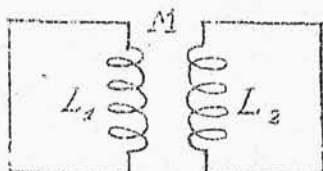
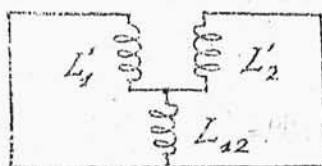


żone między sobą polem magnetycznem w ten sposób, że przewodzącego łącznika pomiędzy niemi nie będzie.



Wszystkie własności jednak i zjawiska tam zachodzące będą identyczne jak w obwodzie rozgałęzionym z odpowiednio dobranemi



rys.22.

indukcyjnościami. Tak np. układ dwóch obwodów z indukcyjnościami własnymi  $L_1$  i  $L_2$  oraz indukcyjnością wzajemną  $M$  ma własności identyczne z obwodem rozgałęzionym rys.22 w którym:

$$L'_1 = L_1 - L_{12} ; L'_2 = L_2 - L_{12} ; L_{12} = M$$

## 22.Prądy własne w obwodach rozgałęzionych.

Rozważmy sieć przewodów zamkniętą, stanowiącą szereg obwodów sprzęgniętych ze sobą w najrozmaitszy sposób.

Przez  $L_{pp}$ ,  $R_{pp}$ , i  $C_{pp}$  oznaczmy całkowitą indukcyjność, oporność i pojemność wypadkową obwodu  $p$  - uwzględniając zarówno te częś-

ci  $L, R, C$ , które należą tylko do obwodu  $p$  jak i te części  $L, R, C$ , które są wspólne z innymi obwodami.

Przez  $L_{pq}, R_{pq}, C_{pq}$ , oznaczmy indukcyjność, oporność i pojemność wspólne dla obwodu " $p$ " i " $q$ ". Założmy, że z wszystkiego mamy  $n$  obwodów i każdy obwód jest w jakikolwiek sposób sprzężony z obwodami pozostałymi.

Wtedy zróżniczkowane po  $t$  równanie napięć prądów własnych dla obwodu " $p$ " przybierze postać:

$$\sum_{q=1}^{q=n} \left( L_{pq} \frac{d^2 i_q}{dt^2} + R_{pq} \frac{di_q}{dt} + \frac{i_q}{C_{pq}} \right) = 0$$

Takich równań będziemy mieli  $n$ , biorąc na  $p$ -kolejną 1, 2, 3, i t.d.

Na podstawie rozważonego w § 1 rozwiązania jednego takiego równania wynika, że układ takich  $n$  równań pozwala znaleźć wartość prądów w poszczególnych obwodach w postaci:

$$i_q = \sum_{s=1}^{s=n} A_{qs} \cdot e^{k_s t}$$

$k_1, k_2, \dots, k_m$  - stanowią rozwiązania równania

$$\Delta(k) = \begin{vmatrix} B_{11} & B_{12} & \dots & B_{1n} \\ B_{21} & B_{22} & \dots & B_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_{n1} & B_{n2} & \dots & B_{nn} \end{vmatrix} = 0 \quad *)$$

\*) Patrz "Geometria Analityczna" Notatki str. 60 i następne.

$\Delta(k)$  jest to wyróżnik  $2n$ -tej potęgi dla  $k$   
tu  $B_{pq} = L_{pq} k^2 + R_{pq} k + \frac{1}{C_{pq}}$

Wobec tego wogóle mamy:  $m = 2n$

W każdym obwodzie mamy więc prąd, który stanowi wynik nakładania się  $2n$  - prądów składowych. Każdemu rozwiązaniu rzeczywistemu odpowiada składnik w postaci:  $A \cdot e^{-kt}$

Parze sprzężonych rozwiązań urojonych odpowiada składnik w postaci funkcji sinusoidalnej:

$$D \cdot e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi)$$

Składniki obu rodzajów aperiodyczne i periodyczne dążą do zera w miarę zwiększania się czasu.

