

ZWARCIE Z ZIEMIĄ W DŁUGICH LINJACH DALEKONOŚNYCH

Inż. AUGUST SMOLAŃSKI (Katowice)

Streszczenie. W artykule niniejszym przeprowadzone jest ścisłe obliczenie zaburzeń, występujących przy zwarciu z ziemią jednego z przewodów trójfazowej symetrycznej linii dalekonośnej. Obliczenie, wykonane rachunkiem symbolicznym, obejmuje najogólniejszy wypadek linii, obciążonej na końcu i zwartej przez dowolnie duży opór omowy w dowolnym miejscu linii. Z ogólnych wyników rozpatrzone są niektóre wypadki szczególne, jak zwarcie linii nieobciążonej, przy obciążeniu naturalnym i bezpośrednie zwarcie przez opór, równy zeru. W końcu przeliczony jest konkretny przykład liczbowy.

DŁUGIE linie dalekonośne, prowadzone na odległości setek a nawet tysięcy km, narażone są na częste zwarcia z ziemią, czy to chwilowe, jak przy przeskoku do konstrukcji wsporczych w wilgotnym powietrzu i podczas burzy, czy też trwałe, przy uszkodzeniu izolatora albo spadnięciu przewodu na konstrukcję wsporczą, niekiedy nawet na ziemię. Ogromna pojemność przewodów względem ziemi sprawia, że prąd zwarcia z ziemią osiąga wielkie natężenia i wprowadza duże zaburzenia w ruchu. Równowaga linii względem ziemi zostaje zaburzona, napięcia przewodów względem ziemi przybierają nierówne wartości, nadmierne obciążenie pojemnościowe zwartej przewodu powoduje nierówność napięć fazowych i międzyprzewodowych wzdłuż linii, obciążenie na końcu linii zmienia się i staje się nierównomierne. Zjawiska te zależą od wielu niezależnych od siebie czynników: miejsce i opór zwarcia z ziemią, wielkość i przesunięcie fazowe obciążenia na końcu linii, wreszcie zależą od długości linii i oporu falowego przewodów.

Rozpatrywanie tych zjawisk przy przyjęciu pojemności i indukcyjności skupionych nie pozwala na przybliżone nawet ujęcie tych wszystkich zależności, dlatego więc konieczne jest tu wprowadzenie obliczenia ścisłego, uwzględniającego rzeczywisty rozkład pojemności i indukcyjności wzdłuż przewodów. Najstosowniejszym okazuje się przy tem rachunek symboliczny, umożliwiający proste przeprowadzenie działań wielkościami kierunkowymi.

Obliczenie odnosić się będzie do symetrycznej linii trójfazowej z nieuziemionym punktem zerowym ani przy zasilaniu, ani przy odbiorze. Oporności i upływności pozorne, charakteryzujące własności fizyczne linii, uważane są jako równomiernie rozłożone wzdłuż długości linii i równe dla wszystkich trzech przewodów, miejsca nieciągłości na izolatorach nie są brane pod uwagę, gdyż nie mają większego znaczenia dla obliczenia. Jednostką długości jest 1 km.

Wpływ linki uziemiającej, która rozkłada prąd zwarcia w sposób stopniowo malejący obustronnie na szereg sąsiednich słupów, rozciągając przez to miejsce zwarcia na przestrzeń od kilku do kilkunastu km i zmniejszając opór zwarcia, nie będzie brany pod uwagę. Przy liniach z linką uziemiającą należy jednak przyjmować o wiele mniejszy opór zwarcia, najlepiej równy zeru, oraz uwzględnić odpowiednio zwiększoną pojemność przewodów względem ziemi. Nie popełniając więc zbyt wielkiego błędu, odtworzymy zwarcie z ziemią przez wstawienie odpowiednio dużego oporu omowego między przewód a ziemię. Stożek napięcia, wznoszący się w miejscu zwarcia i rozprzestrzeniający się w promieniu od kilkunastu do kilkuset metrów, wpływa na napięcie przewodów względem ziemi tylko w zakresie swej rozciągłości, dla reszty długości linii może być zupełnie dobrze zastąpiony liniowym spadkiem napięcia na oporze zwarcia. Nie mają również znaczenia małe wzniesienia potencjału ziemi w miejscach spływu prądów pojemnościowych do ziemi, które,

posiadając bardzo małą gęstość, podnoszą potencjał ziemi bardzo nieznacznie. Uważamy przez to, że ziemia, rozciągająca się pod linią, posiada równomierną dużą przewodność i tworzy dla linii powierzchnię równego potencjału. W dalszym uproszczeniu założymy pomijamy opór omowy przewodów, który przy tak dużych napięciach, jakie się stosuje dla długich linii dalekonośnych, nie ma znaczenia wobec indukcyjności przewodów.

Ogólne równania napięcia i prądu¹⁾.

Oporność pozorna przewodu wynosi $\bar{r} = i \omega l \ \Omega/\text{km}$.

Upływność pozorna względem ziemi $\bar{s} = i \omega c \ \Omega/\text{km}$.

Wielkości te są równe dla wszystkich 3 przewodów.

Upływność pozorna zawiera w sobie odpowiednie składowe względem ziemi upływności międzyprzewodowych.

Pod napięciem względem ziemi \bar{U}'_x upływa do ziemi na jednostkę długości prąd:

$$\bar{i}_x = \frac{d\bar{J}_x}{dx} = -\bar{s} \bar{U}'_x,$$

równy ubytkowi prądu w przewodzie. Proporcjonalnie do prądu w przewodzie \bar{J}_x zmienia się ubytek napięcia względem ziemi:

$$\frac{d\bar{U}_x}{dx} = -\bar{r} \bar{J}_x$$

Stąd tworzą się równania różniczkowe liniowe drugiego rzędu:

$$\frac{d^2 \bar{U}'_x}{dx^2} = \bar{k}^2 \bar{U}'_x \qquad \frac{d^2 \bar{J}_x}{dx^2} = \bar{k}^2 \bar{J}_x,$$

kórych całka ogólna przedstawia się w postaci:

$$\bar{U}_x = \bar{A} e^{\bar{k}x} + \bar{B} e^{-\bar{k}x} \dots \dots \dots (1)$$

$$\bar{J}_x = -\frac{\bar{A}}{\bar{Z}} e^{\bar{k}x} + \frac{\bar{B}}{\bar{Z}} e^{-\bar{k}x} \dots \dots \dots (2)$$

Przez stosowne dobranie stałych \bar{A} i \bar{B} dostosujemy powyższe równania do warunków zadania.

Wskutek pominięcia oporu omowego czynnik tłumienia $\alpha = 0$, stała falowa $\bar{k} = \sqrt{\bar{r} \bar{s}} = \alpha + i\beta$ przybiera wartość:

$$\bar{k} = i\beta \dots \dots \dots (3)$$

gdzie β oznacza współczynnik kątowy. Opór falowy

$$\bar{Z} = Z = \sqrt{\frac{l}{c}} \dots \dots \dots (4)$$

Postawienie zadania, dane i związki podstawowe.

Bieżącą długość linii x liczymy od stacji zasilającej $x = 0$, do stacji odbiorczej $x = d$. W miejscu $x = z$ występuje zwarcie przez opór omowy R_z .

Przyjmujemy napięcia fazowe na początku linii:

$$\bar{U}_{R1} = U_{f1} e^{i\omega t} \dots \dots \dots (5)$$

$$\bar{U}_{S1} = U_{f1} e^{i(\omega t - 120^\circ)} \dots \dots \dots (6)$$

$$\bar{U}_{T1} = U_{f1} e^{i(\omega t - 240^\circ)} \dots \dots \dots (7)$$

stałe co do wielkości i przesunięcia fazowego. Przyjęcie to

¹⁾ Szczegółowe rozwinięcie tych równań, Przegląd El. 16 (1934) str. 407 i nast. A. S m o l a ń s k i, Zarys teorii długich linii dalekonośnych.

odpowiada założeniu, że generatory zasilające są tak duże, że niesymetria obciążenia przy zwarciu z ziemią nie zmienia zbyt napięć na początku linii. W przeciwnym wypadku należałoby wprowadzić do obliczenia reaktancję rozproszenia generatorów i transformatorów oraz reaktancję oddziaływania twornika, przez co obliczenie niepomernie skomplikowałoby się.

Jakkolwiek przyjmujemy, że linja jest na końcu obciążona, to jednak napięcia i prądy na końcu linii są jeszcze niewiadome, gdyż zależne są one od warunków, wytworzonych przez zwarcie. Wielkości te zastąpimy niezależną od zwarcia impedancją obciążenia na końcu linii

$$Z_2 = Z_2 e^{-i\varphi} \dots \dots \dots (8)$$

przyczem:

$$Z_2 = 3 \frac{U_{2n}^2}{N_2} \dots \dots \dots (9)$$

N_2 oznacza moc pozorną trójfazowego obciążenia na końcu w MVA, U_{2n} — napięcie fazowe na końcu linii przed zwarciem z ziemią, φ — przesunięcie fazowe prądu względem napięcia (kąt φ dodatni przy obciążeniu pojemnościowym, ujemny przy indukcyjnym).

Poza temi danymi podstawowymi wszystkie inne wielkości są niewiadome, muszą być dopiero wyznaczone i sprowadzone do związków między powyższymi wielkościami podstawowymi. Do obliczenia pozostaje więc:

- J_c prąd zwarcia z ziemią,
- $\bar{U}'_{R1}, \bar{U}'_{S1}, \bar{U}'_{T1}$ napięcia względem ziemi na początku linii,
- $\bar{U}'_{R2}, \bar{U}'_{S2}, \bar{U}'_{T2}$ " " " na końcu linii,
- $\bar{U}_{R2}, \bar{U}_{S2}, \bar{U}_{T2}$ napięcia fazowe na końcu linii,
- $\bar{J}_{R1}, \bar{J}_{S1}, \bar{J}_{T1}$ prądy na początku linii,
- $\bar{J}_{R2}, \bar{J}_{S2}, \bar{J}_{T2}$ prądy na końcu linii.

Ponieważ w równaniu 1) występuje napięcie przewodu względem ziemi, znamy zaś w myśl równ. 5), 6) i 7) tylko napięcia fazowe na początku, staramy się wyznaczyć również napięcia fazowe na końcu linii, potrzebny jest więc związek między napięciami doziemnymi a fazowymi. Otrzymamy go z rozważania następującego. Z twierdzenia, że suma napięć wzdłuż każdej zamkniętej drogi w polu potencjalnym wynosi zero, wynika, że suma napięć międzyprzewodowych w każdym przekroju linii równa jest zeru, a stąd, w koniecznym następstwie nieuziemiaenia punktu zerowego, również suma napięć fazowych w każdym przekroju linii równa jest zeru. Warunek ten określa ogólnie napięcia fazowe. Pozatem różnica co dwu następujących po sobie napięć fazowych, jak też i doziemnych, daje odpowiednie napięcia międzyprzewodowe. Oznaczając więc napięcia przez ich indeksy, otrzymamy:

$$\begin{aligned} R - S = RS = R' - S' & \quad \text{Wstawiając: } R' = R + 0_r \\ S - T = ST = S' - T' & \quad S' = S + 0_s \\ T - R = TR = T' - R' & \quad T' = T + 0_t \\ R + S + T = 0 & \quad \text{otrzymamy: } 0_r = 0_s = 0_t = 0 \end{aligned}$$

Wynika więc stąd, że napięcia doziemne są sumą napięć fazowych i wspólnego dla wszystkich 3 przewodów napięcia \bar{U}_0 . Wynik ten jest ważny na całej długości linii, przyczem napięcie \bar{U}_0 zmienia się w ogólności z długością x . Mamy więc stąd zależność:

$$\left. \begin{aligned} \bar{U}'_{R1} &= \bar{U}_{R1} + \bar{U}_{01} \\ \bar{U}'_{S1} &= \bar{U}_{S1} + \bar{U}_{01} \\ \bar{U}'_{T1} &= \bar{U}_{T1} + \bar{U}_{01} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Napięcie U_{01} na początku linii, jak również U_{02} na końcu linii, przedstawia napięcie punktu zerowego odnośnego transformatora względem ziemi. Podobnie na końcu linii, w równaniach 10) występują indeksy 2, w ciągu linii indeksy x .

Napięcie U_{0c} oznacza napięcie fikcyjnego punktu zerowego, utworzonego przez napięcia fazowe w danym przekroju x , względem ziemi.

Z nieuziemiaenia punktów zerowych na początku i na końcu linii wypływają dalsze warunki podstawowe:

$$\bar{J}'_{R1} + \bar{J}'_{S1} + \bar{J}'_{T1} = 0 \dots \dots \dots (11)$$

$$\bar{J}'_{R2} + \bar{J}'_{S2} + \bar{J}'_{T2} = 0 \dots \dots \dots (12)$$

Przystąpimy obecnie do określenia warunków końcowych dla stałych całkowania w równ. 1) i 2). Zwarcie występuje w przewodzie R , w miejscu $x = z$. Napięcie względem ziemi wynosi w tem miejscu $\bar{J}_c R_z$, krzywa napięcia wykazuje punkt o podwójnej pochodnej, krzywa prądu skok o J_c . Równania tego przewodu musimy więc rozdzielić na I, od $x = 0$ do $x = z$ i II, od $x = z$ do $x = d$. Warunki dla nieciągłości wywołanej zwarciem z ziemią mają łączyć te równania ze sobą. Na początku każdego odcinka wstawiamy napięcia, na końcu prądy. Otrzymujemy więc:

przew.	$x = 0$	$x = z$	$x = d$
R ,	$\bar{U}'_{R1}, \bar{J}'_{Iz} = J_c + \bar{J}'_{Iz}$ (13)	$\bar{U}'_{Rz} = \bar{J}_c R_z$ (14), $\bar{J}'_{R2} = \frac{\bar{U}_{R2}}{Z_2}$	$\left. \begin{aligned} \bar{J}'_{S2} &= \frac{\bar{U}_{S2}}{Z_2} \\ \bar{J}'_{T2} &= \frac{\bar{U}_{T2}}{Z_2} \end{aligned} \right\} (15)$
S ,	$\bar{U}'_{S1} = \bar{U}_{S1} + \bar{U}_{01}$		
T ,	$\bar{U}'_{T1} = \bar{U}_{T1} + \bar{U}_{01}$		

Na podstawie tego wyznaczamy z równ. 1) i 2) stałe całkowania:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{IR} &= \frac{\bar{U}'_{R1} e^{-kz} - \bar{J}'_{Iz} Z}{2 \text{Cos } kz} & \bar{B}_{IR} &= \frac{\bar{U}'_{R1} e^{kz} + \bar{J}'_{Iz} Z}{2 \text{Cos } kz} \\ \bar{A}_{IIR} &= \frac{\bar{U}'_{Rz} e^{-kd} - \bar{J}'_{R2} Z e^{-kz}}{2 \text{Cos } k(d-z)} & \bar{B}_{IIR} &= \frac{\bar{U}'_{Rz} e^{kd} + \bar{J}'_{R2} Z e^{kz}}{2 \text{Cos } k(d-z)} \\ \bar{A}_S &= \frac{\bar{U}'_{S1} e^{-kd} - \bar{J}'_{S2} Z}{2 \text{Cos } kd} & \bar{B}_S &= \frac{\bar{U}'_{S1} e^{kd} + \bar{J}'_{S2} Z}{2 \text{Cos } kd} \end{aligned}$$

oraz dla T tak samo, jak dla S .

Po wstawieniu tych stałych w równ. 1) i 2) i przekształceniu, dostaniemy równania napięcia i prądu dla przewodów R, S i T ²⁾:

$$0 \leq x \leq z \left\{ \begin{aligned} \bar{U}'_{IRx} &= \frac{1}{\text{Cos } kz} \left\{ \bar{U}'_{R1} \text{Cos } k(z-x) - \bar{J}'_{Iz} Z \text{Sin } kx \right\} \\ \bar{J}'_{IRx} &= \frac{1}{\text{Cos } kz} \left\{ \frac{\bar{U}'_{R1}}{Z} \text{Sin } k(z-x) + \bar{J}'_{Iz} \text{Cos } kx \right\} \end{aligned} \right. \quad (16)$$

$$z \leq x \leq d \left\{ \begin{aligned} \bar{U}'_{IIRx} &= \frac{1}{\text{Cos } k(d-z)} \left\{ \bar{U}'_{Rz} \text{Cos } k(d-x) - \bar{J}'_{R2} Z \text{Sin } k(x-z) \right\} \\ \bar{J}'_{IIRx} &= \frac{1}{\text{Cos } k(d-z)} \left\{ \frac{\bar{U}'_{Rz}}{Z} \text{Sin } k(d-x) + \bar{J}'_{R2} \text{Cos } k(x-z) \right\} \end{aligned} \right. \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \bar{U}'_{Sx} &= \frac{1}{\text{Cos } kd} \left\{ \bar{U}'_{S1} \text{Cos } k(d-x) - \bar{J}'_{S2} Z \text{Sin } kx \right\} \\ \bar{J}'_{Sx} &= \frac{1}{\text{Cos } kd} \left\{ \frac{\bar{U}'_{S1}}{Z} \text{Sin } k(d-x) + \bar{J}'_{S2} \text{Cos } kx \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

$$\dots \dots \dots (21)$$

²⁾ Funkcje hyperboliczne w odróżnieniu od trygonometrycznych oznaczane są przez dużą literę, jak: $\text{Cos } h kz = -\text{Cos } kz = \frac{1}{2} (e^{kz} + e^{-kz})$, trygonometryczne natomiast np. $\text{cos } x$. Wielkości kierunkowe oznaczane są kreską nad daną literą. Dla uproszczenia jednak $k = i\beta$ oznaczane będzie bez kreski.

$$\begin{aligned} \bar{U}'_{Tx} &= \frac{1}{\cos kd} \left\{ \bar{U}'_{T1} \operatorname{Cosh} k(d-x) - \bar{J}_{T2} \sin kx \right\} \\ \bar{J}_{Tx} &= \frac{1}{\cos kd} \left\{ \frac{\bar{U}'_{T1}}{Z} \sin k(d-x) + \bar{J}_{T2} \cos kx \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

$$(23)$$

Przebieg obliczenia.

Przystępujemy teraz do wyznaczenia \bar{U}_{01} oraz \bar{J}_c . Wyjdziemy tu z warunku we wz. 11); prądy na początku linii wyznaczmy z równań 17), 21) i 23) dla $x = 0$. W tym celu musimy wyeliminować z równ. 17) niewiadomą \bar{J}_{Iz} , do której odnosi się zależność we wz. 13). Prąd \bar{J}_{Iz} wyznaczamy z równ. 19), wstawiając tam $x = z$. Dostajemy więc:

$$\bar{J}_{Iz} = J_c \left\{ \frac{R_z}{Z} \operatorname{Tg} k(d-z) + 1 \right\} + \frac{\bar{J}_{R2}}{\cos k(d-z)} \quad (24)$$

po wstawieniu tego w równ. 17) dla $x = 0$ wynika prąd na początku linii w przewodzie R:

$$\begin{aligned} \bar{J}_{R1} &= \frac{\bar{U}'_{R1}}{Z} \operatorname{Tg} kz + \frac{\bar{J}_c}{\cos kz} \left\{ \frac{R_z}{Z} \operatorname{Tg} k(d-z) + 1 \right\} + \\ &+ \frac{\bar{J}_{R2}}{\cos(d-z)} \frac{1}{\cos kz} \dots \dots \dots (25) \end{aligned}$$

prądy w następnych przewodach, dla $x = 0$:

$$J_{S1} = \frac{\bar{U}'_{S1}}{Z} \operatorname{Tg} kd + \frac{\bar{J}_{S2}}{\cos kd} \dots \dots \dots (26)$$

$$J_{T1} = \frac{\bar{U}'_{T1}}{Z} \operatorname{Tg} kd + \frac{\bar{J}_2}{\cos kd} \dots \dots \dots (27)$$

sumujemy te 3 prądy i uwzględniamy, w myśl równ. 10) i 12):

$$\begin{aligned} \bar{U}'_{S1} + \bar{U}'_{T1} &= -\bar{U}_{R1} + 2\bar{U}_{01}, \quad \bar{J}_{S1} + \bar{J}_{T1} = -\bar{J}_{R1} \\ \bar{U}'_{R1} &= \bar{U}_{R1} + \bar{U}_{01} \end{aligned}$$

po przekształceniach otrzymamy związek między \bar{U}_{01} a \bar{J}_c w postaci:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{01} &= \frac{\bar{U}_{R1} \left\{ \operatorname{Tg} kd - \operatorname{Tg} kz \right\} - \frac{\bar{J}_c Z}{\cos kz} \left\{ \frac{R_z}{Z} \operatorname{Tg} k(d-z) + 1 \right\} -}{- \bar{J}_{R2} Z \left\{ \frac{1}{\cos k(d-z) \cos kz} - \frac{1}{\cos kd} \right\} -} \dots \dots (28) \\ &\quad \frac{2 \operatorname{Tg} kd + \operatorname{Tg} kz}{} \end{aligned}$$

Do tego samego wyniku dojdziemy, wychodząc z założenia, że suma prądów upływu z wszystkich 3 przewodów na całej długości linii równa się prądowi zwarcia \bar{J}_c , czyli:

$$\bar{I}_R + \bar{I}_S + \bar{I}_T - \bar{J}_c = 0 \dots \dots \dots (29)$$

przyczem $\bar{I}_R = -s \int_0^d \bar{U}'_{Rx} dx$, podobnie następne prądy.

Zgodność ta potwierdza słuszność obu założeń w równ. 11) i 29).

Wyznaczamy teraz \bar{J}_{Iz} z równ. 16) dla $x = z$ i zastępujemy \bar{U}'_{Rz} wzorem 14) oraz \bar{U}'_{R1} wzorem 10). Przez porównanie równ. 16) i 24) eliminujemy \bar{J}_{Iz} i dostajemy drugą zależność między \bar{U}_{01} i \bar{J}_c w postaci

$$\begin{aligned} \bar{U}_{01} &= \bar{J}_c Z \left\{ \frac{R_z}{Z} \frac{\cos kd}{\cos k(d-z)} + \sin kz \right\} - \\ &- \bar{U}_{R1} + \bar{J}_{R2} Z \frac{\sin kz}{\cos k(d-z)} \dots \dots \dots (30) \end{aligned}$$

Z obu równań 28) i 30) wyliczamy teraz:

$$\bar{J}_c = \frac{\frac{\bar{U}_{R1}}{Z} - \bar{J}_{R2} \frac{\sin kz}{\cos k(d-z)}}{\bar{M}} \dots \dots \dots (31)$$

oraz napięcie:

$$\bar{U}_{01} = -\frac{1}{3} \frac{\bar{U}_{R1} \cos k(d-z) - \bar{J}_{R2} Z \sin kz}{\bar{M}} \quad (32)$$

gdzie:

$$\bar{M} = \frac{R_z}{Z} \frac{\cos kd}{\cos k(d-z)} + \frac{1}{3} \frac{\cos k(d-z)}{\sin kd} + \sin kz \quad (33)$$

Równania 31) i 32) dają także zależności:

$$\bar{J}_c = -3 \frac{\sin kd}{\cos k(d-z)} \frac{\bar{U}_{01}}{Z} \dots \dots \dots (34)$$

$$\bar{U}_{01} = -\frac{1}{3} \frac{\cos k(d-z)}{\sin kd} \bar{J}_c Z \dots \dots \dots (35)$$

Równanie 34) wskazuje, że prąd zwarcia spóźnia się stale o 90° względem napięcia \bar{U}_0 .

Równ. 31) i 32) zawierają jeszcze niewiadomy prąd \bar{J}_{R2} , który musimy zastąpić impedancją obciążenia na końcu linii \bar{Z}_2 , w myśl pierwszego z równ. 15). Zaczniemy więc od wyznaczenia \bar{U}_{02} .

Z równań 18), 20) i 22) dla $x = d$ wyliczamy napięcia względem ziemi na końcu linii:

$$\bar{U}'_{R2} = \frac{1}{\cos k(d-z)} \left\{ \bar{J}_c R_z - \bar{J}_{R2} \sin k(d-z) \right\} \quad (36)$$

$$\bar{U}'_{S2} = \frac{1}{\cos kd} \left\{ \bar{U}'_{s1} - \bar{J}_{s2} \sin kd \right\} \dots \dots \dots (37)$$

$$\bar{U}'_{T2} = \frac{1}{\cos kd} \left\{ \bar{U}'_{T1} - \bar{J}_{T2} \sin kd \right\} \dots \dots \dots (38)$$

Tworzymy sumę tych napięć i zastępujemy w myśl równ. 10), 12) i 15):

$$\begin{aligned} \bar{U}'_{S1} + \bar{U}'_{T1} &= 2\bar{U}_{01} - \bar{U}_{R1} & \bar{J}_{S1} + \bar{J}_{T1} &= -\bar{J}_{R1} \\ \bar{U}'_{R2} + \bar{U}'_{S2} + \bar{U}'_{T2} &= 3\bar{U}_{02} & \bar{J}_{R2} &= \frac{\bar{U}_{R2}}{\bar{Z}_2} \\ \bar{U}'_{R2} &= \bar{U}_{02} + \bar{U}_{R2} \end{aligned}$$

Stąd wynika:

$$\begin{aligned} \bar{U}_{02} &= \frac{1}{3} \left[\frac{2\bar{U}_{01}}{\cos kd} - \frac{\bar{U}_{R1}}{\cos kd} + \frac{\bar{J}_c R_z}{\cos k(d-z)} - \right. \\ &\left. - \bar{U}_{R2} \frac{Z}{\bar{Z}_2} \left\{ \frac{\sin k(d-z)}{\cos k(d-z)} - \frac{\sin kd}{\cos kd} \right\} \right] \dots \dots (39) \end{aligned}$$

Wstawiamy teraz równania 31), 33) i 35); po przeliczeniu otrzymamy:

$$\bar{U}_{02} = -\frac{1}{3} \frac{\cos kz}{\sin kd} \bar{J}_c Z \dots \dots \dots (40)$$

Uwzględniając równ. 34), przedstawimy równ. 40) w innej postaci:

$$\bar{U}_{02} = \bar{U}_{01} \frac{\cos kz}{\cos k(d-z)} \dots \dots \dots (41)$$

Wzór ten nie zawiera przesunięcia fazowego między \bar{U}_{01} a \bar{U}_{02} , wskazuje więc, że napięcie \bar{U}_0 tworzy na przewodach falę stojącą, wektor jego posiada stałe przesunięcie fazowe na całej długości linii, jedynie wielkość jego ulega zmianie z długością linii.

Drugie równanie na \bar{U}_{02} otrzymamy z równ. 36):

$$\bar{U}_{02} = \frac{\bar{J}_c R_z}{\cos k(d-z)} - \bar{U}_{R2} \left\{ 1 + \frac{Z}{\bar{Z}_2} \operatorname{Tg} k(d-z) \right\} \dots \dots (42)$$

Porównujemy teraz oba równ. 39) i 42) i wstawiamy:

$$1 + \frac{Z}{\bar{Z}_2} \operatorname{Tg} k(d-z) = \bar{A} \dots \dots \dots (43)$$

$$\frac{R_z}{Z} \frac{1}{\cos k(d-z)} + \frac{1}{3} \frac{\cos kz}{\sin kd} = \bar{B} \dots \dots \dots (44)$$

W wyniku otrzymujemy:

$$J_c Z B = \bar{U}_{R2} \bar{A}, \text{ stąd zaś: } \bar{U}_{R2} = J_c Z \frac{B}{A} \dots (45)$$

Wyliczamy teraz \bar{U}_{R2} z równ. 31), gdzie należy zastąpić J_{R2} przez pierwsze równ. 15), i porównujemy z równ. 45). Po przekształceniach i uproszczeniach dostajemy w wyniku prąd zwarcia z ziemią J_c jako funkcję samych tylko niezależnych i znanych czynników.

$$\bar{J}_c = \frac{\bar{U}_{R1}}{Z} \frac{\bar{A}}{K} \dots (46)$$

gdzie:

$$\bar{K} = \left\{ \frac{R_z}{Z} \frac{\cos kd}{\cos k(d-z)} + \frac{1}{3} \frac{\cos k(d-z)}{\sin kd} + \sin kz + \frac{1}{\cos k(d-z)} \left[\frac{R_z}{Z_2} \sin kd + \frac{1}{3} \frac{Z}{Z_2} (\cos kd + \sin kz \sin k(d-z)) \right] \right\} \dots (47)$$

Mając ostatecznie wyznaczony \bar{J}_c , możemy uważać za wiadome również \bar{U}_{01} , \bar{U}_{02} oraz \bar{U}_{R2} . Na podstawie tych wartości możemy wyznaczyć wszystkie inne, w myśl wyproszdzonych powyżej zależności. Obliczenia te przeprowadzimy częściowo tylko rachunkowo, pozatem graficznie, gdyż rachunkowe ujęcie prowadzi do wzorów zbyt skomplikowanych.

Napięcia względem ziemi wyznaczmy graficznie na podstawie równań 10). Napięcie fazowe na końcu linii w przewodzie R wynika z równań 45) i 46):

$$\bar{U}_{R2} = \bar{U}_{R1} \frac{\bar{B}}{\bar{K}} \dots (48)$$

napięcia następnych przewodów S i T otrzymamy z równań 37) i 38):

$$\bar{U}_{S2} = \frac{\bar{U}'_{S1} - \bar{U}_{02} \cos kd}{\bar{D}} \dots (49)$$

$$\bar{U}_{T2} = \frac{\bar{U}'_{T1} - \bar{U}_{02} \cos kd}{\bar{D}} \dots (50)$$

przyczem:

$$\bar{D} = \cos kd + \frac{Z}{Z_2} \sin kd \dots (51)$$

Obliczenie to przeprowadzimy rachunkowo - graficznie.

Napięcia względem ziemi na końcu linii wyznaczmy graficznie, składając geometrycznie znane już napięcie fazowe z napięciem U_{02} .

Prądy na końcu linii wynikają w myśl równ. 15) z podzielenia napięć fazowych przez Z_2 . Prądy przewodowe na początku linii wyznaczmy w sposób rachunkowo-graficzny z równań 25), 26) i 27).

Rozwinięcie wzorów na formę analityczną.

Otrzymanie powyżej wyniki, w postaci zależności między wielkościami symbolicznymi, nie nadają się jeszcze do obliczeń liczbowych, należy je więc dlatego przeprowadzić w formę analityczną.

Posłużymy się w tym celu następującymi zależnościami:

$$\begin{aligned} \cos kd &= \cos i\beta d = \cos \beta d & A &= A e^{\pm i\beta} = A(\cos \beta \pm i \sin \beta) \\ \sin kd &= \sin i\beta d = i \sin \beta d & i, i &= -1, \quad i = e^{i90^\circ} \\ \operatorname{Tg} kd &= \operatorname{Tg} i\beta d = i \operatorname{tg} \beta d & 1; i &= -i, -i = e^{-i90^\circ} \end{aligned}$$

Dodatnie kąty przesunięcia fazowego będziemy liczyć, przeciwnie do obrotu wskazówek zegara, od wektora napięcia \bar{U}_{R1} który ustawimy w położeniu odpowiadającym $t=0$. Z równ. 5) wynika więc: $\bar{U}_{R1} = U_{i1}$.

Otrzymujemy więc teraz wielkości pomocnicze:

$$A = \sqrt{A_a^2 + A_b^2} e^{i\theta_A} = A e^{i\theta_A} \dots (43')$$

gdzie:

$$A_a = 1 - \frac{Z}{Z_2} \operatorname{tg}^2 \beta(d-z) \sin \varphi \dots (43a)$$

$$A_b = \frac{Z}{Z_2} \operatorname{tg}^2 \beta(d-z) \cos \varphi \dots (43b)$$

$$\theta_A = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{A_b}{A_a} \dots (43\beta)$$

$$\bar{B} = \sqrt{B_a^2 + B_b^2} e^{-i\theta_B} = B e^{-i\theta_B} \dots (44')$$

$$B_a = \frac{R_z}{Z} \frac{1}{\cos \beta(d-z)} \dots (44a)$$

$$B_b = -\frac{1}{3} \frac{\cos \beta z}{\sin \beta d} \dots (44b)$$

$$-\theta_B = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{B_b}{B_a} \dots (44\beta)$$

$$\bar{K} = \sqrt{K_a^2 + K_b^2} e^{-i\theta_K} = K e^{-i\theta_K} \dots (47')$$

$$K_a = \frac{1}{\cos \beta(d-z)} \left\{ \frac{R_z}{Z} \cos \beta d - \frac{R_z}{Z_2} \sin \beta d \sin \varphi + \frac{1}{3} \frac{Z}{Z_2} (\cos \beta d - \sin \beta z \sin \beta(d-z)) \cos \varphi \right\} \dots (47a)$$

$$K_b = -\left\{ \frac{1}{3} \frac{\cos \beta(d-z)}{\sin \beta d} - \sin \beta z - \frac{R_z}{Z_2} \frac{\sin \beta d}{\cos \beta(d-z)} \cos \varphi - \frac{1}{3} \frac{Z}{Z_2} \frac{\cos \beta d - \sin \beta z \sin \beta(d-z)}{\cos(\beta d-z)} \sin \varphi \right\} \dots (47b)$$

$$-\theta_k = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{K_b}{K_a} \dots (47\beta)$$

$$\bar{D} = \sqrt{D_a^2 + D_b^2} e^{i\theta_D} = D e^{i\theta_D} \dots (51')$$

$$D_a = \cos \beta d - \frac{Z}{Z_2} \sin \beta d \sin \varphi \dots (51a)$$

$$D_b = \frac{Z}{Z_2} \sin \beta d \cos \varphi \dots (51b)$$

$$\theta_D = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{D_b}{D_a} \dots (51\beta)$$

Przy dodatnim mianowniku we wzorach $\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{b}{a}$, kąt θ zawiera się w przedziale $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, jeżeli licznik b jest przytym ujemny, należy brać $-\theta$. Jeżeli mianownik a jest ujemny, wtedy $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ przy dodatnim liczniku b , przy ujemnym natomiast kąt θ zawiera się między 180° a 270° , albo też jest ujemnym kątem w zakresie -90° a -180° .

