

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA RADJOTECHNIKÓW POLSKICH
pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok VI.

1 Marca 1928 r.

Zeszyt 5—6

Redaktor mjr. inż. K. KRULISZ.

Warszawa, Marszałkowska 111, tel. 77-21.

WZMACNIACZE PRĄDU WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI.

REFERAT WYGŁOSZONY W Ś. R. P. DNIA 8 LUTEGO 1928 R.

S. MANCZARSKI.

Od dawna znany jest fakt, że trójelektrodowa lampa katodowa wzmacnia znacznie gorzej prądy wielkiej częstotliwości, niż małej.

Wzmocnienie jest tem gorsze, im krótsza jest fala, tak, że poniżej pewnej długości fali lampa katodowa nie tylko, że nie daje wzmocnienia, ale odwrotnie powoduje nawet osłabienie przekazywanych impulsów. Taką krytyczną długość fali stanowi dla przeciętnej uniwersalnej lampy katodowej fala rzędu 300 mtr.; praktycznie biorąc już poniżej fali 1000 mtr. wzmocnienie wielkiej częstotliwości daje ilościowo bardzo nikłe wyniki.

Doświadczenie wykazało, że wszelkie typy wielostopniowych wzmacniaczy wielkiej częstotliwości zaopatrzonych w zwykłe lampy trójelektrodowe, a przeznaczonych do odbioru fal krótszych od 1000 mtr. dają naogół stosunkowo niewielkie wzmocnienie; dotyczy to zarówno zwykłych układów rezonansowych (strojona anoda), jak i neutrodynamicznych, nie mówiąc już o układach oporowych. Dlatego też w celu osiągnięcia naprawdę dużego wzmocnienia wielkiej częstotliwości niezbędnego np. dla odbioru na ramę zmuszeni byliśmy stosować przy falach krótszych od 1000 mtr. metodę transponowania częstotliwości, czyli superheterodynowanie; fale krótsze od 1000 mtr. przekształcaliśmy na fale znacznie dłuższe rzędu kilku tysięcy metrów i te dopiero wzmacnialiśmy w sposób skuteczny przy pomocy kilkustopniowego wzmacniacza lampowego.

Wzory, którymi posługuje się dotychczasowa klasyczna teoria lampy katodowej nie wyświetlają i nie tłumaczą należycie powyższego zjawiska.

Podstawowym wzorem stosowanym powszechnie do obliczeń i dyskusji jest tak zwane równanie lampy dla wartości zmiennych.

Równanie to określa pracę lampy na prostolinowej części charakterystyki i może być przedstawione przy pomocy rachunku symbolicznego w postaci następującej:

$$I_a = \frac{k V_s}{\rho + z}$$

gdzie I_a amplituda, względnie wartość skuteczna prądu anodowego.

V_s amplituda, względnie wartość skuteczna napięcia na siatce.

k współczynnik amplifikacji lampy.

ρ opór wewnętrzny lampy anodanówka.

z zawada zewnętrzna w obwodzie anodowym.

Powyższy wzór może być interpretowany w sposób następujący: trójelektrodowa lampa katodowa zachowuje się dla prądów zmiennych jak źródło prądu o elektromotorycznej sile kV_s i oporze wewnętrznym ρ

Napięcie anodowe jest

$$V_a = I_a z = \frac{k V_s}{\rho + z} \cdot z$$

$$\text{skąd } \frac{V_a}{V_s} = \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}$$

Dyskusja tego prostego wzoru wskazuje, że wzmocnienie napięciowe lampy, czyli stosunek $\frac{V_a}{V_s}$,

będzie tym większy, im większy jest współczynnik amplifikacji lampy k , im mniejszy jest jej opór wewnętrzny ρ oraz im większa jest zawada zewnętrzna obwodu anodowego z .

Powyższe wnioski określają wytyczne, według których powinien iść rozwój odbiorczych lamp katodowych, mianowicie rozwój ten powinien iść w kierunku zmniejszenia oporu wewnętrznego lampy, przy jednoczesnym osiągnięciu możliwie największego współczynnika amplifikacji.

Wystarczy przejrzeć cyfry charakterystyczne różnych typów lamp Philips'a wypuszczanych kolejno na rynek, ażeby przekonać się, że tak jest istotnie.

Typ lampy	k	ρ	Uwagi
A — 406	6	17 000	typ wycofany
A — 409	9	11 000 9 000	typ dawniejszy typ nowszy
A — 415	15	7 500	typ najnowszy

Praktyka potwierdza najzupełniej słuszność powyższych przewidywań teoretycznych, ale tylko jeżeli chodzi o wzmocnienie małej częstotliwości. Istotnie jeżeli we wzmacniaczu małej częstotliwości zastąpimy lampę A—406 przez lampę A—409, lub lampę A—409 przez lampę A—415 odczujemy wyraźne polepszenie wzmocnienia. Jeżeli jednak spróbujemy to samo uczynić we wzmacniaczu wielkiej częstotliwości, to możemy napotkać zjawisko wręcz odwrotne: zamiast przewidywanego polepszenia, możemy otrzymać pogorszenie amplifikacji.



Tutaj mamy już wyraźną niezgodność z wzorem matematycznym, wyrażającym stosunek $\frac{V_a}{V_s}$.

Wzór ten nie usprawiedliwia również faktu tak słabego wzmocnienia, jakie obserwujemy w praktyce przy falach krótszych od 1000 mtr. w układzie rezonansowym, gdzie $z = \frac{L}{CR}$ reprezentuje maksymalną

zawadę obwodu rezonansowego.

Przyczyna takiej niezgodności teorii i praktyki musi leżeć oczywiście w pominięciu jakiegoś ważnego czynnika, który odgrywa tym większą rolę, im większa jest częstotliwość.

Istotnie, jeżeli równanie lampy $I_a = \frac{kV_s}{\rho + z}$ pod-

damy dokładnej rewizji, to dojdziemy do wniosku, że istnieje czynnik wybitnie zależny od częstotliwości, który został w tym równaniu nieuwzględniony. Czynnikiem tym jest pojemność siatka-anoda.

