KAZIMIERZ KRULISZ

INŻYNIER-ELEKTRYK
PPUŁK. WOJSK ŁĄCZNOŚCI

ZASADY RADJOTECHNIKI

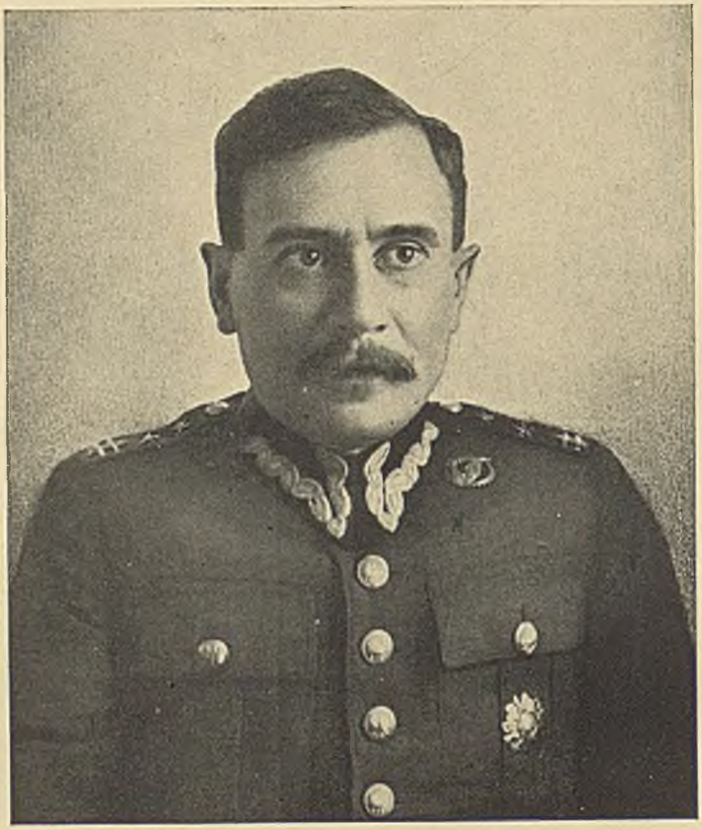
CZĘŚĆ II

LAMPY ELEKTRONOWE

NAKŁADEM
SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH
WYDANE PRZY POMOCY SUBSYDJUM
MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW
WARSZAWA 1937

Dyr 1.
p. 302

ZASADY RADJOTECHNIKI



KAZIMIERZ KRULISZ

INŻYNIER-ELEKTRYK
PPUŁK. WOJSK ŁĄCZNOŚCI

ZASADY RADJOTECHNIKI

CZEŚĆ II

LAMPY ELEKTRONOWE

NAKŁADEM
SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH
WYDANE PRZY POMOCY SUBSYDJUM
MINISTERSTWA POCZT I TELEGRAFÓW
WARSZAWA 1937

131937

PRAWA AUTORSKIE ZASTRZEŻONE.

Druk. Społeczna, Plac Grzybowski 3/5. Tel. 205-80.

D 20179

PRZEDMOWA

Niespodziewana śmierć Autora, ś. p. ppułk inż. Kazimierza Krulisza, nie pozwoliła Mu na całkowite dokończenie zamierzonego wielotomowego dzieła p. t. „Zasady Radiotechniki". Część drugą wymienionego dzieła p. t. „Lampy Elektronowe" pozostawił Autor częściowo w maszynopisie, częściowo zaś w stanie złożonym do druku.

Ten stan rzeczy postawił Sekcję Radiotechniczną Stowarzyszenia Elektryków Polskich przed trudnym zadaniem przygotowania niniejszej części do druku. Należało uzgodnić wewnętrznie materiał według przypuszczalnych intencji Autora, sprawdzić obliczenia i przykłady oraz przeprowadzić korekty. Wyjaśnienie zjawisk i ich ujęcie matematyczne zostało podane tak, jak układały się one w myślach Autora, przy czym nie zdążył On nadać Swym wywodom jednolitego ujęcia i charakteru. Tę ciężką pracę dokończenia wydawnictwa z pełnym poświęceniem poprowadził najbliższy współpracownik Autora kpt. inż. Karol Wołowski.

Zarząd Sekcji Radiotechnicznej składa podziękowania Panu Ministrowi Poczt i Telegrafów inż. Emilowi Kalińskiemu za przyznanie subsydium, które umożliwiło wydanie niniejszego tomu, a Dyrektorowi Departamentu Technicznego tegoż Ministerstwa inż. Antoniemu Krzyczkowskiemu i Dyrektorowi Biura Wojskowego, pełniącemu wówczas obowiązki Dyrektora Gabinetu Ministra ppłk. Adamowi Paciorkowi za wydatne poparcie w tej sprawie oraz Dyrektorowi Państwowego Instytutu Telekomunikacyjnego prof. dr. inż. Januszowi Groszkowskiemu za moralną pomoc okazaną przy wydawaniu tego tomu.

Szczególne podziękowanie należy się pp. Marii Lewandowskiej, inż. Maksymilianowi Winawerowi, inż. Wacławowi Kowalskiemu, Henrykowi Jarkowskiemu i Arkadiuszowi Chrudzińskiemu za pracę włożoną przy przygotowaniu niniejszego tomu do druku.

ZARZĄD SEKCJI RADIOTECHNICZNEJ
STOWARZYSZENIA ELEKTRYKÓW POLSKICH.

Warszawa w grudniu 1936 r.

Ś. P. KAZIMIERZ KRULISZ

Ś. p. Kazimierz Krulisz urodził się dnia 7 kwietnia 1895 roku w Sirowicach (Czechy), jako syn kpt. armji austro-węgierskiej. Po ukończeniu szkoły średniej został, w związku z wybuchem wojny światowej, powołany do służby w wojsku austryjackiem, gdzie przechodził przez różne szczeble wojskowe, najpierw w piechocie, a następnie w łączności, uzyskując stopień oficerski w roku 1918. W listopadz.e tegoż roku przeszedł do wojska polskiego i bierze czynny udział w obronie Lwowa i Przemyśla, za co odznaczony zostaje odznaką Orląt i Gwiazdą Przemyską. W tym czasie był dwukrotnie kontuzjowany. W roku 1919 jako dowódca plutonu telegraficznego wykłada na kursach dla przyszłych oficerów Wojsk Łączności. W roku 1920 — jako szef łączności 11-ej Dywizji Piechoty bierze udział w bitwie warszawskiej.

Po zakończeniu wojny uzyskuje odkomenderowanie na studja do Politechniki Lwowskiej, gdzie wkrótce otrzymuje dyplom inżyniera-elektryka. Niedługo po powrocie do służby czynnej otrzymuje w roku 1924 stopień majora. W stopniu tym zajmuje kolejno szereg stanowisk w służbie technicznej i pedagogicznej w dziedzinie łączności. W okresie czasu od 1930 do 1935 roku jako wykładowca Szkoły Podchorążych Inżynierji wychowuje cały zastęp młodych oficerów Wojsk Łączności.

Niezależnie od swej pracy wojskowej rozwija intensywnie działalność na polu społecznym i naukowo-technicznym. Ze szczególnym poświęceniem oddaje się pracy na terenie Stowarzyszenia Elektryków Polskich, gdzie kolejno zajmuje stanowiska redaktora Przeglądu Radjotechnicznego, prezesa i vice-prezesa Sekcji Radjotechnicznej tegoż Stowarzyszenia. Bierze czynny udział w pracach Polskiego Komitetu Elektrotechnicznego i Centralnej Komisji Normalizacji Elektrotechnicznej, jako przewodniczący Komisji Przepisowej Radjotechnicznej.

Równolegle rozwija owocną działalność naukowo-techniczną. Jako profesor Wyższej Szkoły Budowy Maszyn i Elektrotechniki, poświęca się z zamiłowaniem wykładom radjotechniki i wydaje szereg skryptów

z tej dziedziny oraz publikuje cały szereg artykułów naukowo-technicznych.

Pozatem od szeregu lat bierze stały udział jako delegat Rządu Polskiego w Konferencjach i Zjazdach Międzynarodowych Telekomunikacyjnych. Z wielkim zapałem i skutecznie bronił zawsze tez polskich, zyskując sobie powszechną sympatję wśród cudzoziemców. W uznaniu zasług za tę działalność na terenie międzynarodowym ś. p. Kazimierz Krulisz został w roku 1933 odznaczony Krzyżem Kawalerskim orderu Polonia Restituta. W połowie 1935 roku powołany został na odpowiedzialne stanowisko w Państwowym Instytucie Telekomunikacyjnym. Tu spotyka Go awans na podpułkownika.

Po krótkiej chorobie zmarł dn. 19 kwietnia 1936 r. W uznaniu położonych zasług został pośmiertnie odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi.

Zgasł przedwcześnie człowiek o rzadko spotykanych zaletach charakteru i umysłu, a zarazem jeden z najwybitniejszych radjotechników.

Errata do t. II.

Strona	Wiersz	Zamiast	Powinno być
6		$AT^{-\alpha}\varepsilon - \frac{B}{T}$	$AT^{\alpha}\varepsilon - \frac{B}{T}$
20	2 „ „	$\frac{\Delta i_a}{\Delta U_a}$	$\frac{\Delta I_a}{\Delta U_a}$
„	2 „ „	$\frac{di_a}{dU_a}$	$\frac{dI_a}{dU_a}$
21	5 od góry	$\frac{di_a}{dU_a}$	$\frac{dI_a}{dU_a}$
„	3 od dołu	$\frac{dU_a}{di_a}$	$\frac{dU_a}{dI_a}$
97		należy dodać na dole stronicy: Uwaga: na rys. 58 a trzecia harmoniczna jest dla przejrzystości nakreślona o ΔI_a wyżej, niż to wypadałoby z rozłożenia krzywej prądu odkształconego w szereg Fouriera.	
111	16 od góry	...siatk	...siatki...
111	18 „ „	(105)i	(105)
114	19 „ „	naomiast	natomiast
219	6 „ „	$\frac{\omega_r'}{\omega_0} J_0 8^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \varphi)$.	$\frac{\omega_r'}{\omega_0} J_0 \varepsilon^{-\delta t} \sin(\omega_0 t + \varphi)$.
256	1 od dołu	$0{,}594 \cdot 10^8 \sqrt{U_{s(v)}}$	$0{,}595 \cdot 10^8 \sqrt{U_{s(v)}}$
289	8 od góry	ekranowane	ekranowe

ROZDZIAŁ I.

LAMPA DWUELEKTRODOWA.

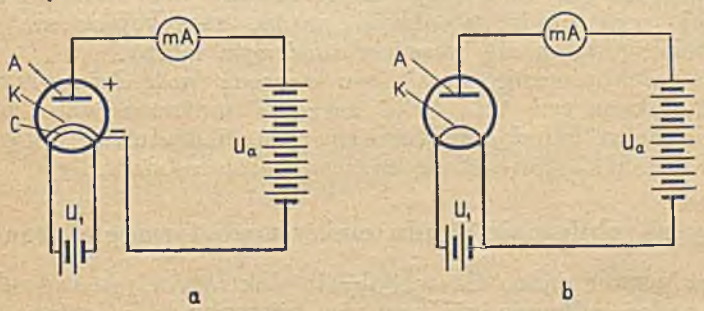
Lampy katodowe czyli *elektronowe* stały się dziś przyrządami pomocniczemi, niezbędnemi technice radjokomunikacyjnej tak nadawczej, jak i odbiorczej. Spotyka się je zarówno w postaci najprostszej, jako dwuelektrodowe lampy prostownicze, jak i w wykonaniach wieloelektrodowych o złożonem działaniu. Dlatego dokładna znajomość działania i zastosowania tych przyrządów jest we współczesnej radjotechnice niezbędnem uzupełnieniem teorji prądów szybkozmiennych.

Lampa katodowa jest to naczynie szczelnie zamknięte o wysokiej próżni lub też wypełnione gazem obojętnym pod niskiem ciśnieniem (rzędu 0,1 ÷ 15 mm *Hg*), zawierające dwie lub więcej elektrod, z których jedna, *katoda*, dzięki nagrzaniu do odpowiedniej temperatury, zdolna jest do wydzielania swobodnych elektronów (emisja termoelektronowa).

W dalszym ciągu, o ile to wyraźnie nie będzie zaznaczone, będą rozpatrywane lampy próżniowe.

1. Zasada działania lampy katodowej.

Aby w bańce, próżnej wewnątrz, mógł przepływać stały prąd elektryczny między dwiema elektrodami *A* i *K* (rys. 1 a), przynajmniej jedna



Rys. 1.

z tych elektrod musi być źródłem swobodnie poruszających się ładunków elektrycznych. Takiem źródłem stanie się np. elektroda *K*, gdy jakimkolwiek sposobem doprowadzić ją do wyższej temperatury (na rys.

1 a osiągnięto to przy pomocy t. zw. grzejnika C, przez który przepływa prąd elektryczny o dostatecznem natężeniu). Wówczas — pod wpływem nagrzania — zwiększa się liczba elektronów swobodnych, znajdujących się w elektrodzie K (podobnie zresztą jak w każdym przewodniku), a ponadto elektrony te nabierają większej szybkości, a temsamem zwiększa się ich energja kinetyczna i osiąga wartość dostateczną dla pokonania sił powierzchniowych, przeciwdziałających wydostaniu się swobodnych elektronów poza obręb przewodnika.

Zjawisko wydobywania się swobodnych elektronów nazewnątrz z rozgrzanego ciała, wykazujące naogół pewne podobieństwo do wydobywania się cząsteczek z parującej powierzchni cieczy, nosi nazwę *emisji termoelektronowej*.

Jeżeli elektrodę rozgrzaną K połączyć z biegunem ujemnym, a elektrodę chłodną A z biegunem dodatnim źródła siły elektromotorycznej U_a, wówczas w wytworzonem w ten sposób między obiema elektrodami polu elektrycznem, elektrony — jako ładunki ujemne — będą się poruszały w kierunku elektrody A, zobojętniając na niej ładunki dodatnie, doprowadzone z bieguna dodatniego źródła U_a. Równocześnie na elektrodzie K wskutek ubytku wypromieniowanych elektronów powstanie niedobór ładunków ujemnych, który będzie uzupełniany z bieguna ujemnego źródła U_a. W ten sposób w obwodzie $(+U_a) - A - K - (-U_a)$ powstanie zamknięty obieg prądu, czerpanego ze źródła U_a. Obecność tego prądu wykaże włączony w obwód miliamperomierz mA.

Jak widać, w utworzonym przez lampę obwodzie, elektroda rozżarzona K stanowi *katodę*, zaś elektroda chłodna A — *anodę*.

Zaznaczyć tu należy, że katoda *nie jest źródłem elektronów*, podtrzymujących stały prąd w obwodzie, lecz stanowi niejako zawór dla elektronów, dopływających pod działaniem siły elektromotorycznej U_a. Zawór ten działa zależnie od temperatury—im silniej katoda jest nagrzana, tem większe natężenie strumienia elektronowego jest ona zdolna przepuścić.

Bańka zawierająca obok innych elektrod żarzoną katodę, nazywa się *lampą katodową* lub *elektronową*. Lampa opisana poprzednio, stanowiąca najprostszy przykład lampy elektronowej, nosi nazwę lampy dwuelektrodowej czyli diody, a obwód prądu, zamykający się przez jej anodę i katodę, nazywa się *obwodem anodowym* lampy.

Katoda niekoniecznie musi być *żarzona pośrednio* przy pomocy grzejnika C, jak na rys. 1 a. Prąd żarzenia można również przepuścić bezpośrednio przez katodę, wykonaną w postaci drutu żarowego (rys. 1 b), otrzymując w ten sposób katodę *żarzoną bezpośrednio* [1]).

2. Wzory na obliczenie prądu emisyjnego termoelektronowego.

Jak już wspomniano, dla wydobycia elektronów poza obręb katody, trzeba im nadać odpowiednią energję kinetyczną, co osiąga się przez podwyższenie temperatury katody. Im wyższa będzie ta temperatura,

[1]) Takie ujęcie zagadnienia jest wprawdzie niezgodne z historją rozwoju konstrukcji lamp, ale jest bardziej pedagogiczne, gdyż podkreśla odrazu na początku wykładu teorji lamp pomocnicze znaczenie prądu żarzenia.

tem więcej elektronów zdoła katoda emitować. Temperatura, niezbędna do wywołania żądanej emisji, jest jednak zależna również i od sił powierzchniowych, działających w danym przewodniku, tak, *iż natężenie prądu emisyjnego zależy równocześnie od dwu czynników: od natury ciała, z którego wykonana jest katoda, i od jej temperatury.* Pozatem jest ono *proporcjonalne do powierzchni emitującej.* Zjawisko to ujęte jest w literaturze [1]) w kilka wzorów, opartych na odmiennych założeniach teoretycznych. Wzory te można jednak sprowadzić do wspólnej postaci ogólnej:

$$I_e = s\, A\, T^{\alpha}\, \varepsilon^{-\frac{B}{T}} \tag{1}$$

We wzorze tym oznaczają:

s — skuteczną powierzchnię ciała emitującego w cm^2,

T — temperaturę ciała w stopniach bezwzględnych Kelvin'a [$T = (t + 273)$ stopni C],

ε — podstawę logarytmów naturalnych ($\varepsilon = 2{,}72$),

α — wykładnik potęgowy (w różnych wzorach zawarty w granicach od 0 do 2),

A i B — stałe, zależne od natury ciała emitującego, odmienne w poszczególnych wzorach, zależnie od obranej wartości α.

Powierzchnię skuteczną katody oblicza się jako

$$s = \pi\, d\, l_{sk}, \tag{1a}$$

gdzie d jest średnicą w cm, a l_{sk} długością skuteczną katody w cm. Długość skuteczna jest zawsze mniejsza od długości rzeczywistej katody, ze względu na to, że temperatura jej nie jest równomierna na całej długości, lecz maleje ku końcom. W przybliżeniu można liczyć:

$$l_{sk} \cong 0{,}7\, l.$$

Zjawisko chłodzenia końców jest omówione w § 8.

Najstarszy ze wzorów na prąd emisyjny t. zw. pierwszy wzór Richardsona (r. 1904), oparty na teorji kinetycznej gazów, ma postać:

$$I_e = s\, A_1\, T^{1/2}\, \varepsilon^{-\frac{B}{T}}, \tag{2}$$

podczas gdy drugi wzór Richardsona, ściślejszy z punktu widzenia fizycznego, ma współczynnik potęgowy $\alpha = 2$:

$$I_e = s\, A_2\, T^2\, \varepsilon^{-\frac{B_2}{T}}. \tag{3}$$

Późniejszy jeszcze wzór Dushmana (r. 1922) tem tylko różni się

---

[1]) Patrz m. i. Dr. Tadeusz Malarski, Przegl. Radj. V zesz. 7—10, r. 1927. Tamże również wykaz literatury do r. 1926 włącznie. Nowsza jest praca: S. Dushman, Thermionic Emission, Reviews of Modern Physics, tom II, str. 381, r. 1930.

od 2-go wzoru Richardsona, że zamiast A_2 wprowadza stałą uniwersalną $C = 60{,}2$ niezależną od natury ciała:

$$I_e = s\,C\,T^2\,\varepsilon^{-\frac{B_1}{T}} \qquad (3a)$$

Istnieje wreszcie uproszczony, czysto empiryczny wzór Wołynkina [1]), otrzymany przez założenie $\alpha = 0$, czyli $T^0 = 1$:

$$I_e = s\,A_4\,\varepsilon^{-\frac{B_4}{T}} \qquad (4)$$

Wzór ten wprowadzono jako uproszczenie II-go wzoru Richardsona i stałe dobrano tak, aby w granicach stosowania wzorów dawały one wyniki możliwie zgodne z praktyką.

Zestawienie tych współczynników dla trzech zasadniczych typów ciał emitujących (patrz § 5) podano w następującej tablicy:

Materjał	I wzór Richardsona		II wzór Richardsona		Wzór Wołynkina		Normalna temperatura robocza (^0K)	Obciążenie katody $P_k (mA/W)$
	A_1	B_1	A_2	B_2	A_4	B_4		
Wolfram (tungsten)	$2{,}36.10^7$	52600	60,2	52400	$1{,}48.10^9$	56200	2450÷÷2600	3÷15
Wolfram torowany	2.10^8	39000	3,0	31500	$3{,}4.10^7$	32900	1900	62,5
Katody t. zw. tlenkowe	$(8\div24).10^4$	19400÷÷23800	0,01÷0,001	12000	6.10^1	16580	900÷÷1100	50÷150

Współczynniki A z tej tablicy, po podstawieniu do odpowiednich wzorów, dają natężenie prądu emisyjnego w amperach.

O tem, z jaką dokładnością obliczyć można emisję według różnych wzorów, przekonać się można z następującego przykładu:

Katoda wolframowa o powierzchni $s = 1\ cm^2$, żarzona w temperaturze $T = 2500^0\ K$, daje prąd emisyjny:

a) według I-go wzoru Richardsona:

$$I_e = s\,A_1\,T^{1/2}\,\varepsilon^{-\frac{B_1}{T}} = 2{,}36.10^7\sqrt{2500}\;\varepsilon^{-\frac{52600}{2500}} =$$

$$= 118\,.\,10^7\,\varepsilon^{-21{,}4} = \frac{118\,.\,10^7}{1{,}375\,.\,10^9} = 0{,}86\,A,$$

[1]) Patrz Własow, Elektronnyje łampy.

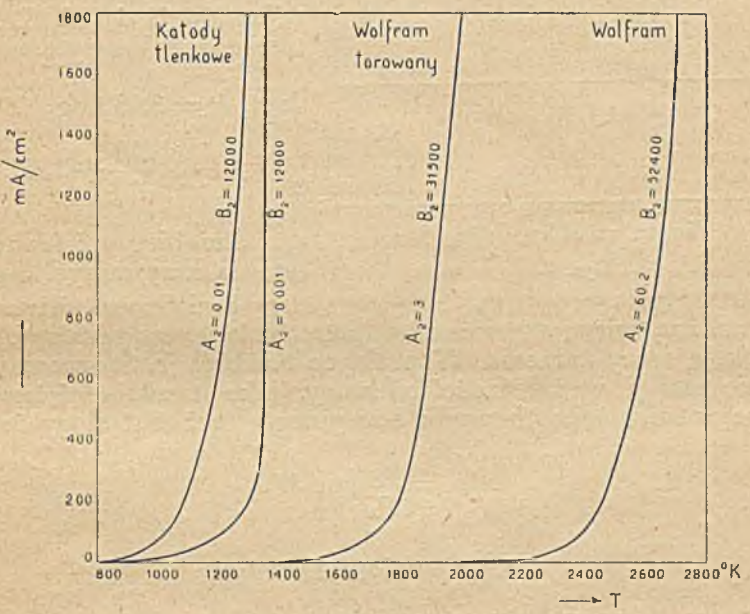
b) według II-go wzoru Richardsona:

$$I_e = 60{,}2 \cdot 2500^2 \varepsilon^{-\frac{52400}{2500}} = \frac{37{,}6 \cdot 10^7}{\varepsilon^{20{,}96}} = 0{,}296\ A,$$

c) według wzoru Wołynkina:

$$I_e = 148 \cdot 10^7\, \varepsilon^{-\frac{56200}{2500}} = \frac{148 \cdot 10^7}{\varepsilon^{22{,}48}} = \frac{148 \cdot 10^7}{5{,}79 \cdot 10^9} = 0{,}256\ A.$$

Rozbieżność między wynikami, osiągniętemi przy stosowaniu poszczególnych wzorów, jest więc dość duża, zwłaszcza I-y wzór Richardsona daje wyniki znacznie odbiegające od otrzymywanych przy stosowaniu wzorów nowszych. Natomiast wzór empiryczny Wołynkina wykazuje dość dużą zgodność z II-im wzorem Richardsona.



Rys. 2.

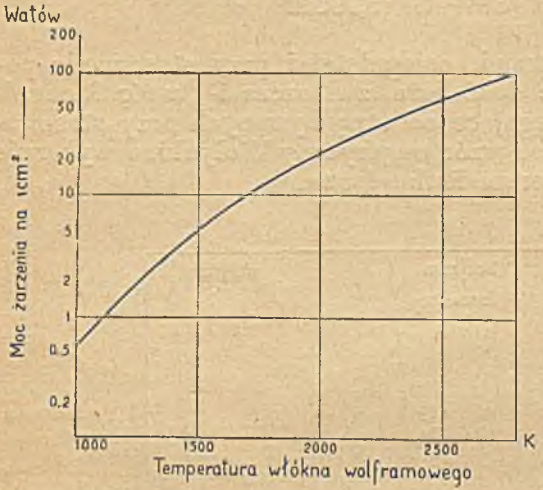
Przebieg funkcji, wyrażonej II-im wzorem Richardsona dla emisji elektronów przez różne materjały, podają krzywe rys. 2-go. Jak wynika jasno z tych wykresów, widoczna emisja elektronów zaczyna się dopiero przy stosunkowo wysokiej temperaturze, lecz w dalszym ciągu rośnie bardzo szybko. Górną granicę wzrostu emisji stanowi oczywiście temperatura topnienia ciała, przy której włókno żarowe ulega zerwaniu. (Dla wolframu np. temperatura topnienia wynosi około 3700° *K*).

Często, dla celów porównawczych, wyraża się emisję termoelek-

tronową na jednostkę powierzchni (1 cm²) katody. Wielkość ta nosi nazwę emisji właściwej i wyraża się równaniem (w postaci ogólnej):

$$i_e = \frac{I_e}{s} = A\,T^{-a}\,\varepsilon^{-\frac{B}{T}}.$$

Dla danego materjału emisja właściwa jest funkcją samej tylko temperatury. Wobec tego zaś, że dla pewnego typu włókien stosuje się temperaturę w określonych granicach, emisja właściwa stanowi wielkość charakterystyczną dla danego materjału.



Rys. 3.

Emisja właściwa, jako funkcja temperatury, jest również funkcją mocy, niezbędnej do nagrzania włókna do tej temperatury. Tę moc żarzenia, potrzebną do nagrzania 1 cm² powierzchni włókna wolframowego, oblicza się według A. G. Worthing'a i W. E. Forsyth'a ze wzoru (zlogarytmowanego) [1]:

$$\log_{10} P = 3{,}68\,(\log_{10} T - 3{,}3) + - \frac{1040}{T} + 1{,}25. \qquad (5)$$

Przebieg tej funkcji przedstawia krzywa rys. 3-go.

Emisję właściwą danego włókna można więc wyrazić albo jako funkcję temperatury, albo też jako funkcję mocy żarzenia. W praktyce bardziej jest rozpowszechnione wyrażanie emisji w zależności od mocy, jako t. zw. *obciążenie katody*, wyrażone w miliamperach prądu emisyjnego na 1 wat mocy żarzenia:

$$p_k = \frac{I_e}{P_k}\ mA/W. \qquad (5a)$$

3. Trwałość katody.

Jak wynika ze wzorów na emisję termoelektronową, prąd emisyjny rośnie bardzo szybko z podwyższeniem temperatury katody.

---

[1]) Wzór ten przed zlogarytmowaniem ma postać:

$$P = \frac{T^{3{,}68}}{10^{\,10{,}894 + \frac{1040}{T}}}$$

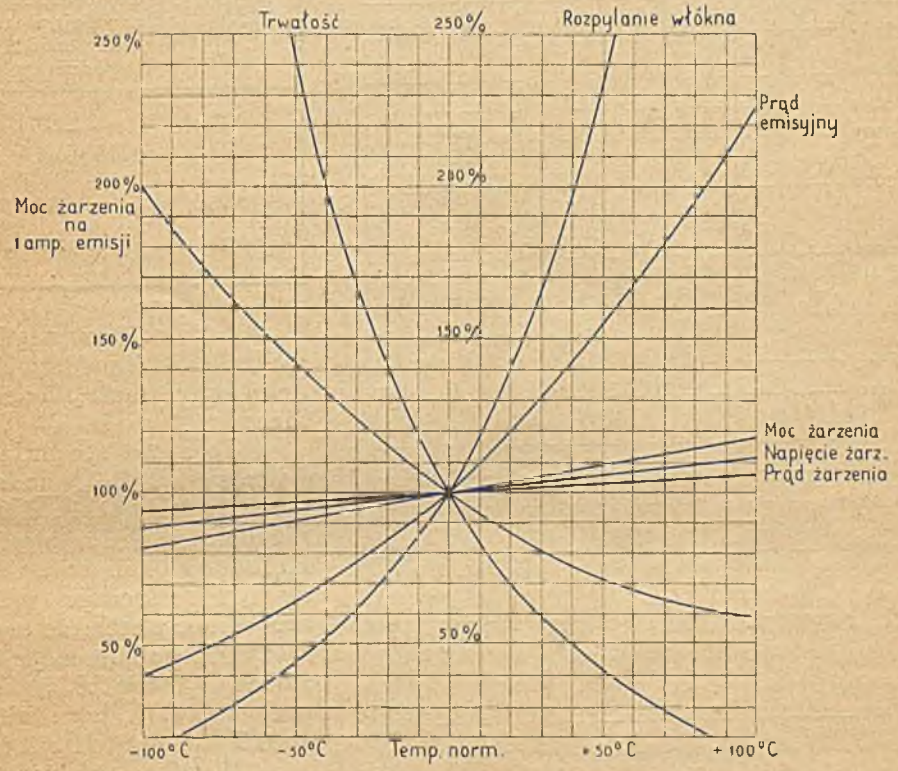
Przeliczenie:

$$\log_{10} P = 3{,}68 \log_{10} T - 10{,}894 - \frac{1040}{T} = 3{,}68\,(\log_{10} T - 3{,}3) - \frac{1040}{T} + 1{,}25.$$

Można więc w dość szerokich granicach zwiększać emisję katody, podwyższając jej temperaturę, przez co osiąga się nietylko wzrost prądu emisyjnego, ale równocześnie i ekonomję mocy żarzenia. Wówczas bowiem rośnie bardzo szybko obciążenie katody, a temsamem maleje moc zużyta na osiągnięcie żądanego prądu emisyjnego. Zjawisko to jest analogiczne do wydajności świetlnej lamp żarowych.

Jednakże równocześnie z temi dwiema zaletami łączy się niestety poważna wada, a mianowicie przy wysokiej temperaturze żarzenia *maleje bardzo szybko trwałość lampy* z powodu rozpylania materjału włókna.

Wszystkie te zależności uzmysławiają bardzo dobrze wykresy rys. 4, podane dla katody wolframowej przez Gossling'a i Thompson'a [1]).



Rys. 4.

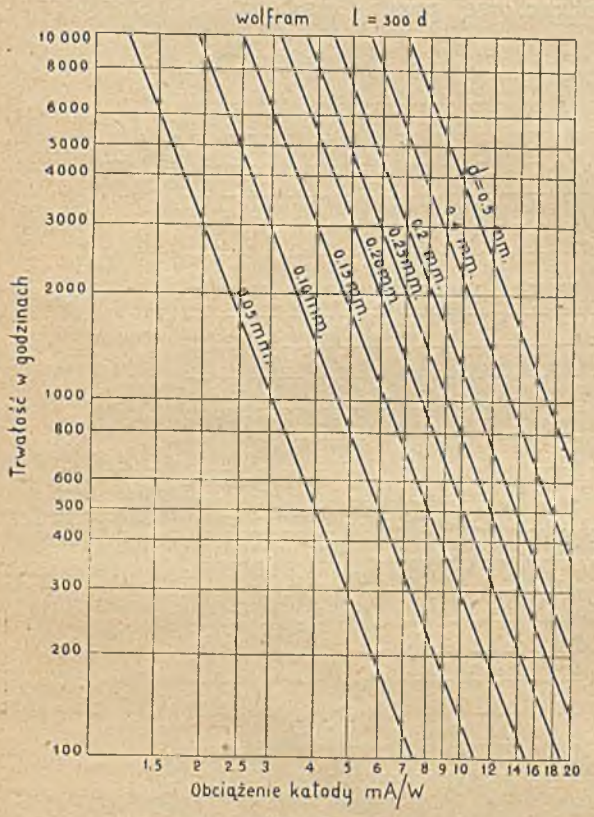
Z wykresów tych wynika, że wzrost napięcia żarzenia o 5% powoduje skrócenie trwałości do 50%, zaś zmniejszenie tego napięcia o 5% daje podwojenie trwałości włókna. Równocześnie wspomniany wzrost napięcia powoduje zwiększenie prądu emisyjnego o przeszło 40% i obniżenie

[1]) B. S. Gossling i M. Thompson: World Power. T. 3, str. 195 i 333, r. 1925. Wykres rys. 4 jest analogiczny do podobnego wykresu dla żarówek.

mocy zużytej na jednostkę prądu emisyjnego o 25%. Natomiast zmniejszenie napięcia żarzenia o 5% powoduje zmalenie prądu emisyjnego o 30% i wzrost mocy zużytej na jednostkę prądu emisyjnego o przeszło 30%.

4. Czynniki wpływające na trwałość katody. Opornik rozruchowy.

Trwałość lampy nie jest funkcją samej tylko temperatury włókna, zależy ona w dużym stopniu od wymiarów włókna, a zwłaszcza od jego średnicy. S. Dushman [1]) podaje następującą zależność między temperaturą i średnicą włókna dla pewnej określonej trwałości.



Rys. 5.

(według H. Rukop'a)

Średnica włókna (*mm*)	Temperatura zapewniająca trwałość ponad 2000 godzin (°*K*)
0,13	2475
0,18	2500
0,25	2550
0,38	2575

Jak z tego wynika, grubsze włókna są bardziej wytrzymałe od cienkich.

To samo stwierdzają wykresy rys. 5-go podane przez H. Rukop'a [2]), a wyrażające trwałość lampy jako funkcję obciążenia katody (I_e/P_k) i średnicy włókna. Widać z nich, że trwałość 3000 godzin mają zarówno włókno 0,05 mm przy 2 *mA/W*, jak i włókno 0,5 mm przy 11 *mA/W*.

Wynika stąd, że stosowanie grubszych włókien i wogóle większych lamp jest bardziej ekonomiczne i to nietylko z powodu większej trwałości, ale też i ze względu na mniejsze zużycie mocy żarzenia.

W praktyce konieczny jest kompromis między ekonomicznością

[1]) General Electric Review. 18, str. 156, r. 1915.
[2]) Zenneck u. Rukop: Lehrbuch. Wyd. V, str. 532.

lampy, a jej trwałością. Większe lampy nadawcze projektuje się na trwałość 2000 ÷ 3000 godzin (lampy bardzo dużej mocy — na ponad 6000 godzin), stosując obciążenie katody wolframowej 4 mA/W (mniejsze typy), do 8 mA/W (największe typy). W małych lampach nadawczych stosuje się normy trwałości 500 ÷ 1000 godzin, dopuszczając mimo cienkiego włókna 6 ÷ 8 mA/W. W szczególności w nadajnikach lotniczych, gdzie w pierwszym rzędzie zależy na ograniczeniu ciężaru, lampy przeciąża się bardzo silnie, zmniejszając nietylko liczbę lamp, ale i ciężar źródła żarzenia (akumulatorów).

Znajomość stosowanego obciążenia katody, charakterystycznego dla danego typu lamp, pozwala na obliczenie w przybliżeniu prądu emisyjnego lampy, której moc żarzenia jest znana. I tak np. dla lampy nadawczej średniego typu (mniejwięcej do 1 kW) z katodą wolframową można przyjąć $p_k = 5\ mA/W$. Mając dane $U_k = 11\ V$, $I_k = 5\ A$, otrzymamy:

$$P_k = U_k\ I_k = 11 \cdot 5 = 55\ W.$$

Stąd oblicza się orjentacyjnie prąd emisyjny:

$$I_e = P_k\ p_k = 55 \cdot 5 = 275\ mA.$$

Na trwałość katody wpływają ujemnie nawet bardzo krótkotrwałe jej przeciążenia, powstające np. przez bezpośrednie włączenie napięcia żarzenia bez użycia rozrusznika (opornika żarzenia). Wolfram ma bowiem znaczny stosunkowo współczynnik temperatury ($\alpha = 0{,}0051$ dla temperatur w granicach $0 \div 100^0$ C), a więc oporność jego w temperaturze normalnej jest znacznie mniejsza, niż w temperaturze roboczej [1]), włókno byłoby więc w pierwszej chwili wielokrotnie przeciążone. Opornik żarzenia należy tak dobrać, aby pierwszy impuls prądu nie przekraczał *dwukrotnej wartości normalnego prądu żarzenia* [2]).

Przyjmując, dla uproszczenia, że współczynnik temperatury jest stały, minimalną oporność początkową opornika żarzenia obliczyć można w sposób następujący:

Dla katody o następujących danych żarzenia: napięciu $U_k = 11\ V$, prądzie $I_k = 5\ A$, temperaturze $T_k = 2500^0\ K$, oporność włókna w temperaturze żarzenia wynosi:

$$r_T = \frac{U_k}{I_k} = 2{,}2\ \Omega.$$

W temperaturze normalnej ($T_0 = 20^0\ \text{C} = 293^0\ K$):

$$r_0 = \frac{r_T}{1 + 0{,}0051\ (2500 - 293)} = \frac{r_T}{12{,}25} = 0{,}18\ \Omega.$$

---

[1]) Równocześnie ze wzrostem temperatury rośnie i długość włókna. Dlatego katody w lampach mają zawieszenie sprężynujące, dzięki któremu, pomimo wydłużenia termicznego, włókno jest stale napięte.

[2]) Dane General Electric Co.

A więc w chwili włączenia popłynąłby przez lampę prąd:

$$I_k = \frac{11}{0{,}18} = 61\ A.$$

Przyjmując, że źródło żarzenia ma napięcie 12 V i że prąd w obwodzie nie może przekroczyć 10 A, obliczymy niezbędną oporność obwodu w chwili rozruchu:

$$R_a = \frac{12}{10} = 1{,}2\ \Omega.$$

A więc na rozrusznik przypada oporność początkowa:

$$r_{max} = 1{,}2 - 0{,}18 \cong 1\ \Omega.$$

W praktyce daje się raczej oporność początkową większą, np. 2 Ω.

5. Typy katod.

We współczesnej technice lampowej stosuje się dla emisji elektronów katody trzech zasadniczych typów:

1° *Katody wolframowe,* pracujące w temperaturach 2300 ÷ 1750° K i posiadające stosunkowo słabą zdolność emisyjną (przy wspomnianych temperaturach: 4 ÷ 8 mA na 1 wat żarzenia). Są one stosowane w lampach nadawczych, a zwłaszcza w lampach dużej mocy, w których używa się wyłącznie tylko katod wolframowych. W największych typach lamp prąd emisyjny dochodzi do kilkuset amperów.

Liczby, odnoszące się do trwałości katod wolframowych, podano w § 3.

2° *Katody torowane czyli półoszczędnościowe* są wykonane jako włókna wolframowe z pewną domieszką (0,5 ÷ 2%) toru, który przy wyżarzaniu katody wydostaje się na jej powierzchnię, tworząc tu warstewkę grubości drobiny i zwiększając zdolność emisyjną katody. Dzięki temu, że włókno takie pracuje w znacznie niższej temperaturze, niż włókno nietorowane (rzędu 1700 ÷ 1900° K), ma ono znacznie większą trwałość (wynoszącą kilka tysięcy godzin), ograniczoną *utratą zdolności emisyjnej* z powodu rozpylenia toru z powierzchni włókna. Gdy temperatura włókna jest odpowiednio dobrana, to w czasie pracy lampy warstewka czynna na powierzchni katody ulega wprawdzie stałemu rozpylaniu, lecz równocześnie z głębi włókna następuje stała dyfuzja toru ku powierzchni.

Jednakże przy przekroczeniu pewnej temperatury krytycznej (ca. 2000° K) rozpylanie następuje szybciej niż dyfuzja i katoda traci swą warstewkę czynną.

Lampy torowane, które skutkiem krótkotrwałego przeciążenia utraciły zdolność emisyjną, można reaktywować (zregenerować), żarząc je przez pewien czas (kilka do kilkunastu minut), pod wyższem napięciem, jednakże bez napięcia anodowego, przez co część toru zawartego we wnętrzu włókna, wydostaje się na jego powierzchnię.

Gdy jednak katoda na skutek długotrwałego przeciążenia lub z biegiem czasu, skutkiem normalnej pracy utraciła domieszkę toru, reaktywować jej już nie można.

Katody torowane stosuje się tylko w lampach nadawczych małej i średniej mocy, w lampach bowiem dużej mocy istnieje obawa przegrzania katody przez ciepło wydzielane w anodzie. Zasadniczo, przy użyciu katod torowanych nie należy przekraczać napięcia anodowego 1200 ÷ 1500 woltów.

Trwałość katod torowanych wynosi 1000 ÷ 2000 godzin.

Pozatem katody te są szczególnie wrażliwe na zawartość resztek gazów w lampie, zarówno ze względu na bombardowanie katody przez jony dodatnie, jak i spowodu dużego powinowactwa chemicznego toru do zawartych w lampie gazów.

W lampach nadawczych o mocy do 1 *kW* stosuje się katody, zawierające *obok toru nieznaczną domieszkę węgla,* który wpływa bardzo korzystnie na emisję właściwą włókna (katody nawęglane czyli karbonizowane). Dają one w temperaturze 2000° *K* emisję, dochodzącą do 120 *mA/W.*

Katody torowane nawęglane wytrzymują robocze napięcia anodowe do 3000 woltów.

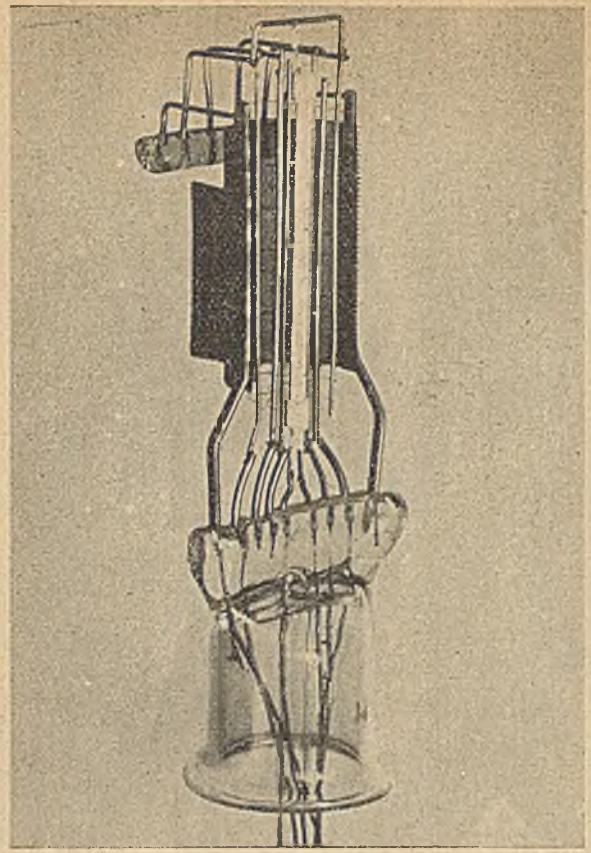
3° *Katody tlenkowe czyli oszczędnościowe.* Do tej grupy należą katody pokryte tlenkami wapniowców: wapnia, baru i strontu. Duża zdolność emisyjna katod tego rodzaju znana była dość dawno (Wehnelt 1906), jednakże dopiero w ostatniem dziesięcioleciu udało się wypracować metody fabrykacyjne, zapewniające wymaganą trwałość i równomierność pracy katod oszczędnościowych. Nazwa „katody tlenkowe" jest niezupełnie ścisła [1]), gdyż ciałem aktywnem jest tu metal w stanie czystym, a tlenek jego występuje tylko w jednej z przejściowych faz fabrykacyjnych.

Wyrób katod tlenkowych przedstawia się w ogólnych zarysach następująco:

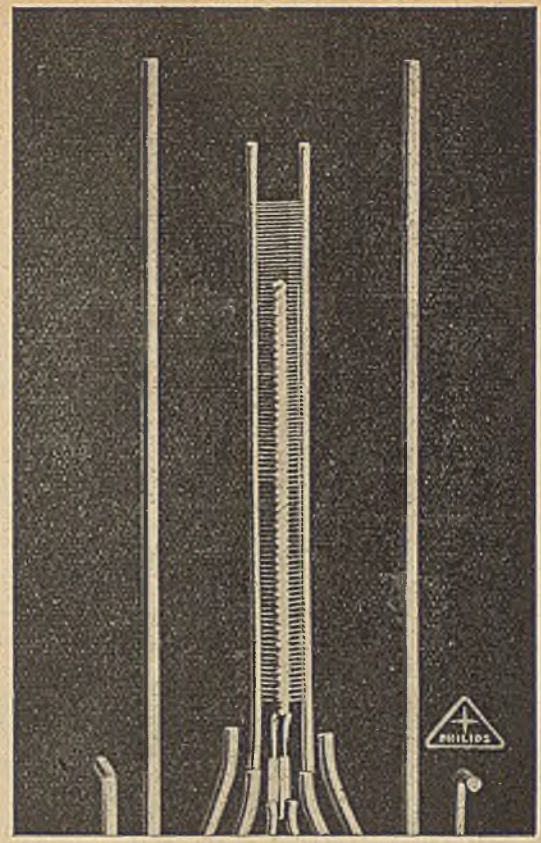
Drucik platynowy lub niklowy t. zw. rdzeń katody zostaje pokryty emulsją, zawierającą węglany baru, wapnia i strontu, poczem drucik ten umieszcza się jako katodę w lampie, gdzie pod wpływem wysokiej temperatury zachodzi rozkład tych soli na tlenek węgla i tlenki metali. Tlenek węgla zostaje usunięty przez pompowanie, poczem redukuje się tlenki metali, drogą utleniania par tytanu lub glinu, albo drogą elektrolizy, wywołanej przez prąd emisyjny wysyłany przez rdzeń katody (podczas procesu elektrolizy obwód anodowy lampy jest pod napięciem). Proces redukcji odbywa się przy równoczesnem pompowaniu lampy, dzięki czemu usuwa się wydzielany tlen.

Lampy z katodą tlenkową nie mają określonego prądu nasycenia. Wynika to stąd, że prąd anodowy tych lamp jest tego samego rzędu wielkości, co prąd żarzenia, a więc dodając się do prądu żarzenia znacznie wpływa na temperaturę katody. Wobec tego ze wzrostem prądu anodowego rośnie temperatura katody, a temsamem i prąd nasycenia lampy (patrz § 10). Dlatego też lamp z katodą tlenkową nie można sto-

[1]) Nazwa ta pozostała po pierwotnych lampach Wehnelta, w których spiralka platynowa pokryta była grubą warstewką tlenku wapnia.



Rys. 6a.
Katoda żarzona pośrednio (lampa Philips E-463).



Rys. 6b.
Grzejnik bifilarny katody żarzonej pośrednio (lampa Philips E-446.

sować do napięć roboczych przekraczających 1000 V, oraz jako lamp nadawczych nawet średniej mocy.

Katody tlenkowe pracują w temperaturze $900 \div 1100^0\ K$ przy obciążeniu katody $60 \div 80\ mA/W$, dochodzącem nawet niekiedy do $100\ mA/W$. Przekroczenie temperatury $1600^0\ K$ wpływa na katodę niszcząco, powodując wyparowanie warstewki czynnej.

Trwałość katod tlenkowych wynosi $1000 \div 1500$ godzin, lecz przy oszczędnem żarzeniu (w niższych nieco temperaturach) może być znacznie większa.

Inną grupę katod oszczędnościowych stanowią t. zw. *katody barowe*. Formowanie ich polega na tem, że katodę wolframową, pokrytą warstewką platyny, a następnie tlenku miedzi, umieszcza się w lampie, na anodzie której znajduje się azotek baru, lub też inny związek chemiczny baru. Przez nagrzanie anody wywołuje się rozpylenie tego związku, skutkiem czego bar dostaje się na katodę, łącząc się z tlenem tlenku miedzi. Następnie przez dalsze formowanie wywołuje się redukcję tlenku baru i dyfuzję metalicznego baru na powierzchnię katody.

Katody barowe pracują w temperaturze $700 \div 900^0\ K$ przy obciążeniu katody $70 \div 120\ mA/W$. Trwałość ich sięga $1500 \div 1700$ godzin.

Katody barowe są bardziej stałe od tlenkowych i wytrzymują krótkotrwałe przeciążenia, dochodzące do dwukrotnego napięcia żarzenia. Są więc technicznie doskonalsze od katod tlenkowych.

W podobny sposób jak barowe, wyrabia się katody pokryte *cezem*, które pracują w temperaturze zaledwie $650 \div 700^0\ K$. Dopuszczalne obciążenie dla katod pokrytych cezem wynosi $250 \div 300\ mA/W$. Ujemną stroną tych katod jest niejednostajność pracy i mała trwałość, co spowodowane jest szybkiem parowaniem warstwy czynnej.

Zestawienie porównawcze charakterystyk emisyjnych trzech typów katod podają krzywe rys. 2.

6. Katody żarzone pośrednio.

Podczas gdy w lampach nadawczych bardzo często żarzy się katody prądem zmiennym, zastosowanie tego prądu do lamp odbiorczych napotyka na pewne trudności spowodu charakterystycznego brzęczenia, powstającego w słuchawkach odbiornika. Brzęczenie to ma swe źródło zarówno w małej bezwładności cieplnej cienkiego drucika, czego następstwem są okresowe zmiany prądu emisyjnego, jak i w zmiennem polu magnetycznem, powstającem dokoła katody i oddziaływującem na strumień elektronowy. Niedogodności tej unika się przez zastosowanie żarzenia pośredniego katody zapomocą grzejnika (rys. 6 a i b) w postaci cienkiej pałeczki z materjału ilozującego (dielektryka), z umieszczonym wewnątrz drucikiem, przez który przepływa prąd zmienny. Grzejnik jest umieszczony wewnątrz cylindra metalowego np. niklowego, pokrytego barem i stanowiącego właściwą katodę emitującą. Dla uniknięcia oddziaływania pola magnetycznego, drucik żarowy musi być nawinięty bifilarnie, jak to widać na rys. 6 b.

Ze względu na to, że nagrzewanie katody odbywa się drogą pośrednią, zużycie mocy jest znacznie większe, niż w katodach tlenkowych,

zasilanych bezpośrednio. I tak np. pokrewne co do pozostałych wielkości lampy Philips'a zużywają moc żarzenia: *B* 409 (tlenkowa żarzona bezpośrednio) $4\,V \times 0{,}15\,A = 0{,}6\,W$, lampa *E* 409 (tlenkowa żarzona pośrednio) $4\,V \times 0{,}9\,A = 3{,}6\,W$. A więc lampa żarzona pośrednio zużywa w danym przykładzie 6-krotnie większą moc. Wada ta nie jest zbyt poważna, gdyż moc żarzenia jest tu czerpana wprost z sieci prądu silnego, podczas gdy lampa żarzona bezpośrednio, czerpie swą moc z akumulatorów lub z ogniw galwanicznych, których koszt utrzymania jest znacznie większy od kosztu prądu czerpanego z sieci.

Jest oczywiste, że obciążenie katody w zastosowaniu do katod żarzonych pośrednio traci swoje właściwe znaczenie; tu bowiem, zależnie od konstrukcji i od użytego materjału izolującego, ułamek ciepła, rzeczywiście wykorzystany przez katodę, może być różny. A więc stosunek p_k obliczany z mocy żarzenia i prądu emisyjnego, może być stosowany dla porównania z sobą jedynie lamp o tym samym ściśle określonym typie konstrukcji katod. W podanym przykładzie dla lamp Philips'a typu *E*, otrzymamy:

$$p_k = \frac{20}{3{,}6} = 5{,}5\ mA/W.$$

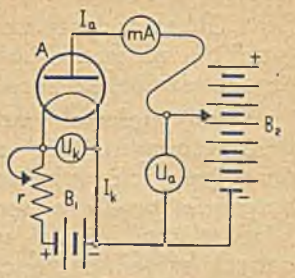
Katody żarzone pośrednio mają pod względem elektrycznym szereg zalet w porównaniu z bezpośrednio żarzonemi. Są one zbliżone do t.zw. *katod ekwipotencjalnych*, których cała powierzchnia posiada ten sam potencjał, podczas gdy wzdłuż bezpośrednio żarzonych włókien występuje spadek napięcia prądu żarzącego, co wpływa zniekształcająco na przebieg charakterystyk lampy. Prócz tego powierzchnia ich jest o wiele większa od powierzchni drutu żarzonego bezpośrednio, dzięki czemu gęstość ładunku przestrzennego, wytworzonego przez wysyłane z katody elektrony, jest o wiele mniejsza. Przyczynia się to wydatnie do zwiększenia nachylenia charakterystyki prądu elektronowego (patrz § 8).

Jedną z bardzo poważnych zalet katod o żarzeniu pośredniem jest ich znaczna sztywność mechaniczna, która zapewnia lampie większą odporność na wstrząsy mechaniczne (np. na statkach, samolotach, samochodach i t. p.), a pozatem pozwala na redukowanie do minimum odległości między katodą i sąsiedniemi elektrodami (przedewszystkiem siatką). Znaczna powierzchnia katody i małe odległości między elektrodami pozwalają budować lampy żarzone pośrednio o takich własnościach elektrycznych, jakich w lampach żarzonych bezpośrednio nigdy nie można osiągnąć.

7. Zależność prądu elektronowego od pola elektrycznego. Ładunek przestrzenny.

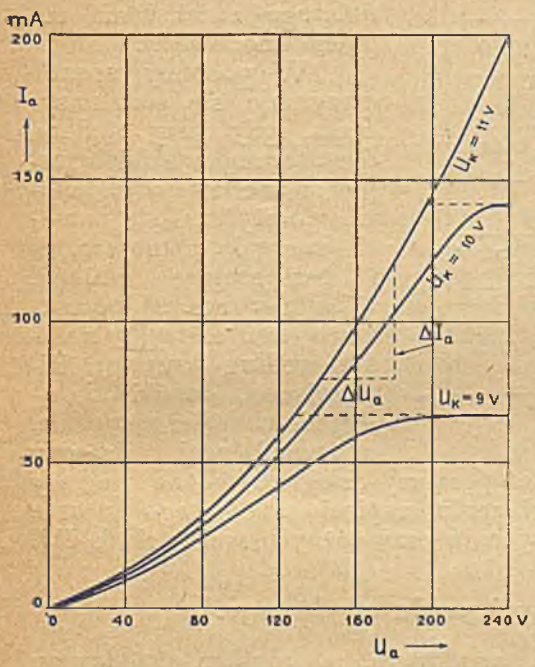
Na pierwszy rzut oka możnaby przypuszczać, że najmniejsza nawet różnica potencjałów między katodą i anodą powinna spowodować przepływ przez lampę całkowitego prądu emisyjnego, zgodnie z równaniem Richardsona. Okazuje się jednak, że tak nie jest.

Badania zależności prądu anodowego I_a od napięcia anodowego U_a (schemat rys. 7 a, krzywe rys. 7 b), wykazują bowiem, że prąd anodowy wzrasta w miarę podwyższania napięcia anodowego, osiągając pełną wartość emisyjną dopiero przy pewnem dostatecznie wysokiem napięciu anodowem. Ta wartość prądu emisyjnego nosi nazwę *prądu nasycenia*, a napięcie anodowe, niezbędne dla wywołania go, — *napięcia nasycenia*. Prąd nasycenia I_{ns} jest oczywiście tem większy, im wyższa jest temperatura katody.

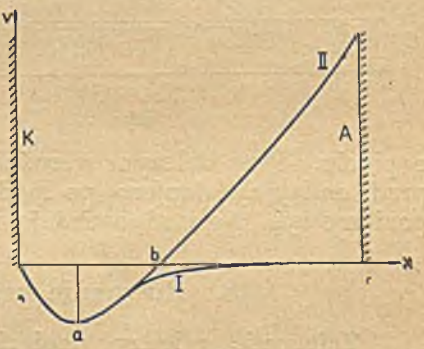


Rys. 7 a.

Przyczyną stopniowego narastania strumienia elektronów w miarę zwiększania różnicy potencjałów między anodą i katodą, jest istnienie t. zw. *ładunku przestrzennego* dookoła katody. A mianowicie: elektrony, wylatujące z katody z pewną szybkością (zależną od temperatury włókna), otaczają katodę w postaci chmurki swobodnych ładunków i działają odpychająco na dalsze elektrony, wydostające się z katody. W dodatku jeszcze atomy, znajdujące się na powierzchni katody, które pozbawione zostały swoich elektronów, przyciągają spowrotem i zobojętniają wolne elektrony, leżące tuż



Rys. 7 b.



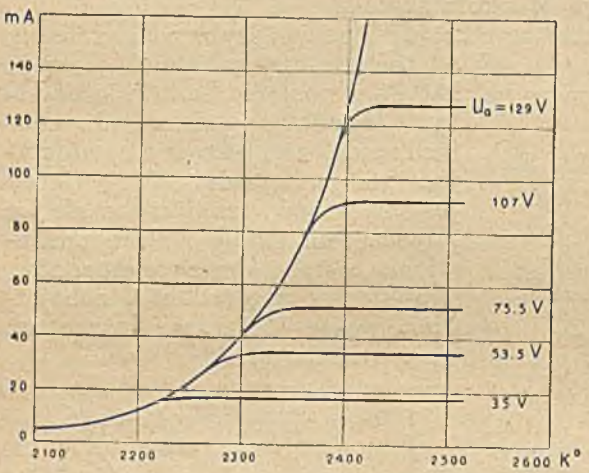
Rys. 8.

przy katodzie. O ile więc na ładunek przestrzenny nie działają siły zewnętrzne, tuż przy katodzie panuje potencjał zerowy, natomiast w miejscu największej gęstości ładunków panuje największy potencjał ujemny (rys. 8). Z chwilą, gdy na anodzie pojawi się potencjał dodatni względem katody, linje pola elektrycznego, w ten sposób wytworzonego nie dotrą do katody, lecz skończą się na ładunku przestrzennym (rys. 8 krzywa II). A więc elektrony, które znajdują się pod działaniem pola, doznają przyśpieszenia w kierunku anody i zaczynają się poruszać z szybkością

zależną od różnicy potencjałów między anodą a ładunkiem przestrzennym [1]), tak iż cała przestrzeń między katodą i anodą wypełnia się wkońcu ładunkiem przestrzennym.

Charakterystyczne jest, że teraz w pewnej odległości od katody (punkt b na rys. 8) potencjał na przestrzeni anoda — katoda ponownie przechodzi przez zero.

Im większa jest różnica potencjałów między anodą i ładunkiem przestrzennym, tem szybciej poruszają się elektrony, tem więcej zatem przepływa ich w jednostce czasu przez dany przekrój, innemi słowy *natężenie prądu elektronowego rośnie ze wzrostem napięcia anodowego*. Wzrost ten osiąga swój kres z chwilą, gdy liczba elektronów przyciąganych w jednostkę czasu przez anodę, zrówna się z liczbą elektronów wydzielanych w jednostkę czasu przez katodę. Płynie wówczas *prąd nasycenia*, którego nie można przekroczyć pomimo dalszego zwiększania napięcia anodowego.



Rys. 9.

W podobny sposób otrzymuje się stan nasycenia, gdy przy stałem, dostatecznie wysokiem, napięciu anodowem stopniowo podwyższa się napięcie żarzenia, a temsamem i temperaturę włókna. Wówczas (rys. 9) początkowo prąd emisyjny narasta według krzywej Richardsona, dopóki nie osiągnie wartości nasycenia, odpowiadającej danemu napięciu. Przy dalszym wzroście temperatury osiągnąć można większy prąd emisyjny dopiero po podwyższeniu napięcia anodowego (proste poziome rys. 9-go odpowiadają nasyceniu przy różnych wartościach U_a).

8. Równanie krzywej prądu anodowego.

Zależność między napięciem anodowem, a prądem anodowym $I_a = f(U_a)$ czyli t. zw. *charakterystykę anodową* lampy dwuelektrodowej można zdjąć doświadczalnie, zmieniając kolejno U_a i odczytując odpowiadającą mu wartość I_a. Otrzyma się wówczas krzywe rys. 7 b, które

[1]) Szybkość tę oblicza się z prawa zachowania energji $\frac{1}{2} m v^2 = U e$, stąd $v^2 = 2 U \frac{e}{m}$ (U — napięcie, e i m — ładunek i masa elektronu). Gdy podstawimy jednostki praktyczne, otrzymamy $v = 5{,}95 \cdot 10^7 \cdot U^{1/2}$ cm/sek, przyczem U jest wyrażone w woltach. (Patrz także T. I, str. 391).

przechodzą w prostą równoległą do osi odciętych (prąd nasycenia) przy tem wyższem napięciu nasycenia, im większy jest prąd żarzenia katody.

Charakterystykę lampy dwuelektrodowej z pominięciem szybkości wyjściowej elektronów i przy założeniu, że katoda jest ekwipotencjalna (niema wzdłuż niej spadku prądu żarzenia i prądu anodowego) — które to uproszczenie jest dopuszczalne przy większych wartościach napięcia anodowego — wyrazić można z dostateczną dokładnością równaniem Child'a i Langmuir'a [1]):

$$I_a = c\, U_a^{3/2}. \tag{6}$$

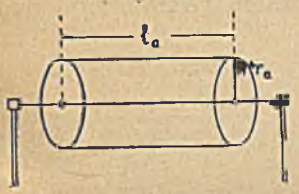
W równaniu tem c jest wielkością stałą, zależną od wymiarów geometrycznych lampy. Jeżeli prąd anodowy ma być wyrażony w *amperach* — stałą c można obliczyć z równania:

$$c = 2{,}33 \cdot 10^{-6}\, \frac{s_a}{x_a^2}, \tag{7}$$

w którem:

s_a — *skuteczna* powierzchnia anody w cm^2,
x_a — odległość anody od katody w cm.

Układy elektrod, spotykane w lampach, można sprowadzić do jednej z dwu podstawowych postaci: do układu cylindrycznego lub do układu płaskiego.



Rys. 10.

a) *Układ elektrod cylindryczny.* Jeżeli anoda jest cylindryczna ($x_a = r_a$, rys. 10), a katoda ma średnicę bardzo małą ($d_k < 0{,}1\, d_a$) w porównaniu ze średnicą anody ($d_a = 2\, x_a$), równanie (7) sprowadza się do postaci (rys. 11 a):

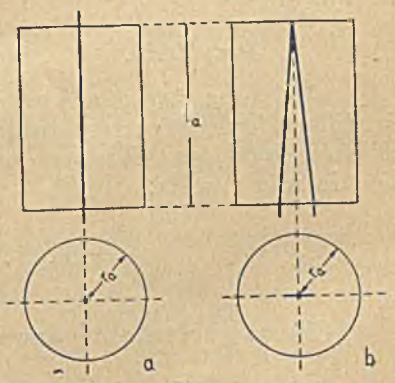
$$c = 2{,}33 \cdot 10^{-6}\, \frac{2\pi\, r_a\, l_a}{r_a^2} = 14{,}65 \cdot 10^{-6}\, \frac{l_a}{r_a}, \tag{8}$$

przyczem l_a — długość anody i r_a — promień anody są tu wyrażone w cm.

Wzór (8) odnosi się również do katody w kształcie V, o ile jest umieszczona w środku anody cylindrycznej (rys. 11 b).

Gdy średnicy katody pominąć nie można, jak w przypadku lamp z żarzeniem pośredniem, do wzoru (8) wprowadza się współczynnik β^2, tak, iż stała wyraża się równaniem:

$$c' = 14{,}65 \cdot 10^{-6}\, \frac{l_a}{\beta^2\, r_a} = \frac{c}{\beta^2}. \tag{9}$$

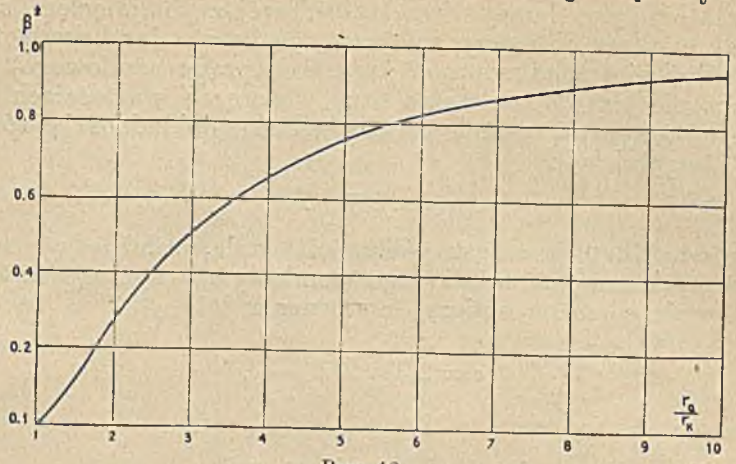


Rys. 11.

[1]) Wyprowadzenie, patrz Groszkowski. Lampy katodowe.

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GLIWICE

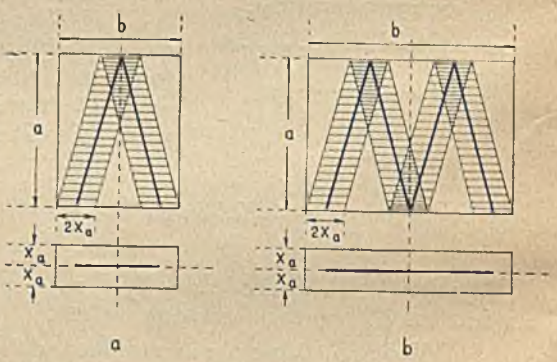
Zależność współczynnika β^2 od stosunku promieni anody r_a i katody r_k podaje, według Prince'a, rys. 12. Z przebiegu tej krzywej widać,



Rys. 12.

że ze zwiększeniem promienia katody, wielkość β^2 maleje, a więc c' rośnie, w czem leży właśnie wyższość lamp z żarzeniem pośredniem nad lampami żarzonemi bezpośrednio.

b) *Układ elektrod płaski.* Gdy katoda (zwykle kształtu V lub W, rys. 13 a i b) umieszczona jest wewnątrz anody spłaszczonej, obliczyć można lampę według Y. Kusonose [1]), przyjmując skuteczną powierzchnię anody równą obszarowi o szerokości $2x_a$, zakreskowanemu na rys. 13 a i b.



Rys. 13.

Przykłady.

a) Lampa żarzona bezpośrednio o cylindrycznym układzie elektrod oraz średnicy anody $2r_a = 12$ mm i długości $l_a = 25$ mm będzie miała stałą:

$$c = 14{,}65 \cdot 10^{-6} \frac{2{,}5}{0{,}6} = 61 \cdot 10^{-6}.$$

Charakterystykę anodową tej lampy można więc wyrazić równaniem:

$$I_a = 61 \cdot 10^{-6} U_a^{3/2} \quad A = 61 \cdot 10^{-3} U_a^{3/2} \, mA.$$

[1]) Patrz bibljografja do rozdziału I.

Przy napięciu anodowem równem 20 V otrzymamy prąd anodowy:

$$I_a = 61 \cdot 10^{-3} \sqrt{8000} = 5{,}4\ mA\,.$$

b) Dla tej samej lampy, żarzonej pośrednio, z katodą o średnicy 4 mm, znajdziemy z rys. 12:

$$\beta^2 = 0{,}5,$$

skąd otrzymamy:

$$c' = \frac{c}{\beta^2} = \frac{61 \cdot 10^{-6}}{0{,}5} = 122 \cdot 10^{-6}.$$

Odpowiednio do tego da ona dwukrotnie większy prąd anodowy, a więc $I_a = 10{,}8\ mA$.

c) Lampa z anodą spłaszczoną o powierzchni $a \cdot b = 20 \cdot 20$ mm^2 i wysokości $2x_a = 6$ mm z katodą kształtu V o rozwartości równej $4x_a = 12$ mm (patrz rys. 13 a).

Powierzchnia skuteczna anody wyniesie (licząc obustronnie) [1]):

$$s_a = 2\left(2x_a\, a + 2x_a \frac{a}{2} + 2x_a \frac{a}{4}\right) = 7\, x_a\, a = 7 \cdot 0{,}3 \cdot 2 = 4{,}2\ \text{cm}^2.$$

Stąd:

$$c = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{s_a}{x_a^2} = 2{,}33 \frac{4{,}2}{0{,}3^2} 10^{-6} \cong 110 \cdot 10^{-6},$$

a więc charakterystyka lampy wyraża się równaniem:

$$I_a \cong 110 \cdot 10^{-6}\, U_a^{3/2}\, A.$$

Prąd anodowy przy $U_a = 20\ V$ będzie więc wynosił:

$$I_a \cong 110 \cdot 89 \cdot 10^{-6}\, A \cong 9{,}8\ mA\,.$$

Równanie Langmuira odtwarza z dostateczną dokładnością przebieg prądu anodowego.

Zawodzi ono jednak w pobliżu przejścia do stanu nasycenia oraz na samym początku charakterystyki. Przy niskich napięciach anodowych bowiem nie można pominąć ani spadku napięcia wzdłuż katody, który wywołuje zmianę rozkładu pola elektrycznego dookoła katody, ani też szybkości wyjściowej elektronów, emitowanych z katody.

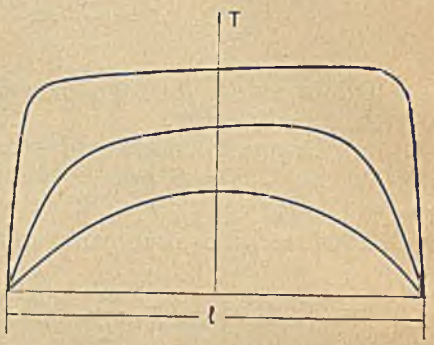
A mianowicie elektrony wychodzące z katody posiadają średnią szybkość, odpowiadającą $0{,}2 \div 0{,}4\ V$, a niektóre z nich nawet większą, tak, iż dopiero przy odpowiedniem napięciu ujemnem na anodzie, prąd emisyjny spada zupełnie do zera. W tej części charakterystyka posiada przebieg o wiele bardziej złożony. W katodach niejednorodnych, jak np. wolframowych torowanych, występuje ponadto siła elektromotoryczna styku między warstewką toru, a wolframem, wynosząca około $+ 1{,}5\ V$.

---

[1]) Powierzchnię każdej strony można rozłożyć na 2 równoległoboki i jeden trójkąt.

Skutkiem tego lampa zachowuje się tak, jakgdyby napięcie było podwyższone o 1,5 wolta [1]), tak iż prąd anodowy spada do zera dopiero przy $U_a \cong -2\ V$.

W myśl równania Langmuira przebieg prądu emisyjnego przed osiągnięciem wartości nasycenia powinien być niezależny od temperatury włókna. Pomiary jednakże wykazują, że krzywe zdjęte przy większem napięciu żarzenia mają przebieg bardziej stromy (rys. 7 b). Przyczyna tego zjawiska leży w chłodzeniu końców włókna przez podtrzymujące je wewnątrz lampy podpórki, które z powodu dużej stosunkowo masy intensywnie odprowadzają ciepło. Skutkiem tego, jak to widać na rys. 14, niecała długość włókna wykazuje tę samą temperaturę i do wzoru Langmuira (jak zresztą i do wzoru Richardsona) należy wstawić długość włókna zredukowaną, t. zw. *długość skuteczną*. Ze wzrostem temperatury włókna wpływ chłodzenia końców maleje i długość skuteczna włókna wzrasta, co ma wpływ na stałą c równania Langmuira. Celem możliwego wyeliminowania wpływu nierównomierności żarzenia, robi się katody zawsze nieco dłuższe niż anody, tak, by niedożarzone końce katody znajdowały się poza praktycznym zasięgiem działania anody.



Rys. 14.

Znając prąd nasycenia lampy i wymiary anody, można przy pomocy równania Langmuira obliczyć w przybliżeniu napięcie nasycenia lampy. A mianowicie, jeżeli lampa, przeliczona w § 4, ma anodę cylindryczną o wymiarach $r_a = 1$ cm, $l_a = 3$ cm, to napięcie nasycenia dla prądu $I_{ns} = 275\ mA$ można obliczyć z zależności:

$$I_{ns} = 14{,}65 \cdot 10^{-3} \frac{l_a}{r_a} U_{ns}^{3/2}\ mA,$$

czyli:

$$U_{ns} = \sqrt[3]{\left(\frac{10^3 r_a I_{ns}}{14{,}65\, l_a}\right)^2} = \sqrt[3]{\left(\frac{275}{14{,}65 \cdot 3}\right)^2 10^6} = 340\ V.$$

9. Cechy charakterystyki anodowej.

Cechą charakterystyczną krzywej $I_a = f(U_a)$ jest jej pochodna, czyli t. zw. *nachylenie charakterystyki* (ściśle biorąc jest to nachylenie stycznych do charakterystyki w poszczególnych jej punktach).

Nachylenie charakterystyki wyraża się równaniem (rys. 7 b):

$$S = \lim \frac{\Delta i_a}{\Delta U_a} = \frac{d i_a}{d U_a} = \frac{3}{2} c U_a^{1/2} \qquad (10)$$

[1]) Thomson i Bartlett, J. I. E. E. 1924.

i, jak łatwo się przekonać, ma wymiar przewodności. Dla tego nachylenie charakterystyki anodowej lampy dwuelektrodowej nazwać można również jej *przewodnością dynamiczną*. W szczególności dla cylindrycznego układu elektrod otrzymuje się:

$$S = \frac{d\,i_a}{dU_a} = \frac{3}{2}\ 14{,}65 \cdot 10^{-6}\ \frac{l_a}{\beta^2 r_a}\ U_a^{1/2}\ A/V =$$

$$= 22 \cdot 10^{-3}\ \frac{l_a}{\beta^2 r_a}\ U_a^{1/2}\ mA/V, \qquad (10\,a)$$

zaś dla układu płaskiego:

$$S = \frac{2}{3}\ 2{,}33 \cdot 10^{-6}\ \frac{s_a}{x_a^2}\ U_a^{1/2}\ A/V = 3{,}5 \cdot 10^{-3}\ \frac{s_a}{x_a^2}\ U_a^{1/2}\ mA/V. \qquad (10\,b)$$

Równanie (10 b) można też napisać w postaci:

$$S = A\ \frac{x_a\, l_a}{x_a^2}\ U_a^{1/2} = A\ \frac{l_a}{x_a}\ U_a^{1/2} \qquad (10\,c)$$

(A jest stałą liczbową), wobec czego dla obu układów elektrod można wysunąć wniosek, że przewodność lampy jest wprost proporcjonalna do długości anody, a temsamem i do czynnej długości katody, zaś odwrotnie proporcjonalna do odległości anody od katody. Fizycznie tłumaczy się to w ten sposób, że zwiększenie długości katody zwiększa powierzchnię, na której rozkłada się ładunek przestrzenny, a temsamem zmniejsza zagęszczenie tego ładunku; dzięki temu ułatwiony jest odpływ elektronów od katody do anody. Zwiększenie zaś odległości katoda — anoda zmniejsza przewodność lampy, gdyż zwiększa drogę, jaką muszą przebywać elektrony, poruszające się ku anodzie.

Przewodność lampy, jak wskazuje mnożnik $U_a^{1/2}$ w równaniu (10), nie jest wielkością stałą, lecz rośnie ze wzrostem napięcia anodowego. Ze wzoru Langmuira wynikałoby, że ten wzrost przewodności jest ciągły, aż do osiągnięcia granicy nasycenia, gdzie S nagle staje się równe zeru. Praktyka wykazuje jednak, że charakterystyka posiada punkt przegięcia, odpowiadający wartości S_{max} w okolicy (Möller):

$$I_a = (0{,}5 \div 0{,}7)\, I_{ns}. \qquad (11)$$

Pozatem zgodnie z tem, co powiedziano wyżej, S jest do pewnego stopnia funkcją żarzenia katody.

Odwrotnością nachylenia charakterystyki jest *oporność dynamiczna* lampy dwuelektrodowej:

$$\rho = \frac{d\,U_a}{d\,i_a} = \frac{1}{S}. \qquad (12)$$

W szczególności dla układu cylindrycznego:

$$\rho = 45{,}5\ \frac{\beta^2 r_a}{l_a}\ U_a^{-1/2}\ k\Omega, \qquad (12a)$$

dla układu płaskiego zaś:

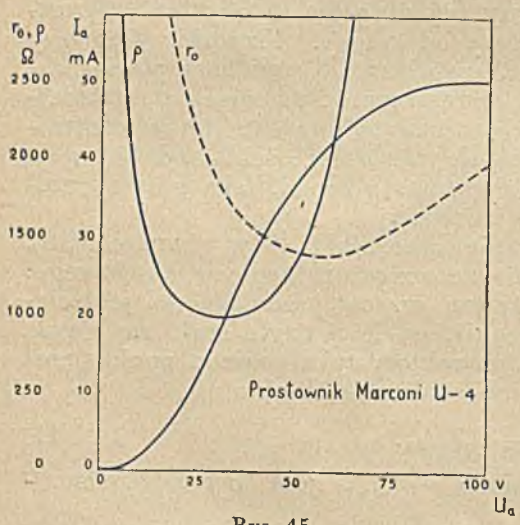
$$\rho = 286 \frac{x^2}{s_a} U_a^{-1/2} \, k\Omega. \qquad (12\,b)$$

Podobnie jak przewodność, oporność dynamiczna lampy dwuelektrodowej jest funkcją napięcia anodowego. Maleje ona ze wzrostem napięcia, aby w punkcie maksymalnego nachylenia charakterystyki osiągnąć wartość najmniejszą, a następnie przechodzi asymptotycznie do nieskończoności (przy prądzie nasycenia).

Od oporności dynamicznej odróżnić należy *oporność statyczną* lampy dwuelektrodowej. Jest to wartość:

$$r_o = \frac{U_a}{I_a}, \qquad (13)$$

mierzona przy prądzie stałym i wyrażona kotangensem kąta nachylenia prostej łączącej początek układu z danym punktem na charakterystyce. Oporność statyczna jest początkowo większa od oporności dynamicznej, przechodzi przez minimum na granicy nasycenia, po przejściu zaś do obszaru nasycenia posiada wartość skończoną, stale rosnącą przy wzroście napięcia. Rys. 15 podaje zależność ρ i r_o od napięcia anodowego dla pewnego typu lampy dwuelektrodowej małej mocy.



Rys. 15.

W katalogach firm podana jest zwykle oporność dynamiczna lamp dla części charakterystyki o największem nachyleniu, a więc jej wartość najmniejsza. Dla lamp wysokopróżniowych, służących do prostowania wysokich napięć, waha się ona w granicach od 2000 do 150 omów (ostatnia wartość odnosi się do lamp bardzo dużej mocy, z anodą chłodzoną). Oporność dynamiczna lamp prostowniczych bardzo małej mocy dochodzi do kilku tysięcy omów.

Zgodnie z poprzednią dyskusją, oporność dynamiczną lampy, np. o układzie cylindrycznym można zmniejszyć przez zwiększenie długości anody przy równoczesnem zmniejszeniu jej średnicy. Tą drogą doszło się do budowy lamp bliźniaczych, utworzonych z dwu cylindrów, ustawionych obok siebie, których włókna żarzenia połączone są szeregowo (np. Marconi M. R. 9). Lampy żarzone pośrednio, jak to wynika ze wzoru (12 a), mają oporność dynamiczną mniejszą, niż lampy o tych samych wymiarach, żarzone bezpośrednio.

Przykłady.

a) Lampa cylindryczna, żarzona bezpośrednio, przeliczona w poprzednim paragrafie, będzie miała w okolicy $U_a = 20$ V:

$$S = \frac{3}{2} c U_a^{1/2} = \frac{3}{2} 61 . 10^{-3} \sqrt{20} \cong 0{,}4\ mA/V.$$

Odpowiada temu oporność dynamiczna:

$$\rho = \frac{1}{S} = \frac{1}{0{,}4} = 2{,}5\ k\Omega = 2500\ \Omega.$$

Oporność statyczna zaś wynosi:

$$r_o = \frac{U_a}{I_a} = \frac{20}{5{,}4} = 3{,}7\ k\Omega = 3700\ \Omega.$$

b) Analogicznie znajdziemy dla lampy żarzonej pośrednio:

$$S = \frac{3}{2} 122 . 10^{-3} \sqrt{20} \cong 0{,}8\ mA/V;$$

$$\rho = \frac{1}{S} = \frac{1}{0{,}8} = 1{,}25\ k\Omega = 1250\ \Omega;$$

$$r_o = \frac{20}{10{,}8} = 1850\ \Omega.$$

c) Lampa o układzie płaskim da:

$$S = \frac{3}{2} 110 . 10^{-3} \sqrt{20} \cong 0{,}73\ mA/V;$$

$$\rho = \frac{1}{S} = \frac{1}{0{,}73} = 1{,}36\ k\Omega = 1360\ \Omega;$$

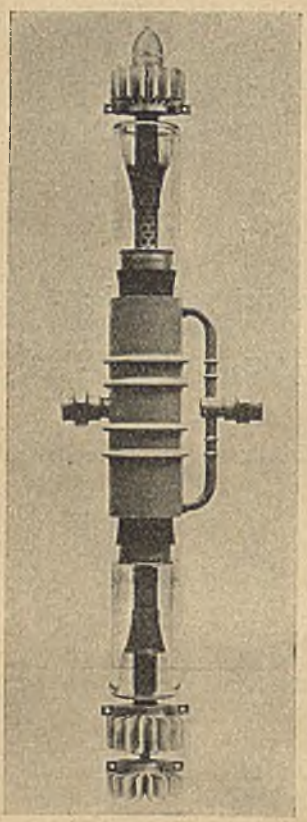
$$r_o = \frac{20}{9{,}8} = 2{,}04\ k\Omega = 2040\ \Omega.$$

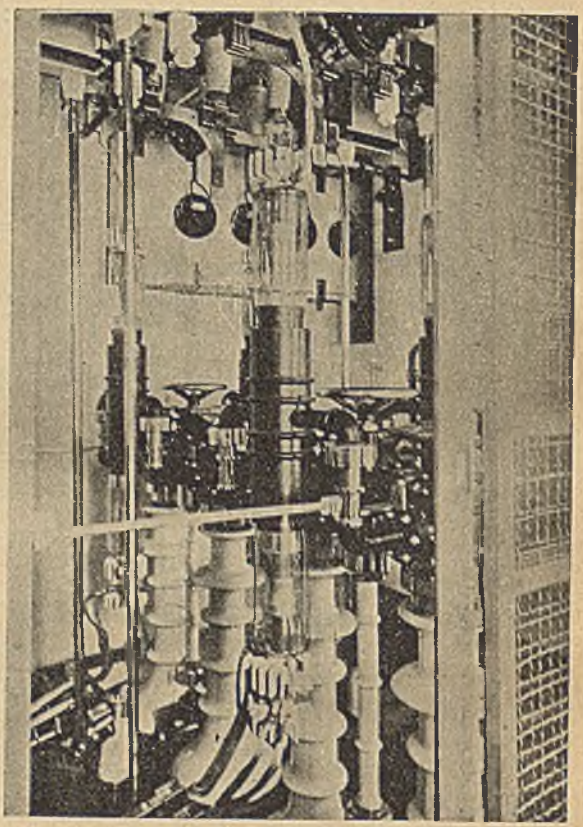
10. Znaczenie fizyczne oporności lampy. Obciążalność anody.

Jeżeli między anodą i katodą lampy dwuelektrodowej działa napięcie stałe U_a, któremu odpowiada prąd anodowy I_a, to moc pobierana ze źródła napięcia wyniesie:

$$P_a = U_a I_a. \tag{14}$$

Wobec tego, że w obwodzie zewnętrznym (pomijając oporność baterji znikomo małą w porównaniu z opornością lampy) straty energji





Rys. 16.

Lampa chłodzona wodą „Le Matériel Téléphonique" typ 3030 *A*, $U_a = 20\,kV$, moc użyteczna 120 *kW*. Zwraca się uwagę na żeberka chłodzące przy doprowadzeniach siatki i katody.

są znikomo małe, moc ta zużywa się wewnątrz lampy na jej oporze statycznym r_o. Można więc napisać:

$$P_a = \frac{U_a}{I_a} I_a^2 = r_o I_a^2. \tag{14a}$$

Jeżeli zaś przez lampę przepływa składowa zmienna prądu o wartości I_z, moc wydzielana przez ten prąd na anodzie wyraża się wzorem:

$$P_z = \rho I_z^2. \tag{15}$$

Nasuwa się teraz pytanie, jaki charakter fizyczny ma oporność lampy. Wiadomo przecież, że prąd emisyjny stanowią elektrony, poruszające się swobodnie w próżni, a więc nie może być mowy o jakiemkolwiek zużyciu energji na drodze między katodą i anodą. Straty wobec tego muszą występować w miejscu zetknięcia się elektronów z materją, a więc w anodzie. I rzeczywiście, elektrony dochodząc do anody ze znaczną stosunkowo szybkością, posiadają zapas energji kinetycznej wyrażony równością:

$$\frac{m v^2}{2} = U e,$$

którą to energję przy zderzeniu z anodą oddają w postaci ciepła. Miarą ciepła wydzielonego na anodzie jest właśnie oporność lampy. W lampach dużej mocy energja cieplna oddana przez uderzające elektrony, jest tak znaczna, że zachodzi konieczność sztucznego chłodzenia anody (rys. 16).

Do ciepła, wydzielonego na anodzie skutkiem bombardowania przez elektrony, dochodzi jeszcze ciepło wydzielone w katodzie pod postacią ciepła żarzenia. Część tego ciepła, nie mogąc wypromieniować nazewnątrz, dodatkowo rozgrzewa anodę, tak, iż całkowita moc, wydzielona na anodzie pod postacią ciepła, wynosi:

$$P_a' = P_a + q P_k. \tag{16}$$

Współczynnik q dla anody z obu stron otwartej przyjąć można, według Kusonose, jako równy 0,5.

Maksymalna moc, która może się wydzielić wewnątrz lampy bez szkody dla całości anody i bez nadmiernego wydzielania przez nią gazów, nazywa się *obciążalnością anody* [1]) tej lampy. Obciążalność, przypadająca na 1 cm² powierzchni anody, nosi nazwę *obciążalności właściwej* i zależy od materjału, z którego wykonana jest anoda. Wartość jej wynosi dla niklu $1{,}5 \div 2$ *W/cm²* (temperatura rzędu 1200^0 *K*), dla molibdenu $5 \div 7$ *W/cm²* (temperatura $1400 \div 1550^0$ *K*). Podczas gdy anoda niklowa w czasie pracy powinna pozostać ciemna, to molibdenowa może pracować przy ciemno-wiśniowym żarze. Rzadziej stosowane są jako materjał na anody tantal ($7 \div 8$ *W/cm²*, $T = 1600^0$ *K*) i wolfram (10 *W/cm²*, $T = 1700^0$ *K*).

[1]) Rozpowszechniona jest również nazwa *moc admisyjna*.

W lampach z katodami tlenkowemi obciążenie anody, bez względu na materjał, z którego jest ona wykonana, nie może przekraczać wartości $0{,}5 \div 0{,}7$ W/cm^2, a to ze względu na obawę przeciążenia katody przez ciepło promieniowane z anody. I tak np. lampa Marconi *ACT 5* z katodą oszczędnościową, pomimo znacznie większej anody i lepszych warunków chłodzenia, niż odpowiadająca jej lampa *MT 5* z katodą wolframową, ma obciążalność anody raczej nieco mniejszą.

Dla lamp dużej mocy chłodzonych wodą lub olejem, które to lampy zazwyczaj mają anody miedziane (Philips stosuje żelazo-chrom), dopuszcza się obciążenie właściwe znacznie większe. Wynosi ono przeważnie dla miedzi $15 \div 20$ W/cm^2 (żelazo-chrom do 25 W/cm^2), lecz dojść może nawet do 30 W/cm^2 (Radiotron U. V. 207 General Electric Co), przy dostatecznie intensywnem chłodzeniu.

Znając obciążalność właściwą materjału (p_a W/cm^2), można obliczyć niezbędną powierzchnię chłodzenia anody:

$$s_a = \frac{P_a + q\,P_k}{p_a}\ cm^2. \qquad (17)$$

Niektóre firmy podają dwie liczby dla obciążalności anody swoich lamp: *obciążalność roboczą*, którą lampa wytrzymuje przy trwałej pracy, oraz *obciążalność próbną*, wyrażającą krótkotrwałe przeciążenie lampy w czasie próby (np. w ciągu 5 minut). Obciążenie próbne przekracza obciążenie normalne o $25 \div 100\%$.

Stosunek: $\dfrac{\text{obciążalność próbna}}{\text{obciążalność robocza}}$,

który jest przeważnie tem mniejszy im większa jest moc lampy, można nazwać *współczynnikiem bezpieczeństwa* lampy. Im większa jest bowiem ta liczba, tem wiekszą mamy pewność, że w razie przejściowego przeciążenia lampy (np. w czasie dostrajania obwodów) nie przekroczy się dopuszczalnych granic.

W lampach, umieszczonych w bańkach szklanych, należy również pamiętać, aby nie przeciążyć powierzchni szkła, które, zależnie od gatunku, wytrzymuje obciążenie $0{,}25 \div 0{,}5$ wata na cm^2 powierzchni. Szczególnie dużą wytrzymałość cieplną wykazuje kwarc, chętnie stosowany do wyrobu baniek dla lamp większej mocy.

Przy obliczeniu obciążenia bańki należy brać pod uwagę *całkowitą moc*, wydzieloną przez wszystkie elektrody, umieszczone w lampie (np. w lampach nadawczych z siatką osłonną, siatka ta wydziela dość znaczną moc).

Jak widać z powyższego, bańka lampy musi posiadać dostatecznie duże wymiary, dostosowane do ilości ciepła wydzielonego w lampie. Dlatego też ostatnio buduje się lampy nadawcze mniejszej mocy z anodą zewnętrzną, stanowiącą równocześnie zamknięcie bańki, na podobieństwo lamp chłodzonych wodą. Umożliwia to bezpośrednie zetknięcie anody z otaczającem powietrzem, zapewniając temsamem skuteczniejsze

jej chłodzenie [1]). W tym celu zaopatruje się czasami anodę w żeberka dla zwiększenia jej powierzchni chłodzącej. Środek ten stosuje się zresztą i w anodach, umieszczonych wewnątrz bańki szklanej.

Woda, używana do chłodzenia lamp, powinna być możliwie wolna od składników nierozpuszczalnych, mogących wytworzyć na anodzie t.zw. kamień kotłowy (według Tow. Marconi'ego zawartość tych składników nie powinna przekraczać 0,00004).

Dlatego też stosuje się często chłodzenie obiegowe przy pomocy wody oczyszczonej, chłodzonej skolei wodą bieżącą studzienną. Temperatura wody na powierzchni anody nie powinna przekraczać 80° C, przy wyższej temperaturze bowiem następuje silne parowanie, co przeszkadza należytemu chłodzeniu.

Według danych doświadczalnych zużycie wody chłodzącej na minutę wynosi $1 \div 2$ litrów wody na 1 kW mocy traconej na anodzie, przyczem większa liczba zużycia odnosi się do lamp mniejszej mocy ($P_a \leqslant 5\,kW$), a mniejsza — do lamp dużej mocy ($P_a \geqslant 50\,kW$). Np. dla lampy o stratach w anodzie równych 20 kW można przyjąć zużycie wody około $1{,}25\,l/kW$, co daje zapotrzebowanie $20 \cdot 1{,}25 = 25\,l/min$ czyli $1{,}5\ m^3/h$.

11. Skutki przeciążenia lampy.

Przy silnem przeciążeniu temperatura anody może przekroczyć jej punkt topliwości, a temsamem spowodować zniszczenie anody. Jednakże nawet przeciążenie, leżące znacznie poniżej tej granicy, wpływa szkodliwie na warunki pracy lampy. Przedewszystkiem występuje tu zjawisko *wtórnej emisji elektronów*, polegające na tem, że blacha anody, nagrzana przez bombardujące ją elektrony do temperatury dostatecznie wysokiej, sama zaczyna emitować elektrony. Pomimo, że temperatura anody pozostaje znacznie poniżej temperatury katody, to jednakże wskutek dużej powierzchni anody całkowita emisja wtórna może przybrać wartości dość znaczne. Elektrony wtórnej emisji, jako ładunki ujemne, przeciwdziałają oczywiście strumieniowi elektronów zdążających od katody i, szczególniej w lampach wieloelektrodowych, stają się źródłem szeregu nieprawidłowości w przebiegach elektrycznych wewnątrz lampy.

Drugie, o wiele groźniejsze niebezpieczeństwo przeciążenia anody, leży w wydzielaniu gazów *wchłoniętych* (okludowanych) przez nią w stanie zimnym. Gazy te usuwa się w czasie pompowania lampy, nagrzewając nietylko anodę, ale i wszystkie pozostałe części lampy, a zwłaszcza bańkę szklaną, do temperatury wyższej, niż temperatura w czasie normalnej pracy. Jeżeli jednak wskutek przeciążenia anody przekroczy się temperaturę, w której ona była wyżarzona, to oczywiście będą się wydzielały gazy, nieusunięte podczas pompowania i będą pogarszały próżnię w lampie. Te t. zw. *resztki gazowe*, ulegając jonizacji przez zderzenie z pędzącemi ku anodzie elektronami, dążą jako jony dodatnie

[1]) Tow. Marconi'ego oznacza te lampy przez *ACT* (air cooled transmitter). Lampy te są zbudowane począwszy od 20 W (lampa *ACT* 5), a nawet jako odbiorcze (t. zw. Catkin, zdrobniałe *ACT*).

do katody, neutralizując częściowo ładunek przestrzenny, co pociąga za sobą dalszy wzrost prądu anodowego, a temsamem dalsze przeciążenie anody. Przytem gazy te, a zwłaszcza para wodna, azot i tlen, wchodzą w związki chemiczne z rozżarzoną powierzchnią katody, wpływając przez to ujemnie na jej własności emisyjne. Wreszcie niezależnie od własności chemicznych gazu, jony dodatnie, jako cząstki materjalne o dużej bezwładności, bombardując katodę, znacznie przyśpieszają jej rozpylenie.

Na zasadzie wyliczonych tu zjawisk sprawdzić można dobroć próżni i wyżarzenia anody. Jeżeli bowiem lampę przez kilka minut przeciążymy (obciążalność próbna, patrz poprzedni paragraf) to w lampie z anodą dobrze wyżarzoną prąd anodowy conajwyżej cokolwiek zmaleje skutkiem wtórnej emisji elektronów. Jeżeli natomiast lampa wydziela gazy, poznamy to po stopniowym wzroście prądu anodowego.

W pewnych lampach, do których opróżnienia użyto pomocniczo czynnika pochłaniającego gazy, czyli pochłaniacza (np. fosfór, magnez i t. p. — t. zw. po angielsku *getter*), zdarzyć się może, że podczas przeciążenia prąd anodowy po początkowym wzroście zaczyna pozornie maleć. Dzieje się to pod wpływem pochłaniacza, który po nagrzaniu się ponownie zaczyna wchłaniać wydzielone przez anodę gazy. Spotyka się jednakże i zjawiska odwrotne, że pochłaniacz rozgrzany zaczyna wydzielać gazy pochłonięte podczas pompowania lampy. Dlatego też lampy, pompowane przy użyciu pochłaniacza, wymagają dużej ostrożności przy obsługiwaniu ich.

12. Dane charakterystyczne lampy dwuelektrodowej.

Ażeby posiąść wszechstronny obraz wewnętrznych warunków pracy lampy dwuelektrodowej, należy zdjąć następujące charakterystyki:

1) charakterystykę katody $I_k = f(U_k)$,

2) charakterystykę emisji $I_e = f(U_k)$ (najlepiej jest podać I_e w skali logarytmicznej),

3) charakterystykę anodową $I_a = f(U_a)$, przy normalnem żarzeniu, podanem przez konstruktora, i ewentualnie

4) charakterystykę obciążenia katody $I_e/P_k = f(U_k)$.

Przytem niezbędne są następujące dane lampy:

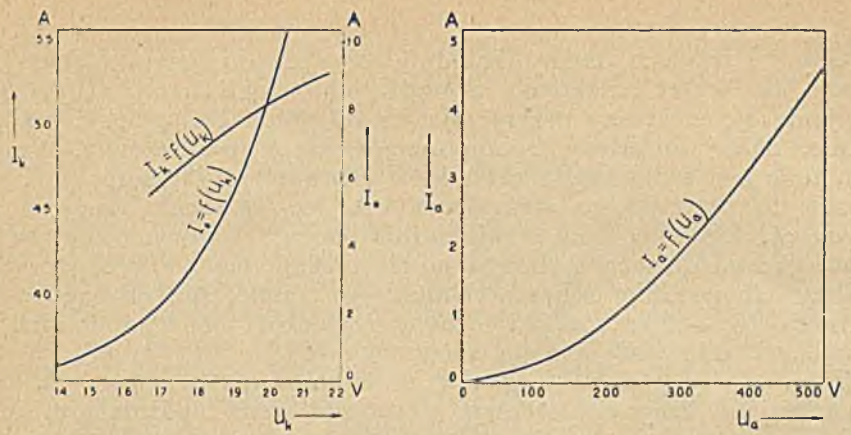
1) napięcie żarzenia katody,

2) obciążalność anody (zwłaszcza, że przy pomiarze prądu emisyjnego łatwo można tę wartość przekroczyć),

3) dopuszczalne napięcie anodowe,

4) prąd nasycenia przy normalnem żarzeniu katody. (Tow. Marconi'ego podaje dla lamp wielkiej mocy dane, odnoszące się do 90% dopuszczalnego prądu nasycenia, zalecając temsamem pracę w warunkach, zapewniających większą trwałość lampy).

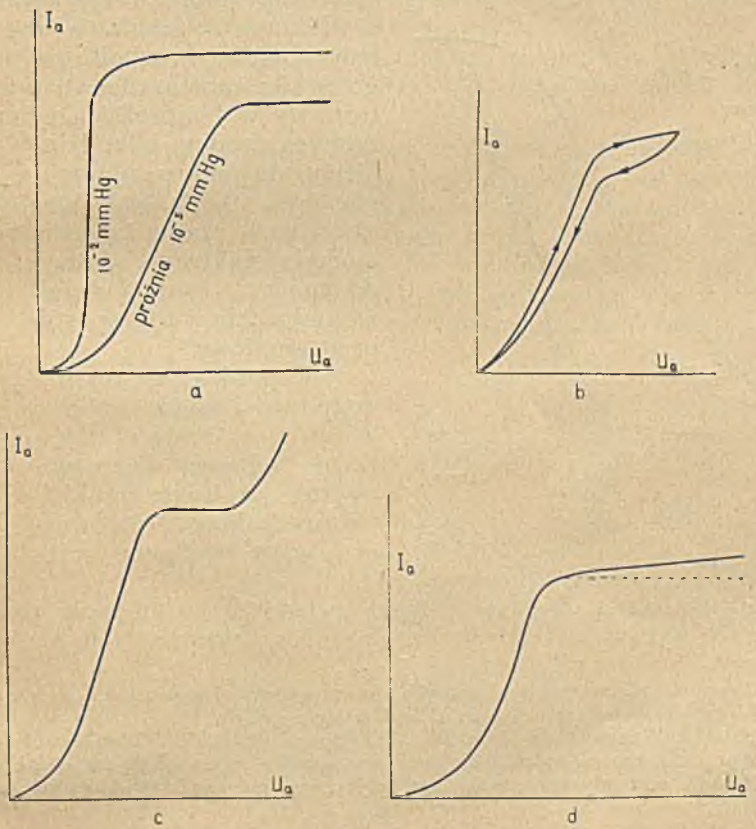
Na rys. 17 podane są wymienione powyżej charakterystyki dla prostownika dużej mocy.