Wyniki końcowe, stanowiące rozwiązanie zadania, przedstawiają się teraz w postaci:

$$\bar{J}_c = \frac{U_{i1}}{Z} \frac{A}{K} e^{i(\theta_A + \theta_K)} \dots (46')$$

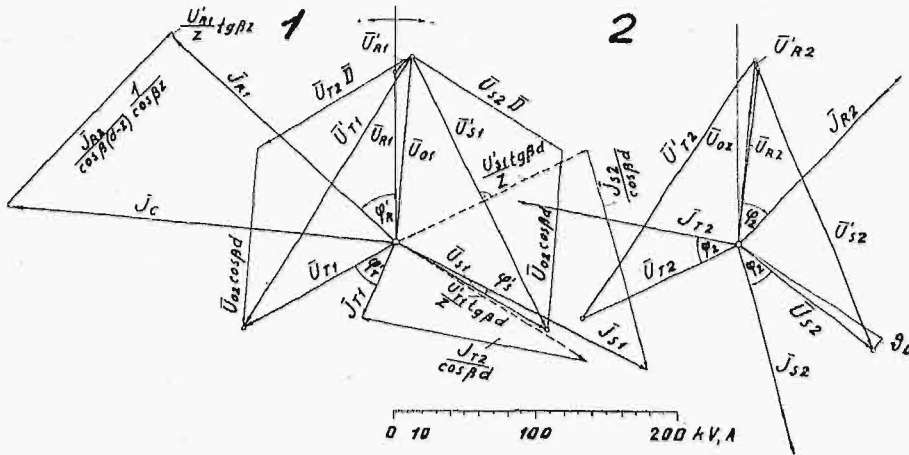
$$\bar{U}_{01} = \frac{1}{3} U_{i1} \frac{\cos \beta(d-z) A}{\sin \beta d K} e^{i(\theta_A + \theta_K + 90^\circ)} \dots (35')$$

$$\bar{U}_{02} = \frac{1}{3} U_{i1} \frac{\cos \beta z}{\sin \beta d} \frac{A}{K} e^{i(\theta_A + \theta_K - 90^\circ)} \dots (40')$$

$$\bar{U}_{R2} = U_{i1} \frac{B}{K} e^{i(-\theta_B + \theta_K)} \dots (48')$$

$$\bar{U}_{S2} = \frac{\bar{U}'_{S1} - \bar{U}_{02} \cos kd}{\bar{D}} e^{-i\theta_D} \dots (49')$$

$$\bar{U}_{T2} = \frac{\bar{U}'_{T1} - \bar{U}_{02} \cos kd}{\bar{D}} e^{-i\theta_D} \dots (50')$$



Rys. 1.

Wykres wektorowy napięć i prądów na początku (1) i na końcu (2) linii, obciążonej na końcu impedancją 770 Ω przy cos φ = 0,8, zwartej w jednym przewodzie z ziemią w miejscu z = 150 km przez opór 10 Ω.

Te dwa ostatnie napięcia wyznaczamy graficznie w ten sposób, że od wektora \bar{U}'_{S1} względnie \bar{U}'_{T1} odejmujemy geometrycznie $\bar{U}_{02} \cos \beta d$, a wypadkowy wektor cofamy o kąt ϑ_D (p. rys. 1).

Wektory prądów na końcu linii przesunięte są o kąt φ względem odpowiednich wektorów napięć, ich wielkości bezwzględne wynikają z podzielenia napięć fazowych przez impedancję obciążenia.

Prąd na początku linii w przewodzie R, jak widać z równ. 25), jest sumą trzech składowych. Pierwsza o wielkości bezwzględnej $\frac{U'_{R1}}{Z} \operatorname{tg} \beta z$, wyprzedzająca o 90° napięcie U'_{R1} , przedstawia pojemnościowy prąd upływu do ziemi na odcinku O — z. Druga składa się z dwu części: jedna $J_c \frac{R_z \operatorname{tg} \beta (d-z)}{Z \cos \beta z}$ zwyczajnie bardzo mała, wyprzedza o 90° prąd zwarcia J_c , a tem samym napięcie do ziemi w miejscu zwarcia $x = z$ (przedstawia ona pojemnościowy prąd upływu do ziemi na odcinku z — d), druga $J_c \frac{1}{\cos \beta z}$ w fazie z prądem zwarcia wyraża wartość dla $x = 0$ fali stojącej prądu zwarcia, odpowiada więc prądowi zwarcia. Wreszcie trzecia składowa $\frac{J_{R2}}{\cos \beta (d-z) \cos \beta z}$ w fazie z prądem J_{R2} przedstawia wartość fali stojącej³⁾, w miejscu $x = 0$, prądu J_{R2} , odpowiada więc temu prądowi. Prądy na początku linii w przewodach S i T posiadają tylko pierwszą i trzecią składową.

Wypadki szczególne.

Z ogólnych wyników, przez bliższe określenie zmiennych niezależnych, wyprowadzamy niektóre wypadki szczególne.

1) Bezpośrednie zwarcie przez opór równy zero.

Opór omowy zwarcia R_z występuje we wzorach w stosunku do Z oraz Z_2 . Przy małych wartościach, od kilku do kilkudziesięciu Ω, wyrazy zawierające te stosunki mało znaczą wobec innych, w wyniku wychodzą największe wartości prądu zwarcia, napięć U_0 i innych wielkości; w miarę wzrastania R_z powyżej setek i tysięcy Ω, wielkości te szybko maleją i zbliżają się asymptotycznie do zera, jak J_c oraz

³⁾ Fale stojące, charakteryzujące się stałym przesunięciem fazowym wzdłuż całej linii, tworzą się przez nałożenie na siebie dwu fal postępowych, odpływowej, mknącej po przewodzie od zasilania do odbioru, i powrotnej, odbitej od końca linii i wracającej do punktu zasilania.

U_{01} i U_{02} , albo do swych wartości przed zwarciem, jak U_{R2} i inne. Praktycznie opór zwarcia, przeważnie jako opór uziemienia słupów kratowych, występuje w wielkościach rzędu ktlku do kilkunastu Ω, a nawet do 1 ÷ 5 Ω, jeżeli linja posiada linkę uziemiającą. W takich wypadkach możemy założyć $R_z = 0$, co pociągnie za sobą minimalną tylko zmianę wyników obliczenia. Wyrazy, zawierające R_z , wypadną wtedy z wzorów, co spowoduje znaczne ich uproszczenie.

2) Zwarcie w linii nieobciążonej.

Wypadek, gdy na końcu linii nie ma obciążenia, wyrażamy przez wstawienie $Z_2 = \infty$. Wyrazy, zawierające stosunki $\frac{R}{Z_2}, \frac{Z}{Z_2}$, sprowadzą się wtedy do zera, otrzymamy więc:

$$\bar{J}_c = \frac{U_{f1}}{Z}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{R_z}{Z} \cos \beta d\right)^2 + \left(\frac{1}{3} \frac{\cos \beta (d-z)}{\sin \beta d} - \sin \beta z\right)^2}} e^{i\vartheta_K} \quad (52)$$

gdzie ϑ_K wynika odpowiednio z wzoru 47³⁾. Podobnie otrzymamy inne wielkości. Prąd zwarcia naogół się zwiększył i zależy w większej mierze od R_z . Gdy wstawimy jeszcze $R_z = 0$, otrzymamy najprostszy wzór:

$$\bar{J}_c = \frac{U_{f1}}{Z} \frac{1}{3 \frac{\cos \beta (d-z)}{\sin \beta d} - \sin \beta z} e^{i90^\circ} \dots (52')$$

Podobnie uproszczą się też inne wielkości. Prąd zwarcia wykazuje teraz stałe wyprzedzenie fazowe o 90° względem napięcia U_{R1} i osiąga największe wartości; napięcia U_0 posiadają wyprzedzenie o 180°, są więc przeciwnie skierowane niż U_{R1} . Widać tu także duży wpływ miejsca zwarcia; w miarę zbliżania się z do d, prąd zwarcia rośnie, tak samo U_0 .

3) Zwarcie przy obciążeniu naturalnym na końcu linii.

Obciążenie naturalne końca linii charakteryzują równania: $\frac{Z}{Z_2} = 1, \cos \varphi = 1$. Linja pracuje wtedy normalnie przy stałej wielkości napięć i prądów wzdłuż linii, które ulegają jedynie opóźnieniu fazowemu o βx przy posuwaniu się od początku do końca linii. Odbite fale powrotne znikają wtedy, pozostają jedynie fale dopływające do odbioru na końcu linii. Wielkość $\frac{U_{f1}}{Z}$ we wz. 46) jest właśnie prądem naturalnym linii I, prąd zwarcia wyraża się więc pewnym ułamkiem prądu naturalnego, zwyczajnie ułamkiem właściwym. Możemy więc także wprowadzić względny prąd zwarcia, jako stosunek $\frac{J_c}{I}$ w postaci:

$$\bar{J}_c = \frac{A}{K} \dots \dots \dots (53)$$

i odpowiednio względne napięcie u_0 oraz u_2 w odniesieniu do U_{f1} jako jednostki. Pozwoli nam to na uniezależnienie się od wartości napięcia fazowego na początku linii, napięcia rzeczywiste otrzymamy przez pomnożenie względnych przez wartość napięcia fazowego U_{f1} , którą możemy każdorazowo dowolnie wybierać.

Wstawiając $Z = Z_2$ oraz $\varphi = 0$ w równaniach 46), 35), 40), 48), 49) i 50) przekonamy się, że zwarcie z ziemią wprowadza zaburzenie w skompensowanym ruchu linii: charakterystyczne własności obciążenia naturalnego znikają, napięcia fazowe wzdłuż linii wykazują zmienione, nierówne przesunięcia fazowe, wielkość ich na końcu linii zwyczajnie wzrasta, prądy na końcu linii jakkolwiek zachowują nadal $\varphi = 0$, zmieniają jednak swe wielkości i przesunięcia fazowe względem siebie, podobnie prądy na początku linii bardzo się zmieniają. Pojawiają się znowu na przewodach fale powrotne i tworzą fale stojące. To samo można odnieść do linii sztucznie skompensowanej — zwarcie z ziemią narusza uzyskaną przez kompensację równowagę między indukcyjnym, a własnym pojemnościowym obciążeniem linii.

4) Wartości skrajne prądu zwarcia z ziemią.

Jak widać z równ. 46), 35) i 40) prąd zwarcia oraz napięcia U_0 mogą przybrać w niektórych wypadkach wartości 0 albo też nieograniczenie wielkie. Stanie się to wtedy, gdy wartości te przyjmą licznik A albo mianownik K .

a) Wartości zerowe wypadają dla $A = 0$, albo $K = \infty$. Pierwszy wypadek $A = 0$ pociąga za sobą warunki:

$$A_a = 0 \left\{ \begin{array}{l} \text{stad dostajemy: } z = d - \frac{1}{\beta} \arctg \frac{Z_2}{Z} \dots \dots (43a) \\ A_b = 0 \end{array} \right. \quad \varphi = +90^\circ \text{ (pojemnościowe)} \dots (43b)$$

Przyjmując $\beta = 1,05 \cdot 10^{-3}$ (dla linii napowietrznej), widzimy z war. 1, że aby z wypadło chociażby tylko na początku linii, czyli $z = 0$, potrzebna jest długość linii d przynajmniej 750 km przy $Z_2 = Z$, albo 1500 km przy $Z_2 = \infty$. Poza to war. 2 praktycznie nigdy nie może być spełniony, wobec czego wypadek ten nie ma praktycznego znaczenia.

K przybiera wartość nieograniczenie wielką, gdy:

$R_z = \infty$, wtedy jednak zwarcia z ziemią właściwie niema. $d = 0$, ($\sin \beta d = 0$), czyli gdy linii niema.

$Z_2 = 0$, czyli przy zwarcium. Wtedy jednak A przybiera taką samą wartość, wobec czego wynik jest nieokreślony. Wypadki te nie mają również praktycznego znaczenia.

b) Wartości nieograniczenie wielkie wypadają dla $A = \infty$, albo $K = 0$. Z warunku $A = \infty$ wynika: $\beta(d-z) = 90^\circ$, czyli: $z = d - 1500$ km. Żeby z wypadło przynajmniej na początku linii potrzebna jest jej długość przynajmniej 1500 km. Na dłuższych liniach zwarcie z ziemią powoduje nieograniczenie duży prąd zwarcia oraz podnosi napięcie linii względem ziemi nieograniczenie wysoko, co prowadzi do poprzębienia dużej ilości izolatorów oraz zniszczenia izolacji transformatorów. Wartość prądu zwarcia oraz wysokość przepięć ograniczona jest praktycznie przez oddziaływanie generatorów.

W myśl warunku drugiego, K przyjmuje wartość 0, gdy przy zwarcium nieobciążonej linii przez $R_z = 0$, $\frac{1}{3} \frac{\cos \beta(d-z)}{\sin \beta d}$

— $\sin \beta z = 0$, (równ. 52'). Wynika stąd: $z = \frac{1}{\beta} \arctg \frac{1}{2 \tan \beta d}$

Aby z wypadło w obrębie linii, mamy warunki $z = 0$, $z = d$. W pierwszym wypadku dostajemy $d = 1500$ km, w drugim natomiast $d = 585$ km. Widzimy więc stąd, że przy długościach linii między 585 a 1500 km, zwarcie z ziemią może wystąpić w takim miejscu, że spowoduje nieograniczony wzrost prądu zwarcia i napięć linii względem ziemi.

Przykład obliczenia.

Przykład obliczenia przeprowadzimy dla linii o długości $d = 250$ km, na nominalne napięcie 200 kV, w trzech wypadkach: w ogólnym wypadku obciążenia, dla linii nieobciążonej i w wypadku obciążenia naturalnego. Linia posiada następujące dane charakterystyczne:

$$\begin{array}{ll} \beta = 1,053 \cdot 10^{-3} & \text{stad: } \beta d = 0,264 \\ Z = 385 \Omega & \sin \beta d = 0,261 \\ c = 8,85 \cdot 10^{-3} \mu F/km & \cos \beta d = 0,965 \\ & \operatorname{tg} \beta d = 0,271 \end{array}$$

1) Linia obciążona przed zwarcium mocą 52 MVA przy $\cos \varphi = 0,8$. Napięcie fazowe na końcu linii wynosiło 115,4 kV, prąd 150 A. Napięcie fazowe na początku linii wynosiło 123,4 kV, tę wartość zachowamy do obliczenia zwarcia. Zwarcie przez opór 10Ω występuje na 150 km, czyli $z = 150$. Stąd wyliczamy:

$$\begin{array}{lll} \beta z = 0,158 & \beta(d-z) = 0,1053 & \varphi = -0,643 \\ \sin \beta z = 0,1573 & \sin \beta(d-z) = 0,1048 & \sin \varphi = -0,6 \\ \cos \beta z = 0,9875 & \cos \beta(d-z) = 0,9944 & \cos \varphi = 0,8 \\ & \operatorname{tg} \beta(d-z) = 0,1057 & \end{array}$$

Impedancja obciążenia z wz. 9):

$$Z_2 = \frac{3(115,4)^2}{52} = 770 \Omega$$

$$\frac{R_z}{Z} = \frac{10}{385} = 0,026, \quad \frac{R_z}{Z_2} = \frac{10}{770} = 0,013, \quad \frac{Z}{Z_2} = 0,5$$

Na podstawie tych danych obliczamy wielkości pomocnicze:

$$A_a = 1 + 0,5 \cdot 0,1057 \cdot 0,6 = 1,0317 \dots \dots (43a)$$

$$A_b = 0,5 \cdot 0,1057 \cdot 0,8 = 0,0422 \dots \dots (43b)$$

$$\vartheta_A = \arctg \frac{0,0422}{1,0317} = \arctg 0,0408 = 2^\circ 20' \dots \dots (43\beta)$$

$$A = \sqrt{(1,0317)^2 + (0,0422)^2} = 1,032 \dots \dots (43')$$

$$B_a = 0,026 \frac{1}{0,9944} = 0,02615 \dots \dots (44a)$$

$$B_b = -\frac{1}{3} (0,9875 \cdot 0,261) = -1,261 \dots \dots (44b)$$

$$\vartheta_B = \arctg \frac{1,261}{0,0261} = 1,55 = 88^\circ 49' \dots \dots (44\beta)$$

$$B = \sqrt{(0,0261)^2 + (1,261)^2} = 1,261 \dots \dots (44')$$

$$K_a = \frac{1}{0,9944} \left\{ \begin{array}{l} 0,026 \cdot 0,965 + 0,013 \cdot 0,013 \cdot 0,261 \cdot 0,6 + \\ 0,011 \cdot 0,00204 \\ + \frac{1}{3} \cdot 0,5 \cdot \frac{(0,965 - 0,1573 \cdot 0,105) \cdot 0,8}{0,1263} \end{array} \right\} = 0,1543 \dots (47a)$$

$$K_b = 0,1573 - \frac{1}{3} \frac{0,9944}{0,261} + 0,13 \frac{0,261}{0,9944} \cdot 0,8 - \frac{1,27}{0,00273} \cdot 0,6 = -1,2053 \dots (47b)$$

$$\vartheta_k = \arctg \frac{1,2053}{0,1543} = 1,444 = 82^\circ 44' \dots \dots (47\beta)$$

$$K = \sqrt{(0,1543)^2 + (1,2053)^2} = 1,216 \dots \dots (47')$$

$$D_a = 0,965 + 0,5 \cdot 0,261 \cdot 0,6 = 1,0433 \dots \dots (51a)$$

$$D_b = 0,5 \cdot 0,261 \cdot 0,8 = 0,1042 \dots \dots (51b)$$

$$\vartheta_D = \arctg \frac{0,1042}{1,0433} = 0,995 = 5^\circ 42' \dots \dots (51\beta)$$

$$D = \sqrt{(1,0433)^2 + (0,1042)^2} = 1,040 \dots \dots (51')$$

Obliczamy teraz wyniki końcowe.

$$\bar{J}_c = \frac{123,4}{385} \frac{1,032}{1,216} e^{i(2^\circ 20' + 82^\circ 44')} = 272 e^{i85^\circ 4'} A \dots (46')$$

Ponieważ prąd naturalny wynosi $123,4 : 385 = 321$ A, stąd względny prąd zwarcia $j = 0,847$, czyli 84,7% prądu naturalnego.

$$\bar{U}_{01} = \frac{1}{3} 123,4 \frac{0,9944}{0,261} \frac{1,032}{1,216} e^{i(85^\circ 4' + 90^\circ)} = 133 e^{i175^\circ 4'} \text{ kV}(35')$$

$u_{01} = 1,071$, przewyższa więc napięcie fazowe U_{f1} o 7,1%.

Konstruujemy teraz na rys. 1 gwiazdę napięć fazowych \bar{U}'_{R1} , \bar{U}'_{R2} i \bar{U}'_{R3} , wkreślamy napięcie U_{01} i wyznaczamy graficznie napięcia:

$$\begin{aligned} \bar{U}'_{R1} &= 14,2 e^{i129^\circ 39'} \text{ kV}, & u'_{R1} &= 0,115 \\ \bar{U}'_{S1} &= 216,2 e^{i148^\circ 48'} \text{ kV}, & u'_{S1} &= 1,755 \\ \bar{U}'_{T1} &= 227,8 e^{i206^\circ 8'} \text{ kV}, & u'_{T1} &= 1,846 \end{aligned}$$

Dwa ostatnie napięcia względem ziemi na początku linii przewyższają nawet napięcia międzyprzewodowe ($1,73 U_f$).

$$\bar{U}_{02} = \frac{1}{3} 123,4 \frac{0,9875}{0,261} \frac{1,032}{1,216} e^{i175^\circ 4'} = 132,3 e^{i175^\circ 4'} \text{ kV} \quad (40')$$

$$\bar{U}'_{R2} = 123,4 \frac{1,262}{1,216} e^{i(-88^\circ 49' + 82^\circ 44')} = 128,2 e^{-i6^\circ 5'} \text{ kV} \quad (48')$$

$u_{R2} = 1,038$, przewyższa więc o 3,8% napięcie fazowe na początku linii.

Odejmujemy teraz geometrycznie na rys. 1 od napięć \bar{U}'_{S1} oraz \bar{U}'_{T1} napięcie U_{02} 0,965, wypadkowe wektory przenosimy do układu napięć na końcu linii (rys. 1₂), dzielimy je przez 1,049 i obracamy w stronę obrotu wskazówek zegara o kąt $5^\circ 42'$, ($-\vartheta_D$). Otrzymujemy w ten sposób pozostałe napięcia na końcu linii:

$$\bar{U}_{S2} = 119,8 e^{-i128^\circ 3'} \text{ kV}, \quad u_{S2} = 0,972 \quad \dots (49')$$

$$\bar{U}'_{R2} = 120,6 e^{+i116^\circ 25'} \text{ kV}, \quad u_{R2} = 0,997 \quad \dots (50')$$

Napięcia te mało już różnią się od siebie i są mniejsze od U_{f1} .

Prądy na końcu linii otrzymamy przez podzielenie napięć przez $\bar{Z}_2 = 770 e^{i36^\circ 50'}$.

$$\bar{J}_{R2} = 166,6 e^{-i42^\circ 55'} \text{ A},$$

$$\bar{J}_{S2} = 155,7 e^{-i164^\circ 53'} \text{ A},$$

$$\bar{J}_{T2} = 156,7 e^{-i280^\circ 25'} \text{ A}.$$

Widać tu, wprawdzie niedużą, niesymetrię prądów na końcu linii, zarówno pod względem wartości, jak też przesunięć fazowych, tak samo zresztą, jak przy napięciach fazowych na końcu linii.

Napięcia względem ziemi na końcu linii wyznaczamy graficznie:

$$\bar{U}'_{R2} = 5,2 e^{+i24^\circ 38'} \text{ kV}, \quad u'_{R2} = 0,042$$

$$\bar{U}'_{S2} = 222,0 e^{-i158^\circ 4'} \text{ kV}, \quad u'_{S2} = 1,782$$

$$\bar{U}'_{T2} = 221,0 e^{+i152^\circ 51'} \text{ kV}, \quad u'_{T2} = 1,79$$

Napięcie względem ziemi zwartego przewodu w miejscu $x = z$, $\bar{J}_c R = 2,72 e^{i85^\circ 4'} \text{ kV}$

Prądy na początku linii wyznaczamy graficznie, w myśl równ. 25), 26) i 27), (rys. 1₁). Otrzymujemy stąd:

$$\bar{J}_{R1} = 211,0 e^{i47^\circ 45'} \text{ A},$$

$$\bar{J}_{S2} = 199,5 e^{i243^\circ 4'} \text{ A},$$

$$\bar{J}_{T1} = 59,0 e^{i156^\circ} \text{ A}.$$

Widać tu, jak nierówne wartości i przesunięcia fazowe przybierają prądy na początku linii po zwarceniu z ziemią. Suma tych 3 prądów równa jest zeru, co stanowi kontrolę obliczenia. Drugą kontrolą jest warunek, że suma napięć fazowych i prądów na końcu linii ma być równa zeru.

Wartości i przesunięcia fazowe tych wszystkich wielkości uwidacznia przejrzystość wykres wektorowy na rys. 1.

2) Linja nieobciążona na końcu. Zwarcie przyjmujemy teraz przez opór 0, w miejscu $z = 150 \text{ km}$. Z wzoru 52') wynika prąd zwarcia:

$$\bar{J}_c = 321 \frac{e^{i90^\circ}}{\frac{1}{3} \frac{0,9944}{0,261} - 0,1573} = 289 e^{i90^\circ} \text{ A}, \quad j_c = 0,9,$$

gdzie zwarcie wystąpi na początku linii dla $z = 0$, prąd J_c zmaleje:

$$\bar{J}_c = 321 \frac{e^{i90^\circ}}{\frac{1}{3} \frac{0,965}{0,261}} = 261 e^{i90^\circ} \text{ A}, \quad j_c = 0,814.$$

Natomiast przy zwarceniu na końcu linii, dla $z = d$, prąd J_c wzrośnie:

$$\bar{J}_c = 321 \frac{e^{i90^\circ}}{\frac{1}{3} \frac{1}{0,261} - 0,261} = 316 e^{i90^\circ} \text{ A}, \quad j_c = 0,985.$$

Z tych 3 przykładów widać, że ze wzrostem z prąd zwarcia zwiększa się; w danym przykładzie zbliża się do wartości prądu naturalnego.

Rozpatrzmy jeszcze wpływ oporu zwarcia na J_c oraz U_{01} przy zwarceniu w miejscu $z = 150 \text{ km}$. Wyniki obliczenia według wz. 52) zestawione są w poniższej tabelce:

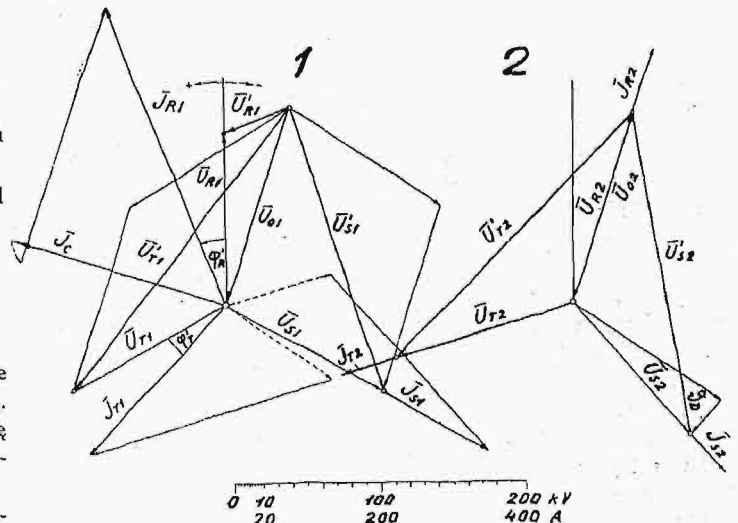
R_z	$R_z \cos \beta d$	K	ϑ'_k	J_c	U_{01}	$\vartheta'_k + 90^\circ$
Ω	$Z \cos \beta (d-z)$		$^\circ$	A	kV	$^\circ$
0	0	1,1127	90 $^\circ$	289	140,8	180 $^\circ$
10	0,0252	1,1128	88 $^\circ 4'$	289	140,7	178 $^\circ 4'$
100	0,252	1,14	77 $^\circ 17'$	282	137,2	167 $^\circ 17'$
385	0,97	1,475	48 $^\circ 55'$	217	106,2	138 $^\circ 55'$
1000	2,52	2,754	23 $^\circ 50'$	116,5	56,8	113 $^\circ 50'$
10000	25,2	25,3	2 $^\circ 31'$	12,7	6,2	92 $^\circ 31'$

Jak widać z zestawienia, prąd zwarcia oraz U_{01} przy oporach w granicach 0 do około 50 Ω prawie się nie zmieniają, następnie coraz szybciej maleją, by w końcu zbliżyć się asymptotycznie do zera. To samo można odnieść także do ogólnego wypadku.

Dla porównania obliczymy jeszcze prąd zwarcia z przybliżonego wzoru $J_c = 3 w_c U_f$, stosowanego przy założeniu skupionych pojemności dla krótkich linii napowietrznych i kablowych.

$$J_c = 3 \cdot 314 \cdot 8,85 \cdot 10^{-9} \cdot 250 \cdot 123,4 \cdot 10^3 = 257 \text{ A}$$

Wartość ta, jakkolwiek zbliżona, jest jednak mniejsza niż obliczona w sposób ścisły. Poza tym jest tutaj zupełnie niezależna od wszystkich czynników, wpływających na wielkość rzeczywistego prądu zwarcia.



Rys. 2.

Wykres wektorowy napięć i prądów na początku (1) i na końcu (2) linii, obciążonej na końcu impedancją 385 Ω przy $\cos \varphi = 1$, zwartej w jednym przewodzie na końcu z ziemią przez opór 0 Ω .

3) Obliczymy teraz przypadek zwarcia w skompensowanej linii, t. j. przy obciążeniu naturalnym. Zwarcie występuje dla $z = d$, przez opór $R_z = 0$. Napięcie na początku linii pozostawiamy dla porównania to sa-

me, t. zn. 123,4 kV, jakkolwiek powinno być mniejsze, takie jak na końcu linii przed zwarcie, czyli 115,3 kV.

We wzorach występują teraz znaczne uproszczenia:

$$\frac{R_z}{Z} = 0, \quad \frac{R_2}{Z_2} = 0, \quad \frac{Z}{Z_2} = 1, \quad \cos \varphi = 1, \quad \sin \varphi = 0.$$

$$\sin \beta z = \sin \beta d = 0,261 \quad \sin \beta (d-z) = 0 \quad \operatorname{tg} \beta (d-z) = 0,$$

$$\cos \beta z = \cos \beta d = 0,965 \quad \cos \beta (d-z) = 1$$

$$A = 1 \quad B = 1,232, \quad K = 1,063, \quad D = 1$$

$$\vartheta_A = 0 \quad \vartheta_B = 90^\circ \quad \vartheta_K = 72^\circ 28' \quad \vartheta_D = 15^\circ 11'$$

Obliczamy stąd:

$$\bar{J}_c = 302 e^{j72^\circ 28'} \text{ A}, \quad j_c = 0,942$$

$$\bar{U}_{01} = 148 e^{j162^\circ 28'} \text{ kV}, \quad u_{01} = 1,2$$

$$\bar{U}_{02} = 143 e^{j162^\circ 28'} \text{ kV}, \quad u_{02} = 1,158$$

$$\bar{U}_{R2} = 143 e^{j17^\circ 32'} \text{ kV}, \quad u_{R2} = 1,158, \quad \bar{J}_{R2} = 371 e^{j17^\circ 32'}$$

Na podstawie tych wielkości wyznaczamy graficznie z wykresów wektorowych na rys. 2 wszystkie inne wielkości:

$$\bar{U}'_{R1} = 48,2 e^{j111^\circ 40'} \text{ kV}, \quad u'_{R1} = 0,391$$

$$\bar{U}'_{S1} = 212,2 e^{j163^\circ} \text{ kV}, \quad u'_{S1} = 1,72$$

$$\bar{U}'_{T1} = 253,0 e^{j143^\circ 30'} \text{ kV}, \quad u'_{T1} = 2,05.$$

Napięcie przewodu T względem ziemi wzrosło więc ponad dwukrotnie napięcie fazowe. Zagroza to już izolacji transformatora.

$$\bar{U}_{S2} = 124,8 e^{-j139^\circ 32'} \text{ kV}, \quad \bar{J}_{S2} = 324 e^{-j139^\circ 32'} \text{ A}.$$

$$\bar{U}_{T2} = 131,2 e^{j107^\circ 35'} \text{ kV}, \quad \bar{J}_{T2} = 341 e^{j107^\circ 35'} \text{ A}.$$

Napięcia i prądy na końcu linii w tych przewodach zmieniły się stosunkowo niewiele.

$$\bar{U}'_{R2} = 0, \quad \bar{J}_{R1} = 460 e^{j21^\circ 15'} \text{ A}.$$

$$\bar{U}'_{S2} = 234,3 e^{-j170^\circ 50'} \text{ kV}, \quad \bar{J}_{S1} = 420 e^{-j120^\circ 31'} \text{ A}.$$

$$\bar{U}'_{T2} = 243,5 e^{j136^\circ} \text{ kV}, \quad \bar{J}_{T1} = 289 e^{j138^\circ} \text{ A}.$$

Niesymetria prądów na początku linii jest więc ogromna. Kompensacja linii została zupełnie unicestwiona wskutek zwarcia z ziemią. Podobnie zachodzi również przy sztucznej kompensacji.

„T R A S O G R A F“

Inż. CZ. JAWORSKI

Aczkolwiek, jak to autor sam zaznacza, zasady działania przyrządu, nazwanego przez niego „Trasografem”, oparte są na znanych podstawach i metodach obliczeń, to jednak sam pomysł zmechanizowania niezbędnych a zawsze bardzo żmudnych i monotonicznych obliczeń jest zupełnie nowy i bardzo szczęśliwy.

Działanie opisanego przez inżyniera Czesława Jaworskiego przyrządu oparte jest na zupełnie trafnych założeniach, a ponieważ sam przyrząd jest dość prosty, przeto nie myślę, by wykonanie jego mogło natrafić na większe trudności praktyczne. Nie wątpię, iż „Trasograf” odda wielkie usługi wszystkim projektującym koleje elektryczne i uważam za najzdrowsze już obecnie szerszego grona fachowców z zasadami jego działania za bardzo wskazane.

Prof. R. PODOSKI.

Streszczenie. Wobec dużych trudności, związanych z t. zw. teoretyczną jazdą po trasie, konieczną przy projektowaniu elektryfikacji linii kolejowych, autor daje projekt zmechanizowania tej jazdy.

PRZY opracowywaniu projektów elektryfikacji linii kolejowych stosunkowo najwięcej, jeśli nie trudności, to straty czasu pociąga za sobą t. zw. teoretyczna jazda po trasie, potrzebna dla sprawdzenia, czy obrane dla lokomotyw względnie wagonów motorowych silniki są odpowiednie. Chodzi tu mianowicie o obliczenie:

- 1) czasu jazdy na poszczególnych odcinkach trasy,
- 2) zużycia energii na tych odcinkach i
- 3) strat energii (ściślej: strat na ciepło Joule'a).

Dopiero po dokonaniu tych obliczeń można stwierdzić z całą pewnością, czy obrane na podstawie zasadniczych założeń silniki będą się nadawały do tych warunków, w jakich mają pracować, a przede wszystkim,

- 1) czy będzie osiągnięta wystarczająca szybkość handlowa i przelotność linii,
- 2) czy zużycie energii, liczone w watach na tonnokm., odpowiada przeciętnym dla danych warunków normom, oraz
- 3) czy silniki nie będą się zbyt nagrzewały i czy będą całkowicie wyzyskane.

W razie negatywnych wyników silniki muszą być zmienione i teoretyczna jazda po trasie powtórzona.

Należy tu zaznaczyć, że przeważnie na liniach elektryfikowanych projektuje się kilka rodzajów pociągów, jak: osobowe i towarowe, dalekobieżne i miejscowe, zwykłe i pospieszne; pozatem są to pociągi o różnych składach; wreszcie mogą one być prowadzone przez lokomotywy elektryczne

albo przez wagony motorowe. Oczywiście projektowane silniki muszą być sprawdzone dla wszystkich rodzajów przyszłej pracy.

Pierwszy ze znanych sposobów teoretycznego przejeżdżania trasy, mianowicie ścisła metoda analityczna, jest najbardziej żmudny, gdyż sprowadza się do rozwiązywania układu równań o kilku niewiadomych dla każdego odcinka trasy, różniącego się wzniesieniem lub łukiem od sąsiedniego.

Podobnie trudne są metody, oparte na wykreślaniu specjalnych krzywych „y” o równaniu:

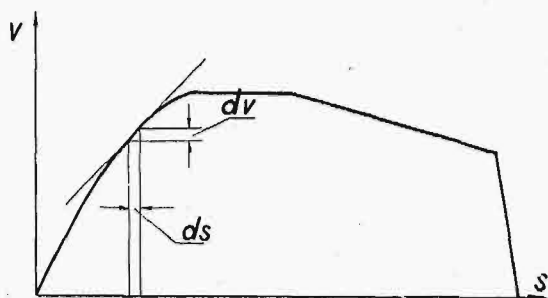
$$y = \frac{1}{F - W \cdot r}$$

gdzie F — siła przyspieszająca na obwodzie kół, W — waga wozu, zaś r — opór trakcji na jednostkę masy. Tu dla znalezienia czasu, potrzebnego na przebycie odcinka drogi, trzeba całkować powierzchnie, ograniczone temi krzywymi „y”. Niewiele wreszcie prostsze są t. zw. metody uproszczone, polegające na pewnych przybliżonych założeniach, jak np. metoda analityczna z założeniem, że przyspieszenie w ciągu pewnego krótkiego okresu czasu jest stałe.