Coprzawda już oddawna zdawano sobie sprawę, że pojemność siatka — anoda odgrywa pewną rolę w przebiegach zachodzących w lampie katodowej, np. w tak zwanym układzie Hutha sprzężenie za pośrednictwem pojemności siatka - anoda starano się wykorzystać dla omińnięcia patentu regeneracji. Tem nie mniej klasyczna teoria lampy zlekceważyła wpływ tego czynnika i nie uwzględniła go w równaniu lampy przez co całokształt zagadnienia nie został należycie matematycznie ujęty.

Jedynie w tak zwanym wzorze na pojemność wejściową lampy wpływ pojemności siatka-anoda został w pewnym stopniu uwzględniony *).

Pojemność wejściowa lampy

$$C = C_{sn} + C_{sa} \left(1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{R_a}} \right)$$

gdzie C_{sn} pojemność siatka - nitka.
 C_{sa} pojemność siatka - anoda.
 R_a opór zewnętrzny w obwodzie anodowym.

Przeliczenie powyższego wzoru dla warunków pracy przeciętnej lampy katodowej, daje wartość na pojemność wejściową lampy rzędu 40 cm.

Niestety wzór na pojemność wejściową lampy jest również wzorem przybliżonym w tym stopniu, że i on nie tłumaczy należycie szeregu zjawisk zachodzących w lampie katodowej w szczególności sprawy wzmocnienia wielkiej częstotliwości.

Dla wykazania nieścisłości powyższego wzoru wyprowadzimy go przy pomocy rachunku symbolicznego.

w tym celu weźmy obwód lampy katodowej uwzględniający pojemność siatka-anoda. (Rys. 1).

Według równania lampy $I_a = \frac{kV_s}{\rho + R_a}$

Napięcie anodowe $V_{an} = I_a R_a = \frac{k}{1 + \frac{\rho}{R_a}} \cdot V_s$ jest to

napięcie liczone w kierunku prądu I_a

$$\text{zatem } V_{an} = - \frac{k}{1 + \frac{\rho}{R_a}} \cdot V_s$$

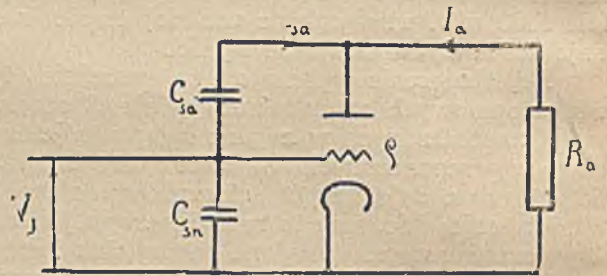
$$I_{sa} = \frac{V_s - V_{an}}{-j \omega C_{sa}} = \frac{V_s - V_{an}}{-j \omega C_{sa}} \cdot V_s$$

$$\text{skąd } \frac{V_s}{I_{sa}} = \frac{-j}{\omega C_{sa} \left(1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{R_a}} \right)}$$

Zatem pojemność wejściowa lampy

$$C = C_{sn} + C_{sa} \left(1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{R_a}} \right)$$

Nieścisłość popełniona przy wyprowadzeniu powyższego wzoru jest oczywista: zamiast formal-



Rys. 1.

nego rozwiązania obwodu przy pomocy równań Kirchhoffa wyszliśmy ze wzoru na równanie lampy co stanowi właśnie nieścisłość.

W tym tkwi przyczyna dla czego wzór na pojemność wejściową lampy nie tłumaczy należycie szeregu zjawisk zachodzących w lampie katodowej, w szczególności sprawy wzmocnienia wielkiej częstotliwości.

Pojemność rzędu 40 cm., jaka wypada z przeliczenia wzoru na pojemność wejściową lampy stanowi dla fali 300 mtr. opór około 3600 omów. O ile więc w układzie wzmacniacza oporowego słabe wzmocnienie fal krótszych od 1000 mtr. można sobie

jeszcze wytłumaczyć wzorem $\frac{V_a}{V_s} = \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}$ gdzie

naskutek zablokowania zewnętrznego obwodu anodowego lampy pojemnością rzędu 40 cm. zawada z posiada małą wartość w porównaniu z oporem wewnętrznym lampy ρ , o tyle w układach rezonansowych (strojona anoda) pojemność wejściowa lampy niczem nie usprawiedliwia tego nikłego efektu wzmocnienia, jaki obserwujemy w praktyce. Cóżby bowiem szkodziło, gdyby do pojemności kondensatora obrotowego w obwodzie siatki, która wynosi np. 300 cm., była przyłączona równolegle jeszcze pojemność wejściowa lampy rzędu 40 cm. Spowodowałyby to tylko konieczność odpowiednie-

*) Kpt. Groszkowski; „Lampy katodowe” str. 98.

go zmniejszenia pojemności kondensatora obrotowego o 40 cm., ale nie miałyby decydującego wpływu na wzmocnienie lampy przy tych lub innych częstotliwościach.

Tak więc wzór na pojemność wejściową lampy podobnie, jak i wzór na równanie lampy nie tłumaczy matematycznie zjawiska słabego wzmocnienia fal krótszych od 1000 mtr. przez lampę trójelektrodową w układzie rezonansowym.

Nie będę tu już poruszał takich zagadnień, jak neutralizacja, która nie jest dotąd należycie teoretycznie opracowana, najrozmaitszych wzorów wyrażających warunek samowzbudzenia lampy, których dyskusja prowadzi często do wniosków najzupełniej niezgodnych z rzeczywistością, i całego szeregu innych kwestji bądź zgoła matematycznie nie wytłumaczonych, bądź też tłumaczonych w sposób niewystarczający lub nawet mylny.

Prowadzę do tego, że wzory podawane przez dotychczasową klasyczną teorię lampy katodowej są już obecnie niewystarczające i stanowią dla fal krótszych tak grube przybliżenie zjawisk zachodzących w istocie, że dla należytego ujęcia całości kształtu zagadnienia, ujęcia któreby obejmowało zarówno małą, jak i wielką częstotliwość, muszą być opracowane nowe wzory uzupełnione i uogólnione.