Rys. 17. Prostownik Marconi MR 9.

13. Nieprawidłowości charakterystyki anodowej.

Charakterystyka anodowa lampy może wykazywać pewne nieprawidłowości, których przyczyną bywa albo obecność gazów w lampie, albo też wpływ prądu żarzenia na strumień elektronów.

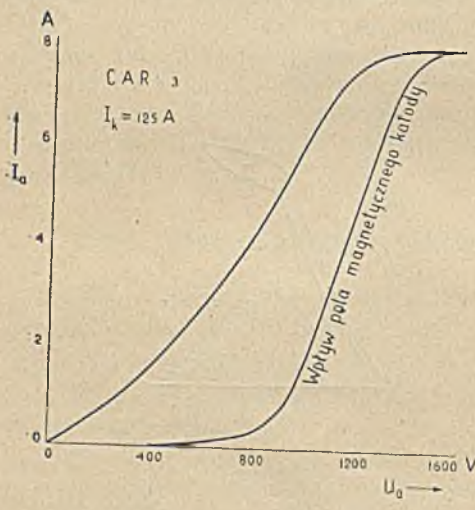


Rys. 18.

Gdy we wnętrzu lampy znajdują się cząstki gazu, ulegają one jonizacji na skutek zderzenia z pędzącemi elektronami. Wyzwolone przez jonizację elektrony przyłączają się do prądu emisyjnego, zaś jony dodatnie, dążąc do katody, zobojętniają ładunek przestrzenny. Następstwem tego jest zwiększenie nachylenia charakterystyki lampy (rys. 18 a). Zjawisko to jest celowo wyzyskane w t. zw. *lampach jonowych* czyli *gazotronach*, które w celu zmniejszenia oporności wewnętrznej są wypełniane gazami lub parami obojętnemi chemicznie (neon, argon, para rtęci).

Przy odpowiednim doborze ciśnienia w lampie, spadek napięcia nie przekracza 16 ÷ 20 V, dzięki czemu szybkość jonów dodatnich jest tak mała, iż uderzenia ich nie niszczą katody [1]).

Typowa dla obecności gazów w lampie jest krzywa (rys. 18 b), przypominająca krzywą histerezy, a spowodowana opóźniającą się rekombinacją jonów przy obniżaniu napięcia anodowego. Wydzielanie się gazów przez nagrzaną anodę charakteryzuje krzywa rys. 18 c. Po przekroczeniu pewnej wartości obciążenia anody, następuje tu wydzielenie się gazów i samoczynna jonizacja. Łagodne wznoszenie się charakterystyki po przekroczeniu nasycenia, jak na rys. 18 d, nie jest wynikiem obecności gazów, lecz pochodzi przedewszystkiem od powrotnego nagrzania katody przez nagrzaną anodę. (Patrz § 10). Na zjawisko to czułe są przedewszystkiem lampy z włóknem oszczędnościowem. Ciekawy jest wpływ pola magnetycznego prądu żarzenia na strumień elektronowy w lampach dużej mocy, żarzonych prądem kilkudziesięciu do kilkuset amperów (rys. 19 a) [2]). Pole magnetyczne prądu żarzenia odchyla elektrony, dążące do anody, z prostej drogi, zmniejszając w ten sposób prąd anodowy [3]).



Rys. 19 a.
(według J. Picken'a)

Zapobiega się tej niedogodności między innemi w ten sposób, że prąd żarzenia odbywa drogę powrotną po kilku cienkich przewodnikach, otaczających współśrodkowo umieszczony grubszy przewodnik (rys. 19 b).

Rys. 19 b.

Zniekształcenie charakterystyki, zwłaszcza w lampach wielosiatkowych, może być wywołane przez drgania elektryczne bardzo wielkiej

[1]) Trwałość pierwotnie budowanych prostowników jonowych na wysokie napięcia (z katodą Wehnelta) nie przekraczała kilkudziesięciu godzin.

[2]) Patrz J. Picken, Wir. Proc. I. E. E. II, str. 162, 1927. Oddziaływanie pola magnetycznego prądu żarzenia pojawia się już przy prądzie rzędu kilku amperów.

[3]) Zasada oddziaływania pola magnetycznego na prąd anodowy jest wyjaśniona w rozdziale V.

częstotliwości (t. zw. drgania elektronowe), które mogą całkowicie zmienić przebieg charakterystyki. Zjawisko to jest omówione w rozdziale V.

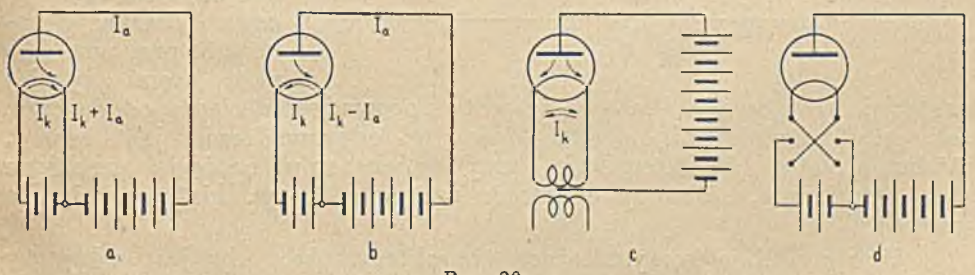
14. Zasilanie katody.

Regulacja prądu żarzenia lamp możliwa jest zasadniczo albo *na stałe natężenie prądu, albo na stałe napięcie.* Przeważnie stosuje się drugi z tych sposobów, głównie ze względu na większą dogodność — łatwo bowiem użyć jednego woltomierza dla dokonania pomiarów kolejno na szeregu lamp o napięciach żarzenia tego samego rzędu, ale o różnych prądach żarzenia. Pozatem — przy niskich napięciach i bardzo dużych prądach — woltomierz powoduje mniejsze straty mocy niż amperomierz. Wreszcie — przy stałem napięciu — w miarę rozpylania włókna zmniejsza się samoczynnie prąd, nie powodując przeciążenia katody, co miałoby miejsce przy regulacji na stały prąd żarzenia.

Wyjątek stanowią lampy odbiorcze o żarzeniu pośredniem, zasilane wprost z sieci prądu silnego, bez pośrednictwa transformatora zniżającego napięcie. Lampy te, o starannie kalibrowanej średnicy włókna i napięciu żarzenia $9 \div 20$ *V*, łączy się po kilka szeregowo, tak iż przez wszystkie przepływa ten sam prąd żarzenia. Jest to więc typowy przypadek regulacji na stałe natężenie prądu.

Regulacja prądowa ma również miejsce w lampach, których obwód żarzenia zawiera t. zw. warjator, utrzymujący stałe natężenie prądu w obwodzie (patrz niżej).

Znaczny wpływ na trwałość włókna ma sposób przyłączenia obwodu anodowego do katody. Jeżeli ujemny biegun obwodu anodowego przyłączony jest do ujemnego końca włókna, to przy końcu tym oba prądy sumują się i włókno jest w tem miejscu przeciążone (rys. 20 a). Gdy natomiast przyłączyć obwód anodowy do dodatniego końca katody, koniec ten pracuje przy niższej temperaturze, gdyż oba prądy odejmują się (rys. 20 b). Najbardziej równomiernie pracuje katoda żarzona prądem



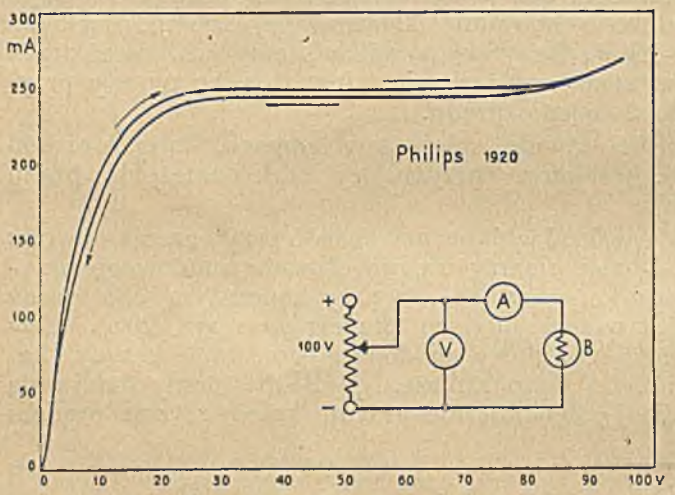
Rys. 20.

zmiennym, wówczas bowiem łatwo przyłączyć odprowadzenie prądu anodowego do środkowego punktu transformatora żarzenia (rys. 20 c), lub załączonego równolegle do włókna potencjometru, a wskutek zmian kierunku prądu żarzenia oba końce włókna są na zmianę przeciążane i od-

ciążane [1]). Dlatego do żarzenia lamp dużej mocy stosuje się najchętniej prąd zmienny. Gdy specjalne warunki wymagają żarzenia prądem stałym (jak np. w nadajnikach radjofonicznych), powinno się co 24 godziny przełączać końce katody (rys. 20 d). Wpływ prądu anodowego na katodę uwydatnia się szczególnie w lampach oszczędnościowych o dużej emisji, gdzie prąd emisyjny stanowi znaczny odsetek prądu żarzenia.

W urządzeniach lampowych, zasilanych prądem o niezbyt stałem napięciu (przenośne stacje wojskowe, odbiorniki zasilane z sieci oświetleniowej, a zwłaszcza z sieci małych elektrowni prądu stałego i t. p.) stosuje się regulację prądu żarzenia przy pomocy wspomnianych już *warjatorów* (z ang. baretter), włączonych szeregowo w obwód żarzenia.

Warjator jest to cienki drucik żelazny, umieszczony w bańce szklanej wypełnionej gazem obojętnym chemicznie (najczęściej wodorem) pod ciśnieniem około 0,1 atmosfery. Dzięki bardzo dużemu współczynnikowi temperatury żelaza, oporność drucika szybko rośnie ze wzrostem natężenia prądu wskutek czego warjator utrzymuje prawie że stałe natężenie prądu w szerokich granicach zmian napięcia na zaciskach (rys. 21).



Rys. 21.

Mechanizm działania warjatora jest następujący: przy nagłem podwyższeniu napięcia prąd nagle wzrasta, lecz w miarę nagrzewania się drucika rośnie jego oporność i prąd asymptotycznie wraca do dawnej wartości.

Podobne zjawisko, oparte na stygnięciu drucika, występuje przy obniżeniu napięcia zasilającego. Zauważyć należy, że przy wzroście prądu tem szybciej następuje równowaga, im gorsze jest odprowadzenie ciepła od drucika, zaś przy zmniejszeniu prądu — im to odprowadzenie jest lepsze. Wskutek tego charakterystyka przy zwiększaniu napięcia przebiega nieco odmiennie, niż przy obniżaniu napięcia, (t. zw. histereza cieplna warjatora).

Warjator daje korzystniejszą charakterystykę, gdy jest włączony w szereg z katodą lampy, dla której regulacji jest przeznaczony. Katoda bowiem, sama posiadając pewną bezwładność cieplną, wspomaga działanie warjatora.

---

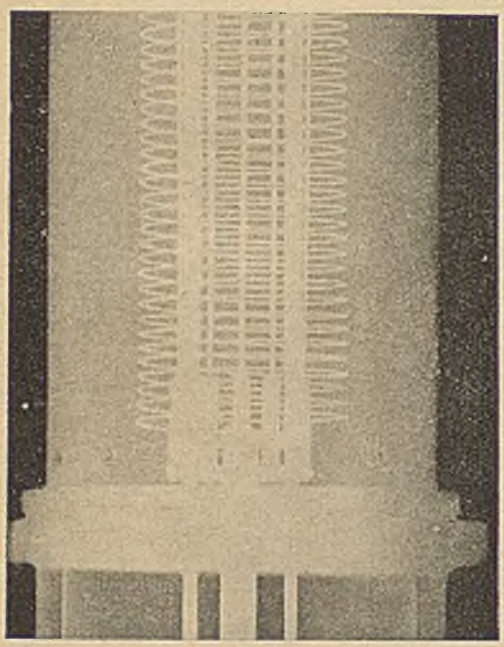
[1]) Według konstruktorów lamp, żarzenie prądem zmiennym przedłuża życie lampy o 50 ÷ 100%.

Szczególnie starannej regulacji żarzenia wymagają lampy wypełnione parą rtęci. Jeżeli bowiem w tych lampach napięcie żarzenia spadnie więcej niż o 5%, para rtęci zaczyna kondensować się i osiada na katodzie, co łącznie ze zmniejszeniem ciśnienia i związanym z tem wzrostem spadku napięcia na lampie powyżej dopuszczalnej granicy ($16 \div 20$ *V*) może doprowadzić do zniszczenia lampy.

ROZDZIAŁ II.

LAMPA TRÓJELEKTRODOWA.

Myśl elektrostatycznego oddziaływania na strumień elektronów, poruszających się wewnątrz lampy, powziął już w roku 1898 Lenard, umieszczając w tym celu w rurze katodowej elektrodę pomocniczą, zaopatrzoną w otwory. Urządzenie to stanowi podstawę nowoczesnej *lampy trójelektrodowej czyli triody*, zawierającej między anodą i katodą trzecią elektrodę o postaci spiralnej lub siatkowej, noszącą nazwę *siatki* (rys. 22). Elektroda, znajdująca się bliżej ładunku przestrzennego niż anoda, oddziaływa wobec tego na strumień elektronów silniej od anody, można więc zapomocą tej elektrody wywoływać znaczne stosunkowo zmiany prądu anodowego przy pomocy niewielkich zmian potencjałów. A więc dzięki wprowadzeniu siatki lampa elektronowa staje się przekaźnikiem elektrostatycznym, zdolnym do przekształcenia małych wahań napięcia, doprowadzonego do siatki, na znaczne wahania prądu w obwodzie anodowym.



Rys. 22.

Zdjęcie rentgenologiczne lampy Philips *TA* 20/250 (20 *kV* napięcia anodowego, 250 *kW* mocy użytecznej). Na zdjęciu widać bifilarną grubą katodę oraz siatkę w postaci spirali.

1. Charakterystyki lampy trójelektrodowej.

Idealna siatka powinna posiadać żeberka nieskończenie cienkie, by nie stanowiły one przeszkody dla przepływającego strumienia elektronów, równocześnie zaś powinna być idealnie gęsta, aby do ładunku przestrzennego, otaczającego katodę, nie dopuszczać linji pola elektrycznego, wychodzących

z anody. Jeżeli obydwa te warunki będą spełnione, ruch elektronów zależny będzie jedynie od pola elektrycznego, wytwarzanego między siatką i katodą, a prąd anodowy będzie funkcją różnicy potencjałów, siatki i ładunku przestrzennego. Siatka będzie wówczas stanowiła doskonałą osłonę elektrostatyczną między obydwiema elektrodami głównemi, hamując strumień elektronów, wysyłany przez katodę, lub przepuszczając go przez swe otwory, zależnie od tego, czy będzie miała potencjał ujemny, czy też dodatni w stosunku do ładunku przestrzennego, otaczającego katodę.

Do lampy z taką idealną siatką można dostosować równanie Langmuira, odnosząc je do wymiarów i napięcia siatki:

$$I_a = c_s U_s^{3/2}, \tag{18}$$

jeżeli przez c_s oznaczyć stałą geometryczną odniesioną do siatki, a przez U_s napięcie siatki względem katody.

Im mniej gęsta będzie siatka, oraz im bardziej będzie ona oddalona od katody, tem mniej doskonałe będzie jej działanie osłonne w stosunku do pola elektrycznego anody. Wpływ tej elektrody będzie malał, aż w końcu, gdy siatka będzie umieszczona blisko anody i będzie miała stosunkowo bardzo duże otwory, wpływ jej na strumień elektronów będzie znikomy i lampa upodobni się do lampy dwuelektrodowej.

Przy wykonaniu lampy trójelektrodowej dąży się w miarę możności, do stworzenia siatki idealnie gęstej i idealnie drobnej. Jednakże bezpośredniego działania pola elektrycznego anody na ładunek przestrzenny zniweczyć zupełnie nie można.

Wobec tego w lampie rzeczywistej prąd anodowy jest funkcją dwu czynników: potencjału siatki względem katody i potencjału anody względem katody (ściśle biorąc — funkcją tych potencjałów względem ładunku przestrzennego), co można wyrazić równaniem:

$$I_a = f(U_s, U_a). \tag{19}$$

Im bardziej siatka zbliża się do idealnej, tem bardziej jej działanie przeważa działanie anody, tem mniejszy zatem jest wpływ bezpośredni potencjału anody. Wpływ ten wyraża się wtedy pewnym ułamkiem całkowitej liczby linij pola elektrycznego, wychodzących z anody, gdyż większość ich kończy się na siatce, nie mogąc pokonać jej działania osłonnego. Ta część linij sił, która przedostaje się przez oczka siatki do ładunku przestrzennego, wywołuje bezpośrednio przyśpieszenie pewnej liczby elektronów w kierunku ku anodzie, niezależnie od działania siatki.

Poprzednie rozumowania można sprawdzić doświadczalnie, zdejmując dla lampy trójelektrodowej *charakterystyki prądu zmiennego*. Charakterystyki te będą oczywiście funkcją dwu zmiennych niezależnych: napięcia anodowego i napięcia siatkowego, wobec czego rozszerzy się układ służący do pomiaru (oprócz obwodu anodowego dochodzi jeszcze

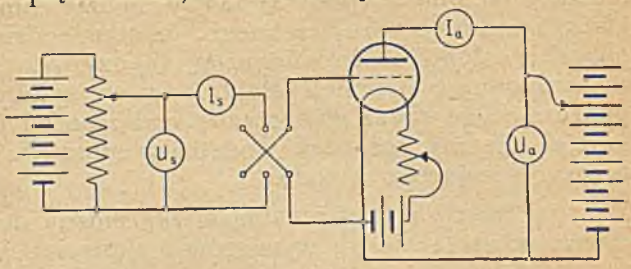
obwód siatkowy, rys. 23), pomiar zaś musi być wykonany stopniowo t. zn. utrzymując jedno napięcie stałe, a zmieniając kolejno drugie. W ten sposób otrzymuje się grupy charakterystyk:

$$I_a = f(U_s)_{U_a = \text{const}}, \quad (20)$$

przy różnych wartościach U_a, lub:

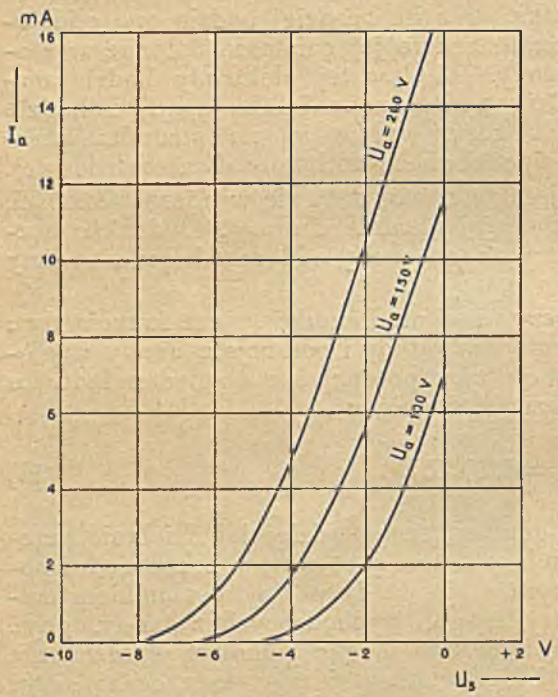
$$I_a = f(U_a)_{U_s = \text{const}}, \quad (20\,a)$$

przy różnych wartościach U_s.



Rys. 23.

Typowe wykresy zbiorów charakterystyk w obu układach podane są na rys. 24 a i b. Krzywe obu układów są funkcjami tych samych zmiennych, można więc, mając zdjęte charakterystyki w jednym układzie, przekształcić je graficznie na układ drugi.



Rys. 24 a.

Podane dla przykładu charakterystyki dowodzą, że prąd anodowy rośnie lub maleje zarówno pod wpływem napięcia anodowego, jak i napięcia siatkowego i że zmiany prądu, wywołane przez pewien przyrost (dodatni lub ujemny) napięcia siatkowego są większe, niż zmiany prądu wywołane przez taki sam przyrost napięcia anodowego.

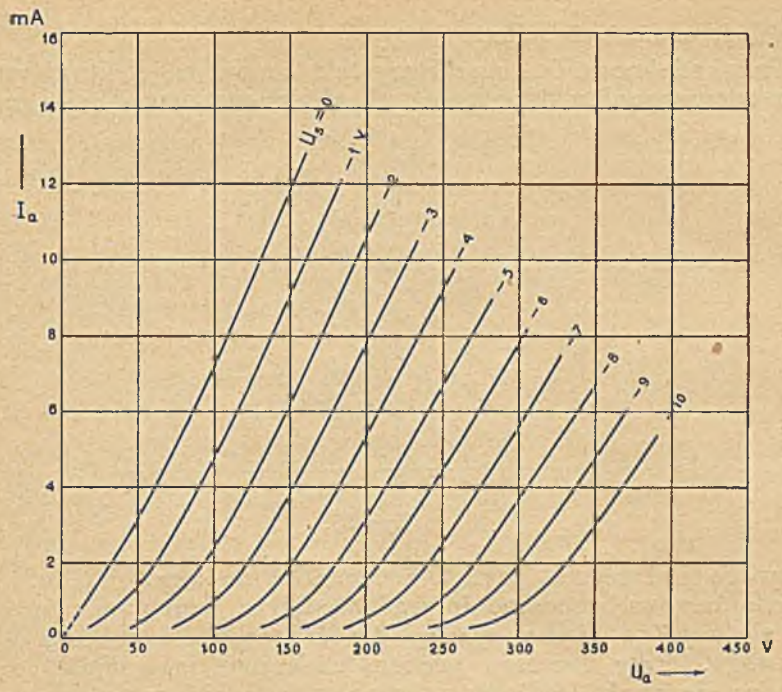
Istnieje wreszcie trzeci układ wyrażający związek między napięciami U_s i U_a przy stałej wartości prądu anodowego (rys. 24 c):

$$U_s = f(U_a)_{I_a = \text{const}}, \quad (20\,b)$$

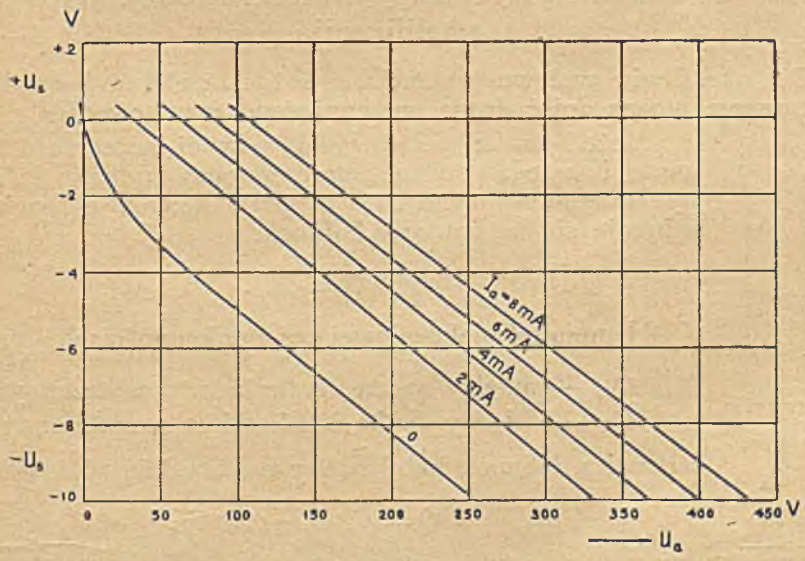
bardzo dogodny np. przy rozpatrywaniu modulacji generatorów lampowych.

Graficzna transformacja jednego układu charakterystyk na drugi jest bardzo prosta, można więc zdejmować charakterystyki w dowolnym układzie współrzędnych, a następnie przekształcić na inny.

Zbiór charakterystyk można również przedstawić w układzie trójwymiarowym, jak na rys. 25.



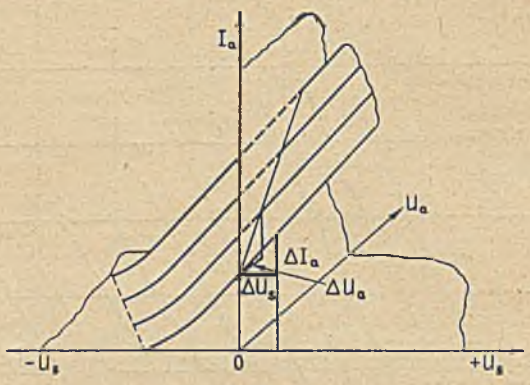
Rys. 24 b.



Rys. 24 c.

Punkt odniesienia układu lampy.

Przy zdejmowaniu charakterystyk lampy trójelektrodowej ważne jest ustalenie punktu odniesienia układu trzech obwodów — anodowego,

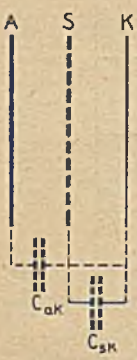


Rys. 25.

siatkowego i żarzenia, czyli t. zw. *punktu zerowego* układu. Dla lamp z katodą żarzoną bezpośrednio prądem stałym, jako punkt zerowy przyjmuje się *wspólny biegun ujemny* źródła prądu żarzenia i źródła prądu anodowego. Przy żarzeniu prądem zmiennym jako punkt zerowy wyprowadza się *punkt środkowy* wtórnego uzwojenia transformatora żarzenia. Przy żarzeniu pośredniem katodę łączy się bezpośrednio z biegunem ujemnym źródła prądu anodowego.

2. Równanie charakterystyk lampy trójelektrodowej. Współczynnik amplifikacji.

Do określenia wpływu potencjału każdej z elektrod na ładunek przestrzenny, można dojść drogą następującego rozumowania:



Rys. 26.

Jeżeli w lampie dwuelektrodowej pojemność między anodą i katodą (ściśle biorąc, między anodą i ładunkiem przestrzennym) wynosi C, to przy różnicy potencjałów U indukuje się na katodzie ładunek:

$$Q = C\,U. \qquad (a)$$

W lampie trójelektrodowej zaś o pojemnościach [1]) (rys. 26):

C_{ak} — między anodą i ładunkiem przestrzennym, oraz
C_{sk} — między siatką i ładunkiem przestrzennym,

całkowity ładunek indukowany na katodzie wynosi:

$$Q = C_{sk}\,U_s + C_{ak}\,U_a. \qquad (b)$$

[1]) Są to pojemności między samemi tylko elektrodami, a nie pojemności całkowite łącznie z doprowadzeniami i oprawkami (patrz rozdział V).

Posługując się równaniem (b) można zastąpić lampę trójelektrodową lampą dwuelektrodową, której anoda znajduje się w miejscu siatki lampy trójelektrodowej, i której potencjał względem ładunku przestrzennego wywiera taki sam wpływ na strumień elektronowy, jak wypadkowe działanie obu potencjałów lampy trójelektrodowej. Warunek ten będzie spełniony, gdy:

$$C_{sk}\, U_s + C_{ak}\, U_a = C\, U. \tag{c}$$

Z równania (c) obliczyć można potencjał wypadkowy czyli *potencjał zastępczy, odniesiony do płaszczyzny siatki:*

$$U = \frac{1}{C}\left(C_{sk}\, U_s + C_{ak}\, U_a\right) = \frac{C_{sk}}{C}\left(U_s + \frac{C_{ak}}{C_{sk}}\, U_a\right), \tag{d}$$

przyczem z dostateczną ścisłością można przyjąć, że pojemność tej anody zastępczej jest równa sumie pojemności obu elektrod — siatki i anody, czyli [1]):

$$C = C_{sk} + C_{ak}. \tag{e}$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$\frac{C_{sk}}{C_{ak}} = K, \tag{21}$$

a więc:

$$\frac{C_{sk}}{C} = \frac{K}{K+1}, \tag{21 a}$$

otrzymuje się wzór na napięcie zastępcze, działające w płaszczyźnie siatki, w postaci:

$$U = \frac{K}{K+1}\left(U_s + \frac{U_a}{K}\right), \tag{f}$$

lub też:

$$U = \frac{1}{K+1}\left(K\, U_s + U_a\right). \tag{g}$$

Jeżeli jest spełniony warunek $K \gg 1$, co w większości lamp ma miejsce, to zamiast równania (f) można napisać w przybliżeniu:

$$U \cong U_s + \frac{U_a}{K}. \tag{h}$$

---

[1]) Zmniejszenie pojemności siatki, spowodowane jej otworami, wyrównuje pojemność anoda — katoda, dzięki czemu sumę obu tych pojemności cząstkowych można uważać za równą pojemności elektrody jednolitej, umieszczonej w miejscu siatki.

A zatem, przez analogję do równania Childa — Langmuira, można napisać, opierając się na równaniu (f), t. zw. równanie Barkhausena:

$$I_a = c_s \left(\frac{K}{K+1}\right)^{3/2} \left(U_s + \frac{U_a}{K}\right)^{3/2}, \tag{23}$$

lub

$$I_a = c_s \left(\frac{1}{K+1}\right)^{3/2} (KU_s + U_a)^{3/2}, \tag{24}$$

w którem:

$$c_s = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{S_s}{{x_s}^2},$$

gdzie x_s jest odległością siatki od katody (ładunku przestrzennego), a S_s — powierzchnią fikcyjnej elektrody zastępczej w miejscu siatki (powierzchnią siatki bez uwzględnienia oczek).

Jeżeli K jest dostatecznie wielkie wobec jedności, to można uwzględnić przybliżenie (h), co upraszcza równanie (23) i (24) do postaci:

$$I_a = c_s \left(U_s + \frac{U_a}{K}\right)^{3/2}, \tag{23 a}$$

oraz:

$$I_a = c_s \frac{1}{K^{3/2}} (KU_s + U_a)^{3/2}. \tag{24 a}$$

Wielkość:

$$K = \frac{C_{sk}}{C_{ak}}$$

nosi nazwę *współczynnika amplifikacji* (napięciowej) lampy trójelektrodowej.

Pojęcie współczynnika amplifikacji posiada bardzo doniosłe znaczenie dla teorji lampy trójelektrodowej. Opiera się na niem najbardziej ogólne zastosowanie tej lampy, jako *wzmacniacza* prądów elektrycznych, polegające w zasadzie na tem, że *każda zmiana wywołana w różnicy potencjałów, występującej między siatką a katodą, wywiera na przepływ prądu anodowego takie działanie, jakie wywarłaby K-krotnie większa zmiana różnicy potencjałów między anodą a katodą.*

W ten sposób lampa trójelektrodowa jest niejako *transformatorem* napięcia o przekładni K, jest jednak równocześnie *przekaźnikiem*, albowiem energji wyzwalanej w obwodzie wtórnym (anodowym), nie czerpie z obwodu pierwotnego (obwodu siatki), lecz pobiera ją ze źródła miejscowego, którem jest baterja anodowa. Przytem lampa trójelektrodowa jest przekaźnikiem wolnym od bezwładności mechanicznej, gdyż przekazywanie zmian energji odbywa się tu dzięki elektrostatycznemu oddziaływaniu siatki na strumień swobodnych elektronów. Sprawia to, że

lampa trójelektrodowa, zwana też *przekaźnikiem elektronowym*, zdolna jest przekazywać wiernie zmiany napięcia siatki rzędu miljonów okresów na sekundę.

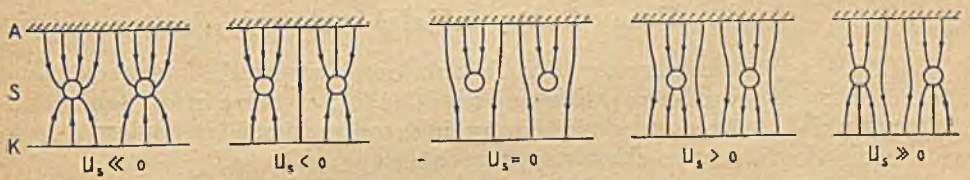
W literaturze niemieckiej, a za nią i rosyjskiej, spotyka się zamiast współczynnika amplifikacji jego odwrotność:

$$D = \frac{1}{K} = \frac{C_{ak}}{C_{sk}}, \tag{25}$$

zwaną — według Barkhausena — *współczynnikiem przenikania* lampy czyli *przenikiem* (niem. Durchgriff, od durchgreifen — przedostawać się, przenikać) [1]). Współczynnik przenikania wyraża, jaki ułamek linij pola elektrycznego anody przenika, pomimo działania osłonnego siatki, bezpośrednio do ładunku przestrzennego, jest więc miarą niedoskonałości budowy siatki.

3. Rozmieszczenie pola elektrycznego wewnątrz lampy trójelektrodowej.

Działanie siatki w lampie trójelektrodowej wyjaśnią najlepiej wykresy rys. 27, przedstawiające rozmieszczenie pól elektrycznych wewnątrz lampy przy różnych potencjałach siatki względem katody.



Rys. 27.

Gdy potencjał siatki jest znacznie niższy od potencjału katody ($U_s \ll 0$), wszystkie linje pola elektrycznego anody kończą się na siatce, nie mogąc dojść do ładunku przestrzennego. A że i względem katody siatka posiada znaczny potencjał ujemny, pole „siatka — katoda" skierowane jest ku siatce, uniemożliwiając ruch elektronów od katody. Prąd anodowy równa się zeru.

Gdy wartość bezwzględna ujemnego potencjału siatki zmniejszy się ($U_s < 0$), część linij pola anody zaczyna przenikać ku ładunkowi przestrzennemu katody. Dzięki temu część elektronów, zawartych w tym ładunku, doznaje przyśpieszenia wzdłuż tych linij, tworząc prąd anodowy.

Z chwilą zrównania się potencjału siatki z potencjałem katody ($U_s = 0$), pole „siatka — katoda" znika, a ilość linij dochodzących z anody do katody rośnie, powodując dalszy wzrost prądu anodowego.

Skoro siatka otrzyma potencjał dodatni względem katody ($U_s > 0$), powstaje ponownie pole elektryczne „siatka — katoda", lecz w kierunku przeciwnym, a zarazem następuje dalszy wzrost linij dochodzących

[1]) Spotyka się również nazwę *„przechwyt"*.

z anody do katody. Otrzymujemy teraz dalszy wzrost prądu anodowego pod wpływem działania przyśpieszającego nietylko anody, ale i siatki. Teraz jednakże pod działaniem linij pola elektrycznego, wychodzącego z siatki część elektronów odgałęzia się od głównego strumienia i porusza się wzdłuż tych linij, dając początek prądowi, płynącemu między katodą i siatką t. zw. *prądowi siatkowemu.*

Dalsze podwyższanie potencjału dodatniego siatki ($U_s \gg 0$), powoduje coprawda dalszy wzrost prądu anodowego, lecz kosztem tego prądu rośnie również prąd siatkowy.

Stąd wynika, że tylko przy ujemnych (względem katody) potencjałach siatki, prąd emisyjny katody jest zarazem prądem anodowym. Z chwilą bowiem, gdy potencjał siatki staje się dodatni, pochłania ona część prądu emisyjnego, tak, iż mamy:

$$I_e = I_a + I_s, \tag{26}$$

i dlatego przy dodatnich potencjałach siatki należy odróżniać rzeczywisty prąd anodowy od prądu emisyjnego.

Przy wyższych napięciach siatkowych i stosunkowo niskich napięciach anodowych zjawisko staje się bardziej złożone z powodu wtórnej emisji elektronów z anody i z siatki.

4. Cechy lampy trójelektrodowej.

Charakterystyka lampy dwuelektrodowej wyrażała związek dwu zmiennych: jednej zależnej, drugiej niezależnej; a więc nachylenie charakterystyki (a także oporność lampy jako odwrotność nachylenia) było wielkością dostatecznie charakteryzującą lampę.

W lampie trójelektrodowej występują trzy zmienne: jedna zależna, dwie niezależne, których związek nie da się wyrazić zapomocą jednej krzywej: potrzeba do tego albo grupy krzywych, albo też powierzchni krzywej w układzie trójwymiarowym. Konieczne więc są trzy parametry, czyli cechy lampy, wiążące kolejno poszczególne pary zmiennych i charakteryzujące daną lampę.

W układzie $I_a = f(U_s)$ (rys. 28 a), lampę charakteryzuje przedewszystkiem *nachylenie charakterystyki* $I_a = f(U_s)$ jako pochodna cząstkowa względem U_s równania:

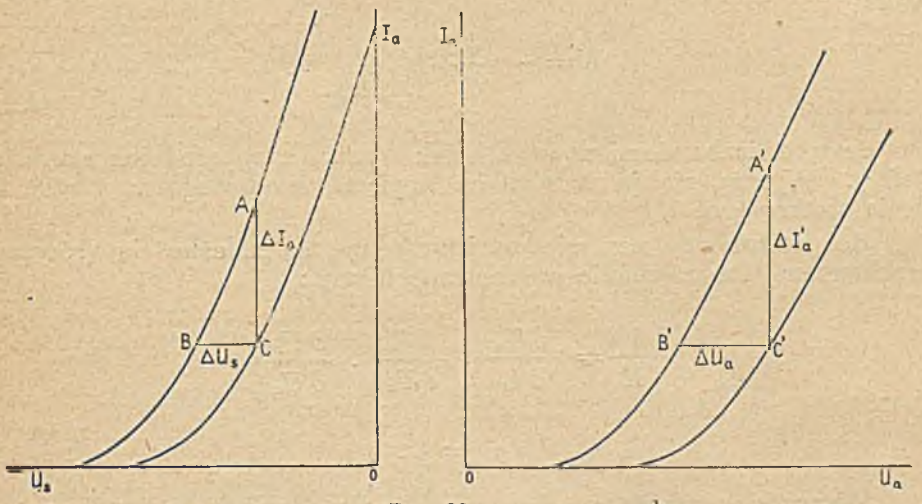
$$I_a = c_s \left(U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{3/2},$$

przy stałem napięciu anodowem, czyli jako:

$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_s} \right)_{U_a = \text{const}} = \frac{3}{2} c_s \left(U_s + \frac{U_a}{K} \right)^{1/2}. \tag{27}$$

Wielkość ta, o wymiarze przewodności, bardziej ściśle może być nazwana *współczynnikiem wzmocnienia* prądowego (w skrócie „współ-

czynnik prądowy"), wyraża ona bowiem przyrost prądu anodowego, wywołany jednostkowym przyrostem potencjału siatki względem katody. Wielkość S wyraża zresztą nachylenie krzywej jedynie w układzie



Rys. 28.

$I_a = f(U_s)$. Z równania (27) wynika, że S nie jest wielkością stałą, lecz zależy od obu napięć działających na lampę.

Wielkość S podaje się zwykle w miliamperach (prądu anodowego) na 1 wolt (napięcia siatkowego).

Jak wynika ze wzoru (27), współczynnik prądowy jest proporcjonalny do stałej c_s, jest więc tem większy, im bliżej katody leży siatka i im większa jest jej powierzchnia zastępcza. A więc podobnie jak w diodzie tak i w triodzie wyższość ma katoda o żarzeniu pośredniem.

Drugą wielkością charakteryzującą lampy trójelektrodowe jest *oporność dynamiczna* jej obwodu anodowego:

$$\rho = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a}\right)_{U_s = \text{const}} = \frac{1}{\left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right)_{U_s = \text{const}}} = \frac{2}{3} \frac{K}{c_s \left(U_s + \frac{U_a}{K}\right)^{1/2}}. \qquad (28)$$

Jest to oporność, jaką przedstawia obwód anodowy lampy dla przepływającego przez nią prądu zmiennego. Podobnie jak S, jest i ρ wielkością zmienną.

Oporność lampy podaje się zwykle w omach.

Trzecia wreszcie wielkość jest to znany już *współczynnik amplifikacji* (napięciowy), który obliczyć można po zróżniczkowaniu względem U_s równania:

$$I_a = C_s \left(U_s + \frac{U_a}{K}\right)^{3/2} = \text{const}.$$

Wtedy:

$$1 + \frac{1}{K} \cdot \frac{\partial U_a}{\partial U_s} = 0,$$

skąd [1]):

$$K = - \left(\frac{\partial U_a}{\partial U_s} \right)_{I_a = \text{const}} . \tag{29}$$

Jest to liczba niemianowana i, jak wynika z poprzednich rozważań, stała [2]). Wyraża się ją w woltach napięcia anodowego na 1 wolt napięcia siatkowego.

Rozpatrzone tu trzy wielkości, związane są zależnością (równanie Barkhausena, lub równanie wewnętrzne lampy):

$$\rho S \frac{1}{K} = \left| \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right| \cdot \left| \frac{\partial I_a}{\partial U_s} \right| \cdot \left| \frac{\partial U_s}{\partial U_a} \right| = 1$$

czyli:

$$\rho S = K. \tag{30}$$

Wszystkie wchodzące do tego równania wielkości są wyrażone w jednostkach układu praktycznego, a więc: K w woltach na wolt, ρ w omach, S w amperach na wolt (można też wyrażać ρ w kiloomach, ale wtedy S musi być wyrażone w miliamperach na wolt).

Równanie wewnętrzne lampy jest słuszne, jeżeli wszystkie wielkości lampy zostały zmierzone w tem samem miejscu pola charakterystyk, a przyrosty ΔU_a, ΔU_s i ΔI_a są dostatecznie małe, aby je uważać za odcinki prostych.

Na rys. 29 zestawione są porównawczo, w obu zasadniczych układach współrzędnych, uproszczone charakterystyki lamp o różnych wartościach K, ρ i S.

Praktycznie charakterystyki lampy trójelektrodowej są w dość szerokim zakresie prawie prostolinijne, dzięki czemu K, ρ i S lampy wyznaczyć można geometrycznie zapomocą przyrostów skończonych, mając do rozporządzenia przynajmniej dwie charakterystyki w jednym z układów rys. 24.

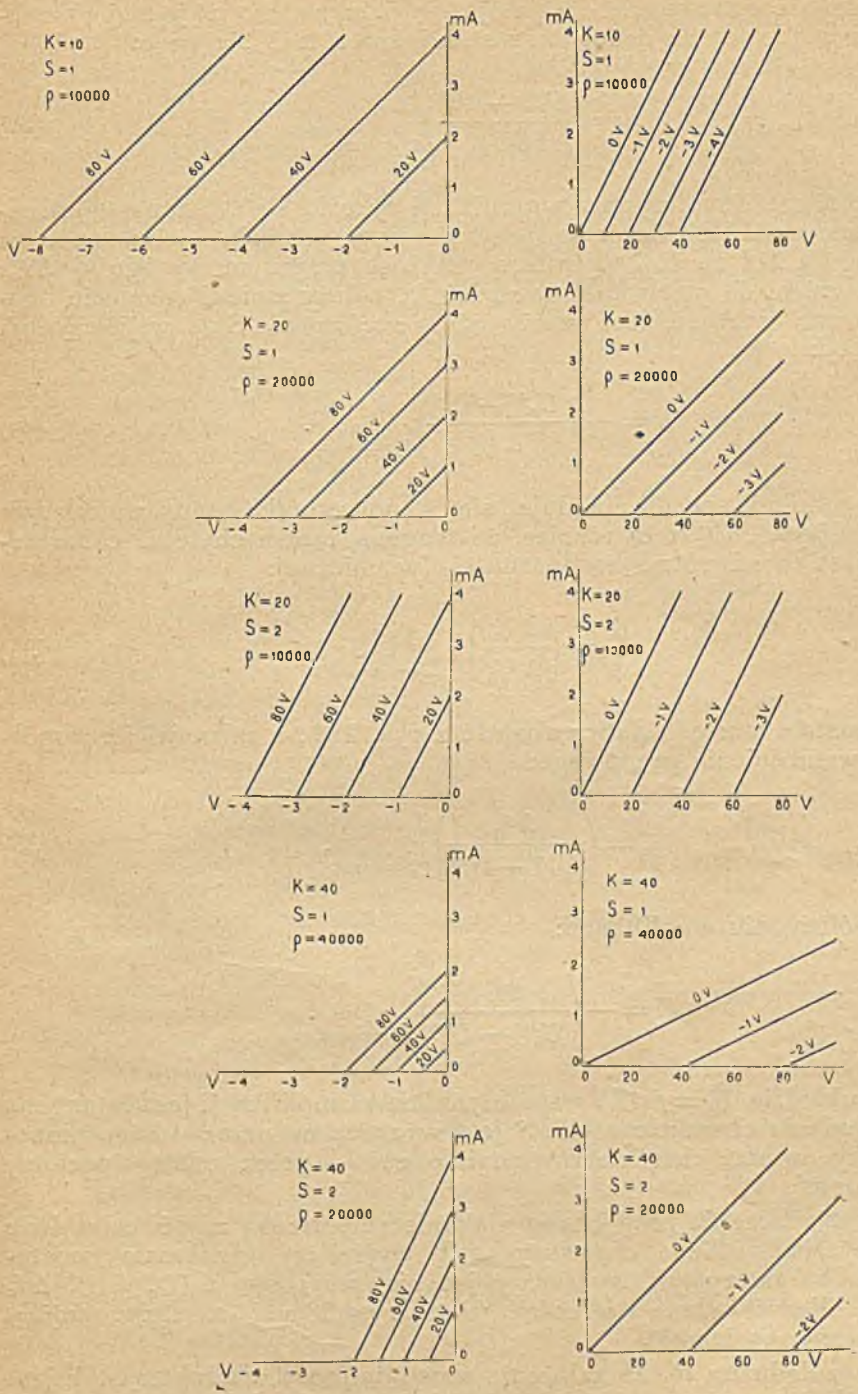
W układzie $I_a = f(U_s)$ (rys. 28 a), S jest równe tangensowi kąta nachylenia części prostolinijnej:

$$S = \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_s} \right)_{U_a = \text{const}} = \operatorname{tg} \alpha. \tag{31}$$

---

[1]) Zaznaczyć tu trzeba, że wielkość K jest co do swej istoty wielkością bezwzględnie dodatnią. Znak minus, stojący przed pochodną wyrażającą K, oznacza tylko, że wzrostom napięcia anodowego o ΔU_a, odpowiadają zmniejszenia napięcia siatkowego o ΔU_s.

[2]) Zastrzeżenia co do stałości K są podane dalej w tymże paragrafie.


K=10
S=1
ρ=10000
80 V
60 V
40 V
20 V
mA
V
K=10
S=1
ρ=10000
0 V
-1 V
-2 V
-3 V
-4 V
K=20
S=1
ρ=20000
K=20
S=2
ρ=10000
K=40
S=1
ρ=40000
K=40
S=2
ρ=20000

Rys. 29.

Oporność dynamiczną otrzymuje się przechodząc z jednej charakterystyki anodowej na drugą przy stałej wartości U_s, a więc:

$$\rho = \left(\frac{U_a'' - U_a'}{\Delta I_a} \right)_{U_s = \text{const}} . \tag{32}$$

Natomiast współczynnik amplifikacji określa się drogą następującego rozumowania: zwiększenie przy pewnem napięciu siatki, napięcia anodowego z U_a' na U_a'' wywołuje przyrost prądu anodowego o ΔI_a; chcąc powrócić do pierwotnej wartości I_a, należy zmienić napięcie siatki o pewną wartość, lecz w *kierunku przeciwnym*. Stąd współczynnik amplifikacji:

$$K = - \left(\frac{U_a'' - U_a'}{\Delta U_s} \right)_{I_a = \text{const}} . \tag{33}$$

W podobny sposób znajduje się współczynniki lampy w układzie $I_a = f(U_a)$ (rys. 28 b), z tą różnicą, że tangens kąta nachylenia charakterystyki jest tu odwrotnością oporności dynamicznej:

$$\frac{1}{\rho} = \left(\frac{\Delta I_a}{\Delta U_a} \right)_{U_s = \text{const}} . \tag{34}$$

Pozostałe wartości łatwo znaleźć z rys. 28 b, a mianowicie: współczynnik wzmocnienia prądowego:

$$S = \left(\frac{\Delta I_a}{U_s'' - U_s'} \right)_{U_a = \text{const}} , \tag{35}$$

oraz współczynnik amplifikacji:

$$K = - \left(\frac{\Delta U_a}{U_s'' - U_s'} \right)_{I_a = \text{const}} .$$

W układzie $U_s = f(U_a)$ współczynnikiem amplifikacji jest cotangens kąta nachylenia charakterystyki, S jest wyznaczone przez odstęp pionowy między dwiema charakterystykami, ρ zaś — przez odstęp poziomy między niemi.

Dla wyznaczenia cech lampy niekoniecznie trzeba zdjąć całe dwie charakterystyki. Można, obrawszy punkt wyjściowy w zakresie prostolinijności charakterystyk, wyznaczyć jedynie przyrosty ΔU_a, ΔU_s, ΔI_a i z nich obliczyć żądane wielkości. (Patrz rys. 28 a i b, t. zw. *trójkąt charakterystyczny lampy*).

Ze względu na to, że założenie prostolinijności charakterystyk jest tylko przybliżone, pomiar K, S i ρ będzie tem dokładniejszy i zgodność

z równaniem wewnętrznem lampy $K = \rho S$ tem większa, im mniejszemi przyrostami operuje się przy pomiarze.

Jak już wskazano, ρ i S nie są wielkościami stałemi, zależą bowiem od punktu pracy lampy. Jednakże w granicach prostolinijności charakterystyk i po stronie ujemnych wartości napięcia siatki, uważać je można, oczywiście z pewnem przybliżeniem, za stałe.

Współczynnik amplifikacji zasadniczo jest wielkością stałą, pomiary wykazują jednak, że na początku charakterystyk oraz przy dodatnich wartościach napięcia siatki jest on mniejszy, niż na odcinku średnim charakterystyk. Wynika to z osłonnego działania siatki, zwłaszcza, gdy jej żeberka są stosunkowo grube, skutkiem czego nie cała katoda w równej mierze bierze udział w emisji strumienia anodowego i rozmieszczenie ładunku przestrzennego ulega pewnym zmianom, zależnie od punktu pracy lampy.

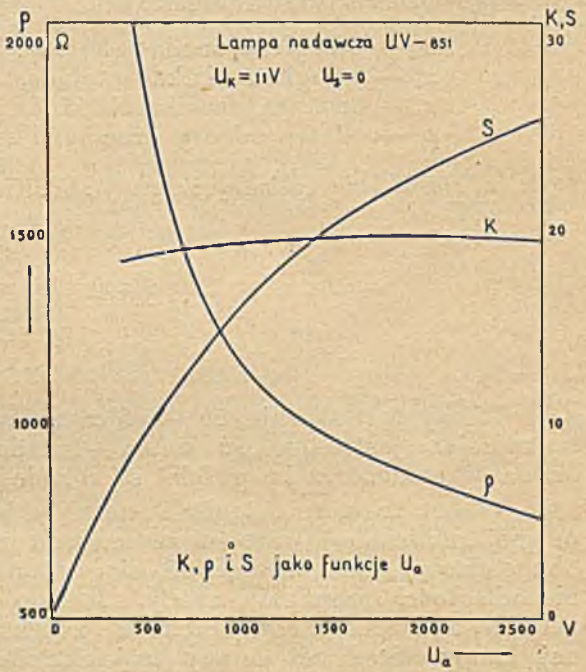
Zmienność K występuje szczególnie wyraźnie w lampach żarzonych pośrednio, ze względu na małą odległość siatki od katody.

Zależność wielkości K, ρ i S od punktu, w którym wykonano pomiar, są podane, dla większej lampy nadawczej *RCA*, na rys. 30.

W zakresie dodatnich wartości U_s, skutkiem odgałęzienia się prądu siatki od ogólnego prądu emisyjnego, występują znaczne odchylenia od przebiegu teoretycznego. Jedynie suma prądów:

$$I_e = I_a + I_s,$$

stosuje się do praw poprzednio podanych, dla niej też wielkości fikcyjne K_e, S_e i ρ_e, odniesione do odtworzonej charakterystyki prądu I_e, będą się zgadzały z wartościami K, ρ i S obliczonemi teoretycznie.



Rys. 30.

Wartości K, ρ i S, podawane w tabelach firm produkujących lampy, odnoszą się zwykle do miejsca o największem wzmocnieniu prądowem [1]). Dla lamp odbiorczych i modulacyjnych wykonywa się pomiar zawsze dla wartości ujemnych U_s; dla lamp generatorowych, zwłaszcza o dużym współczynniku amplifikacji — niekiedy przy nieznacznych wartościach dodatnich U_s.

[1]) Niektóre firmy podają w swych katalogach S maksymalne i S normalne (średnie).

5. Zależność współczynnika amplifikacji od wymiarów lampy.

Współczynnik amplifikacji lampy obliczyć można w przybliżeniu według następujących wzorów:

a) *dla układu płaskiego*, o ile jest spełniony warunek $r \ll p_s \ll x_s$, (W. Schottky):

$$K = \frac{2\pi x_s}{p} \cdot \frac{\frac{x_a}{x_s} - 1}{ln \frac{p}{2\pi r_s}} \cdot \tag{37}$$

We wzorze tym oznaczają:

x_a — odległość anoda — katoda,
x_s — odległość siatka — katoda,
r_s — promień drucika siatki,
p — odstęp między drucikami siatki.

b) *dla układu cylindrycznego* (R. W. King), przy założeniu $r_s \ll p \ll x_s$:

$$K = \frac{2\pi x_s}{p} \cdot \frac{lg \frac{x_a}{x_s}}{lg \frac{p}{2\pi r_s}} \cdot \tag{37a}$$

Wzory te wskazują, że współczynnik amplifikacji jest tem większy, im mniejsza jest odległość siatka — katoda w porównaniu z odległością anoda — katoda, oraz im gęściej są rozmieszczone żeberka siatki.

Wobec tego, że odległość siatki od katody nie może przekroczyć pewnej minimalnej wartości ze względu na niebezpieczeństwo zwarcia obu elektrod, duże wartości K osiągnąć można jedynie przez zwiększenie odległości (promienia) anody. Jest to jednak, jak wynika z równania (28), związane z równoczesnem zwiększeniem oporności dynamicznej lampy. Stąd też lampy trójelektrodowe o dużym współczynniku amplifikacji mają również i dużą oporność wewnętrzną.

W budowie lamp trój- i wieloelektrodowych jest rzeczą ważną, aby siatka wystawała poza anodę, w przeciwnym bowiem razie pole rozproszone na krawędziach anody działa bezpośrednio na ładunek przestrzenny katody [1]). Skutkiem tego prąd anodowy, pomimo znacznego nawet ujemnego potencjału siatki, nie spada do zera, a charakterystyka przedłuża się na dolnym końcu, tworząc t. zw. „ogon". Wada ta występuje szczególnie w lampach wielosiatkowych [2]), gdzie trudno zachować odpowiednie proporcje między poszczególnemi elektrodami. „Ogon"

---

[1]) Patrz J. Groszkowski: Lampa katodowa trójelektrodowa z zakrótką siatką. P. R. IV, str. 9, r. 1926.

[2]) Patrz rys. 77 w rozdziale III.

występuje również w lampach o małym współczynniku amplifikacji (niektóre lampy głośnikowe), a to z powodu zbyt wielkich odstępów między żeberkami siatki.

6. Znaczenie oporności dynamicznej. Oporność dla napięcia stałego.

Oporność dynamiczna lampy trójelektrodowej, podobnie jak dwuelektrodowej, jest opornością, jaką przedstawia lampa dla prądu zmiennego, płynącego przez jej obwód anodowy.

W odniesieniu do napięć stałych lampa ma oporność statyczną:

$$r_a = \frac{U_a}{I_a}, \tag{38}$$

której wartość zależy od napięcia siatkowego. Gdy prąd anodowy wynosi zero, a więc gdy ma miejsce zależność [patrz równania (23) i (24)]:

$$U_s = -\frac{U_a}{K},$$

oporność statyczna jest nieskończenie wielka, w dalszym zaś ciągu przy stałem napięciu anodowem, a rosnącem U_s maleje, aż wreszcie przy prądzie nasycenia dochodzi do wartości stałej:

$$\left(r_a\right)_{\min} = \frac{U_a}{I_{ns}}. \tag{38a}$$

Tą właśnie zmiennością oporności statycznej obwodu anodowego w zależności od napięcia siatki wyjaśnić można działanie lampy trójelektrodowej. A mianowicie: przy stałem napięciu anodowem prąd anodowy ulega zmianom dzięki chwilowym zmianom oporności statycznej pod wpływem zmian napięcia siatki.

Fizyczne znaczenie zarówno statycznej, jak i dynamicznej oporności lampy jest oczywiście to samo, co i w lampie dwuelektrodowej — jest ona miarą ciepła wydzielonego w anodzie pod wpływem bombardowania przez elektrony.

Przy projektowaniu anody w lampie trójelektrodowej należy się kierować zasadami, podanemi dla lampy dwuelektrodowej (rozdział I § 10).

7. Uproszczone charakterystyki lampy.

Charakterystyki rzeczywiste lampy można zastąpić linjami prostemi, ułatwiając w ten sposób przeprowadzenie obliczeń analitycznych z dokładnością, wystarczającą dla celów technicznych.

W układzie $I_a = f(U_s)$ charakterystykę rzeczywistą dla danego $U_a = \text{const}$ można zastąpić przez styczną [1]), poprowadzoną do prawie pro-

[1]) Można również zastąpić charakterystyki rzeczywiste nie stycznemi, lecz linjami prostemi, odpowiadającemi *średniemu* nachyleniu charakterystyk.

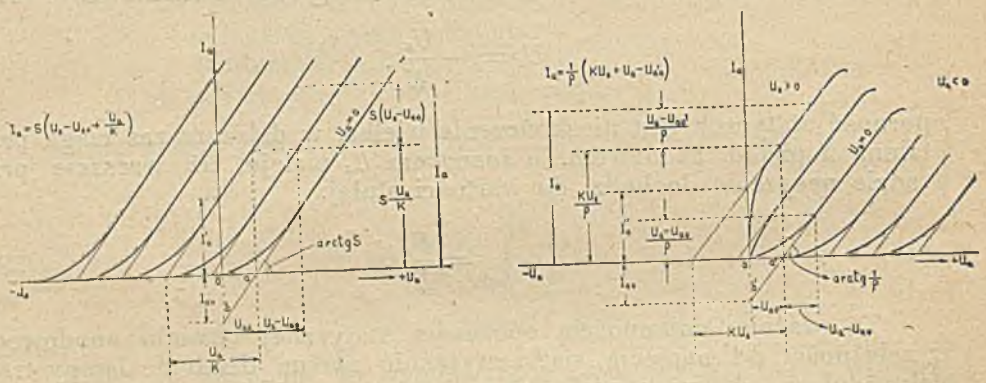
stolinijnej części charakterystyki (rys. 31 a). Prosta ta oczywiście ma stałe nachylenie, można więc napisać:

$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_s}\right)_{U_a = \text{const}} = \text{const},$$

skąd po scałkowaniu otrzymuje się równanie prądu:

$$I_a = S \int dU_s = S\,U_s + c. \tag{a}$$

Stała c uwzględnia przesunięcie charakterystyk pod wpływem napięcia $\frac{U_a}{K}$, oraz przesunięcie charakterystyki początkowej (fikcyjnej, dla $U_a = 0$) względem początku układu. Stałą tę wyznacza się na podsta-



a Rys. 31. b

wie rys. 31 a przy założeniu warunków początkowych, a mianowicie dla danego [1]) $U_a = \text{const}$ przyjmuje się:

$$U_s = 0,$$

wtedy:

$$c = I_a'.$$

Jak wynika z rys. 31 a, wielkość prądu I_a' wynosi wówczas:

$$I_a' = S\left(\frac{U_a}{K} - U_{so}\right).$$

Podstawiając tę wartość do równania (a), otrzymuje się:

$$I_a = S\left(U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K}\right). \tag{39}$$

[1]) Dla przeprowadzenia takiej konstrukcji rysunkowej należy obrać wartość $U_a = \text{const}$ na tyle dużą, aby punkt przecięcia charakterystyki z osią rzędnych wykresu wypadał na prostolinijnej części charakterystyki.

Aby wyznaczyć S, przedłuża się fikcyjną charakterystykę prostolinijną dla $U_a = 0$ aż do przecięcia z osią x-ów w punkcie a, o odciętej równej U_{so}, a z osią y-ów w punkcie b, o rzędnej równej I_{ao}.

Stąd oblicza się:

$$S = \frac{I_{ao}}{U_{so}}. \tag{39 a}$$

W analogiczny sposób równanie charakterystyk prostolinijnych można znaleźć w układzie $I_a = f(U_a)$ (rys. 31 b).

W układzie tym wychodzi się z równania:

$$\frac{1}{\rho} = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right)_{U_s = \text{const}} = \text{const},$$

z którego, przy założeniu $\rho = \text{const}$, znajduje się równanie prądu dla $U_s = \text{const}$:

$$I_a = \frac{1}{\rho}\int d\,U_a = \frac{U_a}{\rho} + c'. \tag{b}$$

Stała c' uwzględnia tu przesunięcie charakterystyk pod wpływem napięcia KU_s oraz przesunięcie charakterystyki dla $U_s = 0$ względem początku układu o wartość U_{ao} (rys. 31 b). Dla warunków początkowych:

$$U_a = 0,$$

otrzymuje się:

$$c' = I_a''.$$

Z rys. 31 b wynika, że:

$$I_a'' = \frac{1}{\rho}(KU_s - U_{ao}).$$

Przez podstawienie tej wartości do równania (b) otrzymuje się równanie lampy:

$$I_a = \frac{1}{\rho}(U_a - U_{ao} + KU_s) = S\left(\frac{U_a - U_{ao}}{K} + U_s\right). \tag{40}$$

Oporność wewnętrzną znajduje się z rys. 31 b jako:

$$\rho = \frac{U_{ao}}{I_{ao}}. \tag{40 a}$$

Współczynnik amplifikacji wynosi [równania (39 a) i (40 a)]:

$$K = \rho S = \frac{U_{ao}}{I_{ao}} \cdot \frac{I_{ao}}{U_{so}} = \frac{U_{ao}}{U_{so}}.$$

Przy pomocy tej równości można dowieść identyczności równań (40) i (39). A mianowicie:

$$I_a = S\left(\frac{U_a}{K} - U_{ao}\frac{U_{so}}{U_{ao}} + U_s\right) = S\left(U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K}\right).$$

Posługiwanie się charakterystykami $I_a = f(U_a)$ jest o tyle dogodniejsze, że posługujemy się tu wyłącznie charakterystykami rzeczywistemi, istniejącemi na wykresie, podczas gdy w układzie $I_a = f(U_s)$ trzeba narysować fikcyjną charakterystykę dla $U_a = 0$.

Do lamp o żarzeniu pośredniem podane tu charakterystyki uproszczone można stosować tylko w wąskich granicach. W lampach tych bowiem charakterystyki w układzie $I_a = f(U_s)$ nie są równoległe, lecz w miarę wzrostu U_a rozchodzą się, co jest dowodem wzrostu współczynnika amplifikacji. Przyczyną tego jest, jak już zaznaczono w § 4, większy wpływ ładunku przestrzennego.

8. Łączenie równoległe lamp trójelektrodowych.

W praktyce często stosuje się równoległe łączenie kilku lamp na jednym stopniu wzmacniacza lub generatora, w przypadku, gdy z pośród typów rozporządzalnych niema jednej lampy o dostatecznej mocy lub innych wymaganych wielkościach.

Skutkiem takiego połączenia, współczynnik amplifikacji n jednakowych lamp równa się współczynnikowi amplifikacji K pojedyńczej lampy, podobnie jak przekładnia kilku jednakowych transformatorów połączonych równolegle, która pozostaje ta sama co i dla pojedyńczego transformatora. A więc:

$$K_n = K_1. \tag{41}$$

Natomiast wobec tego, że przy stałych U_s i U_a wypadkowy prąd anodowy równa się sumie prądów wszystkich lamp, będzie:

$$S_n = \frac{n\,\Delta I_a}{\Delta U_s} = n\,S_1 \tag{42}$$

oraz:

$$\rho_n = \frac{\Delta U_a}{n\,\Delta I_a} = \frac{\rho_1}{n}. \tag{43}$$

Charakterystyki zespołu n lamp połączonych równolegle otrzymuje się mnożąc wartości prądu anodowego przez n. Stosuje się to do dowolnego układu charakterystyk.

Oczywiste jest, że przez równoległe połączenie lamp prąd nasycenia i obciążalność anody również rosną n-krotnie, a więc:

$$I_{ns_n} = n\,I_{ns_1}, \tag{44}$$

oraz:

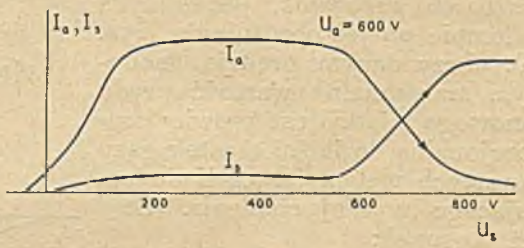
$$P_{a_n} = n P_{a_1}. \qquad (45)$$

Równolegle łączy się tylko lampy tego samego typu i to o możliwie starannie dobranych charakterystykach, aby uniknąć nierównomiernego obciążenia poszczególnych lamp.

9. Prąd siatkowy.

Wspomniano już, że przy dodatnich wartościach potencjału siatki względem katody, pojawia się między temi dwiema elektrodami prąd siatkowy, powstały stąd, że część elektronów płynących do anody odłącza się i powraca do katody przez część zewnętrzną obwodu siatka — katoda. Ściśle biorąc, prąd siatkowy, dzięki szybkości wyjściowej elektronów wydobywających się z katody, pojawia się już i przy ujemnych napięciach siatki. Prąd ten, przy niewielkich napięciach dodatnich siatki, jest znikomo mały w porównaniu z prądem anodowym, następnie jednak szybko wzrasta, szczególnie przy niższych napięciach anodowych [1]), powodując bardzo ciekawe zjawiska w lampie.

Typowy wykres prądu anodowego i prądu siatkowego przy niskich stosunkowo napięciach anodowych podaje rys. 32. Przy pewnem napięciu dodatniem siatki (około 150 *V*) prąd anodowy osiąga nasycenie i prąd siatkowy również prawie ustala się na pewnej wartości. Jednakże, gdy wartość U_s zbliży się do U_a, prąd siatkowy wzrasta gwałtownie, przy równoczesnem zmniejszeniu się prądu anodowego. Dziwne to napozór zjawisko tłumaczy się tem, że elektrony, wydobywające się z anody pod wpływem emisji wtórnej, kierują się teraz ku siatce, odejmując się od prądu anodowego i sumując się w obwodzie zewnętrznym siatki z prądem siatkowym (t. zw. zjawisko dynatronowe).



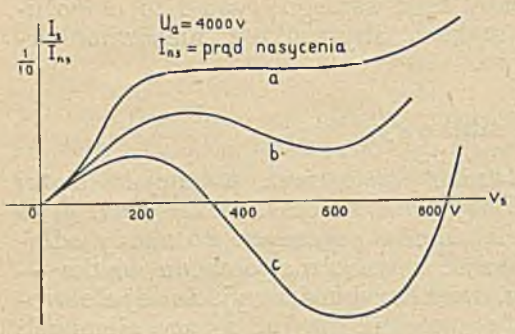
Rys. 32.

Taki jest przebieg prądu siatkowego, gdy siatka wykonana jest z materjału o bardzo małej emisji termoelektronowej. Gdy nie można pominąć wtórnej emisji siatki, charakterystyka prądu siatkowego przybiera, pod wpływem bombardowania tej elektrody przez prąd siatkowy postać *b*, a nawet *c* rys. 33-go. Elektrony wtórne wydobywające się z siatki, tworzą dokoła niej ładunek przestrzenny, przeciwdziałający przepływowi prądu siatkowego. Przy bardzo silnej emisji wtórnej ten ładunek przestrzenny może spowodować odwrócenie się kierunku prądu siatkowego, jak to wykazuje krzywa *c*.

---

[1]) Należy pamiętać, że przy $U_a = 0$ i dodatniem U_s całkowity prąd emisyjny płynie jako *prąd siatkowy*, który z łatwością może przekroczyć dopuszczalne obciążenie siatki. Dlatego przerwanie obwodu anodowego przy dodatniem napięciu siatki grozi uszkodzeniem lampy.

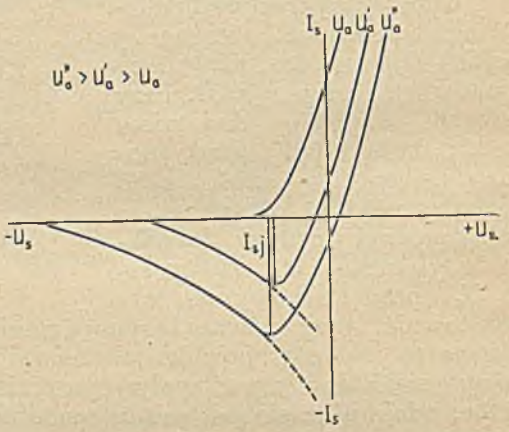
Odwrócenie prądu siatkowego może mieć bardzo poważne skutki w lampach, pracujących z oporem upływowym siatki, na którym wyzyskuje się spadek napięcia dla wytworzenia ujemnego napięcia początkowego siatki. Odwrócenie się kierunku prądu pociąga za sobą to, że siatka otrzymuje dodatkowe napięcie dodatnie, co powoduje nadmierny wzrost prądu anodowego, mogący przekroczyć obciążalność anody lampy. Zjawisko to (t. zw. Rocky Point effect) występuje zwłaszcza w generatorach lampowych wielkiej mocy [1]).



Rys. 33.

Innego charakteru jest odwrócenie się prądu siatkowego (przy ujemnych potencjałach siatki), występujące pod wpływem jonów dodatnich, zawartych w zjonizowanych resztkach gazowych, pozostałych w lampie po jej opróżnieniu (rys. 34). Przy danym prądzie anodowym maksymalna wartość prądu jonowego siatki jest prawie proporcjonalna do ilości cząstek gazu zawartych w lampie, czyli do panującego w niej ciśnienia. Stąd też stosunek:

$$V = \frac{I_{sj\,max}}{I_a}. \qquad (46)$$



Rys. 34.

może służyć jako miara próżni.

W nowoczesnych lampach próżniowych ciśnienie nie powinno przekraczać 10^{-6} mm *Hg*, czemu odpowiada stosunek $V = 10^{-4}$ czyli 0,1 μA prądu jonowego siatki na 1 *mA* prądu anodowego. I tak np. w lampie nadawczej, pracującej normalnie przy prądzie anodowym $I_a = 100\ mA$, prąd jonowy siatki nie powinien przekraczać 10 μA. W dobrze wykonanych lampach seryjnie produkowanych osiąga się ciśnienie rzędu $10^{-7} \div 10^{-8}$ mm *Hg*, laboratoryjnie zaś można osiągnąć próżnię do 10^{-9} mm *Hg*, czemu odpowiada $V = 5 \cdot 10^{-8}$ (według H. Rukopa).

Na rys. 35 są podane krzywe zależności prądu jonowego od próżni w lampie według S. Dushmana.

---

[1]) Zenneck i Rukop, Lehrb. str. 628; R.V. Hansford i H. Faulkner, Some Notes on Design Details of a High-Power Radio-Telegraphic Transmitter Using Thermionic Valves, Wir. Proc. I. E. E. II. str. 21, 1927.

Przy stosunkowo nieznacznych dodatnich potencjałach siatki (gałąź rosnąca charakterystyki prądu siatkowego, rys. 33), obliczyć można prąd siatkowy przy pomocy wzoru:

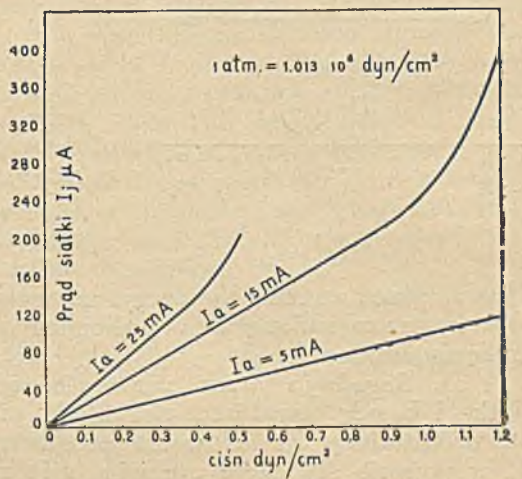
$$I_s = a \sqrt{\frac{lg \frac{x_a}{r_s}}{lg \frac{x_s}{r_s}}} \cdot \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a = a\,\gamma \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a , \qquad (47)$$

w którym a jest stosunkiem powierzchni żeberek siatki do jej powierzchni całkowitej. Wielkość ta waha się w granicach od 0,1 do 0,25 (lampy z bardzo grubemi żeberkami). Wielkość γ waha się od 1 do 2 i wynosi średnio 1,5 (Kusonose). Tak więc można w przybliżeniu napisać:

$$I_s \cong (0{,}1 \div 0{,}5) \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a , \quad (47\,a)$$

średnio więc:

$$I_s \cong 0{,}3 \sqrt{\frac{U_s}{U_a}} \cdot I_a . \quad (47\,b)$$



Rys. 35.

A więc w lampie, która przy napięciu anodowem 900 V i napięciu siatki $+25$ V, daje prąd anodowy 25 mA, prąd siatki będzie rzędu:

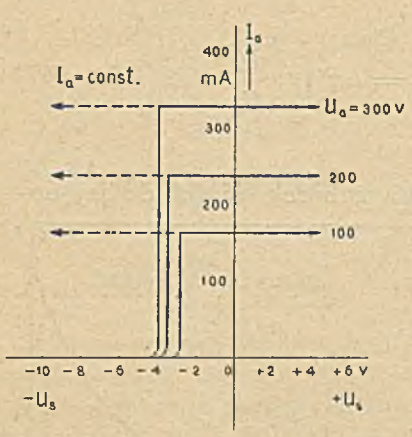
$$I_s \cong 0{,}3 \sqrt{\frac{25}{900}} \cdot 25 \cong 1{,}3\ mA .$$

10. Tyratron.

Szczególną odmianę lampy trójelektrodowej stanowi tyratron [1]). Jest to lampa trójelektrodowa wypełniona gazem. Zasadniczo stosuje się tyratron jako lampę prostowniczą, a siatka służy do regulowania obciążenia. Działanie tyratronu różni się od działania triody próżniowej. A mianowicie: przy pewnem napięciu anodowem i stopniowem zmniejszaniu bezwzględnej wartości ujemnego napięcia siatki, pojawia się początkowo znikomo mały prąd elektronowy, który, przy pewnej wartości ($-U_s$) (*napięcie jonizacyjne*), wywołuje nagle jonizację gazu tak, iż prąd jonowy lampy odrazu osiąga wartość, jakąby przy danem U_a po-

[1]) Od Θυρα = drzwi, wejście.

siadał w lampie dwuelektrodowej. Z chwilą osiągnięcia tej wartości prąd anodowy jest już niezależny od napięcia siatki, bez względu na to, czy wartość tego napięcia zwiększa się, czy też zmniejsza. Prąd ten można zmniejszyć lub przerwać jedynie przez zmniejszenie lub usunięcie napięcia anodowego.



Rys. 36.

Im wyższe jest napięcie anodowe lampy, tem przy większej bezwzględnej wartości ujemnego napięcia siatkowego występuje jonizacja (rys. 36).

$$\text{Stosunek } K = \left|\frac{U_a}{U_s}\right|, \qquad (48)$$

przy którym następuje jonizacja, nosi nazwę *współczynnika amplifikacji tyratronu*.

Właściwości tyratronu mogą być wykorzystane do regulacji mocy prostownika w sposób dwojaki:

a) przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego,

b) przez zmianę fazy zmiennego napięcia siatkowego względem napięcia anodowego.

a) *Regulacja przez zmianę napięcia* polega na tem, że między siatkę i katodę tyratronu przykłada się regulowane napięcie ujemne, które ogranicza kąt ładowania prostownika [1]). A mianowicie, prąd anodowy pojawia się nagle z chwilą, gdy zmienne napięcie anodowe osiągnie wartość odpowiadającą jonizacji przy danem $(-U_s)$, i równie nagle zanika, gdy napięcie anodowe spadnie poniżej tej wartości. Im większa jest wartość bezwzględna $(-U_s)$, tem krótszy jest okres przepływu prądu anodowego, a więc tem mniejsza jest jego wartość średnia.

b) *Regulacja przez zmianę fazy*. Między katodą i siatką jest przyłożone napięcie zmienne o stałej amplitudzie, którego fazę można przesuwać względem napięcia anodowego w granicach $0 \div 180^0$. Gdy amplituda napięcia siatkowego jest dostatecznie duża $(K U_{s\,max} \gg U_{a\,max})$, to przy różnicy faz wynoszącej 180^0 prąd anodowy równa się zeru, zaś przy zmniejszaniu różnicy faz prąd ten zwiększa się w sposób ciągły do pewnej wartości, odpowiadającej zgodności faz.

Tyratrony znajdują szerokie zastosowanie jako lampy przekaźnikowe dla silnych prądów i wysokich napięć. Spotyka się je również w układach generatorowych dla drgań relaksacyjnych.

11. Streszczenie rozdziałów I i II.

Działanie lamp elektronowych opiera się na zjawisku emisji elektronów przez ciała rozżarzone. W bańce, opróżnionej z powietrza są umieszczone: elektroda, będąca po rozżarzeniu źródłem ładunków (kato-

[1]) Kąt ładowania, patrz t. I., str. 150.

da), oraz elektroda chłodna (anoda). Katoda może być żarzona bezpośrednio lub pośrednio. Aby przez lampę, zawierającą anodę i rozżarzoną katodę (lampa dwuelektrodowa, dioda) mógł popłynąć prąd, należy połączyć anodę z biegunem dodatnim, katodę zaś z biegunem ujemnym *źródła napięcia anodowego.*

Elektrony, nagromadzone dookoła katody jako t. zw. *ładunek przestrzenny*, pod działaniem napięcia anodowego nabierają energji kinetycznej, którą w zderzeniu z anodą oddają pod postacią ciepła. Anoda musi więc posiadać odpowiednio dużą powierzchnię, by mogła to ciepło wypromieniować. Anoda pod wpływem bombardowania elektronami sama może stać się źródłem *wtórnej emisji* elektronów.

Na strumień elektronów, poruszający się między katodą i anodą pod postacią *prądu anodowego*, można oddziaływać elektrostatycznie zapomocą dodatkowej elektrody, wykonanej w postaci *siatki*, umieszczonej między anodą i katodą. Siatka, umieszczona znacznie bliżej ładunku przestrzennego, oddziaływa nań o wiele silniej, niż odleglejsza od niego anoda. Na tem polega działanie amplifikacyjne *lampy trójelektrodowej* czyli triody. Miarą oddziaływania potencjałów siatki na prąd anodowy jest *współczynnik wzmocnienia prądowego S* [nachylenie charakterystyk w układzie $I_a = f(U_s)$], zaś *współczynnik amplifikacji* (wzmocnienia napięciowego) *K* jest niejako przekładnią napięciową triody.

Siatka dopóty działa elektrostatycznie na elektrony, dopóki napięcie jej względem katody jest ujemne. Gdy napięcie to jest dodatnie, siatka działa jako anoda, przechwytując część elektronów, płynących do anody, przez co powstaje *prąd siatkowy.*

BIBLJOGRAFJA DO ROZDZIAŁU I i II.

1. H. Barkhausen. *Elektronen — Röhren.* Bd. I. Allgemeine Grundlagen. Wyd. IV. Lipsk 1931.
2. A. G. Miagkich. *Proizwodstwo zawoda „Swietlana".* Leningrad — Moskwa 1934.
3. W. F. Wlasow. *Elektronnyje lampy.* Fiziczeskije processy i elementy rasczeta Wydanie II. Moskwa 1933.
4. J. Kusonose. *Calculations of Vacuum Tubes and the Design of Triodes.* Researches of the Electrotechnical Laboratory No 237. Tokyo 1928, (w tłumaczeniu rosyjskiem Energoisdat, Moskwa — Leningrad 1934).
5. R. Jouaust. *Les progrès récents dans la construction des lampes à plusieurs électrodes.* O. E. 5, str. 97÷131. 1926.
6. R. Jouaust. *L'état actuel de la technique des lampes à plusieurs électrodes.* O. E. 8. str. 227÷261, 1929.
7. Dunoyer. *La technique du vide.* La presse Universitaire de France.

ROZDZIAŁ III.

DZIAŁANIE AMPLIFIKACYJNE LAMPY.

W myśl poprzednich rozważań, każda zmiana napięcia, wywołana między siatką i katodą lampy trójelektrodowej, oddziałuje na prąd, płynący w obwodzie anodowym, w taki sposób, jak gdyby napięcie anodowe zmieniło się w stosunku K-krotnym. Wobec tego, gdy między siatką i katodą pojawi się zmienne napięcie wzbudzające, o przebiegu:

$$v_s = V_{sm} \sin \omega t ,$$

to działać ono będzie na prąd anodowy tak, jakgdyby w obwodzie anodowym znajdowała się zmienna siła elektromotoryczna o przebiegu:

$$e_a = K v_s = K V_{sm} \sin \omega t . \qquad (49)$$

Ograniczając się do zakresu prostolinijności charakterystyk, uważać można oporność dynamiczną lampy ρ za stałą. Wówczas lampę rozpatrywać można matematycznie jako prądnicę prądu zmiennego wytwarzającą zmienną siłę elektromotoryczną Kv_s i przedstawiającą dla prądu zmiennego opór ρ.

1. Podział wzmacniaczy lampowych.

I. Ze względu na rodzaj wzmocnienia można rozróżnić trzy kategorje wzmacniaczy, czyli amplifikatorów lampowych:

1) *wzmacniacze napięciowe,* gdy przy pewnem napięciu doprowadzonem V_s osiągnąć chcemy w obwodzie zewnętrznym lampy jaknajwiększe wahania napięcia, bez względu na wykorzystanie mocy,

2) *wzmacniacze prądowe*, gdy przy danem napięciu doprowadzonem V_s wzmacniacz ma dawać jaknajwiększe wahania prądu anodowego, bez względu na wykorzystanie mocy,

3) *wzmacniacze mocy,* gdy przy danem napięciu doprowadzonem V_s dąży się do wydzielenia w obwodzie zewnętrznym jaknajwiększej mocy użytecznej prądu zmiennego, lub też pewnej określonej mocy przy jaknajwiększej sprawności (w danych warunkach — do zamiany energji prądu stałego na energję prądu zmiennego).

W układach wzmacniania wielostopniowego (kaskadowego) początkowe stopnie wzmocnienia pracują zasadniczo jako wzmacniacze napięciowe, końcowy zaś stopień jest wzmacniaczem mocy (rzadziej prądowym).

II. Ze względu na *częstotliwość prądów wzmacnianych* rozróżnia się:

1) *wzmacniacze impulsów prądu stałego,*

2) *wzmacniacze małej częstotliwości*, jeżeli ich przeznaczeniem jest wzmacnianie prądów zawartych w zakresie częstotliwości dźwiękowych, t. zn. od kilkunastu do 10000 *c/s*,

3) *wzmacniacze wielkiej częstotliwości,* jeżeli dostosowane są do wzmacniania prądów o częstotliwości ponad 10000 *c/s*, a przekraczających niekiedy 10^7 *c/s*.

III. Kategorje 2) i 3) działu II można, ze względu na zakres wzmacnianych częstotliwości, podzielić na:

1) *wzmacniacze rezonansowe*, jeżeli wzmacniają prądy o pewnej określonej częstotliwości,

2) *wzmacniacze wstęgowe*, jeżeli wzmacniają równomiernie pewne widmo częstotliwości,

3) *wzmacniacze aperjodyczne,* jeżeli działanie ich jest w szerokich granicach niezależne od częstotliwości prądu wzmacnianego.

IV. Ze względu na dokładność odtworzenia przebiegów, wzmacniacze dzielą się na następujące trzy typy zasadnicze:

1) *wzmacniacze bez zniekształceń, czyli typu A*, których podstawowem zadaniem jest ścisłe odtworzenie w obwodzie wyjściowym przebiegu napięcia wzbudzającego bez zniekształceń amplitudy [1]),

2) *wzmacniacze proporcjonalne, czyli typu B*, w których amplituda prądu lub napięcia wyjściowego jest proporcjonalna do amplitudy napięcia wzbudzającego, bez względu na ewentualne powstawanie harmonicznych,

3) *wzmacniacze o dużej sprawności, czyli typu C*, mające na celu dostarczenie pewnej mocy przy możliwie dobrej sprawności, bez względu na przebieg napięcia wyjściowego.

Praca wzmacniacza wg. typu A charakteryzuje się tem, że średnia wartość prądu anodowego pozostaje bez zmiany, bez względu na to, czy lampa jest wzbudzona napięciem zmiennem, czy też nie jest wzbudzona. Skoro bowiem napięcie wzbudzające zawiera tylko składowe sinusoidalne, to średnia wartość prądów wzbudzanych przez nie, musi być równa zeru.

Aby wzmacniacz pracował według typu A, musi on spełniać dwa konieczne i wystarczające warunki:

a) całkowity przebieg pracy musi odbywać się w zakresie prostolinijności charakterystyk, dzięki czemu unika się detekcji w obwodzie anodowym, a wielkości S i ρ lampy uważać można za stałe,

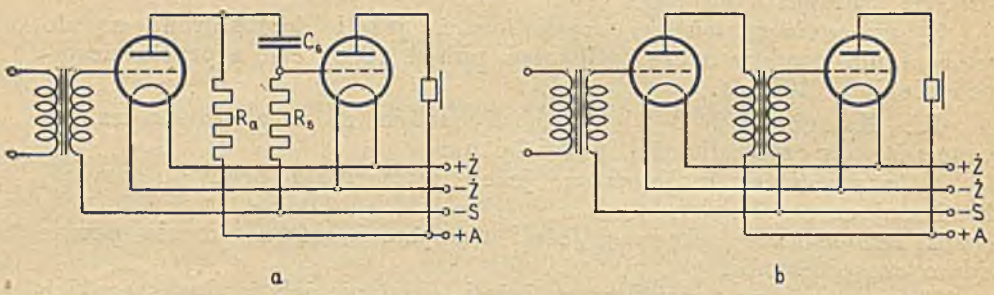
b) napięcie wzbudzające musi być zawarte w granicach ujemnych napięć siatki, by uniknąć detekcji w obwodzie siatkowym.

Natomiast wzmacniacze typów *B* i *C* pod wpływem wzbudzenia

[1]) Tom I, str. 140.

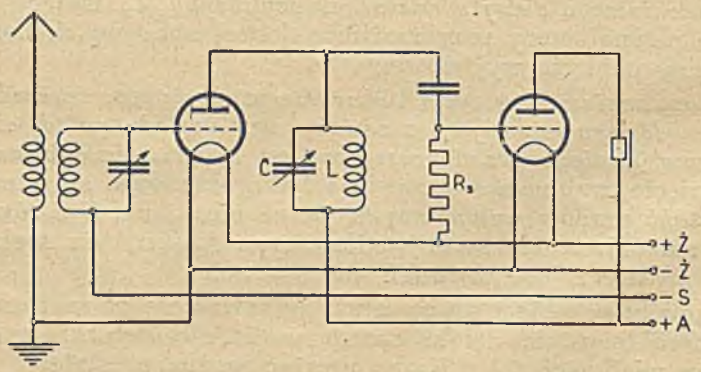
wykazują wzrost średniej wartości prądu anodowego, występuje więc w nich częściowe działanie detekcyjne.

Do typu *A* należy przeważająca większość wzmacniaczy małej częstotliwości, stosowanych w odbiornikach i w urządzeniach modulacyjnych nadajników. Według typu *B* pracują wzmacniacze wielkiej częstotliwości dla prądów modulowanych oraz przeciwsobne wzmacniacze małej częstotliwości, do ostatniej zaś grupy *C* można zaliczyć większość generatorów telegraficznych oraz stopni mniejszej mocy (przed stopniem modulowanym) nadajników radjotelefonicznych.



Rys. 37.

Na rys. 37 podane są typowe układy wzmacniaczy małej częstotliwości, a mianowicie: wzmacniacz oporowy (rys. 37 a) i wzmacniacz transformatorowy (rys. 37 b). Są to wzmacniacze aperjodyczne, wzmacniają bowiem cały zakres częstotliwości niezbędnych dla telefonji lub radjofonji. W pewnych tylko przypadkach (przy odbiorze telegraficznym) spotyka się wzmacniacze transformatorowe małej częstotliwości rezonansowe nastrajane na częstotliwość heterodynowania, najdogodniejszą dla telegrafisty.



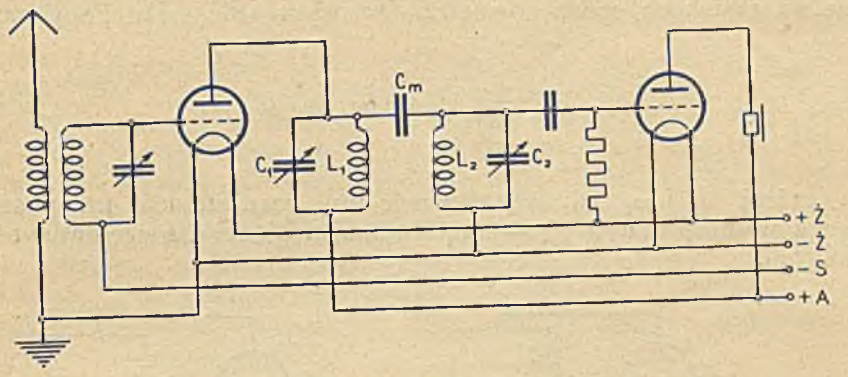
Rys. 38 a.

Typem wzmacniacza wielkiej częstotliwości jest wzmacniacz rezonansowy (rys. 38 a), lub jako pewna jego odmiana — wzmacniacz wid-

mowy (rys. 38 b), zawierający w obwodzie anodowym układ sprzężony o spłaszczonej krzywej rezonansu.

V. Wreszcie można przeprowadzić podział wzmacniaczy ze względu na rodzaj sprzężenia międzylampowego, a mianowicie:

a) *wzmacniacze oporowe*, jeżeli organem sprzężenia między stopniami wzmocnienia jest oporność omowa,



Rys. 38 b.

b) wzmacniacze *dławikowe*, gdy organem pośredniczącym między lampami jest indukcyjność,

c) wzmacniacze *transformatorowe*, gdy między lampami włączony jest transformator,

d) wzmacniacze *rezonansowe*, gdy lampy są sprzężone za pośrednictwem obwodu rezonansowego lub układu sprzężonego, w którym przynajmniej jeden z obwodów jest strojony.

2. Granice czułości wzmacniaczy.

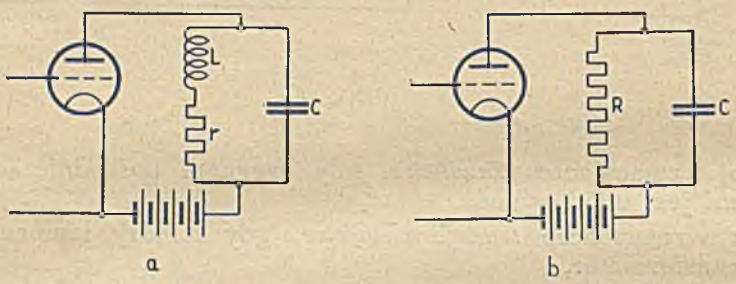
Mogłoby zdawać się, że lampa, jako przekaźnik elektrostatyczny, wolny od bezwładności mechanicznej, zdolna jest wzmacniać napięcia dowolnie małe, o ile tylko zastosuje się dostateczną liczbę stopni wzmocnienia, aby otrzymać moc niezbędną dla uruchomienia odpowiedniego wskaźnika (słuchawki lub przekaźnika). Jednakże doświadczenie wykazuje, że istnieje dolna granica wzmocnienia, spowodowana t. zw. *szumami własnemi wzmacniacza*. Przyczyn powstawania tych szumów należy doszukiwać się w strukturze materji, z której zbudowane są lampy i obwody wzmacniacza. A mianowicie: wskutek molekularnej budowy materji przebiegi elektronowe nie odbywają się w sposób ciągły, lecz nieregularnemi impulsami, wskutek czego prądy w lampach i w połączonych z niemi obwodach podlegają stałym wahaniom, dając źródło szumom własnym wzmacniacza, które potęgują się w miarę zwiększania wzmocnienia układu.

Przyczyny szumów własnych są trojakiego charakteru [1]).

1) Molekularny charakter emisji elektronów przez katodę sprawia, że strumień elektronowy jest nieciągły (zwłaszcza w lampach z katodami oszczędnościowemi), lecz waha się w sposób nieregularny, modulując w ten sposób stały napozór prąd anodowy (Schottky 1918 — Schrot-Effekt [2])). Wobec tego, że elektrony wydostają się z katody grupkami w nierównych odstępach, zjawisko ma przebieg aperjodyczny, zawierający nieskończone widmo częstotliwości [3]), a napięcie, wytwarzane przez nie na zaciskach oporu zewnętrznego, wyraża się całką Fouriera:

$$V = \int_{\omega_1}^{\omega_2} V_\omega \sin(\omega t + \varphi_\omega)\, d\omega, \qquad (50)$$

w której ω_1 i ω_2 są częstotliwościami granicznemi, przepuszczanemi przez wzmacniacz, a V_ω — amplitudami napięcia dla częstotliwości składowych.



Rys 39.

Z całki równania (50) wynika, że napięcie szumów, wywołanych przez zjawisko Schottky'ego jest tem mniejsze, im węższe jest widmo częstotliwości wzmacnianych.

Przybliżoną wartość skuteczną napięcia szumów na zaciskach oporu zewnętrznego lampy daje równanie [4]) (rys. 39 a i b):

$$V_{sz} = \sqrt{\frac{e\, I_{a_A}}{2} \cdot \frac{L_H + C_F r_\Omega^2}{C_F^2 r_\Omega}}\, V = 8{,}9 \cdot 10^{-6} \sqrt{I_{a_{mA}} \frac{L_H + C_F r_\Omega^2}{C_F^2 r_\Omega}}\ \mu V, \qquad (51)$$

---

[1]) Literatura: L. B. Turner, Chairman's Address, Part 2. Spontaneous Fluctuations in Valve Amplifiers. I. E. E. W. P. VIII. str. 16, 1933.

E. B. Moullin i H. D. M. Ellis, The Spontaneous Background Noise in Amplifiers due to Thermal Agitation and Shot Effect. I. E. E. W. P. IX. str. 81, 1934 r.

[2]) Nazwa jest wzięta od podobieństwa przepływu elektronów do sypania śrutu.

[3]) Podobny charakter mają zakłócenia zewnętrzne w odbiorze, omówione w tomie I, str. 410 i następne.

[4]) Patrz literatura do tego paragrafu.

w którym:

e — ładunek elektronu w kulombach ($e = 1{,}59 \cdot 10^{-19}$),

I_a — średni prąd anodowy,

L, C i r — stałe obwodu Z_a.

Jeżeli $L = 0$, równanie (51) upraszcza się do postaci:

$$V_{sz} = 8{,}9 \cdot 10^{-6} \sqrt{I_{a_{mA}} \frac{r_\Omega}{C_F}} \; \mu V \qquad (51\,a)$$

W granicach wielkich częstotliwości, stosowanych w radjotechnice, równania (51) i (51 a) dają wyniki dostatecznie dokładne, jeżeli pominąć wpływ ładunku przestrzennego. Ładunek ten zmniejsza bowiem wpływ szumów, redukując wytwarzane przez nie napięcie, a mianowicie: w diodach do około 0,15 wartości obliczonej w/g równania (51), a w triodach — do średnio około 0,5 tej wartości.

Zapomocą wzoru (51) można obliczyć orjentacyjnie napięcie szumów, wytwarzane w obwodzie anodowym wzmacniacza. Naprzykład dla wzmacniacza rezonansowego o danych: $L = 100\,\mu H$, $C = 300\,\mu\mu F$, $r = 10\,\Omega$, $I_a = 4\,mA$, napięcie szumów przy uwzględnieniu redukcji, wywołanej przez ładunek przestrzenny, będzie:

$$V_{sz} \cong 4{,}5 \cdot 10^{-6} \sqrt{4 \cdot \frac{10^{-4} + 3 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{2}}{9 \cdot 10^{-20} \cdot 10}} = 95\,\mu V.$$

Dla wzmacniacza oporowego o $R_a = 100000\,\Omega$, i pojemności anoda—katoda $C_{ak} = 5\,\mu\mu F$, ($L = 0$) przy prądzie $I_a = 1\,mA$,

$$V_{sz} \cong 4{,}5 \cdot 10^{-6} \sqrt{1 \cdot \frac{10^{5}}{5 \cdot 10^{-12}}} \cong 640\,\mu V.$$

Przykłady te wykazują wyraźnie przewagę jakości wzmacniaczy rezonansowych nad oporowemi pod względem natężenia szumów własnych. Aby jednakże wartości te mogły być porównane z napięciem wejściowem wzmacniacza, należy je odnieść do obwodu siatkowego lampy, dzieląc otrzymane wartości przez wzmocnienie napięciowe układu. Stąd wniosek, że ze względu na szumy własne lamp, korzystniejsze są układy o dużem wzmocnieniu napięciowem (nowoczesne pentody wielkiej częstotliwości).

2) Drugą kategorję szumów własnych stanowią t. zw. migotania (ang. *flicker effect*), polegające na występowaniu nagłych impulsów prądu anodowego o stosunkowo małej częstotliwości (poniżej 1000 *c/s*), 100- do 1000-krotnie silniejszych, niż impulsy pochodzące od wahań Schottky'ego. Przyczyną ich jest przypuszczalnie odrywanie się od katody jonów dodatnich, powodujących nagłe zobojętnienie ładunku przestrzennego. Zjawisko to występuje szczególnie we wzmacniaczach małej częstotliwości, i to tem intensywniej, im niżej sięga zakres częstotliwości wzmacnianych.

W odróżnieniu od szumów elektronowych, dla których wartość

skuteczna napięcia jest proporcjonalna do $I_a^{1/2}$, szumy jonowe rosną proporcjonalnie do pierwszej potęgi prądu anodowego.

3) Trzeci wreszcie rodzaj szumów ma swe źródło poza lampą elektronową. Przyczyną jego są bezładne ruchy elektronów wewnątrz przewodników pod wpływem temperatury (zjawisko J. B. Johnson 1928). Ruchy te powodują stały przepływ prądów w różnych kierunkach, przyczem suma geometryczna tych prądów dąży do zera. Prądy te, podobnie jak wahania prądu emisji termoelektronowej, zawierają nieskończone widmo częstotliwości. Skuteczną wartość spadku napięcia, wytworzonego przez nie na końcach oporu R, można obliczyć z równania:

$$V = 2\sqrt{K\,T\,R\,\Delta f}\ c\,g\,s\ e.st., \tag{52}$$

w którem K jest stałą Boltzmanna ($1{,}372 \cdot 10^{-16}$ $erg/1^0 K$), R — oporem przewodnika w jednostkach $e.st.$, T — jego temperaturą w stopniach Kelvina, a Δf — zakresem częstotliwości przepuszczanym przez układ. W temperaturze 20° C, jeżeli R jest wyrażone w megomach, a V w mikrowoltach, wzór ten daje [1]):

$$V \cong 0{,}13\sqrt{R\,\Delta f}\ \mu V. \tag{52 a}$$

Jak wynika z równania (52), szumy wywołane przez temperaturę przewodników, występują tem silniej, im większy jest opór omowy obwodów, są więc szczególnie dotkliwe w układach, w których zastosowane są oporniki upływowe w obwodzie siatki.