Najlepszą zdaje się ze wszystkich znanych metod jest podana przez inż. Zb. Grabińskiego w Nr. 16/29 „Przeгляду Elektrotechnicznego” metoda wykreslna, nawiązująca do metody analitycznej i oparta na założeniu stałego średniego przyspieszenia dla pewnych małych odstępów szybkości. Metoda ta — w odróżnieniu od poprzednich — daje w wyniku wykres szybkości nie w funkcji czasu, lecz — bardzo wygodnie — w funkcji drogi. Jednakże i ta metoda, jako najprostsza powszechnie obecnie stosowana,

wymaga dla przeciętnego projektu elektryfikacji bardzo długiego czasu, który liczyć trzeba na miesiące; polega zaś ona na żmudnym i poprostu mechanicznym przesuwaniu po papierze pewnych szablonów, kreśleniu zapomocą tych szablonów krzywej szybkości w funkcji drogi, a następnie odczytywaniu z wykresu pewnych wielkości, potrzebnych do dalszych obliczeń. Oczywiście, czas na ten cel użyty byłby wielokrotnie skrócony, gdyby wymienione wyżej czynności zostały całkowicie zmechanizowane. Czy to jest możliwe i, jeśli tak, na jakich podstawach należałoby się oprzeć, postaram się poniżej odpowiedzieć.

Ponieważ ze wszystkich sposobów teoretycznej jazdy po trasie najlepiej jest znany i najczęściej stosowany wspomniany sposób wykreślny, nawiązując do niego, tembardziej, że zastosuję w swych rozważaniach ten sam układ wykresu, t. j. droga — szybkość.

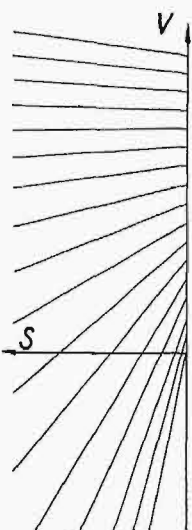


Rys. 1.

W układzie tym (patrz rys. 1) tangens kąta nachylenia stycznej do krzywej w dowolnym punkcie wyraża się przez pochodną szybkości w tym punkcie względem drogi:

$$b_1 = \frac{dv}{ds} = \frac{a \cdot dt}{ds} = \frac{a}{v} \dots \dots \dots (1)$$

gdzie a — przyspieszenie w m/sek², v — szybkość w m/sek, zaś b_1 wyraża przyrost szybkości na jednostkę drogi i równa się stosunkowi przyspieszenia do szybkości w danej chwili. Znając ciężar pociągu, średnicę kół, przekładnię, opory ruchu t. d., można z charakterystyki momentów silnika wyliczyć analitycznie dla dowolnej szybkości pociągu, a więc i dla dowolnych obrotów silnika, odpowiednie przyspieszenie, a co za tem idzie, także odpowiednie wartości b_1 . Jeżeliby więc dla poszczególnych szybkości pociągu, różniących się od siebie o pewną małą wielkość, np. 0,5 m/sek, obliczyć analitycznie odpowiadające tym szybkościom wartości b_1 , a następnie wykreślić szereg prostych b_1 , tak, jak to pokazano na rys. 2-m, to możnaby zauważyć pewną regularność w zmianie nachylenia tych prostych. Regularność ta wynika zresztą z charakterystyki silnika: im większe są jego obroty, tem mniejszy moment, a więc i tem mniejsze przyspieszenie; tembardziej więc im większa szybkość pociągu, tem mniejsza będzie wartość stosunku



Rys. 2.

$\frac{a}{v} = b_1$; taki właśnie szereg prostych b_1 , jak na rys. 2-m, stosuje się jako szablon w wykreślniej metodzie jazdy po trasie.

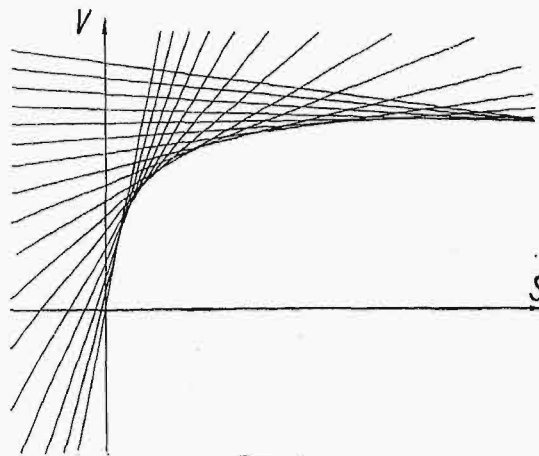
Jeżeliby teraz kolei poprzedzając te proste w kierunku osi v (rys. 3), to łatwo można zauważyć, że utworzy się

pewna krzywa, jakby obwiednia tych prostych. Chodzi teraz o stwierdzenie:

1) czy rzeczywiście jest to obwiednia tych prostych, a jeśli tak,

2) czy możnaby ją otrzymać nie drogą obliczeń nachylenia prostych b_1 , a wprost z krzywej momentów silnika.

Jest to kwestja zasadnicza, gdyż w razie, jeżeliby na oba pytania znalazła się odpowiedź pozytywna, to w ten



Rys. 3.

sposób została by wyrugowana pewna dowolność i nieściśłość początkowego założenia metody wykreślniej, mianowicie stałość przyspieszenia dla pewnych małych odcinków szybkości; przez takie przywrócenie ciągłości możnaby stworzyć podstawę nowej metody przejeżdżania trasy, która miałaby zaletę teoretycznej dokładności metody analitycznej,

Obwiednia, o której wspomniałem, byłaby wykreślona w układzie „droga — szybkość”, analitycznie więc miałaby kształt $v = f(s)$, albo $v = f_1(k)$, $s = f_2(k)$, gdzie k byłoby jakimś parametrem; byłaby to obwiednia prostych o równaniu

$$v = v_0 + b_1 s \dots \dots \dots (2)$$

gdzie v i s są zmiennymi układu, v_0 jest szybkością pociągu w danej chwili, zaś

$$b_1 = \frac{n \cdot g}{W_1} \cdot \frac{f}{v_0} \dots \dots \dots (3)$$

gdzie n — ilość silników, g — przyspieszenie ziemskie, W_1 — waga pociągu, zwiększona spowodu wpływu obracających się mas, oraz f — siła przyspieszająca silnika. Niech

$$\frac{W_1}{n g} = m \dots \dots \dots (4)$$

wtedy

$$v = v_0 + \frac{f}{m \cdot v_0} \cdot s \dots \dots \dots (5)$$

W tem równaniu v i s są, jak wyżej, zmiennymi układu, m — stałą dla danego pociągu (jest to masa zastępcza, przypadająca na jeden silnik), zaś f i v_0 są parametrami, związanymi ze sobą zapomocą krzywej silnika $f = f(v_0)$. Ścisłe biorąc, krzywa silnika wyraża zależność całkowitej siły pociągowej silnika od szybkości, względnie zależność momentu od obrotów; tutaj f jest siłą przyspieszającą, a więc różnicą siły pociągowej i oporów ruchu; słuszniejszą wobec tego nazwą dla tej krzywej byłaby: „krzywa lokomotywy”, względnie: „zredukowana krzywa silnika”. Dla uproszczenia będę nadal nazywał ją krzywą silnika.

Obwiednia prostych o równaniu 5-m wyrażona będzie przez równanie, które otrzymamy, rugując z tego równania oraz z równania:

$$\frac{\partial v}{\partial v_0} + \frac{\partial v}{\partial f} \cdot \frac{df}{dv_0} = 0 \dots (6)$$

oba parametry v_0 i f ; ponieważ jednak parametry te nie są ze sobą związane zależnością analityczną, lecz geometryczną, w postaci otrzymanej empirycznie krzywej silnika, nie da się więc też wyrazić analitycznie $\frac{df}{dv_0}$; przejścia od krzywej danej silnika do obwiedni należy poszukiwać, uwzględniając równanie 6-e, drogą geometryczną. Niemniej można już odpowiedzieć na pierwsze postawione wyżej pytanie: ponieważ charakter zależności parametrów f i v_0 jest ciągły, więc obwiednia powyższych prostych istnieje.

Aby zaś odpowiedzieć i na drugie pytanie, spróbujmy otrzymać obwiednię drogą geometryczną, korzystając z krzywej silnika.

Z równania 5-go znajduję pochodne cząstkowe $\frac{\partial v}{\partial v_0}$ oraz $\frac{\partial v}{\partial f}$:

$$\frac{\partial v}{\partial v_0} = 1 - \frac{f \cdot s}{m \cdot v_0^2}; \quad \frac{\partial v}{\partial f} = \frac{s}{m \cdot v_0};$$

podstawiając te wartości do równania 6-go otrzymujemy:

$$1 - \frac{f s}{m \cdot v_0^2} + \frac{s}{m \cdot v_0} \cdot f' = 0 \dots (7)$$

Z równania 5-go wynika:

$$f = \frac{m(v - v_0)v_0}{s} \dots (8)$$

Zaś z równania 7-go, albo różniczkując 8-e:

$$f' = \frac{m(v - 2v_0)}{s} \dots (9)$$

gdzie $f' = \frac{df}{dv_0}$;

Z obu ostatnich równań obliczam $\frac{s}{m}$:

$$\frac{s}{m} = \frac{(v - v_0)v_0}{f} = \frac{v - 2v_0}{f'}$$

stąd, odrzucając człon pierwszy:

$$\begin{aligned} f' v_0 v - f' v_0^2 &= f v - 2 f v_0; \\ (f' v_0 - f) \cdot v &= (f' v_0 - 2 f) \cdot v_0; \\ \frac{v}{v_0} &= \frac{f' v_0 - 2 f}{f' v_0 - f}; \end{aligned}$$

odejmując od obu stron tego równania jedność otrzymamy:

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{f' v_0 - 2 f - f' v_0 + f}{f' v_0 - f} = - \frac{f}{f' v_0 - f}$$

skąd wreszcie:

$$\frac{\Delta v}{v_0} = - \frac{f}{f' v_0 - f} \dots (10)$$

gdzie

$$\Delta v = v - v_0;$$

Poprowadźmy w dowolnym punkcie M krzywej silnika (patrz rys. 4) styczną do niej, wtedy:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{AC}{CM} = \frac{f_0}{v_0};$$

z drugiej strony

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{df}{dv_0} = - f'$$

stąd

$$f' v_0 = - f_0;$$

podstawiając tę wielkość do równania 10-go, otrzymamy:

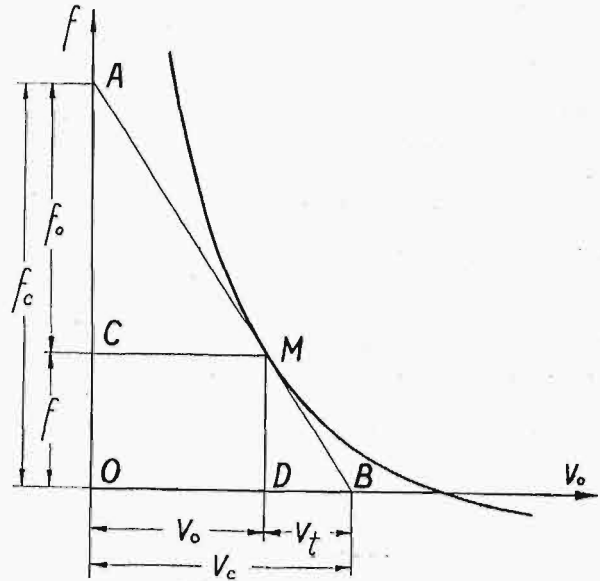
$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{-f}{-f_0 - f}$$

albo

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{f}{f_0 + f} = \frac{f}{f_c} \dots (11)$$

ale z rysunku

$$\frac{f}{f_c} = \frac{v_t}{v_0 + v_t}$$



Rys. 4.

albo

$$\frac{f}{f_c} = \frac{v_t}{v_c};$$

porównując to równanie z 11-em otrzymamy:

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{v_t}{v_c} \text{ czyli } \frac{v - v_0}{v_0} = \frac{v_t}{v_c} \dots (12)$$

dodając zaś do obu stron równania jedność, otrzymujemy

$$\frac{v}{v_0} = \frac{v_t + v_c}{v_c}$$

stąd

$$v = v_0 \cdot \frac{v_t + v_c}{v_c} \dots (13)$$

Uzupełniam wykres przez wbudowanie nowego układu $s-v$, jak na rys. 5-ym. Na osi O_f odkładam $OF = OD = v_0$, łączę B i F ; niech E będzie przecięciem prostych BF i MD , wtedy $DE = \Delta v^*$; na osi ov w kierunku dodatnim odkładam $DG = DE = \Delta v$, wtedy $OG = v$;

Z równania 9-go:

$$s = \frac{m(v - 2v_0)}{f'} = \frac{m(2v_0 - v)}{-f'}$$

zaś podstawiając na f' wartość $-\operatorname{tg} \alpha$ otrzymamy:

$$s = \frac{m(2v_0 - v)}{\operatorname{tg} \alpha} \dots (14)$$

Układ ostatnich dwu równań:

$$v = v_0 \cdot \frac{v_t + v_c}{v_c} \text{ i } s = \frac{m(2v_0 - v)}{\operatorname{tg} \alpha}$$

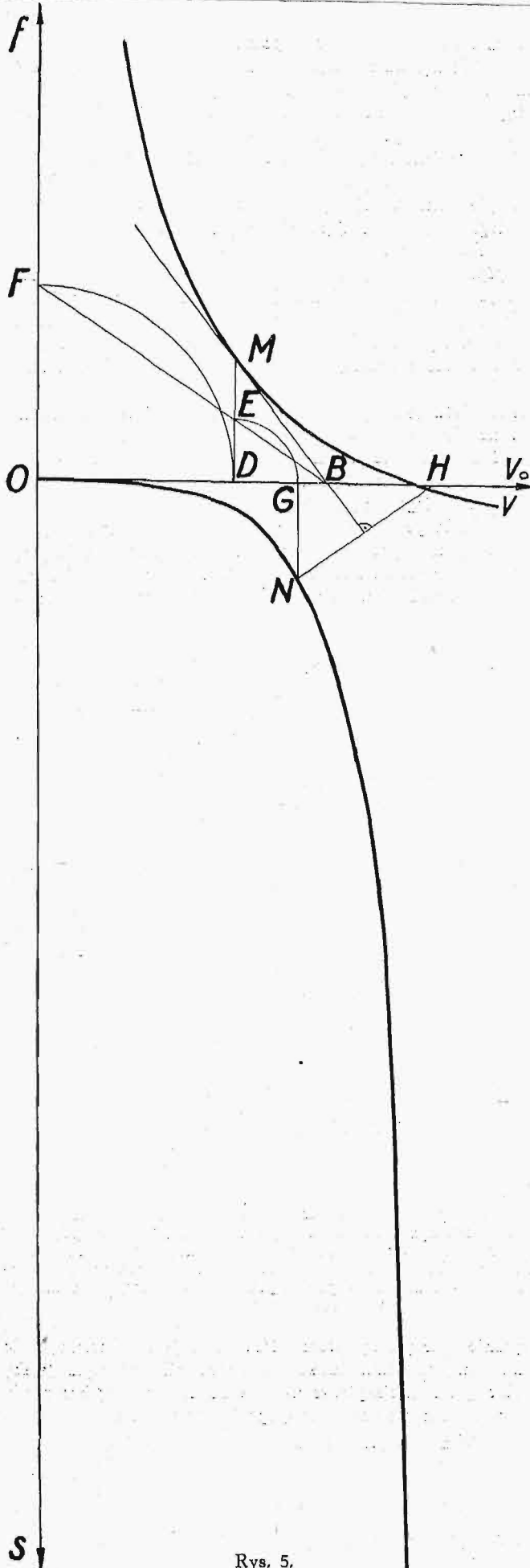
daje się sprowadzić do następującej ostatecznej postaci:

$$v = v_0 + \Delta v \text{ oraz } s = \frac{m}{\operatorname{tg} \alpha} \cdot (v_0 - \Delta v)^{**} \dots (15)$$

Równania te wyrażają analitycznie poszukiwaną krzywą w układzie $v-s$, przyczem v_0 jest zmiennym parametrem, od którego zależą nie tylko zmienne układu s i v , ale też Δv

*) Widać to z trójkątów podobnych BOF i BDE oraz z równania 12-go.

**) Przy sprawdzaniu wymiaru wyrażenia tego równania należy pamiętać, że tu $\operatorname{tg} \alpha$ nie jest liczbą oderwaną, lecz mianowaną, a jej wymiar będzie: $\left| \frac{f}{v} \right| = \left| \frac{g}{\operatorname{sek}} \right|$;



Rys. 5.

i $\operatorname{tg} \alpha$; wartość v została wyżej znaleziona i wyrażona jest długością odcinka OG , zaś Δv i $\operatorname{tg} \alpha$ dają się bardzo łatwo wyznaczyć geometrycznie. Dla znalezienia „ s ” w układzie obranym korzystam z wzoru 14-go. Na osi szybkości odłożymy $OH = 2v_0$; jeśli przez punkt H poprowadzimy prostą NH , prostopadłą do stycznej MB , to punkt N przecięcia tej prostej z pionową, poprowadzoną przez punkt G , będzie poszukiwanym punktem obwiedni, odpowiadającym punktowi M , gdyż, jak wynika z równania 14-go, odcinek $NG = \frac{s}{m}$, a ponieważ m jest wielkością stałą, więc NG odpowiada w pewnej skali długości drogi s . Przeważnie jednak skalę drogi s tak samo, jak v i v_0 , obiera się z góry, ażeby więc otrzymać wykres obwiedni $v = f(s)$ w żądanej skali dla s i v , należy obliczyć najpierw skalę dla f .

Z równania 8-go:

$$f = \frac{m(v - v_0)v_0}{s} = \frac{W'(v - v_0)v_0}{ng \cdot s}$$

Skala $|F| = \left| \frac{W'}{ng} \cdot \frac{v^2}{s} \right|$; niech np. $v = 1$ i $s = 50$, t. z. $1 \text{ cm} \equiv 1 \frac{\text{cm}}{\text{sek}}$ oraz $1 \text{ cm} \equiv 50 \text{ m}$, to, jeśli przytem W' równa się np. 75 000 kg i $n = 4$, wtedy

$$|F| = \frac{75\,000}{4 \cdot 9,81} \cdot \frac{1}{50} = 38,24;$$

czyli $1 \text{ cm} \equiv 38,24 \text{ kg}$;

Przystępując więc do wykonania obwiedni, należy najpierw wykonać wykres siły przyspieszającej w funkcji szybkości w tak wyliczonej skali, a następnie dopiero podanym wyżej sposobem przejść do wykreślenia obwiedni. Należy tu wyjaśnić, że ponieważ siła przyspieszająca jest różnicą siły silnika, przeniesionej na obwód kół lokomotywy, i oporów ruchu, liczonych także na obwodzie kół, przeto charakterystyka siły przyspieszającej w funkcji szybkości pociągu tem się będzie różniła od charakterystyki momentów silnika w funkcji jego obrotów, że w chwili zrównania siły silnika z oporami ruchu krzywa nasza przecina oś poziomą i wartość siły przyspieszającej staje się ujemną. Jest to zresztą zupełnie oczywiste: silnik szeregowy zainstalowany na lokomotywie nie rozbiega się.

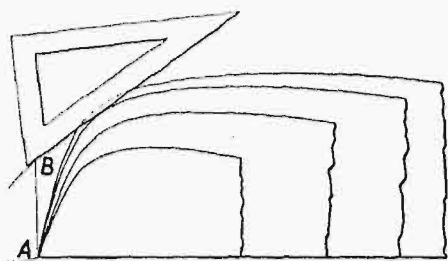
Ażeby wykorzystać obwiednię dla kreślenia przebiegów, trzeba wykonać obwiednie dla wszystkich rodzajów połączeń silników: szeregowego, równoległego i ewentualnie z bocznikami. Następnie należy je wyciąć i po ułożeniu jednego na drugim tak, jak to pokazano na rys. 6-m, zlepić w jedną całość. Utworzy się w ten sposób nowy szablon; nazwijmy go szablonem lokomotywy.

Jak wynika z założenia, przyjętego na początku, każda z krzywych szablonu jest obwiednią prostych b_1 , t. zn. że dla danej szybkości styczna do krzywej przebiegu, którą mamy wykreślić, musi być jednocześnie styczną do krzywej szablonu. Przystępując więc do kreślenia przebiegów, należy szablon lokomotywy ułożyć na „trasie” zgodnie z kierunkiem spórzędnych, przyczem tak, by początek układu spórzędnych odpowiadał szybkości $v = 0$. Jeśli teraz w pewnym miejscu A trasy (patrz rys. 6), pociąg ma szybkość v_0 (odcinek AB na wykresie przebiegów), to aby otrzymać nachylenie krzywej w tym punkcie B , trzeba przez ten punkt poprowadzić styczną do szablonu, ułożonego tak, jak to wyżej wskazano.

Należy tu zaznaczyć, że szablon obwiedni zastępuje tylko szablon „ b_1 ”, służący do kreślenia górnej krzywej przebiegów; otrzymanie krzywej dolnej, uwzględniającej zmiany szybkości pod wpływem wzniesień, spadków i łuków, wymaga nadal stosowania szablonu typu „ T ” (patrz „Przegląd Elektrotechniczny” Nr. 16/29).

Jazda po trasie nową metodą wykresną, mianowicie metodą obwiedni, nie daje wogóle specjalnych udogodnień.

Autor korzystał z tej metody tylko w wypadkach wyjątkowo trudnej trasy, mianowicie, gdy spowodu bardzo silnych wzniesień szybkość pociągu malała nawet przy równoległym połączeniu silników z bocznikiem w obwodzie wzbudzenia.



Rys. 6.

W innych wypadkach metoda ta może oddać dobre usługi tylko wtedy, gdy dla otrzymania potrzebnych wielkości: czasu, zużycia energii i strat będzie się korzystało ze specjalnych nomogramów (patrz tenże Nr. P. E.).

Nie w tym zresztą celu została tu kwestja obwiedni poruszona, by jedną metodę wykreślną zastąpić inną wykreślną; rozważania powyższe mają raczej znaczenie teoretyczne. Wartość zaś praktyczną będzie miała metoda obwiedni przewszystkiem wtedy, kiedy pozwoli całkowicie zmechanizować i przez to wydawnie przyspieszyć żmudną pracę jazdy po trasie.

Metoda wykreślna jazdy po trasie polegała na założeniu, że przyspieszenie nie zmienia się w sposób ciągły, lecz skokami: na tej podstawie zbudowano oba szablon: „b₁” i „T”; przy pomocy pierwszego z nich kreśliło się krzywą górną szybkości zasadniczej, zaś przy pomocy drugiego — krzywą dolną uwzględniającą zmiany tej szybkości pod wpływem kształtu trasy. Różnica każdorazowych rzędnych tych krzywych dawała szybkość w pewnym punkcie drogi.

Wyobraźmy sobie teraz przyrząd w rodzaju planimetru z umieszczonym na nim szablonem silnika, działający na następujących zasadach: Przesuwany stale w tym samym kierunku trasy *s* (w prawo), kreśli on dwoma kółkami dwie drogi: krzywą dolną — trasy (wpływ wzniesień, spadków i łuków) oraz krzywą górną — przebiegu. Różnica każdorazowych rzędnych tych krzywych daje szybkość w danym punkcie trasy. Ażeby przyrząd mógł spełniać taką rolę, trzeba, ażeby były spełnione następujące warunki:

1. Środki obu kółek muszą pozostawać stale na wspólnej odciętej.

2. Kierunek płaszczyzny kółka górnego musi być taki, by przy każdej szybkości pociągu odpowiadał jego przyspieszeniu.

3. Kierunek płaszczyzny kółka dolnego musi odpowiadać każdorazowemu wzrostowi lub spadkowi przyspieszenia, wywołanemu wpływem spadków lub wzniesień (i łuków) na trasie.

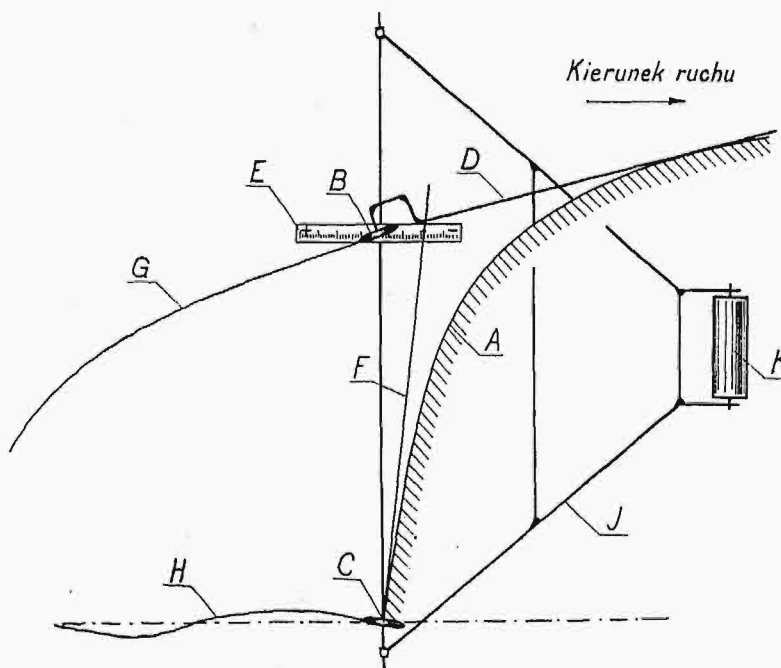
Warunek pierwszy nie nastęrcza żadnych trudności.

Ażeby spełnić warunek drugi, należy najpierw umieścić na przyrządzie wykonany poprzednio szablon lokomotywy w ten sposób, by jego początek układu współrzędnych spoczywał w środku kółka dolnego i by jego oś *s* była równoległa do osi trasy. Jeśli teraz płaszczyzna kółka górnego będzie skie-

rowana stale stycznie do odpowiedniej krzywizny szablonu, to — jak wynika z teorii obwiedni oraz z tego, że odległość kółka od początku układu współrzędnych wyraża szybkość pociągu — kierunek ruchu tego kółka będzie stale odpowiadał przyspieszeniu pociągu przy tej szybkości. Utrzymanie odpowiedniego kierunku ruchu kółka da się uskutecznić w ten sposób, że szablon zostanie wycięty z blachy np. cynkowej na tyle tylko grubej, by na jej krawędzi mogło się opierać i ślizgać piórko sterujące płaszczyznę kółka.

Jeśli wreszcie chodzi o ruch kółka dolnego, to zmiana przyspieszenia^{*)}, wywołana wpływem kształtu trasy, jest proporcjonalna do pochylenia (właściwego, lub zastępującego łuk) i odwrotnie proporcjonalna do szybkości. Umieścimy więc na wysokości kółka górnego równoległe do osi trasy odpowiednio obliczoną skalę wzniesień; będzie się ona oczywiście przesuwawała w kierunku pionowym wraz z kółkiem górnym. Jeśli teraz przedłużymy oś kółka dolnego i zależnie od kształtu trasy przeprowadzimy ją przez odpowiedni punkt skali wzniesień, to w ten sposób zostanie i ta ostatnia kwestja całkowicie rozwiązana. Na rys. 7-ym pokazano ideowy schemat takiego urządzenia.

Jazda po trasie przy pomocy tego przyrządu byłaby bardzo prosta, polegałaby bowiem tylko na posuwaniu przyrządu po papierze i sterowaniu kółka dolnego w zależności od wzniesienia. Kierunek ruchu kółka górnego byłby automa-



Rys. 7.

A — szablon lokomotywy, B — kółko górne, C — kółko dolne, D — piórko, sterujące płaszczyznę kółka górnego, E — skala wzniesień, F — oś, sterująca płaszczyznę kółka dolnego, G — wykreślona przez przyrząd górna krzywa wykresu, H — wykreślona przez przyrząd dolna krzywa wykresu, I — konstrukcja przyrządu, K — walec, utrzymujący stały kierunek ruchu.

tycznie utrzymany przez piórko sterujące, dociśnięte do krzywizny obwiedni. Zmiana połączenia silników wymagałaby tylko przesunięcia piórka na inną obwiednię; bieg bez prądu i hamowanie nie nastęrczają specjalnych trudności.

Taka była pierwsza koncepcja „trasografu”.

Jeżeli teraz zatrzymać ruch samego przyrządu, a puścić

^{*)} Autor użył tu wyrazu „przyspieszenie” spowodu braku odpowiedniego terminu, określającego stosunek przyrostu szybkości do jednostki drogi.

w kierunku przeciwnym papier, po którym toczą się kółka przyciem papier ten nawinąć jako taśmę na bęben, otrzymamy drugą koncepcję, o tyle lepszą od poprzedniej, że sam przyrząd, jako nieruchomy, może być solidniejszej i jednocześnie bardziej precyzyjnej budowy.

Wreszcie, gdyby dało się pokonać trudności, z jakimi związana jest konieczność niesłychanie precyzyjnego wykonania, możnaby przyrząd ten zmienić w ten sposób, by zamiast kreślenia przebiegów wykazywał na specjalnych licznikach:

1. czas przelotu,
2. zużycie energii i
3. sumę I^2t .

Wyjaśnienia powyższe miały na celu wykazanie, że kwestja obwiedni prostych b_1 , poza swem zasadniczym znaczeniem teoretycznym może mieć także znaczenie praktyczne, nawet dość duże, ale tylko w tym sensie, jak to wyżej zaznaczono. Poza tem nie ma ona pretensji do tego, by być podstawą innej metody wykreślenia.

ELEKTRYCZNE HAMOWANIE ZWARCIOWE SILNIKÓW TRAMWAJOWYCH *)

Inż. Z. GRABIŃSKI

O elektrycznym hamowaniu wozów tramwajowych pisano już sporo, a w literaturze technicznej można znaleźć wyniki wielkiej ilości bardzo ciekawych pomiarów. Już w dziele mojem „Tramwaje i Koleje Elektryczne”, wydanem w roku 1923, poświęciłem dużo miejsca tej sprawie i przytoczyłem cały szereg wykresów, już to zrobionych przezemnie samego, już to wziętych z literatury fachowej. Wszystkie te jednak prace, pomiary i doświadczenia miały przeważnie na celu zbadanie przebiegu samego hamowania, t. j. możliwości szybszego lub wolniejszego zatrzymania wozu lub pociągu, względnie porównania różnych rodzajów hamulców, nie zaś zbadanie zjawisk, występujących w samych silnikach, co jest właśnie celem prac inż. Z. Grabińskiego.

Zjawiska te nie były, o ile mi wiadomo, dotychczas nigdy dokładnie badane. Przypisać to należy z jednej strony dość skomplikowanemu ich charakterowi, z drugiej zaś wielkim trudnościom, z jakimi związane jest wykonanie pomiarów praktycznych. Szybkie zmiany napięcia i prądu wymagałyby zastosowania oscylografów, których zmontowanie w wagonie tramwajowym jest bardzo trudne. Dalej konieczne byłoby mierzenie również i prędkości wozu oraz ilości obrotów kół, względnie silnika, gdyż dopiero zestawienie tych wielkości z natężeniem prądu i wielkością napięcia dałoby dokładny obraz przebiegu hamowania, pozwoliłoby na określenie stopnia ślizgania się kół i t. p. Niestety, pomimo wszelkich wysiłków nie udało się inż. Grabińskiemu obmyślić odpowiedniego szybkościomierza, któryby dał się zmontować na normalnym wagonie tramwajowym, stosowanie zaś specjalnego wózka lub wagonu zmieniłoby warunki normalnej eksploatacji i zaciemniłoby cały obraz.

Mimo to prace inż. Grabińskiego, aczkolwiek niekompletne i, miejmy nadzieję, jeszcze nie zakończone, rzucają dużo światła na elektryczny przebieg hamowania i pracę silników przy tem hamowaniu, wyświetlając cały szereg dotychczas mało zrozumiałych zjawisk, i dają dużo cennych wskazówek dla konstruktorów. To też należy być wdzięcznym inż. Grabińskiemu za podjęcie się tak mozolnych badań i udostępnienie szerszemu ogółowi zapoznania się z dotychczasowymi ich wynikami, wyrażając równocześnie nadzieję, iż opublikowane artykuły będą dopiero pierwszą częścią całości przyszłych jego prac w tym kierunku.

Prof. R. PODOSKI.

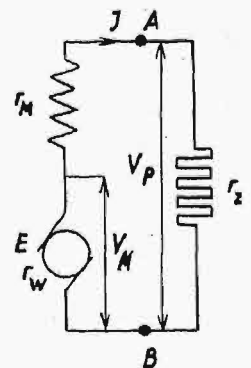
Streszczenie. W artykule przedstawione są wyniki prac nad zjawiskami, zachodzącymi podczas elektrycznego hamowania zwarciowego w tramwajach. Przy tym systemie hamowania silniki trakcyjne zostają zwarte poprzez oporniki i, pracując jako prądnicę, stwarzają moment hamujący. W czasie hamowania powstają w silnikach duże przeciążenia oraz przepięcia, którym towarzyszą zjawiska iskier na komutatorze, opalania się szczotek silników oraz ślizgania się kół jezdnych po szynach, dlatego też obecnie wymagane są specjalne własności silników, które mają być przeznaczone do hamowania zwarciowego, oraz próbowane są systemy elektrycznego hamowania bez zwierania silników.

POWSZECHNIE używanym w przedsiębiorstwach tramwajowych systemem hamowania jest elektryczne hamowanie zwarciowe. Silniki jezdne są wtedy odłączone od sieci i obwód ich zostaje zwarty poprzez oporniki pewnej określonej wielkości. Schematycznie możemy wtedy przedstawić układ połączeń na rys. 1, gdzie punkty A i B są zaciskami silnika, r_z zaś — opornością, przyłączoną z zewnątrz do tych zacisków.

*) Artykuł niniejszy łączy się ściśle z artykułem p. t. „Przepięcia hamowania silników tramwajowych”, w którym zdawałem sprawę z badań nad przepięciami, zachodzącymi w silnikach tramwajowych przy hamowaniu zwarciowym (Przeгляд Elektrotechniczny Nr. 21/1933).

Silnik, połączony w ten sposób, napędzany podczas ruchu przez os wozu siłą bezwładności wozu tramwajowego, zaczyna wzbudzać się i pracować jako prądnicę, gdy zachowany jest odpowiedni kierunek połączeń pomiędzy twornikiem i uzwojeniami biegunowymi silnika. Prąd, przechodzący przez silnik, wywołuje moment hamujący, który zatrzymuje wóz.