Oczywiście nie będzie to żaden przewrót w dotychczasowych pojęciach podstawowych: nowe wzory odniesione do małych częstotliwości muszą sprowadzić się w szczególnym wypadku do wzorów dotychczasowych. Będzie to zatem raczej uzupełnienie dotychczasowych wzorów, polegające na skorygowaniu błędów, wynikających ze zbyt grubego przybliżenia.

Że zachodzi obecnie potrzeba wprowadzenia pewnych poprawek do istniejącej teorii lampy katodowej niema w tem nic dziwnego. Każda teoria ilustrująca matematycznie pewne zjawiska fizyczne musi z konieczności posługiwać się przybliżeniami, których wyzbywa się stopniowo w miarę, jak doświadczenie wymaga od niej wytłumaczenia zjawisk coraz bardziej skomplikowanych i delikatnych. Teoria, która ma być traktowana, jako drogowskaz dla poważnych prac technicznych, musi być co pewien czas poddawana rewizji i odpowiednio korygowana.

W celu skorygowania wzorów, którymi posługuje się dotychczasowa klasyczna teoria lampy katodowej, należy przedewszystkiem uwzględnić pojemność siatka-anoda w równaniu lampy.

Ażeby to uczynić weźmiemy zupełnie ogólny obwód lampy trójelektrodowej. (Rys. 2) i rozwiążemy go przy pomocy rachunku symbolicznego.

$$\text{Oznaczmy } z_{sa} = \frac{-j}{\omega C_{sa}}$$

Stosując prawa Kirchhoffa otrzymamy:

$$I_a z + (I_a + I_{sa}) \rho = k V_s$$

$$I_a z - I_{sa} z_{sa} + V_s = 0$$

Rozwiązując powyższy układ 2-ch równań z 2-ma niewiadomymi I_a oraz I_{sa} otrzymamy:

$$I_{sa} = \frac{1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}}{\frac{\rho z}{\rho + z} + z_{sa}} \cdot V_s$$

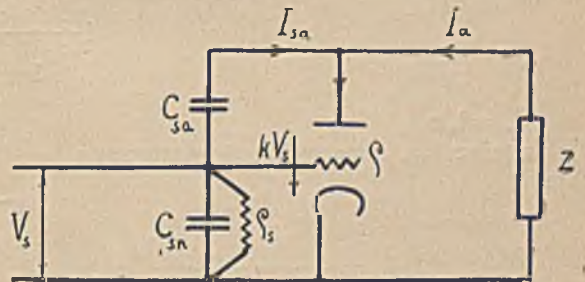
$$\text{Oznaczmy: } z_{san} = \frac{V_s}{I_{sa}} = \frac{\rho z + z_{sa}}{1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}}$$

jest to uzupełniony wzór na zawadę wejściową lampy uwzględniający wpływ pojemności C_{sa} lecz nieuwzględniający C_{sn} oraz ρ_s .

Wprowadzając powyższe oznaczenie z_{san} , otrzymamy:

$$I_a = \frac{\left(k - \frac{\rho}{z_{san}}\right) V_s}{\rho + z}$$

Porównamy otrzymane wzory uzupełnione



Rys. 2.

ze wzorami, jakie stosuje dotychczasowa klasyczna teoria lampy katodowej.

Otóż według dotychczasowej teorii:

zawada wejściowa lampy uwzględniająca jedynie pojemność C_{sa} jest $z_{san} = \frac{z_{sa}}{1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}}$

a równanie lampy jest $I_a = \frac{k V_s}{\rho + z}$

Jak widać dla małych częstotliwości wzory uzupełnione sprowadzają się do wzorów dotychczasowych, gdyż dla małych częstotliwości opór pojemnościowy z_{sa} , a co z tego wynika i zawada z_{sa} wyrażają się liczbami bardzo dużymi.

Wzory uzupełnione na prąd anodowy

$$I_a = \frac{\left(k - \frac{\rho}{z_{san}}\right) V_s}{\rho + z} \text{ oraz napięcie anodowe } V_a = I_a z$$

można interpretować w sposób następujący: trójelektrodowa lampa katodowa zachowuje się pod względem prądu anodowego i napięcia na anodzie

jak źródło prądu o elektromotorycznej sile $\left(k - \frac{\rho}{z_{san}}\right) V_s$

oraz oporze wewnętrznym ρ .

Wzory uzupełnione na prąd anodowy oraz na-

pięcie anodowe, uwzględniające wpływ pojemności C_{sa} , mogą być przedstawione również w innych postaciach, których interpretacja może różnić się od interpretacji powyższej. Sprawę tę poruszam dlatego, ponieważ w ostatnich czasach zjawiają się dość często w zagranicznych czasopismach naukowych artykuły, proponujące tę lub inną postać i zależnie od tego tę lub inną interpretację wzorów na I_a oraz V_a , uwzględniających pojemność siatka-anoda. Żadna z tych propozycji nie zdążyła się jeszcze ustalić w świecie naukowym, nie od rzeczy więc będzie przekształcić powyższe wzory uzupełnione na I_a oraz V_a tak, żeby rozpatrzyć różne możliwe postacie tych wzorów oraz wynikające z nich interpretacje. Pozwoli to na zorientowanie się, która postać najlepiej nadaje się do dyskusji i obliczeń, a zatem która ma największą szansę do zdobycia sobie prawa obywatelstwa.

