującą, a linią telekomunikacyjną jednoprzewodową w postaci następującej:

$$\hat{Z}_{1,2}^0 = j \omega 4,6 \lg \frac{h}{d} 10^{-4} \Omega/\text{km},$$

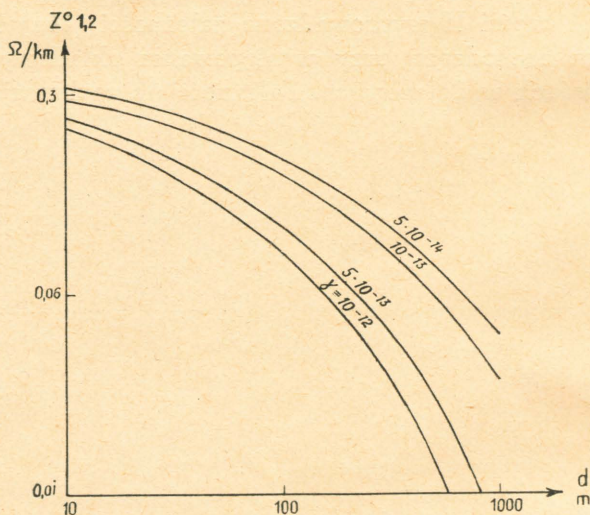
przyczem zgodnie ze wzorem (73):

$$h = \frac{0,52}{\sqrt{\gamma \omega}}$$

zaś d będzie oznaczało odległość przewodów obu linii (rys. 66).

Dla częstotliwości 50 *okr/sek.* otrzymujemy podług Pollaczka *) wykres zależności modułu impedancji wzajemnej obu linii w funkcji odległości tych linii dla różnych przewodności ziemi (rys. 67).

Wykres ten jest przyjęty jako miarodajny przez międzynarodowy komitet dalekosiężnej telekomunikacji w celu określenia oddziaływania linii silnoprądowych na linie słaboprądowe.



Rys. 67.

Oddziaływanie na linie telekomunikacyjne jest niebezpieczne ze względu na przepięcia, jakie w tych urządzeniach może spowodować oraz ze względu na przetężenia, które zakłócają normalną pracę linii.

W celu zmniejszenia tego oddziaływania, jeśli nie da się tych linii poprowadzić zdala od siebie, wówczas można zastosować wzajemne ich ekranowanie przy użyciu linek uziemiających, poprowadzonych w pobliżu przewodów zarówno linii indukującej jak i indukowanej. Linki uziemiające prowadzone w tym przypadku na słupach obu linii pozwalają zmniejszyć kilkakrotnie wzajemne oddziaływanie indukcyjne. Linki te rzecz prosta, winny być jaknajczęściej uziemione.

*) Porównaj J. Fallou. *Transmission d'Energie*. Paris, 1935, str. 230.



WYKAZ LITERATURY

1. Teorja składowych symetrycznych.

Stokvis L. G. Analysis of unbalanced three-phase systems. *El. World*, 1915, t. 65, str. 1111.

Fortescue C. L. Method of symmetrical coordinates applied to the solution of polyphase networks. *Trans. Amer. L. E. E.*, 1918, t. 37, str. 1027.

Genkin V. Déséquilibre électrique dans les installations polyphasées. *Bull. S. F. E.*, 1925, t. 5, str. 45.

Oberdorfer G. Das Rechnen nach der Methode der symmetrischen Koordinaten. *E. u. M.*, 1927, t. 45, str. 296.

Wagner C. F. i Evans R. D. Symmetrical components. *El. World*, 1928, t. 25, str. 151.

2. Obliczanie przetężeń.

Bekku S. Calculation of short-circuits ground currents on threephase power networks, using the method of symmetrical components. *G. E. Rev.* 1925, t. 28, str. 472.

Fallou J. Calcul des courants de court-circuit dans les réseaux triphasés. *Bull. S. F. E.*, 1926, t. 6, str. 969.

Ollendorf F. *Erdströme*. Berlin. 1928.

Wagner C. F. i Wright S. H. Calculation of short-circuits on power systems. *E. E.*, 1932, t. 51, str. 131.

Fridlender J. Zwarcie jednej fazy z ziemią w sieciach z izolowanym punktem zerowym. *P. E. r.* 1934, str. 161.

Lavanchy Ch. Méthode générale de calcul des réseaux électriques maillés. Paris, 1936.

3. Oddziaływanie przetężeń.

Rüdenberg R. *Elektrische Schaltvorgänge*. Berlin, 1926.

Rüdenberg R. *Kurzschlussströme beim Betrieb von Groskraftwerken*. Berlin, 1925.