Stałe czynniki  $A$ ,  $D$ , i  $\varphi$  wyznaczają się na podstawie początkowych wartości prądów w obwodach i napięć w kondensatorach.

Prądy własne zmienne tłumione powstać mogą tylko wtedy, jeżeli równania na  $k$  mają rozwiązania w postaci liczb zespolonych, sprzężonych gdyż wtedy funkcje, wyrażające prądy, dają się przekształcić na rzeczywiste funkcje okresowe tłumione.

Takie rozwiązania znajdują się tylko wtedy

gdy sieć zawiera oporności omowa indukcyjności i pojemności.

Jeżeli w żadnym z obwodów nie ma oporności omowej, to rozwiązania równań na  $k$  będą tylko urojone bez składników rzeczywistych, wypadają one będą zawsze parami sprzężonemi:  $+j\omega$  i  $-j\omega$  które dają n) rozwiązań okresowych na prądy co wynika z następującego przekształcenia:

$$(A + Bj) \cdot e^{j\omega t} + (A - Bj) \cdot e^{-j\omega t} = C \cdot \cos(\omega t + \varphi)$$

23. Przykład dwóch obwodów sprzężonych przez  $R$ ,  $L$  i  $C$ . Według powyższych rozważań mamy dwa równania, które przybierają postać:

$$1/L_{11} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + L_{12} \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R_{11} \frac{di_1}{dt} + R_{12} \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_{11}} i_1 + \frac{1}{C_{12}} i_2 = 0 \quad /43/$$

$$2/L_{21} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + L_{22} \frac{d^2 i_2}{dt^2} + R_{21} \frac{di_1}{dt} + R_{22} \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_{21}} i_1 + \frac{1}{C_{22}} i_2 = 0 \quad /44/$$

Rozwiązania tych równań można będzie przedstawić w postaci funkcji następujących:

---

$A + Bj$  i  $A - Bj$  - dowolnie założone dwa stałe czynniki, które przekształcają się na stałe  $C$  i  $\varphi$  przy uwzględnieniu że:  $e^{\pm j\omega t} = \cos \omega t \pm j \sin \omega t$

$$i_1 = \sum_{s=1}^4 A_{1s} \cdot e^{k_s t}$$

$$i_2 = \sum_{s=1}^4 A_{2s} \cdot e^{k_s t} \quad /45/$$

$A$  - stałe całkowania

$k_s$  - rozwiązania równania:

$$\begin{vmatrix} L_{11}k^2 + R_{11}k + \frac{1}{C_{11}} & L_{12}k^2 + R_{12}k + \frac{1}{C_{12}} \\ L_{21}k^2 + R_{21}k + \frac{1}{C_{21}} & L_{22}k^2 + R_{22}k + \frac{1}{C_{22}} \end{vmatrix} = 0$$

Pamiętać jednak należy, że  $L_{21} = L_{12}$ ;  $R_{21} = R_{12}$ ;  $C_{21} = C_{12}$

Jeżeli opory omowe są dość małe, to równania mają cztery rozwiązania w postaci liczb zespolonych parami sprzężonych:  $-\alpha_1 \pm j\bar{\omega}_1$  i  $-\alpha_2 \pm j\bar{\omega}_2$

Rozwiązania dla prądów /45/ dadzą się przekształcić w ten sposób, że będą miały postać:

$$i_1 = A_{I1} e^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t - \psi_{I1}) + A_{\bar{I}1} e^{-\alpha_1 t} \cos(\omega_1 t - \psi_{\bar{I}1}) \quad /46/$$

$$i_2 = A_{I2} e^{-\alpha_2 t} \cos(\omega_2 t - \psi_{I2}) + A_{\bar{I}2} e^{-\alpha_2 t} \cos(\omega_2 t - \psi_{\bar{I}2}) \quad /47/$$

W tych równaniach mamy osiem stałych:

$$A_{I1}, A_{\bar{I}1}, A_{I2}, A_{\bar{I}2}, \psi_{I1}, \psi_{\bar{I}1}, \psi_{I2}, \psi_{\bar{I}2}$$

Stałe można wyznaczyć z ośmiu równań, które otrzymamy w sposób następujący:

Założymy początkową wartość dla natężeń prą-

dn  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  w chwili  $t=0$  w równaniach /46/ i /47/ stań - dwa równania.