Uzupełnione wzory na I_a oraz V_a mogą być przedstawione w postaciach następujących:

1^o) Wyprowadzone wzory uzupełnione:

$$I_a = \frac{\left(k - \frac{\rho}{z_{sa}}\right) V_s}{\rho + z} \quad \text{gdzie } z_{son} = \frac{\rho z}{\rho + z} + z_{sa} = \frac{1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}}{1 + \frac{\rho}{z}}$$

$$V_a = I_a z$$

2^o) Rużując z_{sa} z powyższego wzoru na I_a , otrzymamy:

$$I_a = \frac{\left(k - \frac{\rho}{z_{sa}}\right) V_s}{z + \rho \left(1 + \frac{z}{z_{sa}}\right)}$$

$$V_a = I_a z$$

Lampa zachowuje się pod względem prądu anodowego i napięcia na anodzie, jak źródło prądu o sile elektromotorycznej $\left(k - \frac{\rho}{z_{sa}}\right) V_s$ oraz oporze wewnętrznym $\rho \left(1 + \frac{z}{z_{sa}}\right)$.

3^o) Wprowadzamy pojęcie fikcyjnej zawady w obwodzie anodowym z_f spełniającej równanie:

$$I_a^* = \frac{k' V_s}{\rho + z_f} \quad \text{gdzie } z_f = \frac{k z + (k z + \rho) \frac{\rho}{z_{sa}}}{k - \frac{\rho}{z_{sa}}}$$

$V_a = I_a^* z_f$ gdzie z istotna zawada w obwodzie anodowym.

Lampa zachowuje się tylko pod względem prądu anodowego, jak źródło prądu o elektromotorycznej sile $k' V_s$, oporze wewnętrznym ρ oraz fikcyjnym oporze zewnętrznym z_f .

4^o) Wprowadzamy pojęcie fikcyjnej zawady w obwodzie anodowym z_f , spełniającej równanie:

$$V_a^* = \frac{k V_s}{\rho + z_f} z_f^* \quad \text{gdzie } z_f = \frac{z \left(k - \frac{\rho}{z_{sa}}\right)}{k + (k+1) \frac{z}{z_{sa}}}$$

^{*}) Ta postać wzoru na V_a proponowana jest Von Ardenne, Proceeding, november, 1927.

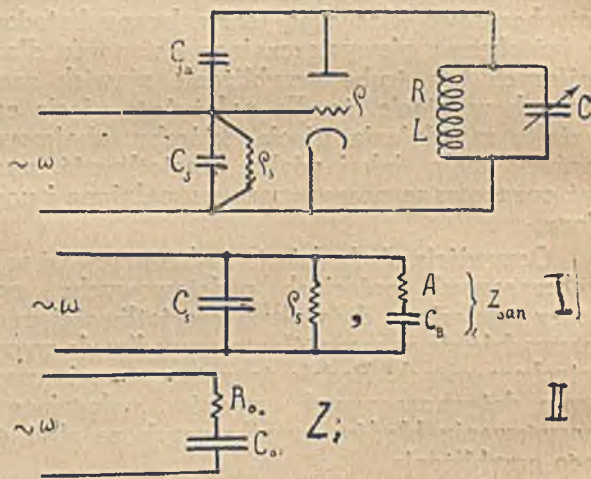
$I_a = \frac{V_a}{z}$ gdzie z istotna zawada w obwodzie anodowym.

Lampa zachowuje się tylko pod względem napięcia na anodzie, jak źródło prądu o elektromotorycznej sile $k' V_s$, oporze wewnętrznym ρ oraz fikcyjnym oporze zewnętrznym z_f .

Zastanówmy się teraz nad tem, w jaki sposób uzupełnione wzory na zawadę wejściową lampy oraz równanie lampy tłumaczą zjawisko słabego wzmocnienia, jakie daje lampa w układzie rezonansowym przy falach krótszych od 1000 mtr.

W tym celu rozpatrzmy następujący układ lampy, (Rys. 3) zasilanej od strony siatki prądem wielkiej częstotliwości.

Pojęcie zawady wejściowej lampy umożliwia nam utworzyć układ zastępczy, oznaczony na rys. 3 cyfrą I, uwzględniający oddziaływanie ob-



Rys. 3.

wodu anodowego na obwód siatki. Układ I może być z kolei sprowadzony do układu jeszcze prostszego oznaczonego na rys. 3 cyfrą II.

Zacznijmy od zbadania, jak zmienia się zawada wejściowa lampy z_{sa} w zależności od stosunku $\frac{C}{C_r}$ gdzie $C_r = \frac{L}{R^2 + \omega^2 L^2}$ oznacza wartość C odpowiadającą maksymalnej zawadzie obwodu. LCR czyli tak zwanemu rezonansowi prądów w obwodzie LCR.

$$\text{Zawada w obwodzie } z = \frac{(R + j\omega L) \cdot \frac{-j}{\omega C}}{R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} = \alpha + j\beta$$

$$\text{gdzie } \alpha = \frac{R}{\left(1 - \omega^2 L C_r \frac{C}{C_r}\right)^2 + R^2 \omega^2 C_r^2 \left(\frac{C}{C_r}\right)^2}$$

$$\beta = \omega L \cdot \frac{1 - \frac{C}{C_r}}{\left(1 - \omega^2 L C_r \frac{C}{C_r}\right)^2 + R^2 \omega^2 C_r^2 \left(\frac{C}{C_r}\right)^2}$$

$$\text{dla } C = C_r \quad \alpha = \frac{L}{C_r R} \quad \beta = 0$$

Jak wynika z powyższych wzorów α jest liczbą zawsze dodatnią, natomiast β może być liczbą dodatnią, ujemną lub równą 0.