Taki system hamowania znalazł dlatego tak chętnie zastosowanie w eksploatacji tramwajowej, że nie wymaga zupełnie żadnych dodatkowych urządzeń; do zahamowania użyte są silniki jezdne wozu oraz oporniki rozruchowe. Poza tem daje on cały szereg ogólnych korzyści elektrycznego hamowania, a więc przede wszystkim jaknajlepsze wykorzystanie przyczepności wozu podczas hamowania. Dalszą korzyścią elektrycznego układu jest możliwość hamowania wozu przyczepnego, gdyż wystarczy, ażeby w obwód (rys. 1) wstawić elektromagnes solenoidowy, umieszczony na wozie przyczepnym, który pociągać będzie



Rys. 1.
Schemat hamowania zwarciowego.

za układ hamulców klockowych, a otrzymamy, równocześnie z wozem silnikowym, hamowanie wozu przyczepnego.

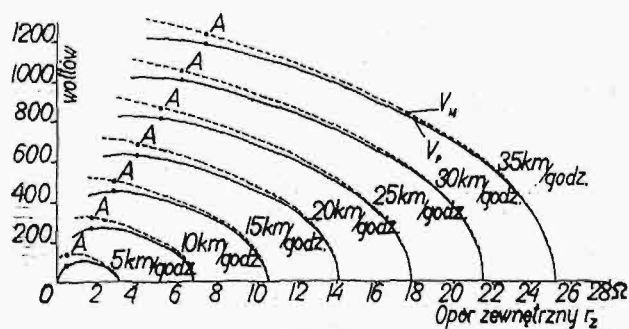
Dla powyższych przytoczonych korzyści elektrycznego hamowania zwarcioowego stosują je prawie wszystkie przedsiębiorstwa tramwajowe. Niektóre z nich używają tego systemu hamowania przy zatrzymywaniu wozu na każdym przystanku, niektóre zaś stale stosują inny sposób hamowania, a hamowanie zwarcioowe przeznaczają na wypadek uszkodzenia zasadniczego układu.

Jedyną wadą hamowania zwarcioowego, wadą jednak tak poważną, że stanowiącą powód odstępowania w ostatnich czasach od tego systemu, są ciężkie warunki pracy silników przy zahamowaniu wozu.

Podczas jazdy silnik przyłączony jest swemi zaciskami do sieci, której napięcie waha się w niewielkich granicach, zaś prąd pobierany z sieci zabezpieczony jest wyłącznikiem automatycznym przeciw nadmiernemu wzrostowi. Podczas hamowania zwarcioowego, gdy ze względu na pewność hamowania nie może znajdować się w obwodzie żaden wyłącznik, prąd ma możliwość osiągać bardzo wysokie wartości, gdyż ograniczony jest tylko przyczepnością kół jezdnych do szyn. Napięcie zaś ustala się w zależności od liczby obrotów silnika oraz oporu zewnętrznego r_z i może znacznie przekraczać napięcie nominalne, na które silnik jest zbudowany.

Silnik przy hamowaniu zwarcioowym ma specjalnie ciężką pracę komutacji, gdyż przy hamowaniu z dużej prędkości, czyli przy dużej liczbie obrotów silnika, prąd będzie osiągał wysokie wartości i jednocześnie napięcie pomiędzy szczotkami będzie także wysokie. W porównaniu z temi warunkami komutacja silnika, pracującego podczas jazdy, jest o wiele korzystniejsza, gdyż wtedy przy dużej liczbie obrotów płynie przez silnik prąd o małym natężeniu, zaś silny prąd przechodzi przez silnik, obracający się bardzo wolno. Wypływa to z charakterystyki silnika szeregowego.

Ażeby zdać sobie sprawę ze zjawisk, zachodzących podczas hamowania zwarcioowego, obliczyłem^{*)}, wychodząc z charakterystyki silnika, teoretyczną charakterystykę hamowania wozu, gdzie dla danego typu silników wskazane są, przy określonych obrotach i oporze zewnętrznym r_z , napięcie na zaciskach silnika V_p oraz najwyższe napięcie, panujące wewnątrz silnika V_M . Charakterystyka ta podana jest na rys. 2. Następnie, wychodząc z obserwowanych przeciętnych prędkości początku hamowania w eksploatacji Tramwajów Warszawskich, znalazłem^{*)} wartości napięć i prądów, które występują przy hamowaniu.

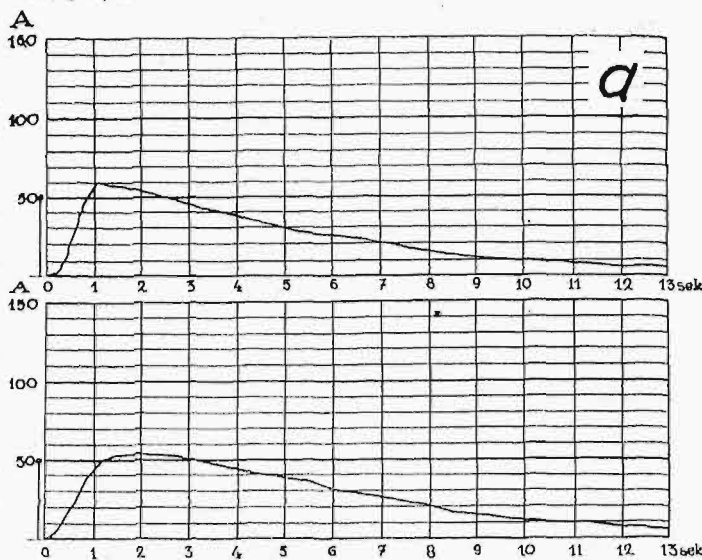


Rys. 2.
Charakterystyki hamowania silnika TC40.
 V_p — napięcie na zaciskach.
 V_M — najwyższe napięcie wewnątrz silników.

Oczywiście, podczas jazdy wozu po mieście prędkość początku hamowania nie jest zawsze tą sama, jeżeli jednak wziąć pod uwagę prędkości, które chociaż wysokie, zdarzają

^{*)} Patrz Przegląd Elektrotechniczny Nr. 21/1933.

się dla każdego wozu kilkakrotnie w ciągu dnia, to otrzymamy przy hamowaniu napięcia dwukrotnie większe od napięcia sieci, przy jednoczesnym prądzie, dochodzącym do 0,6 wartości jednogodzinnej. Wysokości napięć mierzyłem także bezpośrednio i otrzymałem zupełną zgodność z wyżej przytoczonymi liczbami.



Rys. 3a.
 $r_z = 11,6 \Omega$ $n_s = 1430$ obr./m. $v = 37,2$ km/godz

W niniejszym artykule pragnę opisać następną serię pomiarów elektrycznego hamowania zwarcioowego, przeprowadzoną także na terenie Tramwajów Warszawskich, przy pomocy wozu, wyposażonego w aparaty, samoczynnie rejestrujące prąd i napięcie silników.

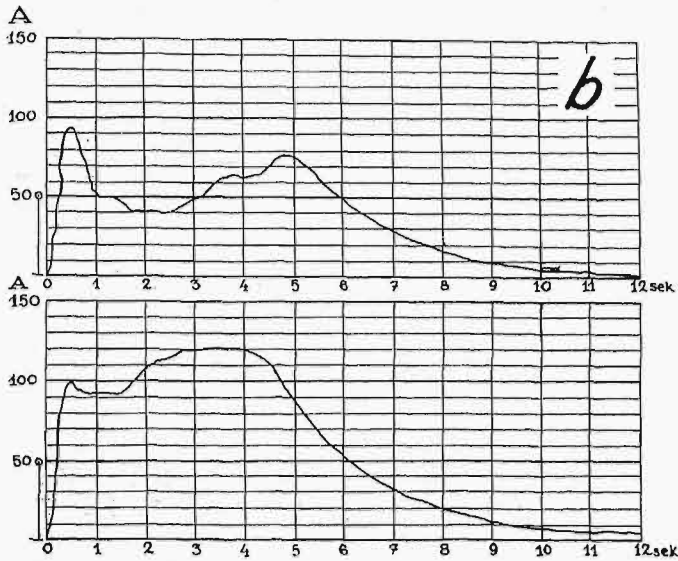
Jako wóz doświadczalny wybrany został jeden z wozów o konstrukcji na łożyskach rolkowych, którego waga wraz z obciążeniem wyniosła $L = 15000$ kg, o średnicy kół jezdnych $d = 0,72$ m i przekładni zębatej $p = 5$, wyposażony w dwa silniki typu T C 40. Wóz ten nie posiadał hamulca solenoidowego, to znaczy, że całkowita praca hamująca musiała być wytworzona przez prąd obiegający zamknięty na oporniki obwód silników.

Do wozu tego zostały zainstalowane na wspólnej tablicy trzy przyrządy samopiszzące: dwa amperomierze i woltomierz, których taśmy, napędzane od wspólnego mechanizmu zegarowego, przesuwane były z szybkością 10 mm na sekundę. Na jednym z przyrządów oprócz tego umieszczony był znacznik, którym mogliśmy zaznaczać na wykresie pewną chwilę, jaka nas specjalnie interesuje, np. przesunięcie korby nastawnika na kontakt hamowania. Z przyrządów -- amperomierze włączone były w obwody dwóch silników wozu, zaś woltomierz łączony był na szczotki jednego z silników.

Liczba obrotów silnika mierzona była zapomocą obrotomierza, połączonego z osią jezdną wozu. Podczas pomiaru wóz był rozpędzany, następnie przez wyłączenie prądu następowała jazda z rozpędu, podczas której prędkość wozu, a z nią i liczba obrotów silnika (n_s) powoli opadała. Gdy liczba obrotów spadła do określonej wartości, przy której hamowanie miało być zaobserwowane, wtedy przestawiano korbę nastawnika na określony kontakt hamulcowy, silniki były zwierane na określony opór i przyrządy rejestrujące notowały przebieg ich prądu i napięcia.

Poniżej podaję jedynie przebiegi prądu, gdyż napięcie V_p , mierzone na zaciskach prawie bezindukcyjnego opornika wagonowego, jest w każdej chwili proporcjonalne do prądu, a w wielkości swej zależne jedynie od wielkości prądu oraz oporu zewnętrznego r_z .

W powyższy sposób została wykonana jedna seria pomiarów (ok. 40) przy hamowaniu wozu dwoma silnikami oraz druga seria (ok. 60) przy hamowaniu jednym tylko silnikiem. Poniżej przytaczam kilka charakterystycznych wy-

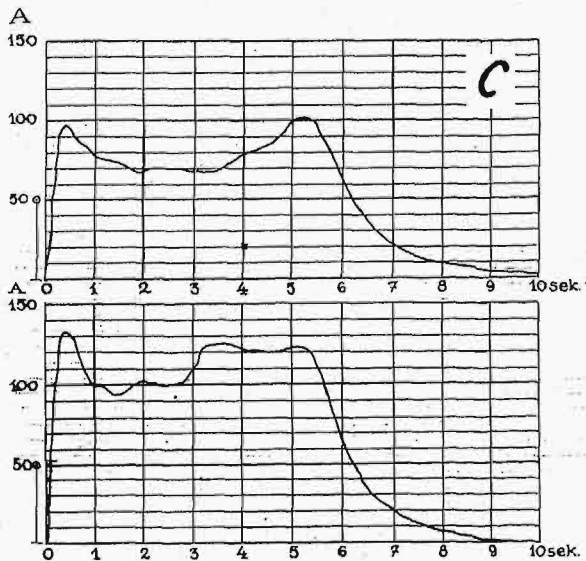


Rys. 3b.

$r_z = 4,0 \Omega$ $n_s = 1430$ obr./m. $v = 37,2$ km/godz

kresów zarówno z pierwszej (rys. 3 a, b, c, d, e), jak i drugiej serii (rys. 3 f, g, h). Muszę zaznaczyć przytęm, że przyrzędy samopiszzące ze względu na swą bezwładność nie podążały za szybkimi zmianami prądu i napięcia, przez co maksymalne wartości prądów i napięć, szczególnie w pierwszej chwili hamowania, nie odpowiadały wartościom rzeczywistym. Nie należy zatem brać pod uwagę liczbowych wartości wykresów, gdyż wykresy te służyły mi jedynie do określenia charakteru zmian, zachodzących w silnikach w czasie hamowania zwarciowego.

Oczywiście hamowanie przy pomocy jednego silnika przebiega znacznie dłużej, niż wtedy, gdy działają hamująco oba silniki wozu. Pozatem ogólnie biorąc, krzywe hamowania przebiegają w tym wypadku bardziej regularnie, gdyż,



Rys. 3c.

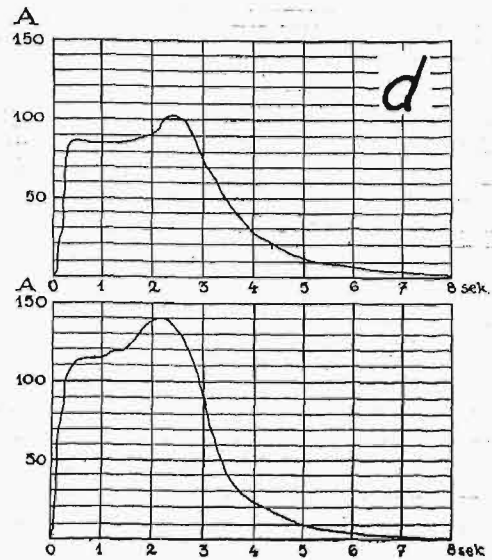
$r_z = 0,98 \Omega$ $n_s = 1430$ obr./m. $v = 37,2$ km/godz

gdy w układzie hamowania znajdują się dwa silniki, połączony ze sobą układem „na krzyż” (patrz rys. 6), to do przebiegów, wywołanych samem hamowaniem, dodaje się jeszcze oddziaływanie jednego silnika na drugi.

Wykresy prądu w zależności od czasu możemy podzielić na dwie grupy. Grupa pierwsza, gdy opór r_z jest stosunkowo duży, lub przy mniejszym oporze hamowanie zaczęte jest przy małej prędkości i wykres składa się z względnie szybkiego wzrostu prądu i powolnego, regularnego jego spadku (jak na rys. 3, lit. a i e), oraz grupa druga, gdy pomiędzy wzrostem prądu i jego regularnym spadkiem zachodzi przez pewien czas stan niestabilny wykresu, prąd waha się w sposób nieregularny (rys. 3, lit. b, c, d, f, g oraz h). Różnica polega na tem, że w grupie pierwszej przez cały czas hamowania koła toczą się normalnie, zaś w drugiej w części środkowej wykresu następuje częściowe ślizganie się kół po szynach.

Jeżeli rozpatrzymy jakikolwiek z wykresów grupy drugiej (rys. 3, g), wtedy możemy stwierdzić, co następuje.

Od początku wzbudzenia się silnika, które miało miejsce w punkcie 0, prąd szybko zaczyna wzrastać, aż do punktu C'; wraz z prądem wzrasta i siła hamująca oraz opóźnienie hamowania. W punkcie C' siła hamująca staje się równa najwyższej sile, jaka ze względu na przyczepność powstać



Rys. 3d.

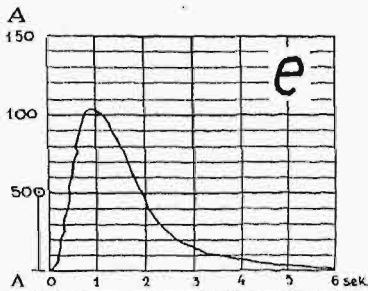
$r_z = 0,98 \Omega$ $n_s = 954$ obr./m. $v = 24,8$ km/godz

może pomiędzy kołami i szynami; koła zaczynają się ślizgać, zmniejszając swą liczbę obrotów i z tego powodu indukowana siła elektromotoryczna spada, a z nią i prąd razem z siłą hamującą. Gdy siła hamująca spadnie poniżej wartości, odpowiadającej nowemu współczynnikowi tarcia kół o szynę, wtedy koła przestają się ślizgać, rozpoczyna się toczenie, a co za tem idzie — wzrost prądu i siły hamującej, aż do ponownego przekroczenia granicy przyczepności. Otrzymujemy cały szereg wzrostów i zmniejszania się prądu, które tworzą pomiędzy punktami C' i C'' falę zupełnie nieregularną, gdyż opartą na chwilowych, przypadkowo różniących się między sobą, współczynnikach tarcia kół o szynę.

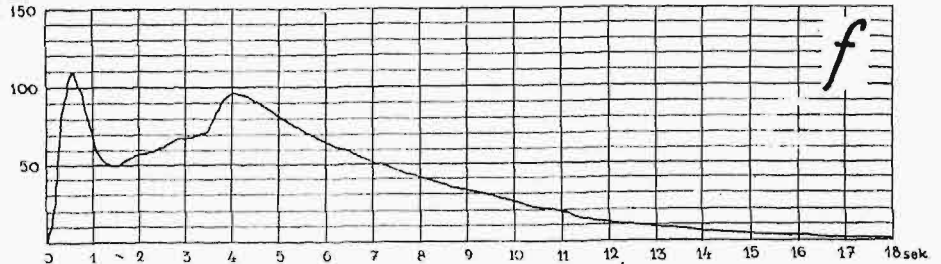
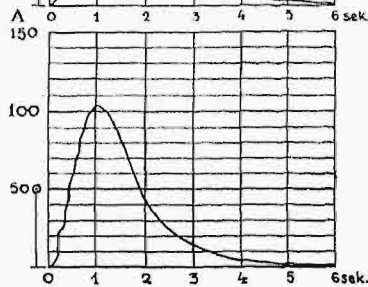
Taki stan niestabilny trwa przez cały czas od C' do C'' przy ciągłym spadaniu prędkości wozu. W punkcie C'' prędkość ta jest już tak mała, że prąd, przepływający przez silnik, który odpowiada tej prędkości oraz włączonemu oporowi r_z (patrz rys. 2), oraz siła hamująca, która związana jest z wielkością prądu, nie przekraczają granic przyczepności. Wtedy koła już nie zaczynają się ślizgać, następuje ostatni okres hamowania C'' D, w którym prąd i szybkość łagodnie opadają do zera.

Dawniej sądzono, że przy elektrycznym hamowaniu zwarciowym nie może zachodzić ślizganie się kół. Mówiono,

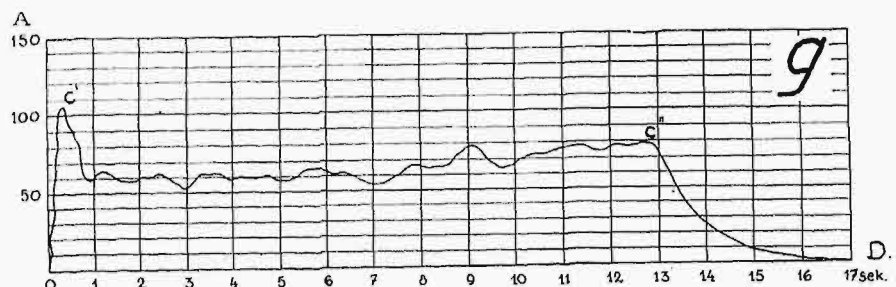
że przy każdym zmniejszeniu się liczby obrotów silnika zmniejszy się i prąd, przepływający przez silnik, oraz siła hamująca, że zatem zmniejszy się siła, która starała się unieruchomić koła i wóz będzie się toczyć dalej bez ślizgania. W praktyce okazało się następnie, że przy elektrycznym hamowaniu zwarciovem zachodzi ślizganie się kół, a także okazało się, że zdarzają się wypadki tworzenia na obwodzie koła jezdnego płaszczyzn, Δ spowodowanych starciem materiału Δ podczas poślizgu.



Rys. 3e.
 $r_z = 0,98 \Omega$ $n_s = 477$ obr./m.
 $v = 12,4$ km/godz



Rys. 3f
 $r_z = 5,89 \Omega$ $n_s = 1380$ obr./m. $v = 35,9$ km/godz



Rys. 3g.
 $r_z = 0,52 \Omega$ $n_s = 1400$ obr./m. $v = 36,4$ km/godz

Istnienie poślizgu przy elektrycznym hamowaniu zupełnie wyraźnie wskazują otrzymane przezemnie wykresy (rys. 3, b, c, d, f, g i h), a poza tym wykres, przedstawiony na rys. 5b, nie może być, jak zobaczymy poniżej, inaczej wytłumaczony, jak tylko przez utworzenie się płaszczyzny na obwodzie kół.

Gdy siła opóźniająca, powstała w pierwszej chwili przy hamowaniu, nie przekroczy siły przyczepności wozu, wtedy wykres hamowania podobny jest do rys. 3, a i e, i wtedy w porównaniu z rys. 3, b, c, d, f, g i h, odpada nieustalony stan hamowania C' C". Stać się to może w trzech wypadkach: 1) gdy prędkość, przy której rozpoczynamy hamowanie, ma małą wartość, 2) gdy jest duży opór, załączony na zaciski silników, oraz 3) gdy współczynnik przyczepności pomiędzy kołami i szyną zostanie sztucznie podwyższony (sypany jest pod koła piasek).

Rozpatrzmy pokolei poszczególne części wykresu hamowania.

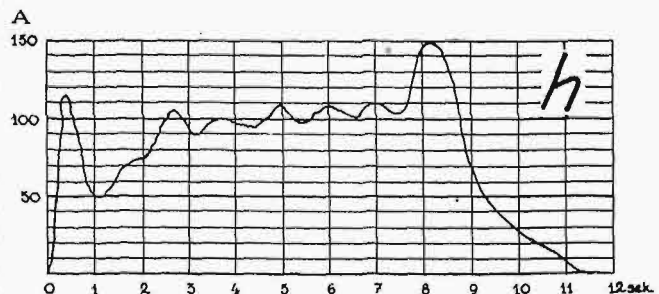
Wzbudzenie.

Gdy silniki wozu, posiadającego określoną prędkość, połączymy według układu, pozwalającego na hamowanie zwarciovowe, wtedy nie od razu nastąpi wzrost prądu, płynącego przez silnik. Zawsze upłynie pewien czas, potrzebny na samowzbudzenie się silników. Ażeby zmierzyć ten czas, został wbudowany w nastawnik specjalny kontakt, który włączał się w chwili, gdy korba nastawnika przestawiona została na położenie hamowania. Ten kontakt połączony był ze znacznikiem przyrządu samopiszącego tak, że w chwili przesunięcia korby na hamowanie otrzymywaliśmy znak na taśmie rejestrującej. (Na rys. 3, a, b, c, e chwila połączenia układu zaznaczona jest linią pionową, zakończoną kółeczkiem). Czas wzbudzenia w przeprowadzonych pomiarach zmieniał się w zależności od

prędkości początku hamowania i oporu r_z od 0,1 sek. do 0,5 sek. Czas przytem 0,5 sek. odpowiadał hamowaniu z małej prędkości i z załączonym dużym oporem r_z . Po zmniejszeniu jeszcze bardziej prędkości hamowania przy danym oporze r_z , silniki wogóle przestawały się wzbudzać i hamowanie elektryczne nie następowało. Przy najostrejszych zaś hamowaniach z najwyższej prędkości, na mały opór, czas

wzbudzenia wynosił 0,1 sek. Jeżeli rozpatrywać będziemy teoretyczną charakterystykę hamowania (rys. 2) i na krzywej, odpowiadającej jakiejś określonej prędkości, np. 20 km/godz., posuwać się będziemy, przy powiększaniu oporu zewnętrznego, w prawo, to w pewnym punkcie, przy oporze $r_z = 14,1 \Omega$, krzywa przecina oś poziomą. Znaczy to, że dla silnika, który jest hamowany z prędkości 20 km/godz., opór $r_z = 14,1 \Omega$ jest wartością graniczną. Przy łączeniu oporu większego silnik przestanie się wzbudzać i hamowanie elektryczne nie jest możliwe.

Na rys. 4 linia przerywana wskazuje granicę wzbudzenia, obliczoną teoretycznie z charakterystyk hamowania silnika. Krzyżkami oznaczyłem praktycznie przeprowadzone

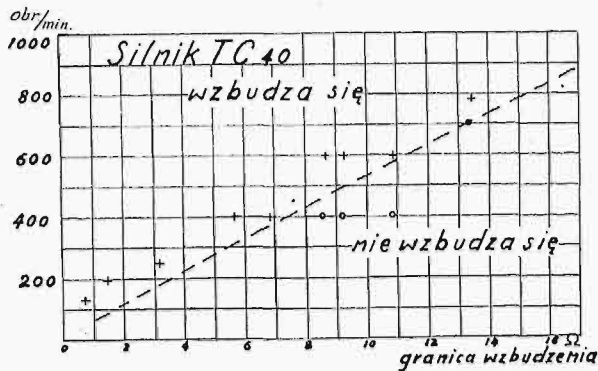


Rys. 3h.
Hamowanie z piaskiem
 $r_z = 0,52 \Omega$ $n_s = 1464$ obr./m. $v = 38,0$ km/godz

pomiary, przy których silniki, choć słabo, jednak zostały wzbudzone. Kółkami oznaczone są te pomiary, przy których amperomierz nie wskazał najmniejszego odchylenia. Z rysunku tego widać całkowitą zgodność wyników pomiarów z krzywami teoretycznymi.

Okres wzrostu prądu.

Według otrzymanych danych z pomiarów okres ten, czyli czas, który upływa od chwili wzbudzenia się silników do osiągnięcia przez prąd wartości maksymalnej, waha się od 0,3 sekundy aż do około 3 sekund. Oczywiście niższa granica zachodzi wówczas, gdy hamowanie jest gwałtowne (z dużej prędkości i przy małej wartości r_z), przytem ze względu na powyżej przytoczoną bezwładność przyrządów samopiszących należy się spodziewać w rzeczywistości jeszcze krótszego czasu trwania tego okresu. Czas 3 sek upły-



Rys. 4.

wa od wzbudzenia do chwili osiągnięcia przez prąd maksimum przy najślabszym hamowaniu silników. Ponieważ charakterystyki hamowania (rys. 2) są obliczone w założeniu całkowitego wzbudzenia się silnika, to znaczy przy założeniu, że silnik całkowicie jest wzbudzony przy określonej ilości obrotów i oporze r_z bez jakiegokolwiek utraty prędkości, więc ciekawe byłoby obliczenie, jak w przybliżeniu może spaść w rzeczywistości prędkość wozu od chwili przestawienia korby na kontakt hamulcowy do osiągnięcia przez prąd maksymalnej wartości.

Okres wzbudzenia się silnika możemy tutaj całkowicie pominąć, gdyż trwa on bardzo krótko i na wóz, oprócz siły hamującej oporu trakcyjnego, nie działa wtedy zewnętrznie żadna siła hamująca, a zatem opóźnienie hamowania jest bardzo nieznaczne.

Co się tyczy okresu wzrostu prądu, to przy hamowaniu gwałtownym, gdy jesteśmy na granicy ślizgania się kół, najwyższa siła hamowania może na jednym złożeniu wynieść $\frac{L \cdot \mu}{2}$ kg, gdzie L jest wagą wozu, zaś μ — współczynnikiem przyczepności, czyli najwyższe opóźnienie hamowania, które może być osiągnięte w chwili maksimum prądu, wynieść może

$$a = \frac{g \cdot L \cdot \mu \cdot 2}{2 \cdot 1,1 \cdot L} = \frac{g \cdot \mu}{1,1},$$

gdzie g jest przyspieszeniem ziemskim. Podstawiając dla μ najwyższą wartość (przy posypywaniu piaskiem $\mu = 0,25$), zaś dla $g = 9,81 \text{ m/sek}^2$, otrzymamy:

$$a = \frac{9,81 \cdot 0,25}{1,1} = 2,24 \text{ m/sek}^2.$$

Jest to najwyższe opóźnienie, jakie może mieć miejsce przy hamowaniu zwarciem. Ponieważ podczas okresu wzrostu prądu opóźnienie wzrasta od 0 do tej najwyższej wartości i okres ten trwa 0,5 sek., więc, przyjmując prostolinijny wzrost opóźnienia hamowania, otrzymamy wynik, że prędkość wozu przy hamowaniu gwałtownym może aż do całkowitego wzbudzenia spaść o około 0,5 m/sek., czyli o wielkość zupełnie nieznaczną.

Okres ślizgania się kół.

W czasie tego okresu prąd silnika, a z nim i siła hamująca na obwodzie kół waha się w sposób nieregularny, powiększając się naogół ku końcowi okresu. Jednocześnie na wielkość prądu podczas tego okresu nie ma wyraźniejszego wpływu ani prędkość, od której zaczynamy hamować, ani opór, na jaki zwarliśmy silniki. Prąd, od tych warunków zupełnie niezależny, waha się w pewnych granicach, które są raczej zależne od stanu szyn. Jeżeli przeliczyć prąd silnika na moment obrotowy i na siłę, powstającą na obwodzie kół jezdnych, a tę siłę wziąć w stosunku do ciężaru, przypadającego na jedną oś wozu, to otrzymamy współczynnik przyczepności, czy tarcia, który podczas tego nieustalonego okresu waha się w granicach od 0,11 do 0,15, dając opóźnienie hamowania w granicach od 1 do 1,4 m/sek².

Co się zaś tyczy czasu trwania tego okresu, to nie zależy on od oporu, jaki został na silnik załączony, tylko od prędkości, od której hamowanie zostało rozpoczęte.

Wszystkie powyżej otrzymane wyniki są zupełnie oczywiste, gdy weźmiemy pod uwagę, że przez cały czas tego okresu znajdujemy się na granicy przyczepności kół względem szyn, wartość więc prądu, momentu i siły hamującej zależna musi być jedynie od siły tarcia kół względem szyny i zachowywać musi przy rozmaitych rodzajach hamowania tę samą mniejwięcej wielkość. Mamy tutaj do czynienia z hamowaniem ze stałym w przybliżeniu opóźnieniem, wahającym się w granicach od 1 do 1,4 m/sek². Hamowanie tego rodzaju trwa dotąd, aż prędkość nie spadnie do tak małej wartości, zupełnie określonej dla danego oporu r_z i danego stanu szyn, która nie wywoła już dalszego ślizgania się kół. Jasne jest więc, że, gdy będziemy przy danym oporze rozpoczynać hamowanie od większej prędkości, to musi upłynąć dłuższy okres ślizgania się kół, aż prędkość, spadając zawsze mniejwięcej z jednakowym opóźnieniem, dojdzie do określonej wartości.

Przy powyższym tłumaczeniu zrozumiemy zupełnie słabe się fakt, że, gdy hamujemy wóz jednym tylko silnikiem, to prąd podczas ślizgania się kół waha się mniejwięcej w tych samych granicach, zjawisko zaś ślizgania trwa około 2 razy dłużej, niż przy hamowaniu dwoma silnikami.

Rozpatrując otrzymane wykresy, pragnę zwrócić uwagę jeszcze na jedno interesujące zjawisko, mianowicie, że zawsze w okresie ślizgania się kół prąd drugiego silnika jest naogół większy od prądu pierwszego silnika. Szczególniej taki wyraźny wzrost prądu drugiego silnika obserwujemy po paru sekundach po rozpoczęciu okresu ślizgania się kół (widać to prawie na wszystkich załączonych wykresach, specjalnie zaś wyraźnie występuje na rys. 3, b i c).

Ponieważ jazda próbna odbywa się w takim kierunku, że po szynach najpierw przechodziło złożenie, połączone z pierwszym silnikiem (górną część wykresów), a potem dopiero połączone z drugim, więc przypuszczam, że zjawisko to należy wytłumaczyć oczyszczeniem i dokładnym wysuszeniem szyn przez ślizgające się bandaże pierwszego złożenia. Powodowało to wzrost współczynnika przyczepności pomiędzy drugim złożeniem a szynami.

Okres spadku prądu.

Gdy prędkość spadnie o tyle, że koła przestaną się ślizgać, wtedy następuje zupełnie regularne opadanie prądu i siły hamującej. Szybkość, z jaką maleje prąd, zależy jedynie od oporu, załączonego na silnik. Zostało stwierdzone dla wszystkich otrzymanych z pomiarów wykresów (za wyjątkiem dwóch, o których piszę poniżej), że kształt spadku krzywej prądu dla danego oporu zwierającego r_z jest zupełnie jednakowy. Jest to zupełnie zrozumiałe, gdy przeprowadzimy rozumowanie następujące:

Oznaczając:

v — prędkość chwilową wozu,

t — czas,

M — moment obrotowy silnika pracującego jako prądnica,

r_z — opór zewnętrzny załączony na silnik,

I — prąd chwilowy przepływający przez silnik,

możemy zestawić trzy równania:

1. Opóźnienie hamowania wozu proporcjonalne jest do momentu obrotowego silnika.

$$\frac{dv}{dt} = c \cdot M,$$

gdzie c jest pewną stałą, zależną od masy pociągu, podlegającego hamowaniu.

2. Moment silnika jest z dużym przybliżeniem zależny jedynie od prądu, przepływającego przez silnik.

$M = f_1(I)$; ta zależność może być określona krzywą charakterystyczną silnika.

3. Według obliczeń i charakterystyk, podanych w Przegl. Elektrotechn. Nr. 21/1933, prąd, prędkość i opór zewnętrzny związane są pomiędzy sobą zależnością jednoznaczną (patrz rys. 2), możemy zatem napisać:

$$I = f_2(v, r_z).$$

Zaznaczam odrazu, że krzywe te były obliczone dla stanu ustalonego hamowania, gdy prąd nie zmienia się w sposób gwałtowny, przy pominięciu zatem wpływu samoindukcji obwodu na przebieg zjawisk. Rozumowanie, obecnie przeprowadzone, będzie zatem także pomijać ten wpływ.

Z równań 1 i 2 możemy napisać:

$$\frac{dv}{dt} = c \cdot f_1(I), \text{ czyli } v = c \int f_1(I) dt;$$

podstawiając zaś w równaniu 3 otrzymamy:

$$I = f_2 \left[c \int f_1(I) dt, r_z \right] = f_3(t, r_z),$$

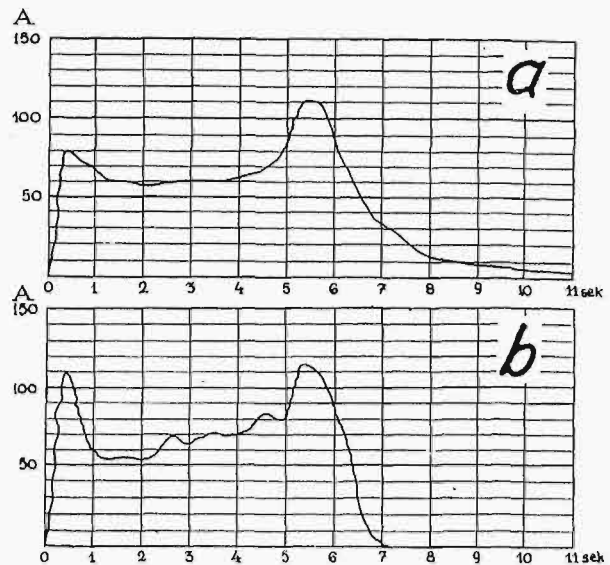
z czego wynika, że zależność prądu I od czasu trwania zjawiska t jest funkcją jedynie oporu zewnętrznego r_z .

I rzeczywiście, porównując między sobą otrzymane wykresy, można stwierdzić całkowitą ich zgodność pomiędzy sobą oraz zupełną regularność spadku prądu w tym ostatnim okresie zarówno dla wypadków, gdy poprzednio miało miejsce ślizganie się kół, jak i dla tych wypadków, gdy wogóle ślizgania nie było.

