

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGŁASZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok X.

1 Grudnia 1932 r.

Zeszyt 23—24

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

Warszawa, Marszałkowska 33 m. 11, tel. 8-40-45.

S O M M A I R E.

La relation entre la variation de la fréquence et le contenu des harmoniques dans les systèmes oscillants. Les générateurs à fréquence constante (a suivre) par J. Groszkowski. L'auteur considère le travail de l'oscillateur à résistance négative sur la caractéristique idéale ainsi que sur la caractéristique réelle. En se basant sur les relations énergétiques il constate que les variations de la fréquence qui ont lieu quand l'oscillateur passe de l'état „à la limite” à un état hors de cette limite est liée avec le contenu des harmoniques qui paraissent.

Sur la méthode des battements de l'étalonnage des ondemètres par G. Kahan. L'étalonnage des ondemètre par la méthode des battements, considérée comme la plus précise, était recommandée dans tous les cas où l'on demandait une précision élevée. L'auteur prouve cependant qu'elle peut être source d'une erreur atteignant 0,5%.

Revue documentaire; Bulletin.

ZMIANY CZĘSTOTLIWOŚCI A ZAWARTOŚĆ HARMONICZNYCH W UKŁADACH OSCYLACYJNYCH. GENERATORY O STAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI *).

Prof. Dr. Janusz Groszkowski,
(Instytut Radjotechniczny, Warszawa).

Wstęp.

Zagadnienie wytwarzania drgań elektrycznych przy pomocy układów z opornością ujemną nielinjową było dotychczas tematem nielicznych rozważań. W rozważaniach matematycznych ^{1, 2, 3)} **) brano za punkt wyjścia równanie różniczkowe ruchu oscylacyjnego.

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + f'(v) \cdot \frac{dv}{dt} + \omega^2 v = 0$$

odniesione do układu nielinjowego, danego przez

$$f'(v) = -\alpha + \beta v + \gamma v^2 + \delta v^3 + \dots$$

i stąd określano równanie oscylacji

$$v = F(t)$$

oraz ich częstotliwość ω w danych warunkach pracy.

Jednakowoż droga postępowania jest tu bardzo skomplikowana, zaś otrzymane wyniki nie zawsze są o tyle przejrzyste, aby pozwalały na łatwe wyciąganie wniosków, szczególnie, jeśli chodzi o układy bardziej złożone.

Praca niniejsza ma na celu przedstawienie działania układów nielinjowych w nieco odmiennym ujęciu, przy pomocy rachunku symbolicznego. Podana tu metoda pozwala w prosty sposób otrzymać wzory dla dowolnych układów. Jednocześnie

rzuca ona nieco światła na mechanizm zmian częstotliwości, zachodzących w układach generacyjnych.

Okazuje się, że te zmiany częstotliwości układu wiążą się ściśle ze zmianami, zachodzącymi w zawartości harmonicznych, i że te harmoniczne są właśnie przyczyną zmian częstotliwości wraz ze zmianami warunków pracy generatora.

W ten sposób wynikną oczywiste wnioski co do uniezależnienia częstotliwości generatora od wpływu tych ostatnich zmian.

Ponadto powyższe ujęcie zachodzących zjawisk, oparte na roli harmonicznych, pozwoli na przeprowadzenie dyskusji różnych metod stabilizacji niemechanicznej generatorów pod tym kątem widzenia.

A. Praca układu w warunkach idealnych na nieograniczonej charakterystyce prostoliniowej.

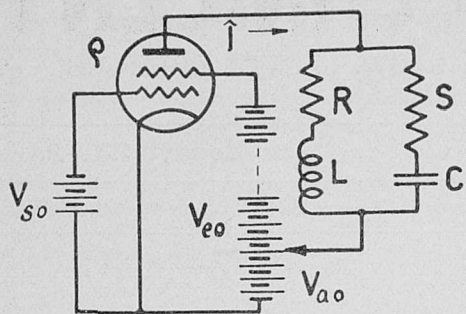
Dla układu oscylacyjnego, składającego się z obwodu L, C, R, S , połączonego z opornością ujemną ρ (np. z dynatronem, rys. 1), określoną przez prostolinią i nieograniczoną charakterystykę spadającą (rys. 2), możemy — w stanie ustalonym pracy — napisać następujące równanie symboliczne (rys. 3):

$$I \left[\rho + \frac{(R + j\omega L) \left(S - j \frac{1}{\omega C} \right)}{R + S + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)} \right] = I(A + jB) = E \quad (1)$$

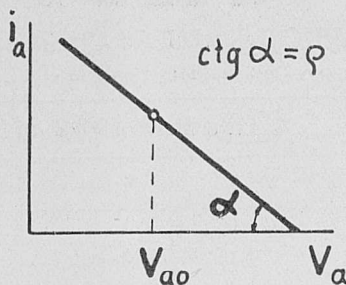
$E \rightarrow 0$

*) Praca referowana na VI-ym Zjeździe Fizyków Polskich w Warszawie we wrześniu 1932 r.

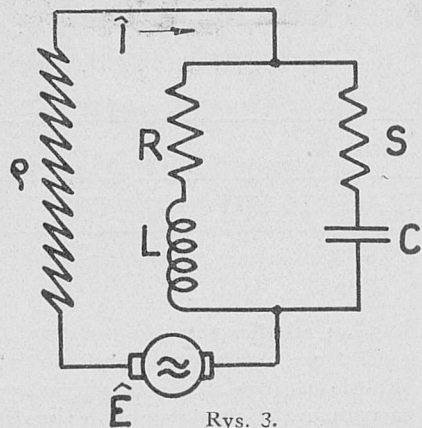
**) Odsyłacz do Wykazu literatury na końcu artykułu.



Rys. 1.



Rys. 2.



Rys. 3.

Z (1) wynikają dwa równania:

$$A = 0, \quad B = 0 \quad \dots (2), (3)$$

niezależne od amplitudy prądu ($I \neq 0$).