Zawada wejściowa lampy

$$z_{san} = \frac{\rho z}{\rho + z} + z_{sa} = A + jB$$

$$1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{z}}$$

gdzie $A = \rho \cdot \frac{\rho \alpha + (k+1)(\alpha^2 + \beta^2) - k \frac{\beta}{\omega C_{sa}}}{[\rho + (k+1)\alpha]^2 + (k+1)^2 \beta^2}$

$$B = \frac{1}{\omega C_{sa}} \frac{(k+2)\rho\alpha + (k+1)(\alpha^2 + \beta^2) + \rho^2(1 - \omega C_{sa}\beta)}{[\rho + (k+1)\alpha]^2 + (k+1)^2 \beta^2}$$

dla $\beta = 0$ $A = \frac{\rho + \alpha}{1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{\alpha}}}$ $B = \frac{-1}{\omega C_{sa} \left(1 + \frac{k}{1 + \frac{\rho}{\alpha}}\right)}$

Z wzorów na A i B możemy wyciągnąć następujące wnioski:

1) A może być liczbą dodatnią, ujemną lub równą zero: dla $\beta = 0$ oraz dla ujemnych wartości β , co odpowiada oporowi pojemnościowemu w obwodzie anody ($\frac{C}{C_r} > 1$), A jest liczbą zawsze dodatnią; natomiast dla dodatnich wartości β , co odpowiada oporowi indukcyjnemu w obwodzie anody $\frac{C}{C_r} < 1$, A może być liczbą ujemną, o ile spełniona będzie nierówność:

$$\frac{1}{\omega C_{sa}} > \frac{\rho \alpha + (k+1)(\alpha^2 + \beta^2)}{k \beta}$$

2) B jest zawsze liczbą ujemną, ponieważ decydujący o znaku B czynnik $(1 - \omega C_{sa}\beta)$ jest zawsze liczbą dodatnią zarówno dla ujemnych wartości β jak i dla dodatnich, gdyż praktycznie

$$\left(\frac{\beta}{\frac{1}{\omega C_{sa}}}\right) < 1$$

Na podstawie powyższych wniosków możemy zawsze traktować zawadę wejściową lampy $z_{san} = A + jB$ jako pojemność $C_B = \frac{-1}{\omega B}$ z szeregowo włączonym oporem A, który może być dodatni lub ujemny zależnie od charakteru i wielkości zawady znajdującej się w obwodzie anodowym.

Teraz w celu dogodnego zbadania wpływu jakiego wywiera zawada wejściowa lampy z_{san} na obwód siatki sprowadzimy układ zastępczy I do prostszego jeszcze układu zastępczego II (rys. 3).

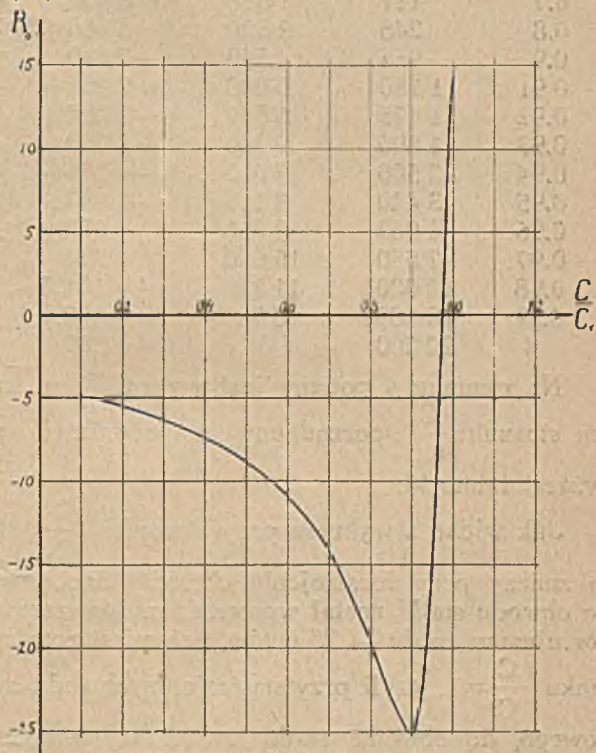
Zawada w obwodzie siatki

$$z_s = \frac{1}{-\omega C_s + \frac{1}{\rho_s} + \frac{1}{z_{san}}} = R_0 + jX$$

$$gdzie R_0 = \frac{A^2 + B^2 + A}{\rho_s}$$

$$X = \frac{-\omega C_s \cdot (A^2 + B^2) + B}{\left[1 + \frac{A}{\rho_s} - \omega C_s B\right]^2 + \left[\frac{B}{\rho_s} + \omega C_s A\right]^2}$$

Z wzorów na R_0 i X możemy wyciągnąć następujące wnioski:



Rys. 4.

1) R_0 może być liczbą dodatnią, ujemną lub równą zero, zależnie od znaku A: dla dodatnich wartości A R_0 jest liczbą zawsze dodatnią, natomiast dla ujemnych wartości A R_0 może być liczbą ujemną, o ile spełniona będzie nierówność:

$$\rho_s > \frac{A^2 + B^2}{|A|}$$

2) X jest zawsze liczbą ujemną, gdyż B jest stale liczbą ujemną.

Na podstawie powyższych wniosków możemy traktować zawadę w obwodzie siatki z_s jako pojemność $C_0 = \frac{-1}{\omega X}$ z szeregowo włączonym oporem R_0 , który może być dodatni lub ujemny zależnie od charakteru i wielkości zawady znajdującej się w obwodzie anodowym.

Przeliczmy teraz przy pomocy otrzymanych wzorów konkretny przykład liczbowy, przyjmując, że obwód przedstawiony na rysunku 3, posiada następujące dane:

$\omega = 2 \cdot \pi \cdot 10^6$	$\rho = 9\,000$ omów	} dane odpowiadające lampie Philips A-409
$C_s = 300$ cmc.	$\rho_s = 4 \cdot 10^6$ omów	
$R = 10$ omów	$k = 9$	
$L = 75\,000$ cmL	$C_{sa} = 6$ cmc	
C zmienne		

Wyniki obliczeń podaje następująca tabliczka:

$\frac{C}{C_r}$	α	β	A	B	C_{BCmc}	R_0	X	C_0 cmc
0.1	12.35	523	-8 920	-18 000	7.96	- 4.85	-468.3	306
0.2	15.62	588.5	-9 330	-16 900	8.49	- 5.47	-468	306.2
0.3	20.4	672	-9 700	-15 700	9.14	- 6.235	-468	306.2
0.4	27.8	785	-9 900	-14 100	10.16	- 7.18	-467	306.4
0.5	40	941.5	-9 820	-12 230	11.71	- 8.7	-466.7	306.8
0.6	62.5	1 176	-8 920	-10 050	14.26	-10.7	-465	308.2
0.7	111	1 566	-8 050	- 7 650	18.73	-14.05	-464	309
0.8	248	2 330	-5 900	- 5 380	26.7	-19.5	-459	312
0.9	966	4 540	-2 810	- 3 730	38.44	-25.08	-441	325.3
0.91	1 180	5 000	-2 455	- 3 620	39.6	-24.6	-437.5	327.5
0.92	1 475	5 560	-2 090	- 3 530	40.6	-23.37	-433	331.2
0.93	1 890	6 240	-1 730	- 3 433	41.8	-21.6	-429	333.8
0.94	2 500	7 060	-1 370	- 3 370	42.6	-18.78	-425.5	336.7
0.95	3 440	8 110	- 997	- 3 305	43.4	-14.88	-421.5	340
0.96	4 963	9 350	- 623	- 3 260	44	- 9.9	-418.7	342
0.97	7 550	10 680	- 254	3 225	44.5	- 4.216	-416.5	343.7
0.98	12 000	11 320	+ 121.5	- 3 200	44.8	+ 2.052	-416	344.3
0.99	18 509	8 700	+ 492.5	- 3 202	44.75	+ 8.16	-416.5	343.7
1	22 200	0	+ 867	- 3 230	44.4	+13.65	-419	341.8

Na rysunku 4 podany jest wykres R_0 w funkcji stosunku $\frac{C}{C_r}$ sporządzony na podstawie powyższej tabliczki.

Jak widać z wykresu przy stosunku $\frac{C}{C_r} = 0,9$ to znaczy przy rozstrojeniu obwodu anodowego, do obwodu siatki został wprowadzony w szereg opór ujemny rzędu — 25 omów, natomiast przy stosunku $\frac{C}{C_r} = 1$, czyli przy nastrojeniu obwodu anodowego, do obwodu siatki został wprowadzony w szereg opór dodatni rzędu 14 omów.

Wprowadzenie oporu ujemnego do obwodu siatki tłumaczy mechanizm samowzbudzenia lampy za pośrednictwem sprzężenia przez pojemność siatka — anoda, natomiast wprowadzenie oporu dodatniego czyli tłumiącego do obwodu siatki tłumaczy zjawisko słabego wzmocnienia fal krótkich.

Zawada wejściowa lampy z_{san} wywiera wpływ na wzmocnienie, jakie daje lampa trójelektrodowa, również ze względu na równanie lampy

$$I_a = \frac{\left(k - \frac{\rho}{z_{san}}\right) \cdot V_s}{\rho + z}$$

w którym z_{san} wchodzi jako czynnik odgrywający tym większą rolę, im krótsza jest fala.

Tak więc pogląd na zawadę wejściową lampy jako na pojemność z szeregowo włączonym oporem dodatnim lub ujemnym tłumaczy należycie sprawę wzmocnienia wielkiej częstotliwości zarówno pod względem jakościowym jak i ilościowym.

Jak widzieliśmy wzory na pojemność wejściową lampy oraz równanie lampy, jakie daje dotychczasowa klasyczna teoria lampy trójelektrodowej, nie tłumaczy tej kwestii w sposób zadawalniający.

Pomiarowe zbadanie wpływu, jaki wywiera obwód anodowy na obwód siatki, może być przeprowadzone przy pomocy następującego układu (rys. 5):

W obwodzie siatki LCR działa stała elektromotoryczna siła indukowana przez generator lampowy H, wytwarzający falę rzędu kilkuset metrów. Obwód LCR sprzęgnięty jest z obwodem detektorowym, zaopatrzonym w czuły miliamperomierz A_1 , którego wychylenie stanowi miarę prądu płynącego w obwodzie LCR.

Będziemy obserwować wpływ oporu R_a , znajdującego się w obwodzie anodowym, na wychylenie miliamperomierza A_1 , odpowiadające rezonansowi obwodu LCR. W tym celu będziemy zmieniać wartość oporu R_a i notować wychylenie miliamperomierza A_1 , dobierając każdorazowo napięcie baterji anodowej tak, żeby miliamperomierz A_1 wykazywał stale ten sam prąd anodowy. Ostatni zabieg ma na celu zachowanie podczas pomiaru tych samych warunków pracy lampy.

Pomiar wykazuje, że największe wychylenie miliamperomierza A_1 czyli najmniejsze tłumienie obwodu LCR odpowiada wartości $R_a = 0$ co jest zgodne z dyskusją wzoru na zawadę wejściową lampy, która w tym przypadku stanowi czystą pojemność:

$$\text{dla } R_a = 0 \quad z_{san} = \frac{-j}{\omega C_{sa}}$$

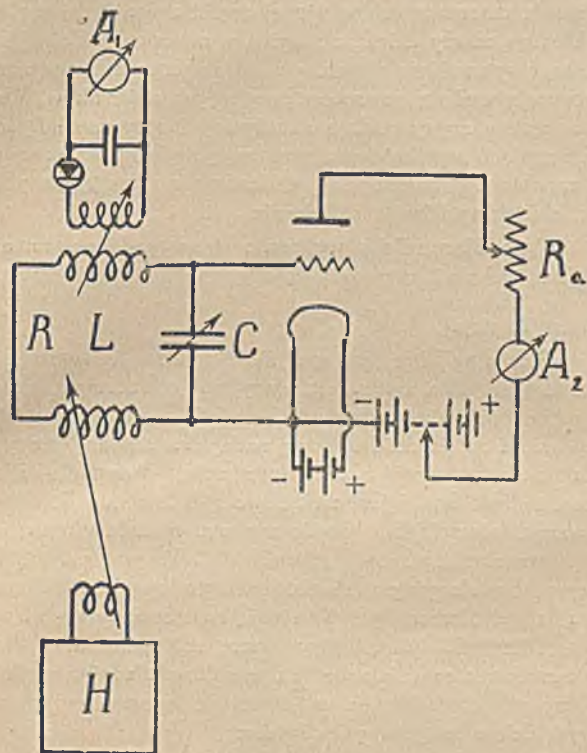
Jeżeli teraz zadamy sobie pytanie na tle powyższej teorii, jakie lampy mamy stosować do osiągnięcia skutecznego wzmocnienia wielkiej częstotliwości, odpowiedź będzie prosta: lampy o możliwie małej pojemności siatka — anoda.