Założymy początkową wartość napięć na pojemności poszczególnych obwodów i podstawimy we wzory na napięcie znalezione ze wzorów /46/ i /47/ na podstawie zależności:  $\lambda = C \frac{dV}{dt}$

W ten sposób otrzymamy jeszcze dwa równania.

Następnie do równania /43/ osobno parami podstawiamy następujące wartości na  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$

$$\begin{cases} \lambda_1 = A_{I1} \cdot e^{-\alpha_1 t} \cdot \cos(\omega_1 t - \psi_{I1}) \\ \lambda_2 = A_{I2} \cdot e^{-\alpha_1 t} \cdot \cos(\omega_1 t - \psi_{I2}) \\ \lambda_1 = A_{II1} \cdot e^{-\alpha_2 t} \cdot \cos(\omega_2 t - \psi_{II1}) \\ \lambda_2 = A_{II2} \cdot e^{-\alpha_2 t} \cdot \cos(\omega_2 t - \psi_{II2}) \end{cases}$$

Wtedy otrzymamy dwa równania, które po wprowadzeniu skróconych oznaczeń przybierają postać:

$$\begin{aligned} & A_{I1} M \cdot \cos(\omega_1 t - \psi_{I1}) + A_{I1} N \sin(\omega_1 t - \psi_{I1}) = \\ & = A_{I2} M' \cos(\omega_1 t - \psi_{I2}) + A_{I2} N' \sin(\omega_1 t - \psi_{I2}) /48/ \\ & A_{II1} M \cos(\omega_2 t - \psi_{II1}) + A_{II1} N \sin(\omega_2 t - \psi_{II1}) = \\ & = A_{II2} M' \cos(\omega_2 t - \psi_{II2}) + A_{II2} N' \sin(\omega_2 t - \psi_{II2}) /49/ \end{aligned}$$

Łącząc sinusoidy kosinusoidy w sinusoidy równania /48/ i /49/ można przedstawić w postaci

przebiegu, wprowadzając nowe oznaczenia, dla równania /48/

$$K_{I1} = \sqrt{(A_{I1} M)^2 + (A_{II} N)^2}; K_{I2} = \sqrt{(A_{I2} M')^2 + (A_{II2} N')^2}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{M}{N}; \operatorname{tg} \alpha' = \frac{M'}{N'}$$

Podobne oznaczenia dla równania /49/ otrzymamy wtedy:

$$K_{II1} \sin(\omega_1 t + (\alpha - \psi_{II1})) = K_{I2} \sin[\omega_1 t + (\alpha' - \psi_{I2})]$$

$$K_{II1} \sin(\omega_2 t + (\alpha - \psi_{II1})) = K_{I2} \sin[\omega_2 t + (\alpha' - \psi_{I2})]$$

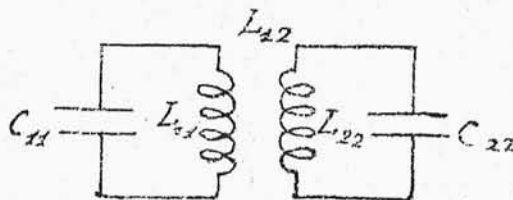
Z tych dwóch równań wynikają cztery następujące równania:

$$K_{I1} = K_{I2}; K_{II1} = K_{II2}$$

$$\alpha - \psi_{II1} = \alpha' - \psi_{I2}; \alpha - \psi_{II1} = \alpha' - \psi_{I2}$$

Te cztery równania łącznie z poprzednimi czterema opartymi na wartościach początkowych dla prądów i napięć pozwalają wyznaczyć osiem wyżej wspomnianych stałych.