Występujące na tych oporach napięcia ulegają wzmocnieniu przez lampę, a więc w przeciwieństwie do szumów elektronowych, są tem groźniejsze, im większa jest amplifikacja układu. Naogół są one znacznie silniejsze, niż szumy własne lamp.

Jeden i drugi rodzaj szumów, jak wynika z ich określenia jako zjawiska o ciągłem widmie częstotliwości, dają tem wyższe napięcia, im szersze jest widmo częstotliwości wzmacniacza. Można je więc zredukować, stosując układy wzmacniające o możliwie wąskim zakresie częstotliwości, co da się urzeczywistnić zwłaszcza w układach wzmacniających wielkiej częstotliwości. Szczególnie niekorzystnie, zwłaszcza ze względu na zjawisko Johnsona, przedstawiają się wzmacniacze oporowe.

d) Oprócz wymienionych tu źródeł szumów, leżących w samej aparaturze wzmacniacza, również i źródła zasilające wprowadzają nieraz silne zakłócenia. I tak, w odbiornikach zasilanych z sieci prądu zmiennego, przyczyną szumu jest pozostała, pomimo nawet bardzo starannego wyfiltrowania, składowa zmienna prądu wyprostowanego. Nato-

---

[1]) Przeliczenie:

$$V = 2\sqrt{K\,T\,R\,\Delta f} = 2\sqrt{1{,}372 \cdot 10^{-16} \cdot 293\,R_{M\Omega}\ 9^{-1} \cdot 10^{-5}\,\Delta f} = 2\sqrt{445 \cdot 10^{-22} R_{M\Omega}\Delta f} =$$

$$= 4{,}22 \cdot 10^{-11}\sqrt{R_{M\Omega}\,\Delta f}\ c\,g\,s\ e.st. = 4{,}22 \cdot 10^{-11} \cdot 300 \cdot 10^6\sqrt{R_{M\Omega}\,\Delta f}\ \mu V \cong 0{,}13\sqrt{R_{M\Omega}\Delta f}\ \mu V.$$

niast w odbiornikach bateryjnych pojawiają się, zwłaszcza pod koniec pracy baterji, urywane trzaski, nieraz o znacznej amplitudzie, będące wynikiem przebiegów elektrochemicznych w ogniwach.

Trzaski tego charakteru pojawiają się zresztą i z przyczyn leżących w samym wzmacniaczu. Są one wywołane przez elektrolizę, występującą w połączeniach lutowanych, w kondensatorach z okładzinami z cynfolji, w opornikach wykonanych z masy i t. p. i wzmagają się z biegiem czasu. Zapobiec im może tylko bardzo staranne wykonanie części składowych i połączeń wzmacniacza, a przedewszystkiem zabezpieczenie ich przed działaniem wilgoci.

Wreszcie źródłem zakłóceń, leżącem w samym wzmacniaczu, jest t. zw. mikrofonowanie lamp, polegające na tem, że cienkie włókno katody, pobudzone do drgań mechanicznych, wywołuje synchroniczne zmiany prądu anodowego. Wobec tego, że drgania włókna mają częstotliwość własną rzędu kilkuset okresów na sekundę, mikrofonowanie wywołuje w słuchawkach dźwięk. Mikrofonowaniu zapobiega się przez silną konstrukcję mechaniczną włókna.

Jak wskazuje naszkicowana tu pokrótce teorja, można stosować następujące środki, zmierzające do zmniejszenia szumów własnych w odbiornikach i wzmacniaczach:

1) budowanie ich na zakres częstotliwości tak wąski, jak tylko pozwalają warunki prawidłowego odtwarzania sygnałów,

2) unikanie, w miarę możności, oporów rzeczywistych w obwodach wejściowych wzmacniaczy i zastępowanie ich oporami pozornemi (dławiki, transformatory, obwody rezonansowe).

Przy możliwie racjonalnem wykorzystaniu wymienionych środków można osiągnąć następujące granice czułości dla urządzeń odbiorczych i wzmacniających [1]):

1) W odbiornikach radjofonicznych średniej czułości i innych o tej samej kategorji czułości, wymagana jest minimalna amplituda napięcia wzbudzającego między siatką i katodą pierwszej lampy około 10 μV [2]).

2) Wzmacniacze aperjodyczne małej częstotliwości dają napięcie szumów, odniesione do siatki pierwszej lampy, rzędu kilku μV. Wpływ szumów można zmniejszyć, stosując transformator wejściowy o dostatecznie dużej przekładni (L. B. Turner).

We wzmacniaczach rezonansowych małej częstotliwości szumy są znacznie mniejsze i mogą być utrzymane poniżej 1 μV na siatce pierwszej lampy (J. B. Johnson). Korzystniejsze są tu oczywiście wyższe częstotliwości rezonansowe, gdyż przy mniejszych częstotliwościach dają się we znaki wyładowania jonowe.

3) Wzmacniacze rezonansowe wielkiej częstotliwości mogą pracować przy napięciu wejściowem (na zaciskach wejściowych wzmacniacza) rzędu 1 μV (A. W. Hull) [3]).

---

[1]) Zestawienie oparte na pracy L. B. Turnera.

[2]) Stuart Ballantine, Fluctuation Noise in Receivers, P. I. R. E. XVIII., str. 1379, r. 1932.

[3]) Electronic Devices as Aids to Research, Physics 1932. T. II., str. 419.

Dane te odnoszą się do wzmacniaczy dla celów technicznych. Zapomocą specjalnie zbudowanych lamp t. zw. *elektrometrycznych* udało się zejść znacznie niżej, wzmacniając prądy rzędu 10^{-15} ampera, dostarczone przez komórki fotoelektryczne (A. W. Hull).

3. Oznaczenia.

W dalszym ciągu będą stosowane następujące oznaczenia:

E_{am}, E_a, e_a — siła elektromotoryczna zmienna, działająca w obwodzie anodowym,
I_a . . . — prąd stały anodowy (składowa stała we wzmacniaczach typów *B* i *C*),
I_o . . . — prąd stały spoczynkowy w obwodzie anodowym (we wzmacniaczach typów *B* i *C*),
I_k . . . — prąd żarzenia,
I_{ns} . . . — prąd nasycenia,
I_s . . . — prąd stały siatkowy,
J_{am}, J_a, i_a — całkowity prąd anodowy (składowa stała z nałożoną składową zmienną),
J_{Am}, J_A, i_A — prąd zmienny w obwodzie rezonansowym (w układach rezonansowych),
J_{zm}, J_z, i_z — składowa zmienna prądu anodowego,
P_1 . . . — moc doprowadzona do obwodu anodowego,
P_2 . . . — moc użyteczna prądu zmiennego, wydzielona na oporze zewnętrznym,
P_a . . . — moc stracona w anodzie,
U_a . . . — napięcie stałe anodowe,
U_b . . . — napięcie stałe źródła, zasilającego obwód anodowy,
U_k . . . — napięcie żarzenia,
U_s . . . — napięcie stałe siatkowe,
V_{am}, V_a . — napięcie tętniące między anodą i katodą ($U_a + v_z$),
V_{m1}, V_1, v_1 — napięcie zmienne wejściowe członu wzmacniającego,
V_{m2}, V_2, v_2 — napięcie zmienne wyjściowe,
V_{sm}, V_s, v_s — napięcie zmienne w obwodzie siatkowym (napięcie wzbudzające),
V'_{sm}, V'_s . — napięcie tętniące między siatką i katodą ($U_s + v_s$),
V_{zm}, V_z, v_z — napięcie zmienne na zaciskach zewnętrznych obwodu anodowego.

Podane tu oznaczenia odnoszą się do lamp trójelektrodowych. W miarę omawiania układów wieloelektrodowych oznaczenia te będą stopniowo rozszerzane.

4. Zasada działania wzmacniacza napięciowego. Charakterystyka robocza, czyli charakterystyka obciążenia.

Przed rozpatrzeniem złożonych układów wzmacniających, wpierw będzie zanalizowana praca lampy w warunkach najprostszych i przy

obciążeniu według typu *A*. W tym celu należy przyjąć dwa zasadnicze ograniczenia:

1°, że lampa pracuje bez prądu siatki, a więc, że praca jej ogranicza się tylko do zakresu ujemnych napięć siatkowych,

2°, że przebiegi odbywają się tylko na prostolinijnych częściach charakterystyk, a więc, że wielkości S i ρ są stałe w granicach rozpatrywanych przebiegów.

Przy takiem założeniu, dzięki temu, że pod działaniem napięcia wzbudzającego składowa stała prądu anodowego nie ulega zmianie, można jej nie brać pod uwagę i ograniczyć się tylko do składowych zmiennych przebiegu, co znacznie uprości dalsze przeliczenia.

Ponadto, przyjmując dostatecznie małą częstotliwość prądów wzmacnianych, można pominąć wpływ pojemności wewnętrznych lampy na przebieg wzmocnienia. Pojemności te będą uwzględnione oddzielnie w dalszym ciągu [1]).

a) Wzbudzenie lampy zwartej.

Gdy lampa znajduje się w spoczynku, to znaczy, gdy napięcie anodowe U_a i napięcie siatkowe U_s są stałe, przez lampę przepływa stały prąd anodowy I_a wyznaczony danemi U_a i U_s w zbiorze charakterystyk lampy (*początkowy punkt pracy* lampy).

Przy założeniu charakterystyk prostolinijnych prąd ten można wyrazić równaniem (40):

$$I_a = \frac{1}{\rho}(U_a - U_{ao} + K U_s) = \frac{U_a - U_{ao}}{\rho} + S U_s. \qquad (a)$$

Skoro w obwodzie siatki wystąpi zmiana napięcia o pewną wartość ΔU_s, prąd anodowy również ulega zmianie o pewną wartość ΔI_a. Przy założeniu, że obwód anodowy jest zwarty, tak jak to w praktyce jest zrealizowane przy zdejmowaniu charakterystyk, prąd anodowy [2]) można obliczyć na podstawie równania (a):

$$I_a + \Delta I_a = \frac{(U_a - U_{ao}) + K(U_s + \Delta U_s)}{\rho} = \frac{U_a - U_{ao}}{\rho} + S(U_s + \Delta U_s). \qquad (b)$$

Przyrost prądu ΔI_a można obliczyć, odejmując równanie (a) od (b):

$$\Delta I_a = S \Delta U_s = \frac{K \Delta U_s}{\rho}. \qquad (c)$$

Jeżeli przyjąć sinusoidalny przebieg zmian napięcia w obwodzie siatki, czyli sinusoidalne *napięcie wzbudzające*:

$$v_s = V_{sm} \sin \omega t, \qquad (d)$$

[1]) Rozdział VI., § 1.

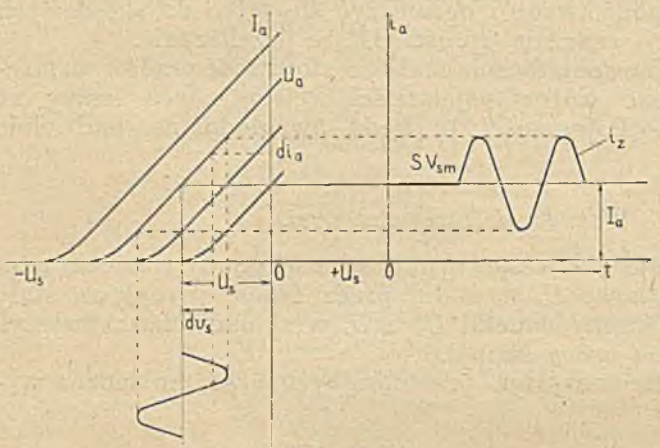
[2]) Pamiętać należy, że dodatni przyrost ΔU_s odpowiada wzrostowi potencjału siatki względem katody, przyrost zaś prądu anodowego ΔI_a jest dodatni, jeżeli wartość prądu anodowego wzrasta.

to otrzymuje się również sinusoidalne zmiany prądu anodowego, czyli sinusoidalną *składową zmienną prądu anodowego*:

$$i_z = \frac{K V_{sm} \sin \omega t}{\rho} = S V_{sm} \sin \omega t = J_{zm} \sin \omega t, \qquad (c)$$

nakładającą się na składową stałą I_a tego prądu. Przebieg ten jest uwidoczniony na rys. 40.

Prąd i_z, otrzymany w tych warunkach, można nazwać *prądem zwarcia* wzmacniacza lampowego. Jak wynika z równania (e), w lampie o oporności ρ prąd zwarcia powstaje jakby pod działaniem siły elektromotorycznej $K v_s$. W rzeczywistości jest on wywołany działaniem elektrostatycznem potencjału siatki na strumień elektronów, a miarą tego działania jest wielkość S. Matematycznie jest jednak dogodniej rozpatrywać przebiegi zmienne w lampie jako wynikające z działania siły elektromotorycznej $K v_s$.



Rys. 40.

b) Wzbudzenie lampy obciążonej.

Lampa zwarta nie może działać jako wzmacniacz napięciowy, gdyż, jak wynika z samego założenia, całkowita siła elektromotoryczna, powstająca w obwodzie anodowym, zużywa się na pokonanie wewnętrznego spadku napięcia, a napięcie na zaciskach zewnętrznych stale jest równe zeru. Aby otrzymać napięcie zewnętrzne, należy włączyć w obwód anodowy lampy jakikolwiek opór Z_a (patrz rys. 44 a, str. 72). Najprostszym przypadkiem będzie obciążenie bezindukcyjne w postaci oporu rzeczywistego R_a. Opór ten wywołuje oczywiście stały spadek napięcia, tak, iż napięcie anodowe lampy U_a jest mniejsze od napięcia zasilającego U_b o wartość $I_a R_a$. Uwzględniając ten spadek napięcia, czyli przykładając U_b odpowiednio większe, otrzymuje się, jak i poprzednio, prąd anodowy spoczynkowy:

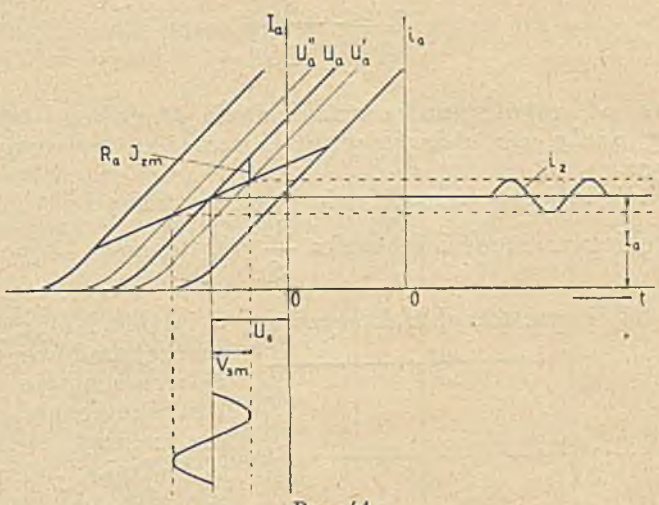
$$I_a = \frac{(U_a - U_{ao}) + K U_s}{\rho}. \qquad (a)$$

Skoro teraz pojawi się zmiana napięcia siatkowego ΔU_s, wywoła

ona zmianę prądu anodowego ΔI_a, przy obliczeniu której należy uwzględnić spadek napięcia [1]):

$$\Delta U_a = \Delta I_a R_a, \tag{b}$$

wywołany przez tę zmianę prądu na oporze zewnętrznym obwodu lam-



Rys. 41.

py i obniżający odpowiednio napięcie anodowe. Równanie prądu anodowego przyjmie więc postać:

$$I_a + \Delta I_a = \frac{(U_a - U_{ao} - \Delta U_a) + K(U_s + \Delta U_s)}{\rho}. \tag{c}$$

Po odjęciu stronami równania (a) od równania (c) i po podstawieniu wartości na ΔU_a z równania (b), otrzymuje się:

$$\Delta I_a = \frac{K \Delta U_s - \Delta I_a R_a}{\rho}. \tag{d}$$

Stąd można obliczyć:

$$\Delta I_a \left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right) = S \Delta U_s,$$

czyli:

$$\Delta I_a = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}} \Delta U_s = S_r \Delta U_s. \tag{e}$$

---

[1]) Przyrosty napięć w obwodzie anodowym, liczone w kierunku działania stałej siły elektromotorycznej, w sumie winny dać zero, a więc przyrost napięcia na oporze zewnętrznym będzie znaku przeciwnego do przyrostu napięcia na lampie między anodą i katodą.

W odniesieniu do prądu zmiennego będzie miała miejsce równość:

$$J_{zm} = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}} V_{sm} = S_r V_{sm}. \quad (53)$$

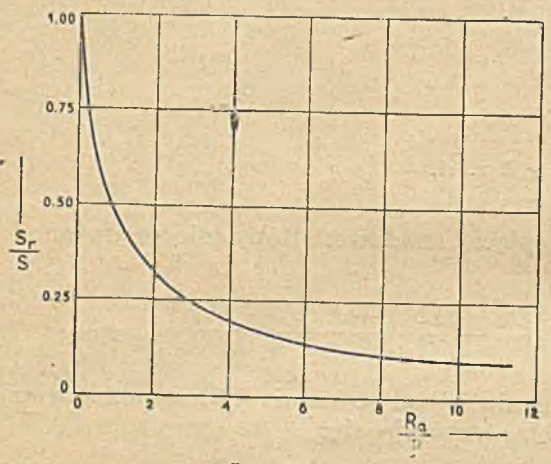
W równaniu tem wielkość

$$S_r = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}} \quad (54)$$

jest mniejsza od współczynnika wzmocnienia prądowego lampy zwartej i nosi nazwę *nachylenia charakterystyki roboczej* lub *roboczego wzmocnienia prądowego.*

Jak widać, robocze wzmocnienie prądowe maleje ze wzrostem oporu R_a. Przebieg zależności stosunku $\frac{S_r}{S}$ od stosunku $\frac{R_a}{\rho}$ podany jest na rys. 42.

Wzór (54) i rys. 42, charakteryzujące działanie lampy jako wzmacniacza prądowego, wskazują, że wzmocnienie prądowe jest tem skuteczniejsze (wahania prądu przy danem napięciu wzbudzającem są tem większe), im mniejsza jest oporność obwodu zewnętrznego.



Rys. 42.

Przebiegi w lampie obciążonej są uwidocznione na rys. 41.

Mnożąc równanie (d) obustronnie przez ρ otrzymuje się związek:

$$\rho \Delta I_a = K \Delta U_s - \Delta I_a R_a, \quad (f)$$

lub, po podstawieniu przebiegów sinusoidalnych:

$$J_{zm} \rho \sin \omega t = K V_{sm} \sin \omega t - J_{zm} R_a \sin \omega t = K V_{sm} \sin \omega t - V_{zm} \sin \omega t. \quad (55)$$

Związek ten wskazuje, że w przypadku obciążenia bezindukcyjnego na oporze zewnętrznym R_a występuje *zmienny spadek napięcia* v_z, *przesunięty w fazie o 180⁰ względem działającej siły elektromotorycznej* Kv_s [1]).

[1]) Jeżeli za dodatni kierunek siły elektromotorycznej v_s przyjąć kierunek od siatki do katody, to dodatni kierunek składowej zmiennej i_z prądu anodowego będzie zgodny z kierunkiem siły elektromotorycznej v_s, a więc i z Kv_s. Zmienny spadek napięcia na oporze zewnętrznym R_a będzie zgodny co do fazy prądem i_z. Stąd wynika, że zmienne napięcie na lampie jest równe co do bezwzględnej wartości lecz przeciwne co do znaku zmiennemu spadkowi napięcia na oporze zewnętrznym. W praktyce zmienny spadek napięcia na oporze zewnętrznym mierzy się różnicą potencjałów na końcówkach tego oporu. Zmienna różnica potencjałów między anodą i katodą lampy, równa spadkowi napięcia v_z na oporze zewnętrznym R_a, będzie więc znaku przeciwnego do kierunku prądu i_z. (Przypisek korektora).

Przebiegi zachodzące w lampie przy obciążeniu bezindukcyjnem są podane na rys. 43. Widać z niego, że zmiany v_s i i_z przebiegają w fazie, natomiast v_z jest przesunięte względem nich o 180°. Z tego powodu, gdy na anodzie występuje najwyższy potencjał dodatni względem katody, siatka ma równocześnie największą wartość bezwzględną potencjału ujemnego.

Maksymalna różnica potencjałów, występująca wówczas między temi elektrodami, jak widać z rys. 43, wynosi:

$$V_{asm} = |V_{am}| + |V'_{sm}| = |U_a| + |U_s| + |V_{zm}| + |V_{sm}|. \tag{56}$$

Jest ona decydująca dla wytrzymałości elektrycznej lampy.

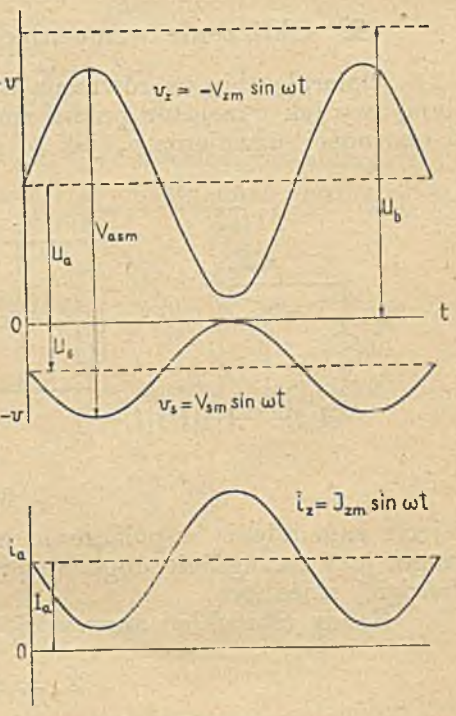
Naodwrót zaś, gdy potencjał anody jest najniższy, potencjał siatki jest bliski zera, a nawet, jak np. w generatorach lampowych, ma najwyższą wartość dodatnią.

Znajomość tych przebiegów jest bardzo ważna w teorji generatorów lampowych. Zmienne napięcie v_z na oporze zewnętrznym jest napięciem użytecznem dostarczanem przez wzmacniacz. Na podstawie równania (55), można znaleźć stosunek tego napięcia do napięcia wzbudzającego v_s, zwany *stosunkiem wzmocnienia napięciowego* lub *przekładnią napięciową* amplifikatora.

Składowa zmienna prądu anodowego wynosi bowiem na podstawie tego równania:

$$J_{zm} \sin \omega t = \frac{KV_{sm} \sin \omega t}{\rho + R_a},$$

czemu odpowiada wartość maksymalna:



Rys. 43.

$$J_{zm} = \frac{KV_{sm}}{\rho + R_a}. \tag{57}$$

Odpowiadający temu prądowi spadek napięcia wynosi:

$$V_{zm} = -\frac{KV_{sm}}{\rho + R_a} R_a = -\frac{KV_{sm}}{1 + \frac{\rho}{R_a}}, \tag{58}$$

skąd otrzymuje się współczynnik wzmocnienia napięciowego, jako wartość bezwzględną:

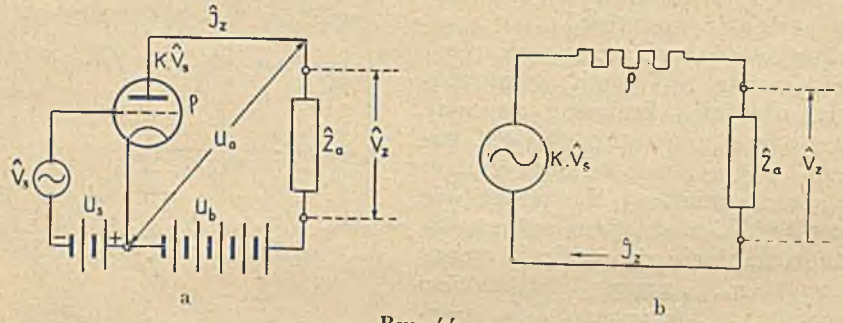
$$|k| = \frac{V_{zm}}{V_{sm}} = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}}. \tag{59}$$

Jak z tego wynika, przekładnia napięciowa amplifikatora, w przeciwieństwie do nachylenia charakterystyki roboczej, rośnie ze wzrostem oporu zewnętrznego.

Charakterystykę roboczą czyli charakterystykę *obciążenia lampy*, której nachylenie znaleziono tu dla przebiegów zmiennych, można zdjąć metodą statyczną. Przeprowadza się to tym samym sposobem, co zdjęcie charakterystyki zwarcia lampy (patrz schemat rys. 23), z tą tylko różnicą, że w obwód anodowy włącza się żądany opór R_a. Charakterystyki takie zdejmuje się przy stałem napięciu baterji anodowej U_b.

5. Obliczenie wzmacniacza rachunkiem symbolicznym.

Opierając się na równaniach (57) i (58), liczyć można wzmacniacz lampowy jak generator prądu zmiennego o sile elektromotorycznej Kv_s i oporności uzwojenia ρ, jak to przedstawiono na rys. 44 a i b. Takie



Rys. 44.

ujęcie zagadnienia w połączeniu z zastosowaniem rachunku symbolicznego, jest szczególnie dogodne przy rozpatrywaniu układów lampowych bardziej złożonych.

Każdy taki układ sprowadzić można ostatecznie do postaci:

$$\hat{Z}_a = R_a + j X_a, \tag{60}$$

tak, iż rozwiązanie wzmacniacza z oporem zespolonym w obwodzie anody jest zarazem najogólniejszem rozwiązaniem wzmacniacza.

Stosując do schematu zastępczego rys. 44 b prawo Ohma, znajduje się składową zmienną prądu anodowego:

$$\hat{J}_z = \frac{K\hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a} = \frac{S}{1 + \frac{\hat{Z}_a}{\rho}}\hat{V}_s = \frac{K\hat{V}_s}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}}\varepsilon^{-j\varphi_1}, \tag{61}$$

jeżeli kąt φ_1 przesunięcia faz między siłą elektromotoryczną i prądem jest określony zależnością:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{X_a}{\rho + R_a}. \tag{61 a}$$

Przebieg prądu anodowego w czasie można więc wyrazić równaniem:

$$i_a = I_a + i_z = I_a + J_{zm} \sin(\omega t - \varphi_1). \tag{61 b}$$

Odpowiadający prądowi $\hat{J}_z$ spadek napięcia[1]) na oporze zewnętrznym $\hat{Z}_a$ oblicza się przy pomocy równania (61) jako[2]):

$$\hat{V}_z = -\hat{J}_z \hat{Z}_a = -K\hat{V}_s \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} = -K\hat{V}_s \sqrt{\frac{R_a^2 + X_a^2}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}}\, \varepsilon^{j(\varphi_2 - \varphi_1)}, \tag{62}$$

jeżeli

$$\varphi_2 = \operatorname{arctg} \frac{X_a}{R_a} \tag{62 a}$$

jest kątem przesunięcia faz między prądem $\hat{J}_z$ i napięciem zewnętrznem $\hat{V}_z$.

Zgodnie z definicją (59) wzmocnienie napięciowe wzmacniacza o obciążeniu zespolonem można obliczyć jako:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = -K \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} = -K \sqrt{\frac{R_a^2 + X_a^2}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}}\, \varepsilon^{j(\varphi_2 - \varphi_1)}. \tag{63}$$

Równanie (63) można wyrazić również w postaci nieco odmiennej, wprowadzając $K = \rho S$, a mianowicie:

$$\hat{k} = -\rho S \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} = -\frac{S\hat{Z}_a}{1 + \frac{\hat{Z}_a}{\rho}}. \tag{63 a}$$

Gdy opór dynamiczny lampy jest bardzo duży wobec $\hat{Z}_a$, jak np. w układach z lampami ekranowanemi i pentodami, wówczas równanie (61) sprowadza się do postaci:

$$\hat{J}_z \cong S\hat{V}_s, \tag{61 c}$$

a stosunek wzmocnienia, na podstawie równania (63 a) — do wzoru:

$$\hat{k} \cong -S\hat{Z}_a. \tag{63 b}$$

Wzmocnienie napięciowe jest wówczas proporcjonalne do oporu zewnętrznego.

Z równania (62) wynika:

$$K\hat{V}_s = \hat{J}_z \rho + \hat{J}_z \hat{Z}_a,$$

czyli:

$$\hat{J}_z \hat{Z}_a = K\hat{V}_s - \hat{J}_z \rho = -\hat{V}_z, \tag{64}$$

---

[1]) Pamiętać należy, że za spadek napięcia na oporze zewnętrznym uważana jest różnica potencjałów między anodą i katodą lampy.

[2]) Patrz również wykres kołowy w § 7.

co można też napisać w postaci:

$$\hat{J}_z = \frac{K\hat{V}_s + \hat{V}_z}{\rho} \qquad (64\ a)$$

Z równania (64) wynika, że napięcie na zaciskach zewnętrznych lampy równa się sile elektromotorycznej $K\hat{V}_s$ *zmniejszonej o spadek napięcia wewnątrz źródła prądu*, za które można uważać lampę (rys. 44 b). Im mniejsza jest oporność lampy wobec oporności zewnętrznej, tem większe napięcie otrzymuje się na zaciskach. Istnieje jednak zasadnicza różnica między lampą i maszyną, a mianowicie *maszyna przy otwartym obwodzie zewnętrznym daje największe napięcie na zaciskach, równe sile elektromotorycznej, lampa zaś przy otwartym obwodzie zewnętrznym nie może działać*, ze względu na przerwę w obwodzie prądu stałego. Można jednak dowolnie zbliżyć się do przypadku

$$Z_a = \infty$$

stosując opór, którego oporność rzeczywista dla składowej stałej jest skończona, zaś oporność pozorna dla prądu zmiennego jest zbliżona do nieskończoności. Takiem urządzeniem jest np. idealny obwód rezonansu prądów.

6. Obciążenie rzeczywiste i obciążenie urojone lampy.

Dla równania (63) charakterystyczne są dwa przypadki skrajne:

a) obciążenie rzeczywiste, gdy $X_a = 0$,

b) obciążenie urojone, gdy $R_a = 0$.

a) Gdy obciążenie jest rzeczywiste, równanie (63) sprowadza się do postaci:

$$k = -K\frac{R_a}{\rho + R_a} = -\frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}},$$

zgodnej z równaniem (59) § 4-go.

Przebieg tej funkcji podaje krzywa I rys. 45, z której widać, że początkowo w miarę wzrostu R_a wzmocnienie napięciowe szybko rośnie, osiągając przy stosunku $\frac{R_a}{\rho} = 4$, wartość 0,8 K, przy dalszem zaś zwiększaniu R_a wzmocnienie rośnie wolno, dążąc asymptotycznie do wartości K.

Wzmacniacz z obciążeniem rzeczywistem można zrealizować w sposób dwojaki:

a) włączając w obwód anodowy *opór rzeczywisty* (wzmacniacz oporowy),

b) włączając w obwód anodowy *obwód rezonansu prądów*, dostrojony do rezonansu z częstotliwością wzbudzającą (wzmacniacz rezonansowy).

Podczas, gdy we wzmacniaczu oporowym wartość $U_a + V_{zm}$ nigdy nie może przekroczyć napięcia U_b (patrz rys. 43), gdyż lampa w obwodzie anodowym siły elektromotorycznej nie wytwarza [1]), to *we wzmacniaczu rezonansowym, dzięki sile elektromotorycznej samoindukcji napięcie v_z oscyluje dokoła stałego napięcia U_a*, które, ze względu na mały opór rzeczywisty obwodu, jest zarazem napięciem zasilającem U_b.

To samo zjawisko występuje zresztą we wszystkich układach lampowych, zawierających w obwodzie anodowym indukcyjność.

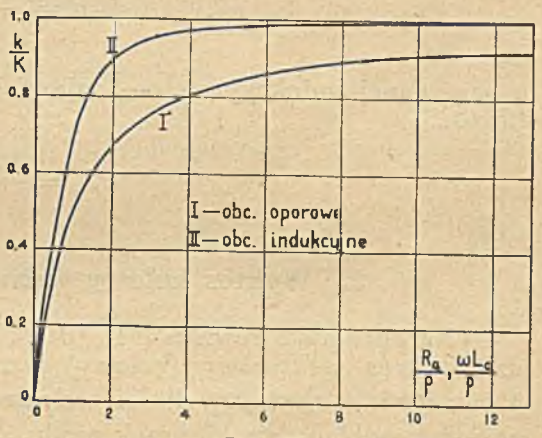
Druga różnica między jednem i drugiem urządzeniem polega na tem, że wzmacniacz oporowy można uważać za aperjodyczny, podczas gdy wzmacniacz rezonansowy wzmacnia wąskie pasmo częstotliwości.

b) Przy *obciążeniu urojonem* równanie (63) ma postać:

$$\hat{k}_l = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = -\frac{K}{\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{X_a^2}}}\, \varepsilon^{\,j(\pi/2 - \varphi_1)}, \qquad (65)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{X_a}{\rho},$$

Przebieg tej funkcji przedstawia krzywa II rys. 45. Jak widać, funkcja ta rośnie o wiele szybciej, niż przy wzmocnieniu oporowem, bo już przy stosunku $\frac{X_a}{\rho} = 2$, osiąga prawie 0,9 K.



Rys. 45

Typowym przykładem wzmacniacza z obciążeniem urojonem jest *wzmacniacz dławikowy*, zawierający w obwodzie anodowym duży *opór indukcyjny*. Do tego samego typu sprowadza się napięciowy *wzmacniacz transformatorowy*, w którym wtórne uzwojenie transformatora obciążone jest tylko obwodem siatki następnej lampy. Dzięki zastosowaniu transformatora napięcie wzmocnione, uzyskane na uzwojeniu pierwotnem transformatora, zwiększa się w uzwojeniu wtórnem w stosunku przekładni p transformatora:

$$|k_l| = \left|\frac{\hat{V}_{s_2}}{\hat{V}_{s_1}}\right| = \frac{p\,K}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{X_a}\right)^2}}. \qquad (66)$$

[1]) Jak już podkreślono w § 4 ustęp a), wielkość Kv_s jest tylko wielkością fikcyjną, zastępczą, a natężenie prądu anodowego zmienia się pod bezpośredniem działaniem v_s.

Wielkość k_l przy wzmocnieniu dławikowem jest funkcją dwu zmiennych niezależnych L i ω. Można więc dobrać odpowiednio L, aby osiągnąć żądane k_l przy pewnej częstotliwości kątowej ω lub też przy danem L znaleźć najmniejszą częstotliwość ω_{min}, powyżej której wzmocnienie będzie praktycznie niezależne od częstotliwości.

Praktycznie będzie to spełnione gdy [1]):

$$20 \log \left(\frac{K}{k_l} \right) \leqslant 2, \tag{67 a}$$

skąd:

$$k_l = \frac{K}{1{,}259} \cong 0{,}8\, K.$$

Odpowiada temu zgodnie z równaniem (65) wartość:

$$\frac{\omega L}{\rho} \cong 1{,}33. \tag{67 b}$$

Stąd można znaleźć najmniejszą indukcyjność, spełniającą warunek (67 b):

$$L_{min} = \frac{1{,}33\, \rho}{\omega},$$

a przy danej indukcyjności — najmniejszą dobrze wzmocnioną częstotliwość:

$$\omega_{min} = \frac{1{,}33\, \rho}{L}.$$

7. Wykres kołowy wzmacniacza lampowego.

Na podstawie równań (61), (61 a), (62), (62 a) i (63 a) można sporządzić wykres wektorowy (kołowy) wzmacniacza lampowego (rys. 46 a). A mianowicie: obrawszy dla siły elektromotorycznej $K\hat{V}_s = \overline{AD}$ kierunek poziomy, odkłada się kierunek prądu $\hat{J}_z$ pod kątem φ_1 (np. dla obciążenia indukcyjnego wdół). Na kierunku tym odcina się spadek napięcia wewnątrz lampy:

$$\hat{J}_z \rho = \overline{BA},$$

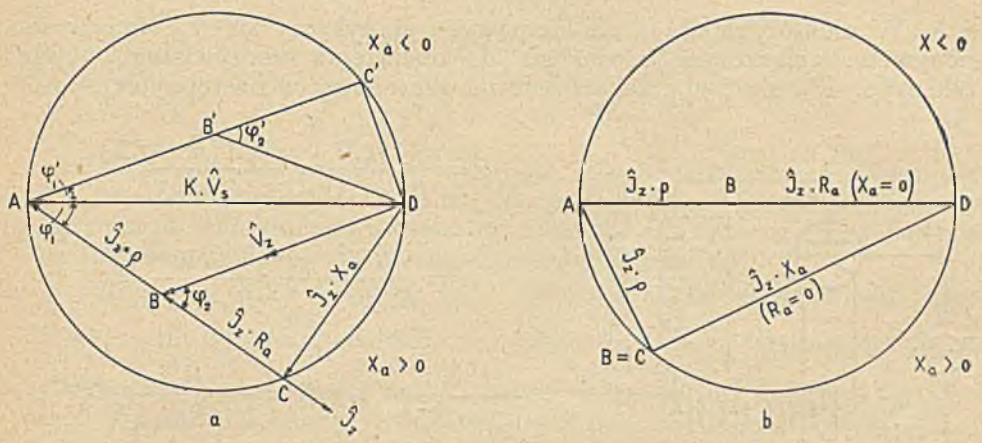
skąd jako trzeci bok trójkąta otrzymuje się spadek napięcia zewnętrzny:

$$\hat{V}_z = \overline{DB}.$$

Kreśląc z punktu D prostopadłą do prostej $\hat{J}_z$, odcina się na niej

[1]) Patrz tom I str. 140.

odcinek $\overline{CB}$, równy składowej rzeczywistej spadku napięcia $\hat{V}_z$, którą



Rys. 46.

obliczyć można na podstawie równania (62) jako:

$$|V_r| = \frac{K V_s}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} R_a . \tag{68}$$

Składową urojoną spadku napięcia zewnętrznego przedstawia odcinek $\overline{DC}$, wartość jej wynosi:

$$|V_x| = \frac{K V_s}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} X_a . \tag{68 a}$$

Z wykresu można obliczyć stosunek wzmocnienia napięciowego lampy jako:

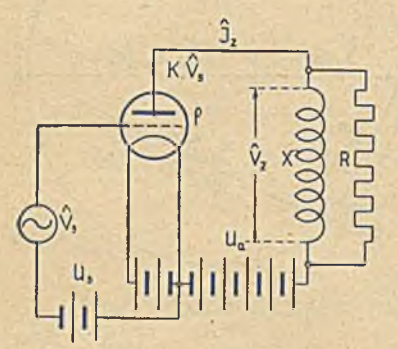
$$\hat{k} = \frac{\overline{BD}}{\overline{AD}} K . \tag{69}$$

Jak łatwo dowieść, miejscem geometrycznem punktów C przy jakichkolwiek wartościach $\hat{Z}_a$, jest obwód koła, wykreślonego na odcinku $\overline{AD}$ jako średnicy.

Przy obciążeniu indukcyjnem punkt C będzie leżał na dolnem półkolu, a przy pojemnościowem — na górnem. Przy obciążeniu rzeczywistem wykres zlewa się z prostą $\overline{AD}$ (rys. 46 b), zaś przy obciążeniu urojonem punkt B zlewa się z punktem C i zajmuje jego miejsce na obwodzie koła. Łatwo przekonać się, że przy obciążeniu urojonem w miarę wzrostu oporności zewnętrznej $\hat{k}$ szybciej zbliża się do K niż przy obciążeniu rzeczywistem. Jest to zresztą zgodne z wnioskami z poprzedniego paragrafu.

8. Układ z obciążeniem urojonem, załączonem równolegle do rzeczywistego.

W niektórych układach lampowych spotykamy się z obciążeniem urojonem, załączonem *równolegle* do obciążenia rzeczywistego. Układ taki (rys. 47), można przekształcić na szeregowy w następujący sposób:



Rys. 47.

$$\hat{Z}=\frac{jRX}{R+jX}=\frac{jRX(R-jX)}{R^2+X^2}=$$

$$=\frac{RX^2}{R^2+X^2}+j\frac{R^2X}{R^2+X^2}=$$

$$=\frac{RX}{R^2+X^2}(X+jR)=\frac{RX}{\sqrt{R^2+X^2}}\,\varepsilon^{j\varphi_2},\quad(a)$$

z czego, przyjmując:

$$\hat{Z}_a=R_a+jX_a,\qquad(b)$$

otrzymuje się:

$$\left.\begin{aligned}R_a&=\frac{RX^2}{R^2+X^2}=\frac{R}{1+\frac{R^2}{X^2}},\\ X_a&=\frac{R^2X}{R^2+X^2}=\frac{X}{1+\frac{X^2}{R^2}},\end{aligned}\right\}\qquad(c)$$

$$\operatorname{tg}\varphi_2=\frac{R^2X}{RX^2}=\frac{R}{X}.\qquad(d)$$

Stąd obliczyć można wzmocnienie napięciowe na zasadzie równania (63):

$$\hat{k}=-K\sqrt{\frac{R_a^2+X_a^2}{(\rho+R_a)^2+X_a^2}}\,\varepsilon^{j(\varphi_2-\varphi_1)},\qquad(70)$$

gdzie na podstawie równości (d):

$$\operatorname{tg}\varphi_2=\frac{R}{X},$$

oraz

$$\operatorname{tg}\varphi_1=\frac{X_a}{\rho+R_a}=\frac{R^2X}{\rho(R^2+X^2)+RX^2}.\qquad(70\,a)$$

Podstawiając odpowiednie wartości z równań (c) otrzyma się wartość bezwzględną wzmocnienia napięciowego [1]):

$$|k| = \frac{K}{\sqrt{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2+\left(\frac{\rho}{X}\right)^2}}. \tag{71}$$

Równanie to, podobnie jak (63), daje dwa przypadki krańcowe. A mianowicie: zakładając $X = \infty$, otrzymuje się równanie (59), odpowiadające wzmocnieniu oporowemu, przyjmując zaś $R = \infty$, przechodzi się do obciążenia urojonego, wyrażonego równaniem (65).

Równanie (71) dowodzi, że w układzie takim wzmocnienie napięciowe rośnie ze zmniejszeniem stosunku $\frac{\rho}{R}$ i $\frac{\rho}{X}$, a więc, podobnie jak w układzie szeregowym, jest ono tem większe, im mniejsza jest oporność dynamiczna lampy w porównaniu z oporami zewnętrznemi.

W większości układów praktycznych tego typu opór R jest stały, natomiast X jest funkcją częstotliwości. W takich przypadkach wzmocnienie przy częstotliwości, odpowiadającej $X = \infty$, osiąga wartość graniczną (maksymalną):

$$|k|_{x\to\infty} = |k|_{\lim} = \frac{K}{\sqrt{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2}}, \tag{71 a}$$

zaś stosunek:

$$\frac{|k|}{|k|_{\lim}} = f(\omega)$$

jest miarą wierności odtwarzania wzmacniacza. Stosunek ten, przy po-

---

[1]) Przeliczenie:

$$\frac{R_a^2+X_a^2}{(\rho+R_a)^2+X_a^2} = \frac{R^2X^2}{R^2+X^2}\cdot\frac{1}{\left(\rho+\frac{RX^2}{R^2+X^2}\right)^2+\frac{R^4X^2}{(R^2+X^2)^2}} =$$

$$= \frac{R^2X^2(R^2+X^2)}{[\rho(R^2+X^2)+RX^2]^2+R^4X^2} = \frac{R^2+X^2}{\left[\frac{\rho}{RX}(R^2+X^2)+X\right]^2+R^2} =$$

$$= \frac{R^2+X^2}{(R^2+X^2)+\frac{\rho^2}{R^2X^2}(R^2+X^2)^2+\frac{2\rho}{R}(R^2+X^2)} = \frac{1}{1+\frac{\rho^2}{X^2}+\frac{\rho^2}{R^2}+2\frac{\rho}{R}} = \frac{1}{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2+\left(\frac{\rho}{X}\right)^2}$$

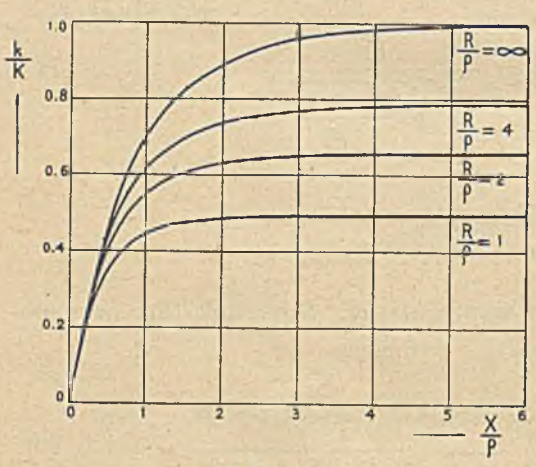
mocy równań (71) i (71a) wyrazić można w postaci:

$$\frac{|k|}{|k|_{\lim}} = f(\omega) = \sqrt{\frac{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2}{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2+\left(\frac{\rho}{X}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\left(\frac{\rho}{X}\right)^2}{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2}}} \qquad (72)$$

Wykreśliwszy dla danego X, którem może być indukcyjność, pojemność lub obwód rezonansowy, charakterystykę według równania (72) (t. zw. charakterystyka częstotliwości wzmacniacza) można z łatwością określić granicę, w jakich wzmacniacz praktycznie nie daje zniekształceń częstotliwości, a więc zachowany jest warunek:

$$20 \log \left| \frac{k}{k_{\lim}} \right| \leqslant 2.$$

Na krzywych rys. 48 jest podany przebieg $\frac{k}{K}$ jako funkcja stosunku $\frac{X}{\rho}$. Wykres ten przy obciążeniu indukcyjnem ($X = \omega L$) wyraża równocześnie zależność wzmocnienia od częstotliwości.



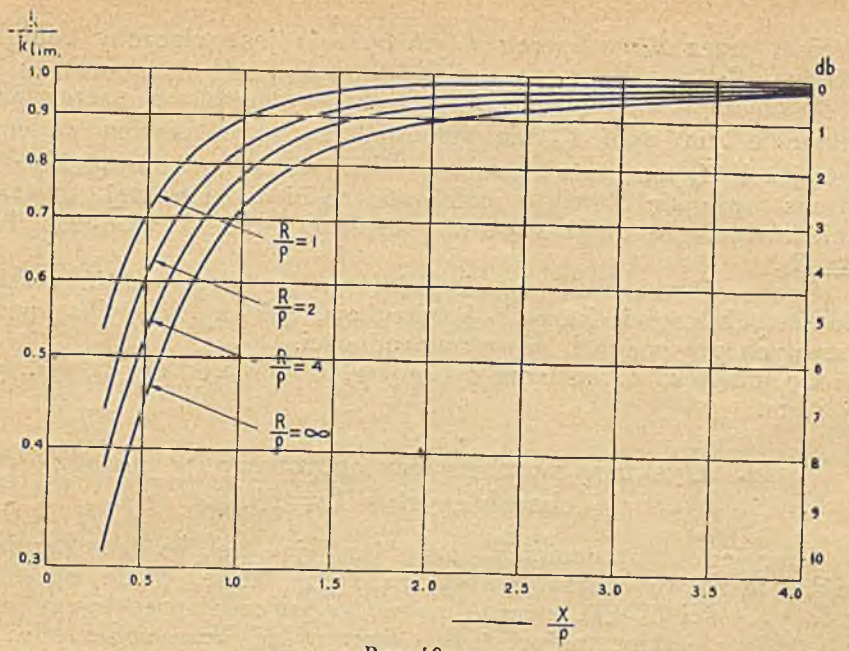
Rys. 48.

Rys. 49 natomiast podaje wykresy:

$$\frac{k}{k_{\lim}} = f\left(\frac{X}{\rho}\right) = \varphi(X) = \varphi_1(\omega)$$

w skali logarytmicznej i w decybelach. Dla obciążenia indukcyjnego ($X = \omega L$) są one równocześnie charakterystykami częstotliwości układu. Na obu rysunkach krzywe dla $\frac{R}{\rho} = \infty$ odpowiadają obciążeniu czysto indukcyjnemu.

Jak widać z tych wykresów, układ jest tem bardziej wrażliwy na zmiany częstotliwości, im większy jest opór rzeczywisty, włączony równolegle. Nie posiada to jednakże większego znaczenia praktycznego, gdyż powyżej $\frac{X}{\rho} = 1 \div 1{,}5$ niezależnie od stosunku $\frac{R}{\rho}$ spełniony jest warunek niezniekształcania częstotliwości.

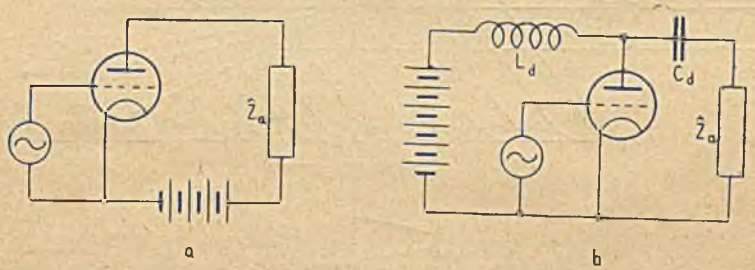


Rys. 49.

9. Zasilanie szeregowe i równoległe wzmacniacza.

W praktyce radjotechnicznej spotyka się dwa sposoby zasilania obwodu anodowego układów lampowych prądem stałym:

a) układ *zasilania szeregowego* (rys. 50 a), polegający na tem, że lampa, obciążenie zewnętrzne $\hat{Z}_a$ i źródło prądu stałego połączone są w szereg,



Rys. 50.

b) układ *zasilania równoległego* (rys. 50 b), w którym — równolegle połączone — lampa i opór zewnętrzny $\hat{Z}_a$ zasilane są ze źródła prądu stałego za pośrednictwem dławika L_d (rzadziej — zapomocą oporu rzeczywistego), którego oporność dla częstotliwości prądu wzmacnianego jest znacznie większa od $\hat{Z}_a$. Dla zabezpieczenia źródła prądu przed

zwarciem przez $\hat{Z}_a$, w szereg z tym oporem jest włączony kondensator zaworowy C_d.

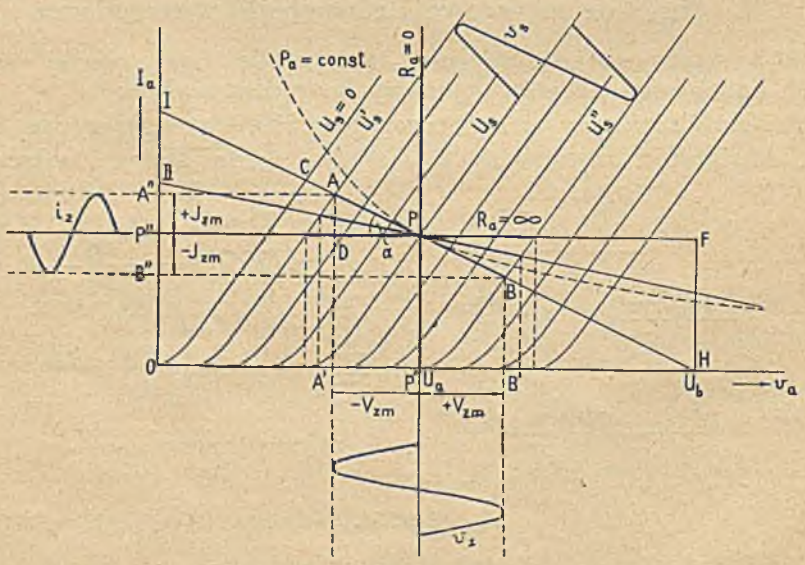
Zasilanie równoległe ma tę poważną wyższość nad szeregowem, że w układzie tym opór $\hat{Z}_a$ nie znajduje się pod napięciem stałem. Ponadto, jeżeli $\hat{Z}_a$ ma dużą oporność rzeczywistą, a w obwodzie zasilającym zastosuje się dławik o małej oporności rzeczywistej, to przez zasilanie równoległe unika się straty napięcia stałego, wówczas bowiem $U_a \cong U_b$.

Cechą ujemną zasilania równoległego jest konieczność stosowania dodatkowych części, których konstrukcja, jak np. dławika, nastręcza w pewnych przypadkach poważne trudności.

Do układów o zasilaniu równoległem stosuje się teorja, podana w § 8-ym.

10. Dyskusja wzmacniacza oporowego w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$.

Przebiegi wzmocnienia przedstawiają się bardzo przejrzyście w układzie zbioru charakterystyk $I_a = f(U_a)$, które, o ile ograniczymy się do wartości $U_s < 0$, uważać można na znacznej przestrzeni za linje proste. Przypadkiem najprostszym jest układ *wzmacniacza oporowego* Metoda rozpatrywania jest wówczas następująca (rys. 51).



Rys. 51.

Z punktu U_b na osi odciętych, odpowiadającego napięciu baterji anodowej, kreśli się *prostą spadku napięcia zewnętrznego*, wyrażoną równaniem [1]):

[1]) Patrz tom I, str. 143, rys. 93.

$$v_z = i_z R_a, \tag{73}$$

pod kątem α, określonym zależnością:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{i_z}{v_z} = \frac{1}{R_a}. \tag{73 a}$$

Wykonywa się to najprościej obliczając:

$$I_{a\,\max} = \frac{U_b}{R_a}, \tag{73 b}$$

i odmierzając $I_{a\,\max}$ na osi rzędnych (na rys. punkt I). Prostą spadku napięcia otrzymuje się, łącząc punkt I z punktem U_b.

Prosta ta, wyrażając spadek napięcia V_z na oporze zewnętrznym R_a, odpowiadający każdorazowej chwilowej wartości i_a prądu anodowego, jest *charakterystyką zewnętrzną* wzmacniacza. Charakterystyki lampy są natomiast charakterystykami *wewnętrznego spadku napięcia* wzmacniacza. Wobec tego, że całkowite napięcie działające w układzie, jest sumą obu spadków napięć, punkt przecięcia tej prostej z dowolną charakterystyką lampy daje *chwilowy punkt pracy lampy*, określony wielkościami V_a, i_a, V_s.

W ten sposób znajduje się początkowy punkt pracy P, wyznaczony wielkościami U_b, R_a i U_s. Punkt ten można dowolnie przesuwać wzdłuż prostej spadku napięcia, zmieniając jedynie U_s i w ten sposób obrać najlepiej odpowiadające wartości U_a i I_a.

Następnie można określić przebiegi wzmocnienia, przyjmując pewną amplitudę napięcia wzbudzającego V_{sm} w obwodzie siatki, np.:

$$+V_{sm} = (U_s' - U_s), \qquad -V_{sm} = U_s'' - U_s,$$

skąd wyznacza się punkty A i B przecięcia się prostej spadku napięcia zewnętrznego z odpowiedniemi charakterystykami dla U_s' i U_s''. Otrzymuje się stąd amplitudy wahania prądu anodowego:

$$+J_{zm} = \overline{P''A''}, \qquad -J_{zm} = \overline{P''B''},$$

oraz amplitudy wahania napięcia anodowego:

$$-V_{zm} = \overline{P'A'}, \qquad +V_{zm} = \overline{P'B'}.$$

Wykres pozwala więc odczytać bezpośrednio wartości, obliczone analitycznie w poprzednich paragrafach. Można zeń także obliczyć stosunek wzmocnienia układu:

$$k = \frac{V_{zm}}{U_s' - U_s}.$$

Przytem rys. 51 potwierdza również, że stosunek wzmocnienia napięciowego rośnie ze wzrostem oporu zewnętrznego R_a. Wówczas bo-

wiem nachylenie prostej zmniejsza się [1]), a rzuty punktów A i B na oś napięć oddalają się od siebie, czyli V_{zm} rośnie. Największe wzmocnienie napięciowe osiągamy przy $R_a = \infty$, co odpowiada wartości:

$$k = K.$$

Drugi skrajny przypadek odpowiada warunkowi $R_a = 0$ (prosta spadku napięcia prostopadła do osi odciętych), dla którego $k = 0$, lecz wahania prądu anodowego osiągają wówczas wartość największą (wzmocnienie prądowe).

Na podstawie rys. 51 można wykreślić przebiegi w czasie dla v_s, i_a, v_z przy danem R_a, dane są bowiem wartości początkowe oraz amplitudy wartości zmiennych, jak to zaznaczono na marginesie tego rysunku

11. Wzmocnienie energetyczne; sprawność wzmacniacza. „Dobroć" lampy.

Zużycie energji we wzmacniaczu lampowym jest dwojakiego rodzaju: przez prąd stały i przez prąd zmienny.

Gdy lampa jest w spoczynku, to znaczy gdy między siatką i katodą niema napięcia wzbudzającego, a między anodą i katodą występuje stałe napięcie U_a, moc pobierana przez lampę wynosi:

$$P_1 = U_a I_a. \tag{74}$$

Moc tę przedstawia na rys. 51 prostokąt $OP'PP''$. Wydziela się ona wewnątrz lampy pod postacią ciepła na anodzie. Równocześnie, jeżeli w obwodzie zewnętrznym znajduje się opór R_a, traci się na nim moc:

$$P_R = I_a^2 R_a = I_a (U_b - U_a).$$

Przedstawia ją prostokąt $PP'HF$. Całkowita więc moc, dostarczona przez baterję anodową, wynosi:

$$P_b = I_a U_b. \tag{75}$$

Przedstawia ją powierzchnia prostokąta $OHFP''$.

Gdy w obwodzie siatki pojawi się siła elektromotoryczna U_s, w obwodzie anodowym powstają składowe zmienne prądu i napięcia, dając na oporze R_a moc:

$$P_2 = \frac{J_{zm}^2}{2} R_a, \tag{76}$$

którą, dzięki bezindukcyjności obciążenia, można wyrazić w postaci:

$$P_2 = \frac{J_{zm} V_{zm}}{2}. \tag{76 a}$$

[1]) Na rys. 51 przyjęto stały punkt pracy, czyli stałe U_a, a więc w miarę zwiększania R_a należy odpowiednio zwiększać U_b.

Moc tę na rys. 51 podaje powierzchnia trójkąta *PAD*.

Dzięki temu, że przebiegi, w myśl założenia, odbywają się na części prostolinijnej charakterystyk, średnia wartość składowej zmiennej prądu anodowego jest równa zeru:

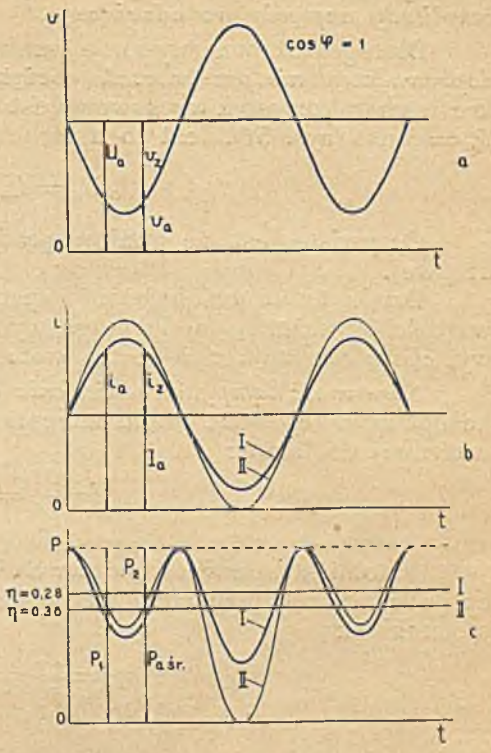
$$I_{śr} = \frac{J_z}{T} \int_0^T \sin \omega t \, dt = 0,$$

i moc pobrana z baterji nie ulega zmianie.

Zmienia się natomiast moc wydzielona w anodzie lampy. Wobec tego, że napięcie v_a na anodzie i prąd i_a płynący przez lampę, są zmienne, moc tę wyraża całka (patrz rys. 52):

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T v_a \, i_a \, dt, \qquad (77)$$

równa, przy założonych przebiegach v_a i i_a, całce:



Rys. 52.

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T (U_a - V_{zm} \sin \omega t)(I_a + J_{zm} \sin \omega t) \, dt, \qquad (78)$$

co sprowadza się do wyrażenia:

$$P_a = \frac{1}{T} \left[U_a I_a \int_0^T dt + (U_a J_{zm} - I_a V_{zm}) \int_0^T \sin \omega t \, dt - V_{zm} J_{zm} \int_0^T \sin^2 \omega t \, dt \right] \qquad (78a)$$

Całka środkowego wyrazu daje w oznaczonych granicach zero, zatem moc wydzielona w anodzie otrzyma postać:

$$P_a = U_a I_a - \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = P_1 - P_2. \qquad (79)$$

Moc stracona w anodzie jest więc różnicą między mocą pierwotną doprowadzoną do lampy (równą mocy spoczynkowej pobieranej przez lampę), a otrzymaną na oporze zewnętrznym mocą prądu zmiennego.

Stąd wniosek, że we *wzmacniaczu typu A obciążenie anody lampy jest największe, gdy lampa jest w spoczynku, maleje zaś w miarę wzrostu amplitudy napięcia wzbudzającego.*

Dlatego też przy wyborze punktu pracy należy pamiętać, aby *moc doprowadzona nie przekraczała obciążalności anody.* W tym celu w wykresie charakterystyk wrysowana jest zawsze krzywa obciążalności anody $P_a = \text{const}$ (rys. 51). Jest to hiperbola, wyrażona równaniem:

$$I_a U_a = P_a = \text{const}.$$

Oczywiste jest, że punktu pracy nie można obierać powyżej tej krzywej.

Dzięki temu, że obciążenie spoczynkowe jest największe, chwilowe wartości obciążenia anody mogą wychodzić poza krzywą — innemi słowy, *charakterystyka zewnętrzna może przecinać krzywą* P_a.

Sprawność lampy w odniesieniu do obwodu anodowego jest to stosunek otrzymanej mocy prądu zmiennego do mocy prądu stałego, doprowadzonej do lampy:

$$\eta_a = \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2 U_a I_a}. \tag{80}$$

Natomiast *sprawność wzmacniacza oporowego* w odniesieniu do mocy pobranej z baterji anodowej będzie znacznie mniejsza i wyrazi się stosunkiem:

$$\eta_b = \frac{P_2}{P_b} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2 U_b I_a}. \tag{81}$$

„Dobroć" lampy.

Jeżeli do wzoru (76) wstawić wartość na J_z z równania (53):

$$J_{zm} = V_{sm} \frac{S}{1 + \frac{R_a}{\rho}},$$

to otrzyma się wyrażenie na moc użyteczną lampy:

$$P_2 = \frac{J_{zm}^2}{2} R_a = \frac{V_{sm}^2}{2} \cdot \frac{S^2 R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2} = \frac{V_{sm}^2}{2} \cdot \frac{K S}{\rho} \cdot \frac{R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2}. \tag{82}$$

Jako *miarę wzmocnienia energetycznego można przyjąć moc użyteczną, przypadającą na jednostkę amplitudy napięcia wzbudzającego.*

Wielkość tę oblicza się z równania (82):

$$\frac{P_2}{V_{zm}^2} = S^2 \frac{R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2} = \frac{K S}{2 \rho} \cdot \frac{R_a}{\left(1 + \frac{R_a}{\rho}\right)^2}. \tag{83}$$

Można udowodnić, że dla danej lampy (ρ i S stałe) wyrażenie (83) osiąga maximum, gdy:

$$R_a = \rho, \tag{84}$$

czyli, gdy oporność zewnętrzna równa jest oporności źródła prądu zmiennego t. j. oporności lampy. Po podstawieniu tej wartości do równania (83) otrzymuje się:

$$\left(\frac{P_2}{V_{sm}^2}\right)_{\max} = \frac{KS}{8} = G \quad W/V, \tag{85}$$

jeżeli K jest wyrażone w woltach na wolt, a S w amperach na wolt.

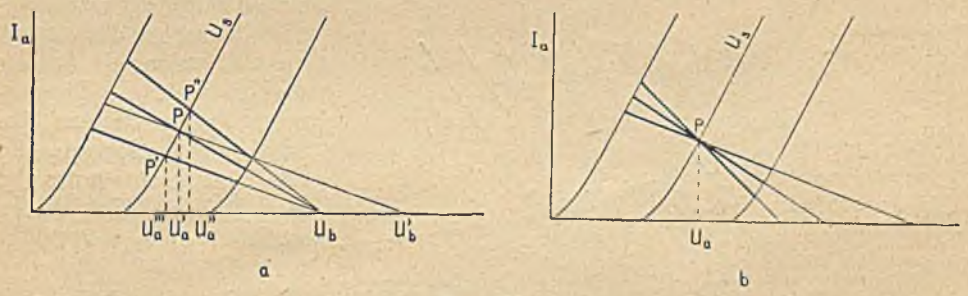
Wyrażenie to, charakteryzujące lampę jako wzmacniacz energetyczny, nazwał H. Barkhausen *dobrocią lampy*. Można je również nazwać *współczynnikiem amplifikacji mocy*. Dobroć lampy wyraża bowiem moc prądu zmiennego, jaką daje lampa przy amplitudzie napięcia wzbudzającego, równej 1 woltowi.

Jak widać z równania (83), amplifikacja mocy jest proporcjonalna do amplifikacji zarówno napięcia, jak i prądu.

12. Różnica energetyczna między zasilaniem szeregowem i równoległem wzmacniacza oporowego.

Jak już zaznaczono w § 8, różnica między zasilaniem szeregowem i równoległem polega między innemi na tem, że przy zasilaniu równoległem niema stałego spadku napięcia na oporze zewnętrznym.

Różnica ta występuje przedewszystkiem przy zmianie oporu zewnętrznego.



Rys. 53.

Przy zasilaniu bowiem szeregowem, przy zmianie R_a, gdy stałe są U_b i U_s, zmienia się i napięcie anodowe U_a i prąd anodowy I_a. Innemi słowy, początkowy punkt pracy lampy przesuwa się wzdłuż charakterystyki $U_s = \text{const}$ (kolejne punkty P'', P i P'), a prosta spadku napięcia obraca się dokoła punktu U_b na osi odciętych (rys. 53a). Chcąc przy zmianie R_a utrzymać stały punkt pracy, należałoby odpowiednio zmieniać napięcie zasilające, jak to zaznaczono na rys. 53a (wartość U_b').

Przy zasilaniu równoległem natomiast, dzięki znikomo małemu spadkowi napięcia na oporze rzeczywistym dławika, napięcie anodowe U_a praktycznie równa się napięciu źródła U_b. Wobec tego przy zmianie R_a początkowy punkt pracy lampy pozostaje stały, a prosta spadku napięcia obraca się dokoła tego punktu (rys. 53 b).

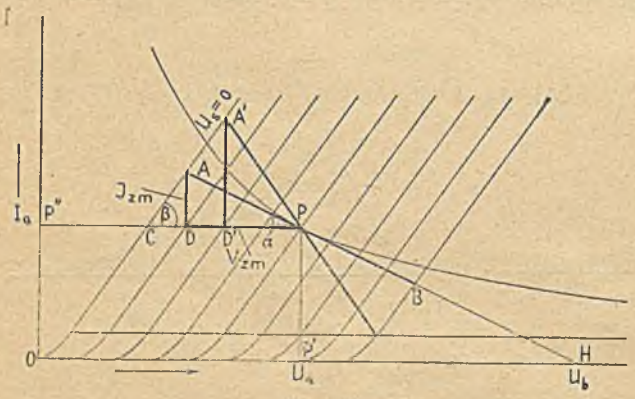
Różnica między obu układami uwydatnia się również i pod względem energetycznym. A mianowicie przy zasilaniu równoległem niema dodatkowych strat prądu stałego w oporze zewnętrznym, dzięki czemu moc P_1 doprowadzona do lampy, jest równa mocy P_b, dostarczonej przez źródło. Wobec tego ogólna sprawność przy zasilaniu równoległem jest większa, niż przy szeregowem.

Pod względem energetycznym i zachowania się początkowego punktu pracy, wszystkie układy, które stawiają duży opór prądowi wzmacnianemu, a mają małą oporność rzeczywistą, jak np. układ transformatorowy o obciążeniu rzeczywistem, układ rezonansowy o znacznem R_z i t. p., zachowują się tak jak układy o zasilaniu równoległem.

13. Warunki maksymalnej mocy użytecznej.

I. Współczynnik dobroci G lampy nie daje całkowitego obrazu lampy jako wzmacniacza energetycznego, a zwłaszcza wzmacniacza typu A. Przedstawia on jedynie pewne kryterjum porównawcze co do przydatności lampy dla wzmacniacza energetycznego.

Jak wykazuje definicja współczynnika G [równanie (85)], daje on miarę wykorzystania napięcia wzbudzającego lampy. A mianowicie: im większą dobroć ma lampa końcowa, tem mniejszego napięcia wzbudzenia wymaga dla otrzymania żądanej mocy wyjściowej. Temsamem, przy danem napięciu wejściowem do wzmacniacza, potrzeba mniej pośrednich stopni wzmocnienia napięciowego.



Rys. 54.

Ze względu na oszczędność wzbudzenia, układ w myśl wywodów § 11-go, będzie pracował najkorzystniej, gdy będzie spełniony warunek (84):

$$R_a = \rho.$$

Warunek ten można nazwać warunkiem *optimum wzbudzenia*, albo *maximum mocy przy stałem wzbudzeniu*. Jest to jednocześnie warunek *maximum mocy przy niezmiennym początkowym punkcie pracy*. Jak wy-

nika z rys. 54, gdy U_a i U_s są dane, odcinek CP jest stały. Stały jest również kąt β nachylenia charakterystyk. Zmienia się natomiast kąt α, wyrażający nachylenie charakterystyki zewnętrznej. Wówczas:

$$J_{zm} = \overline{AD} = \overline{AP} \sin \alpha, \tag{a}$$

$$V_{zm} = \overline{DP} = \overline{AP} \cos \alpha, \tag{b}$$

a więc:

$$P_2 = \frac{\overline{AP}^2}{2} \sin \alpha \cos \alpha. \tag{c}$$

Drugie równanie jest wyrażone zależnością:

$$\overline{CP} = \overline{CD} + \overline{DP} = \text{const}, \tag{d}$$

czyli:

$$\overline{CP} = \overline{AD} \operatorname{ctg} \beta + \overline{AD} \operatorname{ctg} \alpha = \text{const}. \tag{e}$$

Ponieważ, jak wynika z rys. 54, $\operatorname{ctg} \beta = \rho$, $\operatorname{ctg} \alpha = R_a$, równanie (e) można napisać w następującej postaci:

$$\overline{CP} = \overline{AD} (\rho + R_a) = \text{const}, \tag{f}$$

a więc:

$$\overline{AD} = \frac{\text{const}}{(\rho + R_a)}.$$

Wielkość zaś $\overline{AD}$ wyraża się jako:

$$\overline{AD} = \overline{AP} \sin \alpha, \tag{g}$$

skąd:

$$\overline{AP} = \frac{\overline{AD}}{\sin \alpha} = \frac{\text{const}}{(\rho + R_a)} \cdot \frac{1}{\sin \alpha}.$$

A więc moc użyteczna wyrazi się równaniem:

$$P_2 = \frac{\text{const}}{(\rho + R_a)^2} \cdot \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{\sin^2 \alpha} = \text{const} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{(\rho + R_a)^2} = \text{const} \frac{R_a}{(R_a + \rho)^2}. \tag{h}$$

Wyrażenie to, jak łatwo dowieść, osiąga maximum, gdy:

$$R_a = \rho. \tag{86}$$

Na rys. 54 maximum mocy jest równe trójkątowi $A'PD'$.

II. Maximum mocy, wyprowadzone w ten sposób, nie odpowiada bynajmniej warunkowi bezwzględnego maximum mocy nieskażonej, którą wzmacniacz może oddać w odpowiednich warunkach. A mianowicie nie uwzględniono tu właściwego doboru punktu pracy, któryby równocześnie pozwalał rozwinąć możliwie dużą amplitudę napięcia wzbudzającego V_{sm}, bez obawy, że ujemny półokres wejdzie na części zakrzy-

wione charakterystyk, lub, co gorsza, w zakres, gdzie prąd anodowy równy jest zeru.

To *optimum wykorzystania lampy* osiągnie się, gdy początkowy punkt pracy będzie połowił [1]) odcinek charakterystyki roboczej, leżący między charakterystyką $U_s = 0$, a dolnem ograniczeniem charakterystyk.

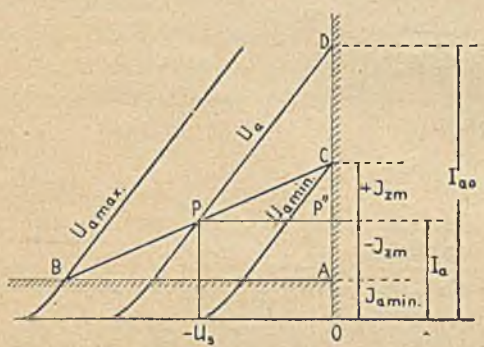
Wybór tego punktu można przeprowadzić na zasadzie jednego z następujących założeń:

a) Ustalone jest *najwyższe dopuszczalne napięcie anodowe* U_a, a obciążalność anody jest tak znaczna, że niema obawy jej przekroczenia. Jest to przypadek normalny dla lamp bardzo małej mocy (lampy odbiorcze, małe lampy głośnikowe), gdzie wymiary anody są uwarunkowane innemi względami konstrukcyjnemi, a nie obciążalnością. Napięcie anodowe może tu być ograniczone nietyle ze względu na lampę, ile raczej względami ekonomicznemi (np. baterja anodowa o znormalizowanem napięciu).

b) Ustalona jest *obciążalność anody*, a napięcie anodowe można dobierać w pewnych granicach. Jest tu więc właściwie podwójne ograniczenie — obciążalność anody i maksymalne napięcie anodowe. Tę metodę stosuje się do lamp większej mocy (np. lampy modulacyjne nadajników).

a) *Wybór warunków pracy przy danem napięciu anodowem* U_a.

Zjawiska te najwygodniej rozpatrywać w układzie charakterystyk $I_a = f(U)_s$ rys. 55 [2]). Pole pracy lampy jest ograniczone napięciem siatki $U_s = 0$ i prostą $\overline{AB}$ odcinającą dolne zakrzywienie charakterystyk.



Rys. 55.

Wobec tego odcinek $\overline{OA}$ osi rzędnych wyznacza wartość prądu $J_{a\,min}$, poniżej której prąd anodowy w czasie pracy lampy nie powinien zejść [3]). Obrawszy wielkość $\overline{OC}$ jako maksymalną (dowolną narazie) wartość prądu anodowego $J_{a\,max}$, otrzymuje się odcinek $\overline{AC}$ równy podwójnej amplitudzie składowej zmiennej prądu anodowego, można więc napisać:

$$\overline{AC} = 2J_{zm}, \qquad (a)$$

czyli:

$$J_{zm} = \frac{\overline{AC}}{2}. \qquad (b)$$

[1]) Zakłada się tu, że charakterystyki, poza dolnemi zakrzywieniami, są prostemi. Tolerancje, uwzględniające krzywolinijność charakterystyk, są szczegółowo rozpatrzone w § 15.

[2]) Patrz E. W. Kellog, Construction d'amplificateurs de puissance sans distorsion, O. E. IV. str. 483. r. 1925.

[3]) Patrz § 15 tego rozdziału.

Połowiąc odcinek $\overline{AC}$ punktem P'', otrzymuje się wartość składowej stałej prądu anodowego, odpowiadającą obranym warunkom pracy:

$$I_a = \overline{OP''}. \tag{c}$$

Kreśląc zaś przez P'' prostą równoległą do osi odciętych, wyznacza się w miejscu przecięcia z charakterystyką U_a, początkowy punkt pracy P.

Prosta poprowadzona przez punkty C i P aż do przecięcia się w B z prostą, ograniczającą charakterystyki od dołu, daje odcinek $\overline{BC}$ *charakterystyki roboczej* lampy, który w danych warunkach można wykorzystać. Temsamem charakterystyka $U_{a\,\max}$, przechodząca przez B, odpowiada maksymalnemu napięciu anodowemu $v_{a\,\max}$ podczas pracy, zaś charakterystyka $U_{a\,\min}$, przechodząca przez C, — minimalnemu napięciu anodowemu $v_{a\,\min}$ (patrz też rys. 43, wyobrażający chwilowe przebiegi w lampie).

Można wobec tego napisać:

$$\Delta U_a = U_a - U_{a\,\min} = V_{zm}. \tag{d}$$

Ponieważ tej zmianie napięcia anodowego odpowiada na charakterystykach przyrost prądu anodowego:

$$\Delta I_a = \overline{CD}, \tag{a}$$

więc temsamem znaleziono oporność dynamiczną lampy:

$$\rho = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\right)_{U_s = \text{const}}. \tag{f}$$

Stąd można napisać:

$$V_{zm} = \overline{CD}\,\rho. \tag{g}$$

Oporność zewnętrzna, odpowiadająca tej amplitudzie zmiennego napięcia, musi być oczywiście równa (patrz b i g):

$$R_a = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\overline{CD}\,\rho}{\frac{1}{2}\overline{AC}} = 2\,\rho\,\frac{\overline{CD}}{\overline{AC}}. \tag{h}$$

Moc prądu zmiennego, oddana przez wzmacniacz na oporze R_a (oczywiście przy założeniu, że obciążenie jest bezindukcyjne), wynosi zgodnie z równaniem (76 a):

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{\overline{CD}\,\rho\,\frac{\overline{AC}}{2}}{2} = \frac{\rho}{4}\,\overline{CD}.\,\overline{AC}. \tag{j}$$

Nie trudno dowieść, że wyrażenie to osiąga maximum, gdy jest zachowana równość:

$$\overline{AC} = \overline{CD}. \tag{k}$$

Równanie (h), po uwzględnieniu równości (k), daje:

$$R_a = 2\rho . \tag{87}$$

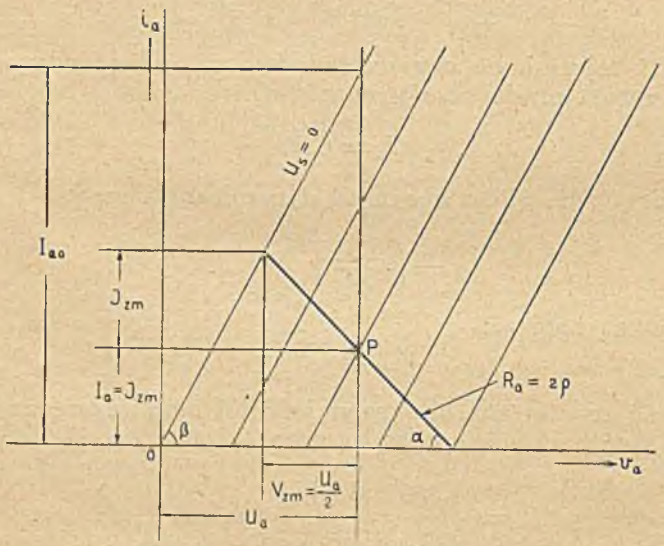
A więc *przy danem napięciu anodowem otrzymuje się maksymalną moc nieskażoną, gdy oporność zewnętrzna równa się dwukrotnej oporności lampy.*

Zgodnie z równaniem (82) moc otrzymana w tych warunkach wyniesie:

$$P_{zm} = \frac{V_{sm}^2}{2} \cdot \frac{KS}{\rho} \cdot \frac{2\rho}{(1+2)^2} = \frac{V_{sm}^2}{9} KS, \tag{87 a}$$

jest więc, przy danej amplitudzie wzbudzenia, niewiele mniejsza od mocy, odpowiadającej optimum wzbudzenia. A więc pod względem ekonomji wzbudzenia warunek $R_a = 2\rho$ jest nieznacznie tylko gorszy od optimum wzbudzenia.

Jak widać z rys. 56, w przypadku maximum mocy nieskażonej, przy założeniu zupełnej prostolinijności charakterystyk, amplituda na-



Rys. 56.

pięcia zmiennego równa się połowie napięcia anodowego. A więc moc prądu zmiennego wynosi w tym przypadku:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{U_a J_{a0}}{4} .$$

Stąd oblicza się sprawność lampy jako:

$$\eta = \frac{\frac{1}{2} V_{zm} J_{zm}}{U_a I_a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{U_a}{2} I_a}{U_a I_a} = 0{,}25 .$$

Jak wynika z wykresu rys. 56, w przypadku $R_a = 2\rho$ i przy założeniu idealnych charakterystyk, składowa stała prądu anodowego I_a wynosi:

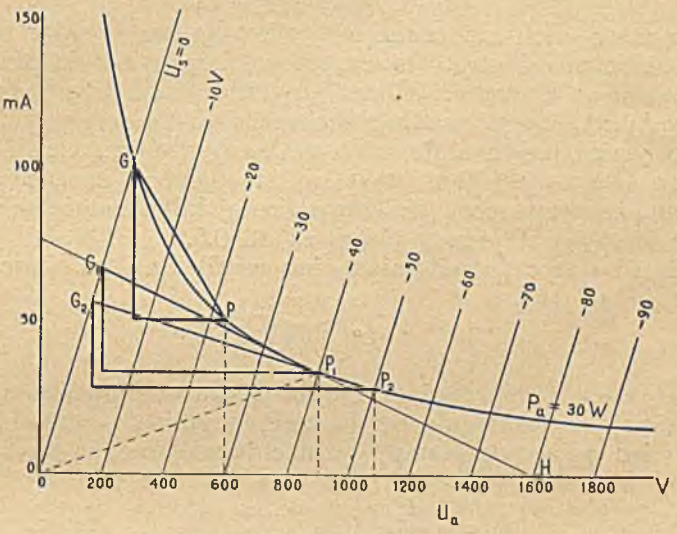
$$I_a = \frac{I_{ao}}{4}, \tag{88}$$

jeśli przez I_{ao} oznaczono prąd anodowy, odpowiadający napięciu anodowemu zasilającemu U_a i napięciu siatki $U_s = 0$.

Równanie to może służyć do orjentacyjnego określenia początkowego punktu P pracy lampy wzmacniającej w typie A.

b) Wybór warunków pracy przy ograniczonej obciążalności anody.

Przypadek ten jest pokazany na rys. 57 na charakterystykach idealnych. Obrawszy dowolny punkt początkowy P_1 na krzywej stałego



Rys. 57.

obciążenia anody, a temsamem ustaliwszy $(-U_s)$, wyznacza się punkt H przecięcia się charakterystyki $(-2\,U_s)$ z dolnem ograniczeniem charakterystyk (tu, ze względu na prostolinijność charakterystyk, ograniczeniem tem jest oś odciętych). Następnie kreśli się prostą spadku napięcia aż do punktu G_1 przecięcia się z charakterystyką $U_s = 0$. Z nachylenia prostej $\overline{G_1 H}$ oblicza się opór zewnętrzny R_a, dający w danych warunkach najlepsze wykorzystanie lampy. Jak wynika z rys. 57, moc użyteczna, a zarazem i sprawność lampy (wobec $P_a = \text{const}$) rosną tu z podwyższaniem napięcia anodowego, jednakże równocześnie wymagany jest coraz większy opór R_a. Sprawność dąży teraz asymptotycznie (przy wartości U_a równej nieskończoności) do wartości 0,50.

Praktycznie nawet w lampach wielkiej mocy, sprawność nie przekracza wartości 0,30.

A więc, *w przypadku ograniczenia obciążalności anody, najkorzystniejsza oporność zewnętrzna rośnie z podwyższaniem napięcia anodowego. Równocześnie rośnie moc użyteczna, dążąc do granicy 0,5* P_a.

W lampach większej mocy warunek $R_a = 2\rho$ nie daje się urzeczywistnić bez znacznego obniżenia napięcia anodowego, co, ze względu na małe wykorzystanie lampy, jest niecelowe.

Dla tych więc lamp maksymalną mocą będzie moc, którą lampa daje przy najwyższem dopuszczalnem napięciu anodowem i maksymalnem obciążeniu anody w spoczynku.

14. Znaczenie energetyczne oporności lampy we wzmacniaczu.

W lampie, jako we wzmacniaczu mocy, należy rozróżnić wpływ obu oporności: dynamicznej $\rho = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\right)_{U_s = \text{const}}$ i statycznej $r_o = \frac{U_a}{I_a}$.

Pierwsza z nich ma znaczenie tylko dla przebiegów prądu zmiennego, jest więc miarą straty mocy, wywołanej w lampie przez składową zmienną prądu anodowego. Charakteryzuje ona lampę jedynie *jako generator prądu zmiennego*, według schematu zastępczego rys. 44 b, a nie jako przetwornicę prądu stałego na zmienny, którym, ściśle biorąc, jest wzmacniacz lampowy. Tem wyjaśnia się pozorna sprzeczność, polegająca na tem, że przy oporności zewnętrznej kilkakrotnie większej od ρ, sprawność lampy jest jednak mniejsza od 0,5.

Oporność statyczna natomiast, jak wynika z jej definicji:

$$r_o = \frac{U_a}{I_a},$$

jest miarą mocy pobieranej ze źródła prądu stałego przez lampę wraz z jej obciążeniem po stronie prądu zmiennego.

Tak więc sprawność lampy wzmacniającej można określić zależnością:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\frac{J_{zm}^2}{2} R_a}{I_a^2 r_o} = \left(\frac{J_{zm}}{I_a}\right)^2 \frac{R_a}{2 r_o}. \tag{89}$$

Łatwo sprawdzić na podstawie rys. 57, że, o ile nie uwzględniać dolnego zakrzywienia charakterystyk, warunek najlepszego wykorzystania lampy jako wzmacniacza typu *A* da się wyrazić równością:

$$R_{a\,\text{opt}} = \frac{U_a}{I_a} = r_o. \tag{90}$$

Przy tem założeniu sprawność lampy, wyrażona równaniem (89), dąży do wartości granicznej 0,5, co jest zgodne z wnioskami wyprowadzonemi w poprzednim paragrafie.

W lampie rzeczywistej, o ile uwzględnić dolne zakrzywienie charakterystyk, $R_{a\,\text{opt}}$ będzie większe od r_o, jednakże dla wstępnego obliczania równanie (90) daje wynik dostatecznie dokładny.

15. Zniekształcenia amplitudy w triodzie.

A. Przyczyny zniekształceń.

Zniekształcenie amplitudy występuje we wzmacniaczu skutkiem spłaszczenia wierzchołka jednego lub też obu półokresów prądu zmiennego. Spłaszczenia te powstają wskutek istnienia prądu siatkowego i spowodu zakrzywienia charakterystyk prądu anodowego.

1. *Prąd siatkowy* wywołuje spłaszczenie górnego półokresu prądu anodowego z dwu przyczyn:

a) spowodu działania detekcyjnego,

b) wskutek asymetrji obciążenia źródła wzbudzającego.

a) *Działanie detekcyjne*[1]. Skutkiem przepływu prądu siatkowego podczas części półokresu dodatniego, powstaje na zewnętrznym oporze obwodu siatkowego spadek napięcia. Ten spadek napięcia wywołuje przejściowe przesunięcie punktu pracy lampy w kierunku ujemnych potencjałów siatki, a temsamem obniżenie amplitudy wzbudzenia.

Zjawisko to występuje tem jaskrawiej, im większy opór rzeczywisty znajduje się w obwodzie zewnętrznym między siatką i katodą.

b) *Asymetrja obciążenia źródła wzbudzającego.* Gdy niema prądu siatkowego, lampa wzbudzana nie obciąża poprzedzającego stopnia[2]), którym jest np. wzmacniacz napięciowy. Natomiast w chwili przepływu prądu siatkowego, oporność obwodu siatkowego przybiera wartość skończoną, bocznikując w ten sposób opór zewnętrzny poprzedzającej lampy. Wskutek tego następuje chwilowe zmniejszenie wzmocnienia napięciowego tej lampy, co jest równoznaczne ze spłaszczeniem dodatniego wierzchołka napięcia wzbudzającego.

Szczególnie czułe na zniekształcenia tego charakteru są układy, zawierające w obwodzie siatkowym duże opory rzeczywiste.

Dlatego, szczególnie na stopniach wzmocnienia napięciowego i małej mocy, należy starannie unikać prądu siatkowego. Wobec tego, że prąd siatkowy pojawia się już przy napięciu siatkowem rzędu (—1 *V*) do (—2 *V*), należy ograniczyć się do przebiegów napięcia siatkowego, pozostających zawsze poniżej tych wartości.

We wzmacniaczach większej mocy, poprzedzonych już stopniem wzmocnienia energetycznego, dochodzi się zasadniczo do wartości $v_s = 0$, a nawet można wkroczyć cokolwiek w zakres wartości dodatnich v_s (np. lampy modulacyjne dużej mocy).

2. *Zakrzywienie charakterystyk* prądu anodowego pojawia się w lampach trójelektrodowych, pracujących bez prądu siatki, tylko u dołu charakterystyki. W pentodach natomiast (patrz § 19) spłaszczenie charakterystyki występuje również u góry.

W pierwszym przypadku (gdy tylko dół charakterystyk jest zakrzywiony) zniekształcenie przebiegu jest asymetryczne, co jest dowodem obecności harmonicznych[3]) parzystych, w drugim zaś — spłaszczenie

---

[1]) Patrz rozdział IV, § 6.

[2]) O ile pominąć wpływ pojemności wewnętrznych, rozdział VI § 1.

[3]) Patrz Tom I. Dodatek I. Szeregi Fouriera.

jest mniejwięcej symetryczne, a więc przeważają harmoniczne nieparzyste, a w szczególności trzecia harmoniczna ze znakiem ujemnym.

B. Wybór warunków pracy i określenie zniekształceń.

Aby uniknąć zniekształceń, należy odpowiednio dobrać warunki pracy lampy, na co składają się trzy czynniki:

1) obciążenie obwodu anodowego,

2) początkowy punkt pracy,

3) dopuszczalna amplituda napięcia wzbudzającego V_{sm}.

1) Wybór najkorzystniejszego oporu zewnętrznego opiera się na rozważaniach, podanych w § 13. Okazuje się z nich, że ze względu na sprawność korzystniejsze jest stosowanie raczej większych wartości oporu zewnętrznego R_a. Żądanie to pokrywa się również z wymaganiami co do nieskażonego wzmocnienia, okazuje się bowiem, co można stwierdzić na przykładach podanych w następnym paragrafie, że przy większych R_a charakterystykę zewnętrzną można wykorzystać w szerszym zakresie v_s, dochodząc do mniejszych wartości $J_{a\,\min}$, przy tejsamej tolerancji dla zniekształceń amplitudy.

2) Wybór punktu pracy uzależniony jest od dwu czynników:

a) dopuszczalnego napięcia anodowego $U_{a\,\max}$ i obciążalności anody $P_{a\,\max}$,

b) od obranej amplitudy wzbudzenia.

Przy projektowaniu wzmacniaczy typu *A*, a zwłaszcza energetycznych, drugi wzgląd jest na pierwszem miejscu. Obiera się więc punkt pracy przedewszystkiem tak, aby osiągnąć jaknajwiększe granice dla napięcia wzbudzającego, przestrzegając jednakże, by nie przeciążyć anody.

Aby określić ściśle stopień zniekształcenia, wywołanego danym przebiegiem charakterystyki, a więc *współczynnik chrypienia* [1]:

$$\varkappa = \frac{\sqrt{J_{2m}^2 + J_{3m}^2 + J_{4m}^2 + \dots}}{J_{zm}}, \tag{91}$$

należy sporządzić wykres przebiegu prądu i_z w zależności od v_s, posługując się charakterystyką zewnętrzną [2], a następnie przeprowadzić analizę graficzną harmonicznych, np. metodą, podaną w tomie I. na str. 433 i 434. Dostatecznie dokładny wynik otrzymuje się dzieląc okres na 12 części (dla mniej dokładnych obliczeń można podzielić okres na 8 części).

W większości przypadków praktycznych okazuje się wszelako, że w lampach trójelektrodowych można ograniczyć się do 2-giej harmonicznej (rys. 58 a), a więc $\varkappa$ sprowadzi się do postaci:

$$\varkappa = \frac{J_{2m}}{J_{zm}}. \tag{92}$$

---

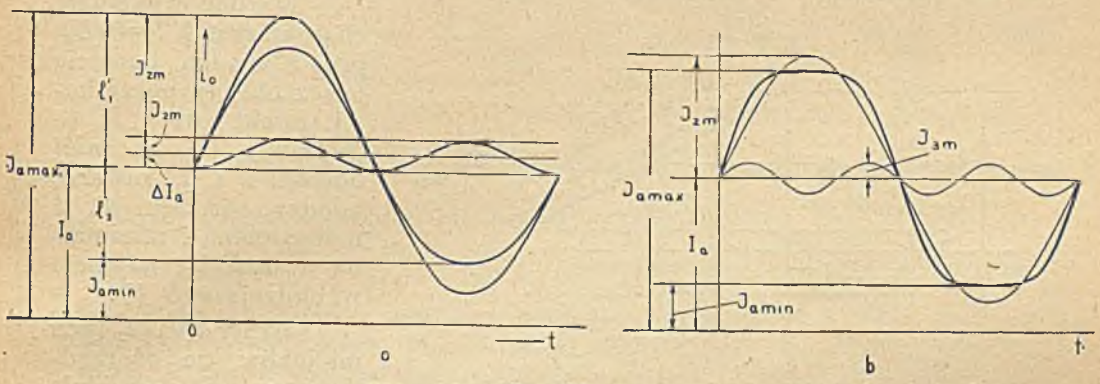
[1]) Patrz Tom I, str. 141.

[2]) Patrz przykład § 16.

W pentodach zaś, o ile punkt pracy połowi charakterystykę zewnętrzną, a więc obie amplitudy prądu i_z są sobie równe, pozostaje praktycznie tylko 3-cia harmoniczna (rys. 58 b), zatem:

$$\varkappa = \frac{J_{3m}}{J_{zm}}. \tag{93}$$

Przy obu tych uproszczonych założeniach, do określenia stopnia



Rys. 58.

zniekształceń można zastosować proste metody graficzne, posługując się zbiorem charakterystyk danej lampy.

I tak, dla *lampy trójelektrodowej*, przy podanych uproszczeniach, charakterystykę roboczą zewnętrzną wyrazić można równaniem:

$$i_a = I_a + a\,v_s + b\,v_s^2, \tag{a}$$

w którem I_a jest prądem anodowym w początkowym punkcie pracy lampy.

Przy założeniu sinusoidalnego przebiegu napięcia wzbudzającego równanie (a) przekształci się [podstawiając: $\sin^2 \omega t = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\,\omega t)$] na:

$$i_a = I_a + aV_{sm} \sin \omega t + bV_{sm}^2 \sin^2 \omega t =$$

$$= I_a + \frac{bV_{sm}^2}{2} + aV_{sm} \sin \omega t - \frac{bV_{sm}^2}{2} \cos 2\,\omega t. \tag{94}$$

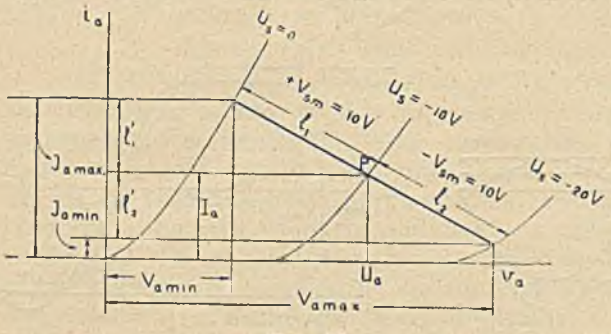
Amplitudą drugiej harmonicznej w równaniu (94) jest $\frac{bV_{sm}^2}{2}$, a więc współczynnik chrypienia można wyrazić równaniem:

$$\varkappa = \frac{J_{2m}}{J_{zm}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{bV_{sm}^2}{aV_{sm}}. \tag{95}$$

Jak wynika z równania (94), amplituda drugiej harmonicznej,

$\frac{1}{2} b V_{sm}^2$, jest liczbowo równa przyrostowi prądu stałego ΔI_a, wywołanemu przez odkształcenie sinusoidalnego przebiegu składowej zmiennej [1]), a więc $\Delta I_a = J_{2m}$. Przyrost ten może więc służyć jako miara zniekształcenia wzmacniacza [2]).

Na podstawie rys. 59 i równania (a) można znaleźć z w sposób następujący:



Rys. 59.

Kreśląc w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ prostą spadku napięcia przez obrany początkowy punkt pracy P, otrzymuje się na niej odcinki l_1 i l_2, zawarte między punktem P, a maksymalną i minimalną wartością napięcia wzbudzającego V_s.

Rzuty l_1' i l_2' tych odcinków na oś rzędnych dają dodatnią i ujemną amplitudę prądu zmiennego. Stąd średnia amplituda prądu zmiennego wynosi:

$$J_{zm} = a V_{sm} = \frac{J_{a\,max} - J_{a\,min}}{2} = \frac{l_1' + l_2'}{2}. \tag{96}$$

Amplitudę harmonicznej daje następujące rozumowanie: uwzględniając, że

$$J_{zm} = a V_{sm} \quad \text{i} \quad J_{2m} = \frac{b V_{sm}^2}{2}$$

i podstawiając do równania (a) kolejno $(+ V_{sm})$ i $(- V_{sm})$, otrzymuje się wartości $I_{a\,max}$ i $I_{a\,min}$:

$$\left.\begin{aligned} J_{a\,max} &= I_a + a V_{sm} + b V_{sm}^2 = I_a + J_{zm} + 2 J_{2m}, \\ J_{a\,min} &= I_a - a V_{sm} + b V_{sm}^2 = I_a - J_{zm} + 2 J_{2m}. \end{aligned}\right\} \tag{b}$$

Widać stąd, zgodnie z rys. 58 a, że amplituda dodatnia przebiegu podwyższa się o $2 J_{2m}$, zaś ujemna zmniejsza się o tę samą wartość.

Z równań (b) można wyeliminować:

$$J_{2m} = \frac{b V_{sm}^2}{2} = \frac{1}{4} (J_{a\,max} + J_{a\,min} - 2 I_a), \tag{c}$$

---

[1]) Patrz tom I, str. 157 i następne.

[2]) Patrz M. v. Ardenne, Rectification as a criterion of Distortion in Amplifiers, E. W. W. E. str. 52÷55, r. 1928.

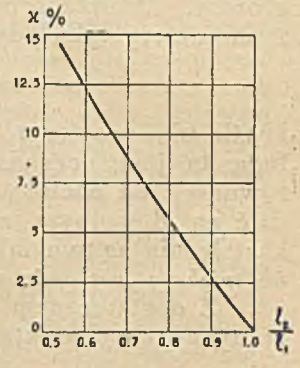
co po pewnych przeróbkach [1]) daje:

$$J_{2m} = \frac{1}{4}(I_1' - I_2'), \tag{97}$$

skąd znajduje się współczynnik chrypienia:

$$\varkappa = \frac{J_{2m}}{J_{zm}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_1' - I_2'}{I_1' + I_2'} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{I_2'}{I_1'}}{1 + \frac{I_2'}{I_1'}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{I_2}{I_1}}{1 + \frac{I_2}{I_1}}. \tag{98}$$

Zależność zniekształcenia od stosunku $\frac{I_2}{I_1}$ wyraża krzywa rys. 60, z której widać, że dopóki nie przekroczy się stosunku amplitud $\frac{I_2}{I_1} = \frac{9}{11} = 0{,}82$, zniekształcenia pozostają poniżej 5%. Jest to graniczna wartość, dla której wytwórnie podają moc dostarczaną przez lampy wyjściowe (głośnikowe).