Równanie (3) pozwala określić pulsację drgań jako

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} \frac{1 - \frac{R^2 C}{L}}{1 - \frac{S^2 C}{L}} \quad \dots (4)$$

Ten ostatni wzór może być napisany w postaci

$$\omega^2 = \omega_0^2 \frac{1 - \delta_r^2}{1 - \delta_s^2} \quad \dots (5)$$

jeśli oznaczymy:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}; \quad \delta_r = \frac{R}{\omega L} \cong \frac{R}{\omega_0 L}; \quad \dots (6), (7)$$

$$\delta_s = S \omega C \cong S \omega_0 C \quad \dots (8)$$

W razie, gdy $\delta_r \ll 1$ i $\delta_s \ll 1$ częstotliwość będzie

$$\omega^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad \dots (9)$$

Z równania (2) otrzymujemy warunek

$$\rho = -\frac{\frac{L}{C} + RS}{R + S} \cong -\frac{L}{C(R + S)} \quad \dots (10)$$

który powinien być spełniony w stanie ustalonym pracy układu. Warunek (10) pokazuje, że dla danego obwodu istnieje jedna tylko wartość ρ , której odpowiada stan ustalony pracy na prostoliniowej nieograniczonej charakterystyce. Zatem żaden inny stan ustalony jako niemożliwy, nie może być rozpatrywany przy pomocy tych wzorów.

Wypadki szczególne.

Gdy $S = 0$ wzory (10) i (4) przybierają postać ⁴⁾

$$\rho = -\frac{L}{CR} \quad \dots (11)$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{R^2 C}{L}\right) = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{L} = \omega_0^2 \left(1 + \frac{R}{\rho}\right) \quad (12)$$

Częstotliwość drgań jest tu nieco niższa od własnej częstotliwości obwodu; maleje ona ze wzrostem R lub zmniejszeniem ρ .

Gdy $R = 0$, wzory (10) i (4) stają się ⁴⁾

$$\rho = -\frac{L}{CS} \quad \dots (13)$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{1 - \frac{S^2 C}{L}} = \frac{\omega_0^2}{1 + \frac{S}{\rho}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{S}{\rho}\right)^2} \left[\frac{1}{LC} - \frac{S^2}{L^2} \right] \quad (14)$$

Częstotliwość drgań jest tu nieco wyższa od własnej częstotliwości obwodu; rośnie ona ze wzrostem S lub ze zmniejszeniem ρ .

Gdy $S = R = T$, wzory (10) i (4) są

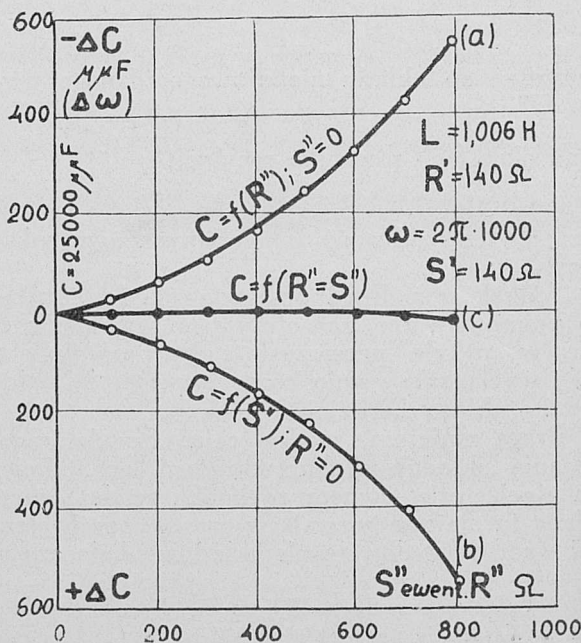
$$\rho = -\frac{L}{2CT}; \quad \omega^2 = \omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (15), (16)$$

Częstotliwość nie zależy od oporności; jest ona określona wyłącznie przez L i C obwodu.

Praca układu na charakterystyce prostoliniowej nieograniczonej wyróżnia się przebiegami czyściej sinusoidalnymi, t. zn. iż prądy i napięcia nie posiadają harmonicznych.

Wyniki doświadczenia.

W celu sprawdzenia wzoru (4) układ generacyjny, zestawiony z lampą ekranowaną Tungstram S 407, pracującą jako pliodynatron, doprowadzano — przez mianę potencjału siatki kierującej — zawsze do granicy powstawania drgań. Obwód rezonansowy składał się z cewki o danych:



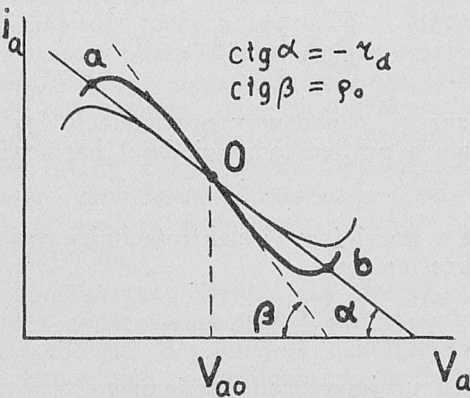
Rys. 4.

$L = 1,006 \text{ H}$, $R' = 140 \text{ }\Omega$ oraz kondensatora o pojemności $C \cong 25\,000 \text{ }\mu\text{p.F.}$ Przez regulację tej pojemności doprowadzono częstotliwość układu do zaniku dudnień z kamertonem $1\,000 \text{ c}$ i z tej zmiany ΔC wnioskowano o zmianie częstotliwości $\Delta\omega$. Dla sprawdzenia wzoru (16), włączono do gałęzi pojemności oporność omową $S' = R' = 140$; istotnie, doświadczenie potwierdziło wartość pojemności ściśle $C = 25\,000 \text{ }\mu\text{p.F.}$ Dołączanie oporności R'' w gałęzi indukcyjności dało przebieg zależności $C = f(R'')$ wg. wykresu (a) rys. 4.

Podobnie, dołączanie oporności S'' w gałęzi pojemności dało przebieg zależności $C = f(S'')$ wg. krzywej (b) rys. 4. Jednoczesne włączanie oporności $R''=S''$, a więc zależność $C=f(R''=S'')$ wyraża się linią (c) na tym wykresie. Te wyniki doświadczenia są w zupełnej zgodzie z przeliczeniem teoretycznym wg. wzoru (4).

B. Praca układu w warunkach rzeczywistych na charakterystyce ograniczonej.

Osiągnięcie warunków idealnych, do których stosowały się powyższe rozważania, jest w rzeczywistości niemożliwe. Można się jedynie do takich warunków zbliżyć więcej lub mniej. W warunkach rzeczywistych charakterystyka źródła energii nie jest idealnie prostą, a tembardziej nie jest nieograniczoną. Zazwyczaj w warunkach najkorzystniejszych, np. w przypadku dynatronu, możemy mieć krzywą z przebiegiem, w środku którego wybieramy początkowy punkt pracy (rys. 5), a przeto rozporządzamy niewielkim odcinkiem ab , zbliżonym do prostoliniowego. Oporność ujemna nie jest tu ściśle stała; rośnie ona od wartości mini-



Rys. 5.

malnej ρ_0 w punkcie 0, w miarę posuwania się ku a lub b , a więc tylko dla nieskończenie małych amplitud jest ona stała i równa ρ_0 .