24. Częstotliwość  
prądów własnych  
w dwóch obwodach  
z R, L, C,  
sprzężonych indu-  
kcyjnie przy bar-  
dzo małym R.



rys. 23.



W celu wyznaczenia częstotliwości prądów zes-  
tawmy, według wskazówek zawartych w poprzednim pa-  
ragrafie, równanie dla  $k$ :

$$\begin{vmatrix} L_{11}k^2 + \frac{1}{C_{11}} & L_{12}k^2 \\ L_{21}k^2 & L_{22}k^2 + \frac{1}{C_{22}} \end{vmatrix} = 0$$

Stąd:

$$(L_{11}L_{22} - L_{12}^2)k^4 + \left(\frac{L_{22}}{C_{11}} + \frac{L_{11}}{C_{22}}\right)k^2 + \frac{1}{C_{11}C_{22}} = 0$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{L_{11}C_{11}}; \quad \omega_2^2 = \frac{1}{L_{22}C_{22}} \quad \text{i} \quad k_3^2 = \frac{L_{12}^2}{L_{11}L_{22}}$$

Otrzymamy równanie:

$$(1 - k_3^2)k^4 + (\omega_1^2 + \omega_2^2)k^2 + \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 = 0$$

Stąd:

$$k^2 = -\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{2(1 - k_3^2)} \pm \sqrt{\frac{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2}{4(1 - k_3^2)^2} - \frac{\omega_1^2 \cdot \omega_2^2}{1 - k_3^2}} / 50/$$

Z tego wynika, że wartość  $k^2$  jest zawsze  
ujemna, przeto  $k$  wyraża liczbę urojoną, którą moż-  
na przedstawić wzorem:

$$k_1 = \pm j\bar{\omega}'; \quad k_2 = \pm j\omega''$$

razem cztery rozwiązania. Te cztery rozwiązania pro-  
wadzą do ogólnych rozwiązań na  $i_1$  i  $i_2$  podanych  
w poprzednim paragrafie z zastrzeżeniem, że:

$$\alpha_1 = 0 \quad \text{i} \quad \alpha_2 = 0$$



Będziemy więc tu mieli prądy o podwójnej częstotliwości.

Podwójna pulsacja  $\bar{\omega}$  tych prądów wyrażać się będzie wzorem, który łatwo otrzymać ze wzoru

/50/-go:

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4k_3^2 \omega_1^2 \omega_2^2}}{2(1 - k_3^2)} \quad /51/$$

Tu  $\omega_1$  i  $\omega_2$  stanowią pulsacje własne poszczególnych obwodów.

Wogóle  $\omega_1$  nie równa się  $\omega_2$ . Jeżeli sprzężenie jest słabe, a więc  $k_3$  małe w porównaniu do jedynki,

to:

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 \pm (\omega_1^2 - \omega_2^2)}{2}$$

Przeto:  $\bar{\omega}' = \omega_1$  i  $\bar{\omega}'' = \omega_2$

Każda z częstotliwości składowych równa się częstotliwości własnej każdego z obwodów.

Jeżeli sprzężenie jest ścisłe  $k_3 \approx 1$ .

Jedną pulsacja staje się równa nieskończoności, druga:

nieokreśloność:  $\frac{0}{0}$ . Przez różnikowanie rozwiązujemy

$$[\bar{\omega}^2]_{k_3 \rightarrow 1} = \left[ \frac{\frac{\partial}{\partial k_3} [\omega_1^2 + \omega_2^2 - \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4k_3^2 \omega_1^2 \omega_2^2}]}{\frac{\partial}{\partial k_3} [2(1 - k_3^2)]} \right]_{k_3 \rightarrow 1}$$

$$[\bar{\omega}^2]_{k_3 \rightarrow 1} = \frac{\omega_1^2 \cdot \omega_2^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2}$$

W szczególnych przypadkach  $\bar{\omega}_1 = \bar{\omega}_2 = \bar{\omega}_0$ .