Zdarzyło się jednak podczas pomiarów dwukrotnie (na ok. 100 pomiarów), że prąd w ostatniej fazie hamowania spadł znacznie gwałtowniej, niż miało to miejsce w pozostałych, zgadzających się całkowicie ze sobą, wypadkach hamowania na ten sam opór zewnętrzny. Dla porównania załączam dwa wykresy, z których a) (rys. 5) przedstawia zupełnie normalnie przebiegające hamowanie jednego z dwóch silników wozu przy obrotach początkowych silnika $n_s = 1430$ obr./m oraz przy najmniejszym stopniu hamowania $r_z = 0,98 \Omega$, zaś b) przedstawia wypadek znacznie szybszego zaniku prądu przy tych samych warunkach hamowania, co a).

Tego gwałtownego spadku prądu, który przebiegł w ten sam sposób dla obu silników wozu przy opisanym wypadku hamowania, nie można sobie inaczej wytłumaczyć, jak tylko utworzeniem się płaszczyny na bandażu koła jezdnego. Podczas gwałtownego hamowania, które w danym wypadku miało miejsce, gdy rozpoczęło hamowanie od wysokiej prędkości i włączono odrazu ostatni stopień hamowania, koła oczywiście bardzo gwałtownie rozpoczęły się ślizgać. Podczas któregoś poślizgnięcia się kół musiała się zeszlifować na obwodzie jednego złożeń płaszczyna,

kłóra nie pozwoliła na dalsze obracanie się tego złożeń. Wskutek tego przestała istnieć siła elektromotoryczna w tworniku unieruchomionego silnika i szybko w nim nastąpił spadek prądu. A ponieważ silniki w wozie tym



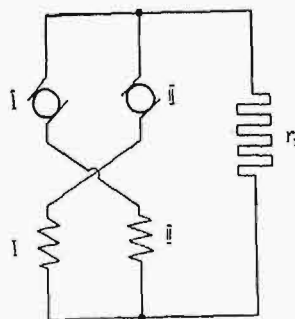
Rys. 5.

- a) $r_z = 0,98 \Omega$ $n_s = 1430$ obr./m. $v = 37,2$ km/godz
 b) $r_z = 0,98 \Omega$ $n_s = 1430$ obr./m. $v = 37,2$ km/godz

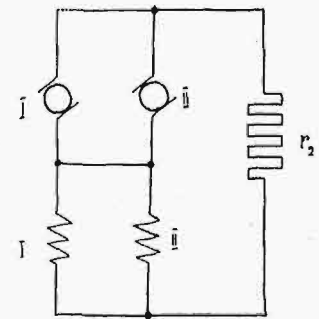
były połączone podczas hamowania „na krzyż” (rys. 6), więc zanik prądu w tworniku jednego silnika spowodował zanik wzbudzenia w cewkach magnesowych drugiego i wskutek tego także zanik prądu w tworniku drugim. Hamowanie elektryczne obu silników ustało i wóz zatrzymał się jedynie pod wpływem mechanicznych sił tarcia.

Tworzenie się płaszczyn na bandażach wozów, które są hamowane elektrycznie i nawet nie posiadają hamulców solenoidowych, jest obserwowane bardzo często i to nie tylko w Warszawie, ale w rozmaitych innych eksploatacjach tramwajowych, jeżeli zaś chodzi o zjawisko całkowitego zatrzymania się kół, aż do końca hamowania, to było ono spostrzegane i opisywane przez p. inż. Bucholda^{*)}, który obliczył, że już po utworzeniu się na bandażu płaszczyny, która ma długość 17,5 mm, koło nie będzie się obracać, aż do całkowitego zatrzymania się wozu.

Jeżeli rozpatrywać powyżej opisany wypadek, który przy moich próbach dwukrotnie miał miejsce (oczywiście za



Rys. 6.



Rys. 7.

każdym razem przy bardzo gwałtownych hamowaniach), to dochodzimy do wniosku, że może on wywołać w obliczu wypadku ulicznego, a zatem przy chęci ze strony prowadzącego wóz jaknajszybszego zatrzymania, poważne następ-

^{*)} Verkehrstechnik 1930 r., str. 217 i 427.

stwa przez całkowite zaprzestanie działania hamulca elektrycznego. Ze względu więc na powyższą możliwość oraz na możliwość przerwy w uzwojeniu któregośkolwiek twornika, które spowoduje zupełnie podobne do wyżej opisanych skutki, lepiej jest układu hamującego nie łączyć „na krzyż” (rys. 6), lecz połączyć raczej tworniki równolegle ze sobą oraz uzwojenia wzbudzające także równolegle (rys. 7). Daje to w porównaniu z poprzednim układem nieco gorszy rozkład obciążeń na oba silniki podczas hamowania, który może powodować nagrzania jednego silnika, lecz jest on znacznie pewniejszy w działaniu, gdyż gwarantuje hamowanie jednego przynajmniej silnika. Zresztą, ażeby te dwie niezgodności pogodzić, stosowany jest układ, podobny do układu „na krzyż”, gdzie pomiędzy gałęzie krzyżujące włączony zostaje opornik o małej oporności.

Powyżej opisane elektryczne hamowanie zwarciove silników tramwajowych powoduje, jak widzimy, znaczne przeciążenia i przepięcia silników trakcyjnych, duże trud-

ności komutacyjne, które się objawiają na komutatorze w formie iskier, opaleń czy przeskoków, oraz bardzo nierówną pracę mechanicznych części wozu, gdyż każde mocniejsze hamowanie powoduje znaczne szarpania i wstrząsy.

Dążność do przeciwdziałania złym skutkom tego hamowania przejawia się obecnie w technicznym świecie trakcji w dwóch kierunkach. Po pierwsze, przez badanie dokładne zjawisk, zachodzących podczas hamowania zwarciovego, dąży się do odpowiedniego przystosowania konstrukcyjnego silników trakcyjnych do tak trudnych warunków pracy, oraz, po drugie, przez będące obecnie w okresie prób hamowanie z odzyskiwaniem energii, dąży się do ograniczenia hamowania zwarciovego do wypadków zupełnie rzadkich. W układach z odzyskiwaniem energii wypadki te mają tylko miejsce wtedy, gdy istnieje konieczność gwałtownego zatrzymania wozu na ulicy, kiedy zatem względ na prawidłową pracę sprzętu elektrycznego musi być z natury rzeczy pominięty.

SZCZEGÓLNE ZAGADNIENIA TRAFIKU MAŁYCH CENTRAL TELEFONICZNYCH

Inż. ROMAN TRECHCIŃSKI
Profesor Politechniki Warszawskiej

Streszczenie. W artykule poniższym omówione są ogólne zasady budowy urządzeń central t. zw. wiejskich, sposoby współpracy w jednej sieci aparatów wszystkich 3 typów z uwzględnieniem dla aparatów nieautomatycznych ew. specjalnego urządzenia do automatycznego wysyłania pewnych sygnałów, oraz podane są dla kilku zasadniczych wypadków całkowite przebiegi łączenia abonentów.

TREŚCIĄ niniejszego artykułu będzie opis pewnych urządzeń dla central, obsługujących małą ilość abonentów, to jest kilku, kilkudziesięciu lub kilkuset. Centrale takie znajdują zastosowanie w osiedlach prowincjonalnych pod nazwą wiejskich lub powiatowych; mogą być ręczne, półautomatyczne lub automatyczne. W centralach o obsłudze ręcznej niezawsze udaje się ją tak zorganizować, aby koszt obsługi na rozmowę (rozmowo-minutę) nie był zbyt wysoki; względnie, aby obsługa trwała bez przerwy przez całą dobę. Okoliczności powyższe wywołały konieczność zorganizowania obsługi półautomatycznej, przy której większa ilość małych central obsługiwana jest przez jedną osobę; poszczególne centrale połączone są liniami trunkingowymi do stanowiska ręcznego, z którego uskutecznią się połączenia lokalne i trunkingowe.

Zarządy telefoniczne posiadają znaczną ilość małych ręcznych central, wogóle deficytowych. Poprawienie rentowności tego rodzaju instalacji może być uskutecznione bądź przebudową na obsługę automatyczną, bądź na powyżej wspomnianą półautomatyczną.

Systemy półautomatyczne są pomyslane w ogólnych zarysach tak, że centrala automatyczna specjalnego typu, dostosowana do alarmów od aparatów indukcyjnych, po otrzymaniu alarmu przekazuje go automatycznie przez linię trunkingową do stanowiska ręcznego, które uskutecznią ręcznie lub automatycznie dalsze połączenie.

Za dodatnie cechy takiego rozwiązania są uważane:

- 1) zbędność wydatków inwestycyjnych na aparaty i linie abonenckie;
- 2) możliwość przyłączania aparatów przenośnych z sygnalizacją indukcyjną;

3) uniknięcie urządzeń liczących, ponieważ tę czynność spełnia telefonista (skrót *TI*).

Niedogodności powyższego rozwiązania zagadnienia są następujące:

- 1) centrala automatyczna specjalnego typu;
- 2) rozbudowa za pomocą względnie drogiej, w zakupie i eksploatacji, aparatów lokalnej baterji z sygnalizacją indukcyjną;
- 3) brak automatycznego SSG (sygnału skończenia albo zakończenia rozmowy).

Pierwszą niedogodność można zmniejszyć w ten sposób, że specjalną centralę automatyczną projektuje się możliwie podobną do centrali automatycznej normalnego typu tak, żeby zapomocą małych i tanich zmian i uzupełnień przekształcała się z jednego typu w drugi; takie rozwiązanie wogóle podraża tę specjalną centralę. Jest możliwe jeszcze nieco inne rozwiązanie, a mianowicie: nie buduje się specjalnych central, lecz od razu ustawia się normalną pełnoautomatyczną centralę, a do niej dopiero dostosowuje się trafik półautomatyczny.

W celu dostosowania aparatów lokalnej baterji z sygnalizacją indukcyjną należy dodać kondensator i przerobić schemat w ten sposób, żeby przy powieszonym mikrofonie (*MiTe*) prąd jednokierunkowy (stały) nie przepływał, a tylko przy zdjętym, dzięki czemu otrzymuje się możliwość przy tak skonstruowanych aparatach nadawania przepisowych ASG (alarmowych sygnałów) i SSG, a także otrzymywania WSG (wywoławczych sygnałów) w systemach CB (centralnej baterji) i STA (automatycznych).

Przeróbka taka, powodując nieznaczne tylko koszty, wydaje się szczególnie wskazaną dla aparatów przenośnych, które dzięki niej mogą być dołączane nietylko do systemu LB (lokalnej baterji z sygnalizacją indukcyjną), ale również do CB i STA.

Rozpowszechnione jest mniemanie, że automatyczna centrala wymaga dobrych linii abonenckich. Niewątpliwie dla linii ze słabą izolacją proces impulsowania przy zastosowaniu zwykłych relais może być nieco utrudniony; niema natomiast wątpliwości, że dla niezbyt długich linii abonen-

kich (do 40 km) ASg i SSg na zwykłych liniach napowietrznych wychodzą poprawnie.

Osiągnąć poprawne impulsowanie na liniach o słabej izolacji i wysokiej oporności można albo za pomocą specjalnych schematów lub też pewnych urządzeń, związanych z systemem półautomatycznym (SAS), które stanowią właściwy temat niniejszego opisu.

Jeżeli linia abonencka jest krótka (do 20 km), to nie ma żadnych przeszkód do zastosowania normalnych automatycznych aparatów z tarczami; natomiast przy dłuższych liniach należy dołączyć bądź aparaty LB bądź CB; niewątpliwie, że i przy krótkich liniach można dołączać tego systemu aparaty zamiast automatycznych. Po podniesieniu MiTe w dowolnym systemie aparatu (LB, CB lub STA) centrala automatyczna, otrzymując odpowiedni sygnał od abonenta alarmującego, zgłasza się i nadaje AZSg (alarmowy zgłoszeniowy sygnał). Abonenci, posiadający aparaty STA, mogą łączyć się wtedy samodzielnie, zaś abonenci, posiadający aparaty systemu LB i CB, niemające tarcz, nie są w stanie impulsować i łączyć się z pożądanymi abonentami; można jednak zastosować pewne urządzenie, które automatycznie nada pewną ilość seryj impulsów, odpowiadającą danej cyfrze kierunkowej, do T1, która już skutecznie dalsze połączenie. Wspomniane urządzenie może być tak wykonane, że natychmiast po zajęciu SrL (sznurowej linii) przez AAb (alarmującego abonenta) zostaje nadana odpowiednia cyfra kierunkowa; jeżeli zaś jest pożądane, aby aparaty automatyczne same wybierały lokalne numery, to można zrobić tak, aby cyfry kierunkowe nadawane zostawały z pewnym, na przykład dziesięciosekundowym, opóźnieniem; AAb, posiadający automatyczny aparat, niewątpliwie przez ten czas zacznie impulsować; fakt zjawienia się impulsów od AAb wpływa na specjalne urządzenie czasowe tak, że to w tym wypadku zupełnie nie nada cyfry kierunkowej.

Jak widać, AAb, posiadający aparaty LB lub CB, będą zmuszeni przy takiej dyspozycji czekać pewien czas, póki urządzenie czasowe nada cyfrę kierunkową (ok. 10 sek); żeby jednak i takim abonentom dać możliwość szybszego dostania się do T1, należy cyfrę kierunkową ułożyć z najmniejszej ilości impulsów, to jest z jedynek; numery kierunkowe wtedy będą 1 albo 11, albo 111 i t. d.; nadanie jednego impulsu zapomocą przyciśnięcia widełek jest czynnością tak prostą, że niewątpliwie każdy abonent uczyni to poprawnie i przez to natychmiast dostanie się do T1. W razie wątpliwości, czy abonenci będą prawidłowo impulsowali widełkami, można umieścić na aparacie przycisk, który przy stosunkowo prostej konstrukcji, w porównaniu z tarczą, nada przepisowo impuls przy naciśnięciu.

Omówiony układ pozwala, stosując normalne centrale automatyczne, rozbudowywać sieć według planu trafiku pełnoautomatycznego z chwilowym zastosowaniem półautomatycznego, zachowując swobodę konfiguracji sieci z dowolnym stosunkiem i zmianami dla obu systemów trafiku.

Pełny trafik aktualnej centrali będzie się dzielił na lokalny, wyjściowy, wejściowy i tandemowy. W zależności od wartości kombinacji poszczególnych trafików i układu określa się ilość SrL.

Linje trunkingowe mogą być jedno- lub dwukierunkowe; prawdopodobieństwo, aby przy względnie małej absolutnej wartości trafiku można było stosować linje jednokierunkowe, jest nieduże; statystyka wykazuje znaczną przewagę linii dwukierunkowych.

Lokalny trafik, tak pełnoautomatyczny, jak i półautomatyczny, po dokonaniu wzajemnego połączenia 2 abonentów, nie wymaga już połączenia z MC (centralą ręczną);

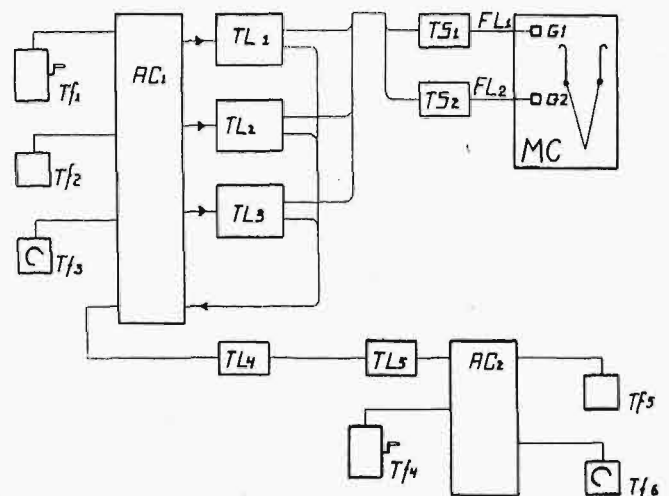
okoliczność ta pozwala zastosować mniejszą ilość translacji i linii trunkingowych, aniżeli SrL.

Trafik wyjściowy związany jest z prostymi przebiegami translacyjnymi, dzięki czemu można aparaturę translacyjną podzielić na 2 grupy: 1) uproszczoną, służącą właśnie tylko dla trafiku wyjściowego, i 2) dopełniającą pierwszą, dla pełnej manipulacji przy trafiku wejściowym i tandemowym.

Trafik tandemowy może przy pewnej konfiguracji sieci nie wymagać linii do MC; pozwala to zmniejszyć ilość linii połączeniowych w stosunku do ilości translacji.

Jako konsekwencję powyższego można uważać, że ilości SrL, TL (translacji) i linii dalekosiężnych, aczkolwiek są związane z sobą pewnym trafikiem, nie muszą być jednakowe, a mogą być zaprojektowane w koniecznej ilości. Dyspozycja powyższa wymaga pewnych dodatkowych urządzeń; należy zwrócić uwagę na to, żeby te właśnie dodatkowe urządzenia nie pochłonęły oszczędności, osiągniętej przez zmniejszenie ilości podstawowej aparatury. Zagadnienie to rozwiązuje odpowiednie obliczenie; w zwykłych warunkach zmniejszenie podstawowej aparatury, szczególnie linii dalekosiężnych, daje dobre rezultaty.

Jako przykład omówionych procesów rozpatrzony będzie trafik według symbolicznego schematu, uwidocznionego na rys. 1.



Rys. 1.

Oznaczenia:

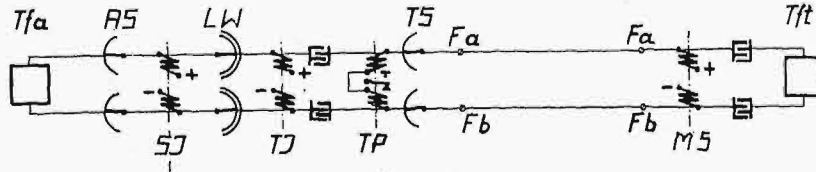
- MC — centrala ręczna,
- AC1 — centrala automatyczna,
- AC2 — centrala automatyczna, nieposiadająca linii połączeniowej do MC, a tylko do AC1,
- Tf1, Tf2 i Tf3 — aparaty LB, CB i STA,
- Tf4, Tf5 i Tf6 — aparaty, jak wyżej,
- TL1, TL2 i TL3 — translacje,
- TS1 i TS2 — szukacze translacji,
- FL1 i FL2 — linie połączeniowe między MC i AC1.

Trafik: I) od aparatów STA lokalny przechodzi przez 1 SrL, jak zwykle w AC. II) od aparatów LB i CB przewidziany jest w sposób następujący:

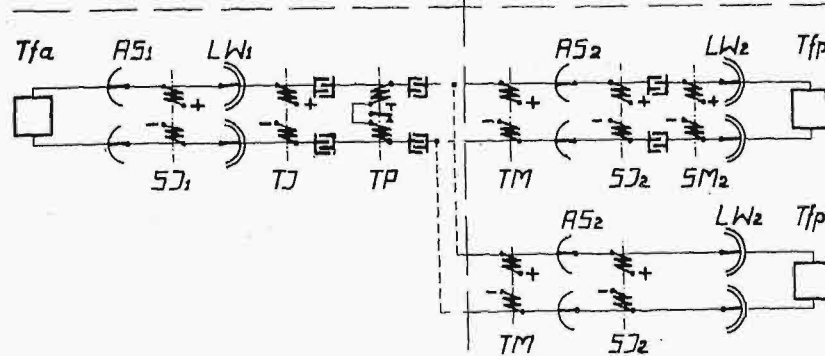
- 1) ASg skuteczniejszy zostaje przez podniesienie MiTe przez abonenta.
- 2) Zaalarmowana centrala AC1 wystawia AzSg (alarmowy sygnał zgłoszeniowy zwrotny).
- 3) Przez widełkowanie, albo naciskanie przycisku, albo po ok. 10 sekundach zapomocą urządzenia czasowego zostaje wybrany numer kierunkowy, np. Nr. 11.

4) Linjowy wybieracz (LW) centrali AC1 perlustruje; przy trafieniu na zajętą TL, albo na wolną, ale nieposiadającą linii dalekosiężnej, zapomocą urządzenia PBX automatycznie szuka dalej; jeżeli wszystkie TL są zajęte, daje BSg (sygnał zajętości, sygnał braku dróg) do AAb.

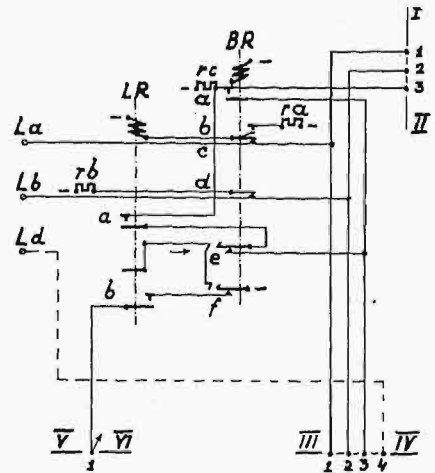
5) Po znalezieniu wolnej TL, przyłączonej poprzez TS do wolnej linii dalekosiężnej, LW zamyka pętlę i wystawia ASg do centrali MC.



Rys. 2.

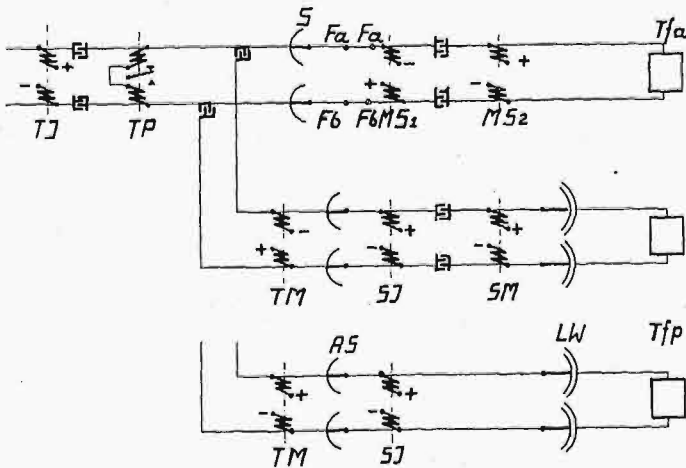


Rys. 3.



Rys. 5.

6) Telefonistka Tt, otrzymawszy ASg, łączy się z AAb.
 7) W wypadku trafiku wyjściowego, ekspedjowany on jest dalej przez Tt bez zmian w AC1; po zakończeniu rozmowy SSg wystawia AAb do MC przez powieszenie MiTe.
 8) W wypadku trafiku lokalnego:
 a) Tt przemienia kierunek prądu, dzięki czemu przedstawia TP (relais polaryzowane), które uruchamia wtedy II część aparatury TL;



Rys. 4.

b) zapomocą specjalnego LW, przydzielonego do TL, albo innej SrL Tt wybiera PAb, impulsując na TP zapomocą kolejnej przemiany biegunów;
 c) po PSg (podniesieniu mikrotelefonu MiTe przez pożądanego abonenta PAb) Tt przemienia bieguny (wyciągając sztepsel) przez co TL wysyła do TG sygnał odłączenia;
 d) TS szuka innej wolnej TL, nieposiadającej linii.

9) Trafik wejściowy:
 a) Tt daje WSg do TL,
 b) wybiera PAb za pośrednictwem specjalnego LW albo innej SrL;
 c) następuje sygnał zgłoszenia się PAB (PSg) i przygotowanie SSg od PAb.
 10) Trafik tandem do MC:
 a) AAb w AC2 podnosi MiTe;
 b) AC2 wystawia AZSg;
 c) abonent wybiera w sposób wyżej opisany cyfrę kierunkową do AC1;
 d) AC1 wystawia swój AZSg;

e) dalszy przebieg, jak w punktach 2, 3 t. d.
 11) Trafik tandem do AC2:
 a) telefonistka Tt wysyła WSg do AC1;
 b) AC1 zgłasza się;
 c) Tt wybiera TL4 (oraz AC2);
 d) AC2 wystawia AZSg;
 e) Tt wybiera PAB w AC2;
 f) po PSg następuje przygotowanie SSg do MC od PAB.

Na rys. 9 odtworzony jest schemat uproszczonej TL (translacji) bez indywidualnego LW, a zatem racjonalnej w założeniu: 1) względnie małego trafiku lokalnego od aparatów LB i CB i 2) niestosowania przymusowego rozłączenia przy trafiku trunkingowym.

Przy rozpatrywaniu warunku pierwszego należy zauważyć, że trafik lokalny od aparatów STA może być stosunkowo duży; ponieważ przewidziane są w eksploatacji wszystkie 3 typy aparatów, spodziewać się należy, że zarząd sieci odpowiednio rozplanuje aparaty poszczególnych systemów.

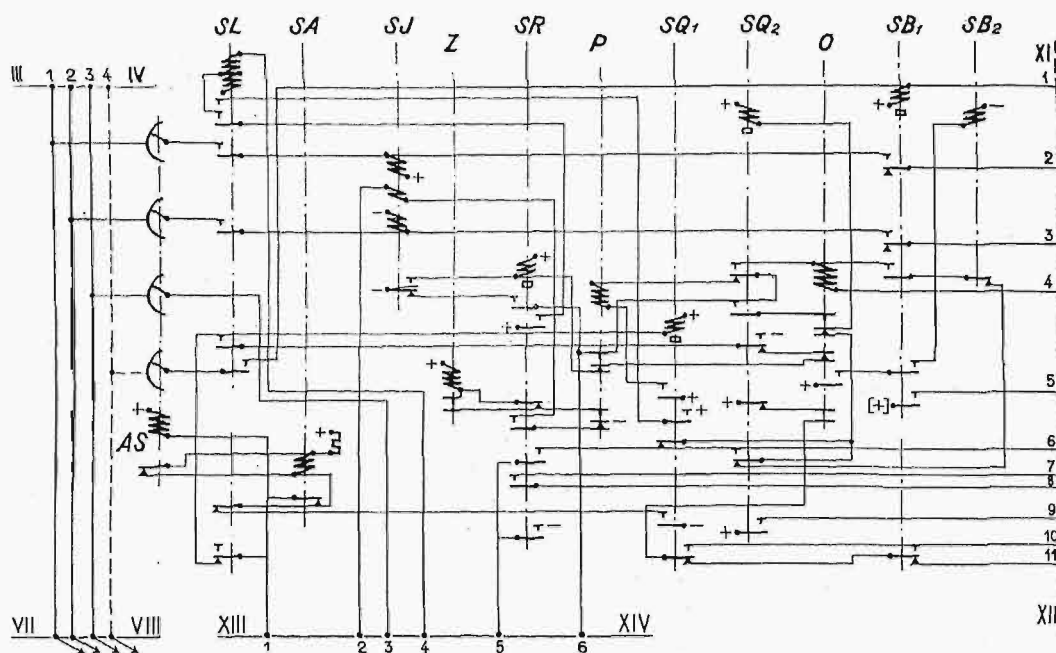
Oznaczenia:

- TC — relais testujące na Lc,
- TS — relais impulsujące,
- TA — relais odłączające AAb,
- TP — relais polaryzowane pętli,
- TK — relais kontrolujące,
- TQ — relais kontrolujące FL,
- TM — relais zasilające,
- TB — relais odłączające FL,
- TE — relais kontrolujące wejściowy trafik,
- TV — relais wywoławcze wejściowego trafiku,
- TW — ditto, jak TV.

Schemat translacji powinien być dostosowany do schematu AC1; w omawianym przykładzie zastosowana została jako AC1 centrala 100-numerowa systemu Państwowych Za-

kładów Tele- i Radjotechnicznych w Warszawie, schemat której, z opuszczeniem obiektów nieaktualnych, odtworzony jest na rys. 6 i 7. Trafik lokalny od aparatów STA przebiega, jak zwykły pełnoautomatyczny; nieco odmienny proces ma miejsce przy trafiku od aparatów LB i CB.

O8 : rys. 8, +, $Si2$, $CI2$, $CI1^c$, - : po ok. 100 msek $CI2$ (+), przerwie $O7$ i elektromagnes P puszcza [$P(-)$]. Po pewnym czasie $O6$ będzie anulowany i $CI1$ (-); po ca 200 msek $CI2$ (-). Po ok. 2 sek $O6$ znowu utworzy się przez sztyft $S2$;



Rys. 6.

I. Trafik lokalny.

Kiedy AAb podnosi $MiTe$, powstaje obwód pierwszy:

$O1$: rys. 5, +, LR , BR^c , La , pętla AAb , Lb , BR^d , rb , - w konsekwencji LR przyciąga [$LR(+)$]; wskutek zamknięcia kontaktu LR^a realizowany zostaje obwód lustracji; poprzez LR^b wystawiany zaś jest startminus. Po wyszukaniu AAb przez AS powstaje $O2$: rys. 6, +, $SQ1^b$, SL , zacisk 4 sztyrpsu XIII—XIV [z. 4 s. XIII—XIV], rys. 8, z. 4 s. XIII—XIV, CP^a , z. 3 s. XIII—XIV, rys. 6, z. 3 s. XIII—XIV, L_{AS}^c , z. 3 s. III—IV, rys. 5, z. 3 s. III—IV, BR^e , LR^a , BR , - : SL (+); BR (+); obwód drugi nieco się zmienia, a mianowicie na

$O3$: (jak $O2$), ... z. 3 s. III—IV, BR^a , BR , -; przy czym kontakt BR^a powinien przedtem się utworzyć, niż BR^e zostaje przerwany; LR pozostaje aktywne w obwodzie:

$O4$: rys. 5, +, LR , BR^b , ra , -.

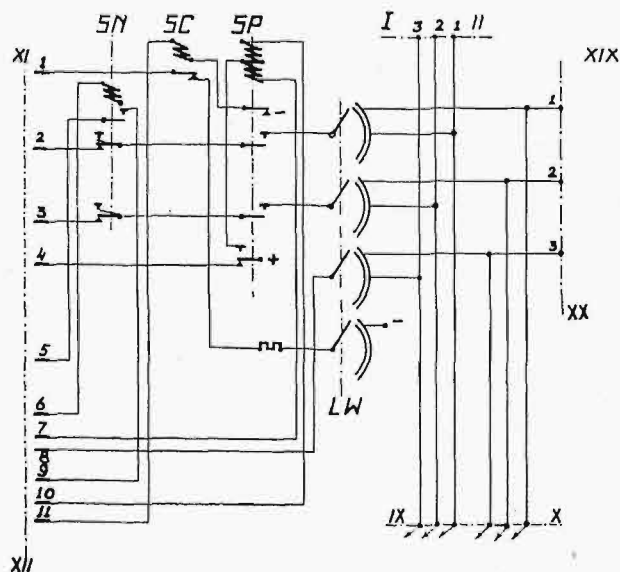
Jeżeli AAb nie posiada przycisku i nie widelkuje, to cyfry kierunkowe będą nadane automatycznie przez urządzenie czasowe, którego schemat pokazany jest na rys. 8. W aktualnej chwili, kiedy już SR aktywne, wobec aktywności SI , powstanie

$O5$: rys. 8, +, $E2$, z. 5 s. XIII—XIV, rys. 6, z. 5 s. XIII—XIV, $SR9$, - : $E2$ (+) i dołącza przez $E2^a$ i $E2^b$ elektromagnes $E1$ do z. 1 i 2 s. XV—XVI, do których dołączony jest impulsator czasowy, wysyłający np. impulsy 100 msek^{owe} co 1000 msek. Wskutek otrzymania impulsu, $E1$ przyciąga i przesuwają koło $K1$ o jeden ząb za pomocą zapadki $Z2$. Na tej samej osi koła $K1$ osadzone jest również koło $K2$, które przez sztyft $S1$ po ok. 10 sekundach zamknie kontakt $K2^a$. Powstają wtedy: $O6$: rys. 8, +, $CI1$, CB^c , $K2^a$ - : $CI1$ (+).

$O7$: rys. 6, +, $SQ1^a$, elektromagnes podnoszący w LW $SQ2^b$, z. 6 s. XIII—XIV, rys. 8, z. 6 s. XIII—XIV, $CI2^a$, $CI1^a$, - : P (+),

$O7^a$: rys. 7, +, SP^e , z. 4 s. XI—XII, rys. 6 z. 4 s. XI—XI elektromagnes obrotowy O , $SQ2^a$, z. 6 s. XIII—XIV, rys. z. 6 s. XIII—XIV, $CI2^a$, $CI1^a$, - : O (+).

W ten sposób LW automatycznie wybrał cyfrę kierunkową $N11$.



Rys. 7.

Obecnie następuje proces perlustracji na translację, posiadającą linię dalekosiężną; ostatni warunek jest konieczny, ponieważ ilość translacji może być większa, niż linii trunkingowych, co w konsekwencji może spowodować taki stan, że pewna translacja jest wolna, ale nie posiada dołączonej linii.

inną (nową) SrL . $AC1$ wystawia AZ Sg, który odebrany zostaje przez Tt . Tt wybiera wtedy numer PAb (pożądanego Ab). Podczas przerwy pierwszego impulsu w FS^a relais $MQ1$ (—), (rys. 11), przemienia kierunek prądu i TP przestawia się na TP^b .

$O15$: rys. 9, +, TQ , TK^c , TP^b , — : TQ (+).

Poprzednio jeszcze obwody 13 i 14 zamieniły się po zrealizowaniu alarmu na:

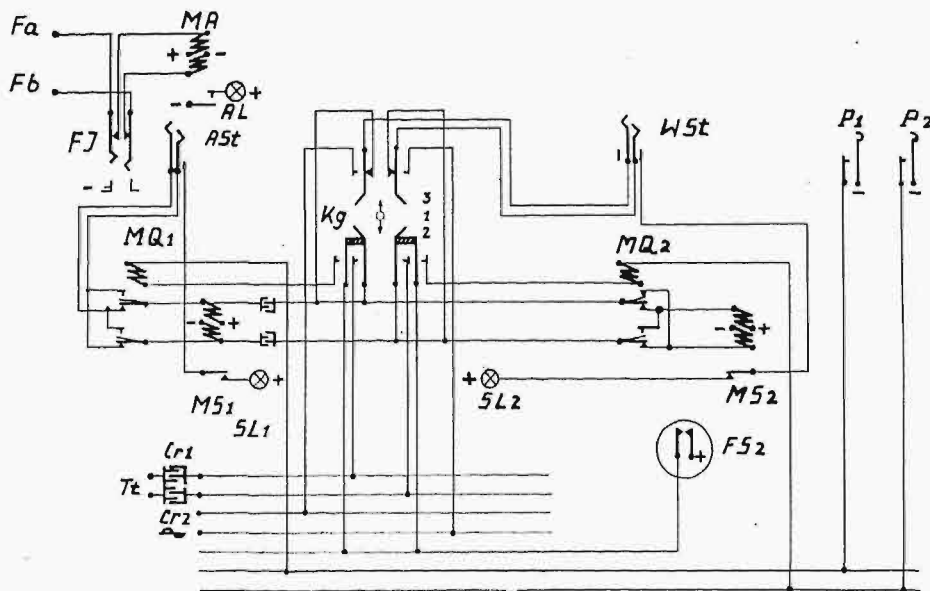
$O16$: rys. 6, +, SI , SL^c , L^A_{AS} , z. 1 s. III—IV, rys. 5, z. 1 s. III—IV, La , rys. 9, La , TK^b , TQ^b , TM , —;

$O17$: rys. 9, +, TM , TQ^c , TR^i , Lb , rys. 5, Lb z. 2 s. III—IV, rys. 6, L^B_{AS} , SL^d , SI , —. Wskutek $O16$ i $O17$ relais SI (+); kiedy więc obecnie TQ (+) według $O15$, zostają przemienione bieguny i relais SI i TM pozbawione prądu puszczają.