Rys. 60.

Określenie takie jest niezupełnie ścisłe, gdyż dopuszczalna granica zniekształceń odnosi się do całości urządzenia. W urządzeniach wielostopniowych zniekształcenia poszczególnych stopni sumują się, tak iż wymagania, stawiane pojedyńczemu stopniowi powinny być znacznie surowsze.

Analogicznie do średniej amplitudy prądu można znaleźć średnią amplitudę napięcia (rys. 59):

$$V_{zm} = \frac{V_{a\,\max} - V_{a\,\min}}{2}. \tag{96 a}$$

Na podstawie równań (96) i (96 a) moc prądu zmiennego przy obciążeniu bezindukcyjnem można wyrazić jako:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{1}{8}(V_{a\,\max} - V_{a\,\min})(J_{a\,\max} - J_{a\,\min}). \tag{99}$$

---

[1]) Podstawia się (patrz rys. 59): $I_a = J_{a\,\min} + I_2'$, skąd:

$$J_{2m} = \frac{1}{4}(J_{a\,\max} + J_{a\,\min} - 2J_{a\,\min} - 2I_2') = \frac{1}{4}(J_{a\,\max} - J_{a\,\min} - 2I_2'),$$

co, po przedstawieniu wartości $(J_{a\,\max} - J_{a\,\min})$ z równania 96, daje:

$$J_{2m} = \frac{1}{4}(I_1' + I_2' - 2I_2') = \frac{1}{4}(I_1' - I_2').$$

Wskutek wprowadzonych zniekształceń i przyrostu prądu stałego zwiększa się moc prądu stałego, pobierana przez wzmacniacz. A mianowicie prąd anodowy zwiększa się do wartości:

$$I_a' = I_a + \Delta I_a = I_a + \varkappa J_{sm}, \tag{100}$$

wobec czego moc prądu stałego wynosi:

$$P_1 = U_a' I_a. \tag{100 a}$$

C. Projektowanie.

Dla operowania wykresami $I_a = f(U_a)$ wygodnie jest wpierw określić, przynajmniej orjentacyjnie, dolne ograniczenie charakterystyk. W tym celu obiera się początkowy punkt pracy lampy, kreśli się dowolną prostą spadku napięcia i próbuje się, przy jakiej rozpiętości $2V_{sm}$ stosunek wyrażony równaniem (98) nie przekracza dopuszczalnej granicy. Wówczas przez punkt przecięcia się prostej spadku napięcia z charakterystyką odpowiadającą napięciu siatkowemu:

$$|-U_s'| = |-U_s| + |V_{sm}|$$

kreśli się prostą, równoległą do osi odciętych, odcinającą $J_{a\,\min}$. Metoda ta jest oczywiście przybliżona, gdyż dopuszczalne $J_{a\,\min}$ zależy również i od obciążenia zewnętrznego. A mianowicie, jak łatwo sprawdzić na dowolnym zbiorze charakterystyk, przy temsamem $J_{a\,\min}$ zniekształcenia są tem mniejsze, im większy jest opór zewnętrzny. A zatem, *im większy jest opór zewnętrzny, tem mniejsze może być* $J_{a\,\min}$ [1]).

Z dostatecznem przybliżeniem można również przyjąć dla większości spotykanych charakterystyk stosunek empiryczny:

$$J_{a\,\min} \cong 0{,}2\, I_a, \tag{101}$$

przy którym $\varkappa$ pozostaje poniżej 5%.

Obie metody wymagają dalszego sprawdzenia zawartości harmonicznych po ustaleniu warunków pracy lampy. Sprawdzić ją można przez sprawdzenie stosunku $\frac{I_2}{I_1}$, lub przeprowadzając analizę harmonicznych.

Znając $J_{a\,\min}$ można w prosty sposób określić warunki pracy lampy. A mianowicie: na wykresie charakterystyk (rys. 61) kreśli się w odległości $J_{a\,\min}$ od osi odciętych prostą równoległą do tej osi i wyznacza się warunki pracy lampy, opierając się na zasadach, podanych w § 13.

I tak, gdy jest dany opór zewnętrzny (np. $R_a = 2\rho$) i pewne nieprzekraczalne napięcie anodowe, kreśli się prostą spadku napięcia pod żądanym kątem i przesuwa ją równolegle tak, by przy danem napięciu anodowem przecinała się z charakterystyką siatki [1]), odpowiadającą połowie tego napięcia, które równocześnie na prostej $z - z'$ wyznacza punktem H.

[1]) Patrz przykład 2, rys. 63, str. 107.

W podobny sposób poszukuje się odpowiedniego punktu przecięcia na krzywej maksymalnego obciążenia, gdy dane jest P_a, przyczem należy pamiętać, że nie można przekroczyć ani najwyższego dopuszczalnego napięcia anodowego, ani obciążalności anody.

Wyznaczywszy warunki pracy metodą przybliżoną, można powtórnie sprawdzić, czy nie przekroczono dopuszczalnego stosunku $\frac{l_2}{l_1}$, a w razie potrzeby przeprowadzić analizę harmonicznych.

Metody te najlepiej zilustrują przykłady podane w § 16.

D. Praktyczne określenie harmonicznych.

W praktyce trudno określić jedną cyfrą dopuszczalną zawartość harmonicznych, znaczenie ich bowiem w znacznej mierze zależy od częstotliwości podstawowej. O ile bowiem przy wysokich tonach (ponad $3000 \div 4000$ *c/s*) harmoniczne, szczególnie wyższych rzędów, leżą przeważnie w zakresie mniejszej czułości ucha [1]) i przyrządu odtwarzającego (głośnika lub słuchawki), to tony niskie dają harmoniczne oraz ich tony kombinacyjne, leżące w granicach największej czułości ucha. Dlatego też, jak wykazały ostatnie badania Britisch Broadcasting Corp. [2]), wymagania stawiane co do współczynnika chrypienia powinny być ostrzejsze dla tonów niższych, niż dla tonów wysokich.

Ponadto, ze względu na możność powstawania tonów kombinacyjnych harmonicznych wyższych rzędów, w praktyce niezawsze można ograniczyć się do 2-ej i 3-ciej harmonicznej. Dlatego też właściwy obraz pracy wzmacniacza otrzymuje się dopiero, określając współczynnik chrypienia drogą pomiarową. Wykonywa się to w sposób najprostszy, mierząc napięcie zmienne otrzymane na wyjściu lampy: raz po przejściu przez filtr eliminujący harmoniczne, drugi raz — przez filtr eliminujący częstotliwość podstawową. Stosunek obu napięć daje współczynnik chrypienia.

16. Przykłady wyboru warunków pracy lamp trójelektrodowych.

1) Lampa modulacyjna większej mocy.

a) Znaleść opór, przy którym lampa modulacyjna Philipsa *MC* 2/250 da największą moc niezniekształconą ($\varkappa \leqslant 0{,}05$).

Dane lampy:

$U_k = 11\ V$, $I_k = 2{,}5\ A$, $I_{ns} = 2{,}5\ A$, $U_a = 1000 \div 2000\ V$, $P_a = 250\ W$ (obciążenie próbne $P_a = 300\ W$), $K = 15$, $S = 6\ mA/V$ (przy $U_a = 2000\ V$, $I_a = 125\ mA$), $\rho = 2500\ \Omega$ (w tym samym punkcie).

Charakterystyki lampy podane są na rys. 61.

Przyjmując najwyższe dopuszczalne napięcie anodowe, a więc

[1]) Tom I. rys. 83.

[2]) Nowosti zagranicznoj radjotiechniki, Nr. 8, str. 59, P. N. Kuksenko, *Triod ili pentod.*

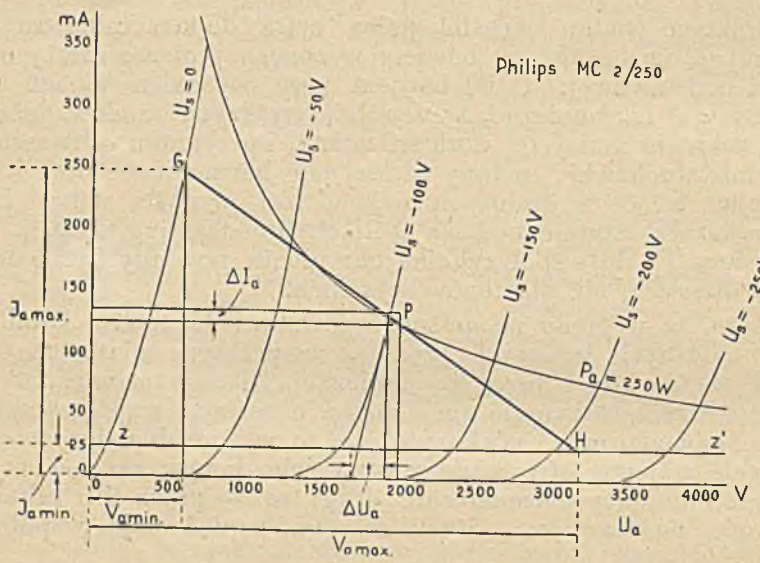
$U_a = 2000\ V$, znajduje się prąd anodowy przy maksymalnem obciążeniu anody:

$$I_a = \frac{250}{2000} = 0{,}125\ A = 125\ mA\ .$$

Prądowi temu, zgodnie z charakterystykami, odpowiada ujemne napięcie siatki:

$$U_s = -105\ V,$$

co łatwo znaleźć drogą interpolacji. Temsamem ustala się początkowy punkt P pracy lampy. Widać z charakterystyk, że wartość $(-U_s)$ jest krytyczna i już nieznaczne odchylenie pod tym względem grozi przecią-



Rys. 61.

żeniem anody. Jest to następstwo dużego wzmocnienia prądowego lampy [1]).

Dolne ograniczenie charakterystyk można założyć prowizorycznie, zgodnie z równaniem (101):

$$J_{a\,min} = 0{,}2\ I_a = 0{,}2\ .\ 125 = 25\ mA\ .$$

Wobec tego kreśli się równoległą $z - z'$ do osi odciętych na wysokości odpowiadającej tej wartości prądu.

Można dopuścić wahania napięcia siatki w kierunku dodatnim, dochodzące do $U_s = 0$, a więc amplituda napięcia wzbudzającego wyniesie:

$$V_{sm} = |U_s| = 105\ V,$$

[1]) Lampy o małem wzmocnieniu prądowem są mniej wrażliwe na wybór wartości $(-U_s)$.

wobec tego ujemna amplituda napięcia wzbudzającego dojdzie do:

$$V_{s\,\min} = 2\,U_s = -210\ V.$$

Drogą interpolacji znajduje się tę wartość na prostej $z—z'$ w punkcie H. Następnie kreśli się prostą spadku napięcia od H przez P, aż do przecięcia się z charakterystyką $U_s = 0$ w punkcie G i sprawdza się stosunek odcinków:

$$\frac{\overline{HP}}{\overline{PG}} = \frac{71}{85} = 0{,}835 > 0{,}82,$$ czemu odpowiada $\varkappa \cong 0{,}045$.

A więc zniekształcenia amplitudy nie przekraczają dopuszczalnej granicy $\varkappa = 0{,}05$.

Teraz z wykresu rys. 61 można znaleźć wszystkie dane, potrzebne dla obliczenia wzmocnienia, a mianowicie: amplitudę napięcia zmiennego:

$$V_{zm} = \frac{V_{a\,\max} - V_{a\,\min}}{2} = \frac{3180 - 600}{2} = 1290\ V$$

i amplitudę prądu zmiennego [wzór (96)]:

$$J_{zm} = \frac{J_{a\,\max} - J_{a\,\min}}{2} = \frac{245 - 25}{2} = 110\ mA.$$

Pod wpływem zniekształcenia średni prąd anodowy wzrasta o wartość ΔI_a [wzór (100)]:

$$\Delta I_a = \varkappa\, J_{zm} = 0{,}045 \cdot 110 \cong 5\ mA,$$

wyniesie więc:

$$I_a' = I_a + \Delta I_a = 125 + 5 = 130\ mA.$$

Z obliczonych danych znajduje się moc prądu zmiennego (częstotliwości podstawowej):

$$P_2 = \frac{V_{zm}\, J_{zm}}{2} = \frac{1290 \cdot 0{,}11}{2} \cong 70\ W.$$

Moc doprowadzona, uwzględniając przyrost prądu średniego, wyniesie:

$$P_1 = U_a\, I_a' = 2000 \cdot 0{,}130 = 260\ W.$$

Stąd sprawność wzmacniacza:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{70\ \mathrm{W}}{260\ \mathrm{W}} \cong 0{,}27.$$

Wkońcu sprawdza się obciążenie anody:

$$P_a = P_1 - P_2 = 260 - 70 = 190\ W,$$

które, jak się okazuje, jest znacznie mniejsze, niż w spoczynku.

Wreszcie z nachylenia charakterystyki zewnętrznej znajduje się opór zewnętrzny:

$$R_a = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{1290}{0{,}11} \cong 11700\,\Omega,$$

zaś oporność dynamiczną lampy oblicza się z nachylenia stycznej do charakterystyki $U_s = -100\ V$ np. w miejscu $I_a = 125\ mA$:

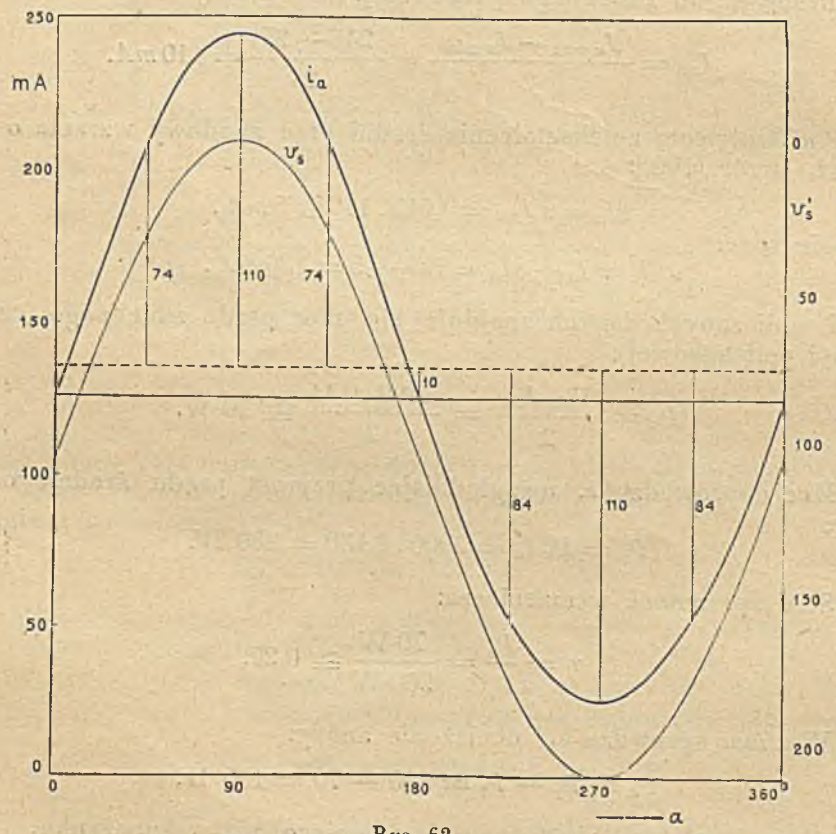
$$\rho_a = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} = \frac{210}{0{,}125} \cong 1700\,\Omega.$$

A więc opór zewnętrzny:

$$R_a = \frac{11700}{1700}\ \rho \cong 7\,\rho.$$

Jak łatwo sprawdzić, przy napięciu anodowem 2000 V nie można spełnić warunku $R_a = 2\rho$, gdyż dopuszczalne obciążenie anody byłoby znacznie przekroczone, jak to jest widoczne z wykresu charakterystyk.

Chcąc przeprowadzić analizę Fourierowską krzywej prądu wzmacniacza postępuje się w sposób następujący (rys. 62):



Rys. 62.

a) kreśli się sinusoidę napięcia wzbudzającego o amplitudzie 105 V, obierając jako początek układu $U_s = -105$ V,

b) na sinusoidzie tej wyznacza się rzędne, odpowiadające punktom przecięcia charakterystyki zewnętrznej z charakterystykami lampy, a więc dla napięć siatkowych: 0, -50 V, -100 V, -150 V, -200 V, oraz wartościom -105 i -210 V,

c) z wykresu rys. 61 odczytuje się odpowiadające tym napięciom wartości prądu anodowego, a więc: 245, 186, 132, 67, 30, 125 i 25 mA, i przy ich pomocy kreśli się krzywą prądu anodowego [1]) na tej samej podstawie czasu, co krzywa napięcia siatkowego.

d) wyznacza się nową oś odciętych krzywej prądu na wysokości np. $I_a'' = 135$ mA, dzieli się okres na $p = 8$ części i wyznacza rzędne, odpowiadające punktom podziału: -10, $+74$, $+110$, $+74$, -10, -84, -110, -84, -10 mA.

Następnie oblicza się składową stałą b_o ze wzoru [2]):

$$b_o = \frac{1}{p}\sum_{1}^{p} y = \frac{1}{8}(-10+74+110+74-10-84-110-84) =$$

$$= -\frac{40}{8} = -5.$$

W celu obliczenia amplitud składowych sinusoid mnoży się rzędne podane wyżej przez $\sin k\omega t$, czyli przez sinusy kątów, odpowiadających punktom podziału, przyczem obliczenie przeprowadza się z dokładnością do 5 harmonicznej na podstawie wzoru:

$$a_k = \frac{2}{p}\sum_{o}^{p} y \sin k\omega t.$$

W ten sposób otrzymuje się:

$$a_1 = \frac{2}{8}(-10\sin 0^0 + 74\sin 45^0 + 110\sin 90^0 + 74\sin 135^0 +$$

$$-10\sin 180^0 - 84\sin 225^0 - 110\sin 270^0 - 84\sin 315) =$$

$$= \frac{2}{8}(-0+52{,}3+110+52{,}3-0+59{,}4+110+59{,}4) \cong 111.$$

$$a_2 = \frac{2}{p}\sum_{o}^{p} y \sin 2\omega t = \frac{2}{8}(0+74+0-74-0-84-0+84) = 0.$$

---

[1]) Krzywa ta w danym przykładzie jest niezbyt dokładna ze względu na małą liczbę charakterystyk.

[2]) Patrz tom I, str. 434.

$$a_3 = \frac{2}{p}\sum_{0}^{p} y \sin 3\omega t = \frac{2}{8}(0 + 52{,}3 - 110 + 52{,}3 - 0 + 59{,}4 +$$

$$- 110 + 59{,}4) = + 0{,}85.$$

$$a_4 = \frac{2}{p}\sum_{0}^{p} y \sin 4\,\omega t = \frac{2}{8} \cdot 0 = 0.$$

$$a_5 = \frac{2}{8}(0 - 52{,}3 + 110 - 52{,}3 - 0 - 59{,}4 + 110 - 59{,}4) = - 0{,}85.$$

Amplitudy składowych kosinusoidalnych obliczamy w podobny sposób mnożąc odpowiednie rzędne przez cos $k\omega t$ i podstawiając je do wzoru:

$$b_k = \frac{2}{p}\sum_{1}^{p} y \cos k\,\omega\, t.$$

Otrzymuje się więc:

$$b_1 = \frac{2}{8}(- 10 \cos 0^0 + 74 \cos 45^0 + 110 \cos 0^0 + 74 \cos 135^0 - 10 \cos 180^0 +$$

$$- 84 \cos 225^0 - 110 \cos 270^0 - 84 \cos 315^0) = \frac{2}{8}(- 10 + 52{,}3 + 0 +$$

$$- 52{,}3 + 10 + 59{,}4 - 0 - 59{,}4) = 0.$$

$$b_2 = \frac{2}{8}(- 10 + 0 - 110 + 0 - 10 - 0 + 110 - 0) = - 5.$$

$$b_3 = \frac{2}{8}(- 10 - 52{,}3 + 0 + 52{,}3 + 10 - 59{,}4 - 0 + 59{,}4) = 0.$$

$$b_4 = \frac{2}{8}(- 10 - 74 + 110 - 74 - 10 + 84 - 110 + 84) = 0.$$

$$b_5 = \frac{2}{8}(- 10 - 52{,}3 + 0 + 52{,}3 + 10 - 59{,}4 - 0 + 59{,}4) = 0.$$

Na podstawie powyższych wyników krzywa będzie wyrażać się równaniem:

$$i_a = - 5 + 111 \sin \omega t + 0{,}85 \sin 3\,\omega t - 0{,}85 \sin 5\,\omega t - 5 \cos 2\,\omega t.$$

A zatem przyrost prądu stałego wynosi (dla wykresu):

$$\Delta I_a = - 5\ mA.$$

Obniżając oś odciętych o $5\,mA$ otrzymuje się rzeczywisty średni pobór prądu w czasie pracy lampy:

$$I_a' = I_a'' + \Delta I_a = 135 - 5 = 130\,mA\,,$$

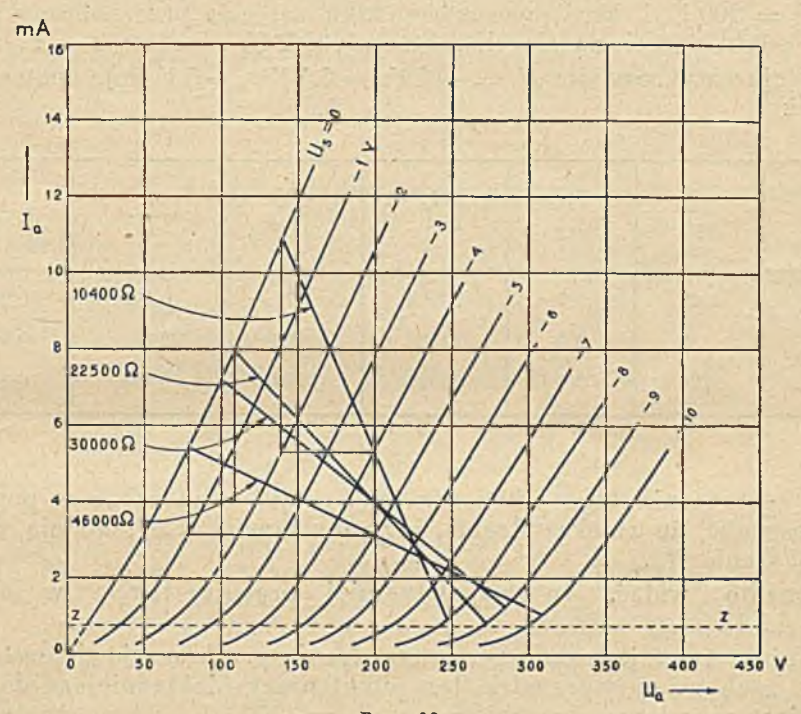
co jest zgodne z poprzedniemi obliczeniami.

Współczynnik chrypienia równa się:

$$\varkappa = \frac{\sqrt{J_{2m}^2 + J_{3m}^2 + J_{5m}^2}}{J_{zm}} = \frac{\sqrt{25 + 0{,}72 + 0{,}72}}{111} \cong 0{,}046\,.$$

2) Lampa małej mocy.

Dane są charakterystyki lampy Philips *E 424 N*, (rys. 63), w której obciążalność anody wynosi 1,5 *W*. Przy napięciu anodowem 200 *V* należy dobrać warunki dla maksymalnej mocy nieskażonej.



Rys. 63.

Jak wynika z charakterystyk, przy napięciu $U_a = 200\,V$ prąd $I_{ao} = 17\,mA$. Stąd, na podstawie równania (88):

$$I_a = \frac{17}{4} \cong 4{,}5\,mA\,.$$

Obciążenie anody w tych warunkach wyniesie $200 \cdot 0{,}0045 = 0{,}9\ W$. Z równania (101) można obliczyć:

$$J_{a\,\min} = 0{,}2\ I_a = 0{,}9\ mA\,.$$

Odkładamy na wykresie $0{,}9\ mA$.

Oporność dynamiczna lampy w pobliżu punktu pracy wynosi (rys. 63):

$$\rho = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \cong \frac{70}{0{,}005} \cong 14000\ \Omega\,.$$

A więc przy założeniu prostolinijnych charakterystyk powinno być, w myśl równania (87):

$$R_a = 2\,\rho = 28000\,\Omega\,.$$

Sprawdzamy to na wykresie, obierając kolejno różne wartości U_s przy $U_a = 200\ V$ i kreśląc prostą spadku napięcia przez obrany punkt pracy i punkt przecięcia się charakterystyki $2\,U_s$ z prostą $z - z$.

Kolejne wykresy dla $U_s = -4\ V$, $-4{,}5\ V$ i $-5\ V$ dają następujące wartości:

U_s V	V_{zm} V	J_{zm} mA	R_a Ω	P_2 mW	$\frac{l_2}{l_1}$	$\varkappa$
-4	60	5,7	10400	171	0,793	0,058
$-4{,}5$	90	4,0	22500	180	0,8	0,0555
-5	120	2,3	46000	138	0,894	0,028

Z zestawienia tego potwierdza się, co już zaznaczono w poprzednim paragrafie, że zniekształcenia, przy temsamem $J_{a\,\min}$, maleją w miarę zwiększania R_a.

Ponadto widać, że najkorzystniej pracuje lampa w okolicy $U_s = -4{,}5\ V$.

Wobec tego jednak, że zniekształcenia przekraczają dopuszczalną granicę, zachowamy wprawdzie ten punkt pracy (dokładniejsze dobieranie U_s jest niecelowe), lecz bierzemy $R_a = 30000\,\Omega$. Jak można sprawdzić na wykresie, odpowiadają temu dane:

$$V_{zm} = 95\ V,\quad J_{zm} = 3{,}2\ mA\,,\quad P_2 = 152\ mW,\quad l_2/l_1 = 0{,}86,\quad \varkappa = 0{,}036\,.$$

Moc jest teraz coprawda nieco mniejsza (najlepszemu wykorzystaniu odpowiadałoby napięcie ujemne nieco większe), lecz zniekształcenia pozostają poniżej granicy tolerancji.

17. Przesunięcie charakterystyk. Współczynnik amplifikacji, a moc użyteczna.

Jak wynika z poprzednich rozważań[1]), moc nieskażona, oddana przez lampę, rośnie ze wzrostem napięcia anodowego U_a. Dzieje się to dzięki temu, że w miarę zwiększania U_a, charakterystyki $I_a = f(U_s)$ przesuwają się w zakres ujemnych napięć siatki, co pozwala przyłożyć do lampy większą amplitudę napięcia wzbudzenia. Jednakże maksymalne napięcie anodowe dla danej kategorji lamp jest ograniczone ich wytrzymałością elektryczną i względami na źródło prądu.

Warunkiem należytego wykorzystania lampy jest więc dostateczne przesunięcie charakterystyk w zakresie napięć ujemnych. Przesunięcie to zależy jednak nietylko od napięcia anodowego, lecz i od współczynnika amplifikacji lampy. A mianowicie, zgodnie z równaniem (24 a), prąd anodowy jest funkcją napięcia czynnego w płaszczyźnie siatki:

$$I_a = f(K U_s + U_a),$$

i staje się równy zeru, gdy

$$U_s = -\frac{U_a}{K}. \tag{102}$$

Stąd wniosek, że przy danem napięciu anodowem *charakterystyka jest temwięcej przesunięta w kierunku dodatnich napięć siatki, im większy jest współczynnik amplifikacji lampy.* A więc, im większe jest K, tem mniejsza może być amplituda wzbudzenia V_{sm}. W miarę ograniczenia tej wielkości maleje moc użyteczna, którą lampa może oddać, czego dowodzi następujące przeliczenie.

Zgodnie z równaniem (87 a) maksymalna moc użyteczna ($R_a = 2\rho$) wynosi:

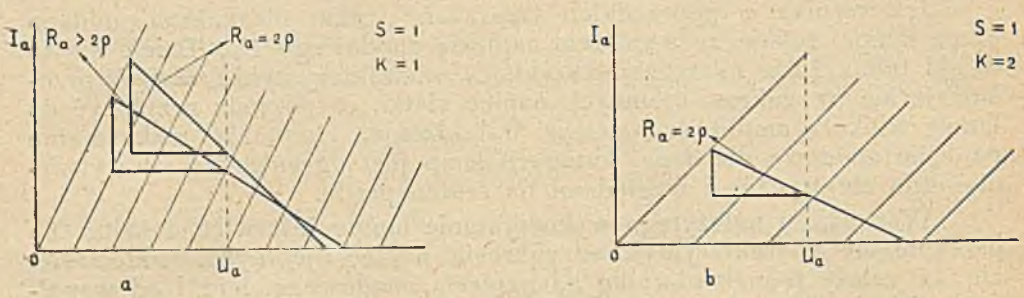
$$P_2 = \frac{K S}{9} V_{sm}^2 = \frac{S}{9K}(K V_{sm})^2 = \frac{1}{9\rho}(K V_{sm})^2. \tag{103}$$

Przyjmując przy danem napięciu anodowem U_a wielkość $K V_{sm}$ jako stałą dla lamp o różnych współczynnikach amplifikacji, co na podstawie wzoru (102) jest oczywiste, dochodzi się do wniosku, że *przy danych wartościach S i U_a maksymalna moc użyteczna lampy jest odwrotnie proporcjonalna do jej współczynnika amplifikacji,* lub też, że *przy danem napięciu anodowem maksymalna moc jest odwrotnie proporcjonalną do oporności dynamicznej triody.* Zależność tę ilustrują wykresy schematyczne na rys. 64 a i b, na którym przedstawiono warunki maksymalnego wykorzystania amplitudy wzbudzenia (patrz też rys. 63). Wynika z tego, że *dobroć lampy trójelektrodowej* jako wzmacniacza mocy typu *A* jest charakteryzowana przedewszystkiem przez współczynnik wzmocnienia prądowego, a nie przez wielkość G z równania (85).

---

[1]) Patrz § 13, rys. 57.

Zważywszy, że S jest wielkością, którą w danej kategorji lamp trudno jest zwiększyć, dochodzi się do wniosku, że dla uzyskania możliwie dużej mocy wejściowej bez zniekształceń, należy budować lampy



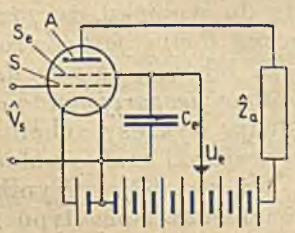
Rys. 64.

o niezbyt wielkim współczynniku amplifikacji. W lampach głośnikowych typów będących obecnie w użyciu wartość K waha się w granicach od 4 do 10, zaś w lampach modulacyjnych większej mocy, pracujących przy wysokich napięciach anodowych, wartość jego rzadko przekracza 15. Większe K spotyka się jedynie w lampach t. zw. *submodulacyjnych*, stosowanych jako wstępny wzmacniacz mocy (raczej wzmacniacz napięciowy ze znacznym zapasem mocy) dla wzbudzenia lampy modulacyjnej końcowej.

Konieczność konstruowania dla wzmacniaczy typu A lamp trójelektrodowych o małym współczynniku amplifikacji łączy się również z tem, że lampy o dużem K, zgodnie z równaniem Barkhausena ($K = \rho S$), siłą rzeczy mają znaczną oporność dynamiczną. Utrudnia to zachowanie odpowiedniego stosunku Z_a/ρ, co jest szczególnie ważne przy obciążeniu indukcyjnem ze względu na mogące wystąpić zniekształcenia częstotliwości.

18. Lampy z siatką osłonną.

Lampa o małym współczynniku amplifikacji ma jednak poważną wadę: jest nią konieczność doprowadzenia znacznego napięcia wzbudzającego do obwodu siatki. Wobec tego, że zarówno w odbiornikach, jak i w nadawczych urządzeniach modulacyjnych, siły elektromotoryczne, powstające w antenie czy też w obwodzie mikrofonowym, są znikomo małe, zachodzi potrzeba stosowania znacznej liczby pośrednich stopni wzmocnienia napięciowego.



Rys. 65.

Znaczne ulepszenie w tym kierunku stanowi lampa dwusiatkowa z siatką osłonną. (W. Schottky, 1916). W lampie takiej (rys. 65), między siatką S (siatką wejściową) i anodą A znajduje się druga siatka, t. zw. *siatka osłonna* S_e, mająca względem katody znaczny stały potencjał dodatni U_e, a połączona z katodą zapo-

mocą kondensatora C_e o znacznej pojemności, celem zwarcia prądów o częstotliwościach wzmacnianych.

Każda z tych siatek wchodzi wraz z katodą w układ trójelektrodowy o pewnym współczynniku amplifikacji: siatka wejściowa wraz z katodą i siatką osłonną tworzy układ o współczynniku amplifikacji K_1, zaś siatka osłonna wraz z katodą i anodą — układ o współczynniku amplifikacji K_2.

Tak więc napięcie działające w płaszczyźnie siatki osłonnej można wyrazić równością:

$$U_e' = U_e + \frac{U_a}{K_2}.$$

Napięcie to, w odniesieniu do siatki wejściowej, można uważać za napięcie anodowe, tak, iż napięcie czynne w płaszczyźnie siatki wejściowej będzie równe:

$$U_s' = U_s + \frac{U_e'}{K_1} = U_s + \frac{U_e}{K_1} + \frac{U_a}{K_1 K_2}. \qquad (104)$$

Z równania (104) można wyciągnąć dwa bardzo ważne wnioski:

1) Współczynnikiem amplifikacji lampy w odniesieniu do siatk wejściowej jest wielkość:

$$K = K_1 K_2, \qquad (105)$$

można więc budować lampy z siatką osłonną o bardzo dużym całkowitym współczynniku amplifikacji, obliczając obie siatki na współczynniki amplifikacji stosunkowo niewielkie.

Należy tu podkreślić, że zgodnie z równaniem $K = \rho S$, duży współczynnik amplifikacji lampy z siatką osłonną łączy się z dużą opornością dynamiczną, gdyż, jak już kilkakrotnie wspomniano, wielkość S dla danej kategorji lamp można zwiększyć tylko w nieznacznych granicach.

2) Dzięki zwarciu przez kondensator, siatka osłonna nie bierze udziału w amplifikacji, lecz spełnia inne ważne zadanie. A mianowicie, wyrażenie, podane w równaniu (104), a zatem i prąd anodowy staje się dopiero wówczas równy zeru, gdy:

$$U_s = -\left(\frac{U_e}{K_1} + \frac{U_a}{K_1 K_2}\right). \qquad (106)$$

Wynika stąd, że pomimo wysokiej wartości $K = K_1 K_2$, *charakterystykę lampy* przy danem U_a *można* dostatecznie *przesunąć w zakres ujemnych napięć siatki wejściowej, nadając siatce osłonnej odpowiedni potencjał dodatni względem katody.*

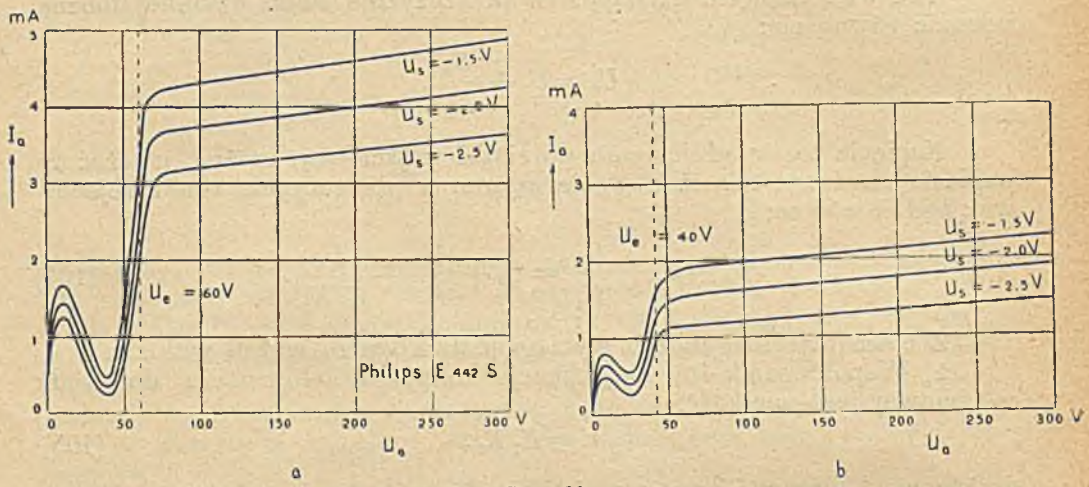
Pozatem w lampie z siatką osłonną znacznie jest zmniejszona pojemność między anodą i siatką wejściową, C_{sa}, gdyż siatka osłonna, jak to wskazuje jej nazwa, tworzy osłonę elektrostatyczną między obiema temi elektrodami. Przy specjalnej konstrukcji siatki osłonnej osiąga się redukcję tej pojemności do rzędu $0{,}002 \div 0{,}01$ $\mu\mu F$, podczas, gdy w lampach trójelektrodowych pojemność ta jest rzędu kilkunastu $\mu\mu F$. Takie

lampy specjalne, t. zw. *lampy ekranowane* (Hull, Round 1925 r.), mają duże znaczenie dla wzmocnienia wielkiej częstotliwości [1]).

Poważną wadą lampy z siatką osłonną jest nieprawidłowy przebieg jej charakterystyk:

$$I_a = f(U_a),$$

jak to widać z krzywych rys. 66 a i b.



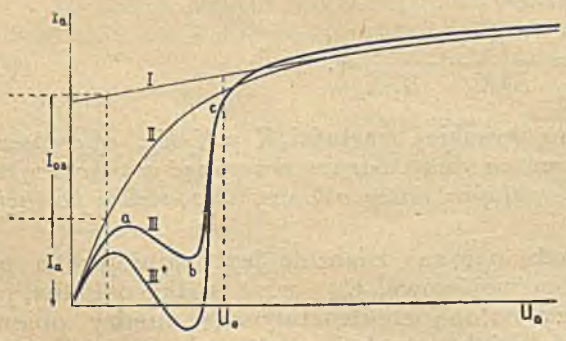
Rys. 66.

Przebieg ten można wyjaśnić w sposób następujący:

Płynący pod działaniem napięć U_s, U_e i U_a *prąd emisyjny katody* można wyrazić na podstawie wzorów (23 a) i (104) równaniem:

$$I_e = C\left(U_s + \frac{U_e}{K_1} + \frac{U_a}{K_1 K_2}\right)^{3/2}. \qquad (107)$$

Prąd ten, którego zależność od napięcia anodowego przedstawia krzywa I na rys. 67, nie dochodzi w całości do anody, lecz dzieli się między anodę i siatkę osłonną na prądy I_a i I_{os}. Prądy te rozdzielają się w przybliżeniu proporcjonalnie do powierzchni elektrod i do napięć U_e i U_a.



Rys. 67.

Wobec tego charakterystyka prądu anodowego I_a powinna mieć przebieg wyrażony krzywą II. Z tego samego już wynika, że nie mo-

[1]) Patrz rozdział VI.

że ona mieć charakteru prostolinijnego i że oporność dynamiczna lampy rośnie ze wzrostem napięcia anodowego lampy, jest więc, w przeciwieństwie do oporności dynamicznej ρ w triodzie, wielkością zmienną w szerokich granicach.

Przebieg charakterystyki komplikuje się jeszcze bardziej pod wpływem zjawiska *emisji wtórnej*, którego źródłem są zarówno anoda, jak i siatka osłonna, nagrzewane przez bombardujące je elektrony prądów I_a i I_{os}.

Dopóki napięcie anodowe jest wyższe od napięcia siatki osłonnej, anoda nietylko nie wysyła własnych elektronów, lecz — przeciwnie — przyciąga część elektronów emitowanych przez siatkę osłonną. Dzięki temu prąd anodowy jest nieco większy od części prądu emisyjnego katody, przypadającej na anodę. Gdy jednakże napięcie anodowe spadnie poniżej U_e, zaczyna się zjawisko odwrotne — od anody zaczyna płynąć strumień elektronów wtórnych ku siatce osłonnej, zmniejszając prąd anodowy i zwiększając prąd siatki osłonnej. Następstwem tego jest nagły spadek prądu anodowego na odcinku $c - b$ charakterystyki. Przy dalszem obniżaniu U_a anoda ochładza się zarówno spowodu zmniejszenia się napięcia, jak i prądu, emisja wtórna maleje i prąd anodowy na odcinku $b - a$ wzrasta pomimo zmniejszania się napięcia anodowego, aż wreszcie przy niskich napięciach anodowych charakterystyka powraca do normalnego przebiegu.

Charakterystyka lampy rozpada się więc na trzy części o wybitnie różnych własnościach.

1) Część, przy $U_a > U_e$, o wielkiej oporności dynamicznej, a temsamem i o wielkim współczynniku amplifikacji. Jest to część użyteczna charakterystyki, odznaczająca się tem, że K i ρ lampy rosną ze wzrostem napięcia anodowego. Dlatego też dla lamp tego typu można podać K i ρ tylko dla określonego punktu pracy.

2) Część o przebiegu nieprawidłowym, której odcinek $a - b$ posiada oporność ujemną [1])

$$R = -\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}, \tag{108}$$

może być wykorzystana do wzbudzania drgań niegasnących (generator dynatronowy [2])). Natomiast w odcinku $b - c$ charakterystyka prądu I_a wykazuje nagły wzrost prądu przy nieznacznem zwiększaniu U_a. A więc prąd siatki osłonnej nagle maleje i nachylenie charakterystyki tego prądu

$$S_{os} = \left(\frac{\partial I_{os}}{\partial U_a}\right)_{U_e = \text{const}} \tag{109}$$

ma w odcinku $b - c$ znak ujemny, co również może stać się źródłem wzbudzenia drgań własnych.

---

[1]) Patrz tom I, str. 59 i następne.
[2]) Patrz rozdział V, § 12.

W niektórych lampach emisja wtórna anody jest tak silna, iż prąd anodowy w odcinku $a - b$ może odwrócić swój kierunek, jak to widać na krzywej III', rys. 67.

3) Część początkowa o względnie małym oporze dynamicznym i niewielkim współczynniku amplifikacji, charakteryzuje się nadmiernym prądem siatki osłonnej, którego charakterystyka w zależności od U_a również ma nachylenie ujemne, podobnie jak na odcinku $b - c$.

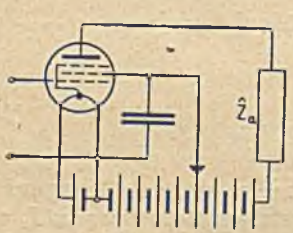
Z przebiegu charakterystyk wynika, że lampa z siatką osłonną może być wykorzystana jako wzmacniacz typu A tylko w niewielkim zakresie górnej części swych charakterystyk, a więc z małą sprawnością. Dlatego też nadaje się ona tylko jako wzmacniacz napięciowy na początkowych stopniach wzmocnienia.

Jak wynika ze wzoru (107), zasadniczy wpływ na przesunięcie charakterystyk ma napięcie siatki osłonnej. Chcąc więc mieć całkowity obraz lampy, należałoby zdjąć szereg zbiorów charakterystyk przy różnych wartościach U_e. Dwa takie zbiory są pokazane na rys. 66. Odpowiadają one najniższemu i najwyższemu napięciu siatki osłonnej, stosowanemu dla tego typu lampy.

Naomiast zmiany napięcia anodowego wywierają na przesunięcie charakterystyki wpływ minimalny. Dlatego w układzie $I_a = f(U_s)$ charakterystykę zwarcia takiej lampy można uważać z dostatecznem przybliżeniem za jej charakterystykę roboczą.

19. Pentoda.

Powstaniu załamania charakterystyki anodowej pod wpływem wtórnej emisji zapobiec można, umieszczając między anodą i siatką osłonną trzecią siatkę (t. zw. *siatkę chwytną*) połączoną np. bezpośrednio z katodą (rys. 68). Siatka ta, o potencjale znacznie niższym od potencjału anody, odgradza elektrony wtórne, emitowane przez anodę, od siatki osłonnej, uniemożliwiając powstanie prądu emisji wtórnej, nawet przy potencjałach siatki osłonnej, znacznie przewyższających potencjał anody.



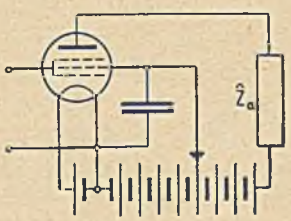
Rys. 68.

Utworzona w ten sposób lampa trójsiatkowa, zwana *pentodą*[1]) (Zakłady Philipsa, r. 1929) zachowuje zasadnicze zalety lampy z siatką osłonną (duże K i możliwość przesunięcia charakterystyk), mając przytem prawidłowy przebieg charakterystyk. Ponadto, dzięki siatce chwytnej, stosować można wyższe napięcia siatki osłonnej, a więc jeszcze bardziej przesuwać charakterystyki w kierunku napięć ujemnych siatki wejściowej, niż w lampie dwusiatkowej.

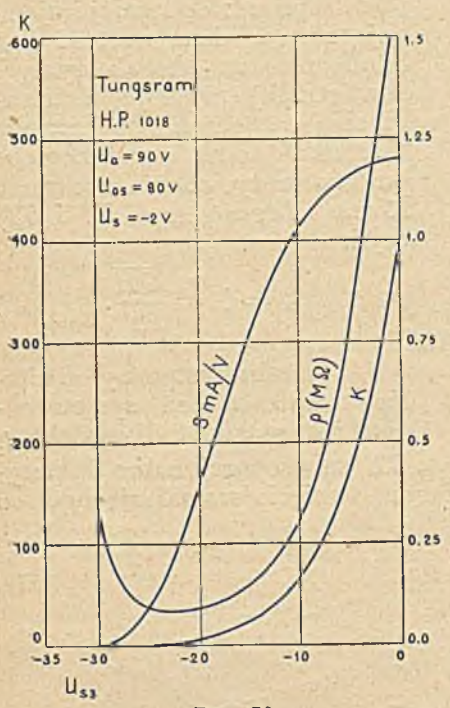
Zbliżona do pentody jest lampa, w której siatka chwytna jest połączona z siatką wejściową (Tungsram, rys. 69). W lampie tej siatka chwytna wspomaga cokolwiek działanie siatki wejściowej, pozatem jed-

[1]) Od πεντα' — pięć i οδος — droga.

nak lampa zachowuje się jak pentoda, z tą różnicą, że zamiast zmniejszenia pojemności C_{sa}, otrzymuje się tu zwiększenie tej pojemności. Niema to wprawdzie dużego znaczenia dla lampy końcowej wzmacniacza małej częstotliwości, jednakże jako wzmacniacz wielkiej częstotliwości ten typ lamp nie może być stosowany.



Rys. 69.



Rys. 70.

Siatka chwytna nietylko zapobiega powstawaniu wgięcia na charakterystyce, ale od potencjału tej siatki względem katody zależą również w dużym stopniu K, ρ i S pentody, jak to widać z rys. 70. Dzięki temu, zmieniając napięcie tej siatki, jeżeli jest ona wyprowadzona nazewnątrz bańki, można regulować w szerokich granicach wzmocnienie napięciowe i energetyczne lampy.

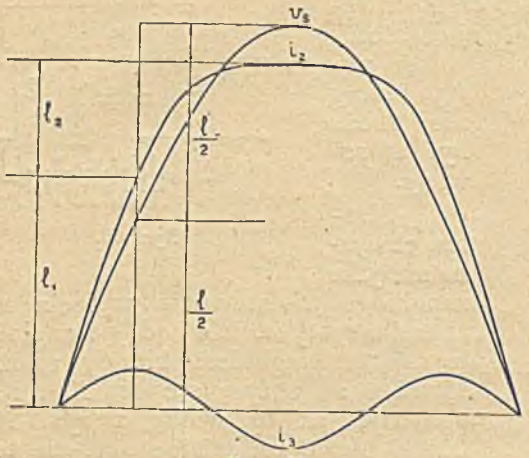
Ta własność oddziaływania siatki chwytnej na wzmocnienie lampy jest wykorzystana w niektórych typach pentod odbiorczych wielkiej częstotliwości, jak również w pentodach nadawczych (modulacja w obwodzie siatki chwytnej).

20. Zniekształcenia wywołane przez pentodę.

Na rys. 75 (str. 123), podane są charakterystyki $I_a = f(U_a)$ typowej pentody dla małej częstotliwości. Jak widać nie są one prostolinijne, szczególnie w części początkowej, co jest zgodne z rozważaniem § 18, siatka chwytna usuwa bowiem tylko wpływ emisji wtórnej, lecz nie wpływa na rozdział prądu emisyjnego między anodą i siatką osłonną. Typowe dla tych charakterystyk jest ich zagęszczanie się w okolicy $U_s = 0$ i przy małych napięciach anodowych, oraz przy dużych wartościach bezwzględnych ujemnego napięcia siatkowego i dużych wartościach napięcia anodowego. Wynika z tego, że pentoda daje spłaszczenie krzywej prądu anodowego tak w dodatnim, jak i w ujemnym półokresie.

Pentoda wywołuje więc zniekształcenia amplitudy, wprowadzające do prądu *harmoniczne nieparzyste* (rys. 71). Dlatego też wybór najlepszych warunków pracy dla wzmacniacza typu *A* z pentodą jest bardziej skomplikowany, niż w przypadku triody.

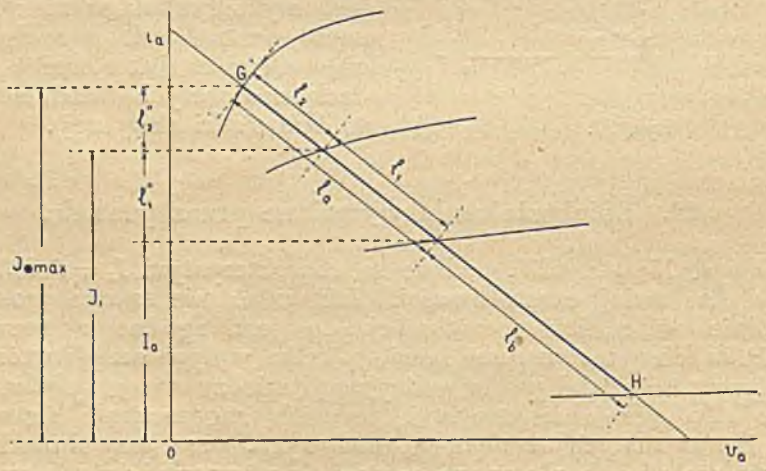
Zagadnienie to można jednakże uprościć, unikając w miarę możności harmonicznych parzystych, co spełnione będzie wówczas, gdy przebieg krzywej prądu będzie symetryczny. Niezbędnym warunkiem symetrji jest równość obu amplitud: dodatniej i ujemnej, a więc dana wartość V_{sm}, odmierzona na charakterystyce zewnętrznej (prostej spadku napięcia) w jednym i w drugim kierunku od początkowego punktu pracy, odcinać powinna równe długości (rys. 72 i 73), czyli:



Rys. 71.

$$l_a = l_b = \frac{\overline{GH}}{2}. \qquad (110)$$

Charakterystyczny dla takich zniekształceń symetrycznych jest stosunek długości l_2/l_1 (rys. 71). Długości te, jak wynika z rys. 72, są proporcjonalne do przyrostów prądu i_a, odpowiadających zmianom napięcia wzbudzającego od zera do $\frac{V_{sm}}{2}$ i od $\frac{V_{sm}}{2}$ do V_{sm}.



Rys. 72.

Oczywiście dla zachowania symetrji jest niezbędne, aby stosunek l_2/l_1 był w obu półokresach tensam, w przeciwnym bowiem razie krzywa jest asymetryczna i zawiera również harmoniczne parzyste. Do takiej krzywej, w myśl przyjętego założenia, nie można stosować podanej tu uproszczonej metody.

Spełniwszy te warunki, wyrazić można charakterystykę pentody, uwzględniając tylko 3-cią harmoniczną, przybliżonem równaniem:

$$i_a = I_a + a v_s + c v_s^3 = I_a + a V_{sm} \sin \omega t + c V_{sm}^3 \sin^3 \omega t, \qquad (a)$$

a współczynnik chrypienia stosunkiem:

$$\varkappa_3 = \frac{J_{3m}}{J_{zm}}. \qquad (b)$$

Na podstawie rys. 71 i 72 można wówczas wykazać drogą prostych przeliczeń [1]), że

---

[1]) Podstawiając

$$\sin^3 \alpha = \frac{3}{4} \sin \alpha - \frac{1}{4} \sin 3\alpha,$$

otrzymuje się:

$$i_a = I_a + (a V_{sm} + \frac{3}{4} c V_{sm}^3) \sin \omega t - \frac{c V_{sm}^3}{4} \sin 3 \omega t. \qquad (\alpha)$$

Stąd:

$$\varkappa_3 = \frac{J_{3m}}{J_{zm}} = \frac{\frac{1}{4} c V_{sm}^3}{a V_{sm} + \frac{3}{4} c V_{sm}^3}. \qquad (\beta)$$

Z równania (a) oblicza się prąd, odpowiadający kolejno wartościom V_{sm} i $\frac{V_{sm}}{2}$ (patrz rys. 72),

$$\left.\begin{aligned} J_{a\,\max} &= I_a + a V_{sm} + c V_{sm}^3, \\ J_1 &= I_a + \frac{a V_{sm}}{2} + \frac{c V_{sm}^3}{8}. \end{aligned}\right\} \qquad (\gamma)$$

Mnożąc dolne równanie (γ) przez 2 i odejmując od górnego równania, znajduje się:

$$c V_{sm}^3 = -\frac{4}{3} (2 J_1 - I_a - J_{a\,\max}) = -\frac{4}{3} [2 (J_1 - I_a) - (J_{a\,\max} - I_a)]. \qquad (\delta)$$

Aby znaleźć $a V_{sm}$, mnoży się teraz dolne równanie (γ) przez 8 i w analogiczny sposób oblicza się:

$$a V_{sm} = \frac{1}{3} [8 (J_1 - I_a) - (J_{a\,\max} - I_a)]. \qquad (\varepsilon)$$

Do równań (δ) oraz (ε) wprowadza się:

$$J_1 - I_a = l_1'', \quad J_{a\,\max} - I_a = l_1'' + l_2'',$$

co, po podstawieniu do (β) i uwzględnieniu, że

$$\frac{l_2''}{l_1''} = \frac{l_2}{l_1},$$

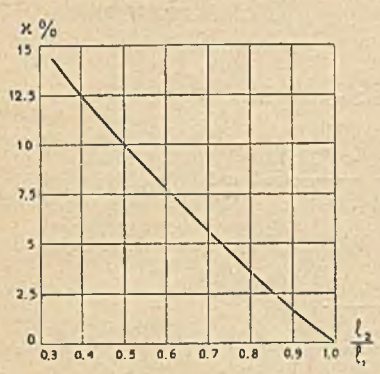
daje:

$$\varkappa = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_2'' - l_1''}{l_2'' + 2 l_1''} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{l_2''}{l_1''} - 1}{\frac{l_2''}{l_1''} + 2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{l_2}{l_1} - 1}{\frac{l_2}{l_1} + 2}.$$

$$\varkappa_3 = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_2 - l_1}{l_2 + l_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{l_2}{l_1} - 1}{\frac{l_2}{l_1} + 2}. \qquad (111)$$

Zależność współczynnika chrypienia od stosunku l_2/l_1 podaje krzywa rys. 73. Wynika z niej, że $\varkappa$ osiąga wartość 0,05 przy stosunku

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{8}{11} = 0{,}725.$$



Rys. 73.

Im bliższy jedności jest ten stosunek, tem mniejsze są zniekształcenia.

Stosunek ten jest równy jedności wtedy, gdy równym przyrostom napięcia odpowiadają równe przyrosty prądu, a więc, gdy między temi wielkościami istnieje prosta proporcjonalność. Jak zaznaczono, wyznaczenie zniekształceń możliwe jest tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek (110) i gdy stosunek l_2/l_1 jest w obu kierunkach w przybliżeniu ten sam; w przeciwnym razie musi być zastosowana analiza Fouriera. Warunki te zaś spełniają się tylko dla oporu R_a, dla którego zostały wyznaczone. Jak łatwo się przekonać z charakterystyk, zmiana obciążenia lampy, ze względu na krzywolinijność charakterystyk, powoduje natychmiast asymetrję amplitud i przebiegów prądu.

Najkorzystniejsze obciążenie pentody.

Jeśli przyjąć, że charakterystyki pentody są prostolinijne [1]) (rys. 74), to przy ograniczonem obciążeniu anody (krzywa $P_a = \text{const}$) największa dopuszczalna amplituda prądu anodowego wynosiłaby:

$$J_{zm} = I_a,$$

a największa amplituda napięcia:

$$V_{zm} = U_a.$$

Stąd maksymalna sprawność pentody jako wzmacniacza typu *A* byłaby równa:

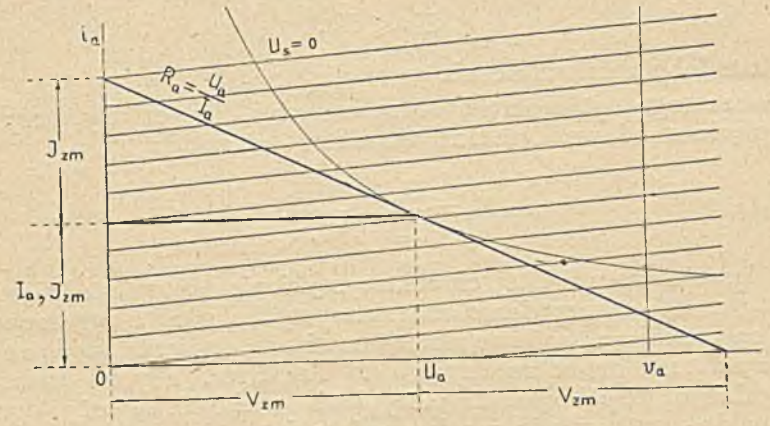
$$\eta_{\text{lim}} = \frac{J_{zm} V_{zm}}{2 I_a U_a} = 0{,}50, \qquad (112)$$

[1]) Charakterystyki byłyby prawie prostolinijne, gdyby nie było prądu siatki osłonnej (charakterystyki prądu emisyjnego, krzywa I, rys. 67).

a najkorzystniejsze obciążenie:

$$R_{a\,opt} = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{U_a}{I_a}. \tag{113}$$

Chcąc przytem uniknąć prądu siatki, nie można przekroczyć charakterystyki $U_s = 0$. Dlatego, zgodnie z rys. 74, maksymalna wartość



Rys. 74.

prądu anodowego nie może przekroczyć prądu odpowiadającego wartościom $U_a = 0$, $U_s = 0$ (t. zw. prąd zerowy I_o). Stąd największy prąd anodowy $I_{a\,max}$, przy którym lampa może być w pełni wykorzystana wynosi:

$$I_{a\,max} = \frac{I_o}{2}, \tag{114}$$

a odpowiadające mu napięcie anodowe:

$$U_{a\,opt} = \frac{P_a}{I_{a\,max}} = \frac{2\,P_a}{I_o} \tag{115}$$

W tym przypadku najkorzystniejsza oporność zewnętrzna wyniesie:

$$R_{a\,opt} = \frac{U_{a\,opt}}{I_a} = \frac{2\,U_{a\,opt}}{I_o}. \tag{116}$$

Napięcie $U_{a\,opt}$ jest najkorzystniejszem napięciem anodowem pentody przy prądzie $\frac{I_o}{2}$. Stosowanie większego prądu anodowego przy napięciach niższych, niż $U_{a\,opt}$, jest niecelowe, gdyż wówczas nie można wykorzystać dolnego półokresu i sprawność pogarsza się. Można natomiast zawsze, przy prądzie $\frac{I_o}{2}$, stosować napięcia niższe niż $U_{a\,opt}$, a więc nie obciążać w pełni anody lampy.

Jednakże napięcie anodowe niższe niż $U_{a\,opt}$ da oczywiście mniejszą moc i nie pozwoli wykorzystać w pełni pentody.

Moc tę, przy niższem napięciu anodowem, można jednak do pewnego stopnia zwiększyć, zwiększając napięcie U_{os} i równocześnie stosując większą wartość bezwzględną ujemnego napięcia początkowego U_s na siatkę wejściową. Należy jednak pamiętać, by nie przekroczyć wartości:

$$U_{os} \leqslant U_c\,, \tag{117}$$

co zwiększyłoby zniekształcenia w okolicy $v_{a\,min}$.

Wobec tego optymalny opór zewnętrzny dla pentody, przy dowolnem napięciu anodowem, można określić zależnością:

$$R_a = \frac{U_a}{I_a} \cong \frac{2\,U_a}{I_o}. \tag{118}$$

W lampie rzeczywistej charakterystyki nie są prostolinijne. Występuje w nich i zakrzywienie charakterystyk u góry i zagęszczenie ich u dołu, co ogranicza zarówno dolną amplitudę napięcia anodowego, jak i dolną amplitudę prądu anodowego [1]). Tak więc, aby nie przekroczyć dopuszczalnego współczynnika chrypienia $z = 0{,}05$, należy ograniczyć amplitudy do wartości, nie przekraczających:

$$\left.\begin{aligned} J_{zm} &= (0{,}8 \div 0{,}85)\,I_a\,, \\ V_{zm} &= (0{,}8 \div 0{,}85)\,U_a, \end{aligned}\right\} \tag{119}$$

czemu odpowiada sprawność pentody przy maksymum mocy nieskażonej:

$$\eta = \frac{V_{zm}\,J_{zm}}{2\,U_a\,I_a} = 0{,}32 \div 0{,}36.$$

Gdy dopuścić wartość współczynnika chrypienia $z = 0{,}1$, to moc użyteczna i sprawność pentody zwiększają się dość znacznie, a sprawność osiąga w tych warunkach wartość $0{,}44 \div 0{,}48$.

Widać z tego, że pentoda znosi przeciążenie lepiej niż trioda, która przy nieznacznem przekroczeniu dopuszczalnej amplitudy wzbudzenia daje szybki wzrost współczynnika chrypienia, a to spowodu pojawienia się prądu siatki. (W pentodach źródłem zniekształceń są raczej zakrzywienia charakterystyk, niż prąd siatki).

Dla lampy rzeczywistej można z dostatecznem przybliżeniem określić najkorzystniejsze obciążenie przy pomocy równania (118). Maksymalny prąd anodowy można obliczyć orjentacyjnie z zależności (114), podstawiając jako I_o wartość prądu, otrzymaną przez przecięcie osi rzędnych z przedłużeniem (styczną do) części prostolinijnej charakterystyki $U_s = 0$ (patrz rys. 75).

---

[1]) Należy zwrócić uwagę, że charakterystyki pentod żarzonych pośrednio są bardziej nieprawidłowe, niż żarzonych bezpośrednio (patrz rozdział II § 4).

Najkorzystniejsze wartości U_a, I_a i U_c podane są dla każdej pentody w katalogach firmowych.

Obliczenie R_a z równania (118) daje wartość orjentacyjną, mogącą służyć jako punkt wyjścia dla zaprojektowania wzmacniacza. Aby znaleźć możliwie dokładnie najlepsze warunki pracy pentody, należy obrócić charakterystykę zewnętrzną około punktu pracy tak, aby przy możliwie największem V_{zm} odcinki l_a i l_b były sobie równe [1]), oraz aby nie przekroczyć stosunku $\frac{l_2}{l_1} = \frac{8}{11}$. Z nachylenia charakterystyki oblicza się następnie R_a. Metoda ta daje naogół wynik nie różniący się zasadniczo od obliczonego z równania (116).

21. Zależność zniekształceń w pentodzie od częstotliwości.

Pentoda jest naogół bardziej wrażliwa na zniekształcenia przy zmianie obciążenia obwodu anodowego, niż trioda. Może to stać się źródłem zniekształceń częstotliwości, gdy oporność zewnętrzna jest znaczna i jest funkcją częstotliwości. Szczególnie, gdy oporność pozorna rośnie ze wzrostem częstotliwością—co jest przypadkiem normalnym ze względu na charakter indukcyjny obciążenia w postaci głośnika—łatwo może nastąpić przeciążenie lampy w obwodzie anodowym, a chwilowe wartości napięcia anodowego łatwo mogą wkroczyć w zakres niedopuszczalnego zakrzywienia charakterystyk, powodując harmoniczne na wyższych tonach.

Tę niedogodność pentody w porównaniu z triodą widać ze wzoru (63):

$$\hat{V}_z = -K\hat{V}_s \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}.$$

We wzmacniaczu z pentodą, ze względu na duże ρ, stosuje się wartości Z_a naogół kilkakrotnie mniejsze od ρ ($Z_a \ll \rho$).

Wówczas można przyjąć, że *prąd zmienny w obwodzie anodowym jest niezależny od częstotliwości*, gdyż:

$$\hat{J}_z = \frac{K\hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a} \cong S\hat{V}_s \cong \text{const}, \tag{120}$$

napięcie zewnętrzne zaś:

$$\hat{V}_z = -\hat{J}_z\hat{Z}_a = -S\hat{V}_s\hat{Z}_a. \tag{121}$$

i *stosunek wzmocnienia*:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = -S\hat{Z}_a, \tag{121 a}$$

są funkcją częstotliwości. Wobec tego, że najczęściej spotykane obciążenie pentody jest indukcyjne (indukcyjność głośnika, transformatora),

[1]) Patrz rys. 72.

więc zgodnie z równaniem (121 a) *wzmocnienie pentody rośnie ze wzrostem częstotliwości.* Wpływ częstotliwości na wzmocnienie jest bardzo duży, ze względu na to, że pentoda pracuje na początku charakterystyki wzmocnienia (rys. 45, $Z_a \ll \rho$) na odcinku, gdzie krzywa szybko się wznosi.

W układach z lampą trójelektrodową tego niebezpieczeństwa niema, gdyż ze względu na $Z_a \gg \rho$ wzmacniacz pracuje na górnej, płaskiej części charakterystyki (rys. 45).

Również i pod względem energetycznym warunek $J_z = \text{const}$ wychodzi na korzyść wyższych tonów. Jeżeli bowiem uwzględnić, że oporność skuteczna odbiornika (głośnika) rośnie (choć nie tak szybko jak Z_a) ze wzrostem częstotliwości, to i moc skuteczna

$$P_a = \frac{J_{zm}^2 R_a}{2} = J_z^2 R_a,$$

też rośnie wraz ze zwiększeniem częstotliwości, czyli układ i pod względem energetycznym wzmacnia skuteczniej tony wyższe.

W triodzie natomiast, wobec tego, że $Z_a \gg \rho$, z podniesieniem tonu, a więc ze wzrostem Z_a, prąd J_z maleje, a zatem i wzmocnienie energetyczne spada.

Warunki pracy pentody przy obciążeniu zespolonem można więc scharakteryzować w sposób następujący:

w porównaniu z triodą moc dostarczana przez pentodę jest coprawda w pewnych granicach mniej zależna od częstotliwości, natomiast w znacznym stopniu zależne od częstotliwości jest wzmocnienie napięciowe, wskutek czego mogą powstać poważne zniekształcenia amplitudy.

Aby uniknąć tego rodzaju zniekształceń, należy starannie przewidzieć największą możliwą oporność w obwodzie zewnętrznym i do niej dostosować największą amplitudę wzbudzenia. Wskazane jest również stosowanie w poprzednim stopniu wzmocnienia takiego układu, którego wzmocnienie malałoby ze wzrostem częstotliwości (korekcja częstotliwości).

22. Ogólna charakterystyka pentody.

Porównanie pentody jako wzmacniacza energetycznego z triodą, streścić można na podstawie dotychczasowych rozważań w sposób następujący:

1) *Zalety* pentody w porównaniu z triodą:
   a) pentoda ma znacznie większa „dobroć" ze względu na duże K, wymaga więc znacznie mniejszego napięcia wzbudzenia,
   b) pomimo dużego K można otrzymać znacznie większą moc wyjściową dzięki możności przesunięcia charakterystyk przy pomocy napięcia siatki osłonnej,
   c) pentoda jako wzmacniacz typu A ma znacznie większą sprawność, niż trioda,

d) wzmocnienie energetyczne pentody rośnie nieco ze wzrostem częstotliwości, podczas, gdy wzmocnienie triody przy większych częstotliwościach maleje.

2) *Wadą* natomiast pentody jest większa zależność wzmocnienia napięciowego od oporności zewnętrznej w obwodzie anodowym i związane z tem zniekształcenie amplitudy. Gdy obciążenie Z_a jest funkcją częstotliwości, zniekształcenia również są od niej zależne.

23. Przykład obliczenia wzmacniacza z pentodą.

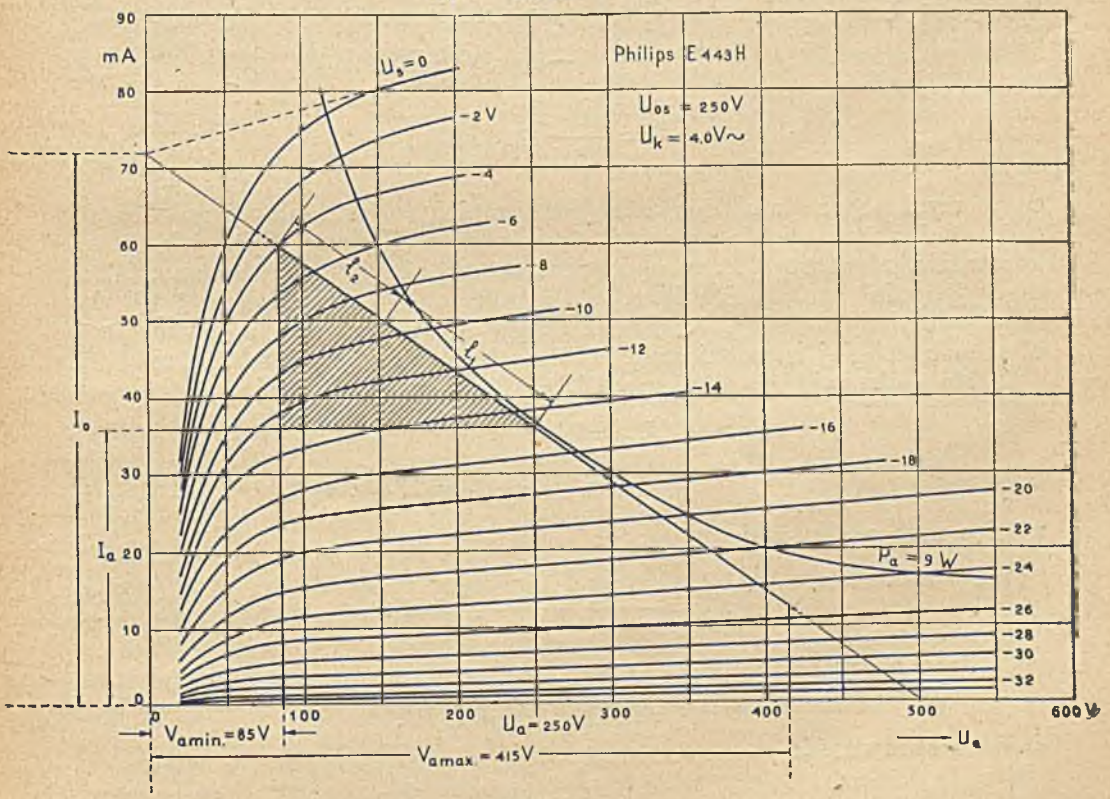
Przeliczyć warunki wzmocnienia pentody Philips *E 443 H* (żarzonej prądem zmiennym) o danych:

$U_a = 250\ V$, $U_e = 250\ V$, $I_a = 36\ mA$ przy $U_s \cong -14\ V$, $K = 130$, $S_{\text{norm}} = 3\ mA/V$, ($S_{\max} = 3{,}5\ mA/V$), $\rho = 43.000\ \Omega$, $P_a = 9\ W$.

Prąd siatki zaczyna płynąć przy $U_s = -2\ V$.

Najkorzystniejszy opór zewnętrzny, zgodnie z równaniem (116) wynosi:

$$R_{a\,\text{opt}} = \frac{U_a}{I_a} = \frac{250}{36.10^{-3}} = 7000\ \Omega.$$



Rys. 75.

Odpowiadającą temu oporowi charakterystykę zewnętrzną kreśli się na zbiorze charakterystyk, rys. 75 łącząc punkt $U_a = 500\ V$ z punktem $I_a = 72\ mA$. Wykres ten wyznacza ujemne napięcie siatki (zresztą indywidualne dla każdej lampy):

$$U_s = -14{,}6\ V.$$

Łatwo sprawdzić na wykresie, że obrany punkt pracy jest najkorzystniejszy pod względem symetrji amplitud. Symetrja ta jest zachowana włącznie do wartości amplitudy napięcia wzbudzającego:

$$V_{sm} = 12{,}6\ V.$$

Jednakże przy tej amplitudzie stosunek $\frac{I_2}{I_1}$ wynosi (jak łatwo sprawdzić z wykresu):

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{17}{27} = 0{,}63,$$

co przekracza granice tolerancji, daje bowiem $z = 0{,}075$.

Granica ta natomiast nie będzie przekroczona przy wykorzystaniu lampy do $v_s = -4\ V$, a więc przy amplitudzie:

$$V_{sm} = 14{,}6 - 4 = 10{,}6\ V.$$

Wówczas:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{17}{23{,}5} \cong 0{,}72,$$

co w myśl poprzednich rozważań jest granicą dopuszczalnych zniekształceń. Jednakże obliczenie to jest bardzo niedokładne, gdyż, jak łatwo sprawdzić, równość I_2/I_1, w obu półokresach nie jest zachowana. Dlatego jedynie analiza Fouriera, jak to pokazano w przykładzie § 16, dałaby wyniki dokładniejsze. Rzecz oczywista, że analiza ta wykazałaby obecność drugiej harmonicznej, wobec czego z byłoby większe, niż 0,05.

Na podstawie rys. 75, przy $V_{sm} = 10{,}6\ V$ otrzymuje się:

$$J_{zm} = 24\ mA,$$

$$V_{zm} = 250 - 85 = 165\ V,$$

a więc moc prądu zmiennego:

$$P_2 = \frac{165 \cdot 24 \cdot 10^{-3}}{2} \cong 2\ W.$$

Przy mocy pierwotnej:

$$P_1 = 250 \cdot 0{,}036 = 9\ W,$$

daje to sprawność:

$$\eta = \frac{2}{9} \cong 0{,}22.$$

Przy amplitudzie wzbudzającej $V_{sm} = 12{,}6\ V$, moc prądu zmiennego wyniosłaby (patrz rys. 75):

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{180 . 26 . 10^{-3}}{2} = 2{,}34\ W,$$

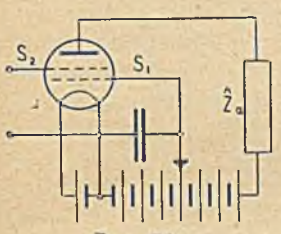
przy sprawności

$$\eta = \frac{2{,}34}{9} = 0{,}26.$$

Według danych pomiarowych, przy amplitudzie wzbudzającej $9 . \sqrt{2} = 12{,}7\ V$ lampa tego typu na oporze zewnętrznym 7000 Ω wydziela moc użyteczną 2,8 W przy współczynniku chrypienia 0,05. Różnicę między obliczeniami, a danemi praktycznemi można wyjaśnić niezbyt dokładną metodą określenia zniekształceń.

24. Lampa z siatką przeciwładunkową.

Lampę dwusiatkową można użyć w schemacie zasadniczo odmiennym, niż w układzie z siatką osłonną. A mianowicie, jeżeli siatce S_1, położonej bliżej katody (siatka wewnętrzna), nadać stały potencjał dodatni względem katody, zaś drugą siatkę S_2 (siatkę zewnętrzną) włączyć jako siatkę wejściową (rys. 76), to do układu tego można również zastosować równanie (107), z tą tylko różnicą, że napięcie działające odniesione jest do siatki zewnętrznej a więc:



Rys. 76.

$$I_e = C_1 \left(K_1\, U_{s_1} + U_{s_2} + \frac{U_a}{K_2} \right)^{3/2}. \qquad (122)$$

Wobec tego, że U_{s_1} przyjęto jako stałe, a jako siatkę wejściową obrano S_2, otrzymuje się układ o małym współczynniku amplifikacji K_2 [1]), ale zato o znacznem przesunięciu charakterystyk w kierunku ujemnych napięć siatki. Lampy użyte w tym układzie, zwane *lampami z siatką przeciwładunkową* (Langmuir, 1913 r.), mają wprawdzie niewielkie współczynniki amplifikacji ($K = 4 \div 5$), ale zaletą ich jest to, że mogą pracować bez prądu siatki już przy bardzo niskich napięciach anodowych (kilka do kilkunastu woltów).

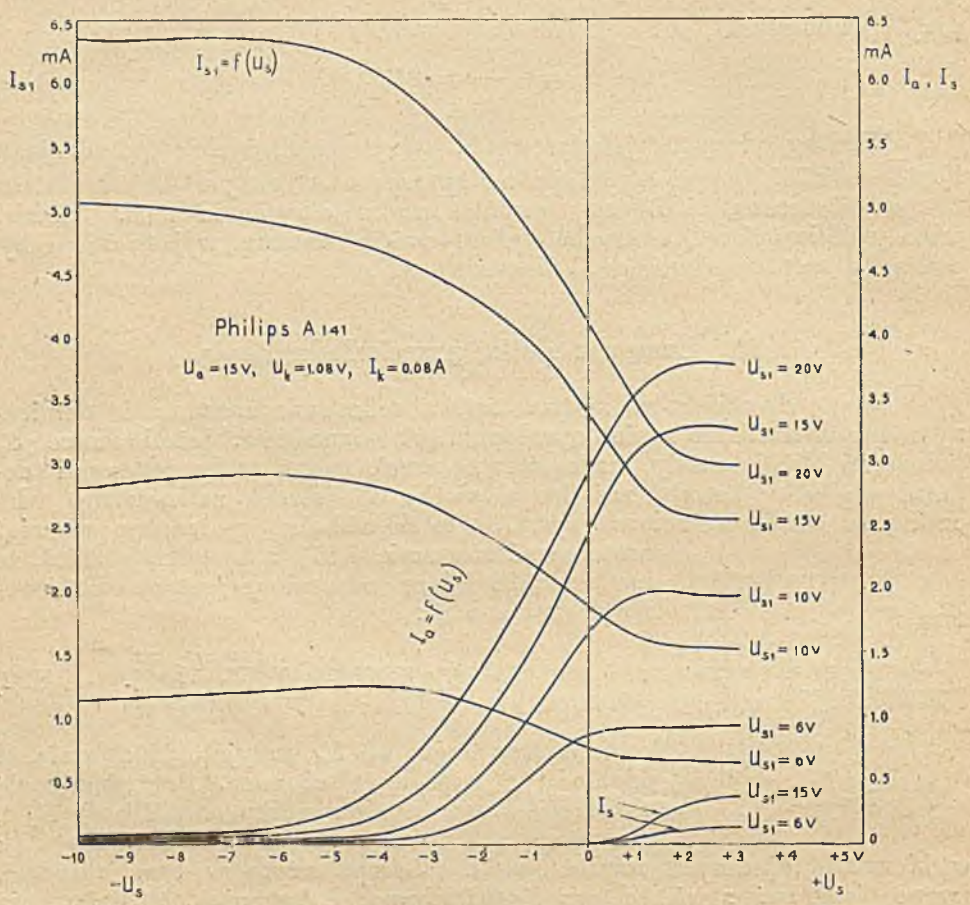
Zadaniem siatki przeciwładunkowej jest przyśpieszanie elektronów ładunku przestrzennego w kierunku siatki wejściowej, która, ze względu na swój potencjał ujemny, hamuje je.

Wskutek tego, na pewnym promieniu między obiema siatkami, elektrony osiągają szybkość równą zeru, tworząc t. zw. *katodę pozorną* [2]) o znacznej średnicy, skąd dopiero są ponownie przyśpieszane przez

[1]) Siatka S_2 jest bardziej oddalona od katody.

[2]) Patrz A. Launberg. Zjawisko katody pozornej w lampach dwusiatkowych, P. R. IX. str. 59 ÷ 61. r. 1931.

anodę. Dzięki dużej średnicy katody pozornej lampa z siatką przeciwładunkową ma większe wzmocnienie prądowe S i mniejszą oporność dynamiczną ρ, niż lampa trójelektrodowa o tej samej wartości współczynnika amplifikacji.



Rys. 77.

Poważnemi wadami tego typu lamp są: znaczny prąd siatki przeciwładunkowej (większy naogół od prądu anodowego) oraz mała moc oddana, ze względu na małe napięcie anodowe.

Lampy z siatką przeciwładunkową stosuje się w odbiornikach przenośnych, gdy szczególnie zależy na zmniejszeniu ciężaru baterji anodowej. Należy jednak pamiętać, że baterja ta zużywa się szybciej, niż przy zastosowaniu triod.

Obliczanie układów lampy z siatką przeciwładunkową jest takie same, jak układów z triodą.

Na rys. 77 podane są charakterystyki typowej lampy z siatką prze-

ciwładunkową. Widać z nich, że nachylenie charakterystyki prądu siatki przeciwładunkowej:

$$S_{s_2} = \left(\frac{\partial I_{s_2}}{\partial U_{s_2}}\right)_{U_{s_1} = \text{const}} \tag{123}$$

ma na znacznej przestrzeni znak ujemny. Zjawisko to może być wykorzystane do wzbudzania drgań (oscylator Numans'a [1]).

Charakterystyki lampy w układzie przeciwładunkowym są w znacznym stopniu zależne od żarzenia.

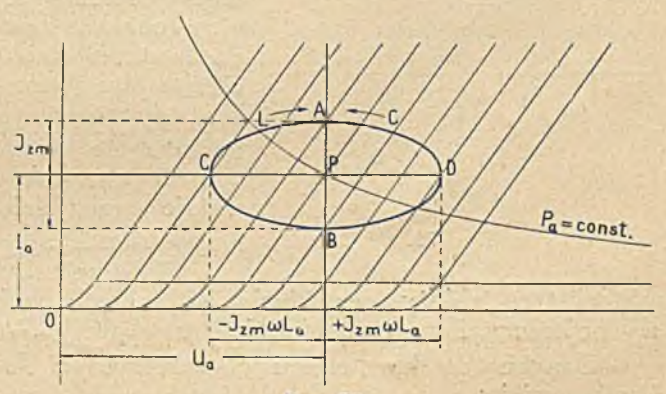
25. Charakterystyka zewnętrzna przy obciążeniu urojonem.

Przy obciążeniu urojonem napięcie zewnętrzne wynosi:

$$\hat{V}_z = \pm j \hat{J}_z X, \tag{124}$$

jest więc przesunięte w fazie o 90° względem składowej zmiennej prądu anodowego. W przypadku obciążenia indukcyjnego napięcie zewnętrzne [2]) jest równe $(-j\omega L \hat{J}_z)$ czyli spadek napięcia opóźnia się względem prądu o 90°.

Wpływ tego przesunięcia faz najlepiej ilustruje wykres w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ (rys. 78). A mianowicie, z chwilą, gdy prąd przechodzi przez zero, zdążając w kierunku dodatnim, występuje maksymalny spadek napięcia na indukcyjności, gdy zaś prąd osiągnął amplitudę, spadek napięcia przechodzi przez zero i t. d., tak, iż punkt pracy przebiega po elipsie i to w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara. Charakterystyka zewnętrzna lampy obciążonej indukcyjnie, jest więc elipsą, której jedna oś jest pionowa i równa się podwójnej amplitudzie prądu anodowego, druga zaś oś jest pozioma i równa się podwójnej amplitudzie indukcyjnego spadku napięcia.



Rys. 78.

Nietrudno stwierdzić, że w przypadku obciążenia pojemnościowego charakterystyka zewnętrzna będzie taką samą elipsą, lecz o kierunku ruchu przeciwnym ruchowi wskazówek zegara.

---

[1]) Patrz rozdział V, § 13.
[2]) Patrz odnośniki na str. 70 i 73.

Rzecz oczywista, że przy obciążeniu urojonem lampa nie może oddać mocy rzeczywistej prądu zmiennego — anoda lampy jest więc obciążona pełną mocą doprowadzoną, niezależnie od tego, czy lampa jest wzbudzona, czy nie.

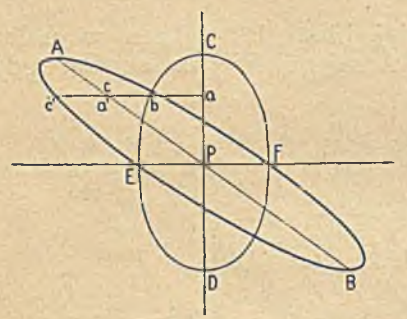
Należy również zwrócić uwagę na to, aby wszystkie punkty charakterystyki zewnętrznej leżały w obszarze prostolinijnych części charakterystyk i nie wykraczały poza ujemne wartości napięcia siatkowego. Przekroczenie tych warunków nastąpić może o wiele łatwiej, gdy punkt pracy przebiega po elipsie, niż gdy porusza się po prostej, wskutek czego obciążenie urojone bardziej sprzyja powstawaniu harmonicznych, niż obciążenie bezindukcyjne.

26. Obciążenie zespolone.

Gdy obciążenie lampy jest zespolone, a więc ma postać ogólną:

$$\dot{Z}_a = R_a + jX_a,$$

chwilowe wartości spadku napięcia są sumą spadku napięcia rzeczywistego i urojonego. Pierwszy z nich można wyrazić przy pomocy prostej spadku napięcia $A—B$, drugi zaś—zapomocą elipsy *CFDE* (rys. 79). Wypadkowy przebieg charakterystyki otrzyma się, *sumując wartości chwilowe napięć*, któremi są *odcięte* obu wykresów, czyli, jak dla przykładu pokazano na rys. 79, dodając do odcinka $\overline{Ac}$ odcinek $\overline{a'c'} = \overline{ab}$. W ten sposób charakterystyka zewnętrzna powstaje przez ścięcie elipsy *CFDE* poziomo w kierunku prostej $\overline{AB}$.



Rys. 79.

Kierunek ruchu punktu pracy po charakterystyce zależy oczywiście od rodzaju obciążenia — indukcyjnego czy pojemnościowego—podobnie jak w przypadku obciążenia urojonego.

Danych do konstrukcji charakterystyki dostarczają wzory § 5-go. A mianowicie:

1) amplitudę prądu anodowego można obliczyć na zasadzie równania (61):

$$\left|J_{zm}\right| = \left|\frac{K V_{sm}}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}}\right|, \tag{125}$$

a stąd amplitudę spadku napięcia na części rzeczywistej oporu zewnętrznego:

$$\left|V_{rm}\right| = \left|J_{zm} R_z\right| = \left|\frac{K V_{sm} R_a}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}}\right|. \tag{126}$$

Wielkości te pozwalają wyznaczyć prostą spadku napięcia.

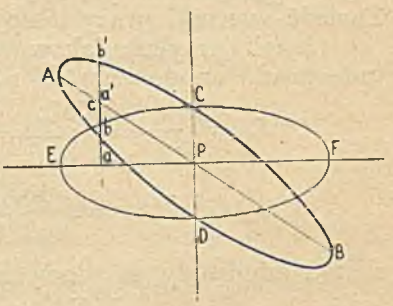
2) Natomiast amplituda prądu anodowego i amplituda spadku napięcia urojonego:

$$\left| V_{xm} \right| = \left| \frac{K V_{sm} X_a}{\sqrt{(\rho + R_a)^2 + X_a^2}} \right| \tag{127}$$

dają: pierwsza — oś pionową elipsy, druga — jej oś poziomą.

Rzędne maksymalne i minimalne obu charakterystyk — rzeczywistej i urojonej oczywiście są sobie równe, gdyż przez oba opory, połączone szeregowo, przepływa ten sam prąd J_z.

Gdy obciążenie urojone jest załączone *równolegle* do obciążenia rzeczywistego lampy, to w odróżnieniu od przypadku poprzedniego, wartości chwilowe obu *prądów* sumują się i charakterystykę obciążenia lampy otrzymuje się, dodając *rzędne* prostej spadku napięcia i elipsy (rys. 80).



Rys. 80.

A więc przy równoległem załączeniu oporów kreśli się charakterystykę roboczą, ścinając elipsę w kierunku pionowym.

Charakterystyczną dla tego wykresu jest równość amplitud napięcia dla obu charakterystyk, rzeczywistej i urojonej. Obrawszy V_{sm}, znajduje się na podstawie równania (71) § 8:

$$\left| V_{zm} \right| = \left| k V_{sm} \right| = \left| V_{sm} \right| \cdot \frac{K}{\sqrt{\left(1 + \frac{\rho}{R}\right)^2 + \left(\frac{\rho}{X}\right)^2}}, \tag{128}$$

Znając V_{zm}, oblicza się obie składowe prądu:

$$\left| J_{rm} \right| = \left| \frac{V_{zm}}{R} \right|, \tag{129}$$

$$\left| J_{xm} \right| = \left| \frac{V_{zm}}{X} \right|. \tag{130}$$

Stąd z amplitudy napięcia i prądu J_{rm} wyznacza się prostą spadku napięcia, zaś V_{zm} oraz J_{xm} dają poziomą i pionową oś elipsy. Tem samem zapomocą podanych trzech wzorów charakterystyka jest wyznaczona.

Elipsę, otrzymaną dla oporów szeregowych, wykreśla się w układzie charakterystyk lampy i sprawdza się, czy oś wielka elipsy odpowiada warunkom, podanym w § 15 dla triody, a w § 20 dla pentody. Gdy się okaże, że zniekształcenia przekraczają dopuszczalne normy, należy albo

dobrać punkt pracy i obciążenie zewnętrzne, albo też zmniejszyć amplitudę napięcia wzbudzenia.

Dla równoległego połączenia oporów warunek ten jest niezupełnie wystarczający, w tym bowiem układzie dolna część elipsy może wkroczyć częściowo w zakres silnie zakrzywionych części charakterystyk.

27. Przykłady wyznaczania charakterystyk dla obciążenia zespolonego.

a) Lampa *MC* 2/250 z przykładu 1-ego § 16, o oporności dynamicznej $\varrho = 1700\ \Omega$, współczynniku amplifikacji $K = 14{,}5\ V/V$[1]), ma w szereg z oporem omowym $R_a = 11700\ \Omega$ jeszcze opór indukcyjny $X_a = 5000\ \Omega$. Znaleść warunki pracy lampy.

Jeżeli przyjąć, jak w tamtym przykładzie, $V_{sm} = 105\ V$, to amplitudę prądu anodowego da równanie (125):

$$J_{zm} = \frac{K V_{sm}}{\sqrt{(\varrho + R_a)^2 + X_a^2}} = \frac{14{,}5 \cdot 105}{\sqrt{(1700 + 11700)^2 + 5000^2}} =$$

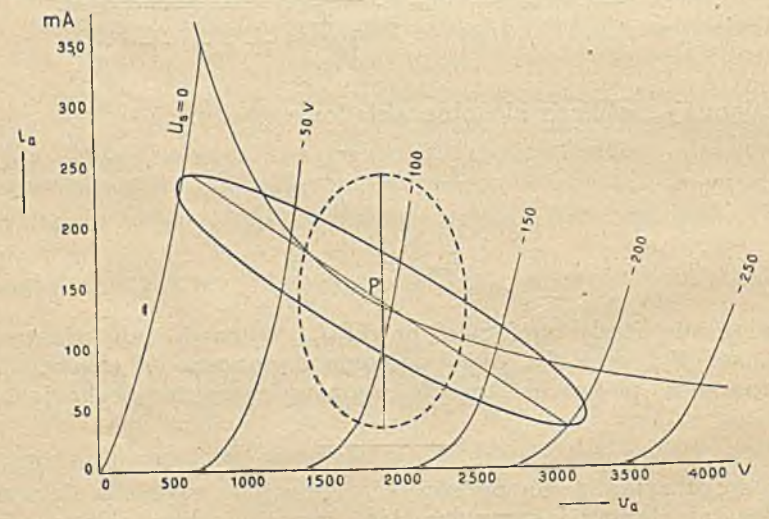
$$= \frac{1530}{14{,}3 \cdot 10^3} \cong 0{,}11\ A = 110\ mA,$$

a stąd amplitudy składowych spadków napięć:

$$V_{rm} = 11700 \cdot 0{,}11 \cong 1290\ V,$$

$$V_{xm} = 5000 \cdot 0{,}11 = 550\ V.$$

Aby wykreślić elipsę, wystarczy przepołowić charakterystykę $\overline{GH}$ z rys. 61; w wyznaczonym w ten sposób punkcie P wykreślić elipsę o półosiach poziomych 550 V i półosiach pionowych 110 mA, a następnie odcięte tej elipsy przesunąć w kierunku poziomym (rys. 81).



Rys. 81.

[1]) Zmierzonych z charakterystyk.

Wykres w ten sposób otrzymany będzie oczywiście o tyle niedokładny, że nie uwzględniono tu asymetrji wywołanej przez krzywolinijność charakterystyk. Jednakże dla celów praktycznych dokładność jego jest wystarczająca.

b) Lampa z przykładu poprzedniego ma równolegle do $R = 11700\ \Omega$ załączony opór indukcyjny $X = 50000\ \Omega$.

Przyjąwszy znowu $V_{sm} = 105\ V$, można obliczyć z równania (128):

$$V_{zm} = \frac{K\,V_{sm}}{\sqrt{\left(1+\frac{\rho}{R}\right)^2+\left(\frac{\rho}{X}\right)^2}} = \frac{14{,}5 \cdot 105}{\sqrt{\left(1+\frac{1700}{11700}\right)^2+\left(\frac{1700}{50000}\right)^2}} \cong 1325\ V,$$

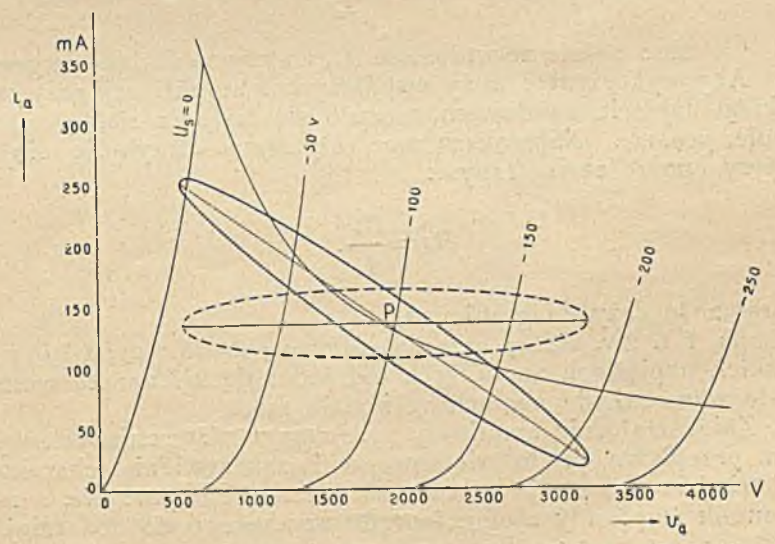
a stąd, zapomocą równań (129) i (130), otrzymuje się:

$$J_{rm} = \frac{1325}{11700} \cong 0{,}11\ A = 110\ mA\,,$$

$$J_{xm} = \frac{1325}{50000} = 0{,}0265\ A = 26{,}5\ mA\,.$$

Teraz, analogicznie jak w poprzednim przykładzie, połowi się odcinek $\overline{GH}$ (rys. 61) i kreśli na nim elipsę o osi pionowej $2 \cdot 26{,}5\ mA$, zaś o osi poziomej $2 \cdot 1325\ V$, lecz, zamiast przesuwania odciętych w kierunku poziomym, przesuwa się rzędne w kierunku pionowym (rys. 82).

Z rys. 82 wynika, że w układzie równoległym istnieje obawa, że elipsa wejdzie zbyt głęboko w dolne zakrzywienia charakterystyk. Niebezpieczeństwo to jest tem większe, im mniejszy jest opór urojony w porównaniu z równolegle załączonym oporem rzeczywistym.



Rys. 82.

28. Streszczenie rozdziału III-go.

1. Napięcie zmienne v_s, działające w obwodzie siatki lampy (napięcie wzbudzające) można ująć matematycznie jako siłę elektromotoryczną Kv_s, działającą w obwodzie anodowym. Ta siła elektromotoryczna daje na oporze zewnętrznym Z_a napięcie użyteczne zmniejszone o spadek napięcia na oporności dynamicznej lampy. Napięcie użyteczne, a temsamem i *wzmocnienie napięciowe*, są więc tem większe, im większy jest opór zewnętrzny wobec oporu lampy.

2. Aby otrzymać w obwodzie zewnętrznym lampy nietylko duże napięcie, ale i dużą moc, a więc skuteczne *wzmocnienie energetyczne*, powinno dążyć się do należytego wzmocnienia zarówno napięciowego, jak i prądowego.

Maksimum wzmocnienia mocy nieskażonej można ujmować z trzech punktów widzenia.

1) Przy danej amplitudzie napięcia wzbudzającego otrzymuje się *względne maksimum mocy*, gdy:

$$R_a = \rho .$$

2) Przy danem napięciu anodowem U_a i nieograniczonej obciążalności anody otrzymuje się *bezwzględnie największą moc* gdy:

$$R_a = 2\rho .$$

Sprawność dąży wtedy do granicy 0,25.

3) Przy danej obciążalności anody i nieograniczonem napięciu anodowem moc maksymalną otrzymuje się przy:

$$R_a = \frac{4\,U_a}{I_o} .$$

Moc rośnie ze wzrostem R_a, a sprawność dąży do granicy 0,5.

3. Aby wykorzystać duży współczynnik amplifikacji przy stosunkowo niskiem napięciu anodowem, stosuje się *lampy z siatką osłonną* i ich ulepszenie, *pentodę*. Największą moc użyteczną otrzymuje się w pentodzie przy oporze zewnętrznym:

$$R_a = \frac{U_a}{I_a} .$$

Sprawność dąży do granicy 0,5.

Lampa z t. zw. *siatką przeciwładunkową* może wprawdzie pracować przy niskich napięciach anodowych (od kilku do kilkunastu woltów), ale daje małe wzmocnienie napięciowe i małą moc.

4. Zniekształcenia amplitudy przebiegów wzmacnianych występują skutkiem przepływu prądu siatkowego i zakrzywienia charakterystyk.

W triodzie występują zasadniczo *harmoniczne parzyste*, a miarą ich jest stosunek amplitudy ujemnej prądu anodowego do dodatniej.

W pentodzie dobór warunków jest znacznie trudniejszy, gdyż wy-

stępują harmoniczne zarówno parzyste, jak i nieparzyste. Harmoniczne parzyste można praktycznie pominąć, gdy początkowy punkt pracy połowi charakterystykę roboczą i gdy wartości prądu anodowego, odpowiadające $V_{sm}/2$, są sobie równe.

BIBLJOGRAFJA DO ROZDZIAŁU III.

1. M. G. Mark, Usilitieli nizkoj czastaty, Uczebnik dla wtuzow, Moskwa, Swiaźtiechizdat 1934.
2. H. J. Round, Ekradyna i lampa ekranowana, tłum. J. Plebański, Warszawa 1928.