Wtedy ze wzoru /51/ wypada, że pomimo to mieć będziemy dwie pulsacje:

$$\omega' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+k_s}} ; \quad \omega'' = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-k_s}}$$

Wobec tego są dudnienia, których częstotliwość określa różnica częstotliwości składowych:

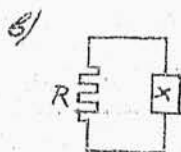
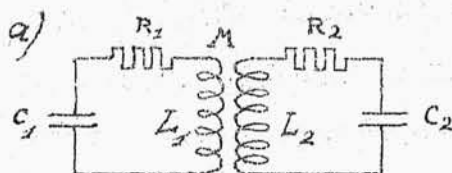
$$F = f'' - f' = \frac{1}{2\pi} (\omega'' - \omega'); \quad \omega'' - \omega' = \omega_0 \left[ (1-k_s)^{-\frac{1}{2}} - (1+k_s)^{-\frac{1}{2}} \right] =$$

$$= \omega_0 \left[ 1 + \frac{1}{2}k_s - \dots - 1 + \frac{1}{2}k_s + \dots \right] \approx \omega_0 k_s \quad \text{czyli} \quad F = \frac{1}{2\pi} \cdot \omega_0 k_s$$

Stąd można określić wielkość  $k_s$ :

$$k_s = \frac{F}{f_0}$$

25. Częstotliwość prądów własnych nieliniowych wywołanych jakimkolwiek czynnikiem w składzie dwóch sprzężonych obwodów. Jeżeli w pewnym układzie pod wpływem jakichś czynników powstaje prąd zmienny włas-



rys. 24

ny o stałej amplitudzie, to częstotliwość jego równa się częstotliwości prądów własnych swobodnych tego

układu. Wynika to z następującego rozumowania.

Każdy układ sprzężonych obwodów możemy zastąpić pewnym równoważnym obwodem zawierającym stałe

$L, R, C$  . rys. 246.

W tym obwodzie prąd zmienny własny nietłumiony czyni zadość na podstawie poprzednich wywodów,

wzorowi:  $L \frac{d^2 i}{dt^2} + (R + \mathcal{A}) \cdot \frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = 0$

w którym  $\mathcal{A}$  jest pewną wartością ujemną równą  $R$ , skutkiem czego, rozwiązanie tego równania jak wiadomo stanowi prąd zmienny nietłumiony.

Jego pulsacja  $\bar{\omega}$  wyraża się wzorem:

Stąd:  $L\bar{\omega} = \frac{1}{C\bar{\omega}}$  , a więc oporność urojona takiego obwodu równa się zero:

$$L\bar{\omega} - \frac{1}{C\bar{\omega}} = 0$$

Przeto oporność urojona wypadkowa układu dwóch obwodów będzie w tych warunkach równa się zero.

Ta okoliczność posłuży nam dla wyznaczenia częstotliwości rozważanego prądu.

Oznaczmy przez  $L_1, C_1, R_1$ , odpowiednie wartości dla obwodu pierwszego i przez  $L_2, C_2, R_2$

dla obwodu drugiego, tak samo  $\mathcal{X}_1$  ogólną oporność urojoną dla obwodu pierwszego i  $\mathcal{X}_2$  dla drugiego, przez  $\mathcal{M}$  - współczynnik indukcji wzajemnej.