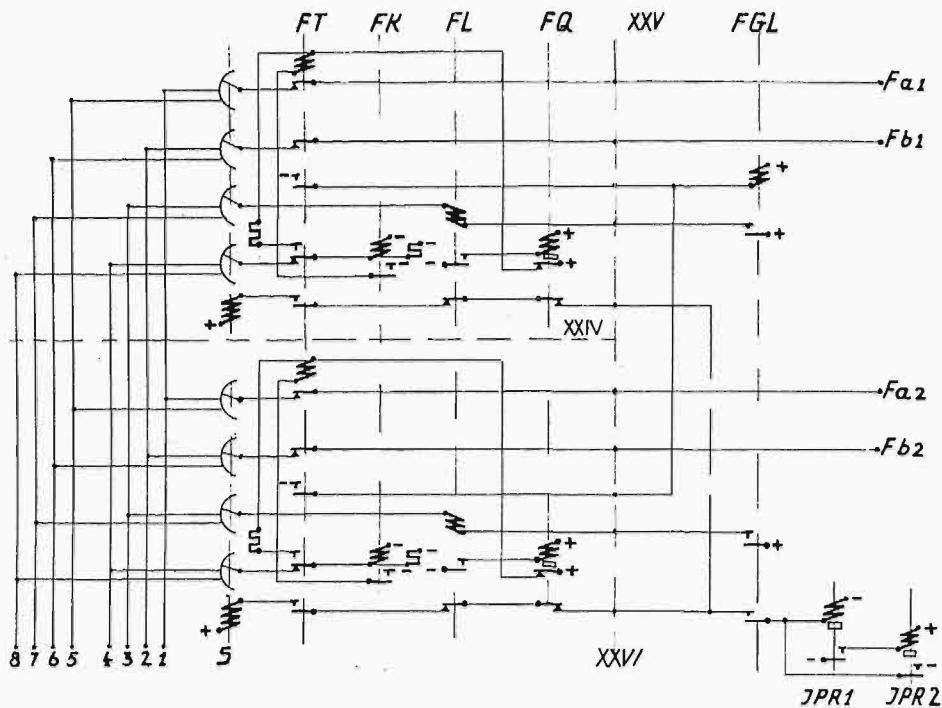
Podczas zwania pierwszego impulsu w FS^a relais $MQ1$ (+), zmienia znowu kierunek prądu na poprzedni, TP przestawia się więc na TP^a , relais TQ (—), obwody 16 i 17 staną się znowu aktualne i relais SI i TM przyciągną.

W opisany sposób relais SI odbiera impulsy od Tt i realizuje wybranie PAb . Z powyżej podanego opisu przebiegu łączenia wynika, że lokalne połączenie 2 Ab wymaga aż 2 SrL ; powyższa okoliczność jest skutkiem zastosowania uproszczonej translacji bez indywidualnego LW i może być tolerowana tylko dla małego trafiku lokalnego od aparatów LB i CB .

Kiedy PAb zgłasza się, linja połączeniowa między $AC1$ i MC jest już zbędna i może być zwolniona. Czynność tę uskutecznia Tt przez odstawienie Kg do pozycji 1 lub wyjęcie ASt : kierunek prądu będzie taki, że TP przestawi się na TP^b .



Rys. 11.



Rys. 10.

$O15$ stanie się aktualny i TQ (+). Kiedy TQ (+), tworzy się:

$O18$: rys. 9: +, Si , TB , TQ^c , — : po ca 200 msek TB (+). Obwód ten był aktualny i podczas impulsowania, ale, ponieważ przerwa trwała najdłużej 90 msek, TB nie mogło wtedy przyciągnąć; obecnie zaś, kiedy $O18$ utworzył się na stałe, TB (+) i realizuje:

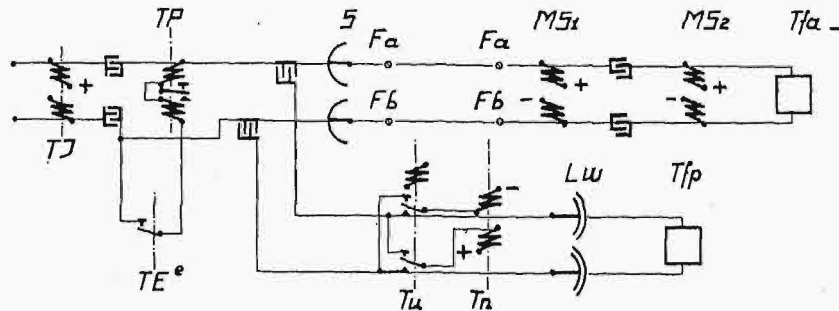
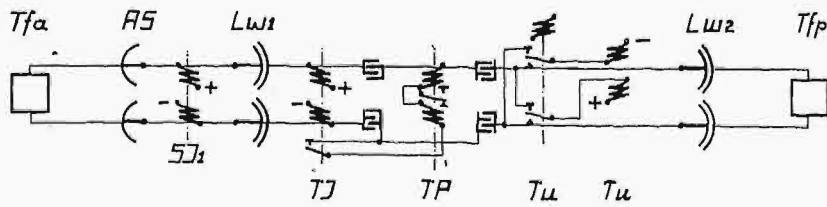
$O19$: rys. 9, +, ra , TB^b , TE^d , z. 4 s. XXI—XXII, rys. 10, z. 4 s. XXI—XXII, LD_S , FT^c , FK , — : oporność ra jest tak dobrana, że obecnie FK (+). Powstaje wtedy obwód:

$O20$: rys. 10, : +, FQ^a , FT , FK^a , — : FT (+) i wskutek utworzenia się kontaktu FT^d , FK (+).

$O21$: rys. 10 : +, FGL , FT^c , — : FGL (+).

Kiedy FGL przyciągnęło, zostaje włączony impulsator, złożony z $IPR1$ i $IPR2$, poprzez kontakt FGL^c , tworzy się obwód: rys. 10, +, S , FT^f , FL^b , FQ^b , FGL^c , $IPR1$, — : w obwodzie tym $IPR1$ przyciąga, zaś S pozostaje pasywny.

Po pewnym czasie przyciąga, wskutek utworzenia się kontaktu $IPR1$, $IPR2$, wobec czego obwód powyższy zostaje zmodyfikowany w ten sposób, że ujemny biegun baterji dany jest na S bezpośrednio, wobec czego obecnie S (+), zaś wskutek zwarcia $IPR1$, to ostatnie po pewnym czasie (—). Kiedy IPR (—), po upływie pewnego czasu i $IPR2$ (—), więc wobec odebrania „—” wskutek otwarcia IPR^a , S (—). Po pewnym czasie $IPR1$ znowu (+) i $IPR2$ (+) i t. d.



Rys. 12.

W ten sposób elektromagnes *S* impulsuje i powoduje ruch szukacza translacji.

Lustrujący plus wystawia się według:

O22 : rys. 10, +, *FGL^a*, *FL*, *L_S*, z. 3 s. XXI - XXII rys. 9, z. 3 s. XXI-XXII, *TE^e*, *TC^f*, *rl₃* -.

Jeżeli translacja jest wolna, to O22 utworzy się; jeżeli zaś zajęta, to O22 nie może się utworzyć, gdyż jest przerywany albo *TC^f* (trafik wyjściowy), albo *TE^e* (trafik wejściowy).

W O22 relais *FL(+)*, otwierając kontakt *FL^b*, przerywa startimpulsy do *S* od impulsatora (*IPR1* i *IPR2*) i tworzy:

O23 : +, *FQ*, *FL^a*, - : *FQ(+)*, przerwie *O19*, *FK(-)* i *FT(-)*; wtedy zaanuluje się *O21* i *FGL(-)*, odbierając lustrujący plus, więc *FL(-)*.

Żeby *S* nie zatrzymał się na takiej translacji, która

już posiada inną linię, można zrobić tak, że lustracyjny plus daje się jednocześnie przez *FGL* na wszystkie zespoły i relais *FL* jest tak skonstruowane, żeby drugie, równoległe lustrujące na ten sam *rl*, nie mogło przyciągnąć; wtedy *FL*, którego szukacz już przedtem stał na wolnej translacji, natychmiast przyciągnie, przerwie start i nie pozwoli na przstawienie *S*, zaś następne (inne) *FL* nie przelustruje i jego *S* pójdzie dalej; zauważyć należy, że przyciągnięte *FL* nie puszcza, o ile inne dołącza się do niego równoległe, ponieważ wartości prądów przyciągania i puszczenia znacznie się między sobą różnią.

Trafik lokalny przez dwie *SrL*, z jednostronnym *SSg*, odtworzony jest na rys. 3^a; *TM* i *SI2* są pasywne; pętla foniczna kontrolowana jest przez *TK*, które przytrzymuje się w obwodzie:

O24 : rys. 9, +, *TK*, *TC^b*, *TK^g* - : *TK(+)*.

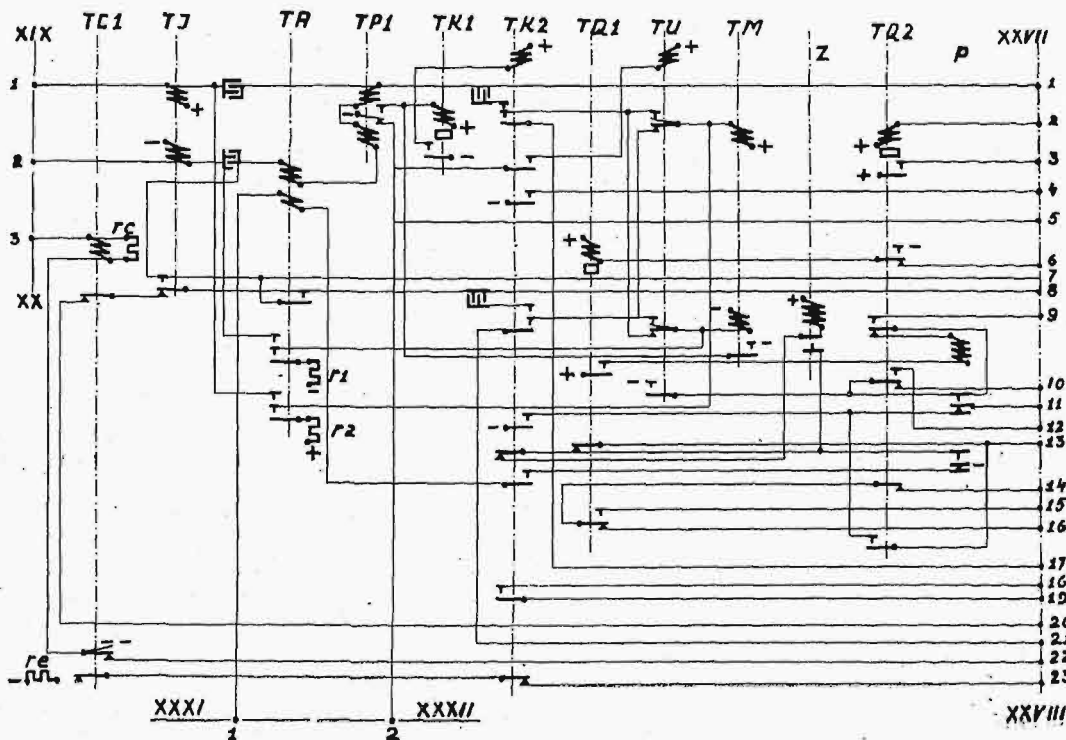
SSg od *AAb* zwalnia *1SrL* i *TL*; 2 *SrL* zwalnia się od *PAb*.

W wypadku, gdy pożądanym jest *DSSg* (dwustronny *SSg*), dołączać należy urządzenie, odtworzone liniami punktowanymi. Wtedy tworzy się:

O25 : rys. 6, + *SB1*, *SL^f*, *L_{AS}^D*, z. 4 s. III-IV, rys. 5, z. 4 s. III-IV, *L_d*, rys. 9, *L_d*, *r_d*, *TB^a*, - : *SB1(+)* i realizuje schemat 2 *SrL* wg. rys. 3^B; *SM2*, dołączone poprzez *SB1^b* i *SB1^d* z jednej strony i kondensatory z drugiej strony do *L_{AS}^A* i *L_{AS}^B*, zostają wskutek przerwania odpowiednich kontaktów odłączone; *PAb* otrzymuje zasilanie wprost od *TM* i *SI2*; relais te są więc kontrolowane przez *PAb*.

II. Trafik wejściowy.

Tt wstawia *WS^t* (wywoławczy sztepsel) do *FJ* i, prze-



Rys. 13.

chylając Kg na pozycję 3, nadaje prąd zmienny (induktorowy według:

O26 : rys. 11, induktor, szyna 3, Kg^a , WSt , Fa , rys. 10, Fa , FT^a , L_S^A , z. 1 s. XXI—XXII, rys. 9, z. 1 s. XXI—XXII, Cr , TW , TE^c , TC^a , Tl^b , z. 2 s. XXI—XXII, rys. 10, z. 2 s. XXI—XXII, L_S^B , FT^b , rys. 11, F_b , FJ^b , WSt , Kg^d , szyna 4, induktor : TW (+);

O27 : rys. 10, +, TV , TW^a , — : TV (+).

Następnie Tt , nacisnąwszy $P2$, przestawia Kg w położenie 2; powstaje wtedy:

O28 : rys. 11, +, FS^a , Kg^h , $MQ2$, $P2$, — : $MQ2$ (+), zaś, wobec przzerwania wysyłania prądu induktorowego (przerwany O26), TW (—), wobec czego:

O29 : rys. 10, +, TE , TV^a , TW^b , — : TE (+).

O30 : rys. 11, +, $MS2$, $MQ2^c$, Kg^c , WSt , FJ^b , Fb , rys. 10, $Fb1$, FT^b , L_S^B , z. 2 s. XXI—XXII, rys. 9, z. 2 s. XXI—XXII, TE^b , TA , TP , z. 1 s. XXI—XXII, rys. 10, z. 1 s. XXI—XXII, L_S^A , FT^a , $Fa1$, rys. 11, Fa , FJ^a , WSt , Kg^b , $MQ2^a$, $MS2$, — : TP przedstawia się na TP^a .

O31 : rys. 9, +, TK , TP^a , — : TK (+).

O32 : rys. 9, +, TE , TE^a , TK^d , — : przytrzymanie TE . Obwody 13, 14, 15, 16 i 17 stają się aktualne; $AC1$ wystawia $AZSg$ do telefonistki Tt (MC), która impulsuje według wyżej wspomnianych obwodów i wybiera PAb .

Przy trafieniu na zajętego, Tt i AAb otrzymują BSg ; przymusowego dołączenia i rozłączenia w omawianym schemacie nie przewidziano.

Przy trafieniu na wolnego, Tt przestawia Kg w położenie 1; prąd w $O30$ zmienia kierunek: TP przestawia się na TP^b ; $O15$ staje się aktualny i TQ (+). $O18$ staje się aktualny i po ok. 200 msek TB (+). Relais TE powinno podtrzymać pętlę tak długo, żeby TB zdążyło przyciągnąć i relais $SB1$ w SrL przełączyło, co wywoła ponowne przyciągnięcie TM i TK . TE jest kontrolowane przez TK , a mianowicie przez TK^d ; ponieważ osiągnąć opóźnienie ok. 500 msek, konieczne dla technicznie pewnego działania TK , jest trudne w jednym relais, należy przystawić do TK pomocnicze relais, niepokazane na rys. 9. Po przemianie schematu TM i SJ będą równolegle zasilają Ttp . Kiedy PAb powiesi $MiTe$,

puści relais TM , po ok. 500 msek puści TE , przerwie pętlę ($O30$) i $SL2$ u Tt zapali się z powodu puszczenia $MS2$; Tt , wyjmując WSt , anuluje wtedy połączenie.

III. Trafik tandemowy.

Przy trafiku tandemowym od MC do $AC2$, Tt , wybierając numer kierunkowy translacji do centrali $AC2$, za pomocą analogicznych manipulacyj łączy z PAb . SSg odbywa się w sposób podobny, jak wyżej.

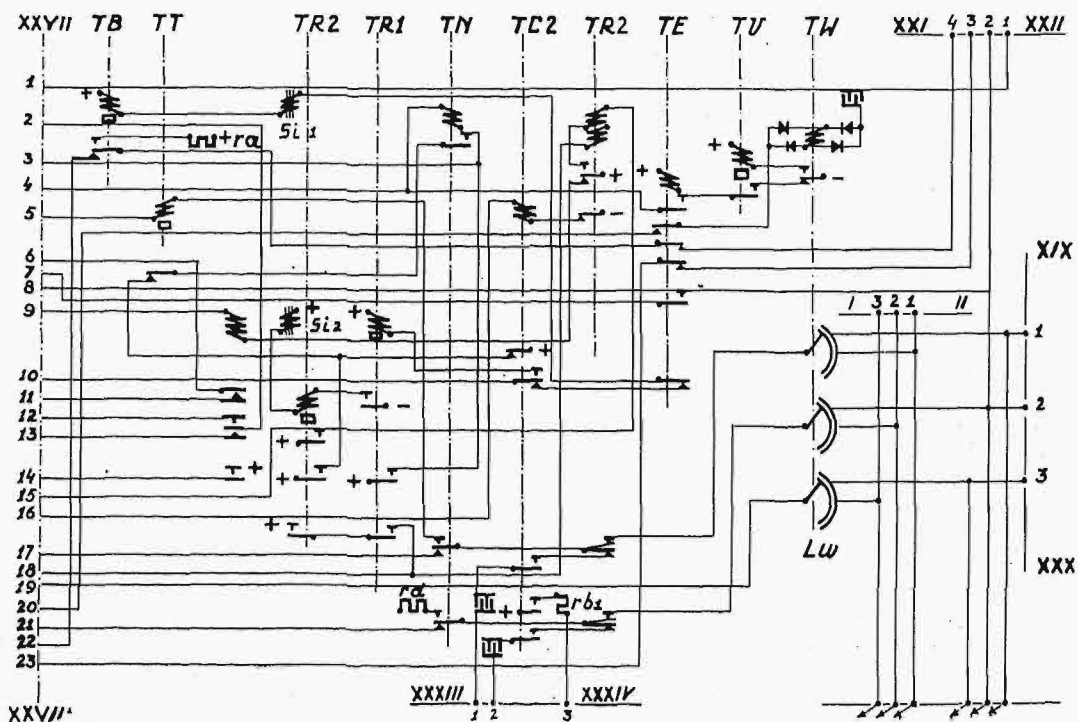
Przy trafiku tandemowym od $AC2$ do MC , AAb centrali $AC2$ po podniesieniu $MiTe$ otrzymuje linię połączeniową do $AC1$; dalszy przebieg łączenia jest taki sam, jak w wypadku trafiku $AC1$ — MC .

IV. Uszkodzenia; ograniczenia czasowe.

Niedozorowana centrala automatyczna może mieć utrudniony trafik, jeżeli znaczniejsza ilość linii abonenckich uszkodzi się (zewrze). Taka zwarta linja zajmie SrL ; $AC1$ otrzymuje alarm zupełnie tak samo, jak w wypadku normalnego alarmu od AAb ; urządzenie czasowe alarmuje (poko. 10 sek) Tt ; Tt , przekonawszy się, że w danym wypadku jest to uszkodzenie (fałszywy alarm), powinna mieć możliwość odłączyć uszkodzoną linię od centrali tak, żeby taka zwarta linja nie mogła zająć innej SrL .

Zespół linjowych relais ($AbLR$), dostosowany do spełnienia omówionej możliwości, odtworzony na rys. 5, różni się od zwykle używanych tem, że linjowe alarmowe relais (LR) nie puszcza, kiedy oddzielające linjowe relais (BR) przyciąga, ponieważ tworzy się wtedy podany wyżej: $O4$: rys. 5, +, LR , BR^b , r_a , — : LR pozostaje więc przyciągnięte.

Jeżeli testujący obwód pozbawić bieguna dodatniego, to BR puści. Niema trudności wykonać tak sprężyny BR , że najpierw utworzy się kontakt BR^a , a dopiero potem przerwie się kontakt BR^b ; wtedy LR pozostanie (+) w obwodzie: rys. 5, +, LR , BR^c , uszkodzona (zwarta) pętla Ab , BR^d , r_b , —. Relais LR może być tak zrobione, żeby przy przyciągniętej armaturze zapadki nie pozwalały na utworzenie się kontaktów BR^e i BR^b , o ile BR było aktywne;



Rys. 14.

puszczenie zatem BR w obwodzie testującym, przy aktywnym LR , nie będzie miało w konsekwencji ani dania start-minusa przez BR' , ani dania możliwości lustracji przez BR^e ; przez to do czasu, aż LR puści, AAb o zwartej pętli nie może zająć innej SrL .

Układ rys. 5 przewiduje możliwość perlustracji na uszkodzoną pętlę ze strony LW (linjowego wybieracza), wobec czego należy przewidzieć jednostronny SSg i rozłączenie od AAb . W razie jednak, gdyby był pożądanym dwustronny SSg , można uniemożliwić perlustrację na uszkodzoną pętlę przez przepuszczenie Lc od LW przez 2 równoległe włączony: odłącznik na LR i włącznik na BR .

Przy odbieraniu plusa w testującym obwodzie należy zachować pewną ostrożność: jeżeli bowiem odebrałoby się plus w tym czasie, kiedy którykolwiek z Ab grupy, przydzielonej do danego pęczka SrL alarmuje, to póki BR nie puści, co trwa kilkadziesiąt milisekund, ponieważ jest ono bocznikowane przez r_c , jakaś SrL mogłaby perlustrować na uszkodzoną pętlę; wobec powyższego należy na pewien czas przerwać w danym pęczku SrL możliwość lustracji przez wszystkie SrL , a dopiero potem odebrać testplus w aktualnej SrL ; w zależności od układu SrL omawiana procedura trwa różnie: w zwykłych układach od 200 do 400 msek. Odbierać testplus można albo automatycznie po pewnym określonym czasie, (to rozwiązanie może ograniczać długość rozmowy); albo przez pewne manipulacje Tt , które polegają albo na anormalnym zwiększeniu wartości prądu pętli wg. $O30$, np. przez zwarcie $MS1$, lub dołączeniu dodatkowej baterji; wtedy relais TA (rys. 9), które przy normalnej wartości prądu nie przyciąga, zapracuje, zbocznikuje TI i SI opornikami $r1$ i $r2$ tak, że te ostatnie puszcza; w konsekwencji puści BR , ale LR pozostanie przyciągnięte przez swartą pętlę i nie dopuści do zajęcia innej SrL w myśl wyżej przytoczonego opisu.

2. Jeżeli jest pożądanym, aby długość rozmów lokalnych, przebiegających bez dozoru Tt , była ograniczona, np. do 6 minut, to stosuje się pewne urządzenie czasowe, które może być również wykorzystane zamiast TA do odłączania uszkodzonej pętli. Na rys. 8 uwidocznione jest wspomniane wyżej urządzenie. Na osi $O1$ umocowane jest koło $K3$; oś $O2$ przesunięta jest przez armaturę elektromagnesu $E2$ tak, że z chwilą zadziałania tegoż koła $K5$ i $K6$ sprzęgają się i oś $O3$ zaczyna się obracać. Elektromagnes $E2$ przyciąga z chwilą zajęcia SrL , przekładnia zaś jest tak obliczona, że po dalszych 6 minutach sztyft $S3$ tworzy kontakty $K6^a$ i $K6^b$. Powstają wtedy obwody:

$O33$: rys. 8, +, CA , $K6^b$, —: CA (+).

$O34$: rys. 8, +, $Si1$, CP , $K6^a$, —: po ca 300 msek CP (+). CA przerwie start na pęczek sznurowych linii, a CP — obwód lustrujący $[O2]$ i BR (—); SrL zostaje zwolniona; LR przytrzymuje się przez uszkodzoną pętlę i nie pozwoli na zajęcie innej SrL .

V. Trafik lokalny automatyczny.

W celu dania aparatom STA możliwości realizowania lokalnego trafiku bez pomocy Tt , urządzenie czasowe automatycznie nadaje cyfrę kierunkową z pewnym opóźnieniem; jeżeli jednak w międzyczasie Ab STA zacznie impulsować, to powstanie

$O35$: rys. 8, +, CB , CB^b , $C11^b$, $C12^a$, z. 6. s. XIII—XIV, rys. 6, z. 6. s. XIII—XIV, SR^a , SI^b , —: CB (+), przytrzyma się przez CB^a od minusa z zac. 5 s. XIII—XIV, przerwie CB^c i przez to uniemożliwi wogóle nadanie cyfr kierunkowych przez urządzenie czasowe,

VI. Trafik przez translację z indywidualnym linjowym wybieraczem.

Uproszczona translacja według schematu rysunku 9 przepuszczała lokalny trafik od aparatów CB i LB przez 2 SrL ; w schemacie tym nieprzewidziane były również urządzenia dla przymusowego dołączenia i rozłączenia, często pożądane przy trafiku trunkingowym. W celu zmniejszenia ilości koniecznych SrL , oraz umożliwienia uskutecznienia przymusowego dołączenia i rozłączenia, możliwa jest pewna modyfikacja translacji. Fragmentowe schematy trafiku wyjściowego i wejściowego są pokazane na rys. 12, schemat zaś odpowiedniej translacji na rys. 13 i 14. Trafik wyjściowy przebiega w sposób analogiczny, jak w translacji według rys. 9. Trafik lokalny nie zajmuje drugiej SrL , a PAb zostaje wybrany specjalny LW , przydzielony do TL ; wskutek tego TL w pewnym stopniu może być traktowana, jak specjalna SrL . Trafik wejściowy nie zajmuje zupełnie SrL w $AC1$ i TL odgrywa rolę specjalnej SrL dla rozmów trunkingowych (międzydzielnicowych). Powyższe okoliczności wpływają w ten sposób na ilość SrL w $AC1$, że ta może być odpowiednio mniejsza, niż w wypadku TL według schematu 9.

Analogicznie, jak wyżej, Tt dostaje się do TL : TE (+), $TP1$ przedstawia się na TP^a , $TK1$ (+), $TK2$ (+) (rys. 13 i 14). $AZSg$ nadawany jest przez indukcyjnie sprzężone uzwojenie TA ; start $AZSg$ kontrolowany jest przez kontakt P^d elektromagnesu podnoszącego i $TK2^i$ na z. 1 s. XXXI—XXXII, do którego dołączony jest (zmultiplowany) wspólny zummer (Summer, SU). Tt impulsuje, jak wyżej.

$O36$: rys. 13 +, $TQ1$, $TQ2^c$, z. 6 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 6 s. XXVII—XXVIII, kontakt elektromagnesu obrotowego O^a , z. 11 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 11 s. XXVII—XXVIII, P^b , $TK2^g$, —: $TQ1$ (+).

Podczas przerwy pierwszego impulsu powstaje

$O37$: rys. 13, +, TU , $TK2^c$, $TP1^b$, —: TU (+).

$O38$: rys. 13, +, $TQ1^a$, P , $TQ2^e$, TU^e , —: P przyciąga i realizuje podnoszenie.

Podczas zwania pierwszego impulsu $O37$ i $O38$ anulują się: TU (—) i P puszcza. Z chwilą zadziałania, t. j. wyjścia mechanizmu z położenia wyjściowego, oba przelączniki przełączają i przy puszczeniu P nie wracają już do położenia wyjściowego, a pozostają w położeniu przestawionem;

$O36$ anuluje się, ale relais $TQ1$ pozostanie podczas impulsowania (1 serji) aktywne według

$O39$: rys. 13, +, $TQ1$, $TQ2^c$, z. 6 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 6 s. XXVII—XXVIII, O^a , z. 11 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 11, s. XXVII—XXVIII, P^a , TU^e , —.

Dalsze impulsy pierwszej serji będą przyjmowane według $O37$ i $O38$. Po skończonej serji TU puści na dłużej (więcej niż 400 msek), $O39$ anuluje się i $TQ1$ (—).

$O40$: rys. 13, +, $TQ2$, z. 2 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 2 s. XXVII—XXVIII, O^c , z. 13 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 13 s. XXVII—XXVIII, $TQ1^b$, P^c , —: $TQ2$ (+).

Podczas przerwy pierwszego impulsu 2-jej serji $O37$ staje się aktualny.

$O41$: rys. 14, +, $TP2^b$, O , z. 9 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 9 s. XXV—XXVIII, $TQ2^d$, TU^e , —: O realizuje ruch obrotowy. Podczas zwania $O37$ i $O41$ anulują się i O puszcza. Kiedy wskutek obrotu mechanizm O opuścił położenie wyjściowe, kontakty przełączają i $O40$ anuluje się, ale relais $TQ2$ pozostaje (+) według

$O42$: rys. 13, +, $TQ2$, z. 2 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 2 s. XXVII—XXVIII, O^b , z. 12 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 12 s. XXVII—XXVIII, $TQ2^i$, TU^e , —.

Dalsze impulsy 2-jej serji będą przyjmowane według $O37$ i $O41$.

Kiedy $TQ2(+)$ według $O40$, powstał

$O43$: rys. 13, +, $TQ1$, $TQ2^b$, —: $TQ1(+)$; $TQ1^b$ zostaje przerwany; $TQ2$ zostaje przytrzymane poprzez własny kontakt $TQ2^i$ i $TK2^s$ od minusa baterji.

Po skończonej serji $TU(-)$ i $TQ2(-)$.

Z chwilą, kiedy $TQ2(-)$, a $TQ1$ jeszcze (+), następuje perlustracja według

$O44$: rys. 14, +, O^d , z. 14 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 14 s. XXVII—XXVIII, $TQ2^h$, $TQ1^c$, z. 15 s. XXVII—XXVIII, rys. 14 z. 15 s. XXVII—XXVIII, $TP2$, z. 18 s. XXVII—XXVIII, rys. 13 z. 18 s. XXVII—XXVIII, $TK2^k$, z. 19 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 19, s. XXVII—XXVIII, LC_{LW} , z. 3 s. I—II, rys. 5, z. 3 s. I—II, BR i równoległe $r_{c'}$ —.

Przy trafieniu na wolnego, $O44$ realizuje się i $TP2(+)$ oraz $BR(+)$.

Kiedy $TQ2$ było (+), powstał

$O45$: rys. 13, +, $TQ2^a$, z. 3 s. XXVII—XXVIII, rys. 14 z. 3 s. XXVII—XXVIII, TN , z. 4 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 4 s. XXVII—XXVIII, $TK2^d$, —: $TN(+)$, przygotowuje obwody: perjodycznego wywołania i samotrzymania się, kontrolowanego przez tripprelais TT .

Po przyciągnięciu $TP2$ następuje wywołanie według $O46$: +, niepokazany na rysunku transformator, rys. 13, z. 2 s. XXVII—XXVIII, z. 5 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 5 s. XXVII—XXVIII, TT , TN^b , $TP2^d$, LA_{LW} , pętla PAb , LB_{LW} , $TP2^i$, TN^d , $r_{d'}$ —.

Kiedy PAb podnosi $MiTe$, $O46$ staje się aktualny dla prądu jednokierunkowego i $TT(+)$; TN przytrzymywał się dotąd według:

$O47$: rys. 14, +, $TC2^a$, TT^a , TN^a , TN , z. 4 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 4 s. XXVII—XXVIII, $TK2^j$, —; TT , przyciągając, przerywa TT^a , anuluje więc $O47$; $TN(-)$ i dołącza poprzez TN^c i TN^e PAb do fonicznego obwodu AAb .

Przy trafieniu na zajętego, $O44$ realizuje tak małą wartość prądu, że $TP2$ pozostaje pasywne. Wtedy po pewnym czasie, ca 200 msek, puści $TQ1$ i uruchomi relais zajętości $TC2$ według:

$O48$: rys. 14, +, O^d , z. 14 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 14 s. XXVII—XXVIII, $TQ2^h$, $TQ1^i$, z. 16 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, s. 16 s. XXVII—XXVIII, $TC2$, $TP2^r$, —: $TC2(+)$, anuluje $O47$, więc $TN(-)$.

Przerywany Su , jako BSg , nadawany jest przez urządzenie, dołączone do zacisków 1 i 2 sztrypsu XXXIII—XXXIV (rys. 14).

Otrzymałszy BS , telefonistka może: albo wycofać się, albo przymusowo dołączyć się do PAb .

W pierwszym wypadku, kiedy Tt wyjmuje WSl , $TP1$ przedstawia się na $TP1^b$; powstaje wtedy

$O49$: rys. 14, +, $TR1$, $TC2^b$, z. 10 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 10 s. XXVII—XXVIII, $TQ2^s$, TU^e , —: $TR1(+)$, i, aczkolwiek w konsekwencji zamyka się

$O50$: rys. 14, +, $Si2$, $TR2$, $TR1^a$, —: $TR2(+)$ po ca 300 msek, nie nastąpi jednak przymusowe odłączenie (wg. przebiegu podanego niżej), gdyż $TK2$, kontrolujące je, już przedtem puściło i kontakt $TK2^k$ został przerwany. Tymczasem, kiedy $TR1(+)$, po ca 200 msek $TU(-)$, więc $O49$ zostaje zanulowany i po dalszych ca 400 msek $TR1(-)$, potem i $TR2(-)$. Układ relais translacji wrócił więc do stanu wyjściowego. Również, kiedy $TK2(-)$, elektromagnes zwalniający $Z(+)$, LW translacji wraca do położenia wyjściowego. W II wypadku, t. j. przymusowego dołączenia się i anulowania dotychczasowego połączenia innego Ab z PAb , Tt nadaje po pierwsze możliwie długą serję impulsów, np. zero (10 impulsów). Wtedy $O49$ będzie aktualny ca 1000 msek, tak samo i $O50$ oraz $TR2(+)$. Wobec czego (i aktywności $TK2$) zostanie uskutecznione przymusowe odłączenie SrL , która była przedtem dołączona, według:

$O51$, rys. 14, +, $TR2^c$, $TR1^c$, z. 18 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 18 s. XXVII—XXVIII, $TK2^k$, z. 19 s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 19 s. XXVII—XXVIII, LC_{LW} : czysty plus zostaje dołączony do $TP2$ innej SrL , która obsługiwała PAb ; $TP2$ zostaje więc zwarte i puszcza, przerywając sobie przytrzymujący plus.