ROZDZIAŁ IV.

GENERATOR OBCOWZBUDNY.

Z teorji wzmacniacza typu *A* wynika, że sprawność jego jest niewielka i, naogół biorąc, leży znacznie poniżej 50%. Dlatego też stosowanie jego ograniczone jest do przypadków, w których niezbędne jest wierne odtwarzanie przebiegów wzmacnianych, bez względu na koszt urządzenia i jego eksploatacji. Do urządzeń takich należą np. stopnie wzmocnienia po detekcji w odbiornikach i wzmacniacze modulacyjne na stacjach nadawczych, których zadaniem jest wzmacnianie w szerokiem widmie częstotliwości.

W urządzeniach zaś, których celem jest możliwie skuteczna zamiana energji prądu stałego na prąd zmienny o określonej częstotliwości, dopuszcza się przebiegi, wprowadzające wprawdzie znaczne zniekształcenia amplitudy, lecz zapewniające wzamian należyte wykorzystanie energji doprowadzanej. Przebiegi te polegają na ograniczeniu przepływu prądu przez lampę do pewnej części okresu prądu zmiennego i na wyfiltrowaniu, z tak zniekształconych impulsów, prądu o żądanej częstotliwości. Może nim być prąd o częstotliwości podstawowej lub też o częstotliwości drugiej lub trzeciej harmonicznej (lampowe powielacze częstotliwości).

Przedmiotem tego rozdziału jest rozpatrzenie powstających w ten sposób przebiegów prądu o postaci *odcinków sinusoid* [1]).

Wzmacniacze o przebiegach *odciętych*, ze względu na wierność odtwarzania kształtów krzywej napięcia wzbudzającego, można podzielić na dwie zasadnicze grupy:

1) wzmacniacze typu *B*, gdy prąd anodowy płynie w ciągu całego dodatniego półokresu napięcia wzbudzającego;

2) wzmacniacze typu *C*, gdy przepływ prądu jest ograniczony do czasu mniejszego od półokresu.

Wzmacniacze typu *B* odtwarzają wiernie przebieg obwiedni zmiennych amplitud napięcia wzbudzającego, dzięki czemu nadają się do wzmacniania modulowanych prądów szybkozmiennych.

---

[1]) Poraz pierwszy zagadnienia te były rozwiązane w pracach:
D. C Prince, Vacuum Tubes as Power Oscillators, Pr. I. R. E. XI, str. 275÷313, 405÷435, 527÷550, r. 1923.
Blanchard, Etablissement des avant-projets d'émetteurs à triodes, O. E. III 1924 r. str. 337÷346.
R. Maillet, Etude analitique de l'émission et de la modulation par lampes triodes. O. E. IV. str. 506 ÷ 535 r. 1925.

Wzmacniacze typu *C* stosuje się zasadniczo do wzmocnienia prądów wielkiej częstotliwości. Dalsze więc rozważania będą się odnosiły do wzmacniaczy mocy dla wielkiej częstotliwości w układzie rezonansowym.

1. Granica sprawności wzmacniacza typu A.

Zgodnie z określeniem, podanem w rozdziale III, § 11, moc stracona w anodzie lampy równa się w każdej chwili iloczynowi napięcia v_a między anodą i katodą i prądu i_a, przepływającego przez lampę. Odniesiona do jednego okresu wyraża się ona całką:

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T v_a \, i_a \, dt. \tag{131}$$

Przy obciążeniu zespolonem (rys. 83):

$$v_a = U_a - V_{zm} \sin(\omega t + \varphi),$$
$$i_a = I_a + J_{zm} \sin \omega t,$$

a więc całka (131) przyjmie postać:

$$P_a = \frac{1}{T} \int_0^T [(U_a - V_{zm} \sin(\omega t + \varphi)] \cdot [I_a + J_{zm} \sin \omega t] \, dt,$$

co, po wykonaniu całkowania, daje [1]):

$$P_a = U_a I_a - \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} \cos \varphi = P_1 - P_2. \tag{132}$$

---

[1]) Przeliczenie:

$$\frac{1}{T} \int_0^T [(U_a - V_{zm} \sin(\omega t + \varphi)] \cdot [I_a + J_{zm} \sin \omega t] \, dt =$$

$$= U_a I_a - \frac{1}{T} \left[\int_0^T V_{zm} I_a \sin(\omega t + \varphi) \, dt - \int_0^T U_a J_{zm} \sin \omega t \, dt + \right.$$

$$\left. + J_{zm} V_{zm} \int_0^T \sin \omega t \sin(\omega t + \varphi) \, dt \right].$$

Pierwszy z tych wyrazów jest wielkością stałą, drugi i trzeci dają w wyznaczonych granicach zero. Wyraz czwarty przekształca się, podstawiając:

$$\sin(\omega t + \varphi) = \sin \omega t \cos \varphi + \cos \omega t \sin \varphi,$$

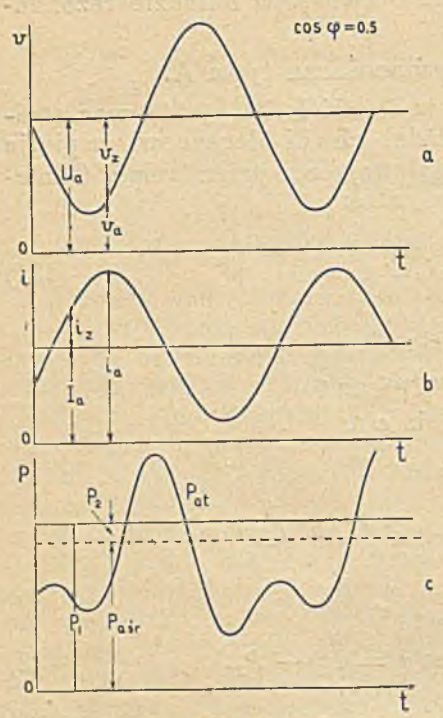
co daje:

$$+ \frac{V_{zm} J_{zm} \cos \varphi}{T} \int_0^T \sin^2 \omega t \, dt + \frac{V_{zm} J_{zm} \sin \varphi}{T} \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t \, dt.$$

Druga z tych całek jest w oznaczonych granicach równa zeru, pierwsza zaś daje jako wynik:

$$- \frac{V_{zm} J_{zm} \cos \varphi}{2}.$$

Moc stracona na anodzie lampy jest więc różnicą mocy P_1 doprowadzonej do lampy i mocy P_2 oddanej do obwodu zewnętrznego pod postacią prądu zmiennego, a sprawność układu lampowego jako przetwornicy prądu stałego na zmienny jest wyrażona zależnością:



Rys. 83.

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_{zm} J_{zm} \cos \varphi}{2 U_a I_a}. \quad (133)$$

We wzmacniaczu typu A, zgodnie z tem co powiedziano w rozdziale III § 11, moc doprowadzona jest stała, niezależnie od obciążenia lampy, a więc *straty na anodzie są największe w spoczynku* i równają się mocy doprowadzonej:

$$P_a = P_1 = U_a I_a. \quad (134)$$

Na rys. 83 c jest wykreślony przebieg wartości chwilowych strat na anodzie przy $\cos \varphi = 0{,}5$, zaś na rys. 52 c, str. 85 — przy obciążeniu bezindukcyjnem.

Zarówno równanie (133), jak i rys. 83 wskazują, że moc użyteczna jest tem większa, a więc straty w lampie są tem mniejsze, im większe są amplitudy napięcia i prądu zmiennego. Celem zwiększenia sprawności należy więc dążyć do tego, aby jaknajbardziej zwiększyć V_{zm} i J_{zm}.

Nie zwracając uwagi na dolne zakrzywienia charakterystyk, możnaby dopuścić maksymalną amplitudę prądu anodowego

$$|J_{zm\,\max}| = I_a,$$

dzięki czemu w chwili ujemnej amplitudy napięcia anodowego byłoby $i_a = 0$, a temsamem chwilowa wartość mocy straconej w anodzie, P_{at} równa się zeru, jak to widać z wykresu *c* rys. 52 w § 11 poprzedniego rozdziału.

Natomiast wartość V_{zm} zawsze będzie mniejsza od U_a, jak wykażą następujące rozważania.

We wzmacniaczu typu *A*, celem uniknięcia zniekształceń nie przekracza się wartości zerowej napięcia siatkowego, a temsamem ogranicza się amplitudę napięcia anodowego w sposób pokazany w rozdziale III, w przykładach § 16-go.

Dopuszczając obecność prądu siatkowego, możnaby osiągnąć amplitudę V_{zm} większą, jednakże i w tym przypadku nigdy nie można dojść

do wartości $V_{zm} = U_a$, gdyż wówczas prąd anodowy powinienby osiągnąć wartość maksymalną przy różnicy potencjałów między anodą a katodą równej zeru. Przeczy to oczywiście logice, gdyż przy napięciu anodowem równem zeru ($v_{a\,min} = 0$) prąd anodowy w triodzie także jest równy zeru, zaś nadmierne zwiększenie napięcia siatki powoduje jedynie *nadmierny wzrost prądu siatkowego*, co grozi uszkodzeniem lampy.

Stąd więc wynika, że *amplituda napięcia zmiennego, działającego w obwodzie anodowym, zawsze musi być mniejsza od napięcia zasilającego anodę*, co można wyrazić równością:

$$V_{zm} = \xi\, U_a,$$

gdzie

$$\xi = \frac{V_{zm}}{U_a} < 1. \tag{135}$$

jest *współczynnikiem wykorzystania napięcia anodowego.*

Dochodzi się w ten sposób do granicznej wartości η, którą możnaby osiągnąć we wzmacniaczu typu *A*, nawet kosztem zniekształceń:

$$\eta_{max} = \frac{\xi\, U_a\, I_a}{2\, U_a\, I_a} = 0{,}5\,\xi < 0{,}5. \tag{136}$$

2. Dopuszczalne wykorzystanie napięcia anodowego.

Najmniejsza wartość chwilowa napięcia anodowego, $v_{a\,min}$, nie może coprawda, jak to wynika z poprzednich rozważań, dojść do zera, może jednak osiągnąć wartość, niższą od najwyższego napięcia siatkowego $(+v_s)_{max}$. Wobec tego, że przy obciążeniu bezindukcyjnem wzmacniacza oba te napięcia są przesunięte w fazie o 180°, maksymalne napięcie siatkowe występuje równocześnie z minimalnem napięciem anodowem, czego wynikiem jest przepływ wówczas dużego *prądu siatkowego.* Ta właśnie duża wartość prądu siatkowego jest czynnikiem ograniczającym wykorzystanie napięcia anodowego w generatorze.

Według *Barkhausena* można rozróżnić *trzy stany pracy* generatora w zależności od wzajemnego stosunku $v_{a\,min}$ i $v_{s\,max}$. A mianowicie rozróżnia się:

1) wzbudzenie słabe, gdy $(+v_s)_{max} < v_{a\,min}$,
2) wzbudzenie krytyczne, gdy $(+v_s)_{max} = v_{a\,min}$,
3) wzbudzenie silne (przewzbudzenie), gdy $(+v_s)_{max} > v_{a\,min}$.

Wzbudzenie słabe charakteryzuje się tem, że wierzchołek krzywej prądu anodowego jest prawie sinusoidalny, podczas gdy przy wzbudzeniu silnem występuje znaczne spłaszczenie, a nawet wgłębienie wierzchołka krzywej prądu anodowego, wywołane wpływem prądu siatkowego (rys. 101 a i b).

Ogólnie można te stany pracy wyrazić równaniem:

$$\left| \frac{v_{a\,min}}{(+v_s)_{max}} \right| = n, \text{ gdzie } n \leqq 1, \tag{137}$$

zależnie od tego, czy wzbudzenie jest słabe, krytyczne, czy silne. Stosunek n można nazwać *współczynnikiem wzbudzenia.*

Normalne typy lamp nadawczych przewidziane są dla wzbudzenia słabego, przyczem n zawarte jest przeważnie w granicach $2 \div 3$ (dla lamp z dużym prądem siatki dochodzi do 4), co odpowiada średniej wartości prądu siatki:

$$I_s = (0{,}1 \div 0{,}15)\, I_a . \tag{138}$$

Przeliczenia generatora będą dokonywane na podstawie zastępczych charakterystyk prostolinijnych, wyrażonych równaniem (40) a mianowicie [1]),

$$i_a = S\left(v_s' - U_{so} + \frac{v_a}{K}\right) = S\left(v_s' + \frac{v_a - U_{ao}}{K}\right), \tag{139}$$

w którem $v_s' = V_{sm} \sin \omega t - U_s$ jest chwilowem napięciem, występującem między siatką i katodą, a v_a chwilowem napięciem anodowem.

Przyjmując taką charakterystykę, popełnia się w obliczeniach pewne błędy, które będą omówione w dalszych paragrafach.

Wartości obliczone w ten sposób są jedynie orjentacyjne i pozwalają konstruktorowi uniknąć poważniejszych błędów, niebezpiecznych dla urządzenia, jednakże ostateczny dobór warunków, zapewniających najkorzystniejszą pracę układu, można ustalić tylko drogą doświadczalną.

Opierając się na równaniu (139), obliczyć można wartość $v_s = (+v_s)_{\max}$, niezbędną dla osiągnięcia żądanej wartości maksymalnej prądu anodowego $i_a = J_{am}$ (patrz rys. 84) przy bezindukcyjnem obciążeniu lampy:

$$(+v_s)_{\max} = \frac{J_{am}}{S} + U_{so} - \frac{v_{a\,\min}}{K} = \frac{J_{am}}{S} - \frac{v_{a\,\min} - U_{ao}}{K}, \tag{a}$$

skąd, po podstawieniu:

$$v_{a\,\min} = U_a - V_{zm} = U_a (1 - \xi), \tag{140}$$

otrzymuje się wyrażenie:

$$(+v_s)_{\max} = \frac{J_{am}}{S} + U_{so} - \frac{U_a}{K}(1 - \xi) = \frac{J_{am}}{S} - \frac{U_a (1 - \xi) - U_{ao}}{K}. \tag{141}$$

Z drugiej strony wartość $(+v_s)_{\max}$ można wyrażać zapomocą równania (137):

$$(+v_s)_{\max} = \frac{v_{a\,\min}}{n} = \frac{U_a}{n}(1 - \xi). \tag{141 a}$$

Przez porównanie wyrażeń (141) i (141 a) otrzymuje się współczynnik wykorzystania napięcia anodowego:

$$\xi = 1 - \frac{1}{U_a}\left(\frac{J_{am}}{S} + U_{so}\right)\frac{nK}{n+K} = 1 - \frac{1}{U_a}\left(\frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}\right)\frac{nK}{n+K}. \tag{142}$$

[1]) Patrz rozdział II, § 7.

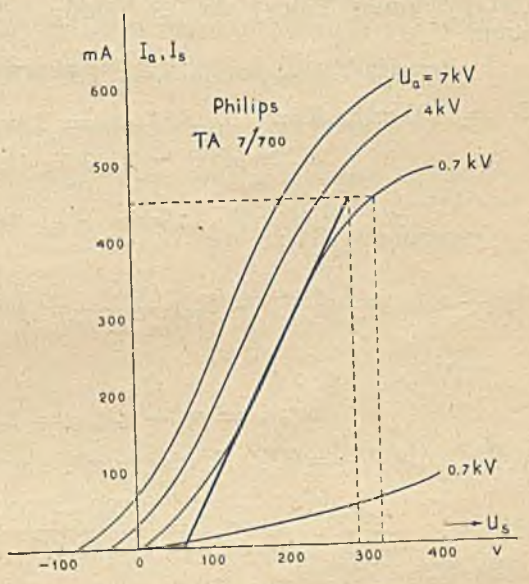
Przy dużym współczynniku amplifikacji, co się sprawdza dla większości lamp nadawczych, można w pierwszem przybliżeniu pominąć w mianowniku n wobec K, dzięki czemu otrzymuje się:

$$\xi = 1 - \frac{n}{U_a}\left(\frac{J_{am}}{S} + U_{so}\right) = 1 - \frac{n}{U_a}\left(\frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}\right). \qquad (142\,a)$$

Wreszcie, o ile $U_{so} \ll \frac{J_{am}}{S}$, to współczynnik wykorzystania napięcia anodowego sprowadza się do prostej postaci:

$$\xi = 1 - \frac{n\,J_{am}}{U_a\,S}. \qquad (142\,b)$$

Dokładność dostateczną dla celów praktycznych daje wzór (142 a). Wielkości S i U_{so}, wchodzące do tego wzoru, otrzymuje się z rys. 84, kreśląc styczną do charakterystyki, odpowiadającej najniższemu napięciu anodowemu (przeważnie jest to napięcie, zalecone przez wytwórnię jako $v_{a\,min}$). Odległość od początku układu do punktu przecięcia tej stycznej z osią odciętych jest wówczas w przybliżeniu równa U_{so}.



Rys. 84.

Jak wynika z podanych wyżej równań, maksymalny współczynnik wykorzystania napięcia anodowego jest tem większy, im większe jest nachylenie S i im wyższe jest napięcie anodowe U_a. Pozatem można go zwiększyć, dopuszczając mniejszy współczynnik wzbudzenia n, a temsamem większy prąd siatkowy w generatorze.

Niewykorzystane napięcie anodowe, $v_{a\,min}$, łatwo obliczyć z równań (140) i (142):

$$v_{a\,min} = U_a(1 - \xi) = \left(\frac{J_{am}}{S} + U_{so}\right)\frac{n\,K}{n+K} = \left(\frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}\right)\frac{n\,K}{n+K}. \qquad (143)$$

lub, w przybliżeniu, stosując równanie (142 a):

$$v_{a\,min} \cong n\left(\frac{J_{am}}{S} + U_{so}\right) = n\left(\frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}\right). \qquad (143\,a)$$

Maksymalną wartość dodatnią napięcia siatki obliczyć można podstawiając do równania (141 a) wartość $v_{a\,\min}$ z równania (143):

$$(+v_s)_{\max} = \frac{v_{a\,\min}}{n} = \left(\frac{J_{am}}{S} + U_{so}\right)\frac{K}{n+K} = \left(\frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}\right)\frac{K}{n+K}, \quad (144)$$

lub, w przybliżeniu, przy zastosowaniu wzoru (143 a):

$$(+v_s)_{\max} \cong \frac{J_{am}}{S} + U_{so} = \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}. \quad (144\,a)$$

Z równań (143) i (143 a) widać, że minimalne napięcie anodowe jest niezależne od napięcia zasilającego. Stąd wniosek, że *sprawność jest tem większa, im wyższe stosuje się napięcie anodowe dla danego typu lampy.*

Jako orjentacyjne granice dla ξ, można przyjąć wartość od 0,75 (lampy małej mocy) do 0,9 (lampy większej mocy o dużem S i wysokiem U_a).

Przykład: Lampa Philipsa *TA* 7/700 ma dane:

$I_{as} = 450\,mA$, $K = 75$, $S\,(S_{\max}) = 2\,mA/V$, $P_a = 400\,W$, $P_{a\,\mathrm{pr}} = 500\,W$, $U_a = 4000 - 7000\,V$, $U_{so} = 60\,V$ (rys. 84).

Wartość napięcia $(+v_s)_{\max}$ przy założeniu $n = 2{,}5$ wynosi zgodnie z równaniem (144):

$$(+v_s)_{\max} = \left(\frac{J_{am}}{S} + U_{so}\right)\frac{K}{n+K} = \left(\frac{450}{2} + 60\right)\frac{75}{2{,}5+75} \cong 275\,V.$$

Wobec tego:

$$v_{a\,\min} = n\,(+v_s)_{\max} = 2{,}5 \cdot 275 \cong 700\,V,$$

a stąd, dla $U_a = 4000\,V$, otrzymuje się:

$$\xi = \frac{4000 - 700}{4000} \cong 0{,}82,$$

a dla $U_a = 7000\,V$:

$$\xi = \frac{7000 - 700}{7000} = 0{,}9.$$

Wzory (143) i (143 a) dają jedynie orjentacyjną wartość wykorzystania napięcia anodowego, o ile przebieg charakterystyk jest spłaszczony przy niskich napięciach anodowych i wysokich napięciach siatkowych. Dokładniej określić można ξ na podstawie danych doświadczalnych. Dlatego też w nowoczesnych katalogach lamp nadawczych podane jest $v_{a\,\min}$ i jego charakterystyka, z których to danych bezpośrednio można obliczyć ξ i wartość $(+v_s)_{\max}$, niezbędną dla osiągnięcia żądanej maksymalnej wartości prądu anodowego.

Zaznaczyć przytem należy, że podana w katalogach wartość prądu

nasycenia nie jest (a przynajmniej nie powinna być) wartością maksymalną prądu emisyjnego katody ze wzoru Richardsona, lecz największą wartością prądu anodowego przy napięciu $U_a = v_{a\,\min}$.

W danym przykładzie firma podaje $v_{a\,\min} = 700\ V$, co zupełnie odpowiada wartości obliczonej.

Dodatnie napięcie siatki, niezbędne dla osiągnięcia $I_a = 0{,}45\ A$, można znaleźć z charakterystyki jako równe:

$$(+v_s)_{\max} = 320\ V,$$

a więc nieco większe od $(+v_s)_{\max}$ obliczonego przy pomocy wzoru (144). Jak widać z rys. 84, jest to następstwem spłaszczenia charakterystyki. Z tego powodu wartość n jest w rzeczywistości nieco mniejsza od przyjętej, a mianowicie:

$$n = \frac{700}{320} \cong 2{,}2.$$

Gdyby lampa nie pracowała w pobliżu prądu nasycenia, obliczenie byłoby dostatecznie dokładne, a więc podana metoda okazuje się bardzo pomocna, gdy brak danych fabrycznych co do $v_{a\,\min}$ i $(+v_s)_{\max}$.

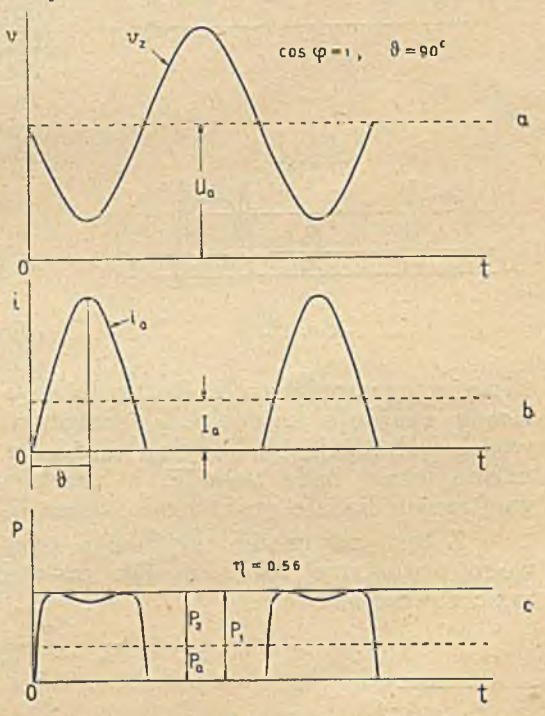
3. Wzmacniacz pracujący odcinkami sinusoid.

Jak wynika z rozważań, zawartych w poprzednim paragrafie, zwiększenie amplitudy napięcia anodowego, a więc zwiększenie tą drogą sprawności wzmacniacza, jest ograniczone.

Straty na anodzie lampy można natomiast wydatnie zmniejszyć a temsamem zwiększyć sprawność, nadając siatce takie ujemne napięcie początkowe, aby prąd anodowy w ciągu każdego okresu napięcia wzbudzającego przez krótszy lub dłuższy czas był równy zeru, a więc, aby płynął tylko w ciągu części okresu (podwójnego *kąta ładowania* ϑ rys. 85 i 86).

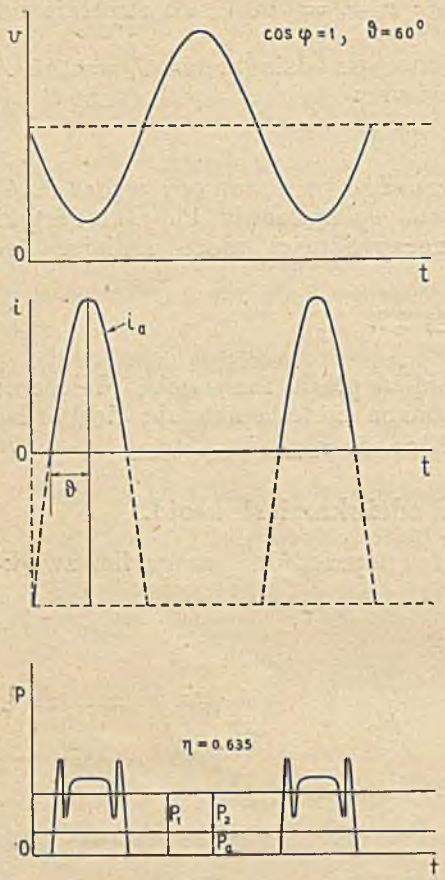
Wówczas, ściśle biorąc, nie mamy już do czynienia z prawidłowem wzmocnieniem, lecz z *detekcją* napięcia wzbudzającego, albowiem gdy napięcie początkowe siatki jest takie, aby kąt ładowania był:

$$\vartheta \leqslant \frac{\pi}{2},$$



Rys. 85.

prąd anodowy w spoczynku będzie równy zeru, zaś pod wpływem wzbudzenia powstanie prąd I_a, równy średniej wartości impulsów prądu jednokierunkowego. Ten sposób pracy lampy jest podstawą działania t. zw. *detekcji anodowej na dolnem zakrzywieniu charakterystyki.*



Rys. 86.

Przy takim przebiegu prądu straty mocy na anodzie występować mogą jedynie w ciągu podwójnego kąta ładowania, w pozostałej zaś części okresu stale są równe zeru, jak to widać na rys. 85 i 86. Ponadto, straty te występują w czasie, gdy napięcie anodowe jest stosunkowo niskie, więc i chwilowe ich wartości są niewielkie. Łatwo przekonać się, że już nieznaczne zmniejszenie ϑ wydatnie wpływa na poprawę sprawności, ograniczając straty do odcinka odpowiadającego minimalnemu napięciu anodowemu.

Dla analitycznego rozpatrzenia przebiegów we wzmacniaczu pracującym odcinkami sinusoidy, musimy oprzeć się na równaniu prądu. Przebieg ten, jak widać z rys. 86, wyrazić można równaniem, identycznem zresztą z równaniem prądu prostowanego [1]):

$$i_a = \frac{J_{am}}{1 - \cos\vartheta} (\sin x - \cos\vartheta),$$

w którem przez x oznaczono ωt.

Taki przebieg prądu zawiera, obok sinusoidy o częstotliwości podstawowej, jeszcze szereg częstotliwości harmonicznych. Przyzałożeniu jednak, że w *obwodzie anodowym* lampy znajduje się obwód rezonansu prądów, dostrojony do częstotliwości wzbudzającej, przyjąć można z dostatecznem przybliżeniem, że harmoniczne będą zwarte, a przebieg spadku napięcia na oporze zewnętrznym będzie praktycznie sinusoidalny.

Z tem zastrzeżeniem można przyjąć, że przebieg napięcia anodowego pozostanie taki sam, jak we wzmacniaczu typu *A* i da się wyrazić równaniem

$$v_a = U_a - V_{zm} \sin \omega t,$$

[1]) Jest ono wyprowadzone w tomie I. str. 151 jako równanie (156).

czyli, zgodnie z poprzedniem oznaczeniem:

$$v_a = U_a\,(1 - \xi \sin x). \tag{146}$$

Wobec tego moc straconą na anodzie da całka [1]):

$$P_a = \frac{1}{2\pi}\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta} v_a\, i_a\, dx = \frac{U_a\, J_{am}}{2\pi(1-\cos\vartheta)}\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta} (\sin x - \cos\vartheta)\,(1-\xi\sin x)\,dx.$$

Po odpowiednich przekształceniach i wykonaniu całkowania w oznaczonych granicach [2]) straty w lampie wyrażą się w postaci:

---

[1]) Podobnie jak w tomie I, rozdział IV, stosuje się tu miarę łukową.

[2]) Po wymnożeniu otrzymuje się:

$$(\sin x - \cos\vartheta)\,(1 - \xi\sin x) = \sin x - \cos\vartheta - \xi\sin^2 x + \xi\cos\vartheta\sin x =$$
$$= (1 + \xi\cos\vartheta)\sin x - \xi\sin^2 x - \cos\vartheta.$$

Całka otrzyma więc postać:

$$\frac{U_a\, J_{am}}{2\pi(1-\cos\vartheta)}\left\{(1+\xi\cos\vartheta)\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta}\sin x\,dx - \xi\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta}\sin^2 x\,dx - \cos\vartheta\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta} dx\right\}.$$

Wartości kolejnych całek są następujące:

I. $$(1+\xi\cos\vartheta)\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta}\sin x\,dx = -(1+\xi\cos\vartheta)\,[\cos x]_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta} = 2\sin\vartheta + 2\xi\sin\vartheta\cos\vartheta,$$

II. $$\xi\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta}\sin^2 x\,dx = \xi\left[\frac{1}{2}x - \frac{1}{4}\sin 2x\right]_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta} = \xi\left(\vartheta + \frac{1}{2}\sin 2\vartheta\right) =$$
$$= \xi\vartheta + \xi\sin\vartheta\cos\vartheta.$$

III. $$\cos\vartheta\int_{\frac{\pi}{2}-\vartheta}^{\frac{\pi}{2}+\vartheta} dx = 2\vartheta\cos\vartheta.$$

Stąd otrzymuje się sumę algebraiczną:

$$2\sin\vartheta + 2\xi\sin\vartheta\cos\vartheta - \xi\vartheta - \xi\sin\vartheta\cos\vartheta - 2\vartheta\cos\vartheta =$$
$$= [2(\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta) - \xi(\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta)].$$

$$P_a = \frac{U_a J_{am}}{\pi} \cdot \frac{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} - \frac{\xi U_a J_{am}}{2\pi} \cdot \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} . \qquad (147)$$

Pierwszy z wyrazów prawej strony równania (147) daje doprowadzoną moc prądu stałego P_1, drugi zaś oddaną moc prądu zmiennego. Można więc napisać analogicznie do równania (132):

$$P_a = U_a I_a - \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} ,$$

z czego wynika:

$$I_a = J_{am} \frac{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta}{\pi(1-\cos\vartheta)} = \alpha_0 J_{am} , \qquad (148)$$

$$V_{zm} = \xi U_a , \qquad (149)$$

$$J_{zm} = J_{am} \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{\pi(1-\cos\vartheta)} = \alpha_1 J_{am} , \qquad (150)$$

$$P_1 = \frac{U_a J_{am}}{\pi} \frac{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} , \qquad (151)$$

$$P_2 = \frac{\xi}{2\pi} U_a J_{am} \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} . \qquad (152)$$

Pierwsze i trzecie z tych równań znalezionoby również, obliczając składową stałą i amplitudę częstotliwości podstawowej z krzywej prądu anodowego metodą Fouriera [1]). Równanie (148) jest zresztą identyczne z równaniem (I. 157). Podobnie więc i tu w granicach od $\vartheta = 0$ do $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ można w przybliżeniu napisać [2]):

$$I_a \cong 0{,}21\, J_{am}\vartheta . \qquad (148\,a)$$

W przypadku szczególnym dla pracy według typu *B*, gdy $\vartheta = \frac{\pi}{2}$, równania powyższe upraszczają się do postaci:

$$I_a = \frac{J_{am}}{\pi} , \qquad \alpha_0 = \frac{1}{\pi} , \qquad (148\,b)$$

$$J_{zm} = \frac{J_{am}}{2} , \qquad \alpha_1 = \frac{1}{2} , \qquad (150\,a)$$

[1]) Szczególny przypadek tej krzywej ($\vartheta = \pi/2$) zanalizowano w Tomie I. str. 433. Analiza dla przypadku ogólnego jest przeprowadzona w § 11.

[2]) Patrz tom I, str. 151, wzór (157 a).

$$P_1 = \frac{U_a J_{am}}{\pi}, \tag{151 a}$$

$$P_2 = \frac{\xi U_a J_{am}}{4}, \tag{152 a}$$

$$P_a = U_a J_{am}\left(\frac{1}{\pi} - \frac{\xi}{4}\right), \tag{147 a}$$

Krzywe na α_0 i α_1 są podane na rys. 87.

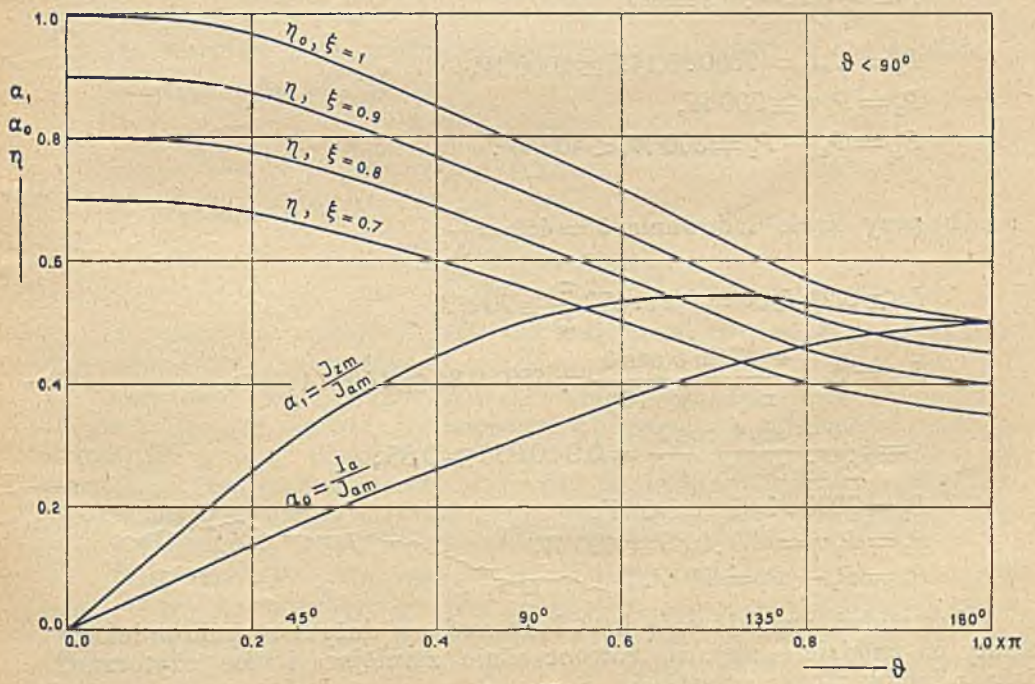
Opierając się na równaniach (151) i (152), łatwo obliczyć sprawność generatora lampowego jako:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\xi}{2} \cdot \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta} = \xi\,\frac{\alpha_1}{2\alpha_0}. \tag{153}$$

Dla $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ otrzymuje się więc:

$$\eta = \frac{\pi}{4}\xi. \tag{153 a}$$

Zależność sprawności od kąta ładowania ϑ dla różnych wartości ξ wyrażają krzywe rys. 87. Z przebiegu tych krzywych wynika, że



Rys. 87.

w miarę zmniejszania kąta ϑ do wartości około 45^0 sprawność rośnie widocznie, poczem dalsze zmniejszanie kąta ładowania nie daje już znaczniejszej korzyści.

Jak widać z tych równań, *sprawność generatora jest funkcją dwu czynników: kąta ładowania ϑ i współczynnika wykorzystania napięcia anodowego ξ.*

Kąt ładowania zaś zależy od napięcia początkowego siatki i od amplitudy napięcia wzbudzającego. Wielkość współczynnika ξ natomiast jest ustalona przez amplitudę napięcia wzbudzającego i opór zewnętrzny R_z obwodu anodowego.

Przykład.

Lampa *TA* 7/700, przeliczona w § 2 i mające obciążalność anody $P_{am} = 400$ *W*, oraz $I_{ns} = 450$ *mA* przy napięciu anodowem 7000 *V* (patrz też rys. 84), da:

a) przy kącie $\vartheta = 90^0 = \frac{\pi}{2}$ [równania (148 b) i (150 a)]:

$$I_a = \frac{J_{am}}{\pi} = \frac{450}{\pi} \cong 145\ mA,$$

$$J_{zm} = \frac{J_{am}}{2} = 225\ mA,$$

$$\eta = \frac{\pi}{4}\xi = \frac{\pi}{4} . 0{,}9 = 0{,}7,$$

$$P_1 = U_a I_a = 7000 . 0{,}145 \cong 1000\ W,$$

$$P_2 = P_1 \eta \cong 700\ W,$$

$$P_a = P_1 - P_2 = 300\ W < 400\ W.$$

b) przy kącie ładowania $\vartheta = 45^0 = \frac{\pi}{4}$:

$$I_a \cong 0{,}21\ J_{am}\vartheta = 0{,}21 . 450 \frac{\pi}{4} \cong 70\ mA,$$

$$J_{zm} = J_{am} \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{\pi\ (1 - \cos\vartheta)} = 450 . 0{,}31 \cong 140\ mA,$$

$$\eta = \xi \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{2\ (\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta)} = 0{,}9 . 0{,}950 \cong 0{,}85,$$

$$P_1 = 7000 . 0{,}07 = 490\ W,$$

$$P_2 = P_1 \eta = 490 . 0{,}85 \cong 420\ W,$$

$$P_a = P_1 - P_2 = 70\ W.$$

Jak widać, zmniejszenie kąta ładowania w dużym stopniu redukuje straty na anodzie lampy, ale równocześnie zmniejsza i moc użyteczną, jaką z lampy można otrzymać.

4. Zależność sprawności od obciążenia.

Dotychczas przyjmowano zgóry, że generator pracuje przy danym kącie ładowania ϑ i że w tych warunkach daje pewne żądane amplitudy: składowej podstawowej prądu anodowego i napięcia zewnętrznego.

Jednakże stosunek tych dwóch wielkości jest ściśle związany z oporem zewnętrznym obwodu anodowego, a mianowicie musi być spełniony warunek:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\xi U_a}{J_{zm}}. \tag{154}$$

Łatwo obliczyć z równań (149) i (150), że:

$$R_z = \frac{\xi U_a}{J_{am}\dfrac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{\pi(1-\cos\vartheta)}} = \frac{\xi U_a}{J_{am}} \cdot \frac{\pi(1-\cos\vartheta)}{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta} = \frac{\xi U_a}{\alpha_1 J_{am}}, \tag{154 a}$$

co w szczególnym przypadku $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ daje:

$$R_z = 2\xi \frac{U_a}{J_{am}}. \tag{154 b}$$

Obrawszy więc V_{zm}, J_{am} i ϑ, należy obliczyć na zasadzie powyższych wzorów opór R_z, przy którym obrany stosunek tych wielkości będzie zachowany.

Dla wartości z poprzedniego paragrafu otrzymamy w ten sposób:

a) przy kącie $\vartheta = 90^0$,

$$R_z = \frac{\xi U_a}{J_{zm}} = \frac{6300}{0{,}225} = 28000\ \Omega,$$

b) przy kącie $\vartheta = 45^0$,

$$R_z = \frac{6300}{0{,}140} = 45000\ \Omega.$$

A więc, im mniejszy jest kąt ładowania, tem większy musi być opór zewnętrzny generatora.

Gdy opór zewnętrzny będzie mniejszy od obliczonego, moc użyteczna zmniejszy się przy równoczesnem pogorszeniu sprawności (zmniejszenie się ξ przy praktycznie stałych J_{am} i ϑ), przy większem zaś R_z moc może nawet początkowo wzrosnąć (spowodu wzrostu ξ, o ile było obrane zbyt ostrożnie) lecz następnie spada wskutek zmniejszenia się J_{am} związanego z nadmiernym wzrostem prądu siatkowego.

Rozważania te odnoszą się do stałych warunków wzbudzenia (U_s i V_{sm}). Przy nadmiernym prądzie siatkowym napięcie wzbudzające może się zmniejszyć spowodu przeciążenia wzbudnicy (o ile nie ma ona dostatecznego zapasu mocy), co powoduje dalszy spadek mocy użytecznej.

Tę zależność można zbadać doświadczalnie, zdejmując charakterystykę generatora:

$$J = f(R_z),$$

gdzie J jest prądem w obwodzie rezonansowym.

Krzywe te wykazują maksimum, stosunkowo płaskie, w okolicy R_z, równego wartości obliczonej teoretycznie.

Stąd wynika, że opór R_z obliczony z równania (154) stanowi praktycznie *optymalne obciążenie generatora.*

Ze względu na sprawność urządzenia korzystniej jest pracować przy R_z większem nieco od obliczonego, niż przy mniejszem. Zresztą przy doświadczalnem dobieraniu warunków pracy generatora należy dążyć do osiągnięcia jaknajwiększego stosunku prądu w obwodzie rezonansowym do stałego prądu anodowego, czyli do jaknajwiększej wartości stosunku $\frac{J}{I_a}$.

5. Oporność równoważna generatora lampowego.

Podobnie jak to zaznaczono w odniesieniu do wzmacniacza typu *A* [1]), tak i w generatorze lampowym oporność równoważną lampy można rozpatrywać dwojako:

a) *energetycznie,* gdzie oporność równoważna lampy, jako przetwornicy prądu stałego na zmienny, jest określona stosunkiem:

$$\eta = \frac{J_z^2 R_z}{J_z^2 (R_z + \rho_e)} = \frac{R_z}{R_z + \rho_e}, \qquad (155)$$

b) *napięciowo*, gdy rozpatruje się oporność lampy, jako wywołującą spadek napięcia wewnętrzny prądu zmiennego, określony równaniem napięć (przy obciążeniu bezindukcyjnem):

$$KV_{sm} = J_{zm}\rho_n + J_{zm} R_z. \qquad (156)$$

Jest rzeczą oczywistą, że te dwie wielkości ρ_e i ρ_n są różne.

Oporność energetyczną łatwo obliczyć z równania (155), podstawiając doń zależności (153) i (154):

$$\eta = \frac{\xi \alpha_1}{2 \alpha_0} \qquad \text{i} \qquad R_z = \frac{\xi U_a}{\alpha_1 J_{am}},$$

przez co drogą prostych przeliczeń otrzymuje się:

$$\rho_e = \frac{U_a}{J_{am}} \left(\frac{2 \alpha_o}{\alpha_1^2} - \frac{\xi}{\alpha_1} \right) = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} \left(\frac{2 \alpha_o}{\xi \alpha_1} - 1 \right). \qquad (157)$$

---

[1]) Patrz rozdział III, § 14.

Natomiast napięciowa oporność równoważna, odpowiadająca *oporności dynamicznej* ρ lampy przy pracy na części prostolinijnej charakterystyk, można obliczyć z równania ogólnego lampy:

$$i_a = S\left[v_s' - U_{so} + \frac{v_a}{K}\right].$$

A mianowicie, po podstawieniu:

$$v_s' = V_{sm}\cos\omega t - U_s \qquad \text{i} \qquad v_a = U_a - V_{zm}\cos\omega t,$$

i po uporządkowaniu wyrazów, będzie:

$$i_a = S\left[\left(V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K}\right)\cos\omega t - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K}\right]. \tag{a}$$

Prąd anodowy dochodzi do maksimum, gdy $\omega t = 0$, a więc:

$$J_{am} = S\left[V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K} - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K}\right], \tag{b}$$

staje się zaś równy zeru przy $\omega t = \vartheta$, czyli:

$$0 = S\left[\left(V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K}\right)\cos\vartheta - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K}\right]. \tag{c}$$

Przez podstawienie wielkości

$$-U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} = -\left(V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K}\right)\cos\vartheta$$

z równania (c) do równania (b) otrzymuje się:

$$J_{am} = \frac{J_{zm}}{\alpha_1} = S\left(V_{sm} - \frac{V_{zm}}{K}\right)(1 - \cos\vartheta), \tag{d}$$

skąd, po prostem przeliczeniu [1]), dochodzi się do równania:

$$K\,V_{sm} = J_{zm}\,\frac{\rho}{\alpha_1(1 - \cos\vartheta)} + J_{zm}\,R_z. \tag{158}$$

Przez porównanie równania (158) z równaniem (156) łatwo sprawdzić, że *dla obciążenia bezindukcyjnego*:

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_1(1 - \cos\vartheta)}, \tag{159}$$

[1]) Wprowadza się $V_{zm} = J_{zm}\,R_z$ i $K = \rho\,S$.

co dla $\vartheta = \frac{\pi}{2}\left(\alpha_1 = \frac{1}{2}\right)$ daje:

$$\rho_n = 2\rho . \tag{158 a}$$

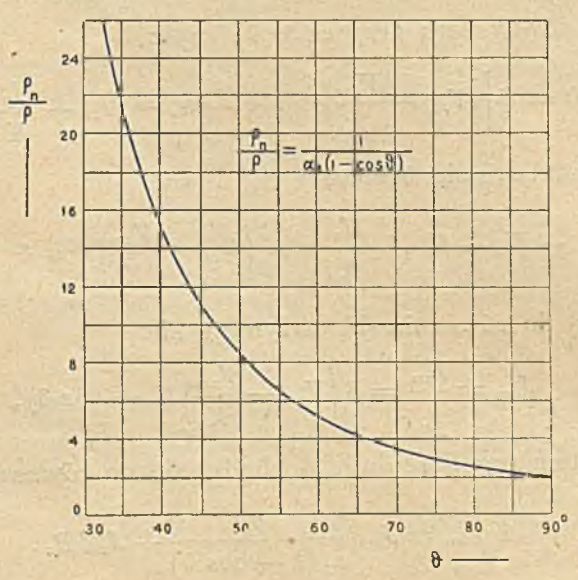
Przebieg funkcji $\frac{1}{\alpha_1(1 - \cos\vartheta)}$ w zależności od ϑ podaje krzywa rys. 88.

Opór statyczny generatora lampowego.

Oporem statycznym generatora lampowego można nazwać wielkość:

$$R_g = \frac{U_a}{I_a}, \tag{160}$$

takie bowiem obciążenie dla źródła prądu anodowego przedstawia generator wzbudzony.



Rys. 88.

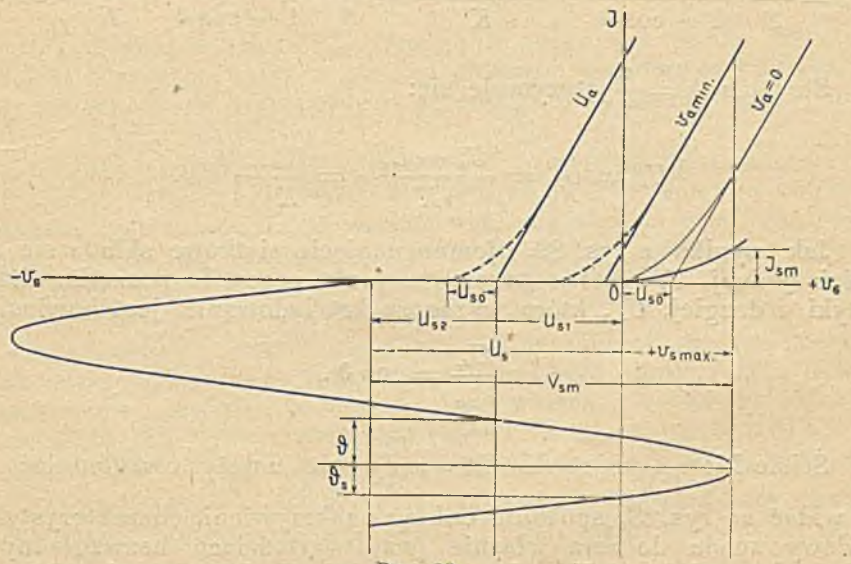
Ten sam opór zachowuje generator również i wobec zmian napięcia anodowego, których częstotliwość jest mała w porównaniu z częstotliwością prądu wytwarzanego.

Wielkość (160) ma doniosłe znaczenie dla obliczenia generatora z modulacją w obwodzie anodowym, rozpatrywaną w rozdziale VII.

6. Obliczenie napięcia wzbudzenia i początkowego napięcia siatkowego.

Obrawszy amplitudę prądu anodowego J_{am} i kąt ładowania generatora, należy jeszcze obliczyć dwie zasadnicze wielkości:

1) amplitudę napięcia wzbudzającego,
2) początkowe napięcie siatkowe.



Rys. 89.

Te bowiem wielkości warunkują ustalenie się kąta ładowania. *Amplitudę napięcia wzbudzającego* można obliczyć z równania (158):

$$KV_{sm} = \frac{J_{zm}}{\alpha_1} \cdot \frac{\rho}{1 - \cos\vartheta} + J_{zm} R_z = J_{am} \frac{K}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos\vartheta} + \xi U_a ,$$

z którego wynika wprost:

$$V_{sm} = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos\vartheta} + \frac{\xi U_a}{K} . \tag{161}$$

W przypadku pracy według typu $B\left(\vartheta = \frac{\pi}{2}\right)$ równanie (161) upraszcza się do postaci:

$$V_{sm} = \frac{J_{am}}{S} + \frac{\xi U_a}{K} . \tag{161 a}$$

Początkowe ujemne napięcie siatkowe łatwo znaleźć na podstawie rys. 89 jako:

$$|U_s| = |V_{sm}| - |(+ v_s)_{max}| = |U_{s_1}| + |U_{s_2}| ,$$

co, po podstawieniu równań (161) i (141), daje:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos\vartheta} + \frac{\xi U_a}{K} - \left[\frac{J_{am}}{S} - \frac{U_a(1-\xi) - U_{ao}}{K}\right],$$

czyli:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos\vartheta}{1 - \cos\vartheta} + \frac{U_a - U_{ao}}{K} = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos\vartheta}{1 - \cos\vartheta} + \frac{U_a}{K} - U_{so}. \quad (162)$$

Stąd dla $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ otrzymuje się:

$$|U_s| = |U_{s_1}| = \frac{U_a - U_{ao}}{K} = \frac{U_a}{K} - U_{so}. \quad (162\,a)$$

Jak wynika z rys. 89, ujemne napięcie siatkowe składa się z dwu części: jednej, U_{s_1}, która przesuwa punkt pracy do początku charakterystyki, i drugiej, U_{s_2}, która wyznacza kąt ładowania, jest bowiem:

$$\frac{U_{s_2}}{V_{sm}} = \cos\vartheta.$$

Ściśle biorąc, poprawki $U_{so} = \frac{U_{ao}}{K}$ nie należy uwzględniać, gdyż, jak widać na rys. 89, spowodu dolnego zakrzywienia charakterystyk prąd anodowy spada do zera właśnie przy wartościach bezwzględnych U_{s_1} większych o wielkość U_{so} od wartości obliczonej z równania (162 a). Wobec tego ujemne napięcie siatkowe raczej należy liczyć według wzorów:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos\vartheta}{1 - \cos\vartheta} + \frac{U_a}{K}, \quad (163)$$

oraz $\left(\text{dla } \vartheta = \frac{\pi}{2}\right)$:

$$|U_s| = |U_{s_1}| = \frac{U_a}{K}. \quad (163\,a)$$

Jest rzeczą oczywistą, że licząc U_s według wzorów (163) i (163 a), należy też przyjąć odpowiednio większą wartość napięcia wzbudzającego V_{sm}.

Obiór U_s według wzorów (163) i (163 a) daje wprawdzie nieco mniejszą moc, lecz zato lepszą sprawność, niż obliczono, jest więc ze względu na warunki pracy lampy korzystniejszy.

Napięcie wzbudzające, obliczone z równania (161), odpowiada teoretycznie największej mocy użytecznej, którą może oddać generator lampowy przy danem obciążeniu R_z. Gdyby bowiem to napięcie przekro-

czono, mogłoby to spowodować przewzbudzenie generatora, co pociągnęłoby za sobą nadmierny prąd siatkowy i w dalszej konsekwencji zmniejszenie składowej zmiennej prądu anodowego i spadek mocy użytecznej.

Prawdziwość tych przewidywań można sprawdzić doświadczalnie, zdejmując *charakterystykę wzbudzenia* generatora [1])

$$J = f(V_{sm}),$$

która przy pewnej wartości V_{sm} przechodzi przez maksimum. Maksimum to nie jest krytyczne, gdyż w okolicy optimum napięcia wzbudzenia generator przechodzi w stan pracy o przebiegach spłaszczonych, omówionych w § 14 tego rozdziału.

Zdejmując charakterystyki wzbudzenia przy różnych obciążeniach R_z, otrzymuje się zbiór krzywych, których obwiednia również wykazuje maksimum. Jest to *maksimum maksimorum*, *największa moc, jaką generator przy danych* U_a *i* ϑ *może oddać przy najlepszym doborze obciążenia i wzbudzenia* ($R_{z\,\mathrm{opt.}}$, $V_{s\,\mathrm{opt.}}$). Najkorzystniejszy opór R_z odpowiada w zasadzie rozważaniom, przeprowadzonym w § 4.

Aby umożliwić praktycznie dobór najlepszych warunków pracy, należy skonstruować generator tak, aby możliwa była regulacja R_z, U_s i V_{sm} w dostatecznie szerokich granicach. Jako wartości wyjściowe obiera się oczywiście R_z obliczone z równania (154) i V_{sm} z równania (161).

Największa różnica potencjałów między siatką i katodą odpowiada ujemnej amplitudzie napięcia wzbudzającego. Wielkość tę $(-v_s)_{\max}$ (rys. 89) łatwo obliczyć z równań (161) i (162) jako:

$$|(-v_s)_{\max}| = |U_s| + |V_{sm}| = \frac{J_{am}}{S}\cdot\frac{1+\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} + \frac{(1+\xi)\,U_a}{K} - U_{so} =$$

$$= \frac{J_{am}}{S}\cdot\frac{1+\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} + \frac{(1+\xi)\,U_a - U_{ao}}{K}, \qquad (164)$$

co dla $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ daje:

$$|(-v_s)_{\max}| = \frac{J_{am}}{S} + \frac{(1+\xi)\,U_a}{K} - U_{so} = \frac{J_{am}}{S} + \frac{(1+\xi)\,U_a - U_{ao}}{K}. \qquad (164\,a)$$

Ten maksymalny potencjał ujemny na siatce występuje (przy obciążeniu bezindukcyjnem) równocześnie z maksymalnym potencjałem dodatnim na anodzie, wskutek czego między temi elektrodami występuje maksymalna różnica potencjałów:

$$|v_{sam}| = |(-v_s)_{\max}| + |U_a + V_{zm}| = |(-v_s)_{\max}| + |(1+\xi)\,U_a|. \qquad (165)$$

[1]) Patrz rozdział V, rys. 126 a.

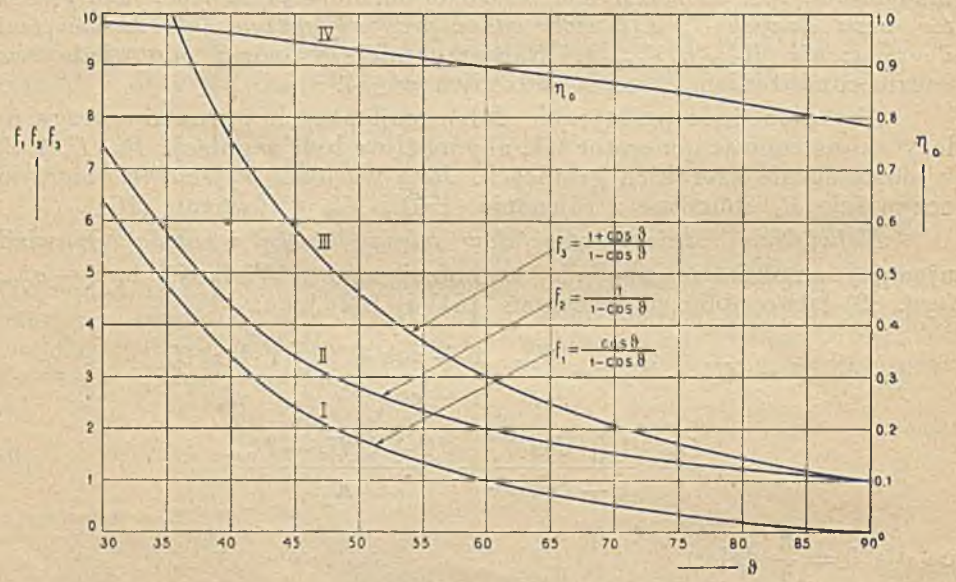
Na rys. 90 podane są wykresy funkcyj charakterystycznych:

$$f_1 = \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \text{ dla } U_s,$$

$$f_2 = \frac{1}{1 - \cos \vartheta} \text{ dla wielkości } V_{sm},$$

$$f_3 = \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} \text{ dla wielkości } (-v_s)_{\max}.$$

W pierwszem przybliżeniu wielkości U_s, V_{sm} i $(-v_s)_{\max}$ można uważać za proporcjonalne do odpowiednich funkcyj f_1, f_2 i f_3. Wykre-



Rys. 90.

sy rys. 90 dowodzą więc, że w miarę zmniejszania kąta ϑ napięcia w obwodzie siatki lampy rosną nieproporcjonalnie szybko, sprawność natomiast (patrz η_0 na rys. 90) rośnie tylko nieznacznie. Zwiększanie zaś napięcia w obwodzie siatki wymaga nietylko zwiększenia wytrzymałości elektrycznej lampy, lecz pociąga za sobą również wzrost strat na wzbudzenie [1]). Napięcia te są szczególnie groźne w urządzeniach krótkofalowych ze względu na silne prądy pojemnościowe między elektrodami lamp [2]). Dlatego też lampy nadawcze krótkofalowe zasila się z re-

[1]) Patrz dalej § 8.

[2]) Patrz rozdział V § 10.

guły tem mniejszem napięciem anodowem, im większa jest częstotliwość wytwarzana lub wzmacniana.

Ze względu na te trudności, w praktyce, szczególnie w zastosowaniu do generatorów mniejszej mocy, nie schodzi się poniżej kąta ładowania $\vartheta = 60^0$, (średnio około 75^0).

Mniejsze kąty ładowania stosuje się tylko w powielaczach częstotliwości (§§ 12 i 13).

Dla orjentacji, jaki wpływ na napięcie w obwodzie siatki ma zmniejszenie kąta ładowania, może posłużyć przykład lampy *TA* 7/700 (przykład § 3), dla której przyjęto poprzednio:

$$\xi = 0{,}9 \text{ przy } U_a = 7000\ V,$$

$$U_{so} = 60\ V,$$

$$K = 75\ V/V,$$

$$S = 2\ mA/V,$$

$$J_{am} = 450\ mA,$$

Ustalono również w § 2 wielkość

$$(+ v_s)_{\max} = 320\ V.$$

Na tej zasadzie można obliczyć dla $\vartheta = 90^0$ początkowe napięcie ujemne według napięcia równania (162 a):

$$U_s = -\left(\frac{U_a}{K} - U_{so}\right) = -\left(\frac{7000}{75} - 60\right) \cong -35\ V$$

lub, według równania (163 a):

$$U_s' = -\frac{U_a}{K} = -95\ V.$$

Temsamem będzie:

$$V_{sm} = 320 + 35 = 355\ V, \text{ (lub } 415\ V),$$

zaś największa różnica potencjałów między siatką i katodą:

$$(- v_s)_{\max} = (355 + 35) = 390\ V \cong 400\ V, \text{ (lub } 415 + 95 = 510\ V),$$

a największa różnica potencjałów między siatką i anodą:

$$v_{sam} = 390 + 7000 + 6300 \cong 13700\ V, \text{ (lub } 510 + 13300 \cong 13800\ V).$$

Natomiast dla $\vartheta = 45^0$ ujemne napięcie początkowe na podstawie równania (162) [1]) będzie:

---

[1]) Patrz krzywa I rys. 90.

$$U_s = -\left[\frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_a}{K} - U_{so}\right] =$$

$$= -\left[\frac{450}{2} \cdot 2{,}4 + \frac{7000}{75} - 60\right] \cong -575\ V,$$

lub, według równania (163):

$$U_s' = 635\ V.$$

Amplituda wzbudzenia:

$$V_{sm} = |+ v_{s\,max}| + |U_s| = 320 + 575 \cong 900\ V, \text{ (lub } 320 + 635 = 955\ V),$$

a maksymalna różnica potencjałów w obwodzie siatkowym:

$$|- v_{s\,max}| = |U_{so}| + |V_{sm}| = 575 + 900 = 1575\ V, \text{ (lub } 635 + 955 \cong 1600\ V),$$

czemu odpowiada maksymalna różnica potencjałów między anodą i siatką

$$|v_{sam}| = |- v_{s\,max}| + |v_{a\,max}| = 1475 + 7000\,(1 + 0{,}9) \cong 14800\ V,$$

$$(\text{lub } 1600 + 13300 \cong 15000\ V).$$

Jak widać, przez zastosowanie tak małego kąta ładowania napięcie wzbudzające musiałoby być prawie 3-krotnie większe, niż przy $\vartheta = 90^\circ$. Ten wzrost napięcia w obwodzie siatkowym poprawiłby sprawność obwodu anodowego, jak to wynika z przeliczeń w § 3, zaledwie w stosunku:

$$\frac{\eta_{l45}}{\eta_{l90}} = \frac{0{,}85}{0{,}7} \cong 1{,}2.$$

7. Prąd siatkowy w generatorze.

Średnią wartość prądu siatkowego obliczyć można, podobnie jak średnią wartość prądu anodowego, z tą jedynie różnicą, że kąt ładowania ϑ_s dla obwodu siatki jest mniejszy, niż kąt ładowania obwodu anodowego, ogranicza się bowiem tylko do dodatnich napięć siatkowych. Kąt ten można określić zależnością (rys. 89):

$$\cos \vartheta_s = \frac{|V_{sm}| - |(+ v_s)_{max}|}{V_{sm}} = \frac{U_s}{V_{sm}} = \frac{U_s}{|(+ v_s)_{max}| + |U_s|}. \qquad (166)$$

Kąt ładowania obwodu siatkowego jest tem mniejszy, im mniejszy jest kąt ładowania obwodu anodowego.

Znając amplitudę prądu siatki, można obliczyć z pewnem przybliżeniem *średnią wartość prądu siatkowego* (z pominięciem oporu zewnętrznego w obwodzie siatkowym) zapomocą równania:

$$I_s = 0{,}2\, J_{sm}\, \vartheta_s, \qquad (167)$$

w którem J_{sm} jest maksymalną wartością prądu siatkowego, odpowiadającą maksymalnemu napięciu dodatniemu $(+v_s)_{max}$ w obwodzie siatki.

Równanie to, ze względu na dość znaczne wklęśnięcie charakterystyki siatki w interesujących nas granicach, da wartość raczej nieco większą niż rzeczywista.

W przykładzie § 6 jest (patrz rys. 84):

$$J_{sm} \cong 60\,mA.$$

Kąt ładowania obwodu siatkowego dla $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ wynosi:

$$\vartheta_s = \text{arc cos}\,\frac{U_s}{V_{sm}} = \text{arc cos}\,\frac{35}{355} \cong \text{arc cos}\,0{,}0985 = 84^0 35' \cong 0{,}47\,\pi,$$

$$(\text{lub } \vartheta_s' \cong \text{arc cos}\,\frac{95}{415} = \text{arc cos}\,0{,}23 = 77^0 = 0{,}43\,\pi),$$

czemu odpowiada średni prąd siatkowy:

$$I_s = 0{,}2\,J_{sm}\,\vartheta_s = 0{,}2 \cdot 60 \cdot 0{,}47\,\pi \cong 17{,}7\,mA,$$

$$(\text{lub } 2 \cdot 60 \cdot 0{,}43\,\pi \cong 16\,mA).$$

Przy kącie ładowania w obwodzie anodowym $\vartheta = \frac{\pi}{4}$ będzie:

$$\vartheta_s = \text{arc cos}\,\frac{575}{900} \cong \text{arc cos}\,0{,}64 \cong 50^0 = 0{,}278\,\pi, \text{ (lub } \vartheta_s' = \text{arc cos}\,\frac{635}{955} =$$

$$= 48^0 30' = 0{,}269\,\pi),$$

skąd wynika:

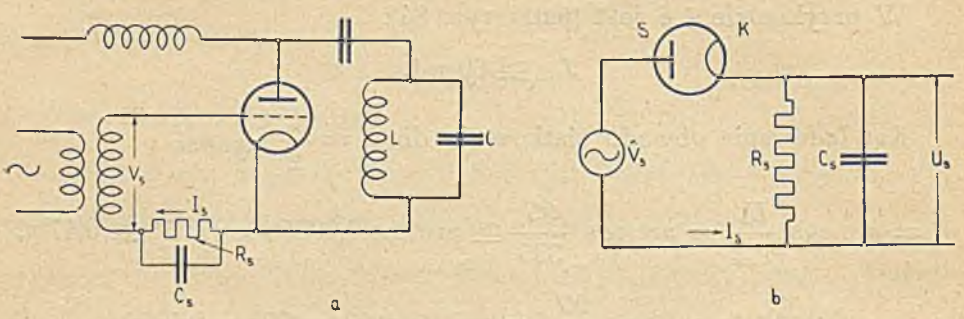
$$I_s = 0{,}2 \cdot 60 \cdot 0{,}278\,\pi \cong 10{,}5\,mA \text{ (lub } 0{,}2 \cdot 60 \cdot 0.269\,\pi \cong 10\,mA).$$

Jeżeli wyniki te porównać z wartościami prądu anodowego, obliczonemi w § 3 (145 mA i 70 mA), widać, że prąd siatki w obu przypadkach znajduje się w granicach podanych przez konstruktorów lamp $[I_s' = (0{,}1 \div 0{,}15)\,I_a]$.

Dynamiczne napięcie początkowe siatki.

W układach pracujących bez prądu siatkowego niezbędne jest dostarczanie napięcia początkowego z osobnego źródła (z baterji akumulatorów, przetwornicy lub prostownika). Skoro jednak układ pracuje z prądem siatkowym I_s, prąd ten można wykorzystać dla wytworzenia ujemnego napięcia początkowego U_s, a mianowicie prąd I_s wytwarza spadek napięcia na *oporze upływowym siatki* R_s (rys. 91 a), włączonym szeregowo w obwód siatki i zabocznikowanym kondensatorem obejściowym C_s

o pojemności takiej, aby jego oporność urojona przy częstotliwości roboczej była bardzo mała wobec R_s. Obwód siatkowy można tu rozpatrywać jako układ prostowniczy z lampą dwuelektrodową S-K (rys. 91 b) o napięciu zasilającem $\hat{V}_s$ i zastosować doń teorję prostownika [1]).



Rys. 91.

Przyjąwszy, że charakterystyka prądu siatkowego rozpoczyna się od punktu zerowego, można rozpatrywać działanie układu w sposób następujący:

Gdy niema napięcia wzbudzającego $\hat{V}_s$, prąd siatkowy jest równy zeru, a temsamem i napięcie początkowe U_s jest równe zeru. Z chwilą pojawienia się $\hat{V}_s$ pojawia się i prąd siatkowy, którego wartość średnia I_s daje na oporze upływowym R_s spadek napięcia (rys. 91 b):

$$U_s = I_s R_s, \tag{168}$$

przesuwający początkowy punkt pracy lampy w kierunku ujemnych napięć siatkowych, a temsamem zmniejszający spoczynkowy prąd anodowy lampy [2]). Im większa jest amplituda napięcia wzbudzającego, tem większy oczywiście płynie prąd siatkowy, a zatem tem większe ustala się U_s w obwodzie. W ten sposób wytworzone ujemne napięcie siatkowe, jako powstające tylko przy wzbudzeniu lampy, i ściśle związane z amplitudą tego wzbudzenia, nosi nazwę *dynamicznego napięcia początkowego.*

Chcąc zastosować dynamiczne napięcie początkowe, należy sprawdzić, czy w spoczynku (gdy $U_s = 0$), moc doprowadzona

$$P_{a0} = U_a I_a$$

nie przekracza obciążalności anody danej lampy. Jeżeli zaś ją przekracza, to dynamiczne napięcie początkowe można zastosować tylko wówczas, gdy *lampa nie może się znaleść pod pełnem napięciem anodowem bez równoczesnego wzbudzenia.* Gdzie tej pewności niema, należy w takich razach stosować ujemne napięcie ze źródła obcego.

---

[1]) Patrz tom I, rozdział IV, §§ 7 i 8.
[2]) Na tem zjawisku opiera się detekcja lampowa w obwodzie siatkowym.

Dynamiczne napięcie początkowe ma tę wyższość nad napięciem niezależnem, szczególnie w układach samowzbudnych, że samoczynnie reguluje warunki pracy generatora, a przedewszystkiem zwiększa jego sprawność w miarę zwiększania się V_s. Im większe bowiem jest wzbudzenie, tem większe staje się V_{zm}, co pociąga za sobą wzrost prądu siatkowego. Ujemne napięcie dynamiczne zaś jest proporcjonalne do prądu siatkowego, wobec czego ze wzrostem tego prądu początkowy punkt pracy lampy przesuwa się samoczynnie w kierunku ujemnym, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem kąta ładowania.

Kondensator obejściowy.

Pojemność kondensatora obejściowego obiera się tak, aby jego oporność urojona przy częstotliwości roboczej była mała wobec oporu upływowego. Równocześnie, o ile wzmacniacz jest modulowany lub kluczowany telegraficznie, kondensator nie może mieć zbyt dużej pojemności, aby nie zwierał częstotliwości modulującej. A więc powinien być spełniony warunek [1]):

$$\frac{1}{\omega C_s} \ll R_s \ll \frac{1}{p C_s}, \tag{170}$$

gdzie ω jest częstotliwością kątową nośną, zaś p — modulującą.

Odpowiedni dobór pojemności obejściowej przedstawia większe trudności w układach długofalowych. W średnio- i krótkofalowych można ograniczyć się naogół do spełnienia warunku:

$$\frac{1}{\omega C_s} \ll R_s. \tag{170 a}$$

W przybliżeniu można przyjąć opór kondensatora obejściowego jako około 10-krotnie mniejszy od oporu upływowego. Stąd łatwo znaleźć:

$$C_s \geqslant \frac{10}{\omega R_s}. \tag{170 b}$$

Zaznaczyć należy, że obliczenie oporu upływowego daje wielkość orjentacyjną: ściśle ustalić jego wartość można tylko drogą doświadczenia.

Przykład.

Chcąc otrzymać dynamiczne napięcie ujemne w układzie lampy *TA* 7/700, należałoby w obwód siatkowy włączyć opór upływowy, który można obliczyć na podstawie poprzednio znalezionych danych.

---

[1]) Patrz też T. I, rozdział IV.

A mianowicie dla $\vartheta = 90^0$, $U_s = -35\ V$, $I_s = 17{,}7\ mA$,

będzie $R_s = \frac{35}{0{,}0177} \cong 2000\ \Omega$,

zaś dla $\vartheta = 45^0$, $U_s = -575\ V$, $I_s = 10{,}5\ mA$,

niezbędny opór upływowy wyniesie $R_s' = \frac{575}{0{,}0105} \cong 55000\ \Omega$.

Przyjmując stosunek

$$\frac{R_s}{\omega C_s} \geqslant 10, \qquad \text{przy } \omega = 5 \cdot 10^6,$$

należałoby obrać pojemność obejściową:

a) dla $\vartheta = 90^0$, $C_s = \frac{10}{\omega R_s} = \frac{10}{5 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^3} = 10^{-9}\ F = 1000\ \mu\mu F$;

b) dla $\vartheta = 45^0$, $C_s' = \frac{10}{5 \cdot 10^5 \cdot 0{,}55 \cdot 10^5} = 37 \cdot 10^{-12}\ F \cong 40\ \mu\mu F$

W ostatnim przypadku powinno się obrać pojemność nie mniejszą niż 100 do $200\ \mu\mu F$.

W końcu należałoby sprawdzić, czy anoda lampy nie będzie przeciążona w razie zerwania drgań. Z charakterystyk (rys. 84) okazuje się, że przy $U_a = 7000\ V$ prąd anodowy dla $U_s = 0$ wynosi:

$$I_{ao} \cong 70\ mA.$$

Stąd obciążenie anody w spoczynku:

$$P_{ao} = 7000 \cdot 0{,}070 = 490\ W,$$

podczas gdy obciążalność anody wynosi 400 *W*. Lampa byłaby więc w tym przypadku przeciążona, lecz nie spowodowałoby to jej uszkodzenia, gdyż obciążalność próbna anody wynosi 500 *W*.

8. Straty mocy w obwodzie siatki.

Na straty energji w obwodzie siatkowym lampy wzbudzanej, które decydują o niezbędnej mocy wzbudzenia generatora, składają się dwa czynniki:

a) moc wydzielona przez prąd siatkowy zarówno w obwodzie zewnętrznym, jak i w siatce lampy,

b) moc wydzielona w oporze przeniesionym z obwodu anodowego lampy przez pojemność „anoda — siatka".

a) Straty wywołane przez prąd siatkowy można obliczyć jako moc pierwotną, pobraną przez prostownik dwuelektrodowy „katoda — siatka" (patrz rys. 91 a i b). Służy do tego wzór (I. 162) [1]):

$$P_{s_1} = V_{sm} J_{sm} \frac{\vartheta_s - \sin \vartheta_s \cos \vartheta_s}{2\pi (1 - \cos \vartheta_s)}. \qquad (171)$$

Straty te rosną oczywiście ze wzrostem kąta ładowania siatki ϑ_s. Zgodnie z rozważaniami, przeprowadzonemi w tomie I (str. 149 i następne), kąt ϑ_s będzie tem mniejszy, im większy opór R_s będzie włączony w obwód siatkowy.

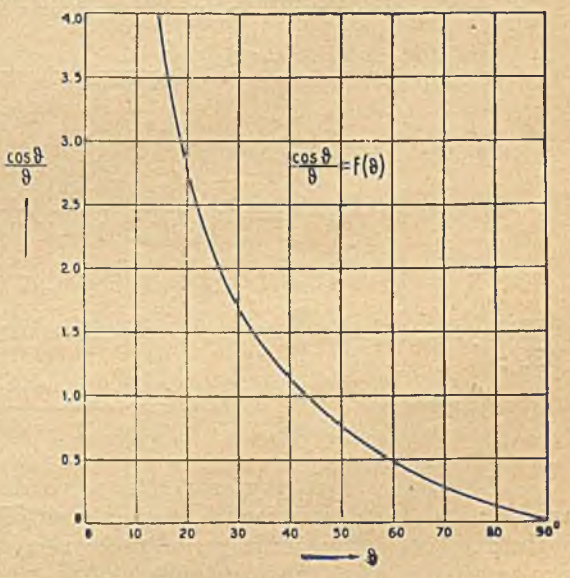
Zależność ta wyraża się równaniem (I. 159) [2]):

$$R_s \cong 4{,}7 \frac{V_{sm}}{J_{sm}} \cdot \frac{\cos \vartheta}{\vartheta}.$$

Dla ułatwienia obliczeń podana jest na rys. 92 krzywa $\frac{\cos \vartheta}{\vartheta}$.

Włączenie dużego oporu siatkowego zwiększa sprawność obwodu anodowego generatora przez przesunięcie jego początkowego punktu pracy w kierunku bardziej ujemnych napięć siatkowych.

Straty wywołane przez prąd siatki sprowadzają się oczywiście do zera, gdy lampa jest wzbudzana jedynie w zakresie ujemnych napięć siatkowych, jak to się dzieje we wzmacniaczach typu *A*. Ten rodzaj pracy spotyka się również i w urządzeniach generatorowych w stopniu pośrednim między wzbudnicą i stopniem mocy (t. zw. *separator*).



Rys. 92.

Moc wydzielona na siatce jest różnicą mocy całkowitej i mocy wydzielonej na oporze upływowym przez składową stałą prądu siatki. Im większy więc jest opór R_s, tem większa jest „sprawność" obwodu siatkowego a więc tem mniej jest obciążona ta elektroda. Dzięki temu zmniejsza się niepożądane zjawisko emisji wtórnej, jako też i niebezpieczeństwo przeciążenia i uszkodzenia

[1]) Patrz t. I, str. 155.
[2]) Patrz t. I, str. 152.

siatki. A więc i ze względu na zabezpieczenie siatki korzystniejsze jest stosowanie większego oporu upływowego.

Moc wydzielona na siatce pod postacią ciepła wynosi:

$$P_s = P_{s_1}(1 - \eta_s). \tag{173}$$

Przyjmując zgodnie z równaniem (I. 163 a), że

$$\eta_s \cong \cos \vartheta_s, \tag{174}$$

można, na podstawie równania (171), obliczyć moc wydzieloną na siatce jako:

$$P_s = \frac{V_{sm} J_{sm}}{2\pi}(\vartheta_s - \sin \vartheta_s \cos \vartheta_s). \tag{173 a}$$

W lampach ekranowych i w pentodach dzięki temu, że siatka osłonna ma stale dość wysoki potencjał dodatni względem siatki wejściowej, prąd siatkowy jest mniejszy, niż w triodach, wobec czego i straty przez ten prąd wywołane są również mniejsze.

b) Miarą strat, wywołanych obciążeniem obwodu siatkowego lampy przez obwód wyjściowy, jest opór przeniesiony do obwodu siatkowego [1]). W przypadku nastrojenia obwodu anodowego do rezonansu, typowym dla generatora obcowzbudnego, można stosować dla obliczenia wzory (312 a):

$$R_s' \cong \rho_n \left[\frac{1}{1+K} + \frac{1}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}}\right],$$
$$X_s' \cong -\frac{1}{\omega C_{sa}} \left[\frac{1}{1+K} + \frac{2+K}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}}\right], \tag{175}$$

w których ρ_n jest opornością równoważną lampy, obliczoną z równania (159):

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_1 (1 - \cos \vartheta)}.$$

Zgodnie z dyskusją zawartą w rozdziale VI, przez rozstrojenie obwodu anodowego w kierunku częstotliwości rezonansowej mniejszej od wzbudzającej (obciążenie pojemnościowe) pobór mocy przez lampę wzbudzaną rośnie, przy rozstrojeniu zaś w kierunku częstotliwości większej (obciążenie indukcyjne) układ staje się skłonny do samowzbudzenia.

Dlatego też w układach obcowzbudnych z zasady stosuje się neutralizację [2]), a w miarę możności lampy ekranowe lub pentody. Wówczas

[1]) Patrz rozdział VI, § 1 i następne
[2]) Patrz rozdział VI, § 6.

oddziaływanie obciążenia lampy na obwód siatkowy jest znikomo małe i wobec strat pochodzących od prądu siatkowego może być pominięte.

Wreszcie należy uwzględnić, szczególnie w urządzeniach na fale krótkie i bardzo krótkie, straty dielektryczne wywołane przez *prądy pojemnościowe* wewnątrz lampy [1]). Straty te, rosnące z kwadratem amplitudy napięcia wzbudzającego, mogą wielokrotnie przewyższyć obie pozostałe kategorje strat, a nawet doprowadzić do zniszczenia lampy.

Przykład.

Dla zorjentowania się co do rzędu wielkości strat w obwodzie siatkowym generatora, można oprzeć się na poprzednio obliczonych danych lampy *TA* 7/700.

1. Straty na prąd siatkowy.

a) Kąt ładowania 90°:

$$U_s = -35\ V, \quad V_{sm} = 355\ V, \quad R_z = 28000\ \Omega, \quad \cos\vartheta_s = \frac{U_s}{V_{sm}} \cong$$

$$\cong 0{,}0985, \quad \sin\vartheta_s = 0{,}995, \quad \vartheta_s = 84°35' = 0{,}47\,\pi.$$

Moc stracona skutkiem przepływu prądu siatkowego wyniesie więc zgodnie z równaniem (171):

$$P_{s_1} = V_{sm} J_{sm} \frac{\vartheta_s - \sin\vartheta_s \cos\vartheta_s}{2\pi(1 - \cos\vartheta_s)} = 355 \,.\, 0{,}06 \,.\, 0{,}245 \cong 5{,}2\ W.$$

Z mocy tej wydzieli się na siatce lampy:

$$P_s = P_{s_1}(1 - \eta) \cong 5{,}2 \,.\, 0{,}9 \cong 4{,}7\ W.$$

b) Dla kąta ładowania 45°:

$$U_s = -575\ V, \quad V_{sm} = 900\ V, \quad R_z = 45000\ \Omega,$$

$$\cos\vartheta_s = \frac{575}{900} = 0{,}64, \quad \sin\vartheta_s = 0{,}77, \quad \vartheta_s = 50° = 0{,}278\,\pi,$$

wobec czego:

$$P_{s_1} = 900 \,.\, 0{,}06\ \frac{0.278\,\pi - 0{,}77 \,.\, 0{,}64}{2\pi(1 - 0{,}64)} \cong 9\ W.$$

Moc ta jest znacznie większa, niż w przypadku poprzednim. Z tego na obciążenie siatki przypada:

$$P_s = 9(1 - 0{,}64) \cong 3{,}2\ W,$$

---

[1]) Patrz rozdział V, § 10.

a więc siatka lampy pracuje w warunkach korzystniejszych, niż przy kącie ładowania 90°.

2. *Obciążenie obwodu siatkowego obwodem anodowym.*

Obciążenie obwodu siatkowego przez obwód anodowy obliczyć można z równań (175) mając:

$$\rho = \frac{K}{S} = \frac{75}{0{,}002} = 37500\,\Omega,$$

i przyjmując:

$$C_{sa} = 10 \cdot 10^{-12}\,F, \quad \omega = 10^8.$$

Otrzymuje się wtedy dla $\vartheta = 90°$:

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_1} = 2\rho = 75000\,\Omega \; (R_z = 28000\,\Omega),$$

dla $\vartheta = 45°$ zaś:

$$\rho_n = \frac{37500}{\alpha_1 (1 - \cos 45°)} = \frac{37500}{0{,}31 \cdot 0{,}293} = 11 \cdot 37500 =$$

$$= 410000\,\Omega \; (R_z = 45000\,\Omega).$$

a) Stąd dla $\vartheta = 90°$:

$$R_s' = \rho_n \left[\frac{1}{1+K} + \frac{1}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}} \right] = 75000 \left[\frac{1}{76} + \frac{1}{76^2 \frac{28000}{75000}} \right] \cong 1000\,\Omega,$$

$$X_s' = -\frac{1}{\omega C_{sa}} \left[\frac{1}{1+K} + \frac{2+K}{(1+K)^2 \frac{R_z}{\rho_n}} \right] = -\frac{1}{10^8 \cdot 10 \cdot 10^{-12}} \left[\frac{1}{76} + \frac{77}{76^2 \frac{28000}{75000}} \right] \cong$$

$$\cong -50\,\Omega.$$

Opór przeniesiony wynosi:

$$\hat{Z}_s = (1000 - j\,50)\,\Omega,$$

można więc w przybliżeniu przyjąć, że obwód wejściowy siatki jest zwarty oporem rzeczywistym 1000 Ω. Przy amplitudzie napięcia wzbudzenia wynoszącej 355 V dałoby to straty:

$$P_{s_1} = \frac{V_{sm}^2}{2R_s'} = \frac{355^2}{2000} = 63\,W,$$

a więc wielokrotnie przewyższające straty, wywołane przez prąd siatkowy.

b) Przy $\vartheta = 45^0$ jest:

$$R_s' = 410000\left[\frac{1}{76} + \frac{1}{76^2\,\frac{45000}{410000}}\right] \cong 6000\,\Omega,$$

$$X_s' = -1000\left[\frac{1}{76} + \frac{77}{76^2\,\frac{45000}{410000}}\right] \cong -130\Omega,$$

a więc:

$$\dot{Z}_s' = 6000 - j\,130,$$

czyli:

$$\dot{Z}_s' \cong R_s' = 6000\,\Omega.$$

Stąd straty przy amplitudzie $V_{sm} = 900\,V$ wyniosą:

$$P_s' = \frac{900^2}{2 \cdot 6000} \cong 70\,W,$$

a więc przeszło 16% mocy użytecznej (420 W).

9. Metody obliczenia wzmacniacza telegraficznego.

Wytyczne dla obioru amplitudy prądu anodowego są różne, zależnie od tego, czy generator służy dla telegrafji czy też dla telefonji.

W pierwszym przypadku wzmacniacz może pracować według typu C, nie zależy bowiem na czystości przebiegów prądu, a ewentualne wzmocnienie pewnych harmonicznych można odpowiednio wyfiltrować. Natomiast generator modulowany i wzmacniacz prądów modulowanych muszą spełnić dodatkowe warunki, które są rozpatrzone w § 16 i w rozdziale VII.

W dalszym ciągu będzie podane obliczenie generatora telegraficznego, gdy dany jest typ lampy.

Zasadniczemi cechami lampy generatorowej są następujące wielkości:

1) maksymalne napięcie anodowe U_a,
2) obciążalność anody P_a,
3) prąd nasycenia I_{ns}.

Ustaliwszy napięcie anodowe, obiera się orjentacyjnie współczynnik ξ i kąt ϑ, skąd można znaleźć sprawność generatora.

Do dalszego obliczenia obiera się albo obciążalność anody, albo też maksymalny prąd anodowy.

A. Opierając się na obciążalności anody znajduje się bezpośrednio moc pierwotną:

$$P_1 = \frac{P_a}{1 - \eta}, \tag{176}$$

z której oblicza się średni prąd anodowy:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a}, \tag{177}$$

oraz moc użyteczną:

$$P_2 = \eta_1 P_1. \tag{178}$$

Mając poprzednio obrany kąt ϑ, znajduje się amplitudę prądu anodowego:

$$J_{am} = \frac{I_a}{\alpha_o} = \frac{I_a}{0{,}21\,\vartheta}.$$

Teraz może się okazać, że otrzymany w ten sposób prąd, znacznie przekracza wartość prądu nasycenia lampy przy obranem napięciu $v_{a\,min}$. Założenie byłoby więc błędne i należałoby obliczenie powtórzyć, wychodząc z prądu nasycenia.

Tym sposobem oblicza się:

$$I_a' = \alpha_o I_{ns},$$

a stąd moc pierwotną:

$$P_1' = U_a I_a'.$$

Ta wielkość pozwala obliczyć obciążenie anody lampy:

$$P_a' = P_1'(1 - \eta_1),$$

które jest napewno mniejsze od P_{am}.

B. Można również przeprowadzić obliczenie drogą odwrotną. A mianowicie, opierając się na prądzie nasycenia, obliczyć moc pierwotną, a stąd obciążenie anody:

$$P_a = P_1(1 - \eta_1).$$

Przy tem jednakże może się okazać, że lampa jest przeciążona. Pozostają wówczas dwie możliwości:

a) zwiększenie sprawności przez zmniejszenie kąta ϑ lub $v_{a\,min}$, albo też obu tych czynników równocześnie, o ile zaś okaże się to niewykonalne, należy:

b) powtórzyć przeliczenia, wychodząc z obciążalności anody lampy i dochodząc w końcu do prądu J_{am}, który teraz napewno będzie mniejszy od I_{ns} lampy.

10. Obliczenie generatora z lampą ekranową i z pentodą.

Tok obliczenia generatora z lampą ekranową lub pentodą przedstawia się prościej, niż obliczenie triody, a to dzięki temu, że prąd anodowy z dostatecznem przybliżeniem uważać można za niezależny od na-

pięcia anodowego i jego wahań. Opierając się na równaniu (139), równanie tych lamp wyrazić można w postaci:

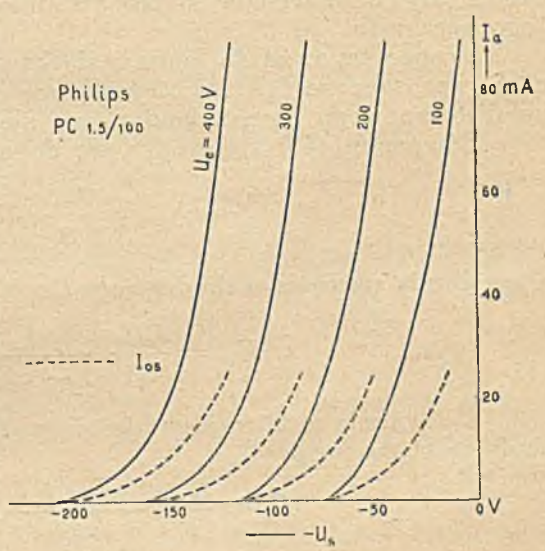
$$i_a = S\left[v_s' - U_{so} + \frac{U_e}{K_1}\right], \tag{179}$$

gdzie:

U_e — stałe napięcie siatki osłonnej,

K_1 — współczynnik amplifikacji układu „siatka wejściowa — siatka osłonna".

Przyjmując to równanie za podstawę obliczeń, zakłada się tem samem, że przebiegi zmienne odbywają się na charakterystyce statycznej lampy, zależnej wyłącznie od napięcia siatki osłonnej. Dlatego też zbiory charakterystyk lamp z siatką osłonną w układzie $i_a = f(v_s)$ podaje się jedynie w zależności od napięcia U_e, co znacznie upraszcza posługiwanie się niemi. Charakterystyki te (rys. 93), poza dolnem zakrzywieniem, przebiegają praktycznie prostolinijnie, a to dzięki temu, że elektroda, sąsiadująca z siatką wejściową, a więc siatka osłonna, ma stale wysoki potencjał dodatni, nie zachodzi więc obawa przewzbudzenia jak w triodzie.



Rys. 93.

Zresztą, dzięki tej właśnie elektrodzie, charakterystyki są znacznie przesunięte w lewo, tak iż pełne wykorzystanie lampy jest możliwe przy stosunkowo niewielkich wartościach dodatnich potencjału siatki, co pociąga za sobą dalszą zaletę — mały stosunkowo prąd siatkowy generatora.

Ponadto dzięki temu, że lampy tego typu mają katody tlenkowe i bardzo duży prąd emisyjny, niema praktycznie możności—ze względu na obciążalność anody—wkroczenia w górne zakrzywienie charakterystyk, co również zapewnia prostolinijność przebiegów.

Lampy ekranowe dwusiatkowe wykazują jednakże pewną niższość w porównaniu z lampami trójelektrodowemi. Jest nią ograniczenie współczynnika wykorzystania napięcia anodowego. A mianowicie, ze względu na zjawisko emisji wtórnej [1]), napięcie anodowe nie może spaść poniżej napięcia siatki osłonnej, a więc w odniesieniu do tej elektrody

[1]) Patrz rozdział III § 18.

należy zachować warunek wzbudzenia granicznego ($n = 1$). Wobec tego musi być:

$$V_{zm} \leqslant (U_a - U_e), \tag{180}$$

czyli:

$$\xi \leqslant \frac{U_a - U_e}{U_a}. \tag{181}$$

Wskutek tego współczynnik wykorzystania ogranicza się do wartości $\xi = 0{,}7 \div 0{,}8$, przeważnie nie dochodząc do górnej granicy.

W pentodach zasadniczo ograniczenia tego niema, dzięki bowiem obecności siatki chwytnej nie zachodzi obawa wtórnej emisji. Jednakże w tych lampach wykorzystanie napięcia anodowego jest ograniczone nadmiernym wzrostem prądu siatki osłonnej. Można jednak, przy niskich stosunkowo napięciach anodowych, dojść do wartości $\xi = 0{,}9$. Nie oznacza to jednakże bezwzględnej wyższości pentod nad triodami pod względem sprawności, ponieważ do strat w obwodzie anodowym dochodzą straty w obwodzie siatki osłonnej, rozpatrzone w dalszym ciągu tego paragrafu.

Wobec tego, że do lamp z siatką osłonną można zastosować równanie uproszczone (179), wzory służące do obliczenia generatorów z lampami ekranowemi i pentodami różnią się nieco od wzorów dla triod.

Równanie (141) sprowadza się do postaci:

$$(+ v_s)_{\max} = \frac{J_{am}}{S} + U_{so} - \frac{U_e}{K_1}, \tag{182}$$

a amplituda napięcia wzbudzającego z równania (161) — do:

$$V_{sm} = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_e}{K_1}. \tag{183}$$

Z równania (162) otrzymuje się wartość bezwzględną początkowego napięcia siatkowego:

$$|U_s| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{U_e}{K_1} - U_{so}. \tag{184}$$

Maksymalne ujemne napięcie w obwodzie siatkowym otrzymuje się z równań (183) i (184):

$$|(- v_s)_{\max}| = |U_s| + |V_{sm}| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{1 + \cos \vartheta}{1 - \cos \vartheta} + \frac{2\,U_e}{K_1} - U_{so}. \tag{185}$$

Podobnie, jak we wzorach (161), (162) i (164), tak i tu można pominąć wielkość U_{so}.

Dzięki stałemu potencjałowi siatki osłonnej zmniejsza się maksymalna różnica potencjałów między sąsiedniemi elektrodami w chwili najniższego potencjału siatki. Mianowicie w lampie z siatką osłonną największa różnica potencjałów między siatką wejściową i siatką osłonną:

$$(v_{s-e})_{\max} = |(- v_s)_{\max}| + U_e, \tag{186}$$

jest nieporównanie mniejsza, niż odpowiednia wartość, występująca między anodą i siatką triody [równanie (165)]:

$$|v_{sam}| = |(-v_s)_{max}| + (1 + \xi)\, U_a .$$

Jest to również poważną zaletą lamp z siatką osłonną.

W lampach tych występują jednakże napięcia między anodą i najbliższą elektrodą pomocniczą. W lampie ekranowej jest to napięcie między anodą i siatką osłonną, którego maksymalna wartość wynosi:

$$(v_{a-e})_{max} = U_a + V_{zm} - U_e = (1 + \xi)\, U_a - U_e , \qquad (187)$$

co przy założeniu:

$$V_{zm} = U_a - U_e ,$$

daje:

$$(v_{a-e})_{max} = 2\,\xi\, U_a . \qquad (187\,a)$$

W pentodzie natomiast występuje napięcie między anodą i siatką chwytną, której potencjał względem katody jest równy zeru lub nawet ujemny (jak np. w układzie z modulacją w siatce chwytnej). Maksymalna różnica potencjałów jest tu znacznie większa i wynosi:

$$(v_{a-s_3})_{max} = |(1 + \xi)\, U_a| + |U_{s_3}| . \qquad (188)$$

Napięcie to jest więc tego samego rzędu, co maksymalne napięcie w triodzie.

Straty w obwodzie siatki osłonnej.

Stratę mocy, zamienionej na ciepło na siatce osłonnej, można obliczyć według wzoru [1]):

$$P_e = (0{,}4 \div 0{,}6)\; U_e\, (I_{os} + I_a) , \qquad (189)$$

w którym I_{os} jest prądem siatki osłonnej, pobieranym przy danem napięciu siatki osłonnej U_e, a I_a jest średnim prądem anodowym w czasie pracy. Mniejszy współczynnik odnosi się do lamp większej mocy.

Dopuszczalne obciążenie siatki osłonnej jest podane w katalogach firmowych.

Moc, wydzielona na anodzie lampy, wynosi:

$$P_a = (U_a\, I_a + U_e\, I_{os}) - (P_e + P_2) = P_1' - (P_e + P_2), \qquad (190)$$

jeżeli $P_1' = U_a\, I_a + U_e\, I_{os}$ jest całkowitą mocą doprowadzoną do lampy (z pominięciem mocy żarzenia), a P_2 jest mocą użyteczną, oddaną przez obwód anodowy.

---

[1]) Wzór empiryczny według danych S. A. Philips.

Sprawność całkowita lampy z siatką osłonną z uwzględnieniem strat w siatce osłonnej wynosi:

$$\eta_c = \frac{P_2}{P_1'} = \frac{P_2}{U_a I_a + U_e I_{os}}. \tag{191}$$

Straty na siatce osłonnej pentody, wobec tego, że siatka osłonna i anoda są rozdzielone siatką chwytną, oblicza się według wzoru:

$$P_e = U_e I_{os}. \tag{189 a}$$

Przykład.

Ekranowana lampa nadawcza Philips *QC* 2/75 ma dane:

$U_a = 2000\,V$, $I_{ns} \cong 2\,A$, $U_e = 300 \div 500\,V$,

$P_a = 75\,W$, $P_e = 25\,W$, $K_1 = 6{,}3\,V/V$, $S_{śr} = 1{,}5\,mA/V$, $U_{so} = 40\,V$.

Obrawszy $U_e = 500\,V$, otrzyma się zgodnie z równaniem (180).

$$V_{zm} = U_a - U_e = 2000 - 500 = 1500\,V,$$

co daje współczynnik wykorzystania:

$$\xi = \frac{1500}{2000} = 0{,}75.$$

Przyjmując $\vartheta = 75^0$, otrzymuje się z krzywych rys. 87:

$$\alpha_0 = 0{,}27, \qquad \alpha_1 = 0{,}45,$$

skąd oblicza się sprawność wzmacniacza:

$$\eta_l = \frac{\xi\,\alpha_1}{2\,\alpha_0} = \frac{0{,}75 \cdot 0{,}45}{0{,}54} \cong 0{,}63.$$

Maksymalna moc pierwotna może więc osiągnąć wartość (w przybliżeniu, z pominięciem strat w siatce osłonnej):

$$P_1 = \frac{P_a}{1 - \eta_l} = \frac{75}{0{,}37} \cong 210\,W,$$

wobec czego moc użyteczna będzie:

$$P_2 = P_1 - P_a = 210 - 75 = 135\,W.$$

Przy mocy doprowadzonej 210 W średni prąd anodowy wynosi:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a} = \frac{210}{2000} \cong 0{,}1\,A.$$

Stąd można znaleźć maksymalny prąd anodowy:

$$J_{am} = \frac{I_a}{\alpha_0} = \frac{0{,}1}{0{,}27} \cong 0{,}370\ A < 2\ A,$$

i amplitudę prądu zmiennego:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = 0{,}45 \cdot 0{,}37 \cong 0{,}167\ A.$$

Zgodnie z równaniem (189) moc wydzielona w siatce osłonnej nie może przekroczyć wartości:

$$P_e = 0{,}4\ U_e\ (I_{os} + I_a) = 25\ W,$$

skąd otrzymuje się największy dopuszczalny prąd siatki osłonnej:

$$I_{os} = \frac{P_e}{0{,}4\ U_e} - I_a = \frac{25}{0{,}4 \cdot 500} - 0.1 = 0{,}025\ A.$$

Sprawność całkowita lampy w tych warunkach:

$$\eta_{ic} = \frac{P_2}{U_a I_a + U_e I_{os}} = \frac{135}{210 + 500 \cdot 0{,}025} \cong 0{,}6.$$

Maksymalne dodatnie napięcie siatkowe [równanie (182)]:

$$|(+ v_s)_{max}| = \frac{J_{am}}{S} + \frac{U_e}{K_1} - U_{so} = \frac{370}{1{,}5} + \frac{500}{6{,}3} - 40 = 286\ V.$$

Ujemne napięcie siatkowe [równanie (184)] wynosi (bez uwzględnienia poprawki):

$$|U_s'| = \frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos\vartheta}{1 - \cos\vartheta} + \frac{U_e}{K_1} = \frac{370}{1{,}5} \cdot 0{,}35 + \frac{500}{6{,}3} = 166\ V.$$

Z uwzględnieniem poprawki byłoby:

$$|U_s| = 166 - 40 = 126\ V.$$

Amplituda napięcia wzbudzającego musi więc wynosić:

$$|V_{zm}'| = |U_s| + |(+ v_s)_{max}| = 166 + 286 = 452\ V,$$

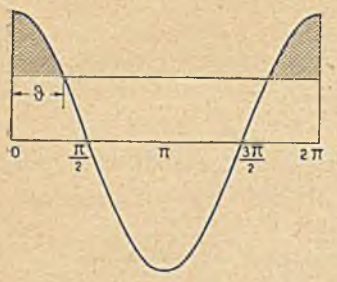
lub z uwzględnieniem poprawki:

$$V_{zm} = 412\ V.$$

W tych granicach obiera się praktyczne wartości U_s i V_{sm}.