Ze wzrostem amplitudy przebiegi przestają być sinusoidalne; nie można przeto — bez poczynienia szeregu zastrzeżeń — mówić o oporności ρ oraz stosować rachunek symboliczny do rozwiązywania zagadnień.

Jeśli chodzi o przebiegi zachodzące na częstotliwości podstawowej, można wprowadzić tu pojęcie pewnej oporności dynamicznej, będącej funkcją amplitudy

$\rho_d = f(I) \dots \dots \dots (17)$

i stającej się

$\rho_d = \rho_0 \dots \dots \dots (18)$

tylko dla I dążącego do zera.

Jednak równania (2) i (3), wynikające z zasadniczego symbolicznego równania, ułożonego dla częstotliwości podstawowej, nie będą już równaniami ściślemi, gdyż nie obejmują one harmonicznych.

Dla zdania sobie sprawy z kierunku zmian, zachodzących w układzie w tych warunkach, możemy napisać równania (2) i (3) w ogólnej postaci jako

$A_{(I)} = 0, \quad B_{(I)} = 0 \dots \dots (19), (20)$

z tem, iż $A_{(I)}$ i $B_{(I)}$ są już funkcjami amplitudy, w przeciwnym bowiem razie nie otrzymalibyśmy ustalonego stanu pracy układu. Istotnie, jeśli przy danym obwodzie drgań o oporności pozornej

$$r_d = \frac{L}{C(R+S)} \dots \dots \dots (21)$$

przedstawionej prostą na rys. 5, charakterystykę dynatronu doprowadzimy do styczności z tą prostą, a więc do t. zw. stanu „na granicy powstawania drgań“, a następnie — przez dalszą nieznaczoną zmianę jej pochylenia (obracanie około punktu 0) — do przecięcia się z prostą, wówczas otrzymamy stan ustalony, który określi się zależnością

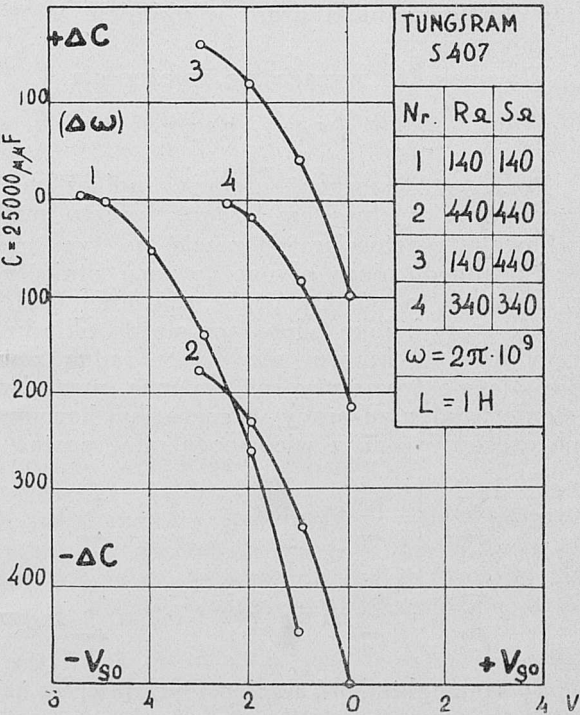
$\rho_d = -r_d \dots \dots \dots (22)$

ρ_d jest właśnie dynamiczną opornością dynatronu.

Jasne jest, iż ze zmianą ρ_d będzie zachodziła zmiana częstotliwości dynatronu, bowiem jest ona również funkcją amplitudy.

Wyniki doświadczenia.

Wykresy na rys. 6, tytułem przykładu, pokazują zmianę częstotliwości drgań układu dynatronowego w zależności od oporności dynatronu, zmienianej przez zmianę potencjału siatki kierującej (pliodynatronowej) dla kilku oporności rzeczywi-



Rys. 6.

stych w gałęziach L i C . Z wykresów tych widać, iż częstotliwość — w miarę oddalania się od stanu granicznego — maleje (układ wymaga bowiem zmniejszenia pojemności dla równoważenia tej zmiany) niezależnie od rozłożenia oporności w obu gałęziach.

Częstotliwość drgań układu.

W przypadku, gdy charakterystyka oporu ujemnego nie jest prostoliniowa, a więc przebiegi nie są czysto sinusoidalne, lecz zawierają harmoniczne, zasadnicze równanie (1), odnoszące się jedynie do częstotliwości podstawowej, nie ujmując w pełnym stopniu energetycznego stanu układu; ten stan zaś tylko może być punktem wyjścia przy rozpatrywaniu układu, w którym zachodzą oscylacje ładunku elektrycznego.

Poniższe rozważania oparte właśnie na zależnościach energetycznych, pozwalają określić związek, jaki zachodzi między częstotliwością drgań a zmianą stanu pracy układu. Okazuje się — jak to już zaznaczono na wstępie — że zmiany częstotliwości są tak ściśle związane ze stopniem występowania harmonicznych 5).

W stanie ustalonym pracy, jeśli oporność ujemna jest natury czysto elektronowej (jak np. dynatron), może ona dostarczać obwodowi drgań jedynie energii, która idzie na pokrycie strat w tym obwodzie (energja „rzeczywista”); natomiast energja, odpowiadająca oscylacjom ładunku między indukcyjnością a pojemnością obwodu (energja „urojona”), winna się równoważyć wewnątrz samego obwodu, bowiem oporność ujemna, jako nie mająca własności ani pojemnościowych, ani indukcyjnościowych, nie jest w stanie magazynować energii. Wynika to stąd, iż charakterystyka takiej oporności ujemnej

$$i = f(v) \quad (23)$$

jest t. zw. linią cienką, t. zn., iż prąd jest jednoznaczna funkcją napięcia, albo, iż pole opisane przez chwilowy punkt pracy w układzie osi (i, v) jest równe zeru.