Według znanych z podstaw elektr. wywodów na oporność wypadkową urojoną dwóch sprzężonych obwodów mamy wzór:

$$\mathcal{X}_1 = \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \mathcal{X}_2^2} \cdot \mathcal{X}_2$$

Ta właśnie oporność ma być równa zero, przeto

równanie, któremu ma czynić zadość szukana częstotliwość przybiera postać:  $\mathcal{X}_1 - \frac{M^2 \omega^2}{R_2^2 + \mathcal{X}_2^2} \cdot \mathcal{X}_2 = 0$

Stąd:  $\mathcal{X}_1 (R_2^2 + \mathcal{X}_2^2) - M^2 \omega^2 \mathcal{X}_2 = 0$

Wprowadźmy skróty:

$$\omega_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1}; \omega_2^2 = \frac{1}{L_2 C_2}; \frac{\omega_2}{\omega_1} = m; \frac{\omega_1}{\omega} = p; \frac{R_2^2}{4 L_2^2} = d_2^2; k^2 = \frac{M^2}{L_1 C_1}$$

Wtedy powyższe równanie przybierze postać:

$$\frac{1-p^2}{p^3} \cdot \frac{L_2^2}{C_1 L_1 C_1} \cdot \left[ \frac{4 d_2^2}{\omega_1^2} \cdot p^2 + (1-p^2 m^2)^2 - k^2 \cdot \frac{1-p^2 m^2}{1-p^2} \right] = 0$$

Stąd:  $\frac{4 d_2^2}{\omega_1^2} p^2 (1-p^2) + (1-p^2 m^2)^2 (1-p^2) - k^2 (1-p^2 m^2) = 0 \quad /52/$

Częstotliwość powstającego prądu charakteryzuje:

$$p = \frac{\omega_1}{\omega}$$

gdyż z tego wzoru wynika, że:  $\oint = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\omega_1}{2\pi p}$

Równanie /52/ jest równaniem 3-go stopnia względem  $p^2$ . Takie równanie może mieć trzy rzeczywiste rozwiązania, albo jedno, odpowiednio do tego będziemy mieli trzy częstotliwości albo jedną.

Rozważmy wpływ zmiany pojemności  $C_2$  na częstotliwość powstającego prądu.

Przy stałych  $L_1, C_1, L_2$ , zmiana  $C_2$  wywołuje odpowiednią zmianę czynnika  $M$ , gdyż:  $M = \frac{\sqrt{L_1 C_1}}{\sqrt{L_2 C_2}}$

W miarę jak  $C_2$  rośnie to  $m$  maleje.

Zakładamy  $m=0$ , a więc  $C_2=\infty$ . Wtedy równanie /52/ przybiera postać:

$$\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2} \cdot p^4 + \left(1 - \frac{4\alpha^2}{\omega_1^2}\right) \cdot p^2 + k^2 - 1 = 0$$

$\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2}$  jest male wóbac jedyuki i może być pominięte, wtedy:

$$\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2} \cdot p^4 + p^2 + k^2 - 1 = 0$$

Wprowadzając oznaczenie:  $\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2} = 5$

i znaczek  $\sqrt{\phantom{x}}$  otrzymamy:  $p^2 = -\frac{1}{25} \pm \sqrt{\frac{1}{45^2} + \frac{1-k^2}{5}}$

Jedno rozwiązanie dodatniema sens fizyczny.

Wartość  $p_0$  jest zawsze mniejsza od 1.

Następnie rozważmy przypadek, gdy  $\omega_2 = \omega_1$ , a więc

$\eta = 1$ , wtedy równanie /52/ przybiera postać:

$$\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2} \cdot p^2 (1-p^2) + (1-p^2)^3 - k^2 (1-p^2) = 0 \quad /53/$$

Jedno rozwiązanie:  $p^2 = 1$

a więc:  $\omega = \omega_1$

Następne dwa rozwiązania znajdziemy dzieląc równanie /53/ przez  $1-p^2$ .