Redukowanie pojemności siatka — anoda przez zwiększanie odległości pomiędzy siatką a anodą daleko nie zaprowadzi, gdyż pociąga to za sobą wzrost drugiego czynnika szkodliwego, mianowicie oporu wewnętrznego lampy, tak że praktycznie nie udaje się zmniejszyć tą drogą pojemności siatka — anoda poniżej wartości rzędu 0,3 cm.

Pomijając pewne sposoby neutralizacji, jedynym skutecznym sposobem zredukowania do minimum szkodliwej pojemności siatka — anoda jest rozdzielenie siatki i anody ekranem. W tak zwanych lampach ekranowanych czyli zaopatrzonych

w taką właśnie ekran pojemność siatka — anoda może być doprowadzona do setnych części cm.

Teoria lampy ekranowanej w odniesieniu do fal radjofonicznych jest prostsza niż teoria zwykłej lampy trój elektrodowej, gdyż ze względu na bardzo małą wartość pojemności siatka — anoda mo-



Rys. 5.

sunku przez ρ oraz uwzględniając że $\frac{k}{\rho} = s$ otrzymamy:

$$\frac{V_a}{V_s} = \frac{s \cdot z}{1 + \frac{z}{\rho}}$$

Ponieważ ρ jest funkcją napięcia anodowego, więc dla większych impulsów stosunek $\frac{V_a}{V_s}$ nie pozostawaby wielkością stałą co jest dla radjofonji niedopuszczalne. To szkodliwe zjawisko może być w znacznym stopniu złagodzone, jeżeli opór wewnętrzny lampy ρ jest duży w porównaniu z zawadą z . W praktyce istotnie taki wypadek zachodzi, wobec czego wzmocnienie napięciowe lampy ekranowanej może być wyrażone następującym wzorem przybliżonym:

$$\frac{V_a}{V_s} \approx s \cdot z$$

Naprzekład dla $s = 0.5 \frac{\text{amp}}{\text{wolt}} = 0.5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{amp}}{\text{wolt}}$ oraz $z = 30\,000$ omów.

$$\frac{V_a}{V_s} \approx s \cdot z = 15$$

gą tu być stosowane wzory przybliżone, podawane przez klasyczną teorię lampy katodowej. Jedyną trudność stanowi tylko ta okoliczność, że jak wynika z charakterystyki lampy ekranowanej np. lampy typu Marconi S. 625. (rys. 6) opór wewnętrzny lampy S oraz współczynnik amplifikacji lampy k nie są wielkościami stałymi lecz zmiennymi. Natomiast nachylenie charakterystyki S posiada w przybliżeniu w dość dużych granicach wartość stałą.

Wartości współczynników ρ , k i s wynikające z powyższej charakterystyki lampy ekranowej mogą być zestawione w następującej tabliczce.

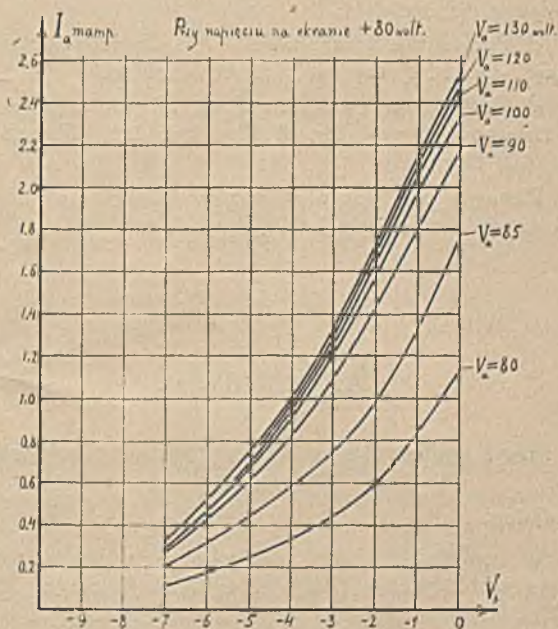
V_a	ρ	k	$s \frac{\text{mamp}}{\text{wolt}}$
80	11 000	4.4	0.4
90	40 000	16	0.4
100	65 000	33	0.5
110	116 000	56	0.5
120	175 000	112	0.64

Dla impulsów elementarnych możemy napisać:

$$\frac{V_a}{V_s} = \frac{k}{\rho + z} \cdot z$$

gdzie z zawada zewnętrzna w obwodzie anodowym.

Dzieląc licznik i mianownik powyższego sto-



Rys. 6.

Lampa ekranowana w układzie rezonansowym umożliwia więc bardzo skuteczne wzmocnienie wielkiej częstotliwości dla fal krótszych od 1000 mtr.

W układzie oporowym lampa ekranowana nie może dać oczywiście tak wybitnego wzmocnienia wielkiej częstotliwości ze względu na pojemność siatka — nitka, która występuje tu jako czynnik szkodliwy, a której uniknąć nie podobna.

W każdym razie przez zastosowanie lamp ekranowanych został uskuteczniiony wyraźny postęp w technice wzmacniania wielkiej częstotliwości.

Lampa ekranowana podkreśliła znaczenie szkodliwego czynnika, jakim jest pojemność siatka — anoda, który był dotąd przez teorię pomijany, a który odgrywa, jak się okazuje, w pewnych zjawiskach rolę dominującą.

Wiadomości Techniczne.

Doświadczalny Instytut Radjotechniczny. Dnia 30 i 28 r. odbyło się w lokalu Red. „Przeł. Elektr.” pierwsze plenarne posiedzenie komisji organizacyjnej D. I. K. Wśród mówców przeważało zdanie, aby Instytut zorganizować przy Instytucie Elektrotechnicznym Politechniki Warszawskiej.

Po ogólnej dyskusji zostało stwierdzone, że poruszona sprawa będzie jeszcze przedmiotem dyskusji na następnym posiedzeniu.