Warunek ten wyraża się zależnością

$$\oint i dv = 0 \quad (24)$$

Ponieważ oporność ujemna połączona jest bezpośrednio z obwodem drgań, przeto między chwilowymi wartościami napięcia na tym obwodzie i prądu do niego płynącego musi istnieć również związek, określony przez równanie (24). To napięcie i prąd, jako odnoszące się do układu generacyjnego, w którym nie działa żadna zewnętrzna siła elektromotoryczna zmienna, mogą być — w stanie ustalonym pracy — szeregiem harmonicznych częstotliwości, a więc mogą mieć postać

$$v = \sum_{k=1}^{\infty} v_k = \sum_{k=1}^{\infty} V_k \sin(k\omega t + \alpha_k) = \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{V}_k \quad (25)$$

$$i = \sum_{k=1}^{\infty} i_k = \sum_{k=1}^{\infty} I_k \sin(k\omega t + \beta_k) = \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{I}_k \quad (26)$$

V_k i I_k są amplitudami napięć i prądów, α_k i β_k — ich fazami, ω — częstotliwością podstawową, zaś k — rzędem harmonicznej ($\mathbf{V}_k$ i $\mathbf{I}_k$ — symbole napięć i prądów).

Z drugiej zaś strony, między napięciem v_k i prądem odpowiedniej harmonicznej i_k musi istnieć związek, określony przez oporność obwodu drgań Z_k dla tej harmonicznej, a mianowicie w ujęciu symbolicznym,

$$\mathbf{I}_k = \mathbf{V}_k : Z_k \quad (27)$$

Te dwie zależności (24) i (27) pozwalają na otrzymanie związku między zmianą częstotliwości a wartością harmonicznych (prądowych lub napięciowych).

W tym celu równaniu (24) nadamy postać, dostosowaną do obliczeń rachunkiem symbolicznym.

Z równania (25) mamy

$$dv = \sum_{k=1}^{\infty} k\omega V_k \cos(k\omega t + \alpha_k) dt \quad (28)$$

a przeto (24):

$$\oint i dv = \int \left\{ \left[\sum_{k=1}^{\infty} I_k \sin(k\omega t + \beta_k) \right] \cdot \left[\sum_{k=1}^{\infty} k\omega V_k \cos(k\omega t + \alpha_k) \right] \right\} dt \quad (29)$$

Uskuteczniając całkowanie dla jednego całkowitego cyklu częstotliwości podstawowej ($k = 1$), a więc w granicach od 0 do 2π otrzymamy wyrażenie (p. Dodatek I *):

$$\sum_{k=1}^{\infty} \pi k I_k V_k \sin(\beta_k - \alpha_k) = 0 \quad (30)$$

albo

$$\sum_{k=1}^{\infty} k V_k I_k \sin \varphi_k = 0 \quad (31)$$

gdy przez φ_k oznaczmy przesunięcie faz między napięciem a prądem odpowiedniej harmonicznej

$$\varphi_k = \beta_k - \alpha_k \quad (32)$$

Zgodnie z przyjętym w elektrotechnice prądów silnych określeniem

$$\frac{1}{2} V_k I_k \sin \varphi_k \quad (33)$$

jest mocą urojoną prądu zmiennego.

Moc ta może być przedstawiona symbolicznie jako składowa urojona wyrażenia (p. Dodatek II):

$$\frac{1}{2} [\mathbf{V}_k \cdot \mathbf{I}_k]_{ur} \quad (34)$$

Zatem warunek (31) przedstawimy symbolicznie

$$\sum_{k=1}^{\infty} k |\mathbf{V}_k \mathbf{I}_k|_{ur} = 0 \quad (35)$$

*) Dodatek na końcu artykułu.

O DUDNIENIOWEJ ABSORBCYJNEJ METODZIE SKALOWANIA FALOMIERZY¹⁾.

Inż. Jerzy Kahan.

Skalowanie falomierzy dudnieniową metodą absorbcyjną opierało się dotąd na następującej zasadzie: generator lampowy wytwarza w układzie drgania o takiej częstotliwości, dla której całkowita oporność urojona obwodów układu jest zero; oporność pozorna określona jest nie tylko stałymi obwodów, lecz również i stałymi lampy, jakoteż wszystkich obwodów sprzężonych z układem oscylacyjnym. Z zasady tej wynika bezpośrednio, że wszelki obwód, sprzężony z generatorem, wywiera wpływ na jego częstotliwość, ponieważ wpływa na oporność pozorną obwodu drgań.

Ze znanych rozważań matematycznych wynika, że wpływ sprzężonego z generatorem obwodu strojonego na obwód drgań generatora jest dwójaki:

1) Obecność obwodu strojonego powoduje wzrost oporności rzeczywistej obwodu drgań. Im większa jest sprzężność i im bardziej własna częstotliwość obwodu sprzężonego jest zbliżona do częstotliwości generatora, tem większy jest przyrost oporności. Jedynie dla bardzo słabych sprzężeń i przy dostatecznym rozstrojeniu przyrost ten jest do pominięcia.

2) Obecność obwodu strojonego powoduje zmianę oporności urojonej obwodu drgań. Wpływ ten jest tem większy, im większa jest sprzężność. Jest znikomy dla małych sprzężeń i dużych rozstrojeń. Poza tem niema żadnej zmiany wartości indukcyjności obwodu drgań dla jednego tylko wypadku, a mianowicie, gdy częstotliwość własna sprzężonego obwodu jest równa częstotliwości generowanej. Gdy częstotliwość własna obwodu sprzężonego jest większa (mniejsza) — obwód ten wnosi do generatora dodatkową oporność urojoną dodatnią (ujemną).

Z rozważań tych wynika, że obwód strojony sprzężony z generatorem nie wywiera wpływu na jego częstotliwość, dopóki jest dostatecznie rozstrojony. Prócz tego, nie zmienia częstotliwości ge-

neratora w jednym jeszcze wypadku, a mianowicie, gdy jest w rezonansie z generatorem.

Gdy jest poniżej rezonansu — częstotliwość generatora wzrasta (indukcyjność maleje, a więc, ażeby oporność urojona była zero, częstotliwość musi być większa), i odwrotnie, gdy jest powyżej rezonansu.

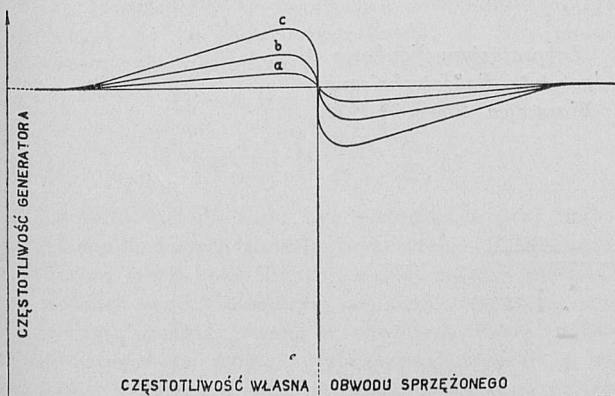
Na rys. 1 przedstawiona jest częstotliwość generatora w funkcji własnej częstotliwości sprzężonego z nim obwodu strojonego. Krzywa *a* odnosi się do małego sprzężenia, *b* — do większego, *c* odpowiada krytycznemu sprzężeniu, powyżej którego następuje zerwanie drgań przy dostrojeniu obwodu strojonego do rezonansu.