11. Zawartość harmonicznych w generatorze. Powielanie częstotliwości.

Zgodnie z teorją Fouriera krzywą prądu w generatorze lampowym można rozłożyć na szereg harmonicznych. Dla przeprowadzenia tej analizy najdogodniej jest obrać początek układu tak, aby oś rzędnych przechodziła przez wierzchołek sinusoidy (rys. 94), dzięki czemu krzywą prądu anodowego wyrazić można w postaci:



Rys. 94.

$$i_a = \frac{J_{am}}{1-\cos\vartheta}(\cos x - \cos\vartheta). \qquad (a)$$

Według wzorów (5) i (6)[1] funkcję tę można rozłożyć na harmoniczne o amplitudach:

$$a_n = \frac{1}{\pi}\cdot\frac{J_{am}}{1-\cos\vartheta}\left[\int_0^{\vartheta}(\cos x - \cos\vartheta)\sin nx\,dx + \int_{2\pi-\vartheta}^{2\pi}(\cos x - \cos\vartheta)\sin nx\,dx\right], \qquad (b)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi}\cdot\frac{J_{am}}{1-\cos\vartheta}\left[\int_0^{\vartheta}(\cos x - \cos\vartheta)\cos nx\,dx + \int_{2\pi-\vartheta}^{2\pi}(\cos x - \cos\vartheta)\cos nx\,dx\right]. \qquad (c)$$

Równanie (b) w podanych granicach całkowania daje zero, równanie zaś (c) daje w wyniku[2]:

---

[1]) Patrz tom I, dodatek I.

[2]) Przeliczenia:

a) $\int(\cos x - \cos\vartheta)\sin nx\,dx = \int\sin nx\cos x\,dx - \cos\vartheta\int\sin nx\,dx =$

$$= \left|-\frac{1}{2(n+1)}\cos(n+1)x - \frac{1}{2(n-1)}\cos(n-1)x + \frac{\cos\vartheta}{n}\cos nx\right|_{0,2\pi-\vartheta}^{\vartheta,2\pi} = 0,$$

b) $\int(\cos x - \cos\vartheta)\cos nx\,dx = \int\cos nx\cos x\,dx - \cos\vartheta\int\cos nx\,dx =$

$$= \left|\frac{1}{2(n-1)}\sin(n-1)x + \frac{1}{2(n+1)}\sin(n+1)x - \frac{\cos\vartheta}{n}\sin nx\right|_{0,2\pi-\vartheta}^{\vartheta,2\pi} =$$

$$= \frac{\sin(n-1)\vartheta}{n-1} + \frac{\sin(n+1)\vartheta}{n+1} - \frac{2}{n}\sin n\vartheta\cos\vartheta = 2\,\frac{\sin n\vartheta\cos\vartheta - n\cos n\vartheta\sin\vartheta}{n(n^2-1)}.$$

$$b_n = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{J_{am}}{1-\cos\vartheta} \cdot \frac{\sin n\vartheta \cos\vartheta - n \cos n\vartheta \sin\vartheta}{n(n^2-1)}. \qquad (192)$$

Z równania (192) dla $n=0$ (składowa stała a_0) i dla $n=1$ (składowa o częstotliwości podstawowej a_1) otrzymuje się wyrażenia nieoznaczone, które po rozwiązaniu sprowadzają się do równań (148) i (150), wyprowadzonych inną drogą w § 3.

Dla wyższych harmonicznych otrzymuje się z równania (192) wprost po podstawieniu odpowiednich wartości na n:

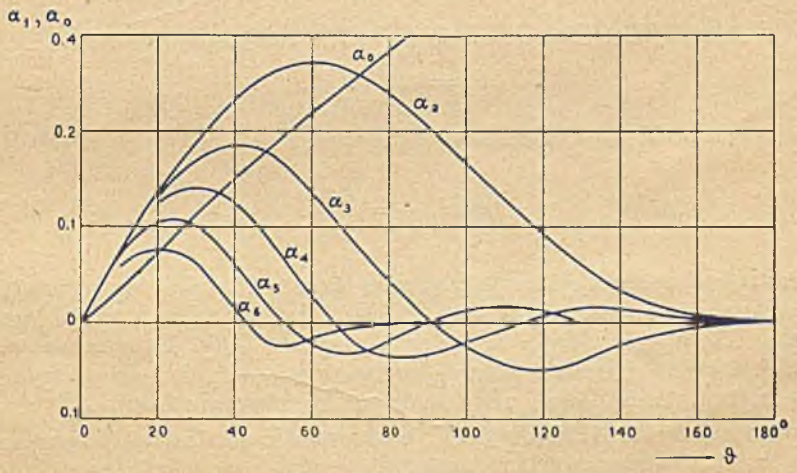
$$a_2 = \frac{\sin 2\vartheta \cos\vartheta - 2\cos 2\vartheta \sin\vartheta}{3\pi(1-\cos\vartheta)} = \frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^3\vartheta}{1-\cos\vartheta}, \qquad (193)$$

$$a_3 = \frac{\sin 3\vartheta \cos\vartheta - 3\cos 3\vartheta \sin\vartheta}{12\pi(1-\cos\vartheta)} = \frac{2}{3\pi} \cdot \frac{\sin^3\vartheta \cos\vartheta}{(1-\cos\vartheta)}, \qquad (194)$$

$$a_4 = \frac{\sin 4\vartheta \cos\vartheta - 4\cos 4\vartheta \sin\vartheta}{30\pi(1-\cos\vartheta)}. \qquad (195)$$

i t. d.

Przebieg tych funkcyj jest podany na rys. 95. Jak widać, amplitudy harmonicznych przy pewnych kątach ϑ są dość znaczne.



Rys. 95.

Należy tu podkreślić, że obliczenie harmonicznych na podstawie charakterystyk prostolinijnych jest bardzo niedokładne i może dać tylko orjentacyjne dane co do charakteru zjawiska. Różnice wywołane przez krzywolinijność charakterystyk, są tem większe, im wyższy jest rząd harmonicznej.

W normalnym układzie generatorowym dzięki znacznej ostrości rezonansu obwodu wyjściowego harmoniczne są zwarte, tak iż praktycznie wydziela się w obwodzie tylko moc prądu o częstotliwości podstawowej.

Jednakże, nastroiwszy obwód wyjściowy na odpowiednią harmoniczną i dobrawszy kąt ładowania, odpowiadający maksymalnej wartości tej harmonicznej, można osiągnąć powielanie częstotliwości ze sprawnością względnie dużą.

Wówczas, analogicznie do przypadku nastrojenia obwodu na częstotliwość podstawową, będzie:

$$J_{nm} = \alpha_n J_{am}, \tag{196}$$

$$V_{nm} = \xi U_a.$$

Stąd, przy oporze zastępczym dostrojonym do rezonansu z harmoniczną, t. j. przy:

$$R_{zn} = \frac{V_{nm}}{J_{nm}} = \frac{\xi}{\alpha_n} \cdot \frac{U_a}{J_{am}}, \tag{197}$$

moc użyteczna harmonicznej będzie:

$$P_{2n} = \frac{V_{nm} J_{nm}}{2} = \frac{\xi \alpha_n}{2} U_a J_{am}. \tag{198}$$

Przy doprowadzonej mocy prądu stałego:

$$P_1 = \alpha_o U_a J_{am},$$

daje to sprawność powielania częstotliwości:

$$\eta_n = \frac{P_{2n}}{P_1} = \frac{\xi \alpha_n}{2\alpha_o}. \tag{199}$$

Praktycznie dla celów powielania częstotliwości wykorzystuje się jedynie 2-gą i 3-cią harmoniczną, którym, jak wynika z przebiegu krzywych rys. 95, odpowiadają najkorzystniejsze kąty ładowania $\vartheta_2 = 60^0$ i $\vartheta_3 \cong 40^0$. Wyższe harmoniczne wymagają znacznie mniejszych kątów ładowania, temsamem dają zbyt małe wykorzystanie lampy.

Do wzorów od (196) do (199) wprowadzić można bezpośrednio wartości na α_o i α_n z podanych poprzednio równań na rozłożenie odcinków kosinusoidy jedynie w przypadku, gdy oddziaływanie napięcia anodowego na prąd anodowy jest bardzo słabe, a więc w przypadku lamp z siatką osłonną lub triod o dużym współczynniku amplifikacji. Zastrzeżenie to jest oczywiste, skoro się zważy, że przebieg napięcia anodowego ma inną częstotliwość, niż napięcie wzbudzające, co pociąga za sobą odkształcenie krzywej prądu. Polega ono na tem, że rzędne krzywej poza wierzchołkiem kosinusoidy są większe, a nawet w pewnych punktach mogą przekroczyć wartość wierzchołkową J_{am}, przez co krzy-

wa otrzymuje charakter wklęsły, podobnie jak przy nadmiernym prądzie siatkowym (patrz rys. 102).

Jak dowodzi szczegółowa analiza zjawiska [1]), przebieg krzywej prądu *znacznie odbiega od sinusoidy, gdy wyrażenie:*

$$\tau = \frac{K V_{sm}}{4 V_{zm}} \tag{200}$$

jest mniejsze od jedności, jest natomiast *praktycznie sinusoidalny, gdy:*

$$\tau > 1{,}5\,,$$

co prawie zawsze jest spełnione, gdy lampa ma duży współczynnik amplifikacji i pracuje przy znacznem ujemnem napięciu, a temsamem przy małem ϑ.

12. Podwajanie częstotliwości.

W przypadku podwajania częstotliwości prąd anodowy jest funkcją napięć zmiennych:

$$v_s = V_{sm} \cos \omega t\,, \qquad \text{czyli} \qquad v_s' = V_{sm} \cos \omega t - U_s\,,$$

$$v_z = V_{zm} \cos 2\,\omega t\,, \qquad \text{czyli} \qquad v_a = U_a - V_{zm} \cos 2\,\omega t\,,$$

co, podstawione do ogólnego równania lampy [równanie (139) tego rozdziału], daje:

$$i_a = S\left[V_{sm} \cos \omega t - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} - \frac{V_{zm}}{K} \cos 2\,\omega t\right]. \tag{201}$$

Równanie to można przekształcić, wiedząc, że przy $\omega t = \vartheta$ prąd anodowy staje się równy zeru. Otrzymuje się dla tej wartości równanie:

$$i_a = S\left[V_{sm} \cos \vartheta - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} - \frac{V_{zm}}{K} \cos 2\,\vartheta\right] = 0\,, \tag{a}$$

które odjęte od (201) daje wyrażenie na prąd anodowy w postaci:

$$i_a = S\left[V_{sm}(\cos \omega t - \cos \vartheta) - \frac{V_{zm}}{K}(\cos 2\,\omega t - \cos 2\,\vartheta)\right],$$

[1]) Patrz A. I. Berg. Łampowyje gienieratory, wyd. II część I str. 251 i następne.

lub, po prostem przekształceniu [1]):

$$i_a = \frac{2 S V_{zm}}{K}\left[2\tau(\cos\omega t - \cos\vartheta) - (\cos^2\omega t - \cos^2\vartheta)\right], \qquad (b)$$

przyczem

$$\tau = \frac{K V_s}{4 V_{zm}}.$$

Z równania (b) można znaleźć wartość prądu w wierzchołku krzywej, J_{am}, podstawiając $\omega t = 0$. Wartość ta wynosi:

$$J_{am} = \frac{2 S V_{zm}}{K}\left[2\tau(1 - \cos\vartheta) - (1 - \cos^2\vartheta)\right] =$$

$$= \frac{2 V_{zm}}{\rho}\left[2\tau(1 - \cos\vartheta) - (1 - \cos^2\vartheta)\right]. \qquad (202)$$

Dzieląc wyrażenie (b) przez równanie (202), dochodzi się do równania prądu anodowego w podwajaczu częstotliwości, wprowadzając $\omega t = x$,

$$i_a = J_{am}\frac{2\tau(\cos x - \cos\vartheta) - (\cos^2 x - \cos^2\vartheta)}{2\tau(1 - \cos\vartheta) - (1 - \cos^2\vartheta)} =$$

$$= J_{am}\frac{(\cos x - \cos\vartheta) - \dfrac{\cos^2 x - \cos^2\vartheta}{2\tau}}{1 - \cos\vartheta - \dfrac{1 - \cos^2\vartheta}{2\tau}}. \qquad (203)$$

Równanie to, pozwala obliczyć — sposobem zastosowanym w § 3 dla częstotliwości podstawowej — składową stałą prądu anodowego:

$$I_a = \frac{1}{\pi}\int_0^{\vartheta} i_a\, dx,$$

oraz amplitudę drugiej harmonicznej:

$$J_{2m} = \frac{2}{\pi}\int_0^{\vartheta} i_a \cos 2x\, dx.$$

Przeliczenia te prowadzą do równań [2]):

---

[1]) Podstawia się: $\cos 2\alpha = 2\cos^2\alpha - 1$ i wyciąga się przed nawias $\frac{V_{zm}}{2K}$.

[2]) Według A. I. Berga, Lampowyje gienieratory, str. 255—256.

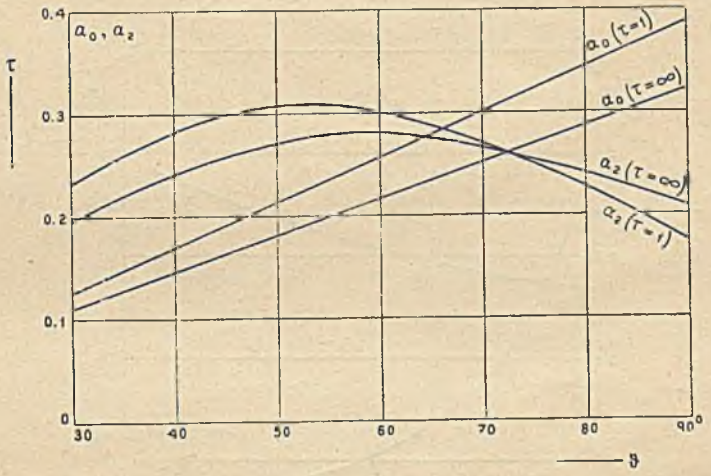
$$\alpha_0 = \frac{I_a}{J_{am}} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta + \dfrac{2\vartheta\cos 2\vartheta - \sin 2\vartheta}{8\tau}}{1 - \cos\vartheta - \dfrac{1-\cos 2\vartheta}{4\tau}}, \qquad (204)$$

oraz:

$$\alpha_2 = \frac{J_{2m}}{J_{am}} = \frac{1}{3\pi} \cdot \frac{2\sin^3\vartheta + \dfrac{1}{8\tau}(1{,}5\sin 4\vartheta - 6\vartheta)}{1 - \cos\vartheta - \dfrac{1-\cos 2\vartheta}{4\tau}}. \qquad (205)$$

Przy $\tau = \infty$ (praktycznie przy $\tau > 1{,}5$) wyrazy, w których skład wchodzi ten czynnik, można pominąć i równania (204) i (205) sprowadzają się do prostych postaci równań (148) i (193).

Zależność współczynników α_0 i α_2 przy $\tau = 1$ i $\tau = \infty$ podają krzywe rys. 96 (według A. I. Berga).



Rys. 96.

Podobnie jak dla częstotliwości podstawowej (§ 5) można znaleźć dla drugiej harmonicznej oporność równoważną lampy.

Uwzględniając zależności:

$$V_{zm} = J_{2m} R_z, \qquad S = \frac{K}{\rho},$$

$$J_{2m}^{*} = \alpha_2 J_{am},$$

oblicza się z równania (202) [1]):

$$J_{zm} = \frac{\frac{1-\cos\vartheta}{1-\cos 2\vartheta} K V_{sm}}{\frac{\rho}{\alpha_2(1-\cos 2\vartheta)} + R_z} = \frac{\frac{1}{2(1+\cos\vartheta)} K V_{sm}}{\frac{\rho}{\alpha_2(1-\cos 2\vartheta)} + R_z} = \frac{K V'_{sm}}{\rho' + R_z} . \quad (206)$$

Z równania (206) wynika że:

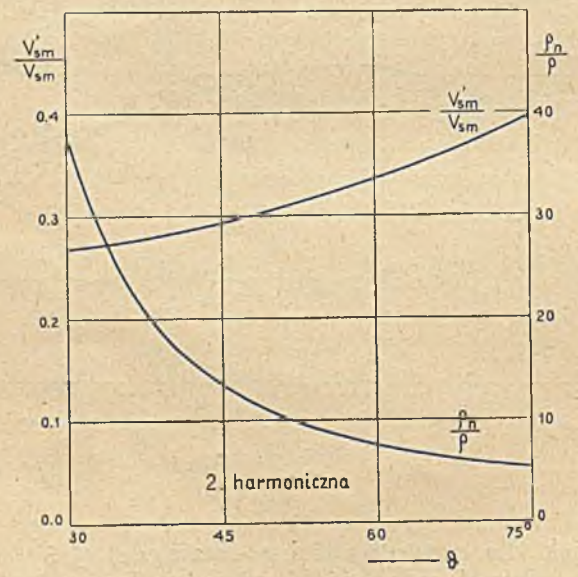
a) zastępcze napięcie wzbudzające podwajacza częstotliwości: wynosi:

$$V'_{sm} = \frac{1}{2(1+\cos\vartheta)} V_{sm} , \quad (207)$$

b) oporność równoważna dla prądu zmiennego:

$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_2(1-\cos 2\vartheta)} . \quad (208)$$

Przebieg tych funkcyj wyrażają krzywe rys. 97.



Rys. 97.

[1]) Stosuje się przekształcenia:

$$2(1-\cos^2\vartheta) = 2\sin^2\vartheta = 1-\cos^2\vartheta$$

oraz:

$$1-\cos^2\vartheta = (1+\cos\vartheta)(1-\cos\vartheta) .$$

Jak wynika z przebiegu krzywych rys. 96, najkorzystniejsze warunki pracy dla podwajacza częstotliwości leżą między $\vartheta = 60^0$ a $\vartheta = 40^0$ (średnio około 50^0), co pociąga za sobą konieczność stosowania o wiele wyższych napięć wzbudzających, niż w normalnym generatorze.

Przykład.

Lampa Marconi *MT* 12 ma dane: $U_a = 2000\,V$, $P_a = 200\,W$, $K = 25\,V/V$, $\varrho = 15000\,\Omega$, $(S = 1{,}67\,mA/V)$, $I_{ns} = 450\,mA$, $U_{ao} \cong 600\,V$.

Przeliczyć warunki pracy tej lampy jako podwajacza częstotliwości, obierając $\vartheta = 50^0$ oraz $J_{am} = I_{ns} = 0{,}45\,A$.

Z równania (142) można znaleźć współczynnik wykorzystania napięcia anodowego, przyjmując $n = 2{,}5$:

$$\xi = 1 - \frac{1}{U_a}\left(\frac{J_{am}}{S} + \frac{U_{ao}}{K}\right)\frac{nK}{n+K} = 1 - \frac{1}{2000}\left(\frac{450}{1{,}67} + \frac{600}{25}\right)\frac{2{,}5 \cdot 25}{2{,}5+25} \cong 0{,}67.$$

Temsamem $V_{zm} = 2000 \cdot 0{,}67 = 1340\,V$.

Maksymalne dodatnie napięcie siatki według równania (141 a) wynosi:

$$(+v_s)_{\max} = (1 - \xi)\frac{U_a}{n} \cong 0{,}33\,\frac{2000}{2{,}5} \cong 265\,V.$$

Ujemne napięcie siatkowe, zgodnie z równaniem (163) powinno wynosić [1]):

$$U_s = -\left(\frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos\vartheta}{1 - \cos\vartheta} + \frac{U_a}{K}\right) = -\left(\frac{450}{1{,}67}\,1{,}8 + \frac{2000}{25}\right) = -565\,V.$$

A zatem amplituda napięcia wzbudzającego:

$$V_{sm} = |(+v_s)_{\max}| + |U_s| = 265 + 565 = 830\,V.$$

Można teraz sprawdzić wielkość τ z równania (200):

$$\tau = \frac{K\,V_{sm}}{4\,V_{zm}} = \frac{25 \cdot 830}{4 \cdot 1340} = 3{,}87 > 1{,}5.$$

Wobec tego można obliczyć współczynniki α_0 i α_2 według wzorów uproszczonych. Z krzywych rys. 96 dla $\tau = \infty$ wynika dla $\vartheta = 50^0$:

$$\alpha_0 = 0{,}18, \qquad \alpha_2 = 0{,}27.$$

Stąd sprawność będzie:

$$\eta = \xi\,\frac{\alpha_2}{2\alpha_0} = 0{,}67\,\frac{0{,}27}{0{,}36} \cong 0{,}5.$$

---

[1]) Wielkość $\frac{\cos\vartheta}{1 - \cos\vartheta}$ bierze się z rys. 90.

Przy prądzie nasycenia 450 mA maksymalna amplituda drugiej harmonicznej może wynosić:

$$J_{2m} = \alpha_2 J_{am} = 0{,}27 \cdot 450 = 120\, mA .$$

Stąd otrzyma się moc użyteczną:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{2m}}{2} = \frac{1340 \cdot 0{,}120}{2} \cong 80\, W .$$

Wobec tego, że przy sprawności równej 0,5, moc stracona w lampie jest równa mocy użytecznej, będzie:

$$P_a = P_2 = 80\, W < 200\, W ,$$

a moc doprowadzona wyniesie:

$$P_1 = P_a + P_2 = 160\, W .$$

Odpowiada temu średni prąd anodowy:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a} = \frac{160}{2000} = 0{,}08\, A = 80\, mA ,$$

co zgadza się z równaniem:

$$I_a = \alpha_0 J_{am} = 0{,}18 \cdot 450 \cong 80\, mA .$$

Na podstawie równania (197) opór zastępczy obwodu rezonansowego, nastrojonego na drugą harmoniczną częstotliwości napięcia wzbudzającego, musi być równy:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{2m}} = \frac{1340}{0{,}120} \cong 11000\, \Omega .$$

Podwajacz w obranych tu warunkach będzie pracował jak wzmacniacz, wzbudzany napięciem podwójnej częstotliwości o amplitudzie [równanie (207)]:

$$V'_{sm} = \frac{V_{sm}}{2(1 + \cos \vartheta)} = \frac{830}{3{,}4} \cong 240\, V .$$

13. Potrajanie częstotliwości.

W przypadku potrajania częstotliwości:

$v_s = V_{sm} \cos \omega t$, czyli $v_s' = V_{sm} \cos \omega t - U_s$,

$v_z = V_{zm} \cos 3\omega t$, czyli $v_a = U_a - V_{zm} \cos 3\omega t$,

co daje równanie lampy:

$$i_a = S\left[V_{sm}\cos\omega t - U_s - U_{so} + \frac{U_a}{K} - \frac{V_{zm}}{K}\cos 3\,\omega t\right]. \qquad (a)$$

W podobny sposób, jak w podwajaczu częstotliwości, otrzymuje się tu:

$$i_a = S\,V_{sm}\left[(\cos\omega t - \cos\vartheta) - \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}}(\cos 3\,\omega t - \cos 3\,\vartheta)\right], \qquad (b)$$

$$J_{am} = S\,V_{sm}\left[(1 - \cos\vartheta) - \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}}(1 - \cos 3\,\vartheta)\right], \qquad (209)$$

co, po podzieleniu stronami pierwszego z tych równań przez drugie, daje:

$$i_a = J_{am}\frac{(\cos\omega t - \cos\vartheta) - \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}}(\cos 3\,\omega t - \cos 3\,\vartheta)}{(1 - \cos\vartheta) - \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}}(1 - \cos 3\,\vartheta)}. \qquad (210)$$

Po wykonaniu odpowiednich całkowań otrzymuje się [1]) z tego równania współczynniki α_o i α_3 w postaci:

$$\alpha_o = \frac{I_a}{J_{am}} = \frac{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta - \frac{V_{zm}}{3\,K\,V_{sm}}(\sin 3\,\vartheta - 3\,\vartheta\cos 3\,\vartheta)}{\pi\left[1 - \cos\vartheta - \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}}(1 - \cos 3\,\vartheta)\right]}, \qquad (211)$$

$$\alpha_3 = \frac{J_{3m}}{J_{am}} = \frac{\frac{2}{3}\sin^3\vartheta\cos\vartheta - \frac{V_{zm}}{6\,K\,V_{sm}}(6\,\vartheta - \sin 6\,\vartheta)}{\pi\left[1 - \cos\vartheta - \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}}(1 - \cos 3\,\vartheta)\right]}. \qquad (212)$$

Wyrażenia te dla

$$\psi = \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}} \ll 1$$

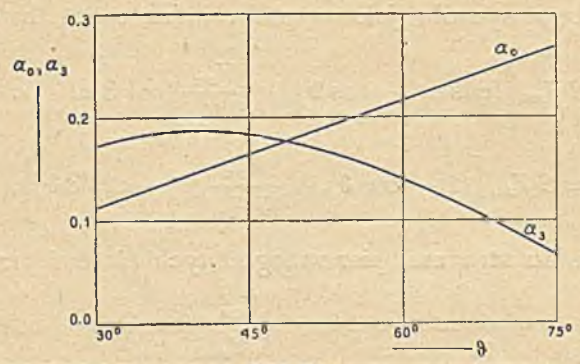
sprowadzają się do postaci odpowiadających generatorowi pracującemu na częstotliwości podstawowej:

$$\alpha_o = \frac{\sin\vartheta - \vartheta\cos\vartheta}{\pi(1 - \cos\vartheta)}, \qquad (148)$$

$$\alpha_3 = \frac{2\sin^3\vartheta\cos\vartheta}{3\pi(1 - \cos\vartheta)}. \qquad (194)$$

[1]) Berg l. c., str. 265 ÷ 268.

Przebiegi funkcyj α_o i α_3 dla $\psi = \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}} = 0$ są podane na rys. 98. Napięcie wzbudzające i oporność równoważną potrajacza częstotliwości



Rys. 98.
(Krzywe dla $\psi = 0$).

można obliczyć z równań (207) i (208) w podobny sposób, jak to wykonano dla podwajacza. A mianowicie podstawiając:

$$V_{zm} = J_{3m} R_z ,$$

$$J_{3m} = \alpha_3 J_{am} ,$$

otrzymuje się:

$$J_{3m} = \frac{K V'_{sm}}{\rho' + R_z} = \frac{\frac{1 - \cos\vartheta}{1 - \cos 3\vartheta} K V_{sm}}{\frac{\rho}{\alpha_3 (1 - \cos 3\vartheta)} + R_z} , \tag{213}$$

skąd wynika:

$$V'_{sm} = \frac{1 - \cos\vartheta}{1 - \cos 3\vartheta} V_{sm} , \tag{214}$$

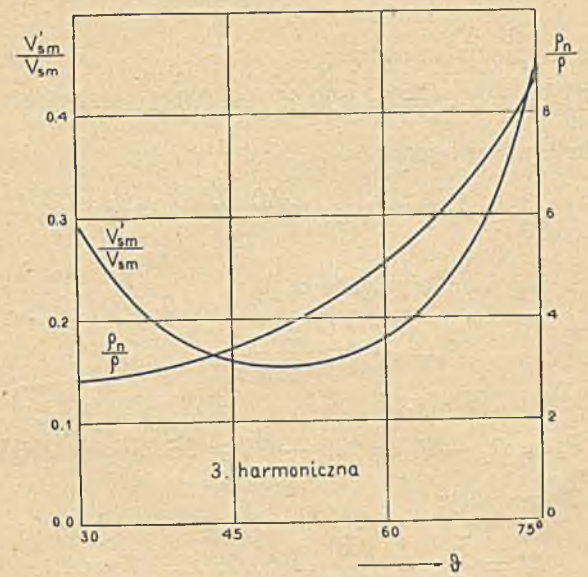
$$\rho_n = \frac{\rho}{\alpha_3 (1 - \cos 3\vartheta)} . \tag{215}$$

Przebieg tych funkcyj wyrażają krzywe rys. 99.

Najkorzystniejszy kąt ładowania dla potrojenia częstotliwości leży, jak widać z krzywych rys. 98, około 40°. Jednakże przy tak małym kącie napięcie wzbudzające i, co zatem idzie, straty wzbudzenia są tak znaczne, że raczej stosuje się kąty nieco większe, rzędu 50°.

Przykład.

Przeliczona w poprzednim paragrafie lampa *MT12* ma pracować jako potrajacz częstotliwości przy kącie $\vartheta = 45^0$.



Rys. 99.

Współczynnik wykorzystania napięcia anodowego przyjmuje się, jak poprzednio, $\xi = 0{,}67$. Temsamem pozostają:

$$V_{2m} = 1340\ V \quad \text{i} \quad (+v_s)_{\max} = 265\ V,$$

natomiast ujemne napięcie siatkowe:

$$U_s = -\left(\frac{J_{am}}{S} \cdot \frac{\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} + \frac{U_a}{K}\right) = -\left(\frac{450}{1{,}67}\,2{,}4 + \frac{2000}{25}\right) \cong -730\ V.$$

Stąd amplituda napięcia wzbudzającego:

$$V_{sm} = 265 + 730 \cong 1000\ V.$$

Stosunek charakterystyczny wynosi:

$$\psi = \frac{V_{zm}}{K\,V_{sm}} = \frac{1340}{25 \cdot 1000} \cong 0{,}054 \ll 1,$$

można więc stosować wzory przybliżone (148) i (194) dla obliczenia wielkości α_0 i α_3. Wielkości te można wziąć również z rys. 98 dla $\psi = 0$.

Znajdujemy:

$$\alpha_0 \cong 0{,}16, \qquad \alpha_3 \cong 0{,}18.$$

Stąd:

$$\eta = \xi \frac{\alpha_3}{2\,\alpha_0} = 0{,}67\ \frac{0{,}18}{0{,}32} = 0{,}36.$$

Amplituda napięcia zmiennego:

$$J_{3m} = \alpha_3\, J_{am} = 0{,}18\,.\,0{,}450 = 0{,}081\ A = 81\ mA.$$

Moc prądu zmiennego:

$$P_2 = \frac{V_{zm}\, J_{3m}}{2} = \frac{1340\,.\,0{,}081}{2} = 54\ W,$$

a odpowiadająca jej moc pierwotna:

$$P_1 = \frac{P_2}{\eta} = \frac{54}{0{,}36} = 150\ W.$$

Stąd obciążenie anody:

$$P_a = P_1 - P_2 = 150 - 54 \cong 96\ W < 200\ W.$$

Stały prąd anodowy:

$$I_a = \frac{P_1}{U_a} = \frac{150}{2000} = 0{,}075\ A = 75\ mA.$$

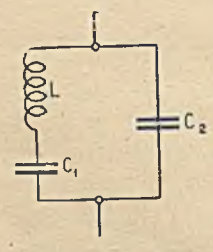
Opór zastępczy obwodu rezonansowego nastrojonego na 3 harmoniczną:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{3m}} = \frac{1340}{0{,}081} \cong 16500\ \Omega.$$

Równoważne napięcie wzbudzające [równanie (214)]:

$$V'_{sm} = V_{sm}\ \frac{1 - \cos\vartheta}{1 - \cos 3\vartheta} = 1000\ \frac{0{,}293}{1{,}707} \cong 170\ V.$$

Ważną sprawą w potrajaczu częstotliwości jest stłumienie częstotliwości podstawowej. Jednym ze sposobów jest zastosowanie obwodu wyjściowego podanego na rys. 100. W obwodzie tym gałąź indukcyjna jest nastrojona do rezonansu z częstotliwością podstawową t. j.:



Rys. 100.

$$\omega L - \frac{1}{\omega C_1} = 0. \tag{216}$$

Pozatem obwód ten musi spełnić warunki:

$$3\,\omega L - \frac{1}{3\,\omega}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) = 0, \tag{217}$$

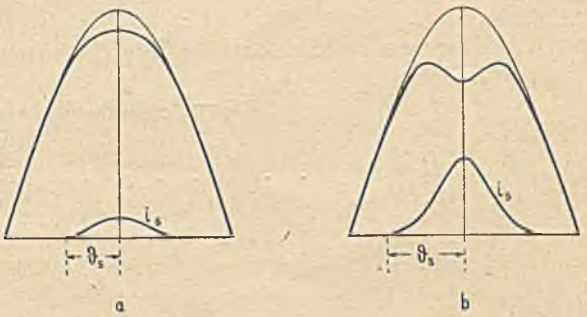
oraz

$$\frac{1}{9\,\omega^2 C_2^2} = R_z. \tag{218}$$

Mając równania (216), (217) i (218), można znaleźć wielkości L, C_1 i C_2 obwodu.

14. Wzmacniacz pracujący impulsami spłaszczonemi.

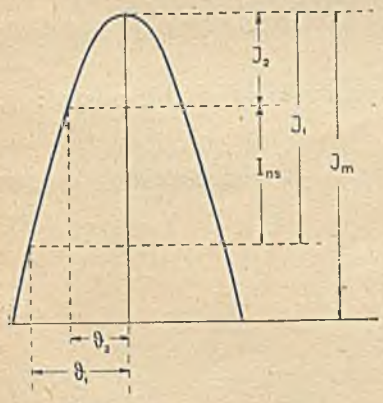
Z chwilą, gdy impulsy prądu anodowego przekroczą górne zakrzywienie charakterystyki dla $v_{a\,min}$, krzywa prądu z powodu upływu prądu siatkowego początkowo spłaszcza się u wierzchołka, a przy dalszym wzroście prądu siatki w miejsce wierzchołka wykazuje wgłębienie (rys. 101 a i b).



Rys. 101.

Chociaż w lampach nowoczesnych przy wzbudzeniu obcem naogół można osiągnąć należyte ich wykorzystanie, unikając nadmiernego wzrostu prądu siatkowego, to jednakże przy wzbudzeniu własnem, szczególnie gdy opór upływowy siatki jest mały, łatwo może nastąpić wgłębienie wierzchołka.

Dlatego też pewne zaznajomienie się z tem zjawiskiem jest bardzo ważne dla należytego zrozumienia zjawisk zachodzących w generatorze lampowym.



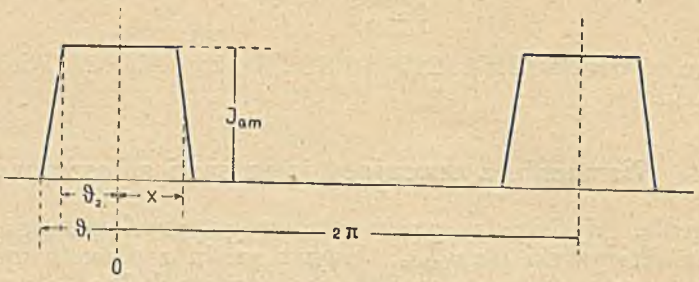
Rys. 102.

Krzywą rys. 101 b można sprowadzić do sinusoidy, odciętej u góry i u dołu (rys. 102), jednakże z dostatecznem dla celów technicznych przybliżeniu można ją zastąpić przez trapez (rys. 103), którego dolną podstawę stanowi kąt $2\vartheta_1$, odpowiadający podwójnemu kątowi ładowania przy impulsie sinusoidalnym, a górną podstawę—kąt $2\vartheta_2$, charakteryzujący ścięcie wierzchołka sinusoidy przez prąd siatkowy (kąt ścięcia). Wysokością trapezu jest prąd J_{am}.

Składową stałą tego rodzaju prądu łatwo znaleźć jako powierzchnię trapezu podzieloną przez 2π:

$$I_a = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2\pi} J_{am} = \alpha_0 J_{am} = \sigma_0 I_{ns}. \tag{219}$$

Składowe zmienne zaś daje analiza harmonicznych krzywej, do którego to celu najdogodniej jest obrać początek układu w środku tra-



Rys. 103.

pezu. Wówczas prąd można wyrazić równaniami:

$$\text{od } 0 \text{ do } \vartheta_2 \text{ i od } 2\pi - \vartheta_2 \text{ do } 2\pi \ . \quad i_a = J_{am}, \tag{a}$$

$$\text{od } \vartheta_2 \text{ do } \vartheta_1 \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad i_a = \frac{\vartheta_1 - x}{\vartheta_1 - \vartheta_2} J_{am}, \tag{b}$$

$$\text{od } 2\pi - \vartheta_1 \text{ do } 2\pi - \vartheta_2 \ . \ . \ . \ . \quad i_a = \frac{x - (2\pi - \vartheta_1)}{\vartheta_1 - \vartheta_2} J_{am}. \tag{c}$$

Krzywa ta jest symetryczna względem osi rzędnych, można więc wykonać całkowanie dla jednej tylko połówki. Ponadto, jak łatwo sprawdzić, zawiera ona tylko składowe kosinusoidalne, które daje całka:

$$b_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} i_a \cos nx \, dx,$$

przybierająca po podstawieniu wartości i_a z równań (a) i (b), postać:

$$b_n = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{J_{am}}{\vartheta_1 - \vartheta_2} \left[(\vartheta_1 - \vartheta_2) \int_0^{\vartheta_2} \cos nx \, dx + \vartheta_1 \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \cos nx \, dx + \right.$$

$$\left. - \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} x \cos nx \, dx \right].$$

Po wykonaniu całkowania w oznaczonych granicach [1]) dochodzi się do równania:

---

[1]) $\int x \cos nx \, dx = \frac{x \sin nx}{n} + \frac{\cos nx}{n^2} + C.$

$$b_n = \frac{2}{n^2} \cdot \frac{\cos n\vartheta_2 - \cos n\vartheta_1}{\vartheta_1 - \vartheta_2} \cdot \frac{J_{am}}{\pi}. \tag{220}$$

Stąd otrzymuje się współczynnik amplitudy o częstotliwości podstawowej:

$$\alpha_1 = \frac{J_{zm}}{J_{am}} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\cos\vartheta_2 - \cos\vartheta_1}{(\vartheta_1 - \vartheta_2)}, \tag{221}$$

który w połączeniu z α_0 pozwala obliczyć moc pierwotną i wtórną oraz sprawność generatora pracującego impulsami spłaszczonemi.

Moc doprowadzona:

$$P_1 = \alpha_0 U_a J_{am} = \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2\pi} U_a J_{am}, \tag{222}$$

a moc użyteczna:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{\cos\vartheta_2 - \cos\vartheta_1}{\pi(\vartheta_1 - \vartheta_2)} \xi U_a J_{am}. \tag{223}$$

Sprawność zaś zgodnie z równaniem (153) wynosi:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \xi \frac{\alpha_1}{2\alpha_o} = \xi \frac{2(\cos\vartheta_2 - \cos\vartheta_1)}{\vartheta_1^2 - \vartheta_2^2}. \tag{224}$$

Na rys. 104 podane są wykresy współczynników α_o i α_1 oraz stosunku $\frac{\alpha_1}{\alpha_o}$ dla różnych wartości ϑ_2 w zależności od ϑ_1.

Napięcie wzbudzające niezbędne dla osiągnięcia przebiegu spłaszczonego można obliczyć z rys. 105, z którego wynika:

$$|V_{sm}\cos\vartheta_2| = |U_{s_2} + U_{s_1} + (+v_s)_{\max}|.$$

Podstawiając $U_{s_2} = V_{sm}\cos\vartheta_1$, można łatwo obliczyć, podstawiając U_{s_1} z równania (162 a) i $(+v_s)_{\max}$ z równania (144 a):

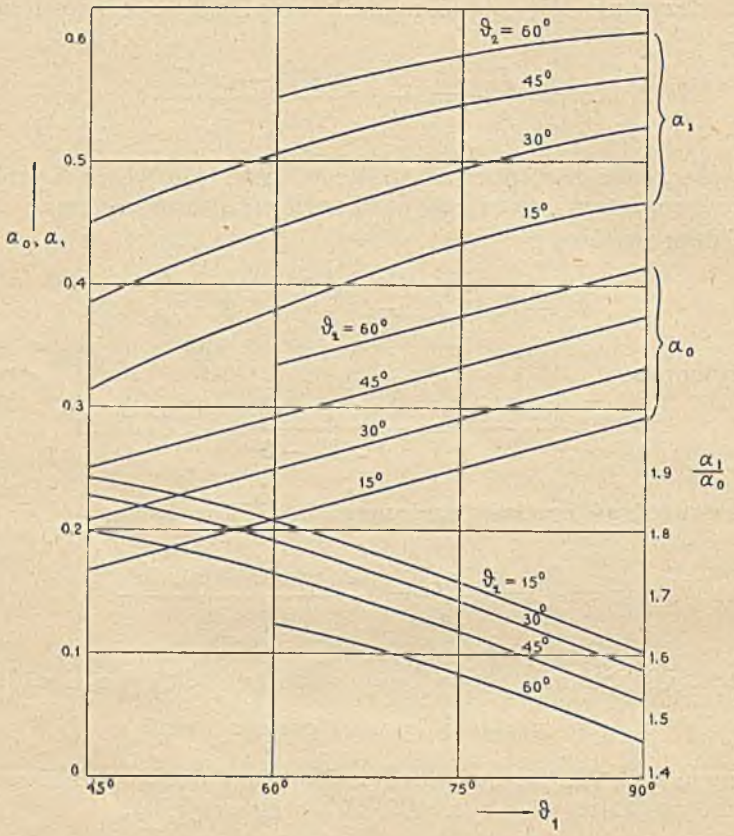
$$V_{sm} = \frac{1}{\cos\vartheta_2 - \cos\vartheta_1} \left(\frac{I_{ns}}{S} + \frac{U_a}{K}\right). \tag{225}$$

Ujemne napięcie siatkowe oblicza się z równań (162) lub (163), podstawiając za ϑ kąt ϑ_1.

Przykład.

Lampa *TA* 7/700 (rys. 84) ma pracować przy kącie ładowania $\vartheta_1 = 60^0$ i kącie ścięcia $\vartheta_2 = 30^0$.

Dane lampy: $I_{ns}=0{,}5\ A$, $U_a=7000\ V$, $P_a=400\ W$, $K=75\ V/V$, $S=2\ mA/V$, $U_{so}=70\ V$.



Rys. 104.

Dla kątów ϑ_1 i ϑ_2 znajduje się:

$$\vartheta_1 \cong 0{,}333\,\pi,\ \cos\vartheta_1 = 0{,}5, \quad \vartheta_2 \cong 0{,}166\,\pi,\ \cos\vartheta_2 = 0{,}866.$$

Odpowiadają im współczynniki (rys. 104):

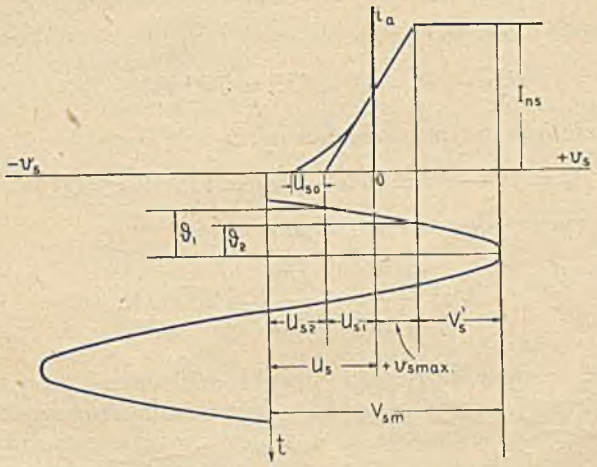
$$\alpha_o = 0{,}25, \quad \alpha_1 = 0{,}445.$$

Napięcie wzbudzające [równanie (225)]:

$$V_{sm} = \frac{1}{\cos\vartheta_2 - \cos\vartheta_1}\left(\frac{U_a}{K} + \frac{I_{ns}}{S}\right) = \frac{1}{0{,}366}\left(\frac{7000}{75} + \frac{500}{2}\right) \cong 940\ V.$$

Ujemne napięcie siatkowe z równania (163):

$$U_s = -\left(\frac{\cos\vartheta_1}{1-\cos\vartheta_1}\frac{I_{ns}}{S}+\frac{U_a}{K}\right) = -\left(1\cdot\frac{500}{2}+\frac{7000}{75}\right) \cong -345\,V.$$



Rys. 105.

Wobec tego najwyższa wartość dodatnia napięcia siatkowego:

$$(+v_s')_{max} = 940 - 345 = 595\ V.$$

Przyjmując, że generator będzie pracował w warunkach wzbudzenia krytycznego, otrzymuje się amplitudę napięcia zmiennego w obwodzie anodowym:

$$V_{zm} = U_a - V_{sm} = 7000 - 595 \cong 6400,$$

i odpowiadający jej współczynnik wykorzystania:

$$\xi = \frac{V_{zm}}{U_a} = \frac{6400}{7000} \cong 0{,}9.$$

Sprawność układu:

$$\eta = \xi\frac{\alpha_1}{2\alpha_o} = 0{,}9\cdot\frac{0{,}445}{2\,.\,0{,}25} = 0{,}8.$$

Składowa stała prądu anodowego:

$$I_a = \alpha_o\, I_{ns} = 0{,}25\,.\,500 = 125\ mA\,.$$

Składowa zmienna o częstotliwości podstawowej:

$$J_{zm} = \alpha_1 I_{ns} = 0{,}445 \cdot 500 \cong 222\ mA\ .$$

Moc pierwotna:

$$P_1 = U_a I_a = 7000 \cdot 0{,}125 = 875\ W.$$

Moc wtórna:

$$P_2 = \eta P_1 = 0{,}8 \cdot 875 = 700\ W.$$

Moc wydzielona na anodzie lampy:

$$P_a = P_1 - P_2 = 875 - 700 = 175\ W < 400\ W.$$

Opór zastępczy obwodu rezonansowego:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{6400}{0{,}222} \cong 29000\ \Omega.$$

Jak widać z przeliczonego przykładu, praca przy spłaszczonym wierzchołku krzywej prądu pozwala osiągnąć znacznie większą sprawność obwodu anodowego. Jednakże należy liczyć się z poważnym wzrostem strat w obwodzie siatkowym, a więc ze znacznie większem obciążeniem stopnia wzbudzającego.

15. Zachowanie się generatora rozstrojonego.

Jeżeli obwód rezonansowy wzmacniacza pracującego przy stałej wartości napięcia wzbudzającego jest rozstrojony, wywołuje to następujące skutki:

1) opór zastępczy zmniejsza się, wskutek czego moc użyteczna maleje i pogarsza się sprawność układu, co pociąga za sobą przeciążenie anody,

2) przesunięcie faz między prądem anodowym i napięciem wzbudzającem sprawia, że impuls prądu znacznie odbiega od odcinka sinusoidy, co ma duży wpływ na zawartość harmonicznych w prądzie dostarczanym przez wzmacniacz.

Ze zjawisk tych najdonioślejsze jest przeciążenie anody. Pojawia się ono przy tem mniejszem rozstrojeniu, im ostrzejsza jest krzywa rezonansu obwodu. Dlatego też w urządzeniach, zawierających obwody o dużym współczynniku przepięcia, należy liczyć się z możnością przeciążenia anody przy nieznacznych nawet niedokładnościach w nastrojeniu, należy więc dobierać lampy z dostatecznym zapasem obciążalności anody.

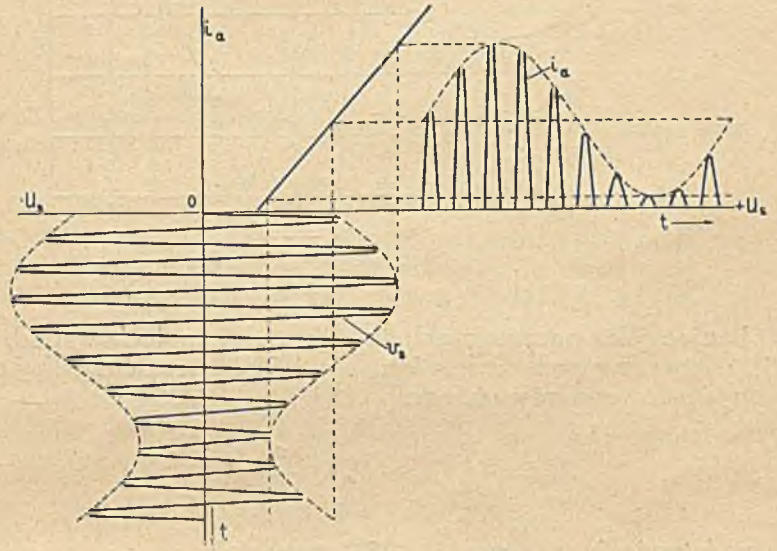
W układach wielostopniowych, aby uniknąć niebezpieczeństwa uszkodzenia lamp w czasie strojenia układu, należy przewidzieć możność dostrajania obwodów przy zmniejszonem napięciu anodowem. Ten środek ostrożności jest tem bardziej konieczny, im większa jest moc generatora.

16. Wzmacniacz prądów modulowanych.

Podstawowym warunkiem, stawianym wzmacniaczom prądów modulowanych telefonicznie, jest *wierność odtwarzania obwiedni modulacji*. Wzmacniacz, pracujący odcinkami nawet niespłaszczonemi sinusoid, spełnia ten warunek tylko w szczególnym przypadku, jak tego dowodzi następujące rozumowanie:

Chwilową amplitudę prądu modulowanego sinusoidalnie (rys. 106) można wyrazić równaniem (150):

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = \frac{\vartheta - \sin\vartheta\cos\vartheta}{\pi(1 - \cos\vartheta)} J_{am} . \qquad (a)$$



Rys. 106.

Jeżeli amplituda napięcia wzbudzającego jest modulowana sinusoidalnie (patrz rys. 89):

$$V_{sm} = (1 + m\sin pt)\, V_{so} = (1 + m\sin pt)\, \frac{U_{s_2}}{\cos\vartheta_0} , \qquad (b)$$

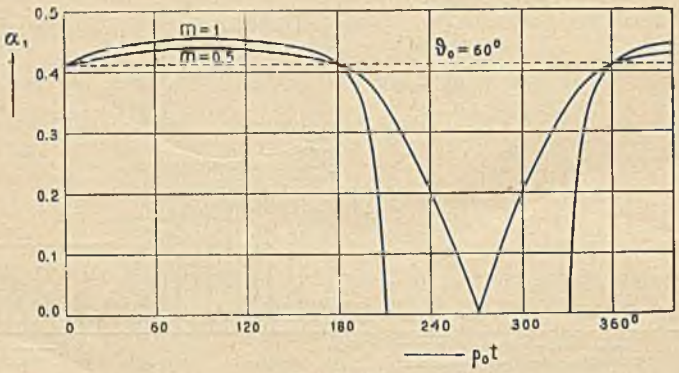
gdzie $V_{so} = \frac{U_{s_2}}{\cos\vartheta_o}$ jest amplitudą napięcia nośnego, a ϑ_o kątem ładowania odpowiadającym temu napięciu, to kąt ładowania przy zmiennej amplitudzie napięcia wzbudzającego można określić zależnością:

$$\cos\vartheta = \frac{U_{s_2}}{V_{sm}} = \frac{\cos\vartheta_o}{1 + m\sin pt} = \varphi(pt). \qquad (226)$$

Kąt ładowania przy modulowanym napięciu wzbudzającem jest więc wielkością zmienną, zależną od przebiegu modulacji, a temsamem i współczynnik amplitudy podstawowej α_1, jest również funkcją przebiegu modulacji:

$$\alpha_1 = f(pt). \tag{227}$$

Wykresy tej funkcji dla $\vartheta = 60^0$ i dla wartości $m = 0{,}5$ i $m = 1$ są podane na rys. 107.



Rys. 107.

Przyjmując jako początek układu oś krzywej napięcia wzbudzającego (rys. 106), można na podstawie równania (139), wyrazić chwilowe amplitudy prądu anodowego równaniem:

$$J_{am} = S\left[V_{sm} - U_{s_2} + \frac{v_{a\,\min}}{K}\right],$$

skąd, po podstawieniu z równania (226) wartości:

$$U_{s_2} = \frac{\cos\vartheta_o}{1 + m\sin pt} V_{sm}$$

oraz po uwzględnieniu zależności (b):

$$V_{sm} = (1 + m\sin pt)\, V_{so},$$

otrzymuje się:

$$J_{am} = S\left[(1 - \cos\vartheta_o + m\sin pt)\, V_{so} + \frac{v_{a\,\min}}{K}\right] =$$

$$= S\left[(1 - \cos\vartheta_o)\left(1 + \frac{m}{1 - \cos\vartheta_o}\sin pt\right) V_{so} + \frac{v_{a\,\min}}{K}\right] \tag{228}$$

Pomijając, dla większej przejrzystości, człon $\frac{v_{a\,\min}}{K}$, można wyrazić amplitudę składowej zmiennej prądu anodowego wzmacniacza prądów modulowanych w postaci przybliżonej:

$$J_{zm} \cong \alpha_1 J_{ao} \left[1 + \frac{m}{1 - \cos \vartheta_o} \sin pt \right], \tag{229}$$

jeżeli przyjąć, że:

$$J_{ao} = S V_{so} (1 - \cos \vartheta_o).$$

Dyskusja równania (229) dowodzi, że przedewszystkiem następuje *pogłębienie modulacji*, wyrażone współczynnikiem:

$$m' = \frac{m}{1 - \cos \vartheta_o}, \tag{230}$$

które wywołuje przemodulowanie z chwilą, gdy m przekracza wartość krytyczną:

$$m = 1 - \cos \vartheta_o. \tag{230 a}$$

Następnie, wobec tego, że α_1 nie jest wielkością stałą, lecz zmienia się z przebiegiem modulacji, do równania na przebieg modulacyjny wchodzi, zamiast amplitudy prądu nośnego, wielkość zmienna:

$$\alpha_1 J_{ao} = J_{ao} f'(pt), \tag{231}$$

będąca źródłem dodatkowych zniekształceń.

Wreszcie, przy ścisłych rozważaniach, nie można pominąć wpływu napięcia anodowego:

$$\frac{v_{a\,\min}}{K} = \frac{U_a - J_{zm} R_z}{K},$$

które, o ile J_{zm} nie zmienia się sinusoidalnie, również ma przebieg niesinusoidalny.

Na rys. 108 a i b są podane przykłady przebiegów prądu modulowanego przy $\vartheta_o = 60^0$ i głębokości modulacji $m = 0{,}5$ oraz $m = 1$. Jak widać z nich, bardziej szkodliwy wpływ na jakość modulacji ma pogłębienie modulacji, niż zmienność współczynnika α_1. Dla uwydatnienia zniekształceń, wywołanych zmiennością współczynnika α_1, wykreślono na rys. 108 a i b linją przerywaną obwiednie sinusoidalne.

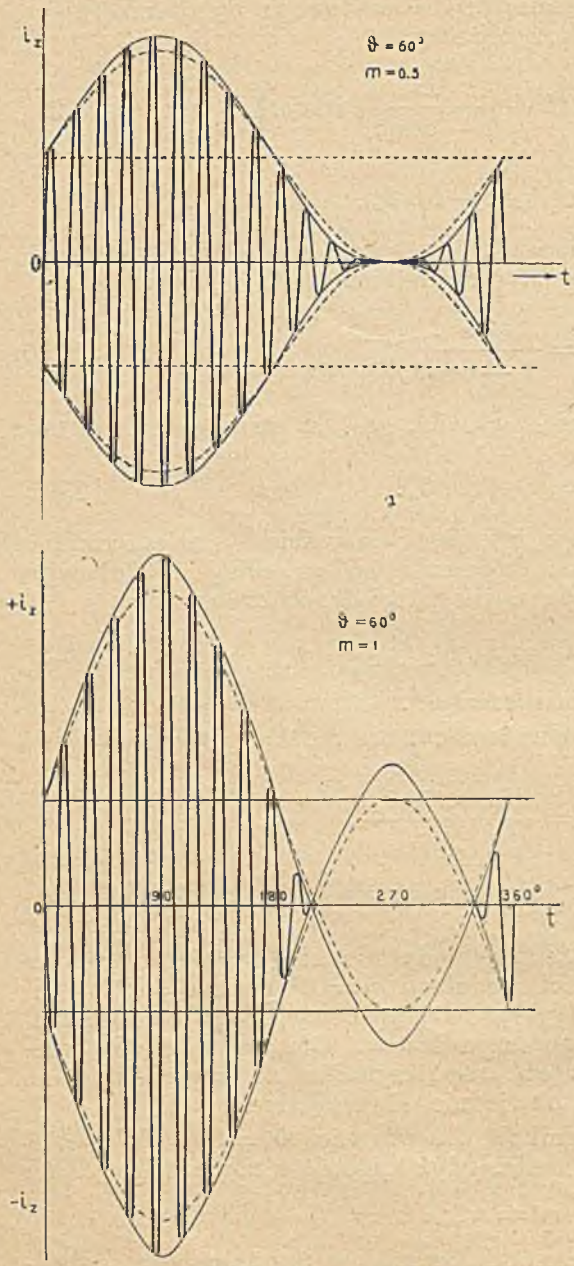
Wpływy zniekształcające znikają dla wartości $\vartheta_o = 90^0$. Wówczas bowiem niema pogłębienia modulacji, gdyż zgodnie z równaniem (230):

$$m' = m,$$

a temsamem niema i obawy przemodulowania w stopniu wzmacniającym. Przy tej wartości kąta ładowania, zgodnie z równaniem (226):

$$\cos \vartheta = 0 = \text{const.}$$

Stąd wniosek, że *warunek nieskażonego wzmocnienia przebiegów modulowanych ze znaczną sprawnością, a więc warunek stawiany wzmacniaczowi typu B, spełnia jedynie kąt* $\vartheta = \frac{\pi}{2}$.



Rys. 108.

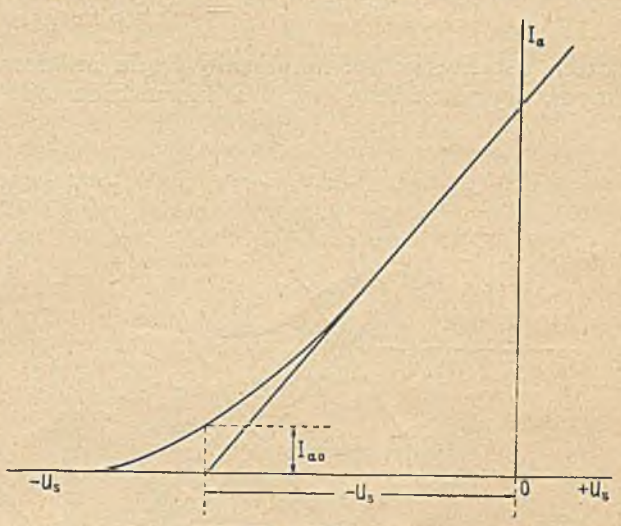
Spełniony tu być musi i drugi jeszcze warunek, a mianowicie warunek *niewkraczania w górne zakrzywienia charakterystyk prądu anodowego.*

Rozważania poprzednie, odnoszące się do wzmacniacza typu B, ścisłe są jedynie przy założeniu charakterystyk prostolinijnych. W warunkach rzeczywistych nieuniknione są pewne zniekształcenia, wprowadzone przez dolne zakrzywienie charakterystyk. Są one jednak nieznaczne wobec poprzednio rozpatrzonych. W praktyce, wobec tego, że najpoważniejszem źródłem zniekształceń jest przemodulowanie, wywołane przez pogłębienie modulacji, można, ze względu na niemożność idealnego spełnienia warunku $\vartheta = \frac{\pi}{2}$, raczej odchylić się w kierunku kątów nieznacznie większych od 90°.

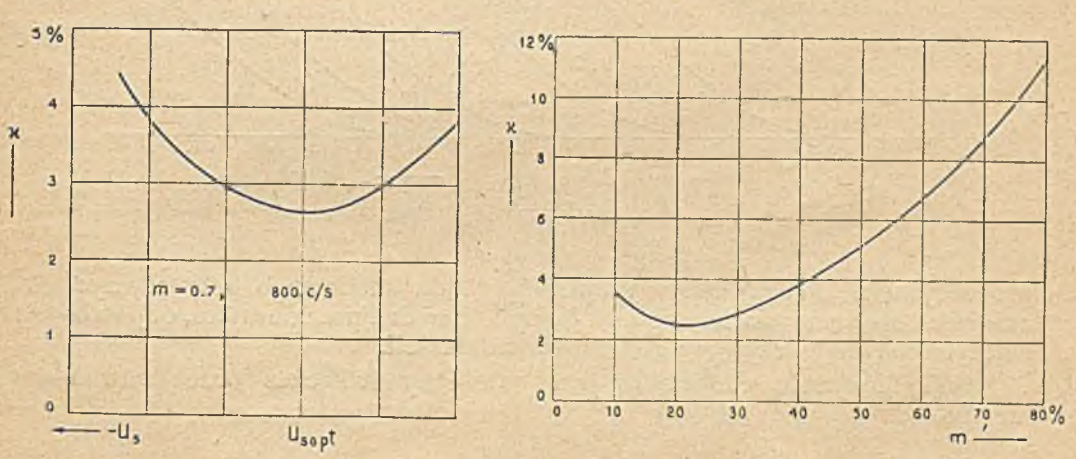
Sprowadza się to w eksploatacji do tego, że prąd spoczynkowy I_{ao}, płynący przez lampę w stanie niewzbudzonym, utrzymuje się na wartości raczej nieco większej, niż odpowiadającej na charakterystyce punktowi przecięcia się stycznej z osią odciętych (rys. 109). Od właściwego wyboru początkowego punktu pracy, otrzymanego przez właściwe nastawienie ujemnego napięcia siatkowego (pobieranego zawsze z obcego źródła),

zależy w dużym stopniu czystość wzmocnienia. W jakim stopniu początkowe napięcie siatki wpływa na współczynnik chrypienia przebiegu modulacyjnego, wskazuje krzywa rys. 110a (według pomiarów firmy C. Lorenz w Berlinie).

Zniekształcenia rosną przy zwiększeniu głębokości modulacji napięcia wzbudzającego, gdyż w miarę wzrostu maksymalnej amplitudy przebiegi wchodzą coraz bardziej w zakres zakrzywienia charakterystyk. Charakterystyczne jednakże jest to, że przy pewnej głębokości modulacji występuje minimum zniekształceń (rys. 110b — charakte-



Rys. 109.



Rys. 110.

rystyka zdjęta na jednej ze starszych stacyj radjofonicznych w Polsce)

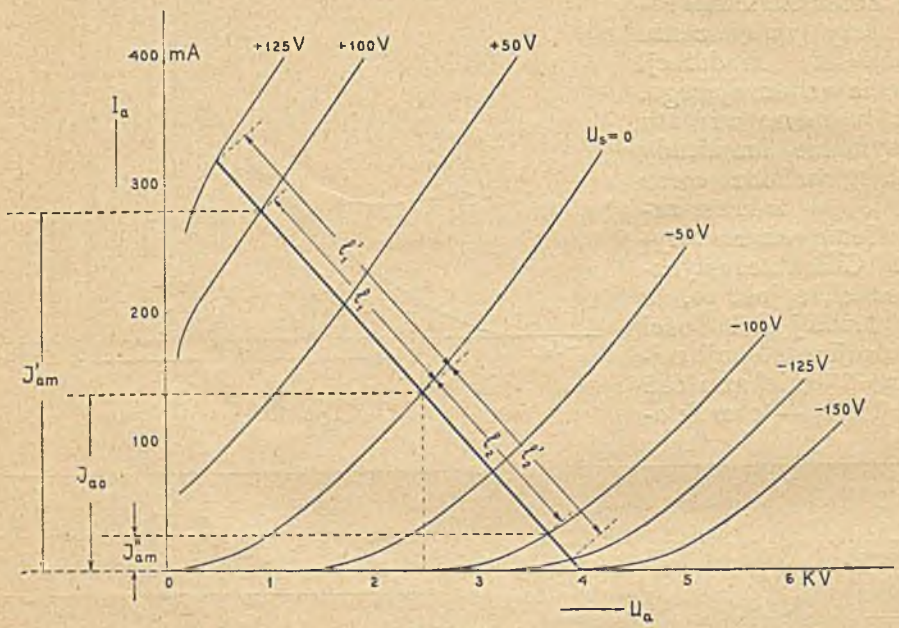
Zniekształcenie amplitudy przebiegu modulującego.

Zniekształcenie amplitudy przebiegu modulującego sprawdzić można w sposób analogiczny, jak dla wzmocnienia typu *A*. A mianowicie,

wyznaczywszy w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ (rys. 111) początkowy punkt pracy P, kreśli się prostą spadku napięcia pod kątem

$$\beta = \text{arc ctg } R_z,$$

poczem, ustaliwszy np. amplitudę prądu anodowego w stanie niemodulowanym, wyznacza się w obu kierunkach od punktu P odcinki l_1 i l_2,



Rys. 111.

proporcjonalne do przyrostów amplitudy prądu anodowego przy równych zmianach napięcia siatkowego w jednym i w drugim kierunku, odpowiadających pewnej przyjętej głębokości modulacji.

Współczynnik chrypienia jest określony wówczas przez równanie (98) [1]:

$$z = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{l_2}{l_1}}{1 + \frac{l_2}{l_1}}.$$

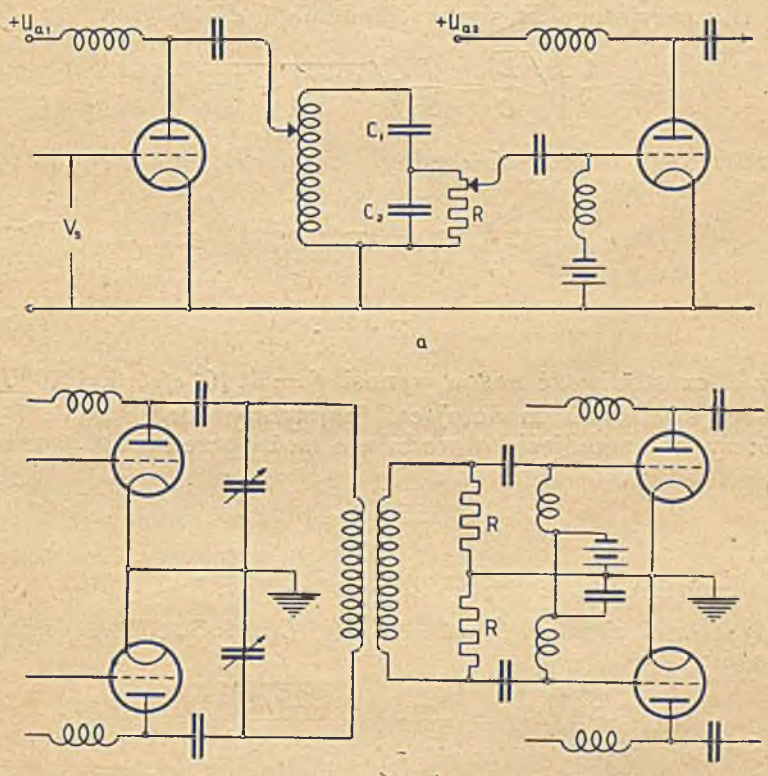
Najmniejsza, największa i średnia amplituda prądu anodowego mają więc w przypadku wzmacniacza prądów modulowanych to samo znaczenie, co dla wzmacniacza typu A prądy $J_{a\,max}$, $J_{a\,min}$ oraz I_a.

[1]) Patrz rozdział III, § 15, str. 99.

Zniekształcenie częstotliwości.

Bardzo ważne jest dla właściwego działania wzmacniacza prądów modulowanych, aby nie powodował on demodulacji wyższych tonów modulujących [1]), co jest równoznaczne ze zniekształceniem częstotliwości przesyłanego przebiegu. Może to być osiągnięte jedynie pod warunkiem, że obwód rezonansowy ma dostatecznie spłaszczony wierzchołek krzywej rezonansu, a więc mały współczynnik przepięcia.

Osiąga się to przez dodatkowe obciążenie obwodu oporami rzeczywistemi, które albo mogą być załączone równolegle do pojemności obwodu rezonansowego (np. przy pojemnościowem sprzężeniu z następnym stopniem), albo też sprzężone z nim indukcyjnie, jak to pokazano na rys. 112 a i b.



Rys. 112.

W obu układach zmierza się do tego samego celu: aby w obwód rezonansowy wprowadzić opór, który na tyle spłaszczyłby wierzchołek krzywej rezonansu, żeby zniekształcenie częstotliwości dla wartości

[1]) Patrz tom I, str. 169.

skrajnych nie przekraczało pewnej granicy, np. 1 *db*, co odpowiada stosunkowi amplitud $J_r/J = 1{,}122$.

Dopuszczalny współczynnik przepięcia jest wówczas określony równaniem [1]):

$$\sigma = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\varepsilon}\sqrt{\left(\frac{J_r}{J}\right)^2 - 1}, \tag{232}$$

przyczem procentowe rozstrojenie wynosi:

$$\varepsilon = \frac{\nu}{f},$$

gdzie ν jest największą częstotliwością modulującą, a f częstotliwością nośną. Dla przyjętego stosunku tłumienia 1 *db* będzie:

$$\sigma = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{f}{2\nu}\sqrt{1{,}122^2 - 1} = 0{,}255\,\frac{f}{\nu}. \tag{232 a}$$

Stąd można znaleźć niezbędny opór dla danego obwodu:

$$R = \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\nu}{0{,}255 f}\sqrt{\frac{L}{C}}. \tag{232 b}$$

Przykład.

Jeżeli częstotliwość nośna wynosi $f = 3 \cdot 10^5\ c/s$, ($\lambda = 1000\ m$) a największa częstotliwość modulująca (najwyższy ton) $\nu_{max} = 5 \cdot 10^3\ c/s$, to współczynnik przepięcia obwodu nie może przekraczać wartości:

$$\sigma = 0{,}255\,\frac{3 \cdot 10^5}{5 \cdot 10^3} = 15{,}3,$$

a więc obwód musi być bardzo silnie tłumiony.

Gdy obwód zawiera $C = 3 \cdot 10^{-10}\ F$, $L = 925 \cdot 10^{-6}\ H$, musi on posiadać opór:

$$R = \frac{1}{\sigma}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{15{,}3}\sqrt{\frac{925 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^{-10}}} = 115\,\Omega.$$

17. Projektowanie wzmacniacza modulowanego.

Przy projektowaniu wzmacniacza modulowanego jako punkt wyjścia obiera się *moc szczytową* albo obciążalność anody. Moc szczytowa jest to moc odpowiadająca dodatniej amplitudzie przebiegu modulacyjnego.

[1]) Patrz Tom I, str. 20, równanie (8).

Tę moc szczytową można przyjąć jako równą maksymalnej mocy telegraficznej, pod warunkiem, że przy tej mocy niema jeszcze wyraźnego spłaszczenia charakterystyki.

Moc szczytowa użyteczna wynosi:

$$P_{2m} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \xi_m \frac{U_{am} J_{am}}{4}. \tag{233}$$

Jeżeli głębokość modulacji ma wynosić m, amplitudy prądu i napięcia zmiennego w spoczynku wynoszą:

$$\left.\begin{aligned} V_{zo} &= \frac{V_{zm}}{1+m} = \frac{\xi_m}{1+m} U_a = \xi_o U_a, \\ J_{zo} &= \frac{J_{zm}}{1+m} = \frac{J_{am}}{2(1+m)}, \end{aligned}\right\} \tag{234}$$

stąd *moc użyteczna spoczynkowa*:

$$P_{2o} = \frac{V_{zo} J_{zo}}{2} = \frac{\xi_m U_a J_{am}}{4(1+m)^2} = \frac{P_{2m}}{(1+m)^2}. \tag{233 a}$$

Średnia moc użyteczna, zgodnie z teorją modulacji [1]), wynosi:

$$P_2 = P_{2o}\left(1+\frac{m^2}{2}\right) = \frac{\xi_m U_a J_{am}}{4} \cdot \frac{1+\frac{m^2}{2}}{(1+m)^2}. \tag{233 b}$$

Wobec tego, że $\alpha_o = \frac{1}{\pi}$ jest stałe w ciągu całego przebiegu, średni prąd anodowy zmienia się sinusoidalnie. *Moc pierwotna* przy obciążeniu *szczytowem* wynosi zatem:

$$P_{1m} = U_a I_{am} = \frac{U_a J_{am}}{\pi}. \tag{235}$$

W stanie spoczynkowym natomiast moc pierwotna wynosi:

$$P_{1o} = U_a I_{ao} = \frac{U_a I_{am}}{1+m} = \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)}. \tag{235 a}$$

Wobec tego, że wartość średnia prądu anodowego zmienia się sinusoidalnie, średnia wartość tych zmian jest równa zeru, a więc $I_{ao} = I_a$. Stąd moc pierwotna, doprowadzona w czasie modulacji, jest równa mocy doprowadzonej w spoczynku, czyli:

$$P_1 = P_{1o} = U_a I_a = \frac{U_a I_{am}}{1+m} = \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)}. \tag{235 b}$$

[1]) Patrz Tom I, str. 172, równanie (171).

Z równań na moc pierwotną i wtórną wzmacniacza modulowanego można obliczyć jego sprawność.

Sprawność szczytowa wynika z równań (233) i (235):

$$\eta_m = \frac{P_{2m}}{P_{1m}} = \frac{\pi}{4}\xi_m. \tag{236}$$

Sprawność spoczynkowa z równań (233 a) i (235 a):

$$\eta_o = \frac{P_{2o}}{P_{1o}} = \frac{\xi_m U_a J_{am}}{4(1+m)^2} : \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)} = \frac{\pi}{4}\cdot\frac{\xi_m}{1+m} = \frac{\eta_m}{1+m}. \tag{236 a}$$

Wreszcie *średnia sprawność* w czasie modulacji [równania (233 b) i (235 b)]:

$$\left.\begin{aligned}\eta_1 = \frac{P_2}{P_1} = \left(\xi_m \frac{U_a J_{am}}{4}\cdot\frac{1+\frac{m^2}{2}}{(1+m)^2}\right) : \frac{U_a J_{am}}{\pi(1+m)} = \\ = \frac{\pi}{4}\cdot\frac{\xi_m}{1+m}\left(1+\frac{m^2}{2}\right) = \eta_0\left(1+\frac{m^2}{2}\right) = \eta_m \frac{1+\frac{m^2}{2}}{1+m}.\end{aligned}\right| \tag{236 b}$$

Jak widać z równań (236 a) i (236 b), sprawność spoczynkowa jest mniejsza od średniej sprawności w ciągu modulacji, z czego wniosek, że *pod wpływem modulacji anoda lampy odciąża się.*

Decydująca więc dla warunków eksploatacyjnych jest sprawność spoczynkowa, gdyż we wzmacniaczu modulowanym telefonicznie lampa przez dłuższe okresy czasu może biec jałowo.

Sprawność szczytowa, która, jak łatwo sprawdzić, jest maksymalną sprawnością w ciągu modulacji, ma w przypadku wzmocnienia prądów modulowanych znaczenie tylko teoretyczne, występuje ona bowiem tylko chwilowo. Jest to bowiem sprawność, którą mógłby osiągnąć wzmacniacz, gdyby pracował pełną mocą jako wzmacniacz telegraficzny.

Z równań na sprawność można obliczyć w jakich warunkach anoda lampy jest maksymalnie obciążona.

A mianowicie w spoczynku:

$$P_{ao} = P_{1o}\left(\frac{1}{\eta_o} - 1\right), \tag{a}$$

przy maksimum modulacji zaś:

$$P_{am} = P_1\left(\frac{1}{\eta_m} - 1\right) = P_{1o}(1+m)\left[\frac{1}{\eta_o(1+m)} - 1\right]. \tag{b}$$

Dzieląc stronami równanie (b) przez (a), otrzymuje się stosunek obciążenia anody przy maksimum modulacji do obciążenia anody w spoczynku:

$$\frac{P_{am}}{P_{ao}} = \frac{1+m}{\frac{1}{\eta_o}-1}\left[\frac{1}{\eta_o(1+m)}-1\right] = \frac{1-\eta_o(1+m)}{1-\eta_o} < 1. \quad (237)$$

Wobec tego, że wyrażenie (237) jest zawsze mniejsze od jedności, obciążenie spoczynkowe anody generatora modulowanego jest większe niż przy mocy maksymalnej.

Średnie obciążenie anody można obliczyć posługując się wyrażeniem na sprawność z równania (236 b):

$$P_a = P_1\left(\frac{1}{\eta}-1\right) = P_1\left[\frac{1}{\eta_o\left(1+\frac{m^2}{2}\right)}-1\right],$$

skąd łatwo znaleźć stosunek średniego obciążenia anody w stanie modulowanym do obciążenia anody w spoczynku jako:

$$\frac{P_a}{P_{ao}} = \frac{\frac{1}{\eta}-1}{\frac{1}{\eta_o}-1} = \frac{\frac{1}{1+\frac{m^2}{2}}-\eta_o}{1-\eta_o} < 1. \quad (238)$$

Jak widać, wielkość (238) jest zawsze mniejsza od jedności, skąd wypływa wniosek, że średnie obciążenie anody lampy w stanie modulowanym jest zawsze mniejsze, niż w spoczynku. A więc dla anody lampy we wzmacniaczu prądów modulowanych *krytyczny jest stan spoczynkowy.*

Aby lampa mogła pracować prawidłowo jako wzmacniacz prądów modulowanych, należy tak dobrać jego opór zewnętrzny, aby spełniony był warunek:

$$R_z = \frac{V_{zo}}{J_{zo}} = \frac{\xi_m U_a}{1+m} : \frac{J_{am}}{2(1+m)} = 2\xi_m \cdot \frac{U_a}{J_{am}} = \frac{V_{zm}}{J_{zm}}. \quad (239)$$

Jest to więc ten sam opór, który odpowiada najkorzystniejszym warunkom pracy przy wzmocnieniu telegraficznem [1]).

Przykład.

Pentoda nadawcza Philips *PC* 1/50 ma pracować bez prądu siatki jako wzmacniacz prądów modulowanych z głębokością $m = 0{,}9$. Dane lampy: $U_a = 1000\ V$, $U_e = 300\ V$, $P_a = 30\ W$, $P_e = 10\ W$, $K_1 = 3\ V/V$, S (z charakterystyk) $= 1{,}75\ mA/V$, $U_{so} \cong 0$.

[1]) Patrz str. 147, wzór (154 b).

Należy obliczyć moc, jaką lampa może oddać w tych warunkach. Z równania:

$$i_a = S\left[v_s' - U_{so} + \frac{U_e}{K_1}\right]$$

można obliczyć maksymalny prąd anodowy, osiągalny bez pojawienia się prądu siatki ($v_s' = 0$):

$$J_{am} = 1{,}75\,\frac{300}{3} = 175\,mA\,,$$

czemu odpowiada maksymalna amplituda prądu zmiennego:

$$J_{zm} = \alpha_1\,J_{am} = \frac{J_{am}}{2} = 87{,}5\,mA\,.$$

Maksymalny prąd anodowy w stanie niemodulowanym:

$$J_{ao} = \frac{J_{am}}{1 + m} = \frac{175}{1{,}9} = 92\,mA\,,$$

czemu odpowiada amplituda składowej zmiennej:

$$J_{zo} = \alpha_1\,J_{ao} = \frac{J_{ao}}{2} = \frac{92}{2} = 46\,mA\,.$$

Przyjmując $\xi = 0{,}9$, można obliczyć amplitudę napięcia zmiennego w stanie niemodulowanym:

$$V_{zo} = \frac{\xi\,U_a}{1 + m} = \frac{0{,}9\,.\,1000}{1{,}9} \cong 470\,V\,.$$

Opór zastępczy obwodu rezonansowego musi więc wynosić:

$$R_z = \frac{V_{zo}}{J_{zo}} = \frac{470}{0{,}046} \cong 10000\,\Omega\,.$$

Ujemne napięcie siatkowe niezbędne dla zrealizowania pracy przy $\vartheta = 90^0$:

$$U_s = -\left(\frac{U_e}{K_1} - U_{so}\right) = -\left(\frac{300}{3}\right) = -100\,V\,.$$

Stąd dopuszczalna maksymalna amplituda napięcia wzbudzającego:

$$|V_{sm}| = |U_s| = 100\,V,$$

a amplituda napięcia siatkowego w stanie niemodulowanym:

$$V_{so} = \frac{V_{sm}}{1 + m} = \frac{100}{1{,}9} \cong 52\ V.$$

Średni prąd anodowy:

$$I_a = \frac{J_{ao}}{\pi} = \frac{92}{\pi} \cong 29\ mA,$$

skąd moc pierwotna:

$$P_{1o} = P_1 = U_a\ I_a = 1000 \,.\, 0{,}029 \cong 29\ W.$$

Moc wtórna w stanie niemodulowanym:

$$P_{2o} = \frac{V_{2o}\ J_{2o}}{2} = \frac{470 \,.\, 0{,}046}{2} = 10{,}8\ W,$$

a stąd sprawność w stanie niemodulowanym:

$$\eta_o = \frac{P_{2o}}{P_{1o}} = \frac{10{,}8}{29} \cong 0{,}37\,.$$

Moc wtórna szczytowa:

$$P_{2m} = \frac{V_{sm}\ J_{sm}}{2} = \frac{900 \,.\, 0{,}0875}{2} \cong 39{,}5\ W.$$

Szczytowa moc pierwotna:

$$P_{1m} = \frac{U_a\ J_{am}}{\pi} = 1000\ \frac{0{,}175}{\pi} \cong 55{,}5\ W,$$

a więc sprawność szczytowa:

$$\eta_m = \frac{P_{2m}}{P_{1m}} = \frac{39{,}5}{55{,}5} = 0{,}71.$$

Średnia moc w ciągu modulacji:

$$P_2 = P_{2o}\left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = 10{,}8 \,.\, 1{,}4 \cong 15\ W,$$

a średnia sprawność:

$$\eta = \eta_o\left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = 0{,}37 \,.\, 1{,}4 \cong 0{,}52\,.$$

Obciążenie anody wynosi:

a) w spoczynku:

$$P_{ao} = P_1 - P_{2o} = 29 - 10{,}8 = 18{,}2\ W,$$

b) w chwili szczytu modulacji:

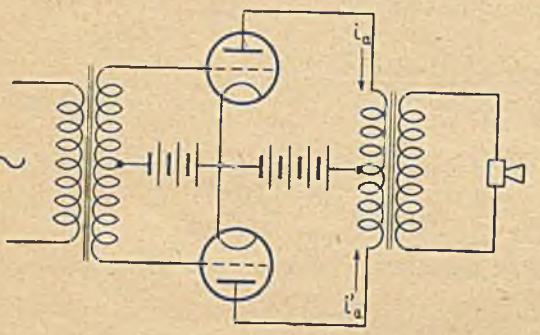
$$P_{am} = P_{1m} - P_{2m} = 55{,}5 - 39{,}5 = 16\ W,$$

c) w ciągu modulacji:

$$P_a = P_1 - P_2 = 29 - 15 = 14\ W.$$

18. Wzmacniacz małej częstotliwości typu B.

W ostatnich latach zaczęto stosować wzmacniacze typu B również i do prądów małej częstotliwości, używając w tym celu układu przeciwsobnego (rys. 113). Układ przeciwsobny od dawna już był stosowany dla uniknięcia harmonicznych parzystych, wytworzonych przez dolne zakrzywienie charakterystyk. W układzie takim prądy anodowe o częstotliwości podstawowej, dostarczane przez obie lampy, są przesunięte względem siebie o 180° i, jeżeli układ jest zrównoważony, równe co do amplitudy. Prąd anodowy w jednej z lamp



Rys. 113.

można wyrazić w postaci ogólnej [1]):

$$i_a = B_o + A_1 \sin pt + A_3 \sin 3pt + \ldots + B_2 \cos 2pt + B_4 \cos 4pt + \ldots \quad (a)$$

w drugiej zaś:

$$i'_a = B_o + A_1 \sin (pt + \pi) + A_3 \sin (3pt + 3\pi) + \ldots$$
$$\ldots + B_2 \cos (2pt + 2\pi) + B_4 \cos (4pt + 4\pi) + \ldots \quad (b)$$

Jak widać z rys. 113, w obwodzie zasilającym anody lamp oba prądy sumują się, więc:

$$i''_a = i_a + i'_a = B_o + A_1 \sin pt + A_3 \sin 3pt + \ldots + B_2 \cos 2pt + B_4 \cos 4pt + \ldots$$
$$\ldots + B_o + A_1 \sin (pt + \pi) + A_3 \sin (3pt + 3\pi) + \ldots + B_2 \cos (2pt + 2\pi) +$$
$$+ B_4 \cos (4pt + 4\pi) + \ldots$$

[1]) Ponieważ prąd anodowy jest jednoznaczną funkcją napięcia siatki, więc, w założeniu sinusoidalnych zmian napięcia wzbudzającego, przebieg krzywej prądu anodowego będzie symetryczny względem prostej, przeprowadzonej przez ekstremum krzywej prądu równolegle do osi rzędnych, a więc przeprowadzonej w odległości $\frac{\pi}{2} + 2\pi n$ od początku współrzędnych. Z szeregu Fouriera odpadają więc harmoniczne sinusoidalne parzyste oraz kosinusoidalne nieparzyste. (Przyp. kor.).

skąd, po uwzględnieniu, że:

$$\sin[x+(2n-1)\pi] = -\sin x,$$

$$\cos[x+2n\pi] = \cos x,$$

wynika:

$$i_a'' = 2[B_0 + B_2 \cos 2\,pt + B_4 \cos 4\,pt + \dots] \qquad (240)$$

Równanie to dowodzi, że we *wspólnym przewodzie zasilającym znika prąd zmienny o częstotliwości podstawowej i wszystkie harmoniczne nieparzyste, sumują się natomiast harmoniczne parzyste.*

Wobec tego, że o wartości składowej stałej prądu złożonego stanowią zawarte w nim harmoniczne parzyste, *prąd stały anodowy w układzie przeciwsobnym równa się sumie prądów stałych obu lamp.*

W obwodzie zaś zewnętrznym prądy obu lamp płyną w kierunkach przeciwnych, a więc prąd wypadkowy, przepływający przez opór zewnętrzny, jest *różnicą obu prądów składowych.*

Można wobec tego napisać:

$$i_z = i_a - i_a' = B_0 + A_1 \sin pt + A_3 \sin 3\,pt + \dots + B_2 \cos 2\,pt + B_4 \cos 4\,pt + \dots$$

$$\dots - [B_0 + A_1 \sin(pt+\pi) + A_3 \sin(3\,pt+3\pi) + \dots + B_2(\cos 2\,pt + 2\pi) +$$

$$+ B_4 \cos(4\,pt + 4\pi) + \dots]$$

skąd otrzymuje się:

$$i_z = 2[A_1 \sin pt + A_3 \sin 3\,pt + \dots]. \qquad (241)$$

Z równania (241) wynika, że w obwodzie zewnętrznym *układu przeciwsobnego znoszą się harmoniczne parzyste prądu, dodają się natomiast harmoniczne nieparzyste.*

Jest to oczywiste, skoro się zważy, że zastosowanie układu przeciwsobnego zamienia krzywą niesymetryczną na symetryczną względem osi rzędnych. Krzywa taka, zgodnie z teorją Fouriera, nie może zawierać harmonicznych parzystych.

Wykres przebiegu wzmocnienia typu *B* na charakterystykach lamp podaje rys. 114, a krzywą wypadkową wynikającą z tego przebiegu krzywa III rys. 115.

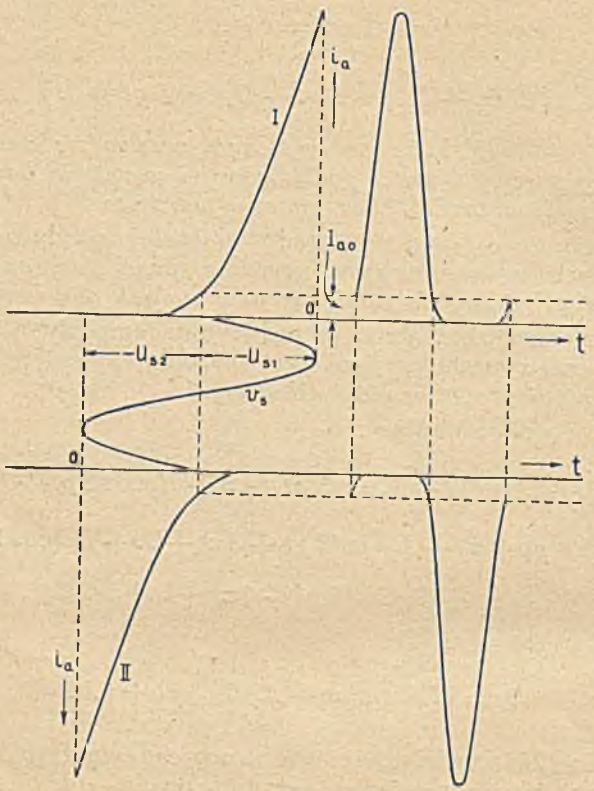
Zalety układu wzmocnienia przeciwsobnego są następujące:

a) wobec tego, że w pobliżu $\vartheta = 90^0$ występują głównie harmoniczne parzyste, układ przeciwsobny pozwala otrzymywać *wzmocnienie małej częstotliwości o minimalnych zniekształceniach ze sprawnością, przekraczającą w czasie pracy 50%,*

b) dalszą zaletą tego układu jest minimalny prąd spoczynkowy, podczas gdy we wzmacniaczu typu *A* prąd anodowy stale odpowiada wartości maksymalnego wzbudzenia.

c) wreszcie składowe stałe prądu anodowego obu lamp kompen-

sują się w uzwojeniach transformatora, dzięki czemu przebiegi wzmocnione nie ulegają asymetrycznym zniekształceniom.



Rys. 114.

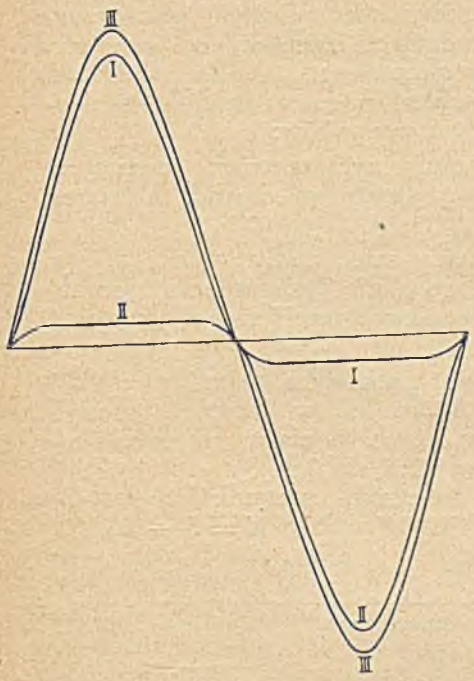
Wzmacniacze małej częstotliwości typu *B* pracują więc znacznie ekonomiczniej, niż typu *A*. Z tego powodu mają one duże znaczenie jako lampy końcowe odbiorników zasilanych z suchych bateryj, oraz jako modulatory na stacjach nadawczych dużej mocy, gdzie zużycie prądu stanowi znaczny odsetek kosztów eksploatacji.

Układ przeciwsobny ma jednak i swoje wady. Do nich należą:

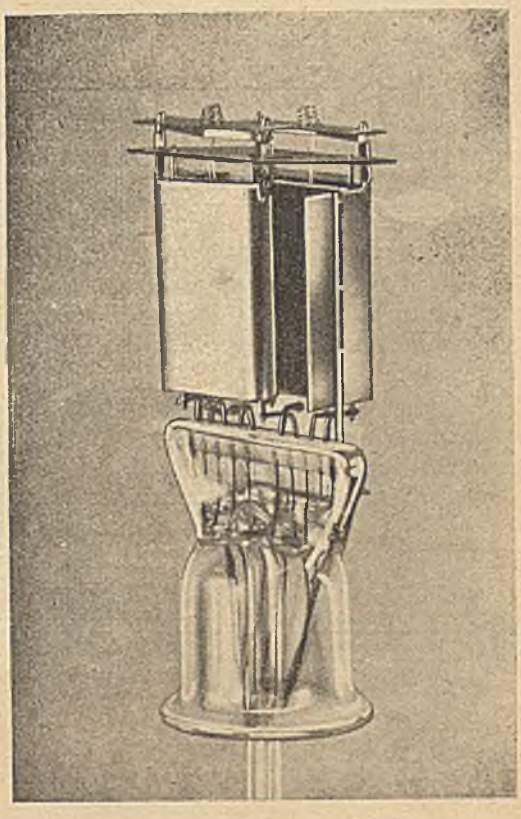
a) *Trudność doboru lamp o idealnie równych charakterystykach*, a temsamem i trudność realizacji układu przeciwsobnego rzeczywiście zrównoważonego. Aby się zbliżyć do tego ideału, buduje się lampy o podwójnym układzie trójelektrodowym, możliwie dokładnie wykonane (rys. 116).

b) Przy małych amplitudach wzbudzenia układ daje małe wzmocnienie i wprowadza znaczne zniekształcenie. Jest to wynikiem pracy na początkowych zakrzywieniach charakterystyk, gdzie nachylenie jest bardzo małe, a wyrównanie przebiegów jest praktycznie nie do osiągnię-

cia. Aby więc uczulić układ, stosuje się system pracy t. zw. *A/B*, polegający na tem, że lampy pracują przy znacznym stosunkowo prądzie



Rys. 115.



Rys. 116.
Układ elektrod podwójnej triody typu B 240 (Philips).

początkowym, równym mniejwięcej jednej trzeciej prądu anodowego przy maksymalnem dopuszczalnem wzbudzeniu t. j. przy:

$$I_{ao} \cong \frac{I_{a\,\max}}{3}. \qquad (242)$$

Ten sposób pracy, wymagający stosowania kątów ϑ przekraczających 90°, wprowadza dodatkowe zniekształcenie w postaci harmonicznych nieparzystych (patrz rys. 95 w § 11 tego rozdziału).

Lampy bateryjne małej mocy, przeznaczone dla pracy według typu *B*, pracują z reguły przy znacznym prądzie siatkowym, są więc lepiej wykorzystane, niż lampy normalne, co jest możliwe z dwu przyczyn:

a) obciążenie poprzedniej lampy jest symetryczne, gdyż prąd siatkowy pobierają na zmianę obie połówki systemu przeciwsobnego, niema więc obawy wywołania zniekształceń skutkiem asymetrycznego obciążenia wzbudnicy (patrz rozdział III § 15),

b) spłaszczenie wierzchołka sinusoidy, spowodowane zakrzywieniem charakterystyki anodowej, a wprowadzające harmoniczne parzyste, kompensuje się własnościami układu przeciwsobnego.

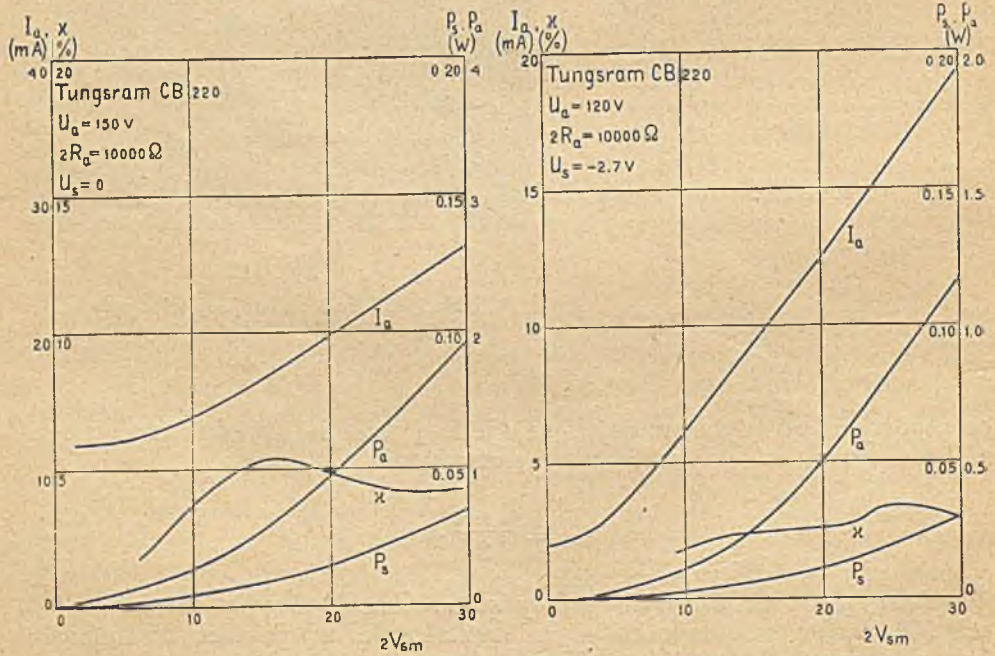
Dla prawidłowej pracy układu przeciwsobnego z prądem siatkowym wymagane jest jednak spełnienie dwu warunków:

a) poprzedni stopień wzmocnienia musi być *stopniem energetycznym* (a nie napięciowym), aby móc pokryć straty w obwodach siatek lamp przeciwsobnych,

b) obwody siatkowe tych lamp muszą mieć mały opór omowy, aby uniknąć detekcji siatkowej i związanego z nią przesunięcia ujemnego napięcia siatkowego, co mogłoby spowodować przejście pracy w typ C ($\vartheta < 90^0$).

Dlatego też używa się w obwodzie siatkowym transformatorów wejściowych o małym oporze uzwojenia wtórnego (w lampach głośnikowych 300 ÷ 400 Ω na połówkę uzwojenia), co pociąga za sobą konieczność stosowania przekładni zniżającej (2 : 1 do 3 : 1).

Wada ta równoważy się częściowo znacznym stosunkowo współczynnikiem amplifikacji lamp ($K = 20 \div 30\ V/V$ wobec $K = 5 \div 10\ V/V$



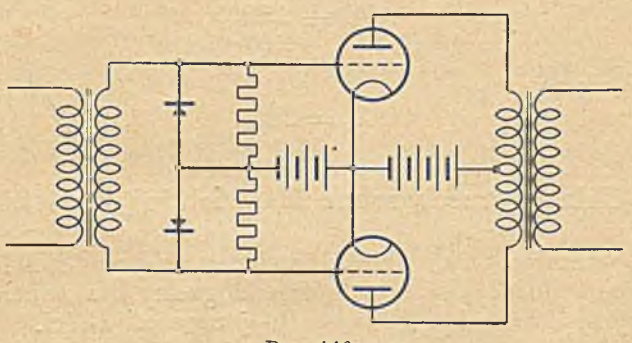
Rys. 117.

dla triod typu A), co znowu, ze względu na należyte wykorzystanie, pociąga za sobą konieczność pracy przy prądzie siatkowym.

Na rys. 117 są podane charakterystyki typowej lampy przeciwsobnej z uwzględnieniem mocy wzbudzenia P_s i współczynnika chrypienia jako funkcji napięcia wzbudzającego.

Bardzo dobre wyniki w układzie przeciwsobnym, nawet bez konieczności pracy z prądem siatkowym, dają pentody.

Również znacznie większe wykorzystanie lamp pracujących przeciwsobnie umożliwia układ rys. 118 (A. Borkowski). Dzięki umieszczo-



Rys. 118.

nym w obwodach siatek prostownikom, działa tu kolejno na każdą z siatek pełna różnica potencjałów, powstająca na wtórnem uzwojeniu transformatora wejściowego, ponadto też występuje znaczne spłaszczenie półokresu ujemnego w lampach, dzięki czemu ewentualne zniekształcenia, spowodowane obecnością harmonicznych nieparzystych, sprowadzają się do minimum.