Fallou J. *Les réseaux de transmission d'énergie*. Paris, 1935.



Szczegółowy wykaz literatury dotyczącej zagadnień metody składowych symetrycznych podany w publikacji: Hague B. Etude bibliographique de la méthode des coordonnées symétriques et de ses application à la théorie des systèmes polyphasés, Congr. intern. d'electr. 1932, sekcja 4, raport 4.

UZUPEŁNIENIE WYKAZU LITERATURY *

Wagner C. F. i Evans R. D. — Symmetrical Components, New York 1933 r.

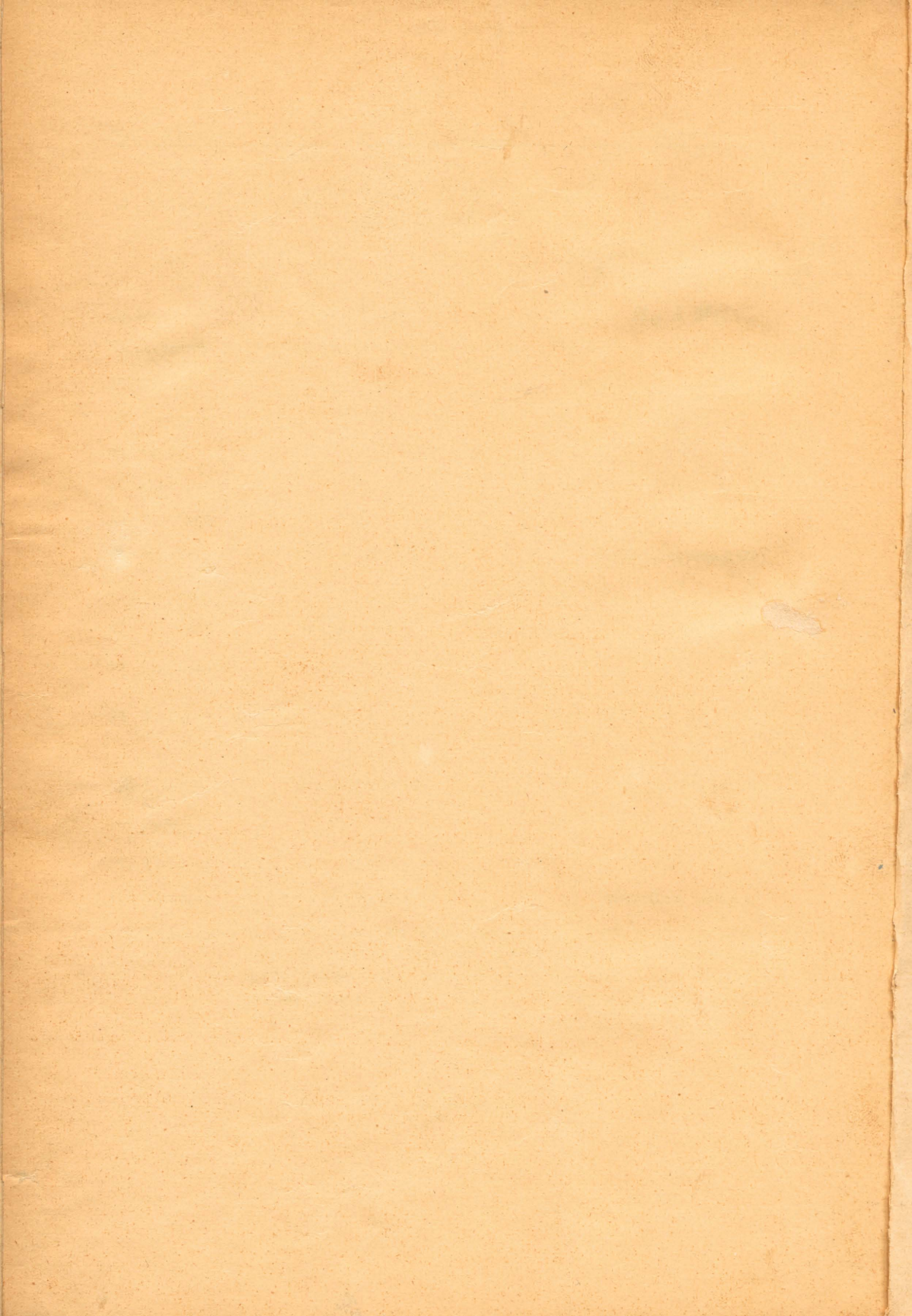
Rozenzweig I. — Składowe symetryczne układów wielofazowych. P. E. rok 1936, str. 397.