Z rozważań tych wynika również, że wszystkie krzywe przecinają się w jednym punkcie, czyli że niezależnie od sprzężenia, przy dostrojeniu obwodu sprzężonego, częstotliwość generatora jest ściśle taka sama, jak w nieobecności obwodu.

Na tych zasadach oparte są znane absorbcyjne metody skalowania falomierzy.²⁾ Prócz generatora (roboczego), z którym sprzęga się falomierz, potrzebny jest generator znanej częstotliwości, który będziemy nazywać wzorcowym.

Odbiornik jest dostrojony do częstotliwości wzorcowego generatora; obwód falomierza jest przerywany, roboczy generator dostraja się do częstotliwości wzorca na zanik dudnień w odbiorniku; do tej czynności służy miliamperomierz, umieszczony w obwodzie detektora; częstotliwości obydwu generatorów są więc równe. Następnie zamykamy obwód falomierza i zaczynamy go stroić. W miarę zbliżania się do rezonansu częstotliwość dudnień oddala się od zera, stopniowo wzrasta do maximum, następnie ostro spada, przechodząc przez zero i szybko wzrasta do drugiego maximum, po którym znów stopniowo spada do zera. Ten środkowy punkt zaniku dudnień zachodzi, gdy falomierz i roboczy generator są dostrojone do częstotliwości wzorcowego generatora. Uskuteczniając szereg takich pomiarów dla coraz to innej częstotliwości wzorca, możemy przeskalować falomierz.

Wydawaćby się mogło, że przy idealnem każdorazowym dostrojeniu, dokładność metody jest nieskończona i że wyniki są niezależne od sprzężenia falomierza z generatorem. Doświadczenie wykazało, że tak jednak nie jest. Rozbieżność pomiędzy teorią a doświadczeniem próbowano tłumaczyć w sposób następujący:³⁾ częstotliwość ge-



Rys. 1.

¹⁾ Wpłynęło do Redakcji dn. 10 września 1932 r.

²⁾ Patrz np. Etude de la question numéro cinq figurant au programme de la réunion du Comité Consultatif International Technique des Communication Radioélectriques à Copenhague 27 Mai — 8 Juin 1931. Etalonnage des Ondemètres; p. 25; méthode de variation de fréquence ou de deux hétérodynes. 1931 Roma.

³⁾ F. M. Colebrook. The Double Beat Method of Frequency Adjustment.

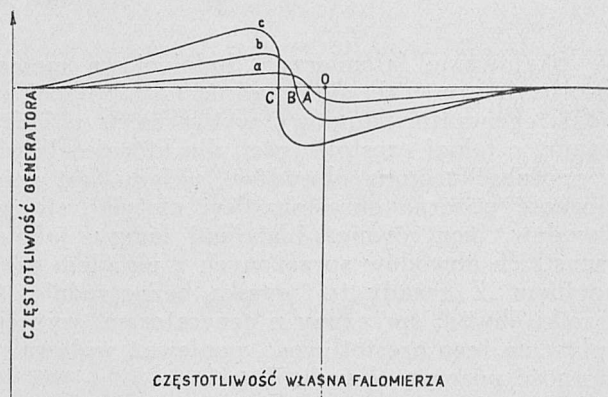
The Wireless Engineer and Experimental Wireless vol. VIII, Nr. 99, p. 639, December 1931.

neratora zależy, w bardzo małym stopniu, co prawda, również od oporności wewnętrznej lampy i od oporności rzeczywistej obwodu drgań. Oporność ta jednak, jako to już było zaznaczone, nie jest stała: przy dostrojonym falomierzu jest ona sumą oporności własnej obwodu drgań R i przeniesionej oporności falomierza R' . A więc pomiędzy częstotliwością generatora przy dostrojonym falomierzu a częstotliwością jego przy rozstrojonym falomierzu zachodzi różnica. Im większe jest sprzężenie, tem większa jest wartość R' i tem większa jest ta różnica częstotliwości. Błąd, który przy skalowaniu falomierza popełnia się przez nieuwzględnienie tego faktu, powinien być jednak niewielki. W najgorszym wypadku byłby rzędu 0,01%.⁴⁾

Dla przykładu podane są na tabeli „zerowe” punkty falomierza (t. j. punkty, dla których przy strojeniu falomierza mamy zanik dudnień) dla różnych sprzężeń. Sprzężenie wyrażamy jako odległość pomiędzy cewką generatora i cewką falomierza; generator — w układzie Hartley'a, falomierz precyzyjny General Radio Co. Widzimy, że pojemność falomierza, niezbędna dla fałszywego rezonansu, zmienia się znacznie wraz ze sprzężeniem. Różnica pomiędzy skalowaniem przy słabym sprzężeniu i przy mocnym dochodzi do 0,5%.

Pochodzi to stąd, że dotychczas przytoczone rozumowania były słuszne w tym jednym wypadku, gdy roboczy generator nie posiadał harmonicznych. W praktyce jednak spotyka się tylko generatory z harmonicznymi, częstotliwość których nie może być określona wartościami indukcyjności, pojemności i oporności obwodu drgań i oporności wewnętrznej lampy: przeciwnie, częstotliwość jest określona zależnościami energetycznymi⁵⁾, i w bardzo dużej mierze zależy ona od zawartości harmonicznych, która ze swej strony jest uzależniona zarówno od dynamicznej charakterystyki generatora, jak i od oporności obwodu drgań. Częstotliwość generatora zależy więc od oporności obwodu drgań, lecz skutek efektu Groszkowskiego zależność ta jest znacznie większa, niż to było dotychczas przypuszczane. W ten sposób można wytłumaczyć tak wielki wpływ sprzężenia na wynik skalowania falomierza. Przebiegi, które zachodziły przy skalowaniu, przedstawione są na rys. 2. Jest on analogiczny z rys. 1, jednak uwzględnia o-

wiany efekt wpływu harmonicznych. Punkty A, B, C, są to punkty zerowe falomierza dla coraz to większych sprzężeń. Teoretyczny punkt 0 odpowiada sprzężeniu zero. Z powyższych rozważań i z załączonej tabeli widzimy, że zastosowalność