Wtedy otrzymamy:  $\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2} \cdot p^2 + (1-p^2)^2 - k^2 = 0$

Wprowadzając znowu skrót:  $\frac{4\alpha^2}{\omega_1^2} = 5$

otrzymamy:  $p^4 + p^2(5-2) + 1 - k^2 = 0$

Stąd:  $p^2 = 1 - \frac{5}{2} \pm \sqrt{k^2 - (5 - \frac{5^2}{4})}$

Rozwiązania te mają wartość rzeczywistą tylko przy:  $k^2 \geq 5 - \frac{5^2}{4}$

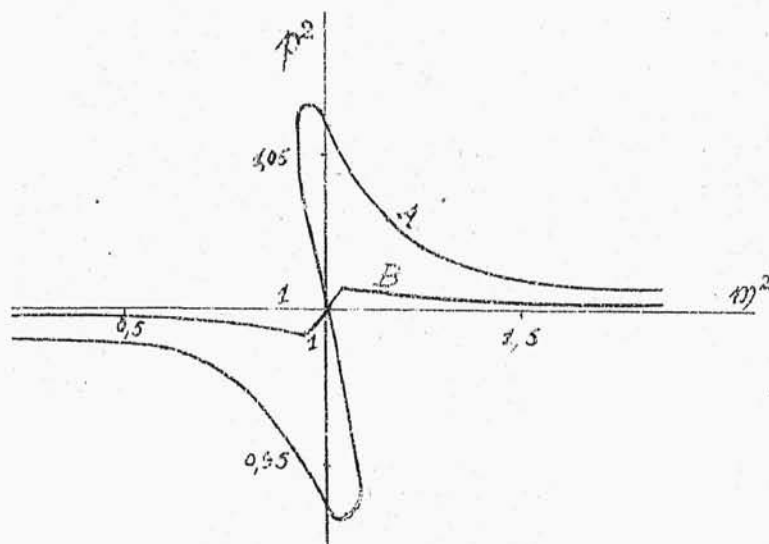
Stąd wynika, że przy ścisłym sprzężeniu mamy tu trzy wartości na  $\rho^2$ , natomiast przy słabym sprzężeniu  $\rho^2$  ma tylko jedną wartość/patrz rys. 25/

Wreszcie gdy  $C_2=0$ , a więc  $\eta=\infty$ .

to: 
$$\chi^2 = L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega} = \infty$$

Obwód wtórny jest przerwany, wobec tego częstotliwość powstającego prądu będzie równa własnej swobodnej częstotliwości  $\omega = \omega_1$ , a więc  $\rho^2 = 1$ .

Wykresy



wyznaczone przez pana H. Pauli są podane na rys. 25.

Oba wykresy stosują się do tłumienia, przy którym

$$\frac{2\alpha_2^2}{\omega_1} = 0,0447^*$$

rys. 25.

Spółczynniki sprzężenia są jednak różne:

Wykres A dla  $k^2 = 0,0064$

Wykres B dla  $k^2 = 0,0005$

Na szczególną uwagę zasługuje wykres A.

Ciekawe są wyniki doświadczalnego wyznaczenia

powyższych wykresów. Załóżmy że sprzężenie  $k$  czyni zadość nierówności/patrz str. 74/:  $k^2 < 5 - \frac{S^2}{4}$

Zachowując wartości  $R_1, L_1, C_1$ , pierwsze go obwodu oraz  $R_2$  i  $L_2$  drugiego obwodu, i zmniejszając stopniowo  $C_2$ , będziemy powiększać  $\omega$ , wtedy zaczynając od pewnej wartości nieco mniejszej od jedności częstotliwość prądu rośnie, a więc  $\rho^2$  stopniowo zmniejsza się przechodzi przez minimum i przy  $\omega_2 = \omega_1$  staje się równem jedności, następnie wzrasta do pewnego maximum i dalej znówu maleje asymptotycznie zbliżając się do jedności.

Słowem przebieg jest zupełnie zgodny z wykresem teoretycznym podanym na rys. 25 w postaci linii B.