*) dostępnej dla autora dopiero w czasie druku tej pracy.

E R R A T A

Str.	Wiersz	J e s t	Powinno być
32	3 od dołu	$\hat{Y}^0 = \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{st}}$	$\hat{Y}^0 = \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \hat{Z}_{sr} + \hat{Z}_{tr}}$
„	2 „ „	$\hat{Y}^1 = \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \alpha \hat{Z}_{sr} + \alpha^2 \hat{Z}_{st}}$	$\hat{Y}^1 = \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \alpha \hat{Z}_{sr} + \alpha^2 \hat{Z}_{tr}}$
„	1 „ „	$\hat{Y}^2 = \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \alpha^2 \hat{Z}_{sr} + \alpha \hat{Z}_{st}}$	$\hat{Y}^2 = \frac{1}{\hat{Z}_{rr} + \alpha^2 \hat{Z}_{sr} + \alpha \hat{Z}_{tr}}$
38	20 od góry	Kirrhoff'a	Kirchhoff'a
46	11 „ „	$\hat{U}_z^r = \hat{U}_z^s \hat{U}_n^r \frac{\hat{\alpha}^2 \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}$	$\hat{U}_z^r = \hat{U}_z^s = \hat{U}_n^r \frac{\hat{\alpha}^2 \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2}$
47	9 „ „	$\hat{I}_z^s = \frac{1}{\hat{Z}_z} [2 \hat{U}_z^s \hat{U}_z^r]$	$\hat{I}_z^s = \frac{1}{\hat{Z}_z} [2 \hat{U}_z^s - \hat{U}_z^r]$
48	7 od dołu	$I_z^s = -j\sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 \hat{\alpha}^2 - \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2}$	$\hat{I}_z^s = -j\sqrt{3} \hat{U}_n^r \frac{\hat{Z}_s^0 \hat{\alpha}^2 - \hat{Z}_s^2}{\hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^0 \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^1 \hat{Z}_s^2}$
60	5 od dołu	$\hat{U}_z^1 = \frac{1}{4} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s j - \hat{U}_z^t + \hat{U}_z^u]$	$\hat{U}_z^1 = \frac{1}{4} [\hat{U}_z^r - \hat{U}_z^s j - \hat{U}_z^t + \hat{U}_z^n j]$

61	1 od dołu	$\hat{U}_z^u = -j\hat{U}_n^r \frac{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0(1-j) + \hat{Z}_s^2(1+j) + 2\hat{Z}_s^3}{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3}$	$\hat{U}_z^u = -j\hat{U}_n^r \frac{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0(1-j) + \hat{Z}_s^2(1+j) + 2\hat{Z}_s^3}{4\hat{Z}_z + \hat{Z}_s^0 + \hat{Z}_s^1 + \hat{Z}_s^2 + \hat{Z}_s^3}$
72	10 „ „	M_{ab} i M_{ab}	M_{ab} i M_{ba}
73	przypisek	The bell system technical journal	The Bell System Technical Journal
74	rys. 27		w linii BC brak strzałki
78	3 od góry	wzrozu	wzoru
86	rys. 33	$1/2 Y$	$1/2 Y_1$
89	wzór 101	R_s	R_g
89	„ 102	R_s	R_g
91	9 od góry	jednofazowej	jednokierunkowej
91	wzór 104	$n \cdot r_p$	r_p^n
92	„ 107	$\omega^2 (L_p - L_g)$	$\omega^2 (L_p - L_g)^2$
92	3 od dołu	[75]	[76]
93	2 od góry	$4,6 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \left[\lg \frac{r_p}{\sqrt{r_m^1 d}} \dots \right]$	$j \cdot 4,6 \cdot 10^{-4} \cdot 3 \omega \left[\lg \frac{r_p}{\sqrt{r_m^1 d^2}} \dots \right]$
110	1 od dołu	i izolowanym	z izolowanym
114	wzór 137	$\hat{E}_h = \hat{E}_l^r$	$\hat{E}_h = \hat{E}_{II}^u$
115	1 od góry	E_{II}^z	E_{II}^t
119	7 od dołu	równą twornika	twornika równą
120	5—8 od góry	... „tych maszyn w stosunku do strumienia reakcji poprzecznego do strumienia wzbudzenia”...	... „tych maszyn dla strumienia reakcji poprzecznego w stosunku do oporności dla strumienia wzbudzenia”...



BIBLIOTEKA
GŁÓWNA

AKADEMII
GÓRNICZO
HUTNICZEJ

106453

Nie
wypożycza się
NZB 18652