Obwód wyjściowy układu przeciwsobnego.

Obwody wyjściowe obu lamp układu przeciwsobnego pracują na opór zewnętrzny *szeregowo*.

Wobec tego, *opór zewnętrzny wspólnego obwodu anodowego, musi być dwukrotnie większy, niż w układzie asymetrycznym* (jednolampowym). Wynika to z następującego rozumowania.

W obwodzie zewnętrznym obu lamp działa napięcie podwójne:

$$V_{zm} = 2\,V'_{zm}, \tag{243}$$

które na oporze zewnętrznym wydziela moc dwukrotnie większą niż w przypadku jednej lampy.

Przy bezindukcyjnem obciążeniu moc wydzielona w układzie jednolampowym wynosi:

$$P'_2 = \frac{V'^2_{zm}}{2R'_a}, \tag{244}$$

gdzie R_a' jest oporem dla układu jednolampowego.

Moc wydzielona w układzie dwulampowym jest dwukrotnie większa:

$$P_2 = 2\,P_2' = 2\,\frac{V_{zm}'^2}{2R_a'} = \frac{1}{R_a'}\left(\frac{V_{zm}}{2}\right)^2 = \frac{V_{zm}^2}{4R_a'} \tag{245}$$

Moc ta musi być równa:

$$P_2 = \frac{V_{zm}^2}{2R_a},$$

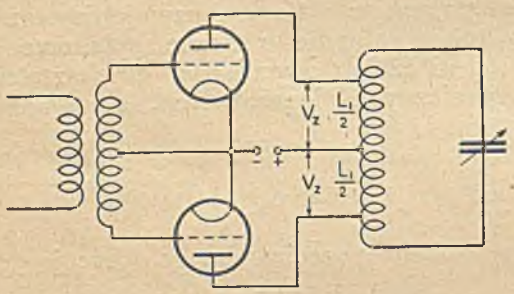
z czego wynika, że

$$R_a = 2R_a'. \tag{246}$$

19. Układy przeciwsobne dla wielkiej częstotliwości.

Układ przeciwsobny, dzięki symetrycznemu rozkładowi pojemności względem ziemi, jest szczególnie dogodny dla neutralizacji, a temsamem dla wzmacniania prądów wielkiej częstotliwości.

Do tej zalety dochodzi jeszcze i to, że zgodnie z równaniem (241) w układzie tym znikają parzyste harmoniczne, a przedewszystkiem druga, której amplituda w prądzie anodowym jest największa. Ma to pierwszorzędne znaczenie dla stacyj nadawczych wielkiej mocy.



Rys. 119.

Obie te przyczyny sprawiają, że w nowoczesnych urządzeniach nadawczych na fale średnie i krótkie stopnie większej mocy buduje się prawie wyłącznie w układzie przeciwsobnym.

Obliczenie generatora przeciwsobnego przeprowadza się w ten sam sposób, jak i obliczenie układu jednolampowego. Różnica polega jedynie na doborze oporu zastępczego obwodu rezonansu prądów.

A mianowicie: (rys. 119) opór zastępczy można obliczyć z zależności:

$$R_z = \frac{2\,V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\omega^2 L_1^2}{r}, \tag{247}$$

wobec czego na każdą lampę przypada:

$$R_{z_1} = \frac{R_z}{2} = \frac{\omega^2 L_1^2}{2r}, \tag{247 a}$$

podczas gdy obliczony dla jednej lampy oddzielnie opór zewnętrzny wypadłby:

$$R_{z_1} = \frac{\omega^2 L_1^2}{4r} = \frac{R_z}{4}.$$

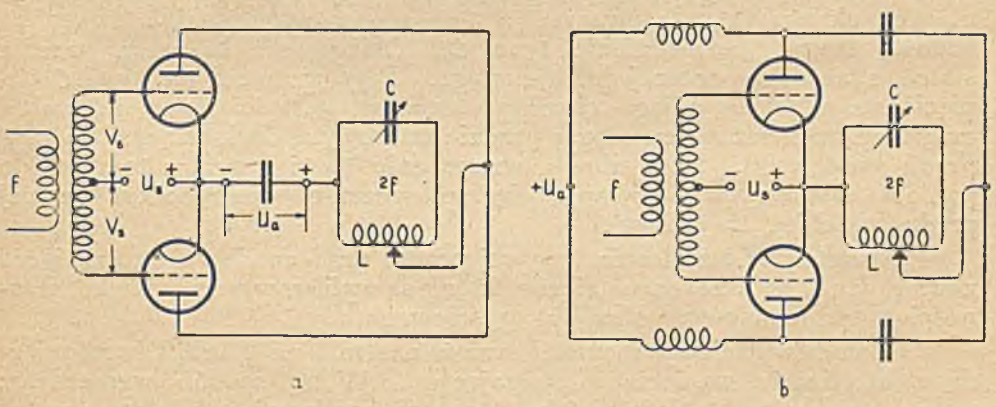
Ta pozorna niezgodność leży w tem, że obwód nie może być rozpatrywany w odniesieniu do jednej tylko lampy, lecz jako włączony szeregowo między obie lampy równocześnie. Z chwilą, gdy jedna z lamp nie pracuje, część obwodu, zawarta między jej anodą i katodą, wytwarza siłę przeciwelektromotoryczną, która kompensuje okres nieczynności i sprawia, że zawsze cały obwód obciąża każdą z lamp.

20. Układy przeciwsobne do powielania częstotliwości.

Układ przeciwsobny jest bardzo dogodny dla powielania częstotliwości, dzięki temu, że pozwala albo tłumić, albo też wzmacniać pewne harmoniczne.

I tak, zgodnie z rozważaniami zawartemi w § 18, w gałęzi między obiema anodami znoszą się harmoniczne parzyste, a sumują harmoniczne nieparzyste [równanie (241)] natomiast we wspólnym obwodzie zasilającym sumują się harmoniczne parzyste, a znoszą nieparzyste [równanie (240)].

Wobec tego dla *podwajania częstotliwości* stosuje się układ rys. 120 a i b, w których obwód rezonansowy nastrojony na 2 harmoniczną, jest włączony w obwód zasilający, podczas gdy anody obu lamp są

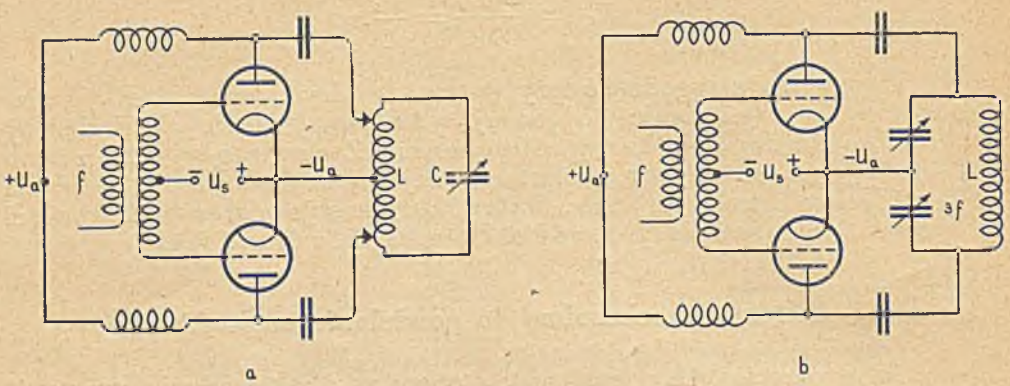


Rys. 120.

z sobą zwarte. W układzie tym znika nietylko częstotliwość podstawowa, ale i 3 harmoniczna, dzięki czemu otrzymuje się prawie idealny prąd sinusoidalny o podwójnej częstotliwości wzbudzającej.

Do *potrajania częstotliwości* służy ten sam układ, co i do wzmoc-

nienia częstotliwości podstawowej, z tą tylko różnicą, że obwód wyjściowy jest nastrojony na 3-cią harmoniczną (rys. 121 a i b).



Rys. 121.

21. Streszczenie rozdziału IV.

Wzmocnienie typu *A*, ze względu na małą sprawność, stosuje się jedynie w przypadkach, w których zależy na możliwie wiernem odtworzeniu przebiegu wzmacnianego.

Gdy zaś zależy na możliwie racjonalnej zamianie energji prądu stałego na energję prądu zmiennego, dopuszcza się znaczne nawet odkształcenie przebiegu prądu, ograniczając jego przepływ do pewnego ułamka okresu (kąt ładowania), a temsamem zmniejszając straty na anodzie lampy (wzmocnienie typu *C*). Osiąga się to przez nadanie siatce znacznego potencjału ujemnego. Przy wzmocnieniu typu *C* napięcie wzbudzające osiąga chwilowo znaczne wartości dodatnie, wobec czego wzmacniacz pracuje przy prądzie siatkowym, dochodzącym do 15% prądu anodowego. Przy silnem wzbudzeniu i związanym z tem dużym prądzie siatkowym otrzymuje się spłaszczenie wierzchołka krzywej prądu (przebieg trapezowy).

Wskutek odkształcenia krzywej prądu, prąd anodowy wzmacniacza zawiera duże wyższe harmoniczne, które są wyfiltrowywane dzięki własnościom rezonansowym obwodu wyjściowego.

Obwód wyjściowy można również nastroić na 2 lub 3 harmoniczną częstotliwości napięcia wzbudzającego. W ten sposób wzmacniacz oddaje prąd o częstotliwości 2 lub 3-krotnie większej (powielacz częstotliwości).

Aby wzmacniacz mógł odtwarzać przebiegi modulacyjne, przepływ prądu anodowego można ograniczyć tylko do połowy okresu ($\vartheta = 90^0$, wzmocnienie typu *B*). Wzmacniacz prądów modulowanych jest słabo wzbudzony w stanie niemodulowanym i posiada wobec tego małą sprawność.

Wzmacniacz typu *B* w układzie przeciwsobnym może być użyty do wzmocnienia typu *A*, gdyż półokresy prądu wzmacniane przez obie połowy układu uzupełniają się wzajemnie. Tym sposobem osiąga się znacznie większą sprawność niż w układzie pojedyńczym typu *A*.

Układy przeciwsobne, dzięki ich symetrji, stosuje się chętnie do wzmocnienia wielkiej częstotliwości. Dzięki zaś uwydatnieniu jednych harmonicznych, a tłumieniu drugich, zależnie od sposobu włączenia obwodu wyjściowego, są one bardzo dogodne dla celów powielania częstotliwości.

BIBLJOGRAFJA DO ROZDZIAŁU IV.

A. I. Berg, Tieorija i rassczet łampowych gienieratorow, tom I. Wyd. II.1935 r.
H. Barkhausen, Die Elektronenröhren, III.

ROZDZIAŁ V.

DRGANIA WŁASNE W UKŁADACH LAMPOWYCH.

W pewnych warunkach wzmacniacz lampowy może nietylko wzmacniać prądy narzucone mu przez źródło wzbudzające, lecz też, raz wzbudzony, może samorzutnie prądy te podtrzymywać. Zjawisko to nosi nazwę *samowzbudzenia układu lampowego*, a układ zdolny do wytwarzania takich drgań, nazywa się *generatorem lampowym samowzbudnym*.

Drgania wytwarzane przez lampę mogą być:

1) *rezonansowe*, gdy częstotliwość ich jest narzucona przez obwód rezonansowy, załączony bezpośrednio lub pośrednio do jednego z obwodów lampy: anodowego lub siatkowego,

2) *relaksacyjne* [1]), gdy częstotliwość ich jest zależna od stałej czasu obwodu zawierającego opór i pojemność lub opór i indukcyjność.

Drgania rezonansowe mogą być wytworzone jednym z następujących sposobów:

a) przez *sprzężenie zwrotne* między obwodem anodowym i obwodem siatkowym układu lampowego (Meissner, 1911),

b) dzięki *oporności* ujemnej lub *nachyleniu ujemnemu charakterystyki* któregoś z obwodów lampy.

Wreszcie:

c) oddzielną kategorję stanowią *drgania elektronowe*, zasadniczo zależne od właściwości lampy, a tylko podsycane przez układy rezonansowe zewnętrzne.

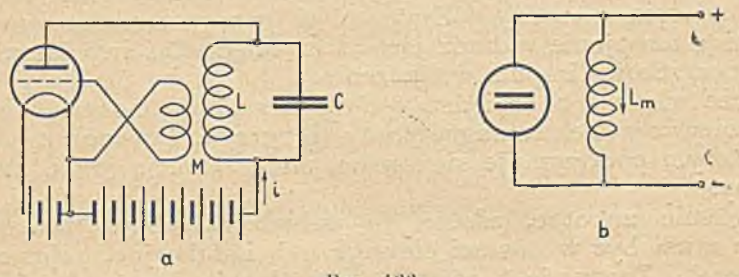
Drgania własne występują nietylko w generatorach lampowych specjalnie budowanych dla celów nadawczych (nadajniki lampowe), odbiorczych (generatory heterodynowe i autodynowe) czy pomiarowych (falomierze lampowe). Źródłem drgań stają się również układy, których wyłącznem przeznaczeniem jest wzmacnianie lub detekcja prądów przychodzących z zewnątrz. Te t. zw. *drgania pasorzytnicze* mogą być przyczyną poważnych zakłóceń w działaniu lampy, powodując zniekształcenie przepływających prądów. Dokładne więc poznanie mechanizmu samowzbudzenia drgań we wszelkich możliwych warunkach pracy lampy jest ważne nietylko dla konstruktora układów lampowych, lecz i dla obsługującego takie urządzenia.

---

[1]) Patrz Tom I, str. 59 i następne.

1. Wzbudzenie drgań we wzmacniaczu rezonansowym sprzężonym zwrotnie.

Rozważania poniższe dotyczyć będą wzmacniacza zawierającego w obwodzie anodowym układ rezonansu prądów LC (rys. 122 a) sprzężony przez indukcyjność wzajemną M ze zwojnicą L_s, włączoną w obwód siatkowy lampy. Jeżeli układ nagle załączyć, zamykając np. obwód anodowy lub obwód siatkowy, to w obwodzie anodowym pojawi się impuls prądu. W stanie ustalonym prąd anodowy jako stały, przepłynąłby przez zwojnicę L, jednakże w chwili powstawania napotyka on tam siłę przeciwelektromotoryczną włączenia, wobec czego znaczna jego część płynie jako prąd ładowania do kondensatora C. Naładowany w ten sposób kondensator,



Rys. 122.

o ile układ jest zdolny do drgań, zaczyna się wyładowywać pod postacią *drgań gasnących*, a więc o amplitudzie malejącej. Prąd drgający w obwodzie LC, działając za pośrednictwem indukcyjności wzajemnej na obwód siatkowy, indukuje w nim zmienną siłę elektromotoryczną v_s, co powoduje powstawanie składowej zmiennej prądu anodowego. O ile warunki sprzężenia są tak dobrane, że ta składowa zmienna prądu anodowego ma odpowiednią fazę i amplitudę, aby podtrzymywać drgania w obwodzie rezonansowym, drgania te podsycają się (sprzężenie zwrotne). Zwiększenie prądu w obwodzie rezonansowym oddziałuje natychmiast na obwód siatkowy, indukując w nim zwiększoną siłę elektromotoryczną o fazie zgodnej z siłą elektromotoryczną początkową, co powoduje dalsze podsycanie drgań. W ten sposób drgania kolejno narastają aż do pewnej wartości maksymalnej, uwarunkowanej przebiegiem charakterystyk lampy.

Aby mogły utrzymać się drgania o stałej amplitudzie i częstotliwości, sprzężenie zwrotne musi spełnić dwa podstawowe warunki:

1) Amplituda napięcia sprzężenia zwrotnego V_s' musi być ściśle równa amplitudzie napięcia siatkowego V_s, które wywołało to napięcie sprzężenia zwrotnego (równowaga amplitud). Gdyby $V_s' \lessgtr V_s$ drgania narastałyby albo malały.

2) Napięcie V_s' musi mieć tę samą fazę, co napięcie V_s (równowaga faz). Gdyby bowiem V_s' wyprzedzało w fazie V_s, częstotliwość musiałaby wzrastać, gdyby się zaś opóźniało, częstotliwość musiałaby maleć.

Jak to potwierdza matematyczna analiza zjawiska samowzbudzenia, w przypadku indukcyjnego sprzężenia zwrotnego *indukcyjność wzajemna M między L i L_s musi mieć znak ujemny* [1]). Można to osiągnąć, nawijając obie zwojnice w przeciwnych kierunkach lub też krzyżując z sobą doprowadzenia od zwojnicy siatkowej do elektrod lampy.

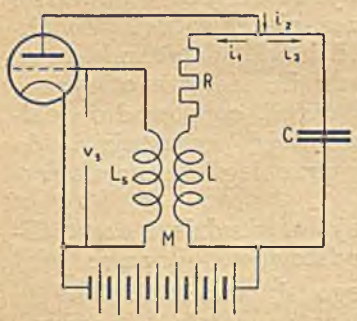
Samowzbudny generator lampowy można porównać z samowzbudnym generatorem prądu stałego (rys. 122 b). W generatorze takim również powstaje początkowo słaba siła elektromotoryczna pod wpływem magnetyzmu szczątkowego. Ta siła elektromotoryczna powoduje przepływ prądu w uzwojeniu L_m magneśnicy, przez co wzmacnia się pole magnetyczne, a w ślad za tem wzrasta i siła elektromotoryczna maszyny. To wzajemne wzmacnianie się siły elektromotorycznej i pola magnetycznego trwa do pewnej granicy, określonej przebiegiem charakterystyki wzbudzenia maszyny. Zarówno w generatorze lampowym, jak i w prądnicy uzwojenie wzbudzające musi mieć właściwy kierunek, aby podsycić początkowy impuls wzbudzenia.

Jeszcze większe podobieństwo do generatora lampowego wykazuje znany przerywacz elektromagnetyczny (brzęczyk, dzwonek prądu stałego), w ktorym podtrzymuje się samoczynnie zamiana prądu stałego na przerywany.

Sprzężenie zwrotne, zdolne do wzbudzenia drgań własnych, nie koniecznie musi być w postaci elektrycznej (indukcyjne, pojemnościowe lub oporowe). Znane jest również wzbudzenie drgań własnych przez oddziaływanie mechaniczne, np. w odbiornikach drgania głosowe głośnika mogą pobudzić do drgań elektrody lamp, a w stacjach nadawczo-odbiorczych może nastąpić t. zw. akustyczne sprzężenie zwrotne między słuchawką lub głośnikiem i mikrofonem.

2. Obliczenie samowzbudzenia metodą analityczną.

Dla analitycznego ujęcia samowzbudzenia przyjmuje się dla uproszczenia, że w okolicy początkowego punktu pracy charakterystyki lampy są prostolinijne, a więc, że lampa ma w tem miejscu stałe K i ρ. Następnie zakłada się, że działanie prądu, płynącego w obwodzie rezonansowym indukuje w obwodzie siatkowym napięcie zmienne o wartości chwilowej v_s (rys. 123). To napięcie wzbudza w obwodzie anodowym składową zmienną prądu anodowego o wartości chwilowej i_z, która określona jest zależnością [2]):



Rys. 123.

$$i_z = \frac{K v_s - v_z}{\rho}, \qquad \text{(a)}$$

[1]) Ujemna indukcyjność wzajemna. Patrz Tom I, str. 114.

[2]) Patrz rozdział III, § 5, równanie (55) — zmienny spadek napięcia w obwodzie zewnętrznym *LCR* jest znaku przeciwnego do składowej zmiennej napięcia na anodzie lampy. Dla przebiegów sinusoidalnych odpowiada to przesunięciu o 180^0.

czyli:

$$\rho\, i_z = K v_s - v_z, \tag{b}$$

jeżeli v_z oznacza chwilową wartość spadku napięcia na obwodzie zewnętrznym *LCR*.

Równocześnie i_z jest sumą wartości chwilowych prądów, płynących w obu gałęziach obwodu rezonansowego:

$$i_z = i_1 + i_2, \tag{c}$$

wobec czego:

$$\rho\,(i_1 + i_2) = K v_s - v_z. \tag{d}$$

Spadek napięcia v_z jest oczywiście ten sam na obu gałęziach. Na gałęzi indukcyjnej wynosi on:

$$v_z = R i_1 + L \frac{d i_1}{dt}. \tag{e}$$

Ponieważ prąd w gałęzi pojemnościowej wynosi:

$$i_2 = \frac{dq}{dt} = C \frac{d v_z}{dt}, \tag{f}$$

więc spadek napięcia:

$$v_z = \frac{1}{C} \int i_2\, dt. \tag{g}$$

Wobec równości wyrażeń (e) i (g) można napisać:

$$v_z = \frac{1}{C} \int i_2\, dt = R i_1 + L \frac{d i_1}{dt}, \tag{h}$$

skąd, po zróżniczkowaniu względem t i po wymnożeniu przez C, otrzymuje się równanie różniczkowe:

$$i_2 = RC \frac{d i_1}{dt} + LC \frac{d^2 i_1}{dt^2}, \tag{i}$$

wyrażające związek między i_1 i i_2.

Podstawiając do równania (d) wartość i_2 z równania (i) i wartość v_z z równania (e), dochodzi się do równania odniesionego tylko do i_1 jako zmiennej niezależnej:

$$\rho\, i_1 + \rho\, RC \frac{d i_1}{dt} + \rho\, LC \frac{d^2 i_1}{dt^2} = K v_s - R i_1 - L \frac{d i_1}{dt}. \tag{j}$$

Jednakże założono na początku, że napięcie v_s powstało w obwodzie siatki wskutek indukcyjnego działania prądu płynącego w obwodzie rezonansowym. Prądem tym w rozpatrywanym obwodzie jest prąd i_1, a więc napięcie v_s musi być równe:

$$v_s = -M\frac{di_1}{dt}. \tag{k}$$

Podstawiając tę wartość do (j), porządkując według rzędów pochodnych i dzieląc całe równanie przez iloczyn ρCL, otrzymuje się równanie różniczkowe drugiego rzędu:

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{L + KM}{\rho LC}\right)\frac{di_1}{dt} + \frac{i_1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) = 0. \tag{248}$$

Przyjmując:

$$\left(\frac{R}{L} + \frac{L + KM}{\rho LC}\right) = 2\delta, \tag{l}$$

$$\frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) = \omega_r'^2, \tag{m}$$

sprowadzić można równanie (248) do postaci:

$$\frac{d^2 i_1}{dt^2} + 2\delta\frac{di_1}{dt} + \omega_r'^2 i_1 = 0. \tag{248 a}$$

Jest to klasyczne równanie wyładowania kondensatora w obwodzie rezonansowym, rozpatrywane w tomie I [równanie (31 b)].

Jak wiadomo, równanie to daje rozwiązanie perjodyczne, czyli obwód rezonansowy jest zdolny do drgań własnych, gdy:

$$\delta^2 < \omega_r'^2, \tag{249}$$

co w danym przypadku wyrazi się w postaci:

$$\frac{1}{4}\left(\frac{R}{L} + \frac{L + KM}{\rho LC}\right)^2 < \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right),$$

czyli:

$$-2\sqrt{\frac{L}{C}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right)} < \left|R + \frac{L + KM}{\rho C}\right| < 2\sqrt{\frac{L}{C}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right)}. \tag{249 a}$$

Gdy warunek ten jest spełniony, to [zgodnie z wynikami dyskusji

nad równaniem (31 b) [1])] — pod wpływem jakiegokolwiek impulsu w obwodzie rezonansowym generatora lampowego, powstaje w obwodzie tym prąd o amplitudzie zmiennej wykładniczo, którego przebieg wyraża równanie:

$$i_1 = J_0 \varepsilon^{-\delta t} \left(\cos \omega_0 t + \frac{\delta}{\omega_0} \sin \omega_0 t\right) =$$

$$= J_0 \varepsilon^{-\delta t} \frac{\sqrt{\omega_0^2 + \delta^2}}{\omega_0} \sin (\omega_0 t + \varphi) = \frac{\omega_r'}{\omega_0} J_0 \varepsilon^{-\delta t} \sin (\omega_0 t + \varphi). \quad (250)$$

3. Częstotliwość drgań własnych generatora.

Częstotliwość ω_0, która jest *częstotliwością drgań własnych generatora lampowego*, wynosi zgodnie z równaniem (33) tomu I:

$$\omega_0^2 = \left| \omega_r'^2 - \delta^2 \right|,$$

co, po podstawieniu wartości z równań (l) i (m), daje:

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{R}{L} + \frac{L + KM}{\rho LC}\right)^2.$$

Po wyciągnięciu przed nawias wielkości $1/LC$, częstotliwość drgań własnych generatora, można przedstawić w postaci:

$$\omega_0 = \omega_r \sqrt{\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\rho}\sqrt{\frac{L}{C}} + \frac{KM\omega_r}{\rho}\right)^2} =$$

$$= \omega_r \sqrt{\left(1 + \frac{R}{\rho}\right) - \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\rho}\sqrt{\frac{L}{C}} + SM\omega_r\right)^2}, \quad (251)$$

gdzie:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

jest częstotliwością rezonansu napięć obwodu LC, a

$$\sigma = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}$$

jest współczynnikiem przepięcia rezonansowego tego obwodu.

Jak wynika z równania (251), częstotliwość drgań generatora lampowego, prócz zależności od L, C i R obwodu rezonansowego, jest zależna jeszcze od następnych czynników:

a) od stałych lampy K, ρ i S,

[1]) Patrz tom I, str. 44 i następne.

b) od współczynnika indukcyjności wzajemnej M obwodów siatkowego i anodowego.

A więc częstotliwość drgań wytwarzanych przez generator lampowy ulega zmianom, gdy występują zmiany w stałych lampy, lub gdy zmienia się sprzężenie zwrotne. Czynniki te są bardzo ważne ze względu na stabilizację częstotliwości generatora. Jednakże dla zaprojektowania danych L i C w praktyce można przyjąć:

$$\frac{R}{\rho} \ll 1, \quad \frac{1}{\sigma} \ll 1, \quad \frac{1}{\rho}\sqrt{\frac{L}{C}} \ll 1, \quad \frac{\omega_r KM}{\rho} \ll 1,$$

wobec czego z dostatecznem przybliżeniem można liczyć:

$$\omega_o \cong \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \tag{251 a}$$

O wpływie pominiętych tu czynników na częstotliwość drgań może zorjentować następujące przeliczenie.

Przykład.

Generator lampowy na $\omega_r = 10^7$ ma dane:

$$K = 25\ V/V, \quad S = 2{,}5\ mA/V = 2{,}5 \cdot 10^{-3}\ A/V, \quad \rho = 10000\ \Omega,$$

$$C = 200 \cdot 10^{-12}\ F, \quad L = 50 \cdot 10^{-6}\ H, \quad R = 25\ \Omega, \quad M = 5 \cdot 10^{-6}\ H.$$

Stąd:

$$\frac{R}{\rho} = \frac{25}{10000} = 2{,}5 \cdot 10^{-3} = 0{,}0025,$$

$$\frac{1}{\sigma} = R\sqrt{\frac{C}{L}} = 25\sqrt{\frac{200 \cdot 10^{-12}}{50 \cdot 10^{-6}}} = 5 \cdot 10^{-2} = 0{,}05,$$

$$\frac{1}{\rho}\sqrt{\frac{L}{C}} = 10^{-4}\sqrt{\frac{50 \cdot 10^{-6}}{200 \cdot 10^{-12}}} = 5 \cdot 10^{-2} = 0{,}05,$$

$$\omega_r SM = 2{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot 10^7 \cdot 5 \cdot 10^{-6} = 12{,}5 \cdot 10^{-2} = 0{,}125.$$

Jak z tego widać, największy jest tu czynnik $S\omega_r M$ i czynnik ten w praktyce ma znaczenie przeważające. Częstotliwość drgań na podstawie obliczonych danych będzie:

$$\omega_o = 10^7\sqrt{(1+0{,}0025) - \frac{1}{4}(0{,}05+0{,}05+0{,}125)^2} = 10^7\sqrt{0{,}99} \cong 0{,}995 \cdot 10^7.$$

Różnica wynosi więc 0,5%, co dla projektowania obwodów nie ma znaczenia ze względu na rząd dokładności obliczeń.

4. Współczynnik tłumienia generatora lampowego.

Wielkość δ, zgodnie z teorją drgań swobodnych, jest *współczynnikiem tłumienia układu drgającego.* Wynosi on:

$$\delta = \frac{R}{2L} + \frac{L + KM}{2\rho LC} = \frac{R}{2L} + \frac{1}{2\rho C} + \frac{KM}{2\rho LC} = \delta_o + \delta_\rho + \delta_m. \quad (252)$$

Pierwszy człon tego wyrażenia stanowi tłumienie własne obwodu drgań, pozostałe zaś dwa — tłumienie dodatkowe, wprowadzone przez lampę. Całkowite tłumienie można więc wyrazić w postaci:

$$\delta = \delta_o + \delta_l,$$

gdzie:

$$\delta_l = \delta_\rho + \delta_m = \frac{1}{2\rho C} + \frac{KM}{2\rho LC} = \frac{L + KM}{2\rho LC}. \quad (253)$$

Pierwszy i drugi człon wyrażenia (252), δ_o i δ_ρ, są wielkościami stale dodatniemi.

Trzeci człon zaś może mieć wartość dodatnią lub ujemną, zależnie od tego, czy indukcyjność wzajemna między obwodem rezonansowym i obwodem wzbudzenia jest dodatnia czy też ujemna.

Można rozróżnić trzy zasadnicze stany tłumienia generatora:

1) *Tłumienie układu jest dodatnie, a więc*

$$\delta > 0.$$

Wówczas wykładnik potęgowy w równaniu (250) jest ujemny i drgania, wywołane w jakikolwiek sposób w generatorze, mają charakter gasnący.

Mogą tu zajść dwie możliwości:

a) Gdy *indukcyjność wzajemna jest dodatnia*:

$$M > 0$$

wprowadza ona do układu dodatkowe tłumienie:

$$\delta_m = \frac{KM}{2\rho LC},$$

a więc:

$$\delta_o + \delta_\rho + \delta_m > \delta_o + \delta_\rho$$

wskutek czego *drgania zanikają szybciej, niż bez wzajemnego oddziaływania* obwodów.

Oznacza to, że obwód anodowy indukuje w obwodzie wzbudzającym siłę elektromotoryczną przeciwdziałającą powstawaniu drgań. Przy-

padek ten stosuje się niekiedy, aby zapobiec niepożądanemu samowzbudzeniu (t. zw. *przeciwsprzężenie*).

b) Gdy indukcyjność wzajemna M jest ujemna

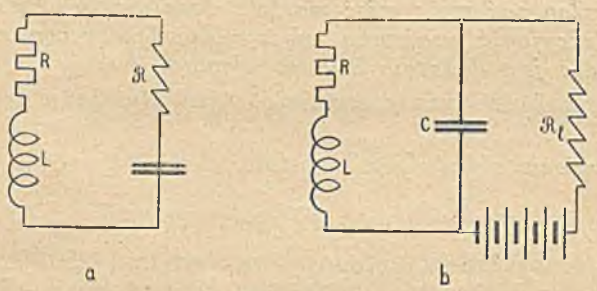
$$M < 0,$$

jednakże niewystarczająca dla skompensowania tłumienia; drgania mają wprawdzie również *charakter gasnący, lecz o dekremencie mniejszym,* niż bez sprzężenia zwrotnego. W przypadku tym obwód anodowy indukuje wprawdzie w obwodzie siatkowym siłę elektromotoryczną wspomagającą drgania, jednakże zbyt małą, aby je podtrzymać.

A więc w tym przypadku sprzężenie zwrotne, nie pobudzając układu do drgań własnych, zmniejsza jego tłumienie, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem oporności układu (t. zw. *odtłumienie* przez sprzężenie *zwrotne*).

Mówi się również w tym przypadku, że sprzężenie zwrotne wprowadza do obwodu *oporność ujemną*, zmniejszającą pozornie jego oporność rzeczywistą.

Równoważną oporność ujemną, jaką lampa wprowadza do obwodu, można obliczyć ze współczynnika tłumienia. Oznaczając wprowadzoną



Rys. 124.

do obwodu oporność ujemną przez R (rys. 124 a) otrzyma się współczynnik tłumienia δ_l w postaci:

$$\delta_l = \frac{L - KM}{2\rho LC} = \frac{R}{2L},$$

skąd wynika:

$$R = \frac{L - KM}{\rho C}. \tag{254}$$

Aby wyrażenie to było ujemne, musi być spełniony warunek

$$|L| < |KM|.$$

Można przyjąć, że oporność ta jest włączona szeregowo w gałąź

pojemnościową obwodu. Oporność taką zastąpić można opornością R_t załączoną równolegle do pojemności (rys. 124 b) i obliczoną ze wzoru [1]) $\left(\text{o ile } R_t \gg \frac{1}{\omega C}\right)$:

$$R_t = \frac{1}{R\,\omega_o^2 C^2} = \frac{\rho}{\omega_o^2 C(L - KM)}. \tag{255}$$

Wobec tego zaś, że można z dostateczną dokładnością przyjąć:

$$\omega_o^2 \cong \frac{1}{LC},$$

oporność R_t można wyrazić wzorem:

$$R_t = \frac{\rho L}{L - KM}. \tag{255 a}$$

A więc *lampę z ujemnem sprzężeniem zwrotnem można uważać za oporność ujemną, załączoną równolegle do obwodu drgań.*

Dzięki odtłumieniu zwiększa się ostrość rezonansu obwodu [2]), co jest bardzo pożądane w technice odbiorczej ze względu na zwiększenie selektywności urządzenia. Ponadto, stosując sprzężenie zwrotne we wzmacniaczu, nie dopuszczając jednakże do drgań własnych, można znacznie zwiększyć jego wzmocnienie. Siła elektromotoryczna bowiem, indukowana w obwodzie wzbudzającym, sumuje się z napięciem wzbudzającem. Ten stan pracy układu sprzężonego zwrotnie znajduje szerokie zastosowanie w technice odbiorczej.

2) *Tłumienie jest równe zeru*, a więc:

$$\delta_o + \delta_t = 0,$$

czyli:

$$\delta_t = -\delta_o,$$

co, po podstawieniu wartości z równania (252), daje:

$$\frac{L + KM}{\rho C} = -R = R. \tag{256}$$

Odpowiada temu indukcyjność wzajemna:

$$M_o = -\frac{L + \rho R C}{K} = -L\,\frac{1 + \frac{\rho}{R_z}}{K} = -\frac{L}{k}, \tag{257}$$

---

[1]) Patrz tom I, str. 26.

[2]) Patrz równania krzywej rezonansu tom. I, str. 20.

jeżeli przez

$$R_z = \frac{L}{RC}$$

oznaczyć oporność zastępczą obwodu rezonansowego, a przez

$$k = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_z}}$$

współczynnik wzmocnienia napięciowego układu.

Przy wartości M_o funkcja wykładnicza w równaniu (250) staje się równa jedności i generator daje *drganie sinusoidalne o stałej amplitudzie.* Są to normalne warunki pracy generatora w stanie ustalonym.

Równość (256) można określić jako *warunek samopodtrzymania drgań.*

Oporność ujemna lampy przy samopodtrzymaniu drgań wynosi, zgodnie z równaniem (255) i (256):

$$R_l = \frac{1}{R\,\omega_o^2 C^2} = -\frac{1}{R\,\omega_o^2 C^2}, \tag{258}$$

co, przy założeniu $\omega_o^2 = 1/LC$ [równanie (251 a)], daje:

$$R_l = -\frac{L}{RC} = -R_z. \tag{258 a}$$

A więc *przy samopodtrzymaniu drgań lampa zachowuje się wobec obwodu rezonansowego tak, jak równolegle załączony opór ujemny równy oporności zastępczej tego obwodu.*

W układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ znaczyłoby to, że lampa ma charakterystykę roboczą o nachyleniu ujemnem pod kątem:

$$\operatorname{ctg}\beta = -\frac{\Delta v_a}{\Delta I_a}, \tag{259}$$

jak np. część $a - b$ charakterystyki prądu anodowego lampy z siatką osłonną (rys. 67):

3) *Tłumienie układu jest ujemne*, a więc

$$\delta_o + \delta_l < 0,$$

stąd:

$$|M| > \frac{L + \rho RC}{K},$$

czyli:

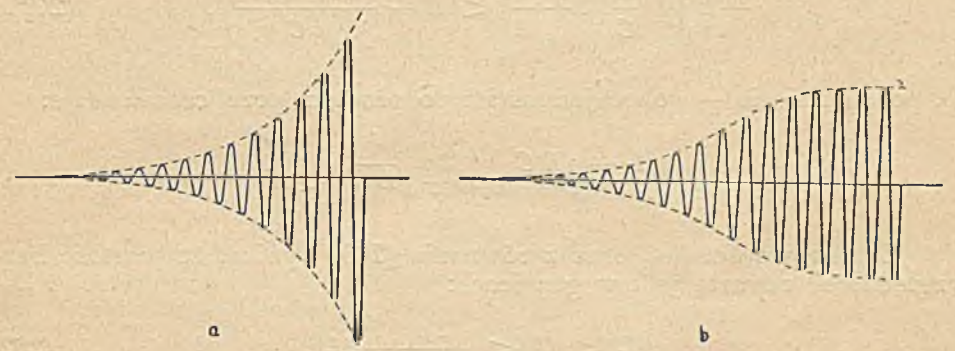
$$|M| > |M_o| \tag{260}$$

W tym przypadku wykładnik potęgowy równania (250) staje się dodatni i *amplituda drgań wzrasta według funkcji wykładniczej*. Gdyby charakterystyki lampy były linjami prostemi nieograniczonemi, amplituda drgań rosłaby do nieskończoności. W rzeczywistej lampie, ze wzrostem amplitudy i ze zbliżaniem się do dolnego i górnego zakrzywienia charakterystyk, rośnie ρ, a więc inkrement drgań maleje, aż w końcu, gdy:

$$|M| = \frac{L + \rho R C}{K} = M_0,$$

amplituda drgań ustala się.

Przebiegi drgań przy stałym wzroście i w warunkach ustalania się są przedstawione na rys. 125 *a* i *b*.



Rys. 125.

Warunek (260) odpowiada stanowi samowzbudzenia generatora lampowego, dlatego też nosi nazwę *warunku samowzbudzenia drgań*. Gdy spełniony jest warunek samopodtrzymania drgań, drgania w generatorze, raz wzbudzone, mogą się utrzymać, do wznieceniа ich jednakże jest on niewystarczający — na to bowiem układ musi posiadać współczynnik tłumienia ujemny.

Przy ujemnym współczynniku tłumienia całkowita oporność rzeczywista obwodu ma znak ujemny. Tę wypadkową oporność ujemną można znaleźć z równości:

$$-\delta = \frac{R_l}{2L} = \frac{R}{2L} + \frac{L - KM}{2\rho L C}, \tag{261}$$

skąd otrzymuje się:

$$R_l = R + \frac{L - KM}{\rho C}. \tag{261 a}$$

Znając wartość tłumienia ujemnego, można, zapomocą równania (250), obliczyć przebieg narastania drgań w obwodzie, a temsamem zor-

jentować się co do szybkości ustalania się drgań. Znajomość jej jest bardzo ważna przy projektowaniu urządzeń radjotelefonicznych i telegraficznych szybkopiszących.

5. Górna granica sprzężenia zwrotnego. Przypadek pseudo-aperjodyczny.

Dla samowzbudzenia bezwzględna wartość M powinna być wprawdzie większa od M_o, nie może jednakże przekraczać granicy, wyznaczonej warunkiem perjodyczności układu, który to warunek wyrażony jest nierównością (249 a). Dla ujemnych wartości M nierówność ta będzie:

$$-2\sqrt{\frac{L}{C}\left(1+\frac{R}{\rho}\right)} < \left(R+\frac{L+KM}{\rho C}\right), \qquad (249\,b)$$

co, po pominięciu $\frac{R}{\rho}$ wobec jedności i po prostem przeliczeniu, daje:

$$-\left(\frac{L+\rho R C}{K}+\frac{2\rho}{K}\sqrt{LC}\right) < M. \qquad (a)$$

Z nierówności (a) oraz z równania (260) wynika, że wartość bezwzględna M zawarta jest w granicach:

$$|M_o| < |M| < \left|\frac{2\rho}{\omega_r K}+M_o\right|. \qquad (262)$$

Praktycznie niema obawy przekroczenia górnej granicy wartości M, jak o tem świadczy przeliczenie, wykonane dla normalnej lampy generatorowej, stosowanej dla celów odbiorczych.

Przykład.

Dane są wartości: $K=24\,V/V$, $\rho=15000\,\Omega$, $\omega_r=10^6$, $C=500\,.\,10^{-12}\,F$, $R=25\,\Omega$.

Stąd znajduje się:

$$L=\frac{1}{\omega_r^2 C}=\frac{10^{12}}{500\,.\,10^{12}}=0{,}002\,H.$$

Graniczna indukcyjność sprzężenia, zgodnie z równaniem (257), wynosi:

$$M_o=-\frac{0{,}002+15000\,.\,25\,.\,500\,.\,10^{-12}}{24}=-\frac{2\,.\,10^{-3}+0{,}188\,.\,10^{-3}}{24}\cong$$

$$\cong-\frac{2200}{24}\cdot 10^{-6}\cong -0{,}092\,.\,10^{-3}\,H\cong -92\,\mu H.$$

Górna zaś granica dla M na podstawie warunku (262) będzie wynosić:

$$\left|\frac{2\rho}{\omega_r K}+M_0\right| = \frac{2.15000}{24.10^6}+0{,}092.10^{-3} = 1{,}25.10^{-3}+0{,}092.10^{-3} \cong$$

$$\cong 1{,}34.10^{-3} H \gg 0{,}092.10^{-3} H.$$

Jednakże, nawet przy niespełnieniu nierówności (249b) i ujemnem sprzężeniu zwrotnem mogą powstać drgania w obwodzie, jak tego dowodzi analiza ogólnego przypadku oporności ujemnej w obwodzie [1]). Drgania, powstające w takim obwodzie *ujemnie aperjodycznym*, nie są oczywiście harmoniczne, lecz *relaksacyjne*; okres ich zależy od stałej czasu obwodu.

W warunkach, w których powstają tego rodzaju drgania, charakterystyki lampy znacznie odbiegają od prostolinijnych, więc rozpatrywane tu wzory tracą swoją ważność.

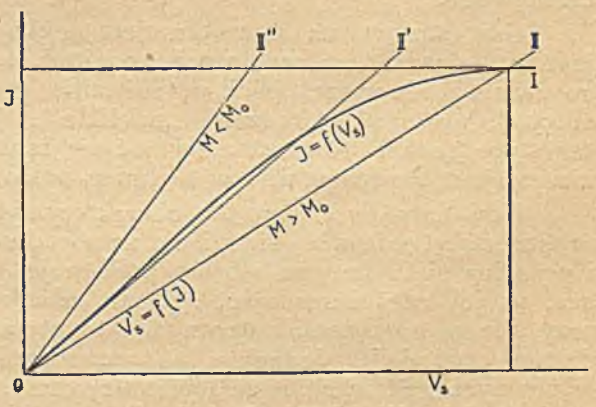
Zjawiska te będą szerzej omówione w § 15 tego rozdziału.

6. Graficzne określenie amplitudy drgań.

Wartość, na której ustalą się w rzeczywistości drgania generatora, łatwo określić metodą graficzną, mając *charakterystykę dynamiczną* wzmacniacza lampowego:

$$J = f(V_s), \tag{263}$$

wyrażającą wartość skuteczną (lub amplitudę) prądu w obwodzie rezonansowym jako funkcję napięcia wzbudzającego V_s (wartości skutecznej lub amplitudy), rys. 126a. Charakterystykę taką można zdjąć doświadczalnie, doprowadzając do wzmacniacza znane wartości napięcia wzbudzającego i mierząc odpowiadające mu wartości prądu w obwodzie rezonansowym.



Rys. 126 a.

W tym samym układzie współrzędnych kreśli się zależność:

$$V_s' = f(J) = J\omega M, \tag{264}$$

która oczywiście wyraża się linją prostą (rys. 126a, prosta II) i wska-

[1]) Patrz tom I, str. 59.

zuje jaka siła elektromotoryczna sprzężenia zwrotnego odpowiada danej wartości prądu J (prosta sprzężenia zwrotnego — Möller).

Zależność między temi wielkościami jest jasna:

Gdy danemu prądowi J odpowiada mniejsza wartość V_s', aniżeli napięcie V_s, które ten prąd wywołało, to oczywiście drgania zanikają. Gdy zaś prąd J indukuje siłę elektromotoryczną większą od tej, która go wytworzyła, amplituda drgań narasta. Ustala się natomiast ta wartość J, przy której jest spełniony warunek:

$$V_s' = V_s,$$

co na wykresie odpowiada punktowi przecięcia się prostej sprzężenia zwrotnego z charakterystyką dynamiczną wzmacniacza.

Z rys. 126 a widać, że drgania mogą się wzbudzić tylko wówczas, gdy prosta II przebiega poniżej stycznej do początku charakterystyki dynamicznej, a więc gdy sprzężenie zwrotne jest dostatecznie silne. Gdy prosta w początku przebiega powyżej charakterystyki, lecz w dalszym ciągu przecina się z nią, niemożliwe jest samowzbudzenie układu, lecz możliwe jest samopodtrzymanie się drgań w punkcie, odpowiadającym przecięciu się obu charakterystyk. Takie samopodtrzymanie się drgań jest możliwe, gdy wzmacniacz otrzyma impuls początkowy w postaci wzbudzenia obcego, jak np. w układach obcowzbudnych lub w odbiorniku ze sprzężeniem zwrotnem pod wpływem odebranego dostatecznie silnego sygnału (samowzbudzenie pasorzytnicze).

Z tego, co powiedziano, wynika, że na charakter samozbudzenia i na możność regulacji mocy zapomocą sprzężenia zwrotnego zasadniczy wpływ ma przebieg charakterystyki dynamicznej w pobliżu punktu początkowego.

Gdy krzywa na początku jest lekko *wypukła* ku górze, możliwe jest wzbudzenie bardzo małych amplitud, a następnie, drogą stopniowego zwiększania sprzężności, uzyskiwanie w sposób ciągły coraz większej mocy drgań (samowzbudzenie „miękkie"). W układzie o takiej charakterystyce można również utrzymać się łatwo na granicy samowzbudzenia, co jest bardzo ważne w technice odbiorczej.

Gdy natomiast początek charakterystyki dynamicznej jest wklęsły, prosta sprzężenia dla osiągnięcia samowzbudzenia musi przebiegać nisko i przecina się z krzywą albo w pobliżu jej maksimum, albo też, co gorsza, w jej części spadającej. Samowzbudzenie następuje więc dopiero przy silnem sprzężeniu zwrotnem i to nagle z dużą energją (samowzbudzenie „twarde"). Jednakże po wzbudzeniu się układu możliwa jest w pewnych granicach regulacja mocy przez osłabianie lub wzmacnianie sprzężności. Układy z „twardem" samowzbudzeniem nie nadają się do urządzeń odbiorczych ze sprzężeniem zwrotnem i są również niedogodne jako nadajniki samowzbudne. Obecnie, w związku z rozpowszechnieniem się układów nadawczych ze wzbudzeniem obcem, w których wzbudnica pracuje stale, a kluczowanie lub modulacja odbywa się w dalszym stopniu, zagadnienie miękkości samowzbudzenia straciło na doniosłości w technice nadawczej.

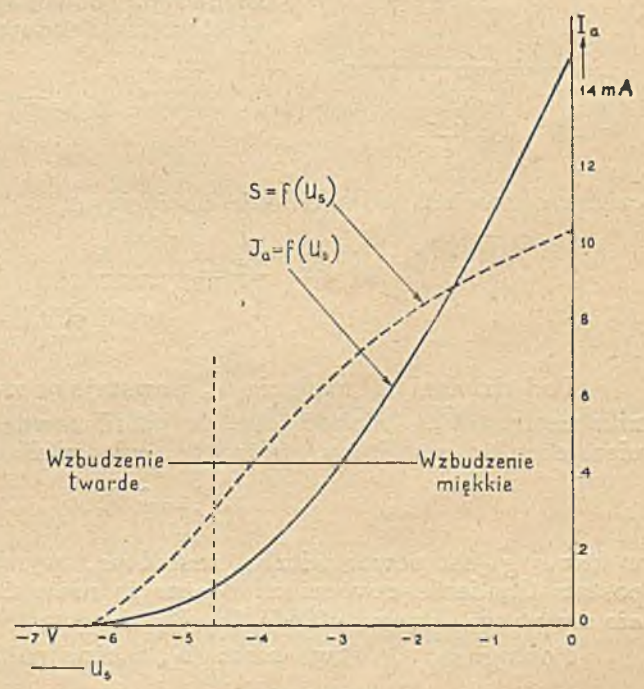
Miękkie samowzbudzenie zależy od właściwego wyboru początkowego punktu pracy na charakterystyce statycznej; decydująca jest dlań druga pochodna krzywej $I_a = f(U_s)$, a więc pierwsza pochodna krzywej wzmocnienia prądowego S [1]). A mianowicie w granicach, w których przebieg krzywej:

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial v_s}\right)_{U_a = \text{const}} = f(U_s)$$

jest wypukły ku górze (rys. 126 b), samowzbudzenie jest miękkie, w pozostałych częściach krzywej jest twarde. Szczególnie niekorzystny jest więc wybór punktu pracy na początku charakterystyki.

Analiza charakterystyki statycznej metodą Barkhausena może być bardzo pomocna przy projektowaniu urządzeń samowzbudnych.

Jest oczywiste, że wzmacniacz typu *C* z napięciem początkowem siatki z obcego źródła nie jest zdolny do samowzbudzenia, gdyż lampa w spoczynku ma oporność nieskończenie wielką. Może on jedynie podtrzymać drgania wzbudzone z obcego źródła.



Rys. 126 b.

Generator samowzbudny może jednak pracować według typu *C* z dużą nawet sprawnością, jeżeli ujemne napięcie siatki jest powodowane w nim przez opór upływowy siatki. Wówczas początkowy punkt pracy można obrać tak, aby generator łatwo się wzbudzał, a potrzebne dla normalnej pracy ujemne napięcie siatkowe ustala się samoczynnie. Opór upływowy siatki, zaboczników kondensatorem, jest normalnie stosowany w układach samowzbudnych.

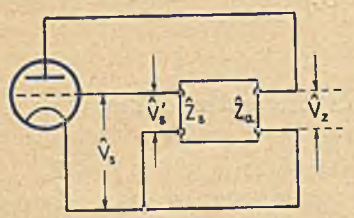
---

[1]) Patrz Barkhausen III, str. 40 i następne.

7. Obliczenie układu samowzbudnego metodą symboliczną.

W stanie ustalonym, a więc w stanie samopodtrzymania drgań, do generatora samowzbudnego zastosować można rachunek symboliczny.

A mianowicie w przypadku najogólniejszym przedstawić można układ zewnętrzny generatora o sprzężeniu zwrotnem jako czwórnik (rys. 127), którego wejście jest załączone na obwód anodowy lampy, wyjście zaś — na obwód siatkowy. Jeżeli od strony obwodu anodowego czwórnik przedstawia opór pozorny $\hat{Z}_a$, to napięcie wzbudzające $\hat{V}_s$, przyłożone do obwodu siatkowego lampy, daje w obwodzie anodowym napięcie wzmocnione:



Rys. 127.

$$\hat{V}_z = -\frac{K\hat{V}_s}{1+\frac{\rho}{\hat{Z}_a}}, \qquad (a)$$

czemu odpowiada wzmocnienie napięciowe:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = -\frac{K}{1+\frac{\rho}{\hat{Z}_a}}. \qquad (b)$$

Pod działaniem napięcia $\hat{V}_z$ powstaje na zacisku wyjściowym czwórnika napięcie $\hat{V}_s'$. Wobec tego, że układ zewnętrzny ma charakterystykę niezależną od amplitudy, można te dwie wielkości wyrazić zależnością:

$$\hat{V}_s' = \hat{g}\,\hat{V}_z, \qquad (265)$$

w której $\hat{g}$ jest pewną liczbą zespoloną, wyrażającą w najogólniejszej postaci tłumienie czwórnika. Można ją nazwać *współczynnikiem sprzężenia zwrotnego* danego układu (H. Barkhausen).

Posługując się równaniem (b), można napisać:

$$\hat{V}_s' = \hat{g}\,\hat{k}\,\hat{V}_s = (a+jb)\,\hat{k}\,\hat{V}_s. \qquad (c)$$

Aby spełniony był warunek samopodtrzymania drgań, musi być:

$$\frac{\hat{V}_s'}{\hat{V}_s} = 1 = \hat{g}\,\hat{k} = -\hat{g}\,\frac{K}{1+\frac{\rho}{\hat{Z}_a}} = -(a+jb)\frac{K}{1+\frac{\rho}{\hat{Z}_a}}.$$

Z warunku tego wynika, że:

1) a i b muszą być ujemne, co odpowiada wynikom osiągniętym już drogą analityczną dla sprzężenia indukcyjnego,

2) iloczyn $\hat{g}\,\hat{k}$ musi być równy jedności (równość amplitud), czyli

że *współczynnik sprzężenia zwrotnego musi być równy odwrotności współczynnika wzmocnienia napięciowego układu,*

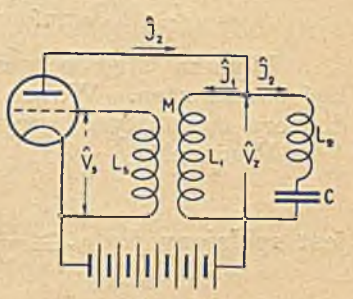
3) część urojona iloczynu $\hat{g}\hat{k}$ musi być równa zeru, czyli że *czwórnik musi przedstawiać dla generatora obciążenie bezindukcyjne.*

Warunek trzeci wraz z pierwszym dają łącznie równowagę faz generatora.

Na charakter czwórnika ma pewien wpływ obwód siatkowy lampy:

1) pojawienie się prądu siatki sprawia, że obwód siatkowy lampy wytwarza pewne obciążenie rzeczywiste, załączone równolegle do wyjścia czwórnika, wywołując przesunięcie fazy wzbudzenia,

2) *jeszcze większy wpływ na pracę generatora ma* obciążenie wejściowe lampy, wywołane przez obecność pojemności między anodą i siatką [1]).



Rys. 128.

Oba te czynniki mają wpływ na stałość częstotliwości generatora.

Metodę rozpatrzoną tu w postaci uogólnionej, można zastosować do konkretnego przykładu *sprzężenia zwrotnego indukcyjnego* (rys. 128).

Obwód anodowy przedstawia, ogólnie biorąc, pewien opór zespolony:

$$\hat{Z}_a = R_a + j X_a \tag{a}$$

Napięcie $\hat{V}_z$ na zaciskach tego obwodu, wzbudzane przez napięcie $\hat{V}_s$, wynosi wówczas:

$$\hat{V}_z = -\frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\varrho}{\hat{Z}_a}}. \tag{b}$$

Pod wpływem siły elektromotorycznej, równej liczbowo temu napięciu, płynie w gałęzi indukcyjnej ($R + j\omega L_1 \cong j\omega L_1$) prąd:

$$\hat{J}_1 = -\frac{\hat{V}_z}{j\omega L_1} = \frac{1}{j\omega L_1} \cdot \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\varrho}{\hat{Z}_a}}, \tag{c}$$

który indukuje w obwodzie siatkowym napięcie:

$$\hat{V}_s = -j\omega M \hat{J}_1 = -\frac{M}{L_1} \cdot \frac{K \hat{V}_s}{1 + \frac{\varrho}{\hat{Z}_a}}. \tag{d}$$

[1]) Patrz rozdział VI, § 1 i następne.

Z równania (d) można obliczyć warunek samopodtrzymania drgań w układzie przy ujemnym współczynniku indukcji wzajemnej jako:

$$\frac{\hat{V}_s'}{\hat{V}_s} = 1 = \frac{M}{L_1} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho}{\hat{Z}_a}} , \tag{e}$$

lub, po podstawieniu wartości $\hat{Z}_a$ z równania (a) i prostych przeróbkach algebraicznych [1]):

$$\frac{KM}{L_1} \cdot \frac{R_a^2 + X_a^2 + \rho R_a}{(R_a + \rho)^2 + X_a^2} + j \frac{KM}{L_1} \cdot \frac{X_a \rho}{(R_a + \rho)^2 + X_a^2} = 1 .$$

Wynika stąd oczywiście, że część urojona tego wyrażenia musi być równa zeru. Wobec tego, że ρ jest zawsze wielkością skończoną, do zera można tylko przyrównać wielkość X_a.

Warunek:

$$X_a = 0$$

jest spełniony dla $\omega_r \cong \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) C}}$, zaś opór zastępczy obwodu wynosi wówczas [2]):

$$R_a = R_z = \frac{\omega^2 L_1^2}{R} . \tag{266}$$

Wówczas będzie:

$$\frac{KM}{L_1} \cdot \frac{R_a (R_a + \rho)}{(R_a + \rho)^2} = \frac{KM}{L_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R_a}} = \frac{M}{L_1} \cdot \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}} = 1 . \tag{267}$$

Zapomocą równania (267) można obliczyć indukcyjność wzajemną, niezbędną dla samowzbudzenia układu:

$$M \geqslant L_1 \frac{1 + \frac{\rho}{R_a}}{K} , \tag{268}$$

---

[1]) Po wymnożeniu licznika i mianownika przez $R_a + j X_a$ otrzymuje się:

$$\frac{M}{L_1} \cdot \frac{K (R_a + j X_a)}{\rho + R_a + j X_a} ,$$

co, po usunięciu niewymierności mianownika, daje:

$$\frac{M}{L_1} \cdot \frac{K (R_a + j X_a) (\rho + R_a - j X_a)}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2} = \frac{KM}{L_1} \cdot \frac{R_a^2 + X_a^2 + \rho R_a + j \rho X_a}{(\rho + R_a)^2 + X_a^2} .$$

[2]) Patrz tom I, rozdział I, str. 37.

czyli:

$$M \geqslant \frac{L_1}{k} . \qquad (268a)$$

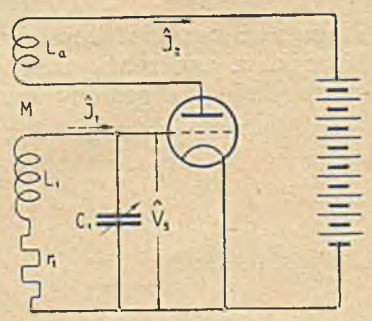
Przy stosowaniu wzorów na indukcyjność wzajemną samowzbudzenia należy pamiętać, aby jako K i ρ podstawić wartości odpowiadające początkowemu punktowi pracy lampy, a nie wartości średnie, podane w katalogu.

Często bowiem generator lampowy pracuje w pobliżu początku charakterystyk, gdzie zazwyczaj ρ jest większe, a K mniejsze, niż w części prostolinijnej.

W analogiczny sposób można rozwiązać dowolny układ samowzbudny ze sprzężeniem zwrotnem, znajdując częstotliwość rezonansową z warunku $X_a = 0$, a następnie obliczając opór zastępczy układu dla tej częstotliwości.

8. Samowzbudzenie układu z obwodem rezonansowym w obwodzie siatki (autodyna).

Układ, zawierający obwód rezonansu prądów $L\,C\,r$ między siatką i katodą a zwojnicę sprzężenia zwrotnego L_a w obwodzie anodowym (rys. 129), jest często stosowany w odbiornikach jako t. zw. układ autodynowy.



Rys. 129.

Tu jako napięcie wzbudzające działa przepięcie rezonansowe $\hat{V}_1$, które występuje na zwojnicy L_1 i kondensatorze C_1 obwodu rezonansowego pod działaniem prądu rezonansowego $\hat{J}_1$. Prąd ten jest wytworzony przez siłę elektromotoryczną $\hat{E}_1$, indukowaną w obwodzie siatkowym przez zmienny prąd anodowy $\hat{J}_2$. Ta siła elektromotoryczna wynosi (przy założeniu, że M jest ujemne):

$$\hat{E}_1 = +j\,\omega\,M\,\hat{J}_2 \qquad (a)$$

i dla wytworzenia prądu $\hat{J}_1$ musi pokonać nietylko oporność obwodu siatkowego:

$$r_1 + j\,X_1 = r_1 + j\left(\omega\,L_1 - \frac{1}{\omega\,C_1}\right), \qquad (b)$$

lecz i przeniesioną z obwodu anodowego[1]) oporność:

$$\frac{\omega^2 M^2}{\rho^2 + \omega^2 L_a^2}\left(\rho - j\,\omega\,L_a\right), \qquad (c)$$

[1]) Patrz tom I, str. 73 i następne.

która dla

$$\omega^2 L_a^2 \ll \rho^2$$

sprowadza się do postaci:

$$\frac{\omega^2 M^2}{\rho} - j\frac{\omega^3 M^2 L_a}{\rho^2} .$$

Wówczas prąd w obwodzie siatkowym można wyrazić równaniem:

$$\hat{J}_1 = \frac{j\omega M \hat{J}_2}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho} + j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^3 M^2 L_a}{\rho^2}\right)} . \tag{d}$$

Jak z tego wynika, sprzężenie zwrotne rozstraja obwód siatkowy, wpływa więc na częstotliwość drgań własnych, która, jak wynika z warunku:

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^3 M^2 L_a}{\rho^2} = 0 , \tag{269}$$

ulega zwiększeniu. Zjawisko to jest bardzo ważne dla strojenia odbiornika t. zw. reakcyjnego, jednakże przy obliczeniach technicznych, szczególnie dla granicy samowzbudzenia, może być pominięte.

Można więc napisać z dostatecznem przybliżeniem:

$$\omega_o = \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} ,$$

a temsamem:

$$\hat{J}_1 \cong \frac{\hat{E}_1}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}} = \frac{j\omega M \hat{J}_2}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}} . \tag{e}$$

Stąd przepięcie rezonansowe np. na pojemności obwodu:

$$\hat{V}_s = \frac{\hat{J}_1}{j\omega C_1} = \frac{M}{C_1} \cdot \frac{\hat{J}_2}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}} . \tag{f}$$

Przepięcie to, działając jako napięcie wzbudzające między siatką i katodą, daje w obwodzie anodowym składową zmienną prądu (jeżeli pominąć obciążenie, wywołane przez obwód siatkowy):

$$\hat{J}_2' = \frac{K\hat{V}_{sk}}{\rho} = S\hat{V}_s . \tag{g}$$

Drgania w układzie wzbudzą się, o ile zachowana będzie nierówność obliczona z równań (f) i (g).

$$\frac{\hat{J}_z'}{\hat{J}_z} = \frac{SM}{C_1} \cdot \frac{1}{r_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\rho}} \geqslant 1 \,. \tag{270}$$

Dla warunku krytycznego $\left(\frac{\hat{J}_z'}{\hat{J}_z} = 1\right)$ otrzymuje się równanie:

$$\frac{\omega^2 M_o^2}{\rho} - \frac{S M_o}{C_1} + r_1 = 0, \tag{271}$$

które po podstawieniu:

$$\omega^2 = \frac{1}{L_1 C_1}, \qquad \frac{L_1}{r_1 C_1} = R_z, \qquad \rho S = K,$$

przekształca się na:

$$M_o^2 - K L_1 M_o + \frac{\rho L_1^2}{R_z} = 0 \,. \tag{271 a}$$

Stąd otrzymuje się rozwiązanie:

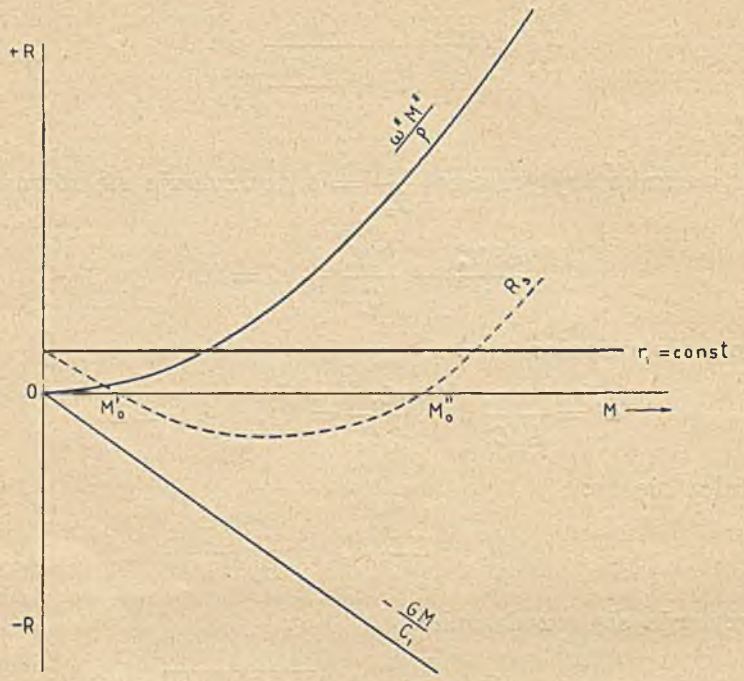
$$M_o = \frac{K L_1}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{\rho}{K^2 R_z}} \right], \tag{272}$$

które dowodzi, że współczynnik indukcji wzajemnej, dla spełnienia warunku samowzbudzenia, musi leżeć w granicach:

$$|M_o'| > |M| > |M_o''| \,. \tag{272 a}$$

Pierwiastki (272) równania (271 a) podają dolną i górną granicę sprzężenia zwrotnego, przy którem oporność wypadkowa obwodu siatki jest równa zeru. Oporność ta, jak wskazuje równanie (271), składa się z trzech czynników: stałej oporności r_1 obwodu, oporności ujemnej $\frac{SM}{C_1}$ sprzężenia zwrotnego, proporcjonalnej do M, oraz z obciążenia, wywołanego przez lampę $\frac{\omega^2 M^2}{\rho}$, proporcjonalnego do kwadratu M (rys. 130). Stąd też w miarę zwiększania M opór ujemny najpierw kompensuje opór obwodu, przy dalszym jednak wzroście M korzyść tę niweczy obciążenie, wywołane przez opór wewnętrzny lampy. Stąd wynika, że generator będzie skłonny do drgań w tem szerszych granicach wartości M, im większa jest oporność dynamiczna lampy (pentody wielkiej częstotliwości).

Rozważania te są ścisłe oczywiście tylko przy założeniu prostolinijności charakterystyk. Dla lampy rzeczywistej mają one znaczenie



Rys. 130.

raczej jakościowe i pozwalają obliczyć M_0 jedynie orjentacyjnie.

Przykład.

Dana jest lampa $E-424\,N$ o stałych: $K=24\ V/V$, $\rho=12500\,\Omega$, połączona z obwodem $L=200\cdot10^{-6}\,H$, $C=100\cdot10^{-12}\div500\cdot10^{-12}\,F$, $r=75\,\Omega$ (dla C_{min}) $\div$ $25\,\Omega$ (dla C_{max}).

Obliczyć graniczne wartości sprzężenia zwrotnego dla obu krańcowych częstotliwości rezonansowych.

Obliczenie:

$$\omega_1=\frac{1}{\sqrt{L\,C_{min}}}=\frac{1}{\sqrt{200\cdot10^{-6}\cdot100\cdot10^{-12}}}=0{,}71\cdot10^7=7{,}1\cdot10^6,$$

$$R_z'=\frac{L}{r'\,C_{min}}=\frac{200\cdot10^{-6}}{75\cdot100\cdot10^{-12}}=26700\,\Omega,$$

$$\frac{\rho}{R_z'}=\frac{12500}{26700}=0{,}47,$$

Uwaga. Na rys. 130 zamiast oznaczenia $-\frac{GM}{C_1}$ powinno być $-\frac{SM}{C_1}$.

$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{C_{min}}{C_{max}}} = 7{,}1 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{100 \cdot 10^{-12}}{500 \cdot 10^{-12}}} = 3{,}17 \cdot 10^6,$$

$$R_z'' = \frac{L}{r'' C_{max}} = \frac{200 \cdot 10^{-6}}{25 \cdot 500 \cdot 10^{-12}} = 16000\,\Omega,$$

$$\frac{\rho}{R_z''} = \frac{12500}{16000} = 0{,}78.$$

Stąd równanie (272) daje dla częstotliwości największej:

$$M_o = \frac{K L}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - 4\frac{\rho}{K^2 R_z'}}\right) = \frac{24 \cdot 200 \cdot 10^{-6}}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - 4\frac{0{,}47}{24^2}}\right) =$$

$$= 2{,}4 \cdot 10^{-3}(1 \pm 0{,}998); \quad M_o' = 4{,}8 \cdot 10^{-3}\,H, \quad M_o'' = 4{,}8 \cdot 10^{-6}\,H,$$

zaś dla częstotliwości najmniejszej:

$$M_o = \frac{24 \cdot 200 \cdot 10^{-6}}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 - 4\frac{0{,}78}{24^2}}\right) = 2{,}4 \cdot 10^{-3}(1 \pm 0{,}997);$$

$$M_o''' = 4{,}79 \cdot 10^{-3}\,H. \quad M_o^{IV} = 7{,}2 \cdot 10^{-6}\,H.$$

Jako graniczną wartość dla samowzbudzenia można więc przyjąć wartość większą:

$$M_o = 7{,}2\,\mu H.$$

Chcąc tę wartość osiągnąć przy współczynniku sprzężności $\varkappa = 0{,}2$, otrzymamy niezbędną wartość indukcyjności L_a z równania:

$$L_a = \frac{M_o^2}{\varkappa^2 L} = \frac{7{,}2^2 \cdot 10^{-12}}{0{,}04 \cdot 200 \cdot 10^{-6}} = 6{,}5 \cdot 10^{-6}\,H = 6{,}5\,\mu H.$$

Daje to przy częstotliwości maksymalnej opór urojony:

$$X_a = 7{,}1 \cdot 10^6 \cdot 6{,}5 \cdot 10^{-6} = 46\,\Omega,$$

z czego wynika, że z dostateczną dokładnością spełniony jest warunek:

$$X_a^2 \ll \rho^2.$$

Przy częstotliwości najmniejszej warunki są jeszcze korzystniejsze gdyż:

$$X_a = 3{,}17 \cdot 10^6 \cdot 6{,}5 \cdot 10^{-6} = 20{,}6\,\Omega.$$

Jak łatwo sprawdzić, nawet przy $z = 1$ nie da się osiągnąć górnej granicy krytycznego sprzężenia zwrotnego.

Na podstawie równania (269) można sprawdzić roztrojenie wywołane w układzie przy sprzężeniu krytycznem. Wpływ jego jest największy przy częstotliwości największej, a więc ten przypadek należy przeliczyć.

Aby otrzymać $\omega = 7{,}1 \cdot 10^6$, należy nieco przestroić pojemność, którą można znaleźć z równania (269) jako:

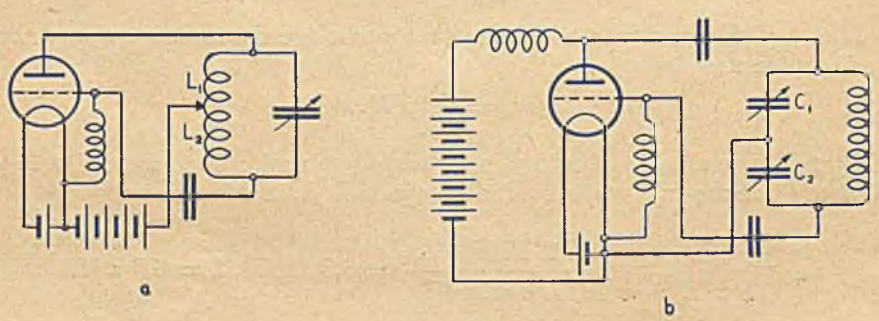
$$C = \frac{1}{\omega^2 L - \frac{\omega^4 M^2 L_a}{\rho^2}} = \frac{1}{7{,}1^2 \cdot 10^{12} \cdot 200 \cdot 10^{-6} - \frac{7{,}1^4 \cdot 10^{24} \cdot 7{,}2^2 \cdot 10^{-12} \cdot 6{,}5 \cdot 10^{-6}}{12500^2}} =$$

$$= \frac{1}{100{,}4 \cdot 10^8 - 750} \cong 100 \text{ p.p. } F.$$

Jak więc widać, różnica jest znikomo mała.

9. Sprzężenie zwrotne potencjometryczne.

Bardzo rozpowszechnione ze względu na wielką łatwość samowzbudzenia są układy t. zw. potencjometryczne. Układów tych istnieje szereg odmian, można je jednak sprowadzić do dwu typów zasadniczych: indukcyjnego, rys. 131 a (t. zw. układ Hartley'a) i pojemnościowego, rys. 131 b (t. zw. układ Colpitts'a).



Rys. 131.

Matematycznie oba typy są zbliżone do siebie. A mianowicie oporność rezonansowa obu gałęzi obwodu rezonansu prądów wynosi w przybliżeniu (z pominięciem oporności rzeczywistych):

$$X_r = \omega_r L = \frac{1}{\omega_r C} = \pm \sqrt{\frac{L}{C}}, \qquad \text{(a)}$$

gdzie L i C oznaczają wypadkową indukcyjność i wypadkową pojemność obwodu rezonansowego.

Jeżeli obwód jest włączony między anodę i siatkę lampy, a dowolny punkt oporności indukcyjnej lub też pojemnościowej łączy się z katodą, to oporność X_r podzieli się na dwie części:

$$X_1 + X_2 = X_r. \tag{b}$$

Pierwsza z nich stanowi jedną gałąź nowego obwodu rezonansu prądów, leżącego między anodą i katodą, którego oporność zastępcza wynosi (przy małych wartościach r) [1]):

$$R_z = \frac{X_1^2}{r}, \tag{c}$$

spadek zaś napięcia, występujący na części X_2, jest napięciem wzbudzającem, działającem między katodą i siatką. Dzięki temu, że charakter obu oporów X_1 i X_2 jest ten sam, a połączenia X_2 z siatką i katodą są skrzyżowane, występuje w układzie wymagane sprzężenie ujemne.

W układzie potencjometrycznym pod wpływem działającego w obwodzie anodowym napięcia zmiennego:

$$\hat{V}_z = -\frac{K\hat{V}_s}{1+\frac{\rho}{R_z}} = -\frac{K\hat{V}_s}{1+\frac{\rho r}{X_1^2}} \tag{d}$$

płynie w gałęzi obwodu rezonansowego, sprzężonej z lampą, prąd:

$$\hat{J} = -\frac{\hat{V}_z}{jX_1} = \hat{V}_s \frac{K}{jX_1\left(1+\frac{\rho r}{X_1^2}\right)}. \tag{e}$$

Prąd ten, płynąc przez opór X_2, wytwarza na nim spadek napięcia, działający w obwodzie siatki jako napięcie wzbudzające:

$$\hat{V}_s' = j\hat{J}X_2 = \hat{V}_s \frac{X_2}{X_1} \cdot \frac{K}{1+\frac{\rho r}{X_1^2}}, \tag{f}$$

skąd jako warunek samowzbudzenia otrzymuje się nierówność:

$$\frac{\hat{V}_s'}{\hat{V}_s} = \frac{X_2}{X_1} \cdot \frac{K}{1+\frac{\rho r}{X_1^2}} \geqslant 1. \tag{273}$$

Gdy do wyrażenia tego podstawić:

$$X_2 = pX_r, \qquad X_1 = (1-p)X_r, \tag{274}$$

[1]) Patrz tom I, str. 34 ÷ 39.

otrzymuje się, po wymnożeniu licznika i mianownika przez X_1^2:

$$\frac{K p (1-p) X_r^2}{(1-p)^2 X_r^2 + \rho r} \geqslant 1. \tag{273 a}$$

Dla warunku granicznego $\left(\frac{V_s'}{V_s} = 1\right)$ otrzymuje się równanie drugiego stopnia z niewiadomą p, o pierwiastkach [1]):

$$p = \frac{(K+2) \pm K\sqrt{1 - 4\frac{\rho}{R_{zo}} \cdot \frac{K+1}{K^2}}}{2(K+1)} =$$

$$= \frac{(K+2) \pm K\sqrt{1 - \frac{4}{R_{zo} S} \cdot \frac{K+1}{K}}}{2(K+1)}, \tag{275}$$

gdzie

$$R_{zo} = \frac{X_r^2}{r} = \frac{L}{r C}$$

jest maksymalną opornością zastępczą obwodu LCr.

Dla lamp o dużym współczynniku amplifikacji $\left(\frac{K+1}{K} \cong 1\right)$ otrzymuje się w przybliżeniu:

$$p \cong \frac{(K+2) \pm K\sqrt{1 - \frac{4}{R_{zo} S}}}{2(K+1)} \cong \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{1 - \frac{4}{R_{zo} S}}. \tag{275 a}$$

---

[1]) Przeliczenie:
Gdy (273 a) przyrównać do jedności, otrzyma się:

$$K p (1-p) X_r^2 - (1-p)^2 X_r^2 = \rho r,$$

co, po podzieleniu przez X_r^2 i uporządkowaniu wyrazów, daje:

$$(K+1) p^2 - (K+2) p + 1 + \frac{\rho r}{X_r^2} = 0.$$

Uwzględniając $\frac{r}{X_r^2} = \frac{1}{R_{zo}}$, otrzymuje się rozwiązanie:

$$p = \frac{(K+2) \pm \sqrt{(K+2)^2 - 4(K+1)(1+\rho/R_{zo})}}{2(K+1)},$$

skąd, po uporządkowaniu wyrazów pod pierwiastkiem i wyciągnięciu K przed pierwiastek, dochodzi się do wyrażenia (275).

Znając p, można obliczyć odpowiednio wartość L_2 lub C_2. Dla sprzężenia zwrotnego pojemnościowego będzie:

$$\frac{1}{C_2} = p \frac{1}{C},$$

czyli:

$$C_2 = \frac{C}{p}, \tag{276}$$

gdzie C jest wypadkową pojemnością obwodu:

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Dla sprzężenia indukcyjnego natomiast w przypadku ogólnym, gdy obie części L_1 i L_2 są sprzężone zapomocą indukcyjności wzajemnej M, jest:

$$\left.\begin{aligned} X_r &= \omega L = \omega (L_1 + L_2 + 2M), \\ X_1 &= \omega (L_1 + M) = \omega L_1', \\ X_2 &= \omega (L_2 + M) = \omega L_2'. \end{aligned}\right\} \tag{277}$$

Stąd na podstawie (274) można napisać:

$$L_2 + M = L_2' = p L,$$

czyli:

$$L_2 = p L - M. \tag{278}$$

W przypadku szczególnym, gdy L_1 i L_2 nie są sprzężone, wzory podane upraszczają się do:

$$\left.\begin{aligned} X_r &= \omega (L_1 + L_2), \\ X_1 &= \omega L_1, \\ X_2 &= \omega L_2, \end{aligned}\right\} \tag{277 a}$$

skąd:

$$L_2 = p L. \tag{278 a}$$

Równanie (275) daje dwie wartości na p, które są zarazem dolną i górną granicą samowzbudzenia. A więc warunek samowzbudzenia dla układu potencjometrycznego można wyrazić w postaci:

$$p_1 < p < p_2, \tag{279}$$

skąd dla indukcyjnego sprzężenia zwrotnego:

$$p_1 L < L_2' < p_2 L, \tag{280}$$

a dla sprzężenia pojemnościowego:

$$\frac{C}{p_2} < C_2 < \frac{C}{p_1}. \tag{281}$$

Dla większości lamp wyrażenie pod pierwiastkiem niewiele różni się od jedności, z czego wynika, że granice, w których spełniony jest warunek samowzbudzenia, są bardzo szerokie. Jest to bardzo dogodne, gdyż pozostawia dużą swobodę dla doboru R_z i V_s ze względu na inne warunki, a przedewszystkiem na sprawność. Układ ten nadaje się przedewszystkiem dla generatorów o szerokim zakresie fal.

Przy stosowaniu wzoru (275) należy pamiętać, aby na S podstawić wartość odpowiadającą początkowemu punktowi pracy.

Przykład.

Lampa o współczynniku amplifikacji $K = 6\ V/V$ i wzmocnieniu prądowem w punkcie pracy $S = 0{,}5\ mA/V$, pracuje na obwód o $R_{z_0} = 25000\ \Omega$. Sprawdzić granice samowzbudzenia.

Otrzymujemy:

$$p = \frac{(6+2) \pm 6\sqrt{1 - \frac{4}{25000 \,.\, 0{,}0005} \cdot \frac{6+1}{6}}}{2(6+1)} = \frac{8 \pm 6\sqrt{1 - 0{,}373}}{14} =$$

$$= \frac{8 \pm 4{,}75}{14},$$

stąd:

$$p_1 = 0{,}91$$

$$p_2 = 0{,}23.$$

A więc w przypadku sprzężenia indukcyjnego L_2' powinno być zawarte w granicach:

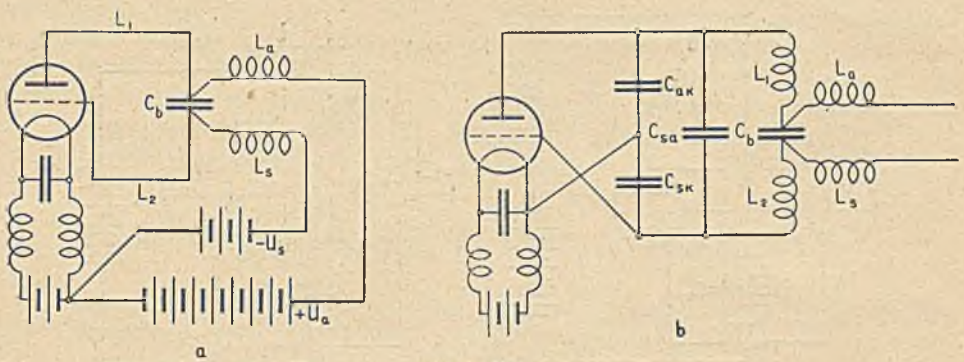
$$L_2' = (0{,}23 \div 0{,}9)\, L.$$

10. Wytwarzanie drgań bardzo wielkiej częstotliwości przez sprzężenie zwrotne.

Na zasadzie sprzężenia zwrotnego można wytwarzać drgania, których częstotliwość dochodzi do $2 \,.\, 10^8$ okresów na sekundę [1]) ($\lambda = 1{,}5\ m$), a nawet wyżej. W tym zakresie częstotliwości na częstotliwość rezonansową i na sprzężenie zwrotne zasadniczy wpływ mają pojemności wewnętrzne lampy, a indukcyjność obwodu stanowią krótkie połączenia

[1]) Lampy Telefunken.

między elektrodami. Typowy układ tego rodzaju przedstawia rys. 132 a, a jego układ zastępczy — rys. 132 b. Jest to więc typowy układ potencjometryczny ze sprzężeniem pojemnościowem.



Rys. 132.

Wobec tego, że pojemności obwodu leżą wewnątrz lampy, więc i prąd rezonansowy (przetężenie rezonansowe) obwodu

$$\hat{J} = \sigma_i \hat{J}_z$$

płynie przez lampę. Prąd ten jest wielokrotnie większy od prądu $\hat{J}_z$, płynącego przez lampę przy częstotliwościach mniejszych, więc lampa jest tu nienormalnie obciążona i, o ile nie jest specjalnie skonstruowana, miejsca wtopienia elektrod w szkło, a nawet same elektrody mogą ulec zniszczeniu.

Bardzo duży wpływ na prawidłowe działanie układu ma odpowiednia konstrukcja dławików. Muszą one być dobrane bardzo starannie, gdyż przy tak wielkich częstotliwościach pojemność międzyzwojowa może działać zwierająco na indukcyjność dławika.

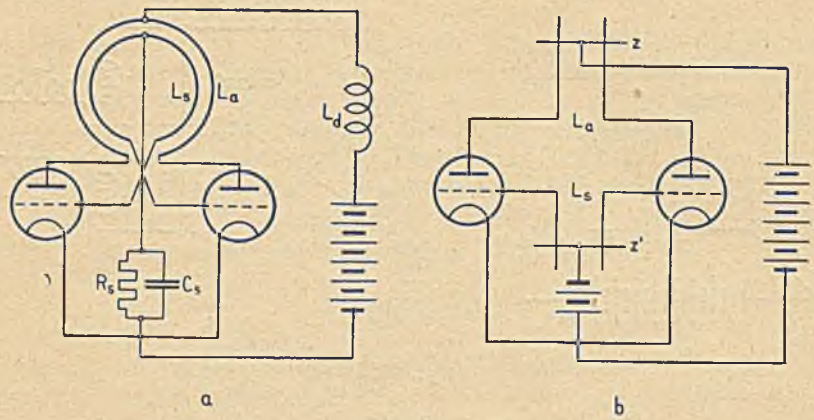
Można uniknąć wytwarzania się napięcia wielkiej częstotliwości na dławikach L_a i L_s, sprowadzając je do potencjału zerowego względem katody (H. Barkhausen). Warunek ten będzie spełniony, gdy

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{C_{sk}}{C_{ak}}. \tag{282}$$

Najprostsze jednak jest stosowanie *układu symetrycznego* [1]), dzięki czemu zasadniczo można obejść się bez dławików. Układy takie są przedstawione na rys. 133 a (R. Mesny) i 133 b (Holborn). Drugi z tych układów jest bardzo dogodny dla zmiany długości fali, gdyż obwód rezonansowy jest tu wykonany w postaci układu Lechera, strojonego za-

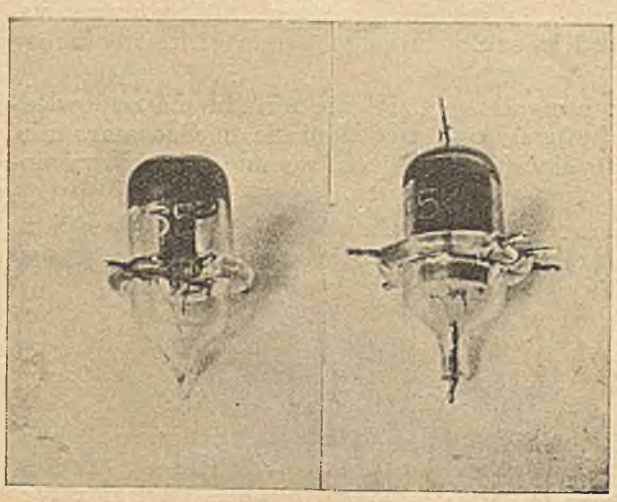
[1]) Symetryczne układy samowzbudne można z powodzeniem stosować do częstotliwości mniejszych.

pomocą przesuwania zwieracza z. Drugi, podobny zwieracz z' służy do strojenia sprzężenia zwrotnego.



Rys. 133.

Wobec tego, że pojemnością obwodu drgań w opisanych układach jest pojemność wewnętrzna lampy, więc ona przedewszystkiem ogranicza najkrótszą falę, jaką można wytworzyć. Fala ta oczywiście będzie tem krótsza, im mniejsze są wymiary lampy, a stąd lampy większej mocy nie są zdolne do wytwarzania tak krótkich fal, jak lampy małej mocy, przy pomocy których można dojść do fal rzędu kilkudziesięciu cm.



Rys. 133 c.

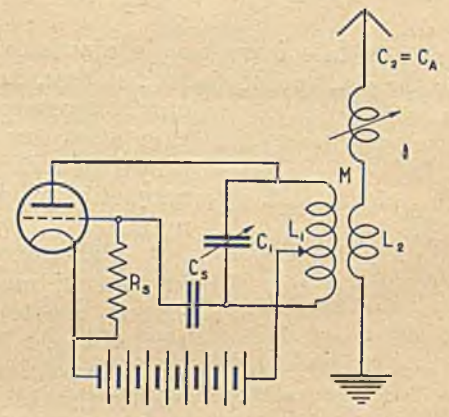
Przeszkodą *w wytwarzaniu fal bardzo krótkich jest przesunięcie faz w samowzbudzeniu,* wywołane przez to, że czas przepływu elektronów od katody do anody nie jest już znikomo mały w porównaniu z okresem drgań. *Oporność dynamiczna lampy ma więc skutkiem tego charakter indukcyjny,* co może spowodować tak znaczne przesunięcie fazy napięcia wzbudzającego, że uniemożliwia samowzbudzenie. Jest to też jedna z przyczyn ograniczenia górnej granicy częstotliwości, rosnąca z wymiarami lampy. Opóźnieniu fazy można do pewnego stopnia przeciwdzia-

łać, podnosząc napięcie anodowe lampy, a temsamem zwiększając szybkość przelotu elektronów.

Zjawiska, zachodzące w generatorach lampowych przy tak wielkich częstotliwościach, nie nadają się do ścisłych obliczeń, a rozważania matematyczne oddają tu conajwyżej jakościowo charakter przebiegów. Jedynie ścisłe wyniki w dziedzinie fal najkrótszych osiągnąć można drogą doświadczalną, przyczem pamiętać należy, że najmniejsza zmiana we wzajemnem położeniu przewodów lub w ich długości może zadecydować o wzbudzeniu lub niewzbudzeniu się układu.

11. Samowzbudzenie w obwodach sprzężonych.

Jeżeli w obwodzie anodowym generatora lampowego znajduje się układ sprzężony dwu obwodów rezonansowych (rys. 134), to, zgodnie



Rys. 134.

z teorją obwodów sprzężonych [1]), układ taki jest zdolny do drgania dwiema częstotliwościami, które przy małych opornościach omowych równe są w przybliżeniu częstotliwościom rezonansowym tego układu [2]):

$$\omega_r^2 = \omega_1^2 \frac{1 + \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \pm \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2\right]^2 + 4\varkappa^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2}}{2(1 - \varkappa^2)}, \qquad (283)$$

gdzie:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}, \qquad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}. \qquad (283\,a)$$

---

[1]) Patrz tom I, str. 89 i następne, str. 125 i następne,

[2]) Patrz tom I, str. 91 ÷ 93 równania (95) i (99 c).

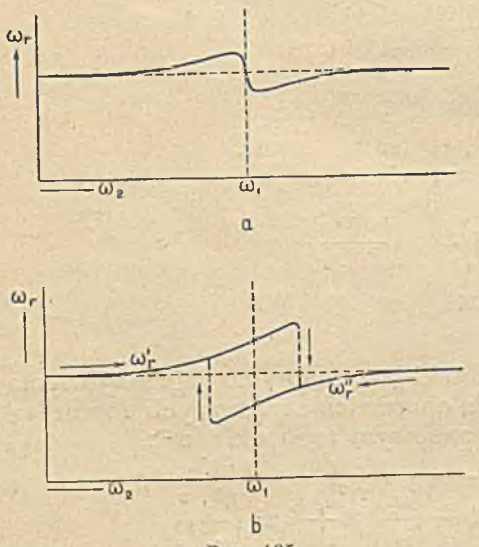
W przypadku szczególnym, gdy oba obwody są zestrojone, a więc gdy $L_1 C_1 = L_2 C_2$, częstotliwości te wynoszą:

$$\omega_{r_{1,2}} = \frac{\omega_o}{\sqrt{1 \pm \varkappa}} = \frac{1}{\sqrt{(1 \pm \varkappa) L C}}. \tag{284}$$

Jak już zaznaczono w tomie I, przy wzbudzeniu drgań zapomocą oporności ujemnej (za którą również można uważać sprzężenie zwrotne), powstają coprawda początkowo drgania obu częstotliwości, lecz ustalają się tylko drgania jednej częstotliwości, a mianowicie te, których tłumienie w układzie jest mniejsze i które szybciej narastają, (z reguły szybciej narastają drgania o częstotliwości większej). Jednakże, o ile sprzężność w układzie przekracza wartość krytyczną [1]):

$$\varkappa = \frac{1}{\sigma_2} = R_2 \sqrt{\frac{C_2}{L_2}}, \tag{285}$$

drgania w układzie są niestałe i występuje zjawisko *przeskoku częstotliwości i przeciągania prądu*, polegające na tem, że drgania w pewnej chwili mogą przeskoczyć z jednej częstotliwości drgań na drugą, przy równoczesnej nagłej zmianie natężenia prądu w obwodzie wtórnym.

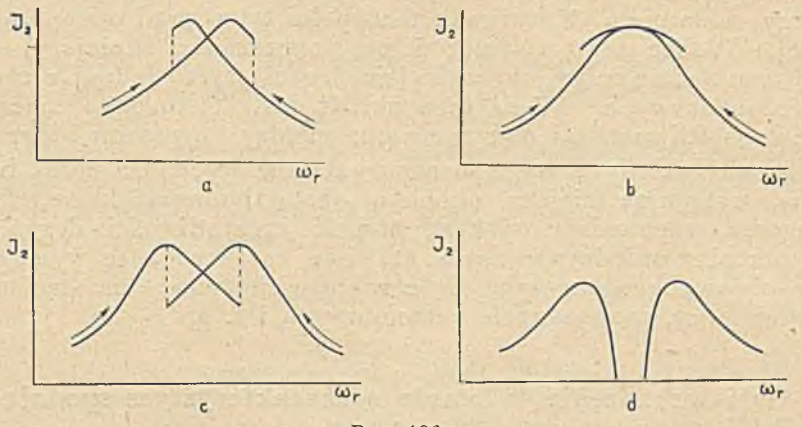


Rys. 135.

Przy sprzężności słabszej od krytycznej niema wprawdzie przeskoku częstotliwości przy strojeniu obwodu wtórnego, jednakże oddziaływanie obwodu tego na częstotliwość drgań układu pozostaje. Dlatego też np. przewzorcowanie na określone częstotliwości obwodu pierwotnego układu samowzbudnego sprzężonego może dać dość znaczne błędy, zależy bowiem od nastrojenia obwodu wtórnego. Odchylenia te dochodzą do kilku procent. Na rys. 135 podane są typowe wykresy zależności ω_r od nastrojenia obwodu wtórnego: a) poniżej sprzężności krytycznej, b) powyżej sprzężności krytycznej, na rys. 136 zaś — różne postaci przeciągania prądu wtórnego przy sprzężności silnej (według H. Rukopa). Charakter krzywych prądu wtórnego zależy nietylko od sprzężności między obu obwodami, lecz również od sprzężenia zwrotnego, szczególnie gdy obwód siatkowy ma własną częstotliwość rezonansową.

[1]) Patrz tom I, str. 98, wzór (103).

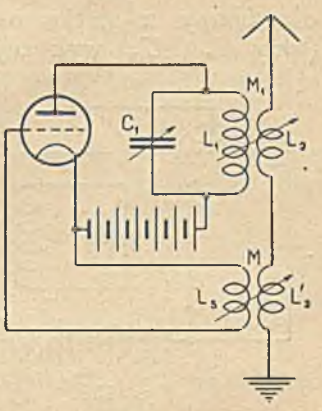
Przeciąganie może wystąpić również w układzie pierwotnie prawidłowo zaprojektowanym, w którym jednakże pod wpływem czynników



Rys. 136.

zewnętrznych zwiększył się współczynnik przepięcia obwodu antenowego. I tak np. na stacji przenośnej wskutek deszczu może zmniejszyć się opór uziemienia, a równocześnie skutkiem naprężenia linek konopnych podtrzymujących antenę może zmaleć jej pojemność. Działanie takiej stacji jest szczególnie niepewne, gdy przy projektowaniu obrano warunki zbyt bliskie krytycznych.

Zjawisku przeciągania można zapobiec, stosując układ podany na rys. 137, (M. Latour, M. Wien), który polega na tem, że lampa jest sprzężona zwrotnie nie z obwodem pierwotnym, jak na rys. 134, lecz z obwodem wtórnym. Zasada działania tego układu jest następująca:



Rys. 137.

Jak wynika z rozważań nad obwodami sprzężonemi [1]), *prąd wtórny, odpowiadający większej częstotliwości rezonansowej, jest przesunięty w fazie o 180⁰ względem prądu pierwotnego,* podczas gdy *przy częstotliwości rezonansowej mniejszej prąd wtórny jest w fazie z prądem pierwotnym.* Przy zestrojeniu obu obwodów:

$$\hat{J}_2' \cong -\sqrt{\frac{L_1}{L_2}}\,\hat{J}_1,$$

$$\hat{J}_2'' \cong \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}\,\hat{J}_1. \qquad (286)$$

[1]) Patrz tom I, str. 104.

Gdy zastosuje się ujemne sprzężenie zwrotne obwodu siatki z obwodem wtórnym, tylko prąd odpowiadający mniejszej częstotliwości rezonansowej spełni warunek zgodności faz dla samowzbudzenia, podczas gdy przy dodatniem M warunek ten spełni tylko prąd o częstotliwości większej. Wobec tego również i przy sprzężności silniejszej od krytycznej w układzie mogą się wzbudzić drgania tylko jednej z częstotliwości rezonansowych. Wadą tego układu jest stosunkowo znaczna zależność częstotliwości od obu sprzężeń: między obwodami i zwrotnego.

Obecnie układy sprzężone samowzbudne wychodzą coraz bardziej z użycia, ustępując miejsca układom obcowzbudnym, które, unikając przeciągania, zapewniają większą stałość częstotliwości drgań, co do której przepisy międzynarodowe stawiają coraz większe wymagania [1]). Układy obcowzbudne spotyka się coraz częściej nawet na stacjach bardzo małej mocy, przenośnych, samolotowych i t. p.

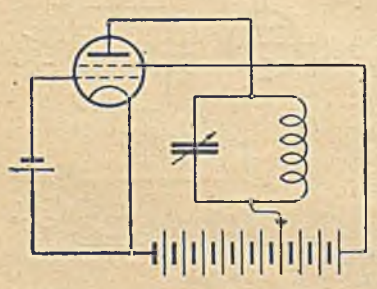
12. Samowzbudzenie w lampie o charakterystyce spadającej. Dynatron [2]).

Jak wynika z przebiegu charakterystyk

$$I_a = f(U_a)$$

dla lampy z siatką osłonną [3]), charakterystyka ta w pewnym zakresie (przy $U_a < U_{os}$) wykazuje oporność ujemną:

$$R = -\left(\frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}\right)_{\substack{U_e = \text{const} \\ U_s = \text{const}}} \qquad (287)$$



Rys 138.

Jeżeli więc w obwód anodowy tej lampy, po odpowiedniem dobraniu napięć początkowych, włączyć obwód rezonansu prądów (rys. 138), o oporności zastępczej

$$R_z = |R|, \qquad (288)$$

to układ taki, w myśl rozważań zawartych w § 4 tego rozdziału, jest skłonny do drgań własnych i może być sprowadzony do schematu zastępczego rys. 124. Układ ten nosi nazwę *generatora dynatronowego* (A. W. Hull, 1918).

Tak np. charakterystyka lampy $E\,442\,S$ na rys. 66 a, wykazuje w oko-

---

[1]) Patrz „Regulamin Ogólny Radjokomunikacyjny dołączony do Konwencji Madryckiej" Wyd. M. P. i T.

[2]) Patrz: J. Groszkowski, Generatory o stałej częstotliwości, WPIR, V, 1933 r., zeszyt 1 — 3.