Kiedy $TR1$, po rozłączającej serji od Tt , puści, nastąpi perlustracja na obecnie już odłączonego od poprzedniej SrL , PAb według

$O52$: rys. 14, +, $TR2^a$, $TP2$, z. 18 s. XXVII—XXVIII, rys. 13, z. 18, s. XXVII—XXVIII, $TK2^k$, z. 19, s. XXVII—XXVIII, rys. 14, z. 18, s. XXVIII, LC_{LW} , z. 3 s. I—II, rys. 5, z. 3 s. I—II, BR, —: $TP2(+)$ i zapewnia sobie przytrzymujący plus. Ostrzegawcze dzwonicie (ca 100 msek) realizowane jest przez TN (rys. 14); w razie powieszenia $MiTe$ przez PAb wielokrotne perjodyczne dzwonicie może być zrealizowane przez dodatkowe powtarne impulsowanie od Tt ; wtedy w konsekwencji relais $TN(+)$ i nadaje prąd wywoławczy, kontrolowany przez TT , jak przy trafieniu na wolnego abonenta.

Trafik tandem przez nową translację przebiega analogicznie, pozwalając na przymusowe rozłączenie zapomoścą tych samych czynności telefonistki [Tt].

CHARAKTERYSTYKI DYNATRONU

Prof. Dr. JANUSZ GROSZKOWSKI
(Państwowy Instytut Telekomunikacyjny)

Streszczenie. Opierając się na analizie zjawisk, zachodzących w układach z emisją wtórną, autor w części I niniejszej pracy ustala równanie charakterystyki dynatronu; w części II sprawdza jego zgodność z doświadczeniem.

Wstęp.

DYNATRON i jego działanie w układach generacyjnych jest przedmiotem licznych prac teoretycznych i doświadczalnych. Również zjawisko fizyczne, na którym opiera się działanie dynatronu, a mianowicie zjawisko wtórnej emisji elektronowej, zostało wielokrotnie, aczkolwiek nie zawsze w sposób wyczerpujący, zbadane. Jednak dynatron, jako przyrząd specjalnie i celowo zbudowany (w szczególności jako generator, znajdujący coraz to szersze zastosowanie

w radjotechnice), nie był dotychczas dostatecznie omówiony pod tym kątem widzenia.

Praca niniejsza jest próbą wyrażenia charakterystyk dynatronu przy pomocy wzorów matematycznych na podstawie znajomości budowy lampy, a więc na zasadzie wymiarów jej elektrod rodzaju materiału i t. p., podobnie, jak to się dzieje z lampami elektronowymi, w których jest wykorzystana pierwotna emisja elektronowa.

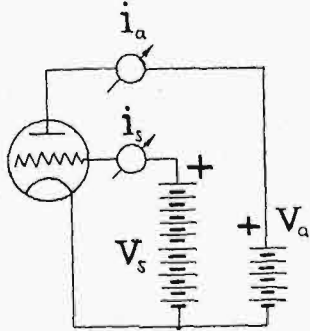
CZĘŚĆ I — TEORETYCZNA.

1. Dynatron.

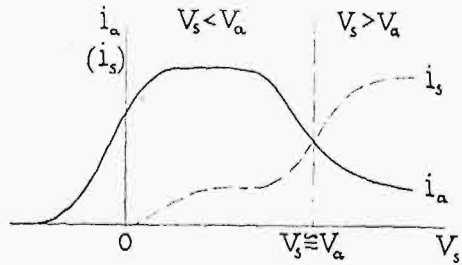
Dynatronem nazywa się lampa elektronowa, posiadająca zazwyczaj oprócz katody nie mniej, niż dwie elektro-

dy o dodatnich — względem katody — potencjałach. W najprostszej postaci jest to lampa trójelektrodowa w układzie jak na rys. 1, pracująca w t. zw. dynatronowym zakresie charakterystyk (rys. 2), t. j. w zakresie dodatnich i wyższych od potencjału anody potencjałów siatki. W zakresie tym zależność prądu anodowego i_a w funkcji potencjału anody v_a przy stałym prądzie emisyjnym całkowitym I_{ec} i stałym potencjale siatki V_s :

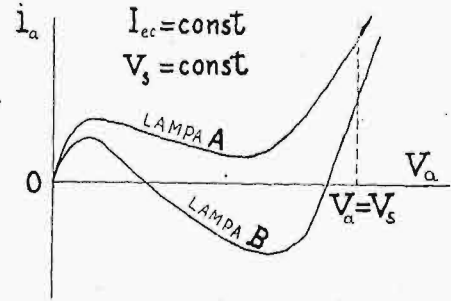
$i_a = f(v_a)$ przy $I_{ec} = \text{const}$ i $V_s = \text{const}$. . . (1)
czyli t. zw. charakterystyka dynatronu, posiada przebieg pokazany dla typowego przypadku na rys. 3.



Rys. 1.



Rys. 2.



Rys. 3.

Szereg charakterystyk (1) przy różnych I_{ec} i różnych V_s tworzy rodzinę charakterystyk dynatronu. Są to charakterystyki t. zw. spadające, t. zn. posiadają odcinki o nachyleniu ujemnym, a więc takie, dla których oporność, określona zależnością

$$\frac{d v_a}{d i_a} = \rho \dots \dots \dots (2)$$

jest ujemna.

2. Emisja wtórna.

Jak wiadomo, działanie dynatronu opiera się na własności wtórnej emisji elektronów z anody. Emisja ta wywołana jest przez prąd elektronów pierwotnych i_{a1} , które pod wpływem sił wypadkowego pola elektrycznego, wytworzonego przez siatkę s i anodę a o potencjałach odpowiednio V_s i V_a , dosięgają anody i w nią uderzają.

Powierzchnia anody, bombardowana przez elektrony prądu i_{a1} , może być uważana za źródło elektronów, które są bądź to elektronami wtórnymi nowowytraconymi z powierzchni anody przez elektrony uderzające, bądź też elektronami pierwotnymi, które zostały tylko odbite przy uderzeniu lub odchylone przy przejściu obok anody. Elektrony te stanowią t. zw. prąd anodowy wtórny i_{a2} . Prąd wtórny i_{a2} , odpowiadający wszystkim wychodzącym w danych warunkach elektronom z anody, nazwiemy prądem wtórnym całkowitym I_{acz} , analogicznie do prądu emisyjnego całkowitego z katody I_{ec} .

Zgodnie z dzisiejszym stanem wiadomości [1]¹⁾, prąd wtórej emisji i_{a1} , zależy od: 1) ilości, szybkości i kąta padania elektronów pierwotnych oraz 2) od rodzaju powierzchni anody.

Zależność pierwsza zawiera zatem w sobie wpływ natężenia prądu pierwotnego i_{a1} (ilość elektronów), wpływ potencjału anody (szybkość i kształt torów elektronów) oraz wpływ położenia anody względem linii pola.

Zależność druga obejmuje rodzaj materiału anody, jej zanieczyszczenia oraz wpływ stanu próżni w lampie.

Zdolność wtórnej emisji bywa wyrażana [2] stosunkiem prądu wtórnego do pierwotnego:

$$\gamma_a = \frac{i_{a2}}{i_{a1}} \dots \dots \dots (3)$$

Spółczynnik γ_a może być przedstawiony w postaci iloczynu dwóch czynników

$$\gamma_a = \delta_a \cdot \epsilon_a \dots \dots \dots (4)$$

gdzie ϵ_a jest miarą ilości elektronów, które są wyswabiane przez jeden elektron pierwotny, zaś δ_a pokazuje, jaka część elektronów wtórnych zostaje od anody odprowa-

dzana (a więc do niej nie wraca). Czynniki ϵ_a jest funkcją szybkości elektronów pierwotnych oraz kąta ich padania. Rośnie on wraz ze wzrostem tego kąta (względem normalnej) oraz naogół wraz z szybkością elektronów; ponadto zależy od rodzaju materiału anody.

Czynnik δ_a może dążyć asymptotycznie do jedności, jednak zazwyczaj wartości tej nie osiąga. Jeżeli chodzi o określenie zdolności emisji wtórnej całkowitej

$$I_{ac} = \frac{I_{acz}}{i_{a1}} \dots \dots \dots (5)$$

to tutaj będzie $\gamma_{ac} = \epsilon_a$, zaś $\delta_a = 1$, gdyż zakładamy, że wszystkie elektrony wtórne zostają odprowadzone do anody.

W lampie o danej konstrukcji elektrod, rozkład pola elektrycznego, a przeto i kształt torów elektronów będzie stały, jeśli stosunek napięć V_a i V_s będzie stały. Ta stałość torów odnosi się tak do elektronów pierwotnych, jak i do wtórnych. Przy zmianie stosunku ($V_a : V_s$) zmienia się kąt padania elektronów. Jednakże w istniejących i normalnie stosowanych lampach wpływ zmian tego stosunku na kąt padania jest względnie niewielki. Wpływ ten występuje dopiero wyraźniej w przypadku zastosowania pól magnetycznych, odchylających wybitnie tory elektronów, powodując w ten sposób styczne ich uderzenie o powierzchnię anody.

Wpływ rodzaju materiału anody na zdolność wtórnej emisji jest bardzo znaczny. Dla metali (wolfram, molibden, nikiel, miedź, żelazo) o powierzchni czystej i wolnej od gazów okładowanych, współczynnik γ_a jest zawarty między 1,2 a 1,5, dla powierzchni zanieczyszczonych wynosi kilka, zaś dla powierzchni specjalnie pokrytych tlenkami (np. metali ziem alkalicznych) dochodzi do kilkunastu [1]. B. van der Pol [3] dla niklu—w zakresie napięć $v_a = 150 \div 1000$ V—podaje wzór na współczynnik γ_a w postaci

$$\gamma_a = a v_a^{1/2} \dots \dots \dots (6)$$

opierając się na założeniu, że emisja wtórna powinna być proporcjonalna do szybkości elektronów pierwotnych, a więc do $v_a^{1/2}$.

Wzór (6) nie uwzględnia jednak tej okoliczności, iż dla wywołania wtórnej emisji z anody elektrony pierwotne muszą już mieć pewną szybkość dostatecznie dużą, aby

¹⁾ P. Bibliografja na końcu artykułu.

energja, oddana przez nie — podczas uderzenia — elektronom swobodnym w metalu, wystarczała do spowodowania wytrącenia tych ostatnich nazewnątrz. Rozważania bardziej szczegółowe pokazują, że powinien tu być spełniony warunek²⁾

$$V_1 \geq \xi_0 \dots \dots \dots (7)$$

gdzie V_1 oznacza (wyrażoną w voltach) dolną graniczną szybkość elektronów pierwotnych, zaś ξ_0 maksymalną szybkość elektronów w danym metalu w temperaturze zera bezwzględnego. Wartości ξ_0 dla niektórych ciał podane są w tablicy I.

Tablica I.

Ciała	Fe	Mo	Ni	Pt	W	Ta	Ca	Th
ξ_0	11,4	8,3	11,7	6	5,3	6	2,9	3,4

Uwzględniając zatem warunek (7) we wzorze (6) przez wstawienie $(v_a - V_1)$ zamiast v_a , otrzymamy wzór na zdolność wtórnej emisji w postaci:

$$\gamma_{ac} = \frac{I_{aec}}{i_{a1}} = a(v_a - V_1)^2 \dots \dots \dots (8)$$

(obowiązujący począwszy od $v_a = V_1$).

Jak się okazało, wzór (8) daje lepszą zgodność z doświadczeniem, aniżeli wzór (6).

Dla napięć anody niższych od V_1 występują w lampie zjawiska t. zw. odbicia, polegające na częściowym odchyłaniu elektronów pierwotnych (zdążających do anody) pod wpływem działania sił jądra atomu powierzchniowego [4], wskutek czego przebieg charakterystyki dynatronowej dla tych napięć ulega często zniekształceniom.

O ile chodzi o górną granicę obowiązywania wzoru (8), to istnieją tu rozbieżności tak w poglądach, jak i w otrzymanych wynikach doświadczalnych. Mianowicie, według niektórych prac zdolność emisyjna wzrasta wraz z napięciami tylko do pewnego stopnia, osiąga maksimum dla napięć rzędu kilkuset voltów, a następnie spada, według innych prac natomiast maksimum tego nie ma.

Wydaje się jednak, iż w granicach napięć, które są interesujące ze względu na zastosowanie generacyjne niewielkich dynatronów (napięcia poniżej tysiąca voltów), zmniejszania się zdolności całkowitej emisji nie należy się spodziewać³⁾.

3. Prądy w obwodach elektrod dynatronu.

W interesującym nas zakresie działania dynatronowego potencjał siatki v_s musi być wyższy od potencjału anody v_a dlatego, aby mogła być odprowadzona wtórna emisja i_{a2} z anody.

Zatem w zakresie tym równania prądów, płynących w obwodach elektrod dynatronu, będą następujące:

Prąd anodowy, mierzony w obwodzie zewnętrznym anody, jest różnicą prądu anodowego pierwotnego dopływającego i wtórno odpyływanego

$$i_a = i_{a1} - i_{a2} \dots \dots \dots (9)$$

Prąd siatki jest sumą prądu pierwotnego siatki i wtórno anody, który dopływa do siatki

$$i_s = i_{s1} + i_{a2} \dots \dots \dots (10)$$

Do równań tych nie wchodzi prąd wtórnej emisji z siatki, gdyż wobec warunku $v_s > v_a$ prąd ten nie może być od siatki odprowadzany, a przeto można przyjmować $i_{s2} = 0$ Prąd emisyjny z katody będzie oczywiście sumą (9) i (10)

$$i_c = i_a + i_s = i_{a1} + i_{s1} \dots \dots \dots (11)$$

Prąd ten jest określony przez równanie lampy trójelektrodowej

$$i_c = c \left(\frac{1}{K} v_a + v_s \right)^{3/2} = c(v_e)^{3/2} \dots \dots \dots (12)$$

Wobec tego, iż napięcie v_s jest tu zazwyczaj wysokie, napięcie zastępcze v_e jest większe od napięcia zastępczego nasycenia, a więc prąd staje się równy prądowi emisyjnemu całkowitemu

$$i_c = I_{ec} \dots \dots \dots (13)$$

Wynika stąd zależność

$$i_{a1} + i_{s1} = I_{ec} \cong \text{const} \dots \dots \dots (14)$$

Prąd I_{ec} można uważać za stały tylko w pierwszym przybliżeniu, gdyż właściwie rośnie on wraz ze wzrostem v_e na skutek wyciągającego działania elektronów z katody oraz wzrostu jej temperatury wraz ze wzrostem mocy, traconej w anodzie i siatce.

Rozdział prądów pierwotnych i_{a1} i i_{s1} (stanowiących prąd emisyjny $i_c = I_{ec}$) pomiędzy anodę i siatkę, przy dodatnich potencjałach tych elektrod, jest określony — jak wiadomo — wzorem o postaci ogólnej

$$\frac{i_{s1}}{i_{a1}} = \Phi \left(\frac{v_s}{v_a} \right) \dots \dots \dots (15)$$

Tank [5] i Lange [6] funkcji tej przypisują kształt

$$\Phi \left(\frac{v_s}{v_a} \right) = \mu \sqrt{\frac{v_s}{v_a}} \dots \dots \dots (16)$$

gdzie dla układu cylindrycznego elektrod jest [6]

$$\mu = \frac{F_s}{F_a} \sqrt{\frac{\lg \frac{2r_a}{\delta_k}}{\lg \frac{2r_s}{\delta_k}}} \dots \dots \dots (17)$$

F_s jest powierzchnią rzutu żeberk siatki na jej cylinder,
 F_a — powierzchnią otworów siatki na ten cylinder,
 r_a i r_s — promieniami cylindrów anody i siatki,
 δ_k — średnicą katody.

Dla siatki cylindrycznej spiralnej o skoku d_s i grubości drutu spirali δ_s jest

$$\frac{F_s}{F_a} = \frac{\delta_s}{d_s - \delta_s} \dots \dots \dots (18)$$

Wzór (16) został wyprowadzony przy pewnych bardzo ograniczonych założeniach, a przeto posiada on wąski zakres stosowności. Zgodnie z doświadczeniem, daje on dostateczną zgodność jedynie w zakresie $v_a \cong v_s$; dla $v_a < v_s$ daje wartości zbyt małe, zaś dla $v_a > v_s$ — zbyt duże, przyczem błędy dochodzą tu mogą do kilkudziesięciu procentów, szczególnie dla małych wartości v_a . Składają się na to różne przyczyny, jak to: obecność ładunku przestrzennego, odchylające oddziaływanie żeberk siatki na elektrony, przechodzące przez otwory w siatce, kontaktowe różnice potencjałów materiału elektrod i t. d.

Pomiary, przeprowadzone nad pewną ilością lamp, wykazały, że lepszą zgodność z doświadczeniem daje wzór kształtu

$$\frac{i_{s1}}{i_{a1}} = \mu \left(\frac{v_s}{v_a} \right)^{1/3} \dots \dots \dots (19)$$

²⁾ P. np. W. Majewski. Wtórna emisja elektronów z metalu w świetle nowych poglądów fizyki. Przegl. Elektr., t. XVI, z. 19 i 20, 1934.

³⁾ Oczywiście mowa tu o emisji wtórnej całkowitej, a więc zakłada się, że istnieje zawsze możność odprowadzania wtórnych elektronów od anody. Również własności anody przy zwiększaniu v nie powinny ulegać zmianie.

Ponieważ czasami otrzymywane są wartości okazały się nieco za duże w stosunku do doświadczalnych, należy przypuszczać, że właściwa postać wzoru (19) powinna być

$$\frac{i_{s1}}{i_{a1}} = \psi \left(\frac{v_s}{v_a} \right)^{1/n} \dots \dots \dots (20)$$

przyczem n w wykładniku potęgi jest tu zawarte w granicach

$$n = 2 \div 3$$

Uwzględniając równanie (20), możemy z równania (14) określić prąd anodowy pierwotny jako

$$i_{a1} = I_{ec} \frac{1}{1 + \mu \left(\frac{v_s}{v_a} \right)^{1/n}} = I_{ec} \frac{v_a^{1/n}}{v_a^{1/n} + \mu v_s^{1/n}} \dots \dots (22)$$

Ten właśnie prąd i_{a1} , płynąc od anody, wywołuje emisję wtórną, która określa się całkowitym prądem wtórnej emisji i_{a2c} .

4. Odprowadzanie prądu emisji wtórnej.

Dla odprowadzenia prądu emisji wtórnej i_{a2} niezbędna jest elektroda o potencjale wyższym od potencjału anody. Rolę takiej elektrody spełnia siatka w zakresie $v_s > v_a$. Otóż w tych warunkach układ elektrod „anoda-siatka”, w odniesieniu do wtórnej emisji z anody, można rozpatrywać jako lampę dwuelektrodową o katodzie (k'), utworzonej przez

zaś zamiast β^2 przyjmuje się $(-\beta)^2$, przyczem

$$(-\beta)^2 = f \left(\frac{r_a}{r_s} \right) \dots \dots \dots (26)$$

Zależność (26) dla spotykanych wartości stosunku $\frac{r_a}{r_s}$ podana jest w tablicy II⁵⁾.

Równanie (23) obowiązuje oczywiście w zakresie napięć v mniejszych od napięcia nasycenia lampy $k'a'$.

Dla odprowadzenia od anody a (katody k') prądu I_{a2c} , odpowiadającego całkowitej emisji wtórnej, potrzebne jest conajmniej napięcie V_{nas} , spełniające zależność

$$I_{a2c} = c' V_{nas}^{3/2} \dots \dots \dots (27)$$

a więc powinien być spełniony warunek

$$(v_s - v_a) \geq V_{nas} \dots \dots \dots (28)$$

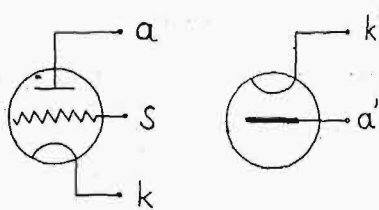
Jeśli przy danym i stałym V_s będziemy zwiększać v_a , to począwszy od $v_a = V_s - V_{nas}$ prąd i_a nie będzie już równy prądowi i_{a2c} , lecz będzie się zmniejszał.

Przejęcie od zakresu obowiązywania wzoru (23) do zakresu nasycenia nie jest tu nagłe, gdyż elektrony, wychodzące z katody k' (wtórne z anody a), mają różne szybkości. Należy się przeto spodziewać w rzeczywistej krzywej $i_{a2} = f(v)$ górnego zakrzywienia o przebiegu stosunkowo łagodnym, nie zaś załamania. Potwierdzenie doświadczalne przebiegu charakterystyk (23) podane jest w Dodatku I⁶⁾.

Tablica II.

$\frac{r_a}{r_s}$	1,5	1,8	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5	2,6	2,7	2,8	3,0	3,4	4,0
$(-\beta)^2$	0,228	0,557	0,835	1,009	1,184	1,371	1,570	1,780	1,999	2,23	2,47	2,98	4,11	6,06

anodę (a) dynatronu, zaś o anodzie (a'), utworzonej przez siatkę (s) dynatronu, jak to pokazuje rys. 4.



Rys. 4.

Dla obliczenia prądu anodowego w takiej lampie oczywiście stosujemy równanie Langmuir'a

$$i_{a2} = c' v^{3/2} = c' (v_s - v_a)^{3/2} \dots \dots \dots (23)$$

w którym i_{a2} oznacza prąd odprowadzany od anody dynatronu, zaś $v = v_s - v_a$ różnicę potencjałów między anodą a' a katodą k' , równą różnicy potencjałów siatki i anody dynatronu. c' jest stałą, zależną od układu elektrod; dla cylindrycznego układu elektrod wyraża się ona wzorem⁴⁾:

$$c' = 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{l_k}{r \beta^2} \dots \dots \dots (24)$$

Tutaj jest r promieniem cylindra anody, l_k — długością cylindra anody i katody, β — współczynnikiem, będącym funkcją stosunku średnic anody i katody.

W odniesieniu do katody zewnętrznej, a anody wewnętrznej — jak ma to miejsce w rozpatrywanym przypadku — jest

$$r = r_s \dots \dots \dots (25)$$

5. Równanie charakterystyki dynatronu.

Powyższe rozważania umożliwiają napisanie równania charakterystyki dynatronu. Charakterystykę tę możemy podzielić na trzy odcinki.

Odcinek I obejmuje zakres od $v_a = 0$ do $v_a = V_1$, t. j. zakres, gdzie nie występuje jeszcze ta emisja wtórna z anody, która odgrywa właściwą rolę w pracy dynatronu.

Tutaj równanie prądu anodowego określone jest przez (22), a więc:

$$i_a = I_{ec} \frac{v_a^{1/n}}{v_a^{1/n} + \mu v_s^{1/n}} \quad \text{dla } v_a = 0 \div V_1, \dots \dots (I)$$

Odcinek II obejmuje zakres od $v_a = V_1$ do $v_a \cong V_s - V_{nas}$, t. j. zakres, gdzie emisja wtórna z anody występuje i jest odprowadzana całkowicie do siatki. Tutaj prąd anodowy jest różnicą prądu pierwotnego i_{a1} i wtórnego i_{a2} , zgodnie ze wzorem (9). Podstawiając do (9) otrzymane ze wzoru (7) wyrażenie

$$I_{a2c} = i_{a1} \alpha (v_a - V_1)^{1/2}$$

i zastępując w nim i_{a1} przez wyrażenie (22), otrzymamy równanie charakterystyki dynatronu w zakresie II-im jako:

$$i_a = I_{ec} \frac{v_a^{1/n}}{v_a^{1/n} + \mu v_s^{1/n}} \left[1 - \alpha (v_a - V_1)^{1/2} \right] \dots \dots (II)$$

dla $v_a = V_1 \div (V_s - V_{nas})$.

⁴⁾ Langmuir a. Blodgett, Phys. Rev. (2), 22, 1923, s. 347.

⁵⁾ Banneitz, Taschenbuch der drahtlosen Telephonie u. Telephonie, 1927, str. 453.

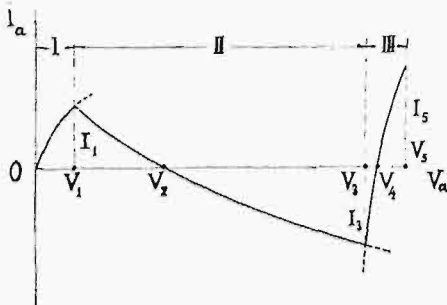
⁶⁾ Na końcu artykułu,

Odcinek III obejmuje zakres od $v_a = V_s - V_{ns}$ do $v_a = V_s$, t. j. zakres, w którym emisja wtórna z anody nie jest całkowicie odprowadzana wskutek niedostatecznie wysokiej różnicy potencjałów między siatką a anodą. Odprowadzany prąd wtórny $i_a (< I_{azc})$ określony jest równaniem (23), a przeto, wstawiając (23) do (9) i uwzględniając (22), otrzymamy równanie:

$$i_a = I_{ec} \frac{v_a^{1/n}}{v_a^{1/n} + \mu v_s^{1/n}} - c' (V_s - v_a)^{3/2} \quad (III)$$

$$\text{dla } v_a = (V_s - V_{ns}) \div V_s.$$

Poszczególne odcinki charakterystyki przedstawione są na rys. 5 liniami ciągłymi.



Rys. 5.

Podana tu tytułem przykładu charakterystyka przechodzi pod os v_a t. zn., iż prąd anodowy zmienia znak, a więc w lampie tej przeważa prąd emisji wtórnej (wyrażenie w nawiasie kwadratowym wzoru (II) staje się ujemne). Przypadek taki nie zawsze jednak ma miejsce; jeśli zastosowane napięcie v_s jest niedostatecznie wysokie, wówczas zakres (III) może się zacząć wcześniej, niż prąd zmieni znak, a zatem punkt przecięcia krzywej (II) z osią v_a znajdzie się poza zakresem (II).

Otrzymanie charakterystyki, przecinającej w zakresie II os v_a , jest zawsze możliwe. Jest to tylko kwestja zastosowania odpowiednio wysokiego napięcia siatki v_s (oczywiście należy się liczyć z mocą admysyjną siatki).

6. Odchylenie od wzoru.

Rzeczywista charakterystyka dynatronu wykazuje odchylenia od linii teoretycznych, określonych równaniami (I), (II) i (III). Odchylenia te są znaczniejsze przede wszystkim na pograniczach poszczególnych zakresów. Niektóre z przyczyn wywołujących je rozpatrzone są poniżej.

Zakres I. W zakresie tym obowiązuje wzór (1), wyrażający prawo rozdziału prądu w lampie trójelektrodowej. Przyczyny odchylenia od tego wzoru zostały rozpatrzone w pracy Lange'go [6] dla przypadku $n=2$; są to mianowicie: 1) spadek napięcia wzdłuż katody oraz pole magnetyczne prądu żarzenia, 2) ładunki przestrzenne, 3) odbicie elektronów pierwotnych (t. zw. echte Reflexion), 4) początkowa szybkość elektronów, 5) potencjały kontaktowe. Poprawki, odpowiadające tym przyczynom, uwzględnione przez uzupełnienie wzoru (16), nie usuwają jednak całkowicie rozbieżności między teorią a doświadczeniem. Dalsze badania pokazały, że przyczyny tych odchylenia leżą we wpływie kształtu elektrod, a w szczególności we wpływie konstrukcji siatki, na kształt torów elektronów. Kształt torów elektronów, oczywiście decydujący o rozdziale prądów między elektrody, zależy w dużym stopniu od odchyłającego działania siatki na elektrony, które przebiegają tuż obok jej żeberka. W zależ-

ności od wartości stosunku $v_a : v_s$, siły odchyłające działają w kierunku od żeberka lub ku żeberkom, co jest równoznaczne niejako pozornemu zwiększeniu lub zmniejszeniu wymiarów żeberka.

Jednakże nie wszystkie z tych wpływów dadzą się ująć w takie wyrażenia matematyczne, aby poprawiony wzór mógł znaleźć zastosowanie dla celów praktycznych.

Co się tyczy efektów odbicia, o którym była powyżej mowa, to według Lange'go efekt ten występuje w granicach od 3 do 9 woltów, wykazując maksimum w okolicach 6 V. Powoduje on pewne zmniejszenie się prądu anodowego i_a w tym zakresie, w wyniku czego charakterystyka $i_a = f(v_a)$ otrzymuje niewielkie wklęsnięcie na tym odcinku swego przebiegu.

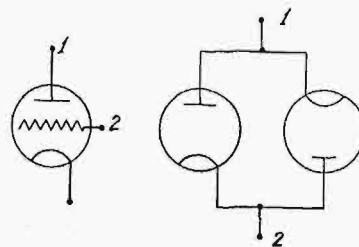
Pogranicze zakresów I/II. Pogranicze to charakteryzuje się zjawianiem się wtórnej emisji z anody, początek której — zgruba biorąc — określony jest wielkością napięcia V_1 . Ponieważ jednak początkowe szybkości elektronów wtórnych zawarte są w pewnych granicach około szybkości średniej, przeto również i wielkość napięcia V_1 nie jest jednakowa dla wszystkich elementów; zatem krzywa $i_a = f(v_a)$ w otoczeniu punktu $v_a = V_1$ będzie właściwie wypadkową z wielu charakterystyk o różnych V_1 zawartych w granicach odpowiadających tym szybkościom⁷⁾.

Należy się przeto spodziewać spłaszczenia wierzchołka charakterystyki w otoczeniu napięcia V_1 .

Zakres II. W środku tego zakresu zgodność teorii z doświadczeniem jest stosunkowo b. dobra, co jest o tyle korzystne, iż odpowiadający mu odcinek charakterystyki odgrywa główną rolę w większości zastosowań dynatronu.

Pogranicze zakresów II/III. Ze wzrostem v_a , w miarę zbliżania się do napięcia $V_s - V_{ns}$, odchylenie od wzoru teoretycznego może się zwiększyć wskutek wkraczania w zakres nasycenia lampy dwuelektrodowej, utworzonej przez układ elektrod „anoda-siatka”. Ponieważ elektrony wtórne z anody posiadają różne szybkości początkowe, różne będą odpowiadające im napięcia nasycenia V_{ns} , a zatem również granica zakresów II i III nie będzie ostro określona tak, jak np. nie jest ostro określone górne zakrzywienie charakterystyki kenotronu.

Zakres III. W zakresie tym odchylenia spowodowane są naogół temi samymi czynnikami, które powodują odchylenia od wzoru Langmuir'a w lampie dwuelektrodowej. Po-



Rys. 6.

nadto dochodzi tu — w pobliżu $v_a = V_s$ — wpływ wtórnej emisji z siatki, bowiem dla $v_a > V_s$ rola elektrod w lampie dwuelektrodowej „anoda-siatka” odwraca się (siatka staje się katodą, zaś anoda — anodą). Charakterystykę dynatronową w otoczeniu punktu $v_a = V_s$ należy przeto uważać za wypadkową z dwóch charakterystyk, odpowiadających dwu lampom dwuelektrodowym, połączonym w sposób, pokazany na rys. 6. Dzięki początkowym szybkościom elektronów, wychodzących z katod obu lamp, przebieg charakterystyki wypadkowej, otrzymanej przez zsumowanie nieco przesuniętych

⁷⁾ Szybkości te nie przekraczają napięcia rzędu dziesięciu woltów.

charakterystyk lamp poszczególnych, będzie w otoczeniu punktu $v_a = V_s$ bardzo zbliżony do prostoliniowego (patrz Dodatek II).

7. Oporność ujemna dynatronu.

Dla celów generacyjnych największe znaczenie posiada odcinek II charakterystyki wraz z pograniczami I/II i II/III. Wobec tego, iż przebieg charakterystyki w tym odcinku jest zbliżony do prostoliniowego, nachylenie jej możemy określić np. dla punktu $v_a = V_2$, t. j. dla

$$1 - \alpha (v_a - V_1)^{1/2} = 0 \dots \dots \dots (30)$$

Z równania (II) otrzymujemy — po uwzględnieniu (30):

$$\rho = \frac{1}{d i_a} = - \frac{2}{\alpha^2 I_{ec}} \left[1 + \mu \left(\frac{v_s}{v_a} \right)^{1/2} \right] \dots \dots (31)$$

W dalszym ciągu, podstawiając do (31) wartość na v_a , określoną z (30), otrzymamy.

$$\rho = - \frac{2}{\alpha^2 I_{ec}} \left[1 + \mu \left(\frac{\alpha^2 V_s}{1 + \alpha^2 V_1} \right)^{1/2} \right] \dots \dots (32)$$

Ponieważ zazwyczaj jest $\alpha \ll 1$, zaś V_1 rzędu kilkunastu, przeto — z pewnym przybliżeniem — można (32) napisać w postaci:

$$\rho \cong - \frac{2}{\alpha^2 I_{ec}} [1 + \mu (\alpha^2 V_s)^{1/2}] \dots \dots (33)$$

Przyjmując, iż w odcinku II jest $n \cong 2$, otrzymamy (33) jako

$$\rho \cong - \frac{2}{\alpha^2 I_{ec}} (1 + \mu \alpha V_s^{1/2}) \dots \dots (34)$$

Oporność ujemna dynatronu maleje wraz ze zwiększaniem prądu emisyjnego całkowitego z katody oraz ze zwiększeniem się zdolności wtórnej emisji z anodą.

Wpływ potencjału siatki na ρ jest stosunkowo nieznaczny.

8. Określenie wielkości charakterystycznych.

Wielkości, wchodzące do wzorów (I), (II) i (III) charakterystyki dynatronu, są częściowo określone przez wymiary geometryczne elektrod (μ , c'), częściowo przez ich własności fizyczne (I_{ec} , V_1 , α).

Te ostatnie, a w szczególności współczynnik α , mogą być określone jedynie na drodze doświadczalnej, często nawet indywidualnie dla danego egzemplarza lampy tego samego typu, gdyż wartość α może się znacznie zmieniać w zależności od własności powierzchni anody (przegrzania i t. d. [7]).

Określenie I_{ec} . Określenie prądu I_{ec} nie nasuwa specjalnych trudności; w lampie trójelektrodowej, stosowanej jako dynatron, jest to prąd emisyjny całkowity (otrzymany w obwodzie razem połączonych elektrod: anody i siatki, posiadających wysoki potencjał siatki). W lampie dwusiatkowej, stosowanej jako pliodynatron, równoważny prąd I_{ec} jest określony przez potencjał siatki wewnętrznej i otrzymuje się przez pomiar prądu płynącego w obwodzie razem połączonych elektrod siatki zewnętrznej i anody, posiadających wysoki potencjał.

Określenie V_1 . Z dostatecznym przybliżeniem można określić V_1 na drodze doświadczalnej, przyjmując V_1 równe napięciu, odpowiadającemu wierzchołkowi charakterystyki na pograniczu zakresów I/II. Jeżeli materiał anody jest znany (np. czysty metal), wówczas wartość V_1 może być wzięta z tablicy I jako $V_1 = \xi_0$.