Rys. 2.

metody absorbcyjnej jest bardzo ograniczona. Bez zastrzeżeń nadaje się ona tylko do technicznych pomiarów, gdy wymagana dokładność jest rzędu 1%. Jeśli się chce otrzymać większe dokładności należy stosować obwody drgań o możliwie dużej oporności rzeczywistej i oczywiście operować bardzo małymi sprzężeniami. Lecz im mniejsze jest sprzężenie, tem mniejsze jest, jak to wynika z rys. 1 i 2, nachylenie krzywej częstotliwości generatora w punkcie przejścia przez zero dudnień, inaczej mówiąc, tem mniejsza jest czułość metody. Powiększenie zaś czułości przez zwiększenie sprzężenia jest jednoznaczne z wprowadzeniem do metody dużego błędu, który, jak widzimy z tabeli, z łatwością może osiągnąć wartość 0,5%.

Częstotliwość wzorcowego generatora 1140 kc.

Odległość	Pojemność
9,5 cm	1304.3 p.p.F
10 "	1302.6 "
11 "	1300.8 "
12 "	1299.6 "
13 "	1299.2 "
15 "	1298.8 "
20 "	1298.3 "

Laboratorium Naukowe
Instytutu Radjotechnicznego.
Warszawa, Sierpień 1932.

⁴⁾ F. M. Colebrook, loc. cit.

⁵⁾ J. Groszkowski. The Dynatron Oscillator. The Interdependence of its Frequency Variation and the Content of Harmonics. The Wireless Engineer and Experimental Wireless. Vol. IX, Nr. 107, p. 446, August 1932.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Sprężenie i współczynniki sprężenia.

(G. W. O. Howe, *Wireless Engineer*, wrzesień 1932).

Spółczynniki sprężenia, określone przez znane wzory, są dla sprężenia indukcyjnego $\sqrt{\frac{L_{12} L_{21}}{L_1 L_2}}$, pojemnościowego, $\sqrt{\frac{C_1 C_2}{C_{12} C_{21}}}$ oraz galwanicznego $\sqrt{\frac{R_{12} R_{21}}{R_1 R_2}}$. Ten ostatni wzór nie ma właściwie większego znaczenia, ponieważ gdy sprężenie skutecznia się tylko przez wspólny opór R , który jest jedyną opornością w obu obwodach, to wtedy współczynnik sprężenia jest równy jednoci, a tymczasem sprężenie może być zupełnie słabe.

Żaden wzór na współczynnik sprężenia nie może pomijać stanu magazynowania energii w obwodach, ponieważ zasadnicza koncepcja takiego współczynnika dotyczy nie tyle stopnia mocy przekazanej z jednego obwodu do drugiego, ile stosunku mocy przekazanej do mocy zmagazynowanej.

Niech w uzwojeniu pierwotnym, indukcyjnie sprzężonych obwodów drgających, płynie prąd jednego ampera; maksymalna energia zmagazynowana w tym obwodzie W będzie $0,5 L_1 i^2 = L_1 P_1 = L_1$ jouli. Co każda czwarta część okresu energia ta jest przekazywana z pola magnetycznego do elektrycznego i odwrotnie. SEM - na wzbudzana we wtórnym uzwojeniu E_{12} jest $\omega M I_1$ woltów. Wyraża to stan zdadności obwodu pierwotnego do przekazywania energii do wtórnego; rzeczywista ilość przeniesionej energii będzie jednak zależała i od warunków drugiego obwodu. Ostatnie wyrażenie, pomnożone przez jednostkę prądu, daje moc w watach. Stosunek tej SEM do maksymalnej energii W_1 zmagazynowanej w obwodzie, przy prądzie jednego ampera, jest $\omega M/L_1$. Podobnie dla prądu 1 ampera we wtórnym, stosunek indukowanej wzajemnie SEM E_{21} do maksymalnej energii zmagazynowanej we wtórnym jest $\omega M/L_2$.

Stąd

$$\frac{E_{12}}{W_1} \cdot \frac{E_{21}}{W_2} = \omega^2 \frac{M^2}{L_1 L_2}$$

i współczynnik sprężenia

$$k = \sqrt{\frac{M^2}{L_1 L_2}} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{E_{12}}{W_1} \cdot \frac{E_{21}}{W_2}}$$

Równanie to daje podstawę logiczną do definicji współczynnika sprężenia w wypadku dwu obwodów drgających, nastrojonych do tej samej częstotliwości ω . Gdy obwody są nastrojone na częstotliwości ω_1 i ω_2 wtedy

$$\begin{aligned} E_{12} &= \omega_1 M & E_{21} &= \omega_2 M \\ k &= \frac{1}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \sqrt{\frac{E_{12}}{W_1} \cdot \frac{E_{21}}{W_2}} \end{aligned}$$

Ta sama metoda może być zastosowana przy najbardziej skomplikowanych rodzajach sprężenia. Z tego punktu widzenia można określić sprężenie między obwodami jako stosunek między możliwym stopniem przekazywania energii i energią zmagazynowaną w obwodach. Przez możliwy stopień rozumie się stopień przekazywania energii w nieobecności wszelkiego oporu, ponieważ, przy najsilniejszym nawet sprężeniu, można zmniejszyć przekazywanie energii do minimum przez zwiększenie oporu, a nawet do zera przez rozwarcie obwodu. Liczbowa wartość sprężenia będzie $1/\omega$ lub $1/\sqrt{\omega_1 \omega_2}$ średniej geometrycznej stosunku zain-

dukowanych wzajemnie SEM-nych do maksymalnej energii zmagazynowanej, przy przepływie jednostki prądu najpierw w jednym obwodzie, potem w drugim.

Przy skomplikowanym sprężeniu, obliczone w ten sposób współczynniki sprężenia dają mało korzyści, lecz metodę można zawsze zastosować. W wypadku obwodów aperiodycznych wątpliwym jest, czy należy wogóle używać terminu i definicji współczynnika sprężenia, traci on bowiem wiele na znaczeniu.

K. Lewiński.

Nowy obwód wyjściowy dla pentod.

(L. G. A. Sims, *Wireless World*, Vol. XXX, Nr. 26, 1932 r.)

Sprężenie pentody z oporem zewnętrznym, w którym wydziela się jej moc użyteczna, może być trojakiego rodzaju:

- 1) bezpośrednie;
- 2) pośrednie przez transformator wyjściowy;
- 3) pośrednie przez układ dławikowo-kondensatorowy.