Do stałego Prezydium zostali powołani: Prezes — Dyr. Dep. Prezjdj. M. P. i T. mecenas Frączkowski, Wiceprezes — Mjr. S. G. inż. K. Jackowski, sekretarz — kpt. inż. J. Groszkowski, skarbnik — prof. D. Sokolcow.

Pozatem do poszczególnych Podkomisji zostali wybrani:

- Podkomisja Statutowa: Dyr. inż. W. Heller (przewodniczący), pułk. inż. E. Kaliński i prof. Sokolcow.

- Podkomisja Propagandy: Red. Z. Kleszczyński, pułk. T. Jawor, W. Bujalski.

- Podkomisja Finansowa: Dr. Z. Chamiec (przewodniczący), dyr. R. Rudniewski, inż. K. Gnoiński.

- Podkomisja Naukowa: Prof. M. Pożaryski, prof. K. Drewnowski, prof. Dr. Wolfke, kpt. inż. Groszkowski, Mjr. inż. Krulisz.

Plenarne posiedzenia in corpore będą się odbywać w ostatnie poniedziałki każdego miesiąca.

Informacje.

Stacje radjofoniczne Marconi'ego w Medjolanie i Linzu.

Medjolan.

W ostatnich czasach zostały otwarte stacje radjofoniczne w Medjolanie (Italia) i w Linzu (Austria). Stacja w Medjolanie znajduje się na południu od miasta, w odległości około 5 kilometrów; studio znajduje się w centrum miasta. T'wo Marconi wykonało powyższą stację na zamówienie T'wa „Unione Radiofonica Italiana”. Stacja ta ma około 7 Kw. w antenie przy fali 548 metrów. Kierownictwo stacji otrzymało szereg listów, komunikujących o bardzo dobrym odbiorze z bardzo dużych odległości. Jeden list z podmiejskich okolic Londynu komunikuje o dobrym odbiorze tej stacji na detektor!

Antena zawieszona jest na dwóch masztach drewnianych wysokości 260 stóp (ok. 78 m.), rozstawionych na odległości około 100 metrów. Czynna wysokość anteny wynosi 156 stóp (ok. 47 m.) Ogólnie rzecz biorąc, aparatura nadawcza jest podobną do takichże stacji w Davenport, Motala i Warszawie, które również zostały wykonane przez T'wo Marconi'ego. Poszczególne jednostki aparatury, zmontowane

zostały w ramach aluminiowych. W skład nadajnika wchodzi cztery główne jednostki (prostownik, wzbudnica, modulator i generator główny), które pracują (z wyjątkiem wzbudnicy) z lampami chłodzonymi wodą, wyrobu Marconi'ego. We wzbudnicy, która posiada mniejszą moc niż pozostałe jednostki, pracują lampy chłodzone powietrzem. Woda, przeznaczona dla chłodzenia lamp, znajduje się w zbiornikach, umocowanych w górnej części aparatury i cyrkuluje, chłodząc anody dzięki ciężarowi własnemu; w dolnej części aparatury znajdują się pompki, które przez dolne rezerwuary pompują wodę z powrotem do górnych zbiorników. Wszystkie rezerwuary posiadają akustyczne i optyczne indykatory, wskazujące wysokość poziomu wody w każdym rezerwarze i zapobiegają, dzięki temu, uszkodzeniom, mogącym powstać na skutek wadliwego chłodzenia.

T'wo Marconi'ego wykonało trzy podobne nadajniki, jednak cokolwiek większej mocy dla radjofonji Japońskiej.

Linz (Austria).

Stacja w Linz jest specjalnie ciekawą z tego względu, że to jest jedna z niewielu stacji radjofonicznych, używających regulację kwarcową stałości fali. Konstrukcja tej stacji miała za zadanie budowę nadajnika średniej mocy, jednak nadzwyczajnej jakości nadawania. Moc nadajnika wynosi 1 i pół Kw. i jest modulowaną 6 lampami T. 400 załączonymi równolegle. Co do systemu modulacyjnego, to zastosowano znany sposób modulacji dławikowej z transformatorem modulacyjnym, skonstruowanym specjalnie dla nadawania radjofonicznego. W studio zastosowany został mikrofon Marconi-Reisz, który przez niezbędne amplifikatory i transformator działa na lampę submodulacyjną nadajnika. Lampa submodulacyjna w schemacie oporowo-pojemnościowym działa na główny modulator.

Cały nadajnik zmontowany jest w jednej ramie stalowej, w której znajdują się wszystkie części aparatury, a także urządzenia dla regulacji i kontroli.

Otwarty sposób konstrukcji daje możliwość łatwego do oglądania i kontroli wszystkich części aparatury.

I. Pl.

Radjofonja w Indjach.

Radjofonja w Indjach angielskich i wogóle w krajach podzwrotnikowych nie jest łatwą rzeczą, gdyż w krajach tych występują bardzo silnie zakłócenia atmosferyczne.

Bardzo ciekawa jest z tego względu wiadomość, że zainstalowane przez T'wo Marconi'ego 2 stacje radjofoniczne w Bombaju i w Kalkucie (każda o mocy pierwotnej 12 Kw.), posiadają nadzwyczajnie duży zasięg. Faktycznie niema ani jednego miejsca w Indjach i Burmie z którego nie otrzymano wiadomości o dokładnym odbiorze i doskonałej jakości transmisji. Naturalnie Europejczycy, znajdujący się w Indjach widzą pewną różnicę w programach stacji indyjskich, które ze względu na lokalne warunki nie mogą stać na tej wysokości, co programy np. radjofonji angielskiej; jednakowoż ci Europejczycy, którzy mieszkają zdale od miast są pełni entuzjazmu dla programów indyjskiej radjofonji. Dancingi z hotelów w Bombaju słyszane są nawet na północno-zachodniej granicy Indji, t.j. w odległości 1.000 mil angielskich; plantatorzy herbaty w głębiach Assam'u otrzymują regularnie wszystkie nowości i wiadomości giełdowe z Kalkuty.

I. Pl.