Określenie α . Na podstawie zależności (30), słusznej dla punktu przecięcia się charakterystyki z osią V_a (punkt $v_a = V_2$, rys. 5), podstawiając do (30) poprzednio określone V_1 , otrzymujemy:

$$\alpha = \frac{1}{(V_2 - V_1)^{1/2}} \dots \dots \dots (36)$$

W razie, gdy przecięcia niema (i_a nie staje się równe zero), napięcie V_2 można określić z dostatecznym przybliżeniem przez ekstrapolację charakterystyki nazewnątrz jej zakrzywienia.

Określenie μ . Określamy μ przy pomocy wzoru (17) lub też doświadczalnie, przez pomiar rozptyłu prądów i_a i i_s przy $v_a = V_s$, korzystając ze wzoru

$$\mu = \frac{i_{s1}}{i_{a1}} = \frac{i_s}{i_a} = \frac{I_{ec} - I_s}{I_s} \dots \dots \dots (37)$$

otrzymanego z (16) przez założenie $v_a = V_s$.

Wzory (17) i (37) mogą dawać różnice wskutek obecności ładunków przestrzennych.

Określenie c' . Wielkość c' można określić bądź to przy pomocy wzoru (24), bądź też doświadczalnie na podstawie znajomości napięcia V_a i prądu I_s , posługując się wzorem (23), który daje zależność:

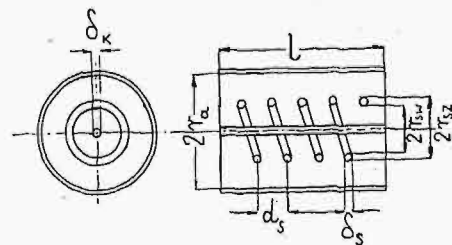
$$c' \cong \frac{I_s}{(V_s - V_a)^{3/2}} = \frac{I_{ec}}{(1 + \mu) (V_s - V_1)^{3/2}} \dots \dots (38)$$

CZĘŚĆ II — DOŚWIADCZALNA.

Celem sprawdzenia zgodności podanych wyżej wzorów z doświadczeniem, przeprowadzono badania kilku lamp w dynatronowym zakresie napięć. Badania przeprowadzono nad lampami trójelektrodowymi odbiorczymi lub nadawczymi małej mocy o katodzie wolframowej.

Lampy pracowały przy napięciach i prądach, nieprzekraczających granic, dopuszczalnych ze względu na moc admisyjną elektrod i trwałość katody.

Lampy E 121, Lampa E 121 („La Radiotechnique“) jest lampą trójelektrodową o cylindrycznym układzie elektrod i posiada następujące dane (rys. 7):



Rys. 7.

Anoda (niklowa):

$$2 r_a = 11,5 \text{ mm}, \quad l_a = 21 \text{ mm} (= l_k').$$

Moc admisyjna: $P_a \cong 10 \text{ W}$.

Siatka spiralna (molibdenowa):

$$2 r_{s, \delta r} = 4,6 \text{ mm}, \quad l_s = 25 \text{ mm} (= l_a')$$

$$\delta_s = 0,41 \text{ mm}, \quad d_s = 1,25 \text{ mm}$$

$$2 r_{s, \text{zewn}} = 5,0 \text{ mm},$$

Katoda (wolframowa):

$$\delta_k = 0,1 \text{ mm}, \quad l_k = 23 \text{ mm}.$$

Napięcie żarzenia $V_k \cong 5 \text{ V}$.

Dla lampy tej obliczamy na podstawie odpowiednich wzorów

$$\frac{F_s}{F_0} = 0,49, \quad \mu = 0,55, \quad (-\beta)^2 = 1,37, \quad c' = 9 \cdot 10^{-2}.$$

Dla anody niklowej, zgodnie z tablicą I, mamy

$$\xi_0 = V_1 = 11,7.$$

Wykresy na rys. 8 przedstawiają rodzinę charakterystyk dynatronowych lampy Nr. 1 przy różnych wartościach prądu emisyjnego całk. katody

$I_{ec} = 1; 2,5; 5; 7,5; 10; 20$ i 30 mA oraz przy napięciu $V_s = 224$ V.

Na rys. 9 natomiast zestawione są charakterystyki tej samej lampy przy $I_{ec} = 5$ i 10 mA, zdjęte dla dwóch różnych napięć siatki $V_s = 224$ i 278 V. (Ponadto podane są charakterystyki prądu siatki i_s).

Przy zdejmowaniu tych charakterystyk prąd I_{ec} był stale kontrolowany i utrzymywany na stałej wartości, jaka odpowiada danej krzywej. Również były zachowane wszelkie ostrożności w celu uniknięcia możliwości powstawania oscylacji w obwodach.

Z przebiegu charakterystyk wyciągamy następujące wnioski:

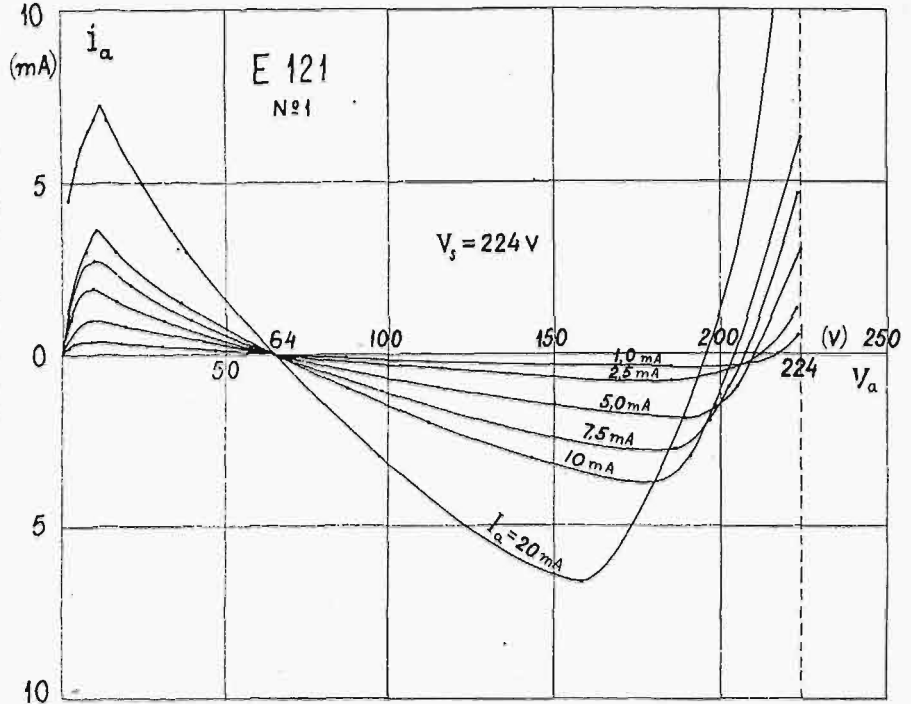
1) Wszystkie charakterystyki przecinają się w jednym punkcie, leżącym na osi V_a i odpowiadającym napięciu V_2 , niezależnie od wartości I_{ec} i V_s .

2) Przy zmianie V_s przesunięciu ulega odcinek III charakterystyki. Przesunięcie to jest równoległe i równe jest zmianie v_s , w ten sposób, iż napięcia V_3 i V_4 utrzymują przyrosty równe przyrostom V_s . Natomiast przebieg krzywej na odcinku I i II nie ulega zmianie.

3) Wartości prądu I_1 , I_3 i I_5 są proporcjonalne do I_{ec} .

4) Max. prąd I_1 występuje w granicach paru woltów w otoczeniu napięcia V_1 ,

Wykresy na rys. 10 przedstawiają zależności napięć V_1 i V_2 , prądów I_1 i I_3 , oraz nachylenia charakterystyk (odwrotność oporności) w punkcie V_2 w zależności od prądu I_{ec} .



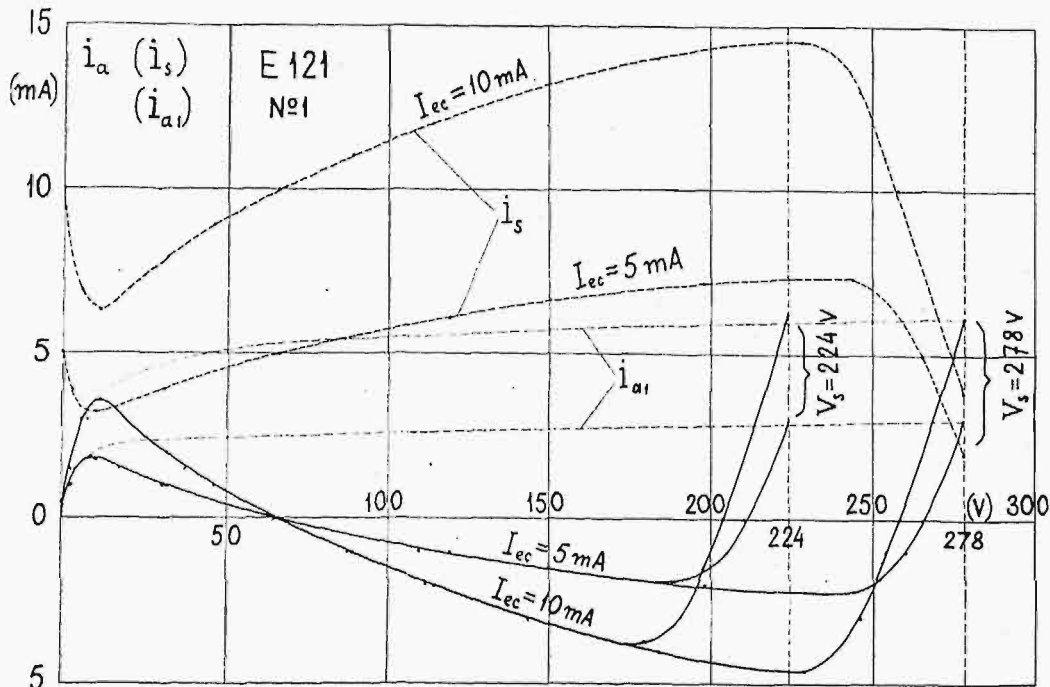
Rys. 8.

Na podstawie charakterystyk określamy dla lampy Nr. 1:

$V_2 \approx 64$ V; $V_1 \approx 9 + 12$ V; przyjmujemy $V_1 = 11$ V, Ze wzoru (36) obliczamy

$$a = 0,137.$$

Obliczając μ ze wzoru (37), otrzymujemy różne wartości, odpowiadające różnym I_{ec} . Zawierają się one w gra-



Rys. 9.

nicach $\mu = 0,58 \div 0,65$, a więc różnica w stosunku do μ obliczonego nie jest zbyt duża, jeśli się zważy poprzednio omówione okoliczności.

Na zasadzie wzoru (38) obliczamy c' dla różnych krzywych: otrzymujemy wartość $c' = 7,10^{-2} \div 8,10^{-2}$.

Dla porównania teorii z doświadczeniem, wykresamy charakterystykę (I) + (II) + (III), przyjmując następujące dane:

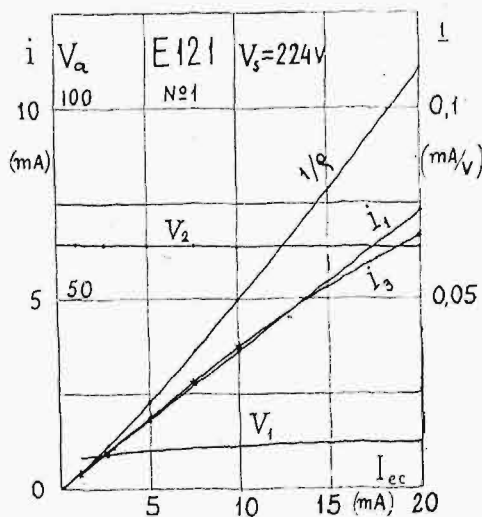
$$V_1 = 11, \alpha = 0,137, \mu = 0,6, c' = 9 \cdot 10^{-2}$$

dla: 1) $V_s = 224 \text{ V}$ i 2) $V_s = 278 \text{ V}$.

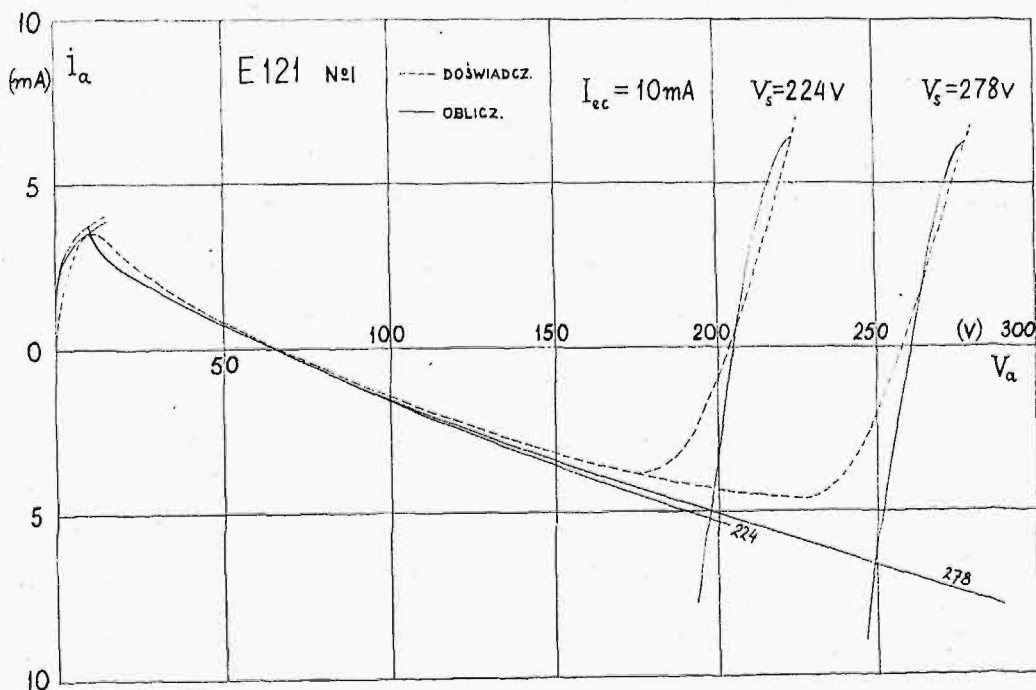
We wzorze (I), przyjęto w wykładniku potęgi $n = 3$. Prąd $I_{ec} = 10 \text{ mA}$.

Wykresy na rys. 11 przedstawiają przebieg tej charakterystyki w trzech odcinkach na tle charakterystyk doświadczalnych (linje przerywane).

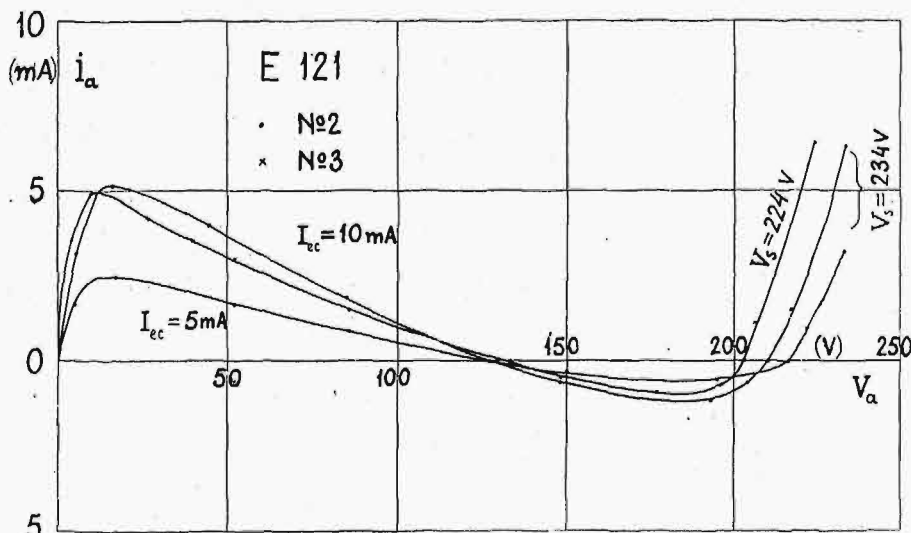
Lampa Nr. 2 tego samego typu posiadała $a = 0,093$, lampa Nr. 3 — $a = 0,091$. Dla obu tych lamp c' oraz μ określone doświadczalnie, były takie same jak dla lampy Nr. 1.



Rys. 10.



Rys. 11.



Rys. 12.

Charakterystyki tych lamp przedstawione są na rys. 12.

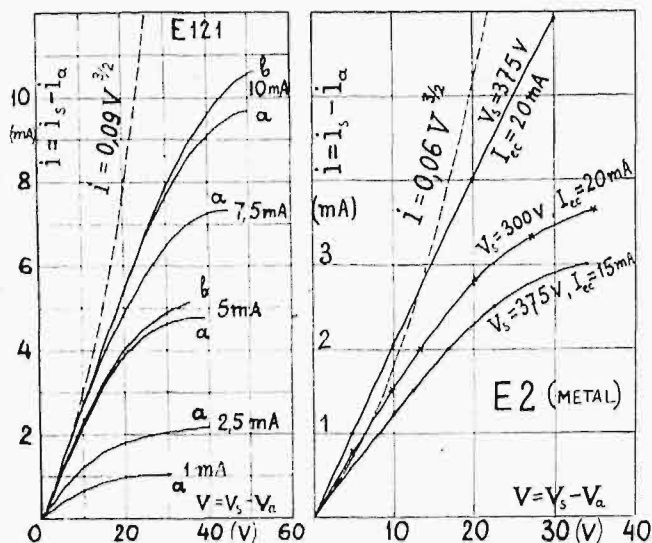
DODATEK I.

W celu sprawdzenia zależności (23), charakterystyki dynatronowe dla kilku lamp typu E 121 przy różnych I_{ec} i V_s przedstawiono razem na wykresie, sprowadzając je do wspólnego punktu, odpowiadającego prądowi I_s . W ten sposób odcinki III utworzyły pęk krzywych o wspólnym punkcie 0 (rys. 13a).

Równanie tych krzywych jest oczywiście:

$$I_s - i_a = f(V_s - V_a).$$

Na tym samym wykresie pokazano krzywą teoretyczną, odpo-

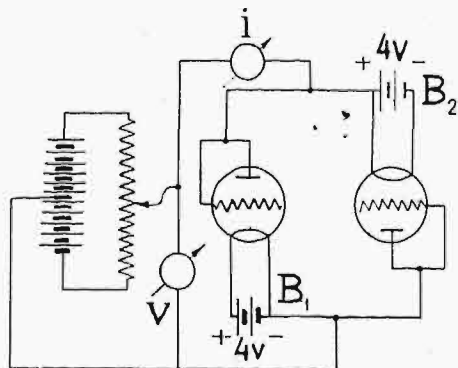


Rys. 13a.

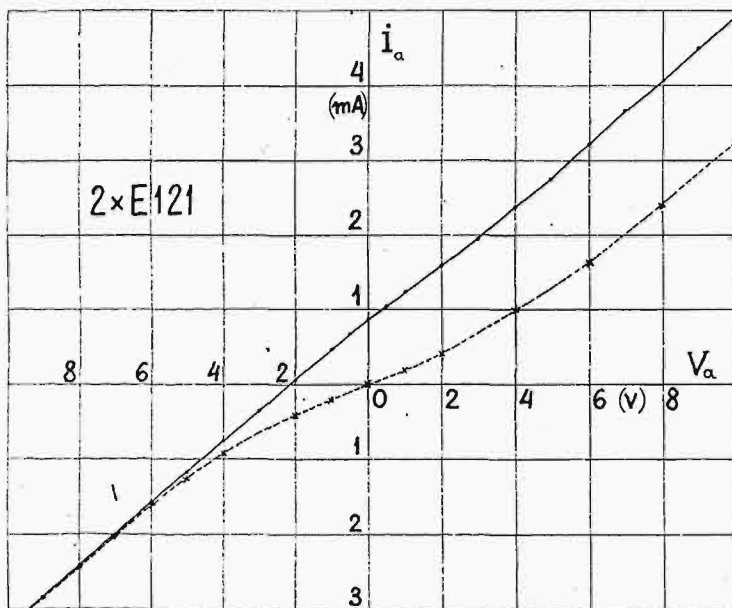
Rys. 13b.

wiadającą równaniu (23) ze współczynnikiem $c' = 0,09$.

Początkowo krzywe te przebiegają razem, a następnie, w miarę zbliżania się do zakresu nasycenia, rozchodzą się coraz bardziej. Rys. 13b przedstawia podobne wykresy dla lampy typu E 2 („Metal”), która posiada mniejszą wartość współczynnika c' .



Rys. 14.



Rys. 15.

Podstawiając do wzoru (24) wymiary jej elektrod $2 r_{a.wewn} = 13 \text{ mm}$, $2 r_{s.zew.} = 5 \text{ mm}$, $l_a \approx l_s \approx 20 \text{ mm}$, otrzymujemy $c' = 0,06$. Przebieg charakterystyki w odcinku III jest przeto mniej stromy. Linia przerywana przedstawia tu równanie:

$$i = 0,06 (V_s - V_a)^{3/2}.$$

DODATEK II.

Dla sprawdzenia słuszności rozumowania odnośnie odchyłań w przebiegu charakterystyki w końcu odcinka III

(w pobliżu $V_a = V_s$), zdjęto zależność prądu i_a od napięcia v_a w układzie przedstawionym na rys. 14. Bateria zarzenia jednej z lamp miała odwrócone znaki, co odpowiada niejako zwiększeniu wyjściowej szybkości elektronów, tak jak ma to miejsce w przypadku emisji wtórnej (rzędu kilku woltów).

Jako lampy użyto dwie lampy tego samego typu (E 121), których siatki były połączone z anodami.

Przebieg wypadkowej charakterystyki przedstawiony jest na rys. 15; dla porównania pokazana jest tam również (linią przerywaną) krzywa, odpowiadająca odwrotnym znakom baterji B_2 .

BIBLIOGRAFJA.

- Langmuir a. Compton. Electrical Discharge in Gases, Rev. of. Mod. Phys., 2, 1930, s. 123.
- de Lussanet de la Sablonière C. J. Die Sekundäremission in Elektronenröhren, namentlich Schirmgitterröhren, Z. f. H. 41, 1933.

- v. der Pol B., Ueber Elektronenbahnen in Trioden, Z. f. H. 25, 1925 s. 121.
- Lange H., Ueber die Sekundärstrahlung in Elektronenröhren, Z. f. H., 26, 1925, str. 38.
- Tank F., Zur Kenntniss der Sekundäremission, Z. f. H., 20, 1922, s. 82.
- Lange H., Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltspannungen, Z. f. H. 31, 1928, str. 105 i nast.
- Sixtus K., Untersuchungen über Sekundäremission, An. d. Phys. 1929, z. 8, s. 67.

S P I S R Z E C Z Y

	Str.
Od Zarządu Głównego Stowarzyszenia Elektryków Polskich	633
Kwiatkowski, E. Wyścig pracy prof. Ignacego Mościckiego	634
Modzelewski, Jan Dr. Wspomnienia z pobytu Pana Prezydenta Ignacego Mościckiego we Fryburgu Szwajcarskim w latach 1900 do 1913	635
Drewnowski, K. Prof. Prace Ignacego Mościckiego z zakresu tech- niki wysokich napięć w świetle poglądów ówczesnych i obecnych	639
Drewnowski, K. Prof. Nowy pawilon elektryczny Politechniki War- szawskiej	656
Drewnowski, K. Prof. i Hoser J. Inż. Zarys organizacji zakre- su prac Instytutu Elektrycznego przy Politechnice Warszawskiej	665
Groszkowski, Janusz Prof. Dr. Inż. i Dobrski, Konstanty Inż. Zadania i prace Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego (P. I. T.)	668
Krukowski, W. Dr. Inż. Prof. Nowe metody pomiaru oporu ogni- w, w szczególności ogni normalnych i akumulatorów	679
Dunikowski, Samuel Dr. Inż. Antyrezonansowa metoda pomiaru oporności rzeczywistej przy zmiennych prądach sinusoidalnych	685
Jakubowski, J. L. Inż. Metoda prostownikowa z prostownikami światłąciami do pomiaru wysokiego napięcia	689
Jakubowski, J. L. Inż. Modyfikacja metody prostownikowej Königa do pomiaru wysokiego napięcia	713
Skowroński, Jerzy I. Inż. Szkło jako materiał izolacyjny w tech- nicie wysokich napięć	718
Kopczyński, W. Inż. Doświadczalne określenie sił zwarcia w trans- formatorach	732
Partum, H. Inż. Przyczynek do wykresu kołowego silników asyn- chronicznych wg. prof. Ossanny	735
Smolański, August Inż. Zwarcie z ziemią w długich linjach dale- konośnych	741
Jaworski, Cz. Inż. „Trasograf”	748
Grabiński, Z. Inż. Elektryczne hamowanie zwarciovie silników tramwajowych	753
Trechciński, Roman Inż. Prof. Szczególne zagadnienia trafiku małych central telefonicznych	759
Groszkowski, Janusz Dr. Prof. Charakterystyki dynatronu	768

ZESZYT JUBILEUSZOWY WYDANO Z FUNDUSZU
KOMITETU UCZCZENIA 30-LECIA PRACY NAUKOWEJ
PANA PREZYDENTA RZECZYPOSPOLITEJ POLSKIEJ
PROF. Dr. h. c. IGNACEGO MOŚCICKIEGO

POPIERSIE PANA PREZYDENTA UWIDOCZNIONE
NA STRONIE OKŁADKOWEJ ZESZYTU JEST DZIEŁEM
PROF. STANISŁAWA ROMANA LEWANDOWSKIEGO
(P R O J E K T I W Y K O N A N I E)

OKŁADKĘ ZESZYTU PROJEKTOWALI:
WANDA ZAWIDZKA I PROF. LUDWIK GARDOWSKI

KLISZE WYKONANE ZOSTAŁY PRZEZ
ZAKŁADY GRAFICZNE B. WIERZBICKI I S-KA
WARSZAWA, UL. CHMIELNA 61

ODBITO CZCIONKAMI SP. AKC. ZAKŁ. GRAF.
„DRUKARNI POLSKIEJ”, WARSZAWA, SZPITALNA 12

WYDAWNICTWO CZASOPISMA
„PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY”
SPÓŁKA Z OGR. ODPOW. WARSZAWA, CZACKIEGO 5
TELEFON 690-23. KONTO PKO NR. 363

CENA ZESZYTU 23-GO — 4 ZŁ.

- CZĘŚĆ OPISOWA -

DZIESIĘCIOLECIE

Elektrowni Okręgu Warszawskiego Spółki Akcyjnej

(dawniej Elektrownia Okręgowa w Pruszkowie, Sp. Akc.)

W sierpniu r. b. minęło dziesięć lat normalnej pracy Elektrowni Okręgu Warszawskiego, Sp. Akc., gdyż w sierpniu 1924 roku została uruchomiona wytwórnia w Pruszkowie.

Przed rokiem 1924 obecne terytorjum zasilania E. O. W. nie było prawie zupełnie zelektryfi-

cowane (istniały w kilku miejscowościach drobne elektrownie lokalne oraz kilka większych fabryk posiadało własne elektrownie fabryczne). Rozwój zatem E. O. W. świadczy, jak szybkie tempo osiągnęła elektryfikacja na tem terytorjum. Jako przykład służyć mogą następujące cyfry porównawcze:

	rok 1925 pierwszy pełny rok eksploat. przedsięb.	Cyfry przybliżone za rok 1934	Wzrost
Moc zainstalowana	8 500 kW	31 500 kW	4-krotny
Najwyższe obciążenie	2 151 kW	10 000 kW	4,6-krotny
Wytwórczość	7 592 447 kWh	35 500 000 kWh	4,6-krotny
Sprzedaż	4 988 622 kWh	28 000 000 kWh	5,6-krotny
Ilość odbiorców	2 111	22 500	11-krotny
Długość linii: 35 kV	14,0 km	109 km	7-krotny
„ „ 15 kV	—	20 km	
„ „ 5 kV	38,4 km	220 km	
„ „ 0,38/0,22 kV	63,2 km	461 km	
razem	115,6 km	810 km	
Ilość stacji transform.:			
35/5 kV	1	11	5-krotny
35/0,38/0,22 kV	—	1	
15/5 kV	—	2	
5/0,38/0,22 kV	29	143	
razem	30	157	
Moc łączna transformatorów:			
35 kV	4 500 kVA	21 660 kVA	5-krotny
5 kV	4 126 kVA	22 815 kVA	5-krotny
Wartość inwestycji	Zł. 7 899 909.—	Zł. 32 681 800.—	4-krotny

Początkowy obszar zasilania obejmował tylko Pruszków i teren b. gminy Czyste (przedmieścia Wola i Ochota m. st. Warszawy), obecnie zaś obejmuje oprócz tego cały powiat warszawski na lewym brzegu Wisły, powiat błoński, gminę Jazgarzew powiatu grójeckiego oraz Bielany w granicach m. st. Warszawy. Razem terytorjum zasilania obejmuje 1 900 km² o zaludnieniu około 380 000 mieszkańców.

Na terytorjum tem E. O. W. zasilają bezpośrednio ponad 50 miast, osiedli, lotnisk i t. p. oraz dostarcza hurtowo energję siedmiu innym przedsiębiorstwom rozdziału energji.

Dla ułatwienia mieszkańcom zasilanych terytorjów korzystania z energji elektrycznej E. O. W. wprowadziła cały szereg udogodnień finansowych: wykonuje na raty (za pośrednictwem koncesjonowanych instalatorów) instalacje elektryczne, sprzedaje na raty motory, pompy, bujlery, różne aparaty elektryczne użytku domowego, jak: że-

lazka, imbryki, kuchenki i t. d., następnie żyrandole, świeczniki i żarówki.

Akcja szerszej elektryfikacji gospodarstw domowych pociągnęła za sobą konieczność reformy taryfikacji. Jako pierwsze próby w tym kierunku wprowadzono taryfę specjalną dla gospodarstw domowych, opartą na zasadzie obliczania osobno zużycia na światło na podstawie mocy zainstalowanej — co okazało się jednak niedogodne ze względu na konieczność ciągłej kontroli. Następnie wprowadzono liczniki odliczające zużycie energji przez aparaty użytku domowego. Obecnie od dwóch lat E. O. W. propaguje wśród swoich odbiorców taryfę blokową złożoną z trzech bloków o różnych cenach, opartą jedynie na ilości izb.

Szybki rozwój elektryfikacji w pierwszych latach najcięższych pod względem finansowym dla E. O. W. pociągnął za sobą bardzo znaczne wydatki inwestycyjne, za które nie podążyła ekspansja Elektrowni w takich rozmiarach, jak było spodziewane przy przystępowaniu do tych inwestycji.



R. J. Raeside

NEWALLS

w Polsce

1925 - 1935



Fr. Ożarowski

Dziesięć lat upływa od wprowadzenia do Polski izolacji termicznej zapomocą mas izolacyjnych azbestowo - magnezjowych NEWALLS, na Zachodzie, a nawet w carskiej Rosji oddawna znanych i uznanych.

Pionierami były: Tow. Akc. Kaliskiej Manufaktury Pluszu i Aksamitu, elektrownie Pruszkowska i Warszawska. Propaganda, prowadzona początkowo przez inż. Br. Kapałczyńskiego, później przez ś. p. Wacława Chmielewskiego, miała poważne trudności w postaci braku zainteresowania sfer przemysłowych angielskich eksportem do Polski. Magnezja Newalls była b. droga, płatna gotówka z góry, a przytem główna reprezentacja spoczywała w rękach firmy wiedeńskiej, reprezentantki na Bałkany i Czechosłowację. Ignorancja angielska w sprawach kontynentalnych, a szczególnie naszych stosunków, znalazła więc i tutaj dobitny swój wyraz.

Dopiero zakład izolacyjny p. f. Franciszek Ożarowski, podjąwszy w r. 1928 zadanie spopularyzowania w Polsce znakomych materiałów izolacyjnych Newalls, w braku surowców i półfabrykatów krajowych do celów izolacji wysokich temperatur, — dzięki nabytej jeszcze przed wojną znajomości stosunków angielskich, nawiązał kontakt osobisty i bezpośredni z wytwórcami, wyeliminował pośrednictwo Wiednia, uzyskał obniżenie cen i kredyt długoterminowy, co mu umożliwiło wykonanie b. poważnych robót izolacyjnych w nowopowstałych fabrykach i w wielu elektrowniach.

Tutaj należy się wzmianka naczelnemu dyrektorowi zakładów Newalls, Robertowi J. Raeside'owi, który z samego początku okazał całkowite zrozumienie dla naszych stosunków. Ten przyjaciel Polski odwiedza ją prawie co roku we wszystkich dzielnicach, a szczególnie ulubionym miastem jego jest Kraków, skąd zawsze na poważne sumy wywozi wyroby ludowe, które rozpowszechnia w kole swych licznych przyjaciół. In-

teresując się szczerze historją martyrologii polskiej, nie przepuści żadnej książki o Polsce, chętnie je kolportując. Jego głos wybitna w sferach gospodarczych, a jego głos na łamach prasy angielskiej, przyczyniając do ożywienia stosunków z Polską.

Z propagandą zatem handlową łączy się też propagandę polityczną na rzecz naszego dostępu do morza, który jest najlepszym czynnikiem rozwoju wzajemnej wymiany towarowej Polski z Wielką Brytanią. Te momenty osobisto - polityczne są korzystne jako jedno z wielu ogniw w zbliżeniu naszym z tym krajem.

Największą jednak i to namacalną korzyść z zastosowania mas izolacyjnych Newalls odnosiemy w postaci olbrzymiej oszczędności węgla dla naszej gospodarki narodowej.

Jeżeli przyjąć, że tylko 500 t. magnezji sprowadzono w tym okresie do Polski i zastosowano w przeciętnej grubości warstwy izol. 2" przy przeciętnej temp. wewnętrznej 175°C i że przeciętna zdolność krycia tego materiału jest 208 m² na t. 25 mm grub., to całkowita powierzchnia pokryta ilością 500 t. wynosi 52 000 m². Przeciętna dzielność izolacji o grubości warstwy 2" przy temp. 175°C jest 92% przy temp. otoczenia 20°C. Straty ciepła gołej powierzchni przy temp. 175° wynoszą 2 365 kg. cal. na m²/godz. przy temp. otoczenia 20°. Z tego zaoszczędza się 92% zapomocą izolacji z magnezji Newalls. Licząc 350 dni roboczych w roku po 24 godzin, uwzględniając przeciętną wartość opałową węgla użytego 6 400 K. cal. na Kgm. i wydajność kotła 70%, wówczas oszczędność na węglu dzięki zastosowaniu izolacji z magnezji wyniesie 429 t. węgla od 1 t. izolacji na rok, czyli że owe 500 t. izolacji dają rocznie 215 000 ton węgla w zysku!

Taki import, nawet w czasach najdalej posuniętej samowystarczalności, jest pożądanym dla kraju i zasługuje na poparcie.

Zb.