Autor poddaje szczegółowej analizie ten 3-ci rodzaj sprężenia na podstawie całego szeregu krzywych, które pozwalają wysnuć kilka ciekawych wniosków.

Moc wyjściowa pentody w zakresie małych częstotliwości może być znacznie zwiększona dzięki obecności kondensatora sprzęgającego, który w przypadku lampy trójelektrodowej w nieznacznym tylko stopniu wpływa na moc wyjściową tej lampy.

Obecnie stosuje się nadal bez wyjątku kondensator sprzęgający o pojemności 2 μF bez względu na to jaka lampa głośnikowa pracuje w układzie dławikowo-kondensatorowym. Należy jednak podkreślić, że, jeśli chodzi o pentodę, to mniejsza pojemność powyższego kondensatora pozwala uzyskać większą moc wyjściową w zakresie małych częstotliwości, podczas gdy w przypadku lampy trójelektrodowej zachodzi wręcz odwrotne zjawisko. Z odpowiednich krzywych wynika, że dla lampy trójelektrodowej właściwa wartość kondensatora sprzęgającego wynosi około 2 μF , dla pentody zaś — około 0.25 μF . Warto jednocześnie zaznaczyć, na co zresztą jasno wskazuje przebieg krzywych, że wielkość kondensatora jest krytyczna dla pentody, podczas gdy przy lampie trójelektrodowej dopuszczalne są pewne odchylenia. Zastosowanie powyższej krytycznej pojemności pozwala skompensować upośledzone przez pentodę małe częstotliwości. Jeśli dławik ma dużą indukcyjność np. 40 henrów, można uzyskać tak znaczną kompensację, że krzywa przedstawiająca moc wyjściową w funkcji częstotliwości, staje się linią poziomą. Jest nawet rzeczą możliwą osiągnąć w zakresie niższych częstotliwości większą moc, niż dla wyższych tonów, celem skompensowania niedostatecznego odtwarzania przez głośnik niższych tonów.

Powstaje teraz pytanie, jaki wpływ na najkorzystniejszą wartość kondensatora sprzęgającego wywiera wielkość oporu obciążenia pentody. Z dwóch krzywych (przedstawiających moc wyjściową w funkcji pojemności sprzęgającej dla dwóch bardzo różniących się od siebie wielkości oporów t. j. 10 000 Ω i 750 Ω) wynika, że praktycznie wielkość oporu zewnętrznego nie wpływa na wartość krytyczną pojemności. Okoliczność tę należy uznać za sprzyjającą, gdyż, jak wiadomo, impedancja głośnika zmienia się w dość sze-

rokach granicach. Oczywiście pojemność krytyczna zależy od indukcyjności użytego dławika. Zmiana indukcyjności od 25 do 40 henrów, pociąga za sobą zmianę pojemności krytycznej od 0,35 do 0,25 μF . Uwagi dotychczasowe dotyczyły układu dławikowo-kondensatorowego, w którym przekładnia zaczepu była równa jedności. W przypadku, gdy przekładnia zaczepu jest większa od 1, pojemność krytyczna zmienia się proporcjonalnie do kwadratu tej przekładni.

Wszystkie rozważania powyższe dają w zasadzie zastosować również do transformatorów wyjściowych, których wtórne uzwojenie jest szeregowo połączone z kondensatorem. Istotnie, dławik wyjściowy z zaczepem lub bez niego jest właściwie specjalnym typem transformatora t. j. autotransformatorem, zatem zasady teoretyczne, dotyczące dławików wyjściowych, obowiązują temsamem przy rozważaniu transformatorów wyjściowych.

Inż. Al. Launberg.

Uwagi o „Nowym systemie modulacji fazowej”.

W Nr. 7 „Bulletin de le SFR” z r. 1931 zamieszczono techniczne omówienie „Nowego systemu modulacji fazowej”. Na temat ten pragnę powiedzieć parę uwag.

Na str. 147 czytamy tam co następuje: „system pozwoli zmieniać prąd w antenie od zera do wartości maksymalnej, t. zn. modulować całkowicie emisję, zachowując jednak dla każdej grupy lamp wysoki prąd wzbudzenia i dzięki temu lampy działają w pobliżu największej sprawności”.

„To maksimum sprawności jest rzędu 60 do 65%, podczas gdy normalne układy pozwalają pracować ze sprawnością zaledwie 30 do 33%” (podkreślenie moje).

W dalszym ciągu autor oblicza, ile mocy można zaoszczędzić, używając nowego systemu modulacji zamiast dotychczas stosowanego wzmacniania fali modulowanej.

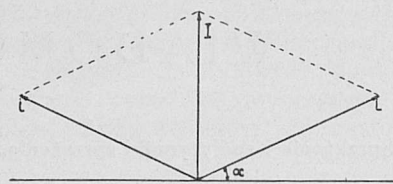
Zakładając nawet, że każda lampa układu zachowuje swą całkowitą sprawność, jaką posiada w układzie z rys. 1 („Przegląd Radjotechn.” 1932, str. 40), po przełączeniu na układ z rys. 2 (co jest mniej niż pewne), mamy dla układu z rys. 1, że sprawność wynosi

$$\eta_1 = \frac{R i^2}{P} = 0,65$$

Zakładając chwilowo, że napięcia obu lamp są w fazie, mamy dla układu z rys. 2

$$\eta_2 = \frac{\frac{R}{2} (2i)^2}{2P} = 0,65.$$

*) Zreferowano w „Przegl. Radjotechn.” Nr. 9-10, 1932.



Rys. 3.

Przyjrzyjmy się teraz rys. 3, zaczerpniętemu z artykułu oryginalnego; i — są to prądy w antenie (wartość skuteczna), dostarczone przez każdą z lamp, a I — prąd wypadkowy. Z rysunku widać, że

$$I = 2 i \cos (90^\circ - \alpha)$$

a zatem sprawność

$$\eta = \frac{\frac{R}{2} [2 i \cos (90^\circ - \alpha)]^2}{2 P} = \frac{R i^2}{P} \cos^2 (90^\circ - \alpha) = 0,65 \cos^2 (90^\circ - \alpha)$$

Przyjmując, za „Bulletin de la SFR”, $\alpha = 25^\circ$, mamy

$$\eta = 0,65 \cos^2 65^\circ = 0,116$$

Tak więc sprawność rzeczywista, t. j. stosunek mocy w antenie do mocy pobranej ze źródła, wynosi zaledwie 11,6%, zamiast anonsowanych 65%.