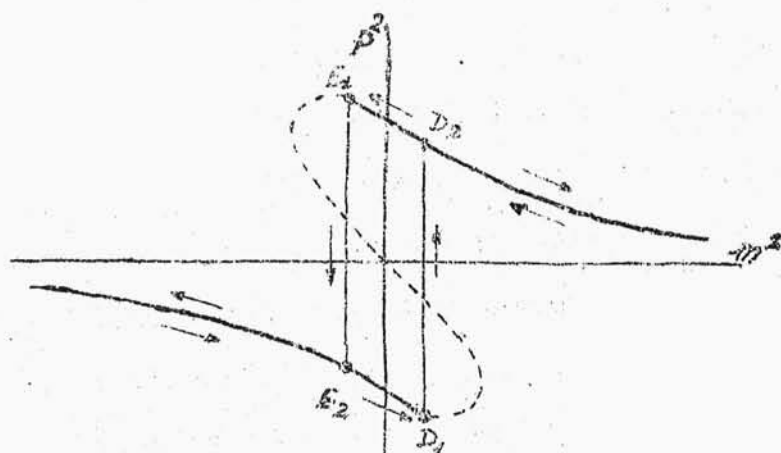
Jeżeli jednak:  $k > 5 - \frac{S^2}{4}$

sprężenie znacznie większe od krytycznego, to wtedy doświadczalny wykres  $\rho^2 = f(\omega^2)$  rys. 26 przebiega nieco odmiennie od teoretycznego i zależny od kierunku zmian.

Jeżeli pojemność  $C_2$  będziemy stopniowo zmniejszać, a więc  $\omega^2$  rośnie, to punkt na wykresie posuwa się po dolnej gałęzi w prawo aż do punktu  $D_1$ , który leży już poza izochronizmem ( $\omega_1 = \omega_2$ )



w tym momencie przy dalszym zmniejszaniu  $C_2$  punkt na wykresie przeskakuje z  $D_1$  do  $D_2$ , częstotliwość raptem maleje, a następnie stopniowo pomalu rośnie wzdłuż górnej gałęzi wykresu.



rys. 26.

Jeżeli teraz z powrotem będziemy stopniowo zwiększać pojemność to częstotliwość maleje punkt na wykresie posuwa się z powrotem po gałęzi górnej lecz już nie do punktu  $D_2$ , a do  $E_{g1}$ , który leży poza izochronizmem.

Przy dalszym zwiększaniu pojemności częstotliwość raptem wzrasta, punkt na wykresie przeskakuje na  $E_2$  i następnie stopniowo posuwa się w lewo po dolnej gałęzi wykresu, częstotliwość maleje.

Zjawisko takie w obwodach sprzężonych nazywamy przeciąganiem.

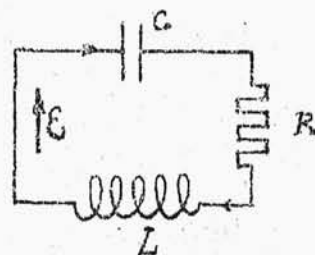
Punkty wykresu odpowiadające kropkowanej cząstce  
linji wykresu odpowiadają stanowi chwilomobwo-  
du i przez to doświadczalnie nie dają się osiągnąć.

### ROZDZIAŁ III.

#### Wykresy rezonansowe w obwodach z $R, L, C$ .

26. Wykres rezonansu w obwodzie nierozgałęzionym  
z  $R, L, C$ , przy sile elektromotorycznej obcej  
sinusoidalnie zmiennej. / rys. 27. /

Pod wpływem sinusoidal-  
nie zmiennej obcej siły  
elektromotorycznej  
w zamkniętym obwodzie  
z  $R, L, C$ , powstaje  
w chwili rozpoczęcia



rys. 27.

się działania siły elek. prąd wymuszony składający  
się z dwóch części jednej zanikającej drugiej sta-  
łej. Po zaniknięciu części zanikającej pozostaje  
stała, z którą zwykle w praktyce mamy do czynienia.

Wartość skuteczna tego ustalonego prądu zmien-