Pozatem jest zupełnie możliwym (wymagałoby jednak sprawdzenia), że zmiany warunków pracy lamp podczas modulacji powodują z kolei zmianę wartości prądu w cz. każdej lampy, t. zn. długości wektorów i . W takim przypadku modulacja byłaby nieliniowa.

K. Lewiński.

KOMUNIKATY ZARZĄDU SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ SEP.

Dnia 16 listopada r. b. w lokalu SEP odbyło się zebranie odczytowe Sekcji, na którym inż. S. Wolski i inż. S. Dierewianko wygłosili odczyt p. t. „Nowe kierunki w budowie woltomierzy lampowych”. Prelegenci omówili metody racjonalnych ulepszeń przy projektowaniu różnych typów tych przyrządów, oraz nowe modele amperomierza lampowego i woltomierzy jedno i dwulampowych, opracowanych w Instytucie Radjotechnicznym i stanowiących znaczne ulepszenie w dziedzinie budowy mierników lampowych. Po odczycie wywiązała się ożywiona dyskusja, w której m. inni wzięli udział koledzy: J. Groszkowski, Gurtzman, Rajski, Struszyński oraz prelegenci.

PRZEGLĄD
RADJOTECHNICZNY

Rok 1932.

SPIS RZECZY

(Liczby oznaczają strony).

DEFINICJE.

Decybel — inż. Stefan Dierewianko, 9.

O definicję selektywności — inż. Aleksander Launberg, 17.

Pomiar natężenia dźwięku — „Fon” (Phon) — Prof. D. M. Sokolcow, 84.

DETEKCJA.

Skuteczność detekcji lampowej — inż. J. Kahan i inż. S. Dierewianko, 65.

DŁAWIKI.

Indukcyjność dławików z rdzeniem żelaznym — inż. S. Dierewianko, 73.

DYNATRONY.

Dynatron jako częstotściomierz akustyczny — J. Kahan, 37.

Obniżanie częstotliwości w układach dynatronowych — J. Kahan, 77.

FALOMIERZE.

O dudnieniowej absorbcyjnej metodzie skalowania falomierzy — Jerzy Kahan, 93.

FILTRY.

Filtry wielkiej częstotliwości — inż. Józef Plebański, 4, 12.

Filtry wielkiej i małej częstotliwości — inż. Józef Plebański, 41, 49, 57.

GENERATORY.

Badanie nad ustaleniem dopuszczalnej granicy natężenia harmonicznego na stacjach nadawczych — mjr. inż. K. Krulisz i inż. S. Wolski, 81.

Pomiar sprawności generatorów lampowych przy pomocy fotoelementu — prof. Dr. J. Groszkowski, 2.

Zmiany częstotliwości a zawartość harmonicznego w układach oscylacyjnych. — Generatory o stałej częstotliwości — prof. Dr. Janusz Groszkowski, 89.

ODBIORNIKI.

Badanie odbiorników radjofonicznych — inż. S. Dierewianko, 33, 34.

Regulacja selektywności radjoodbiorników — inż. B. Starnecki, 53, 60.

OSOBISTE.

S. p. generał Gustaw Ferrié, 25.

RADJOGONJOMETRY.

Teorja błędów „nocnych” gonjometrów ramowych — inż. el. W. Struszyński, 26.

BIBLIOGRAFJA.

Bédeau, F. Cours élémentaire de Télégraphie sans fil — K. Lewiński, 31.

Groszkowski Janusz, prof. Dr. Inż. Radjotechnika. — D. M. Sokolcow, 8.

Krulisz Kazimierz, mjr. inż. el. Zasady Radjotechniki — J. Plebański, 72, 80.

KOMUNIKATY.

Zarządu Sekcji Radjotechnicznej S. E. P., 8, 16, 23, 31, 40, 48, 56, 88, 96.

STOWARZYSZENIA I ORGANIZACJE.

Komunikat, 48.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Analiza częstotliwości obwiedni heterodyny — F. Colebrook; ref. K. Lewiński, 87.

Częstotściomierz o odczycie bezpośrednim — Guarnaschelli i Vecchiacchi; ref. K. Lewiński, 7.

Dokładna i szybka metoda pomiaru częstotliwości od 5 do 200 okresów na sekundę — N. Case; ref. K. L., 30.

Elektromagnetyczne słuchawki i mikrofony — Wente i Thuras; ref. K. Lewiński, 79.

Filtr widmowy czy kompensacja zniekształceń — F. Colebrook; ref. inż. A. Launberg, 48.

Kilka własności detekcji siatkowej mocy — Terman i Morgan; ref. K. Lewiński, 14.

Kompensacja osłabienia wyższych częstotliwości a zniekształcenia — N. Mc. Lachlan; ref. inż. Al. Launberg, 64.

Lampa dwuelektrodowa w stanie nasycenia jako opór anodowy — inż. A. Launberg, 29.

Metody wtapiania żelaza chromowego w szkło w lampach nadawczych Philipsa — ref. B. St., 63.

Nowy obwód wyjściowy dla pentod — L. Sims; ref. inż. A. Launberg, 95.

Nowy system modulacji fazowej — SFR; ref. inż. A. Launberg, 40.

Ocenianie skuteczności anten nadawczych dla radjofonji — E. Glas; ref. K. Lewiński, 55.

Pozorna demodulacja — E. Mallett; ref. inż. A. Launberg, 63.

Pozorna demodulacja słabszego sygnału przez silniejszy — F. Colebrook; ref. W. Struszyński, 62.

Prosta antena kierunkowa dla odbioru fal krótkich — Philips — ref. A. L., 78.

Przekazniki jonowe — ref. A. Launberg, 22.

Selektywność odbiorników radjofonicznych — ref. inż. S. Dierewianko, 87.

Sprężenie i współczynniki sprężenia — G. Howe; ref. K. Lewiński, 95.

Sprężenie zwrotne we wzmacniaczach — L. Bainbridge-Bell; ref. inż. A. Launberg, 53.

Woltomierz do pomiarów amplitudy napięcia zmiennego — SFR; ref. K. Lewiński, 30.

Wyrażenie liczbowe selektywności — R. Beaty; ref. inż. Launberg, 7.

Zakres częstotliwości słyszalnych muzyki, mowy i hałasu — W. Snow; ref. K. Lewiński, 72.

Zastosowanie prostowników tlenkowych do przyrządów pomiarowych — J. Sahagen; ref. K. Lewiński, 78.