J. Groszkowski, Charakterystyki dynatronu, Prz. El. XVI, 1934 r., str. 768 i 776.

[3]) Patrz rys. 67, str. 112.

licy punktu pracy $U_a = 25\ V$, $U_e = 60\ V$, $U_s = -1{,}5\ V$, oporność ujemną:

$$R = -\frac{30}{0{,}0012} = -25000\ \Omega.$$

Gdybyśmy więc w obwód anodowy tej lampy włączyli obwód o oporności zastępczej rzędu 20000 Ω, lampa pracowałaby jako generator dynatronowy.

Jak widać z charakterystyki, oporność ujemna jest ograniczona do nieznacznego tylko jej odcinka około 30 V i około 1 mA czemu odpowiada $V_{zm} = 15\ V$ i $J_{zm} = 0{,}5\ mA$. Stąd moc prądu zmiennego otrzymana w ten sposób byłaby rzędu:

$$P_2 = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2} = \frac{15 \cdot 0{,}0005}{2} = 0{,}00375\ W \cong 4\ mW.$$

Generatory dynatronowe odznaczają się dużą stałością fali i dlatego są stosowane do stabilizowania częstotliwości.

Działanie dynatronowe można również osiągnąć w lampie jednosiatkowej, nadając siatce napięcie dodatnie znacznie przewyższające napięcie anodowe, tak, by wystąpił ujemny przebieg charakterystyki siatkowej pod wpływem emisji wtórnej (rys. 33). W układzie takim niema jednakże możności wpływania na przebieg charakterystyki, co w lampie dwusiatkowej umożliwia siatka wewnętrzna S_1 (zwana tu pliodynatronową).

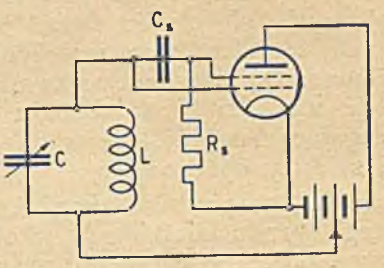
13. Samowzbudzenie w układzie z siatką przeciwładunkową. Negadyna.

W układzie tym wykorzystuje się ujemne nachylenie charakterystyki siatki przeciwładunkowej. Jak wynika z rys. 77, charakterystyka ta na pewnym odcinku ma nachylenie

$$S = -\left(\frac{\Delta I_{s_1}}{\Delta U_s}\right)_{\substack{U_{s_1} = \text{const} \\ U_a = \text{const}}}. \qquad (289)$$

Wobec tego, gdy między siatką przeciwładunkową i katodę włączyć obwód rezonansowy o oporności zastępczej (rys. 139)

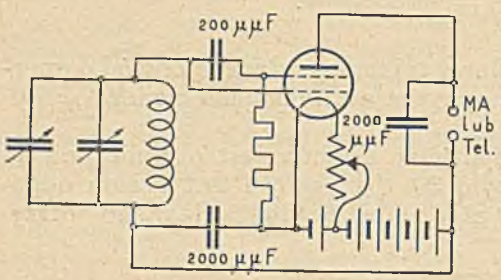
$$R_z = \frac{L}{RC},$$



Rys. 139.

to spadek napięcia na tym obwodzie nie będzie przesunięty o 180° względem napięcia $\hat{V}_s$, jak w obwodzie anodowym lampy trójelektrodowej, lecz będzie w fazie z $\hat{V}_s$. Dzięki temu otrzymać można właściwe sprzężenie zwrotne, łącząc obwód ten bezpośrednio z siatką.

W praktyce osiąga się to za pośrednictwem kondensatora zaworowego C_s, który, izolując siatkę wejściową od dodatniego potencjału stałego siatki S_1, pozwala za pośrednictwem oporu upływowego R_s, nadać siatce wejściowej dowolny potencjał ujemny względem katody.



Rys. 140.

Układ ten, zwany też *negadynowym* (J. J. Numans, 1926), jest bardzo dogodny jako generator dla celów laboratoryjnych, zwłaszcza jako t. zw. falomierz interferencyjny. Schemat takiego falomierza podany jest na rys. 140.

Ze względu na zależność przebiegu charakterystyk lampy dwusiatkowej od jej żarzenia, wzbudzenie układu negadynowego jest w dużym stopniu związane z odpowiednim doborem żarzenia.

14. Wzbudzenie drgań zapomocą odwrotnego prądu siatki.

Jak zaznaczono w rozdziale I w pewnych przypadkach obwód prądu siatkowego może mieć oporność ujemną spowodu obecności jonów [prąd odwrotny siatki (rys. 34)] lub emisji wtórnej (rys. 33). Oporność tę wyraża się równaniem:

$$R_s = -\frac{\Delta U_s}{\Delta I_s}. \qquad (290)$$

Lampa posiadająca taki opór w obwodzie siatki, zdolna jest pobudzić do drgań obwód rezonansu prądów [1]) o oporności zastępczej:

$$R_z = |R_s|.$$

Wprawdzie układ taki nie jest stosowany, lecz w lampach o niedoskonałej próżni opisane zjawisko bywa źródłem drgań pasorzytniczych. Drgania takie mogą powstać wtedy, gdy w obwodzie siatkowym lampy znajduje się obwód drgań pod postacią obwodu strojonego, lub też np. jako transformator małej częstotliwości, którego uzwojenie wraz z pojemnością własną tworzą układ rezonansowy. Mogą one również pojawić się (dzięki sprzężeniu przez pojemność siatka-anoda), gdy układ drgający znajduje się w obwodzie anodowym, a w obwodzie siatkowym jest duży opór omowy.

Mogą powstać również i *drgania relaksacyjne* pod wpływem ujemnego prądu siatki, gdy w obwodzie siatkowym znajduje się opór omowy i pojemność jak np. we wzmacniaczach oporowych.

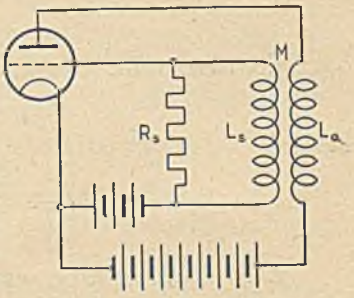
---

[1]) Patrz m. i. Zenneck i Rukop. Lehrbuch, wyd. V, str. 779.

15. Drgania relaksacyjne w układach lampowych.

Drgania niegasnące mogą powstać nietylko w układzie zawierającym obwód drgający. Źródłem ich mogą być również układy, zawierające tylko indukcyjność i oporność lub pojemność i oporność (drgania relaksacyjne).

W warunkach idealnych, przy prostolinijnych charakterystykach, istnieje możliwość otrzymania drgań relaksacyjnych o przebiegu sinusoidalnym, w rzeczywistości jednakże odbiegają one znacznie od kształtu sinusoidalnego.



Rys. 141.

Możliwości istnienia drgań sinusoidalnych w układzie nie zawierającym obwodu rezonansowego dowodzi następujące przeliczenie układu rys. 141, dla którego założono, że charakterystyki lampy są prostolinijne i że lampa pracuje bez prądu siatkowego.

Powstający tu pod działaniem napięcia $\hat{V}_s$ zmienny prąd anodowy $\hat{J}_z$ wynosi:

$$\hat{J}_z = \frac{K\,\hat{V}_s}{\rho + \dfrac{\omega^2 M^2}{R_s + j\,\omega\,L_s} + j\,\omega\,L_a}. \qquad (a)$$

Przy ujemnem M prąd ten indukuje w obwodzie siatkowym siłę elektromotoryczną:

$$\hat{E}_s = j\,\omega\,M\,\hat{J}_z, \qquad (b)$$

która na oporze R_s, a temsamem między siatką i katodą daje napięcie:

$$\hat{V}'_s = \hat{J}_s\,R_s = \frac{j\,\omega\,M\,\hat{J}_z}{R_s + j\,\omega\,L_s}\,R_s. \qquad (c)$$

Podstawiając do (c) wartość na $\hat{J}_z$ z równania (a), dochodzi się, dla warunku samopodtrzymania drgań, do równości:

$$\frac{\hat{V}'_s}{\hat{V}_s} = \frac{j\,\omega\,M\,R_s\,K}{\omega^2 M^2 - \omega^2 L_a L_s + \rho\,(R_s + j\,\omega\,L_s) + j\,\omega\,L_a R_s} = 1. \qquad (d)$$

Po oddzieleniu części rzeczywistej od urojonej, dochodzi się do dwu równań:

$$\omega^2 (M^2 - L_a L_s) + \rho\,R_s = 0, \qquad (e)$$

czyli:

$$\omega^2 = \frac{\rho R_s}{L_a L_s - M^2} = \frac{1}{1 - \varkappa^2} \cdot \frac{\rho}{L_a} \cdot \frac{R_s}{L_s}, \tag{291}$$

gdzie:

$$\varkappa = \frac{M}{\sqrt{L_a L_s}},$$

oraz do równania:

$$j R_s K \omega M = j \omega (\rho L_s + R_s L_a), \tag{f}$$

skąd:

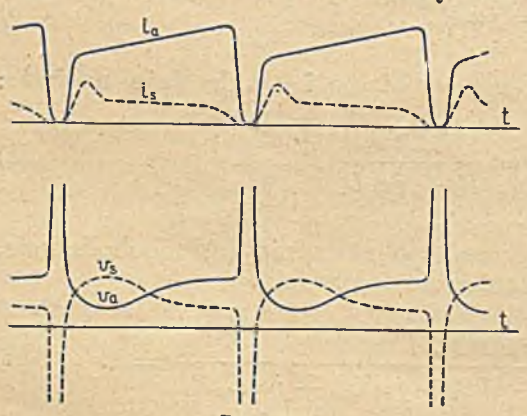
$$M = \frac{\rho L_s + R_s L_a}{K R_s} = \frac{L_s}{R_s S} + \frac{L_a}{K}. \tag{292}$$

Z równania (291) wynika, że układ rys. 141 w idealnych warunkach, przy wartości M wyrażonej równaniem (292), może podtrzymać drgania sinusoidalne o częstotliwości proporcjonalnej do iloczynu stałych czasu obu obwodów, siatkowego i anodowego, a malejącej ze wzrostem sprzężności między obwodami.

Posiadanie przez taki układ ściśle określonej częstotliwości „rezonansowej" tłumaczy się fizycznie tem, że tylko przy jednej częstotliwości istnieje zgodność faz między $\hat{V}_s$ i $\hat{V}'_s$, niezbędna dla samopodtrzymania drgań, przy tej jednej bowiem częstotliwości znika część rzeczywista (e) równania.

W podobny sposób można obliczyć warunki samopodtrzymania drgań w innych układach, nie zawierających obwodów rezonansowych.

W rzeczywistości przebiegi sinusoidalne w układach nierezonansowych jest bardzo trudno utrzymać, a to zarówno ze względu na zakrzywienia charakterystyk, jak i spowodu pojawienia się prądu siatkowego. W układach rezonansowych zniekształcenie prądu anodowego kompensuje się w znacznej mierze działaniem filtrującem obwodu rezonansowego, dzięki któremu napięcie sprzężenia zwrotnego ma zapewniony przebieg mniej lub więcej sinusoidalny. W układach relaksacyjnych tego czynnika brak i drgania, w miarę narastania amplitudy, coraz bardziej odbiegają od kształtu sinusoidalnego, przechodząc w końcu w następujące po sobie aperjodyczne okresy powstawania i zanikania prądu. Typowy przebieg takich drgań w układzie rys. 141 przedstawia (według H. Barkhausena) rys. 142. W szczególności, gdy $R_s = \infty$,



Rys. 142.

częstotliwość drgań z równania (291) staje się nieskończenie wielka, czyli, przy spełnionym warunku samowzbudzenia

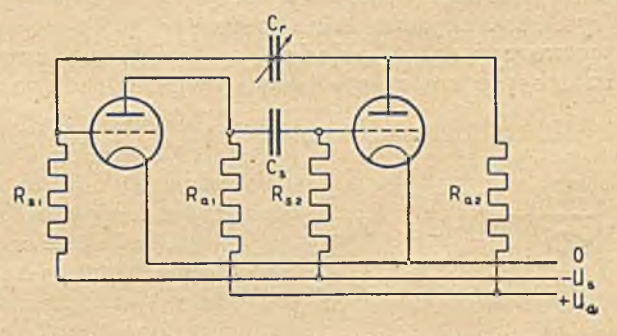
$$M > \frac{L_a}{K}, \tag{292 a}$$

prąd anodowy początkowo narasta nieskończenie szybko, aby następnie ulec zahamowaniu pod wpływem pojawiającego się prądu siatkowego i po dojściu do nasycenia, równie szybko zaniknąć. Z temi nagłemi zmianami prądu anodowego wiążą się silne przepięcia samoindukcyjne $L_a \frac{di_a}{dt}$ w obwodzie anodowym i $L_s \frac{di_s}{dt}$ w obwodzie siatkowym. Przepięcia te, ograniczone zresztą jedynie przez pojemność własną zwojnic, mogą spowodować uszkodzenie uzwojeń (np. we wzmacniaczach transformatorowych małej częstotliwości).

Jak już zaznaczono w § 5, analogiczne drgania relaksacyjne powstają również w układach samowzbudnych rezonansowych przy nadmiernem sprzężeniu zwrotnem, przechodząc, przy osłabieniu sprzężenia, w drgania rezonansowe.

Cechą charakterystyczną drgań relaksacyjnych jest znaczna stosunkowo zależność częstotliwości od czynników zewnętrznych. Dlatego drgania te łatwo się synchronizują z częstotliwością wzbudzającą, różniącą się stosunkowo nieznacznie od ich częstotliwości. Synchronizacja występuje i wówczas, gdy częstotliwość wzbudzająca zbliża się do jednej z harmonicznych częstotliwości relaksacyjnej, przez co można osiągnąć t. zw. *obniżanie częstotliwości* [1]). Drogą tą można dojść do synchronizowania częstotliwości, mniejszej około 200 razy od częstotliwości wzbudzającej.

Odwrotnie można synchronizować drgania relaksacyjne o małej stosunkowo częstotliwości (np. zapomocą kamertonu, patrz niżej) i wyfiltrować z nich dowolnie wysoką harmoniczną, co jest ułatwione ze względu na wybitnie nieprawidłowy przebieg napięcia i prądu tych drgań. Typowemi układami służącemi do tego celu są t. zw. *multiwibratory*— układy relaksacyjne z oporowem sprzężeniem zwrotnem. Najbardziej rozpowszechniony jest multiwibrator dwulampowy Abrahama i Blocha (rys. 143), którego okres drgań relaksacyjnych wynosi w przybliżeniu:

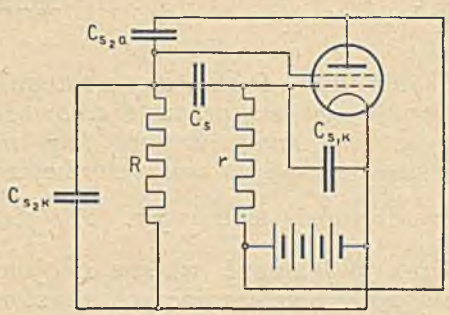


Rys. 143.

$$T \cong C_r R_{s_1} + C_s R_{s_2}. \tag{293}$$

[1]) J. Groszkowski. O obniżeniu częstotliwości, WPIR I, r. 1929, Nr. 4, str. 25 ÷ 38.

Zresztą układ Abrahama i Blocha jest w zasadzie tylko wzmacniaczem oporowym, w którym występuje pojemnościowe sprzężenie zwrotne między siatką jednej lampy i anodą lampy następnej. Stąd też wzmacniacze oporowe są skłonne do drgań relaksacyjnych.

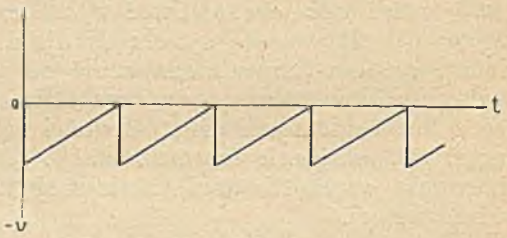


Rys. 144.

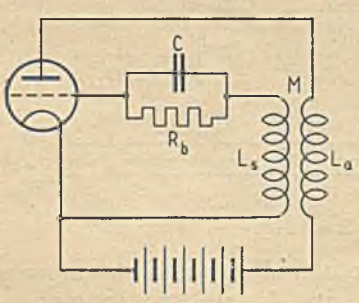
Multiwibrator Roosensteina (rys. 144), można uważać za odmianę generatora negadynowego (§ 13), wykorzystuje on bowiem ujemne nachylenie charakterystyk obwodu siatki przeciwładunkowej w lampie dwusiatkowej.

Obie wspomniane zamiany częstotliwości, zarówno obniżanie, jak i powielanie przy pomocy układów relaksacyjnych, mają doniosłe znaczenie w technice pomiarów częstotliwości.

Dalsze zastosowanie mają generatory relaksacyjne dzięki temu, że przez odpowiedni dobór elementów można w nich wytwarzać dowolne krzywe prądu i napięcia. I tak, w urządzeniach telewizyjnych są używane układy o przebiegu trójkątnym napięcia, służące do tego, aby promień katodowy, służący do analizowania obrazu, wpierw odchylał się proporcjonalnie do czasu, a następnie natychmiast powracał do położenia początkowego (rys. 145). Drgania takie można wytworzyć np. w układzie z lampą neonową [1]), przyczem zamiast oporu stosuje się często lampę dwuelektrodową, pracującą przy prądzie nasycenia.



Rys. 145.



Rys. 146.

Również i w układzie rys. 146, będącym odmianą układu rys. 141, występuje tego rodzaju krzywa napięcia. A mianowicie, wobec tego, że $R_s = \infty$, więc zgodnie z tem co powiedziano poprzednio, napięcie w obwodzie siatki narasta bardzo szybko, ładując kondensator C, który następnie wyładowuje się wolno przez opór R_b. W ten sposób powstają drgania, których okres równa się stałej czasu obwodu $C R_b$:

$$T = C R_b . \qquad (294)$$

[1]) Patrz tom I, rys. 33, str. 63.

Układ rys. 146, często spotykany w generatorach lampowych [1]), przy zbyt silnem sprzężeniu zwrotnem łatwo stać się może źródłem drgań pasorzytniczych, powodujących okresowe przerywanie drgań generatora z częstotliwością słyszalną lub ponadsłyszalną, zależnie od wartości C i R_t (samowzbudzenie przerywane) [2]).

Przyczyną drgań tego rodzaju stają się często opory zabocznikowane kondensatorami w obwodach zasilających (np. odbiorników zasilanych z sieci prądu silnego). Dlatego też w urządzeniach takich należy starannie unikać sprzężenia zwrotnego między poszczególnemi stopniami poprzez obwody zasilające.

Pasorzytnicze drgania relaksacyjne w układach generatorowych i wzmacniających są zresztą zjawiskiem tak samo niepożądanym, jak i drgania rezonansowe, a o tyle groźniejszem, że ze względu na niesinusoidalny przebieg wywołują nieraz groźne dla urządzenia przepięcia. Przyczyną ich, zgodnie z poprzedniemi rozważaniami, może być zarówno zbyt silne sprzężenie zwrotne, jak i oporność ujemna, wynikająca z przebiegu charakterystyk.

16. Drgania elektronowe. Drgania Barkhausena - Kurtza.

Osobną grupę drgań stanowią t. zw. *drgania elektronowe*, różniące się od innych typów drgań tem, że częstotliwość ich zależy zasadniczo od danych elektrycznych lampy, a nie od stałych obwodów zewnętrznych. Obwody zewnętrzne mają tu znaczenie drugorzędne, ułatwiając tylko powstawanie drgań pewnej częstotliwości.

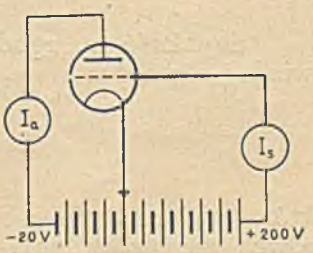
Drgań elektronowych są dwa rodzaje:

1) *drgania elektronowe właściwe* (drgania Barkhausena - Kurtza, 1920).

2) *drgania magnetronowe*.

Częstotliwości drgań obu rodzajów mogą dojść, przy zastosowaniu odpowiednich typów lamp, do rzędu 10^9 okresów na sekundę (długość fali rzędu decymetrów).

Drgania elektronowe Barkhausena - Kurtza powstają w lampie trójelektrodowej, jeżeli siatka ma znaczne napięcie dodatnie (w lampach odbiorczych napięcie to jest rzędu 200 V), anoda nieznaczne napięcie ujemne (rzędu kilkunastu woltów), rys. 147. Wówczas większość elektronów, przyśpieszanych przez dodatni potencjał siatki, przelatuje wprawdzie w kierunku anody, lecz elektrony te są przez nią odpychane i powracają w kierunku siatki, gdzie znowu część ich pozostaje, większość natomiast przelatuje dalej, aż po-



Rys. 147.

[1]) Dla otrzymania t. zw. dynamicznego ujemnego napięcia siatki (patrz rozdział IV, § 7).

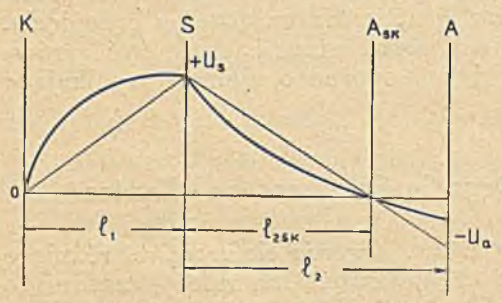
[2]) Celowo stosuje się samowzbudzenie przerywane w układach odbiorczych t. zw. superreakcyjnych (Flewelling, Manczarski).

nownie ulegnie odepchnięciu przez ładunek przestrzenny katody. W ten sposób elektrony, wydobywające się z katody, mogą wykonać szereg drgań między anodą i katodą, aż wkońcu trafią na któryś z drucików siatki, gdzie ulegają zobojętnieniu przez jej ładunki dodatnie.

Okres tych *drgań elektronowych* wynosi:

$$T = 2(t_1 + t_2), \tag{295}$$

gdzie t_1 i t_2 są czasami cząstkowemi, zużytemi przez elektron na odbycie dróg l_1 od katody do siatki i l_2 od siatki do anody. Czas ten można obliczyć z dostatecznem przybliżeniem, szczególnie dla płaskiego układu elektrod, stosując do elektronu prawa swobodnego spadania.



Rys. 148.

A mianowicie, pod działaniem różnicy potencjałów U_s (rys. 148) wytwarzającej na drodze l_1 między katodą K i siatką S jednostajne pole elektryczne o natężeniu $\frac{U_s}{l_1}$, elektrony doznają stałego przyśpieszenia:

$$a_1 = \frac{dv}{dt} = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_s}{l_1} \text{ cm/sek}^2, \tag{a}$$

gdzie e jest ładunkiem elektronu w jednostkach e. st., a m jego masą w gramach. Stąd oblicza się średnią szybkość elektronu, osiągniętą pod działaniem różnicy potencjałów U_s:

$$v = a_1 \int_0^{t_1} dt = \frac{e}{m} \cdot \frac{U_s}{l_1} t_1 \text{ cm/sek.} \tag{b}$$

Szybkość ta, zgodnie z prawem zachowania energji, musi odpowiadać równości:

$$e U_s = \frac{1}{2} m v^2, \tag{c}$$

która stwierdza, że energja kinetyczna, nabyta przez masę elektronu, równa się pracy pola elektrycznego, zużytej na to, aby elektronowi nadać szybkość v.

Stąd znajduje się:

$$v = \sqrt{2 U_s \frac{e}{m}} = 10{,}3 \cdot 10^8 \sqrt{U_{s\,(\text{cgs. e. st.})}} \text{ cm/sek} =$$

$$= 0{,}594 \cdot 10^8 \sqrt{U_{s(v)}} \text{ cm/sek}, \tag{d}$$

jeżeli $\frac{e}{m}$ w jednostkach bezwzględnych e. st. wynosi

$$\frac{4{,}774 \cdot 10^{-10}}{9 \cdot 10^{-28}} \; (c^{3/2} g^{-1/2} s^{-1}) .$$

Eliminując v z równań (b) i (d), można obliczyć czas przelotu elektronu od katody do siatki:

$$t_1 = l_1 \sqrt{\frac{2}{U_s} \cdot \frac{m}{e}} = \frac{2 l_1}{\sqrt{2 U_s \frac{e}{m}}} = \frac{2 l_1}{v}, \qquad \text{(e)}$$

co, po podstawieniu wartości U_s w woltach, daje:

$$t_1 = \frac{2}{0{,}595 \cdot 10^6} \cdot \frac{l_{1\,(\mathrm{cm})}}{\sqrt{U_{s\,(\mathrm{v})}}} \cong 3{,}4 \cdot 10^{-8} \frac{l_{1\,(\mathrm{cm})}}{\sqrt{U_{s\,(\mathrm{v})}}} \text{ sek.} \qquad \text{(f)}$$

Elektron, który z tą szybkością minął siatkę, znajduje się teraz w polu jednostajnem o znaku przeciwnym, którego natężenie, o ile anoda ma potencjał zerowy, wynosi $\frac{U_s}{l_2}$. W polu tem elektron doznaje jednostajnego opóźnienia a_2, które szybkość jego sprowadza do zera z chwilą dojścia do anody, poczem zawraca go w kierunku siatki. Opierając się na poprzednio przeprowadzonem rozumowaniu, łatwo obliczyć czas przelotu na przestrzeni l_2, jako:

$$t_2 = \frac{l_2}{v} = 3{,}4 \cdot 10^{-8} \frac{l_2}{\sqrt{U_s}} \text{ sek}, \qquad \text{(g)}$$

szybkość średnia v bowiem, wobec ruchu jednostajnie przyśpieszonego, który elektron wykonywa na drodze l_2, pozostaje ta sama [1]).

Gdy, jak to się zawsze stosuje w tym układzie, anoda ma potencjał ujemny względem katody, punkt o potencjale zerowym leży na odległości l_2' mniejszej od l_2. Można ją łatwo obliczyć jako:

$$l_2' = l_2 \frac{U_s}{|U_s| + |U_a|} . \qquad (296)$$

---

[1]) Wynika stąd, że w zasadzie i w lampie dwuelektrodowej mogą powstać drgania elektronowe (patrz W. Gerber, Raumladungsschwingungen in Dioden, Jahrb. 36., r. 1930, str. 98 ÷ 112).

Szczególnie łatwo występują tego rodzaju drgania, lecz o znacznie mniejszej częstotliwości (rzędu setek tysięcy okresów) w prostownikach wypełnionych gazem. Przebieg tych drgań znacznie różni się od sinusoidalnego. Powstawaniu takich drgań zapobiega się przez włączenie indukcyjności w szereg z lampą.

Podstawiając wartości t_1 i t_2 z równań (f) i (g) do równania (295) oblicza się okres drgań elektrycznych jako:

$$T = 2(t_1 + t_2) = \frac{6{,}8 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{U_s}}(l_1 + l_2'), \tag{295 a}$$

czemu odpowiada długość fali w próżni:

$$\lambda = c\,T = 3 \cdot 10^{10} \cdot 6{,}8 \cdot 10^{-8} \frac{l_1 + l_2'}{\sqrt{U_s}} \cong$$

$$\cong 2000 \frac{l_1 + l_2'}{\sqrt{U_s}} \text{ cm} = 20 \frac{l_1 + l_2'}{\sqrt{U_s}} \text{ m}. \tag{297}$$

Wynika stąd ważne dla drgań elektronowych prawo:

$$U_s \lambda^2 = \text{const}. \tag{298}$$

I tak np. w lampie o płaskim układzie elektrod, o odległościach $l_1 = 0{,}2$ cm, $l_2 = 0{,}3$ cm i napięciach $U_s = 200\ V$, oraz $U_a = -20\ V$, punkt o potencjale zerowym będzie odległy od siatki:

$$l_2' = l_2 \frac{U_s}{|U_s| + |U_a|} = 0{,}3 \frac{200}{220} \cong 0{,}27 \text{ cm}.$$

Stąd:

$$\lambda = 2000 \frac{0{,}20 + 0{,}27}{\sqrt{200}} = \frac{2000 \cdot 0{,}47}{14{,}1} \cong 67 \text{ cm}.$$

$$f = \frac{3 \cdot 10^{10}}{67} = 0{,}45 \cdot 10^9 \text{ okr/sek}.$$

Przy napięciach $U_s = 400\ V$, $U_a = -40\ V$, ta sama lampa dałaby długość fali:

$$\lambda' = 2000 \frac{0{,}47}{\sqrt{400}} = \frac{2000 \cdot 0{,}47}{20} = 47 \text{ cm},$$

$$f = 0{,}64 \cdot 10^9 \text{ okr/sek}.$$

W lampach o układzie cylindrycznym, normalnie stosowanych do wytwarzania drgań elektronowych, rozkład szybkości w lampie jest odmienny (rys. 148, krzywe grubsze): w odcinku l_1 szybkość początkowo narasta o wiele szybciej, w odcinku l_2 zaś maleje według krzywej wykładniczej.

W przybliżeniu można przyjąć dla tego układu:

$$l_1 = 0{,}6\, r_s,$$

$$l_2 = r_a - r_s, \tag{298}$$

gdzie r_s i r_a są promieniami siatki i anody, wyrażonemi w cm.

Jednakże dla obliczeń orjentacyjnych z dostatecznem przybliżeniem można przyjąć:

$$\lambda = 2000 \frac{r_a}{\sqrt{U_s}} \text{ cm}. \tag{299}$$

Takie przybliżenie jest tembardziej dopuszczalne, że założenia, na których oparto wyprowadzenie wzorów, są również tylko bardzo uproszczone. Nie uwzględniono tam bowiem ani krzywolinijności torów, które elektrony, wskutek wzajemnego odpychania, przebiegają, ani też wpływu ładunku przestrzennego katody, zależnego od temperatury żarzenia. Zwiększenie ładunku przestrzennego katody powoduje pozorne zmniejszenie odległości katoda-siatka, a temsamem zwiększenie częstotliwości drgań.

Drgania elektronów dookoła siatki odbywają się bezładnie i gdyby bezład był idealny, wynik zewnętrzny byłby równy zeru. Jednakże w większości przypadków występuje lekka przewaga elektronów drgających w pewnej fazie i to jest wystarczające dla *samowzbudzenia drgań* w pewnym określonym kierunku. Grupa elektronów uporządkowanych, drgając dokoła siatki, indukuje na niej potencjał zmienny, nakładający się na stały potencjał początkowy U_s, który na dalsze elektrony działa jako potencjał wzbudzający. Wówczas elektrony dochodzące do siatki w fazie zgodnej z występującem na niej zmiennem napięciem, oddają jej swoją energję w postaci mocy prądu zmiennego, natomiast elektrony, niezgodne w fazie, energję pobierają i są przyśpieszane w kierunku anody pomimo jej ujemnego napięcia, wytwarzając w obwodzie zewnętrznym prąd anodowy. *Pojawienie się prądu anodowego jest najlepszym dowodem wzbudzenia się drgań elektronowych.*

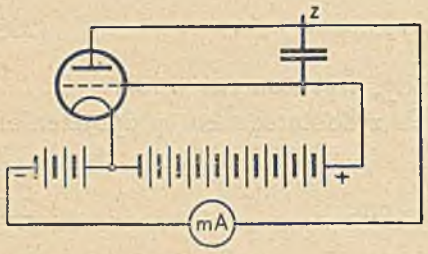
Nie wszystkie jednak elektrony przyśpieszone docierają do anody. Część ich, nie nabrawszy dostatecznej energji, podąża jedynie nieco dalej w kierunku anody, niż elektrony drgające synchronicznie, wskutek czego czas przelotu przedłuża się, powodując przesunięcie fazy, które po kilku nawrotach doprowadza dany elektron albo do *zsynchronizowania się* z elektronami drgającemi, albo do wyeliminowania go pod postacią prądu anodowego.

Szczególnie wyraźnie występują te zjawiska, gdy siatka i anoda są połączone z układami drgającemi, nastrojonemi na częstotliwość drgań elektronowych (Gill i Morell 1922, Pierret). Układy te wykonywa się pod postacią drutów Lecherowskich, strojonych zapomocą ślizgacza (rys. 149), przerwanego niewielką pojemnością, stanowiącą zwarcie dla drgań szybkozmiennych, lecz izolującą źródła zasilające.

Do technicznego wytwarzania drgań Barkhausena - Kurtza stosuje się specjalne typy lamp, o małych pojemnościach wewnętrznych i dużej obciążalności siatki, przy pomocy których można dojść do fal rzędu 15 cm. Jednakże sprawność tego rodzaju urządzeń, wyrażająca się jako stosunek mocy szybkozmiennej do mocy doprowadzonej do obwodu siatki:

$$P_s = U_s \, I_s, \qquad (300)$$

nie przekracza 0,05.

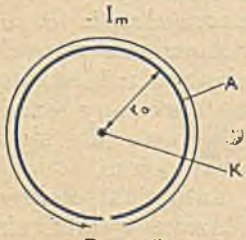


Rys. 149.

Lecz drgania elektronowe występują często również jako drgania pasożytnicze, zwłaszcza przy zdejmowaniu charakterystyk przy niskiem napięciu anodowem, powodując błędy pomiarowe. Szczególnie skłonne do tych drgań są układy cylindryczne ze względu na swoją symetrję.

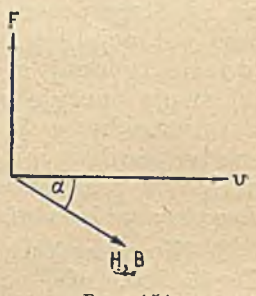
17. Drgania magnetronowe.

Magnetron (A. W. Hull[1]), 1921) jest to lampa dwuelektrodowa, w układzie cylindrycznym, umieszczona w polu magnetycznem, którego kierunek jest równoległy do osi lampy (rys. 150). Aby przy zmianach pola magnetycznego nie indukowały się w anodzie prądy wirowe, elektroda ta jest rozcięta podłużnie. Podstawą działania magnetronu jest siła, wywierana przez pole magnetyczne na prąd elektryczny, jakim, w danym przypadku, jest strumień elektronów w próżni. Siła ta działa w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu elektronów oraz do natężenia pola i wynosi:



Rys. 150.

$$F = i \, l \, B \sin \alpha,$$



Rys. 151.

co, po podstawieniu wartości $i = \frac{e}{t}$, przekształca się:

$$F = \frac{e \, l \, B}{t} \sin \alpha = e \, v \, B \sin \alpha, \qquad (a)$$

gdzie: α oznacza kąt między kierunkami pola magnetycznego i ruchu elektronów, e — ładunek elektronu, v — szybkość elektronów.

[1]) Wcześniej od Hulla opracował teorję magnetronu J. Groszkowski w r. 1919 w ówczesnem Wojskowem Laboratorjum Radjotelegraficznem.

Nie może ona więc wywołać zmian przyśpieszenia elektronów, lecz jedynie zmianę kierunku ruchu. Stąd więc szybkość elektronów w magnetronie, podobnie jak w normalnej lampie dwuelektrodowej, zależy jedynie od napięcia anodowego [1]), a działanie pola magnetycznego sprowadzą się do zboczenia elektronów z toru prostolinijnego, co jest równoznaczne z przedłużeniem drogi katoda-anoda. Siłę F, wywieraną przez pole magnetyczne, można też wyrazić zapomocą równoważnego pola elektrycznego. Pole elektryczne o natężeniu E, działa bowiem na elektron o ładunku e, z siłą:

$$F = eE, \tag{b}$$

co po porównaniu z równaniem (a) daje:

$$E = vB \sin \alpha. \tag{c}$$

Przy kierunku osiowym pola magnetycznego ($\alpha = 90^0$) i po wyprowadzeniu wartości pola elektrycznego w woltach na 1 cm, daje to związek:

$$E_m = vB\,10^{-8} \text{ wolt/cm}. \tag{301}$$

Na elektron, poruszający się w magnetronie działają więc dwie siły prostopadłe do siebie (rys. 151): siła pola elektrycznego:

$$F_e = eE = e\frac{U_a}{r_a},$$

przyśpieszająca elektron i siła pola magnetycznego:

$$F_m = evB \sin \alpha,$$

usiłująca zboczyć go w kierunku prostopadłym do jego ruchu. Elektron przebiega więc po krzywej, której promień krzywizny wyraża się w przybliżeniu wzorem [2]):

$$\rho = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{B \sin \alpha} = 5{,}65 \cdot 10^{-8} \frac{v}{B \sin \alpha} \text{ cm},$$

lub, po podstawieniu wartości (wzór (d) str. 256):

$$v = \sqrt{2\,U_a \frac{e}{m}} = 0{,}595 \cdot 10^8 \sqrt{U_{a\,(v)}} \text{ cm/sek},$$

---

[1]) Pewne odchylenia mogą powstać, gdy zakrzywienie toru wywoła zmianę rozkładu ładunku przestrzennego lub spadku potencjału w lampie.

[2]) Patrz H. Barkhausen, Elektronen-Röhren, r. 1931, t. I, str. 66.

Jeżeli ładunek elektronu będzie wyrażony w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych t. j.

$$e = 4{,}774 \cdot 10^{-10} \text{ cgs. e. st.} = 1{,}591 \cdot 10^{-20} \text{ cgs. e. m.},$$

a masa elektronu w gramach:

$$m = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g},$$

to stosunek $\frac{e}{m}$ wyniesie:

$$\frac{e}{m} = \frac{1{,}591 \cdot 10^{-20}}{9 \cdot 10^{-28}} \cong 1{,}77 \cdot 10^7 \; (c^{1/2} g^{-1/2}),$$

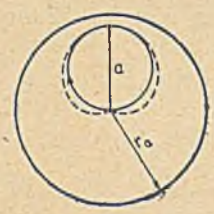
a więc jego odwrotność:

$$\frac{m}{e} \cong 5{,}65 \cdot 10^{-8} \; (c^{-1/2} g^{1/2}).$$

wyrazi się jako:

$$\rho = 5{,}65 \cdot 10^{-8} \frac{0{,}595 \cdot 10^8 \sqrt{U_a}}{B \sin \alpha} = 3{,}36 \frac{\sqrt{U_{a\,(v)}}}{B_{(\text{gauss})} \sin \alpha} \text{ cm}. \qquad (302)$$

Jak wskazuje wzór (302), przy danem napięciu anodowem i stałym strumieniu magnetycznym promień krzywizny jest stały, a więc elektron, po przebiegnięciu obwodu koła o promieniu ρ, powraca do katody (rys. 152), oczywiście pod warunkiem, że promień anody



Rys. 152.

$$r_a > 2\rho. \qquad (303)$$

Czas jednego obiegu łatwo obliczyć, znając szybkość v, jako:

$$T_o = \frac{2\pi\rho}{v} = 2\pi \frac{3{,}36\sqrt{U_a}}{B \sin \alpha} \cdot \frac{1}{0{,}595 \cdot 10^8 \sqrt{U_a}} = \frac{0{,}355 \cdot 10^{-6}}{B \sin \alpha} \text{ sek.} \qquad (304)$$

Jak widać, czas ten zależy jedynie od natężenia pola magnetycznego i od jego kierunku, a jest niezależny od napięcia anodowego lampy.

Tor elektronu będzie płaski jedynie wtedy, gdy kierunek pola magnetycznego jest równoległy do katody, czyli gdy $\alpha = 90^0$. W przeciwnym razie powstaje siła składowa w kierunku osiowym, która sprawia, że tor elektronu zamienia się w linję śrubową.

Jak zaznaczono, wzór (302) na promień krzywizny toru jest przybliżony, nie uwzględnia on bowiem obecności ładunku przestrzennego. Ścisłe obliczenia wykazują, że tor elektronu w magnetronie cylindrycznym jest kardioidą (rys. 152, krzywa przerywana), o obwodzie dłuższym 1,23-krotnie od obwodu koła. A więc czas jednego okrążenia wynosi (dla kierunku $\alpha = 90^0$):

$$T = 1{,}23\, T_o \cong \frac{0{,}44 \cdot 10^{-6}}{B} \text{ sek.} \qquad (305)$$

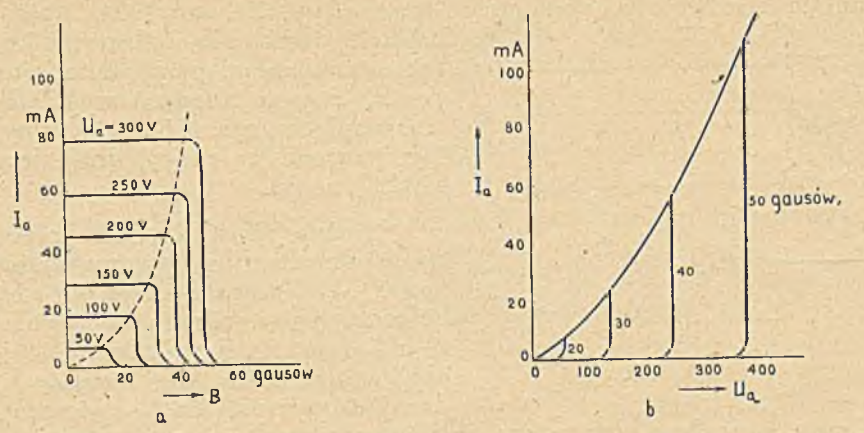
O ile spełniona jest nierówność (303), to, jak już wspomniano, elektrony odbywają drogi zamknięte i powracają do katody, nie osiągając anody. Prąd anodowy jest więc równy zeru. Pojawi się on dopiero, gdy, zgodnie z równaniem (302), albo podwyższy się napięcie anodowe, albo tak osłabi się pole magnetyczne, aby miała miejsce zależność:

$$\rho = \frac{r_a}{2} = 3{,}36 \frac{\sqrt{U_a}}{B} \text{ cm}. \qquad (302\,a)$$

Wówczas prąd anodowy osiąga odrazu pełną wartość, odpowiadającą danemu napięciu anodowemu, lub — gdy U_a jest dostatecznie wysokie — prądowi nasycenia lampy.

Z tego wynika, że w magnetronie o danej średnicy anody istnieje *krytyczne napięcie anodowe przy danem natężeniu pola magnetycznego*, lub

też *krytyczne natężenie pola magnetycznego przy danem napięciu ano-*



Rys. 153.

dowem, przy których prąd anodowy przeskakuje od zera do pełnej wartości lub naodwrót. Przebiegi te są przedstawione na rys. 153 a i b.

Samowzbudzenie drgań.

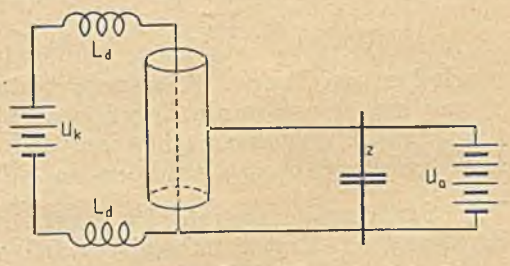
Elektrony, krążące pod wpływem pola magnetycznego po torach zamkniętych, wykonują temsamem drgania między anodą i katodą. Częstotliwość tych drgań jest wyznaczona czasem jednego obiegu, a więc na podstawie równania (305) wynosi:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{B}{0{,}44 \cdot 10^{-6}} = 2{,}27 \cdot 10^{6} B \text{ okr/sek}, \qquad (306)$$

czemu odpowiada długość fali:

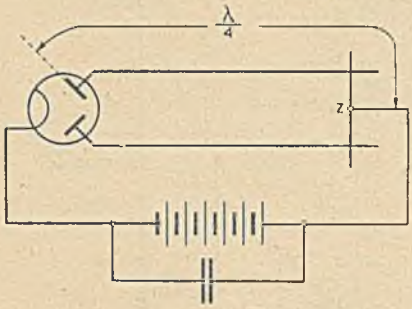
$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{13200}{B} \text{ cm}. \qquad (306\,a)$$

Jednakże, podobnie jak w przypadku drgań Barkhausena-Kurtza, tak i tu drgania pojawią się nazewnątrz, gdy nie odbywają się chaotycznie, lecz pod wpływem oddziaływania zwrotnego ulegną uporządkowaniu. Takie uporządkowanie można osiągnąć, łącząc anodę i katodę z drutami układu Lechera (rys. 154) nastrojonego na częstotliwość ich drgań. Wskutek tego między temi elektrodami występuje zmienne napięcie, które synchronizuje drgające elektrony, podobnie jak w układzie Barkhausena-Kurtza.



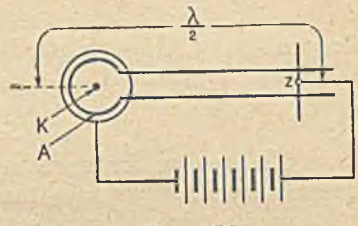
Rys. 154.

Podobne działanie synchronizujące otrzymuje się w magnetronie z anodą rozdwojoną (split anode magnetron, Habann 1924), której obie połówki łączą się z drutami Lechera, tak nastrojonemi przy pomocy zwieracza z, aby na anodach wystąpił brzuśiec napięcia (rys. 155). Elektrony oscylują wówczas między jedną i drugą połówką anody.



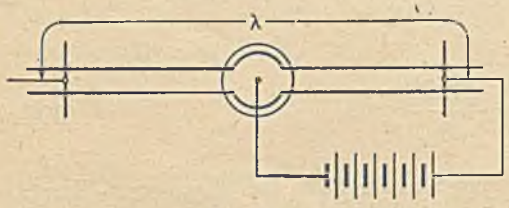
Rys. 155.

Można również podtrzymać drgania zapomocą oddziaływania magnetycznego. W tym celu łączy się oba końce rozciętej w jednem miejscu anody z układem Lechera tak nastrojonym, aby anoda stała się *brzuścem prądu* drgającego (rys. 156). Wówczas prąd zmienny, przepływający przez anodę, wytwarza zmienny strumień magnetyczny, nakładający się na stały strumień magnetyczny lampy, oddziałując synchronizująco na drgające elektrony. To samo można osiągnąć w magnetronie z anodą rozdwojoną, wytwarzając w anodzie węzeł prądu (rys. 157).



Rys. 156.

Powstawaniu drgań magnetronowych sprzyja praca przy prądzie nasycenia, gdyż wówczas przebiegom nie przeszkadza gromadzący się dokoła katody ładunek przestrzenny. Najkorzystniejsze warunki pracy otrzymuje się wówczas, dobierając tak napięcie anodowe lub pole magnetyczne, aby bez drgań prąd anodowy równał się połowie prądu nasycenia. Prąd może wówczas wahać się w granicach od zera do wartości nasycenia. Według Barkhausena ułatwia się również samowzbudzenie, ustawiając pole magnetyczne pod kątem 5^0 do 10^0 względem osi lampy. Ukośnem ustawieniem pola magnetycznego tłumaczy się powstawanie drgań o częstotliwości kilkakrotnie mniejszej od podstawowej. Wówczas bowiem elektrony mogą przejść kilkakrotnie po linji śrubowej, zanim powrócą do ładunku przestrzennego katody.



Rys. 157.

Sprawność generatorów magnetronowych jest większa niż układów Barkhausena-Kurza, osiągając wartość przekraczającą 50 %. Szczególnie korzystne pod względem sprawności są magnetrony z dzieloną anodą. Mają one jeszcze i tę zaletę, że częstotliwość drgań można zmieniać w szerokich granicach, zależy ona bowiem zasadniczo od danych układu rezonansowego, włączonego między obie połówki anody.

Dane techniczne.

Zgodnie z równaniem (306 a), długość fali wytwarzanej przez magnetron zależy tylko od indukcji magnetycznej. Aby więc wytworzyć falę odpowiednio krótką, wystarczy umieścić lampę w dostatecznie silnem polu magnetycznem:

$$B = \frac{13200}{\lambda_{cm}} \text{ gausów.} \qquad (306\,b)$$

Chcąc więc np. osiągnąć fale rzędu 13 cm, należy umieścić magnetron w polu o natężeniu około 100 gausów.

Z chwilą ustalenia wartości pola pozostają do wyboru 2 wielkości: średnica anody i napięcie anodowe, związane równaniem (302 a):

$$r_a = 6{,}72 \frac{\sqrt{U_a}}{B} \text{ cm.} \qquad (302\,b)$$

Z równania (302 b) wynika, że przy danej średnicy anody *im większe jest natężenie pola magnetycznego tem wyższe musi być napięcie anodowe lampy*, przy ustalonej zaś wartości B, czyli przy założonej długości fali, stosunek średnicy anody do napięcia:

$$\frac{r_a}{\sqrt{U_a}} = \text{const.} \qquad (307)$$

Stwierdza to, że chcąc zwiększyć moc, należy zwiększyć średnicę anody lampy. Zgodnie bowiem z tem, co powiedziano poprzednio, magnetron pracuje najkorzystniej przy prądzie nasycenia, a więc do zwiększenia mocy należy iść drogą ograniczenia prądu nasycenia i zwiększenia napięcia anodowego.

Podstawiając do równania (302 b) wartość indukcji, wyrażoną w funkcji długości fali z równania (306 b), otrzymuje się związek:

$$r_a \cong 0{,}5 \cdot 10^{-3}\, \lambda_{cm} \sqrt{U_a} \text{ cm,} \qquad (308)$$

z którego, mając daną długość fali, można obliczyć niezbędne napięcie anodowe dla danej lampy:

$$U_a = 4 \cdot 10^6 \left(\frac{r_a}{\lambda}\right)^2 \text{ woltów.} \qquad (308\,a)$$

A więc, gdy dana jest lampa o promieniu anody $r_a = 0{,}5$ cm, a żądana długość fali wynosi 13 cm, wymagane napięcie anodowe wynosi:

$$U_a = 4 \cdot 10^6 \frac{0.5^2}{13^2} = \frac{10^6}{169} \cong 6000\ V.$$

Dla wytworzenia fali 26 cm wystarczy, zgodnie z równaniem (308 a), napięcie 4-krotnie niższe, a więc 1500 V.

18. Streszczenie rozdziału V.

Każdy układ wzmacniający, o ile w nim istnieje sprzężenie zwrotne między obwodem anodowym i obwodem siatki, może w pewnych warunkach stać się źródłem prądu zmiennego, samorzutnie podtrzymywanego.

Zjawisko sprzężenia zwrotnego jest podstawą działania generatora lampowego samowzbudnego. Sprzężenie zwrotne w generatorze może być indukcyjne lub pojemnościowe. Generatory ze sprzężeniem zwrotnem mogą wytwarzać drgania o częstotliwościach do 10^8 okr/sek, a częstotliwość ich jest uwarunkowana stałemi L i C obwodu drgań (drgania rezonansowe), włączonego między dwie dowolne elektrody triody (anoda-katoda, siatka-katoda, anoda-siatka).

Prądy o jeszcze większych częstotliwościach wytwarza się zapomocą drgań elektronowych (Barkhausena-Kurtza, magnetronowe).

Drgania rezonansowe powstają również wówczas, gdy obwód LC jest włączony między dwie elektrody lampy, między któremi istnieje ujemna zależność między prądem i napięciem (opór ujemny, generator dynatronowy, negadynowy i t. p.).

Obok drgań rezonansowych w pewnych warunkach występują w układach lampowych drgania relaksacyjne, których częstotliwość jest uwarunkowana stałą czasu obwodu. Przebieg drgań relaksacyjnych znacznie odbiega od sinusoidalnego, wobec czego drgania te zawierają bardzo silne drgania harmoniczne (multiwibrator).

Drgania samowzbudne są częstem źródłem zakłóceń w układach lampowych, występując jako t. zw. drgania pasorzytnicze.

ROZDZIAŁ VI.

NEUTRALIZACJA I STABILIZACJA.

Dotychczas rozpatrywano układy lampowe, nie uwzględniając *pojemności własnych*, które występują między elektrodami wewnątrz lampy, oraz między ich doprowadzeniami, gniazdkami i t. p. Uproszczenie takie jest dopuszczalne, o ile częstotliwości prądów wzmocnionych lub wytwarzanych przez lampę, są dostatecznie małe. W większości przypadków spotykanych w praktyce, nie można jednakże pominąć pojemności własnych, czasem nawet już przy wyższych częstotliwościach słyszalnych, a zwłaszcza, gdy pojemnościami temi są zabocznikowane znaczne opory rzeczywiste, jak np. we wzmacniaczach oporowych.

1. Układ lampy z uwzględnieniem pojemności własnych.

W lampie trójelektrodowej występują trzy pojemności wewnętrzne [1]):

1) pojemność między siatką i katodą — C_{sk},
2) pojemność między siatką i anodą — C_{sa},
3) pojemność między anodą i katodą — C_{ak}.

Pojemności wewnętrzne lampy nie są wielkościami bezwzględnie stałemi. Zależą one z jednej strony, a zwłaszcza C_{ak} i C_{sk}, od rozkładu ładunku przestrzennego w lampie, z drugiej zaś—od nagrzania elektrod, które w różnych stanach pracy lampy może zmieniać się w szerokich granicach.

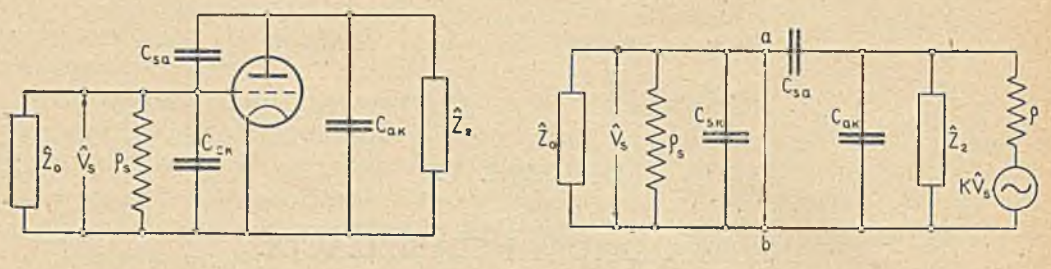
Schemat, uwzględniający te trzy pojemności w układzie lampy trójelektrodowej, podany jest na rys. 158 a, przyczem zaznaczono również oporność wewnętrzną siatki ρ_s, gdy lampa nie pracuje bez prądu siatki. W schemacie tym uwzględniono obiegi prądu zmiennego, pomijając źródła napięcia stałego w poszczególnych obwodach.

Układ ten można przedstawić przy pomocy schematu zastępczego rys. 158 b, z którego wynika że pojemność C_{sa} stanowi sprzężenie pojemnościowe między obwodem siatkowym i obwodem anodowym, a więc typowe *sprzężenie zwrotne*.

---

[1]) Teorję pojemności wewnętrznych podał poraz pierwszy J. M. Miller w Scientific Papers of the Bureau of Standards Nr. 351 (r. 1919).

W układzie sprzężonym, zgodnie z teorją obwodów sprzężonych [1]) występuje oddziaływanie nietylko obwodu pierwotnego na wtórny, lecz



a Rys. 158. b

i wtórnego na pierwotny. Oddziaływanie to można przedstawić w postaci pewnej równoważnej oporności $\hat{Z}_s$, przeniesionej do obwodu pierwotnego lampy i włączonej równolegle do zacisków napięcia $\hat{V}_s$, działającego na lampę. Stąd *nawet przy pracy bez prądu siatki, napięcie wzbudzające nie pracuje jałowo, lecz jest obciążone oporem, przeniesionym z obwodu anodowego lampy.* Ze względu na pojemnościowy charakter sprzężenia, oddziaływanie zwrotne obciążenia anodowego na obwód siatkowy rośnie ze wzrostem częstotliwości prądów wzmacnianych.

Aby te zjawiska ująć matematycznie, można schemat rys. 158 cokolwiek uprościć [2]). Widać bowiem, że C_{ak} i $\hat{Z}_2$ są załączone równolegle, można je więc zastąpić oporem równoważnym:

$$\hat{Z}_a = \frac{-\frac{j}{\omega C_{ak}}\hat{Z}_2}{\hat{Z}_2 - j\frac{1}{\omega C_{ak}}} = R_a + jX_a . \qquad (309)$$

Również można przyjąć, że oporność ρ_s (którą zresztą w układach wzmacniających można pominąć) oraz pojemność C_{sk} są załączone równolegle do oporu zewnętrznego $\hat{Z}_o$ obwodu siatki. Tak więc napięcie wzbudzające $\hat{V}_s$ można przyjąć jako zasilające trzy równoległe oporności: $\hat{Z}_o$, $-j\frac{1}{\omega C_{sk}}$, oraz oporność układu zastępczego lampy, zaczynającą

[1]) Patrz tom I, rozdział III.

[2]) Patrz S. Manczarski, Wzmacniacze prądu wielkiej częstotliwości, Prz. Radj. r. 1928, str. 17. Postać w ten sposób otrzymana jest bardziej przejrzysta i lepiej nadająca się do dyskusji, niż wyliczona z wprowadzeniem wszystkich trzech pojemności (patrz np. Berg, Kryłow).

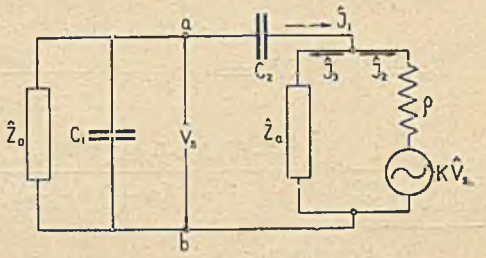
się od punktów a i b. Wprowadzając oznaczenia:

$$C_{sk} = C_1, \qquad X_1 = -\frac{1}{\omega C_1},$$

$$C_{sa} = C_2, \qquad X_2 = -\frac{1}{\omega C_2},$$

można układ lampy sprowadzić do postaci, podanej na rys. 158 c.

Napięcie wzbudzające $\hat{V}_s$ działa tu między punktami a i b, zasilając z jednej strony obwód zewnętrzny $\hat{Z}_o$ i równolegle do niego przyłączoną pojemność C_1, z drugiej zaś strony — obwód anodowy lampy za pośrednictwem pojemności C_2. Prąd $\hat{J}_1$, wysyłany pod działaniem napięcia $\hat{V}_s$, przepłynąwszy przez opór jX_2, dzieli się następnie na prądy $\hat{J}_2$ i $\hat{J}_3$.



Rys. 158 c.

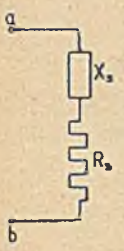
Stosując prawa Kirchoffa do schematu rys. 158 c można zestawić następujący układ równań:

$$\rho \hat{J}_2 - K\hat{V}_s - \hat{Z}_a \hat{J}_3 = 0, \tag{a}$$

$$\hat{V}_s = jX_2 \hat{J}_1 + \hat{Z}_a \hat{J}_3, \tag{b}$$

$$\hat{J}_1 = \hat{J}_2 + \hat{J}_3, \tag{c}$$

z którego znajduje się oporność zastępczą części układu, leżącej po prawej stronie punktów a i b, a więc oporność równoważną obwodu anodowego lampy, jako (patrz rys. 158 d):



Rys. 158 d.

$$\hat{Z}_s = R_s + jX_s = \frac{\hat{V}_s}{\hat{J}_1}. \tag{310}$$

Prowadzą do tego następujące proste przeliczenia:

Do równania (a) podstawia się wartość $\hat{J}_2$ z równania (c), poczem przez wyeliminowanie $\hat{J}_3$ z równań (a) i (b) znajduje się:

$$\hat{J}_3 = \frac{\rho \hat{J}_1 - K\hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a}. \tag{d}$$

Podstawiając [1]) do równania (b) wartość $\hat{J}_3$ z równania (d) i wprowadzając wartości $X_2 = -\frac{1}{\omega C_2}$ oraz $\hat{Z}_a = R_a + jX_a$, otrzymuje się:

$$\hat{Z}_s = \frac{\hat{V}_s}{\hat{J}_1} = \frac{\rho R_a + \frac{X_a}{\omega C_2} + j\left[\rho X_a - (\rho + R_a)\frac{1}{\omega C_2}\right]}{\rho + (1+K) R_a + j(1+K) X_a}, \qquad (e)$$

skąd, po usunięciu liczby zespolonej z mianownika i po podstawieniu $C_2 = C_{sa}$, dochodzi się do postaci:

$$\hat{Z}_s = R_s + jX_s = \frac{\rho\left[(1+K)X_a^2 - K\frac{X_a}{\omega C_{sa}} + (1+K)R_a^2 + \rho R_a\right]}{[\rho + (1+K)R_a]^2 + (1+K)^2 X_a^2} +$$

$$- j\frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{[(1+K)X_a^2 + \rho^2(1 - \omega C_{sa} X_a) + (1+K)R_a^2 + (2+K)\rho R_a]}{[\rho + (1+K)R_a]^2 + (1+K)^2 X_a^2}, \qquad (311)$$

[1]) Przeliczenie:

$$\hat{V}_s = jX_2\hat{J}_1 + \hat{Z}_a\hat{J}_3 = jX_2\hat{J} + \hat{Z}_a\frac{\rho\hat{J}_1 - K\hat{V}_s}{\rho + \hat{Z}_a},$$

stąd:

$$\hat{V}_s + \frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} K V_s = jX_2\hat{J}_1 + \frac{\rho\hat{Z}_a\hat{J}_1}{\rho + \hat{Z}_a},$$

a więc:

$$\left(1 + K\frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}\right)\hat{V}_s = \left(\rho\frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} + jX_2\right)\hat{J}_1,$$

czyli:

$$\hat{V}_s = \frac{\rho\frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} + jX_2}{1 + K\frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}}\hat{J}_1.$$

Dalej otrzymuje się:

$$\hat{Z}_s = \frac{\hat{V}_s}{\hat{J}_1} = \frac{\rho\frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a} + jX_2}{1 + K\frac{\hat{Z}_a}{\rho + \hat{Z}_a}} = \frac{\rho\hat{Z}_a + jX_2(\rho + \hat{Z}_a)}{\rho + \hat{Z}_a + K\hat{Z}_a},$$

a po podstawieniu wartości $X_2 = -\frac{1}{\omega C_2}$ oraz $\hat{Z}_a = R_a + jX_a$:

$$\hat{Z}_s = \frac{\rho R_a + j\rho X_a - j\frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a + jX_a)}{\rho + R_a + jX_a + KR_a + jKX_a} = \frac{\rho R_a + \frac{X_a}{\omega C_2} + j\left[\rho X_a - (\rho + R_a)\frac{1}{\omega C_2}\right]}{\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a}.$$

lub — po podzieleniu licznika i mianownika przez ρ^2 — do ostatecznego równania:

$$\hat{Z}_s = R_s + jX_s = \rho \frac{(1+K)\frac{X_a^2}{\rho^2} - K\frac{X_a}{\rho}\cdot\frac{1}{\rho\,\omega C_{sa}} + (1+K)\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}{\left[1+(1+K)\frac{R_a}{\rho}\right]^2 + (1+K)^2\frac{X_a^2}{\rho^2}} +$$

$$-j\frac{1}{\omega C_{sa}}\cdot\frac{(1+K)\frac{X_a^2}{\rho^2} + (1-\omega C_{sa}X_a) + (1+K)\frac{R_a^2}{\rho^2} + (2+K)\frac{R_a}{\rho}}{\left[1+(1+K)\frac{R_a}{\rho}\right]^2 + (1+K)^2\frac{X_a^2}{\rho^2}}. \qquad (311\,a)$$

Równanie to można sprowadzić do postaci nieco prostszej dla przypadków skrajnych: *dla obciążenia rzeczywistego* ($X_a = 0$), *dla obciążenia urojonego* ($R_a = 0$), a wreszcie *dla lampy zwartej* ($R_a = 0$, $X_a = 0$).

a) *Obciążenie rzeczywiste* (wzmacniacz rezonansowy nastrojony, wzmacniacz oporowy pracujący przy pewnych częstotliwościach):

$$\left.\begin{aligned} R_s &= \rho\frac{(1+K)\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}{\left[1+(1+K)\frac{R_a}{\rho}\right]^2}, \\ X_s &= -\frac{1}{\omega C_{sa}}\cdot\frac{1+(1+K)\frac{R_a^2}{\rho^2} + (2+K)\frac{R_a}{\rho}}{\left[1+(1+K)\frac{R_a}{\rho}\right]^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (312)$$

Jeżeli zaś $\frac{R_a}{\rho} \gg 1$, co praktycznie zawsze ma miejsce w układach z triodami, to pominąć można jedność wobec pozostałych wyrazów w mianowniku obu równań i w liczniku równania na X_s. Wówczas jest:

$$\left.\begin{aligned} R_s &\cong \rho\left[\frac{1}{1+K} + \frac{1}{(1+K)^2\frac{R_a}{\rho}}\right], \\ X_s &\cong -\frac{1}{\omega C_{sa}}\left[\frac{1}{1+K} + \frac{2+K}{(1+K)^2\frac{R_a}{\rho}}\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (312\,a)$$

Pozatem składową rzeczywistą wyrażenia (312 a) prawie zawsze można uprościć do postaci:

$$R_s \cong \frac{\rho}{1+K}, \tag{313}$$

oporność urojona zaś, o ile $\frac{R_a}{\rho}$ i K są duże, przyjmuje postać uproszczoną:

$$X_s \cong -\frac{1}{(1+K)\,\omega\, C_{sa}}. \tag{313 a}$$

Wobec tego, że przy mniejszych częstotliwościach jest zawsze słuszna nierówność:

$$\left|\frac{\rho}{1+K}\right| \ll \left|\frac{1}{(1+K)\,\omega\, C_{sa}}\right|,$$

więc dla tych częstotliwości całkowite obciążenie, spowodowane przez lampę, można sprowadzić do pojemności wypadkowej C', równej sumie równolegle połączonych pojemności[1]) C_{sk} i $(1+K)\,C_{sa}$:

$$C' = C_{sk} + (1+K)\,C_{sa}. \tag{314}$$

b) *Obciążenie urojone*, za które uważać można nawet nieznacznie rozstrojony obwód rezonansu prądów o dużym współczynniku przetężenia, (co w obwodach radjotechnicznych prawie zawsze jest spełnione):

$$R_s = \rho\,\frac{(1+K)\,\frac{X_a^2}{\rho^2} - K\,\frac{X_a}{\rho}\cdot\frac{1}{\rho\,\omega\, C_{sa}}}{1+(1+K)^2\,\frac{X_a^2}{\rho^2}} \cong$$

$$\cong \rho\left[\frac{1}{1+K} - \frac{K}{(1+K)^2}\cdot\frac{1}{\omega\, C_{sa}\, X_a}\right], \tag{315}$$

$$X_s = -\frac{1}{\omega\, C_{sa}}\cdot\frac{(1+K)\,\frac{X_a^2}{\rho^2} + 1 - \omega\, C_{sa}\, X_a}{1+(1+K)^2\,\frac{X_a^2}{\rho^2}} \cong$$

$$\cong -\frac{1}{\omega\, C_{sa}}\left[\frac{1}{1+K} + \frac{1-\omega\, C_{sa}\, X_a}{(1+K)^2\,\frac{X_a^2}{\rho^2}}\right]. \tag{315 a}$$

---

[1]) W starszej teorji lampy ograniczano się tylko do tego przypadku uproszczonego, podając C jako «pojemność dynamiczną» lampy.

Powyższe wzory uproszczone otrzymuje się przez pominięcie jedności w mianowniku. Można jednak wprowadzić dalsze jeszcze uproszczenie, a mianowicie, gdy

$$\frac{1}{\omega C_{sa}} \gg X_a, \qquad \text{oraz} \qquad X_a \gg \rho,$$

to można pominąć pierwszy człon w wyrażeniu (315) i drugi—w (315 a). Otrzymuje się wtedy:

$$R_s \cong -\rho \frac{K}{(1+K)^2} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa} X_a} \cong -\frac{\rho}{K} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa} X_a} \cong -\frac{1}{S \omega C_{sa} X_a}, \tag{316}$$

$$X_s \cong -\frac{1}{(1+K)\,\omega C_{sa}} \cong -\frac{1}{\rho S \omega C_{sa}}. \tag{316 a}$$

Jak widać w tym przypadku obciążenie również sprowadza się do pojemnościowego.

c) *Lampa zwarta.*

Wreszcie, gdy lampa jest zwarta ($R_a = 0$, $X_a = 0$), to:

$$R_s = 0, \qquad X_s = -\frac{1}{\omega C_{sa}}, \tag{317}$$

i w tym więc przypadku lampa też stanowi obciążenie pojemnościowe.

2. Dyskusja oporności wejściowej lampy.

Jak wynika z równania (311), mianownik jego zawsze jest liczbą dodatnią, a więc znaki algebraiczne obu składowych oporności wejściowej zależą wyłącznie od znaku algebraicznego odpowiedniego członu licznika. Oba te człony będą rozpatrzone pokolei:

a) *Część rzeczywista.*

Może ona być *dodatnia*, *równa zeru* lub *ujemna*, zależnie od wartości X_a. Z postaci funkcji

$$\rho \left[(1+K) X_a^2 - K \frac{X_a}{\omega C_{sa}} + (1+K) R_a^2 + \rho R_a \right]$$

wynika, że staje się ona *ujemną tylko przy pewnych dodatnich wartościach* X_a, *a więc tylko przy obciążeniu indukcyjnem.*

Zakres, w którym oporność rzeczywista, przeniesiona do obwodu

siatki, jest ujemna, ograniczony jest *dwiema wartościami* X_a, *dla których* $R_s = 0$. Wartości te są pierwiastkami równania:

$$(1+K)\,X_a^2 - \frac{K}{\omega\,C_{sa}}\,X_a + [(1+K)\,R_a^2 + \rho\,R_a] = 0,$$

i wynoszą:

$$X_a = \frac{\dfrac{K}{\omega\,C_{sa}} \pm \sqrt{\dfrac{K^2}{\omega^2\,C_{sa}^2} - 4\,(1+K)\left[(1+K)\,R_a^2 + \rho\,R_a\right]}}{2\,(1+K)},$$

co, po przekształceniu i uwzględnieniu, że $\rho = K/S$, daje:

$$X_a = \frac{K}{2\,(1+K)}\left[\frac{1}{\omega\,C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2\,C_{sa}^2} - 4\,R_a^2\left(\frac{1+K}{K}\right)^2\left(1 + \frac{1}{R_a\,S}\cdot\frac{K}{1+K}\right)}\right] \quad (318)$$

Można tu odróżnić pewne przypadki krańcowe, dające wzory uproszczone:

1) Gdy $\dfrac{1}{R_a\,S}\cdot\dfrac{K}{1+K} \ll 1$, a więc gdy opór rzeczywisty w obwodzie anodowym jest dostatecznie duży, otrzymuje się:

$$X_a \cong \frac{K}{2\,(1+K)}\left[\frac{1}{\omega\,C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2\,C_{sa}^2} - 4\,R_a^2\left(\frac{1+K}{K}\right)^2}\right]. \quad (318\,a)$$

2) Gdy oporność R_a jest bardzo mała ($R_a \cong 0$), równanie (318) daje rozwiązania przybliżone:

$$X_a' \cong \frac{K}{1+K}\cdot\frac{1}{\omega\,C_{sa}}, \qquad X_a'' \cong 0. \quad (318\,b)$$

Wobec założenia, że $R_a \cong 0$, rozwiązanie $X_a'' \cong 0$ odpowiada lampie zwartej i jest zgodne z równaniem (317).

3) Dla większości lamp (wyjąwszy niektóre lampy głośnikowe i modulacyjne), można przyjąć:

$$K \gg 1, \qquad \frac{K}{1+K} \cong 1,$$

dzięki czemu równanie (318) sprowadza się do postaci:

$$X_a \cong \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4R_a^2\left(1+\frac{1}{R_a S}\right)}\right]. \tag{319}$$

Wyrażenie to, dla $\frac{1}{R_a S} \ll 1$, daje:

$$X_a \cong \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\omega C_{sa}} \pm \sqrt{\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} - 4R_a^2}\right], \tag{319 a}$$

zaś dla $R_a = 0$:

$$X_a' \cong \frac{1}{\omega C_{sa}}, \qquad X_a'' \cong 0. \tag{319 b}$$

Aby równanie (318) mogło dać rozwiązanie rzeczywiste, konieczne jest spełnienie warunku:

$$\frac{1}{\omega^2 C_{sa}^2} \geqslant 4R_a^2\left(\frac{1+K}{K}\right)^2\left(1+\frac{1}{R_a S}\cdot\frac{K}{1+K}\right),$$

z którego wynika, że dla danych wartości układu (K, S, C_{sa}, R_a), istnieje pewna *częstotliwość graniczna*, powyżej której nie można otrzymać oporności ujemnej w obwodzie wejściowym. A więc oporność ujemną mogą dać tylko częstotliwości:

$$\omega \leqslant \frac{1}{2R_a C_{sa}\sqrt{1+\frac{1}{R_a S}\cdot\frac{K}{1+K}}}\cdot\frac{K}{1+K}. \tag{320}$$

Dla lamp o większym współczynniku amplifikacji, gdy można przyjąć, że $\frac{K}{1+K} \cong 1$, otrzymuje się:

$$\omega \leqslant \frac{1}{2R_a C_{sa}\sqrt{1+\frac{1}{R_a S}}} \tag{320 a}$$

Gdy zaś ma miejsce nierówność $\frac{1}{R_a S}\cdot\frac{K}{1+K} \ll 1$, wzór (320) sprowadza się do postaci:

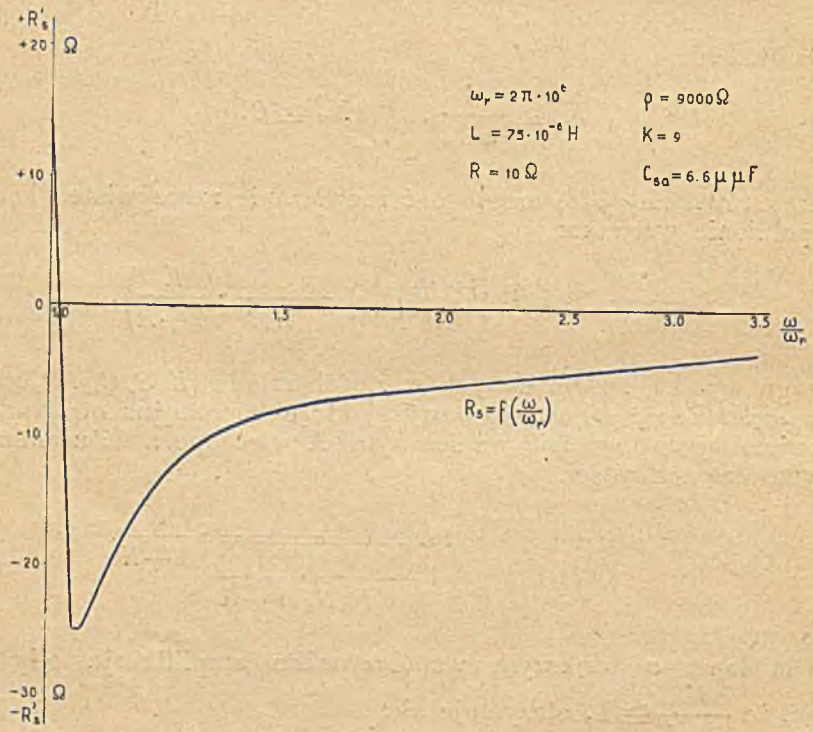
$$\omega \leqslant \frac{1}{2R_a C_{sa}}\cdot\frac{K}{1+K}, \tag{321}$$

a dla dużych wartości K przechodzi w:

$$\omega \leqslant \frac{1}{2 R_a C_{sa}} . \qquad (321\,a)$$

Wynika z tego, że przy częstotliwościach, większych od granicznej, pojemność C_{sa} powoduje tylko zmniejszenie oporu obwodu wejściowego, a więc zwiększenie obciążenia.

Przebieg zależności R_s od ω/ω_r (ω_r odpowiada częstotliwości rezonansowej obwodu drgań, znajdującego się w obwodzie anodowym) dla pewnego określonego przypadku jest podany na rys. 159.



Rys. 159.

b) *Część urojona.*

Dla licznika części urojonej oporności zastępczej otrzymuje się z równania (311) podobne wyrażenie, jak dla części rzeczywistej, a mianowicie:

$$\frac{1}{\omega C_{sa}} \left\{ (1+K) X_a^2 - \rho^2 \omega C_{sa} X_a + \left[(1+K) R_a^2 + (2+K) \rho R_a + \rho^2 \right] \right\}.$$

Wyrażenie to również może mieć wartość ujemną przy dodatniem X_a, zawartem w granicach między wartościami:

$$X_a = \frac{\rho}{2(1+K)}\left[\rho\,\omega\,C_{sa} + \pm\sqrt{\rho^2\omega^2 C_{sa}^2 - 4(1+K)^2\left[\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{2+K}{1+K}\cdot\frac{R_a}{\rho} + \frac{1}{1+K}\right]}\right], \quad (322)$$

przyczem X_a będzie rzeczywiste tylko wtedy, gdy:

$$\rho^2\omega^2 C_{sa}^2 \geqslant 4(1+K)^2\left[\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{2+K}{1+K}\cdot\frac{R_a}{\rho} + \frac{1}{1+K}\right],$$

czyli gdy:

$$\omega \geqslant \frac{2(1+K)}{\rho\,C_{sa}}\sqrt{\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{2+K}{1+K}\cdot\frac{R_a}{\rho} + \frac{1}{1+K}}. \quad (323)$$

Dla $K \gg 1$ oraz $R_a \gg \rho$ równanie (323) można uprościć do postaci:

$$\omega \geqslant \frac{2(1+K)}{\rho\,C_{sa}}\sqrt{\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}, \quad (323\,a)$$

lub w przybliżeniu:

$$\omega \geqslant \frac{2K}{\rho\,C_{sa}}\cdot\frac{R_a}{\rho} = \frac{2R_aS}{\rho\,C_{sa}} = \frac{2R_aS^2}{K\,C_{sa}}. \quad (323\,b)$$

Natomiast dla $R_a \ll \rho$ (obciążenie urojone) otrzymuje się:

$$\omega \geqslant \frac{2\sqrt{1+K}}{\rho\,C_{sa}} = \frac{2S\sqrt{1+K}}{K\,C_{sa}}. \quad (323\,c)$$

Jest więc i tu częstotliwość graniczna, lecz z tą różnicą (w stosunku do części rzeczywistej oporności wejściowej lampy), że licznik wyrażenia na X_s może mieć znak ujemny, czyli urojony opór wejściowy może mieć charakter indukcyjny przy częstotliwościach wyższych od granicznej i przy X_a zawartem między wartościami z równania (322).

Z równań (323 b) i (323 c) wynika, że częstotliwość graniczna jest bardzo wielka, gdyż pojemność C_{sa} ma bardzo małą wartość (rzędu kilku do kilkunastu $\mu\mu F$). I tak np. dla lampy o wartościach: $K = 10\ V/V$, $S = 1{,}5\ mA/V$, $C_{sa} = 5.10^{-12}\ F$, będzie przy obciążeniu urojonem:

$$\omega \geqslant \frac{2.0{,}0015.\sqrt{11}}{10.5.10^{-12}} = 2.10^8, \qquad (\lambda \cong 10\ \mathrm{m}),$$

a przy oporności $R_a = 10^5\,\Omega$:

$$\omega \geqslant \frac{2 \cdot 10^5 \cdot 0{,}0015^2}{10 \cdot 5 \cdot 10^{-12}} = 9 \cdot 10^9, \qquad (\lambda \cong 20\,\text{cm}).$$

Są to więc częstotliwości, leżące poza granicami normalnie wzmacnianych częstotliwości, wobec czego można stwierdzić, że w zakresie praktycznie stosowanych częstotliwości *część urojona oporu wejściowego lampy ma charakter pojemnościowy.*

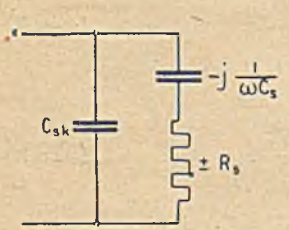
3. Wnioski z dyskusji. Generator Kühn-Hutha.

Z przeprowadzonej tu dyskusji wynika, że oporność wejściową lampy można przedstawić jako wielkość zespoloną:

$$\hat{Z}_s = \pm R_s - j \frac{1}{\omega C_s}, \tag{324}$$

pamiętając jednak o tem, że C_s jest wielkością zmienną, zależną od częstotliwości.

Ta oporność równoważna lampy (rys. 160) występuje równolegle do pojemności siatka-katoda i do oporności $\hat{Z}_o$ obwodu wejściowego (rys. 158 b).



Rys. 160.

A więc lampa nie jest idealnym przekaźnikiem elektrostatycznym lecz może pobierać energię ze źródła wzbudzającego nawet wówczas, gdy pracuje bez prądu elektronowego w obwodzie siatkowym.

Oporność wejściową lampy można przenieść do obwodu wejściowego, znajdując oporność zastępczą równolegle połączonych oporów: $\hat{Z}_s$ i oporu obwodu wejściowego lub jednej z jego gałęzi. Gdy obwodem wejściowym jest układ rezonansu prądów, najdogodniej jest przyjąć opór $\hat{Z}_s$ jako załączony równolegle do gałęzi indukcyjnej i rozwiązać utworzony w ten sposób niedostrojony układ rezonansu prądów [1]).

Obydwie części, rzeczywista i urojona, oporności wejściowej $\hat{Z}_s$ przeniesione do obwodu wejściowego, łączą się wówczas szeregowo z opornościami, rzeczywistą i urojoną, tego obwodu.

Zależnie więc od znaku R_s i jego wartości przeniesionej do obwodu wejściowego, można, podobnie jak przy sprzężeniu zwrotnem indukcyjnem, rozróżnić trzy przypadki:

1) gdy oporność przeniesiona jest dodatnia, pojemność C_{sa} powoduje dodatkowe tłumienie w obwodzie wejściowym, co zwiększa obcią-

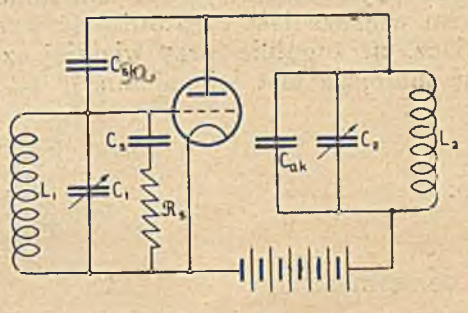
[1]) Patrz tom I, str. 32, (wzór 15).

żenie źródła wzbudzającego[1]) i — jeżeli na wejściu jest obwód rezonansowy — zmniejsza jego ostrość rezonansu;

2) gdy oporność przeniesiona jest wprawdzie ujemna, lecz mniejsza od oporności obwodu, następuje odtłumienie obwodu wejściowego;

3) gdy oporność przeniesiona jest ujemna i co do wartości bezwzględnej równa oporności obwodu lub większa od niej a obciążenie obwodu anodowego jest indukcyjne, układ staje się generatorem drgań rezonansowych lub relaksacyjnych.

Na tej zasadzie jest oparty układ generatorowy Kühn - Hutha[2]) (1918) pracujący pozornie bez sprzężenia zwrotnego (rys. 161). Częstotliwością drgań własnych układu jest w przybliżeniu częstotliwość rezonansowa obwodu leżącego w siatce, a uzupełnionego pojemnością wejściową lampy. Częstotliwość ta jest oczywiście mniejsza od własnej częstotliwości rezonansowej obwodu i dlatego, o ile obwód anodowy przy lampie wyłączonej jest w rezonansie z obwodem siatkowym, a nawet jest nastrojony na częstotliwość cokolwiek mniejszą (nie mówiąc już o rozstrojeniu w kierunku częstotliwości większych), po uruchomieniu lampy tworzy on dla częstotliwości wypadkowej obwodu wejściowego lampy obciążenie indukcyjne, niezbędne dla samowzbudzenia przez pojemność siatka-anoda. Stąd, warunkiem dostatecznym, ze względu na odpowiednią fazę obciążenia, będzie:



Rys. 161.

$$L_1 C_1 = L_2 C_2 . \tag{325}$$

Drgania w układzie Kühn-Hutha wzbudzają się bardzo dobrze przy większych częstotliwościach (fale krótkie), na falach dłuższych natomiast pracuje on kapryśnie i wymaga często dołączenia dodatkowego kondensatora zmiennego między anodę i siatkę [równolegle do pojemności C_{sa}[3]) na rys. 161]. Ze względu na trudne nastrojenie na żądaną częstotliwość (częstotliwość drgań układu jest zależna od oporności wejściowej lampy, a ta znowu zależy i od częstotliwości wzbudzonej i od obciążenia obwodu anodowego) układ Kühn-Hutha prawie że nie jest stosowany w praktyce (spotyka się go jedynie w połączeniu z oscylatorem kwarcowym). Występuje on jednak pasorzytniczo we wzmacniaczach rezonansowych, w których przy strojeniu bardzo łatwo może zajść przypadek, że obwód anodowy staje się indukcyjny dla częstotliwości rezonansowej obwodu wejściowego lampy.

---

[1]) Jak duże może być obciążenie wzbudnicy, spowodowane przez pojemność C_{sa} dowodzą przykłady, przeliczone w rozdziale IV, § 8 str. 163–165.

[2]) W literaturze anglosaskiej spotyka się dla tego zjawiska nazwę „Miller-effect" ze względu na opracowanie jego teorji przez Millera.

[3]) Na rys. 161 zamiast oznaczenia C_{sk} powinno być C_{sa}.

Układ autodynowy (rys. 129), w którym między zwojnicami L_a i L_s występuje stosunkowo znaczna pojemność, załączona równolegle do C_{sa}, można uważać również i za układ Kühn-Hutha z dodatkową pojemnością. Dlatego w układzie takim, szczególnie przy falach krótkich, trudno nieraz ustalić, czy ma się tu do czynienia ze sprzężeniem zwrotnem indukcyjnem, czy też z pojemnościowem, a zmiany wzajemnego położenia cewek mogą wywołać skutek wręcz odwrotny, niż się spodziewano.

Włączona w szereg z oporem R_s pojemność C_s (rys. 160) zwiększa oporność całkowitą $\hat{Z}_s$, a temsamem zmniejsza obciążenie obwodu wejściowego, przez dołączoną do niego lampę. Jak wynika z równania (311), opór pojemnościowy jest tem mniejszy, im większa jest pojemność C_{sa} i im większa jest częstotliwość wzmacniana. A więc lampa jako wzmacniacz, szczególnie przy wielkiej częstotliwości, pracuje tem skuteczniej im mniejsza jest jej pojemność C_{sa}. Gdy pojemność ta jest równa zeru:

$$C_{sa} = 0,$$

to:

$$X_s = \infty,$$

a temsamem

$$\hat{Z}_s = \infty,$$

co oznacza, że obwód wejściowy nie jest obciążony przez lampę, która dzięki temu działa jako idealny przekaźnik. Jest to oczywiste, albowiem z chwilą, gdy $C_{sa} = 0$, obwód siatkowy i anodowy nie są z sobą sprzężone, a więc w układzie niema sprzężenia zwrotnego.

4. Przykład obliczenia oporności wejściowej lampy.

Dana jest lampa odbiorcza o następujących wartościach: $K = 10\ V/V$, $S = 0{,}5\ mA/V$, $\rho = 20000\ \Omega$. Pojemności wewnętrzne wraz z pojemnościami gniazdek i doprowadzeń wynoszą:

$$C_{sk} = 6{,}5 \cdot 10^{-12}\ F, \qquad C_{sa} = 3{,}2 \cdot 10^{-12}\ F, \qquad C_{ak} = 5 \cdot 10^{-12}\ F.$$

a) Przeliczyć wzmacniacz rezonansowy dla $\omega = 10^7$ ($\lambda = 188$ m) z obwodem wyjściowym: $R = 20\ \Omega$, $L = 10^{-4}\ H$, $C = 100 \cdot 10^{-12}\ F$, któremu odpowiada oporność zastępcza:

$$R_z = \frac{L}{RC} = \frac{10^{-4}}{20 \cdot 100 \cdot 10^{-12}} = 5 \cdot 10^4\ \Omega = R_a,$$

a więc obciążenie jest bezindukcyjne, przyczem $\frac{R_a}{\rho} = 2{,}5$.

Na podstawie równań (312)

$$R_s = \rho \frac{(1+K)\frac{R_a^2}{\rho^2} + \frac{R_a}{\rho}}{\left[1+(1+K)\frac{R_a}{\rho}\right]^2} = 2 \cdot 10^4 \frac{11 \cdot 6{,}25 + 2{,}5}{(1+11 \cdot 2{,}5)^2} \cong 1750\,\Omega,$$

$$X_s = -\frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{1+(1+K)\frac{R_a^2}{\rho^2} + (2+K)\frac{R_a}{\rho}}{\left[1+(1+K)\frac{R_a}{\rho}\right]^2} =$$

$$= -\frac{1}{10^7 \cdot 3{,}2 \cdot 10^{-12}} \cdot \frac{1+11 \cdot 6{,}25+12 \cdot 2{,}5}{(1+11 \cdot 2{,}5)^2} \cong -3800\,\Omega.$$

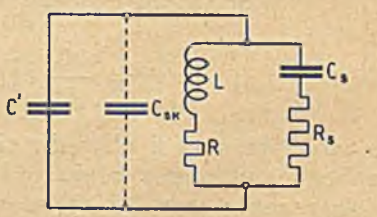
Stąd oporność wejściowa lampy wynosi:

$$\hat{Z}_s = (1750 - j\,3800)\,\Omega.$$

Załóżmy, że obwodem wejściowym lampy jest obwód rezonansowy o tych samych danych, co obwód wyjściowy, a więc wynoszących: $R = 20\ \Omega$, $L = 10^{-4}\,H$, $C = 100 \cdot 10^{-12}\,F$. Obwód ten, nieobciążony lampą, miałby współczynnik przepięcia [1]):

$$\sigma = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{20} \cdot \sqrt{\frac{10^{-4}}{10^{-10}}} = 50.$$

Jeżeli teraz założyć, że opór wejściowy lampy jest załączony równolegle do zwojnicy obwodu siatkowego (w której praktycznie koncentruje się oporność skuteczna obwodu), to otrzyma się układ rys. 162. Jest to układ rezonansu prądów, rozstrojony względem siły elektromotorycznej. Oporności zastępcze tego obwodu można obliczyć według wzorów [2]):



Rys. 162.

$$R' = \frac{r_1 Z_2^2 + r_2 Z_1^2}{(r_1+r_2)^2 + (X_1+X_2)^2},$$

$$X' = \frac{X_1 Z_2^2 + X_2 Z_1^2}{(r_1+r_2)^2 + (X_1+X_2)^2}.$$

---

[1]) Patrz tom I, str. 15, wzór (3a).
[2]) Patrz tom I, str. 32, wzór (15).

W rozpatrywanym przykładzie:

$$r_1 = R = 20\,\Omega, \qquad X_1 = \omega L = 1000\,\Omega, \qquad Z_1^2 \cong 10^6,$$

$$r_2 = R_s = 1750\,\Omega, \qquad X_2 = X_s = -3800\,\Omega, \qquad Z_2^2 \cong 17{,}5 \cdot 10^6.$$

Stąd:

$$R' = \frac{20 \cdot 17{,}5 \cdot 10^6 + 1750 \cdot 10^6}{1770^2 + 2800^2} \cong 190\,\Omega,$$

$$X' = \frac{1000 \cdot 17{,}5 \cdot 10^6 - 3800 \cdot 10^6}{1770^2 + 2800^2} \cong 1245\,\Omega.$$

Jak widać, przez dołączenie lampy obciążonej bezindukcyjnie składowa rzeczywista oporności obwodu rezonansowego pozornie znacznie wzrosła, (z 20 do 190 Ω) indukcyjność również zwiększyła się pozornie do wartości:

$$L' = \frac{X'}{\omega} = \frac{1245}{10^7} = 1{,}245 \cdot 10^{-4}\ H.$$

Obwód uległ więc rozstrojeniu w kierunku częstotliwości mniejszych, a więc celem dostrojenia go do rezonansu należy zmniejszyć pojemność kondensatora C w obwodzie. Jest to zrozumiałe, gdy się uwzględni, że równolegle do tego kondensatora pojawiła się pojemność wejściowa lampy.

Pojemność obwodu powinna teraz posiadać wartość:

$$C' = \frac{1}{\omega^2 L'} = \frac{10^{-14}}{1{,}245 \cdot 10^{-4}} = 80{,}3 \cdot 10^{-12}\ F.$$

W tem pojemność kondensatora obrotowego wynosi tylko $73{,}8 \cdot 10^{-12}\ F$, gdyż równolegle do niego jest dołączona pojemność $C_{sk} = 6{,}5 \cdot 10^{-12}\ F$.

Nowopowstały obwód będzie miał współczynnik przepięcia:

$$\sigma' = \frac{1}{190}\sqrt{\frac{1{,}245 \cdot 10^{-4}}{80{,}3 \cdot 10^{-12}}} = \frac{1244}{190} = 6{,}5,$$

a więc własności obwodu siatkowego wskutek dołączenia lampy uległy znacznemu pogorszeniu, nietylko przez zwiększenie strat, ale i przez pogorszenie ostrości rezonansu.

b) Jeżeli obwód rezonansowy w obwodzie anodowym cokolwiek rozstroić w kierunku częstotliwości większych (przez zmniejszenie pojemności), to, ze względu na znaczną wartość σ, praktycznie będzie się on zachowywał jak indukcyjność, a składową rzeczywistą oporności $\hat{Z}_a$ będzie można pominąć.

Obciążenie urojone, przy którem

$$R_s = 0, \tag{318 b}$$

można znaleźć z zależności (318 b):

$$X'_a = \frac{K}{1+K} \cdot \frac{1}{\omega C_{sa}},$$

$$X''_a = 0.$$

Druga z tych wartości nie ma oczywiście znaczenia fizycznego w tym przypadku, gdyż przy $X_a = 0$ obwód rozpatrywany jest w rezonansie i

$$R_a = 5.10^5 \neq 0.$$

Pozostaje więc pierwsza wartość graniczna:

$$X_a = \frac{10}{11} \cdot \frac{1}{10^7 . 3{,}2 . 10^{-12}} = 28500\ \Omega,$$

wartość, której wprawdzie obwód nigdy nie osiągnie, lecz która oznacza, że praktycznie dla każdego rozstrojenia w kierunku indukcyjnym wzmacniacz będzie przedstawiał opór ujemny.

Przeliczając $\hat{Z}_s$ dla pojemności $C = 45 . 10^{-12}\ F$ w obwodzie anodowym, i pomijając oporność rzeczywistą w tym obwodzie, znajdziemy w przybliżeniu [1]) dla obwodu rezonansu prądów:

$$\hat{Z}_a \cong -j \frac{\omega L}{\omega^2 L C - 1} \cong \frac{-j . 10^7 . 10^{-4}}{10^{14} . 10^{-4} . 45 . 10^{-12} - 1} \cong +j\,1820\ \Omega.$$

A więc na podstawie wzorów (315) i (315 a) otrzymuje się:

$$R_s = \frac{\rho \left[(1+K) X_a^2 - K \frac{X_a}{\omega C_{sa}} \right]}{\rho^2 + (1+K)^2 X_a^2} =$$

$$= \frac{2 . 10^4 \left[(1+10) . 1820^2 - 10 \frac{1820}{10^7 . 3{,}2 . 10^{-12}} \right]}{4 . 10^8 + (1+10)^2 . 1820^2} = -13300\ \Omega.$$

$$X_s = -\frac{1}{\omega C_{sa}} \cdot \frac{(1+K) X_a^2 + \rho^2 (1 - \omega C_{sa} X_a)}{\rho^2 + (1+K)^2 X_a^2} =$$

$$= -\frac{1}{10^7 . 3{,}2 . 10^{-12}} \cdot \frac{(1+10) . 1820^2 + 20000^2 (1 - 10^7 . 3{,}2 . 10^{-12} . 1820)}{20000^2 + (1+10)^2 . 1820^2} =$$

$$= -16100\ \Omega.$$

---

[1]) Przeliczenie:

$$\hat{Z}_a \cong j X_a \cong j \frac{\omega L \left(-\frac{1}{\omega C}\right)^2 + \left(-\frac{1}{\omega C}\right) \omega^2 L^2}{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = -j \frac{\frac{\omega L}{\omega C} \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} =$$

$$= -j \frac{\omega L}{\omega C \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} = -j \frac{\omega L}{(\omega^2 L C - 1)}.$$

Wartości X_s odpowiada pojemność „dynamiczna”:

$$C'_{sa} = \frac{1}{\omega X_s} = \frac{1}{10^7 \cdot 16100} = \frac{10}{1{,}61 \cdot 10^{12}} \cong 6{,}2 \text{ µµ}F.$$

Tę oporność wejściową lampy można przenieść do obwodu wejściowego, podobnie jak poprzednio w przypadku oporności dodatniej. Mając:

$$Z_2^2 = (-13300)^2 + (-16100)^2 = 4{,}37 \cdot 10^8 \,\Omega,$$

otrzymuje się wartości:

$$R' = \frac{20 \cdot 4{,}37 \cdot 10^8 - 13300 \cdot 10^6}{(20 - 13300)^2 + (1000 - 16100)^2} = -31{,}1 \,\Omega,$$

$$X' = \frac{1000 \cdot 4{,}37 \cdot 10^8 - 16100 \cdot 10^6}{(20 - 13300)^2 + (1000 - 16100)^2} \cong 1110 \,\Omega.$$

Oporność wprowadzona do obwodu wejściowego wynosi:

$$R_1 = -31{,}1 + 20 = -11{,}1 \,\Omega,$$

natomiast nastrojenie obwodu praktycznie nie uległo zmianie.
Układ jest więc zdolny do samowzbudzenia.

5. Wzmocnienie napięciowe z uwzględnieniem pojemności wewnętrznych.

Wpływ pojemności C_{sa} na wzmocnienie lampy jeszcze lepiej uwydatnia się przy rozpatrywaniu wyrażenia na współczynnik wzmocnienia napięciowego.
Zgodnie z równaniami (59) i (63)

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s}.$$

Z rys. 158 c na str. 269 widać, że:

$$\hat{V}_z = \hat{Z}_a \hat{J}_3.$$

Podstawiając tę wartość do równania (b) § 1-go, otrzymuje się:

$$\hat{V}_s = j X_2 \hat{J}_1 + \hat{V}_z,$$

stąd:

$$\hat{V}_z = \hat{V}_s - j X_2 \hat{J}_1.$$

A więc:

$$\hat{k} = \frac{\hat{V}_z}{\hat{V}_s} = 1 - j \frac{X_2 \hat{J}_1}{\hat{V}_s},$$

a po uwzględnieniu równania (310):

$$\hat{k} = 1 - j\frac{X_2}{\hat{Z}_s}.$$

Podstawiając za $\hat{Z}_s$ wartość z równania (e) tegoż paragrafu, otrzymuje się, po sprowadzeniu wyrażenia do wspólnego mianownika i po usunięciu liczby zespolonej oraz ułamków w mianowniku [1]):

---

[1]) Przeliczenie:

$$\hat{k} = 1 - j\frac{X_2}{\hat{Z}_s} = 1 + j\frac{\frac{1}{\omega C_2}}{\hat{Z}_s} = 1 + \frac{j}{\omega C_2}\cdot\frac{\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a}{\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a + j\left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]} =$$

$$= 1 + \frac{j}{\omega C_2}\cdot\frac{\left[\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a\right]\left\{\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a - j\left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]\right\}}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} =$$

$$= \frac{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} +$$

$$+ \frac{j\frac{1}{\omega C_2}\left[\rho + (1+K)R_a + j(1+K)X_a\right]\left\{\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a - j\left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]\right\}}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}\left(\rho + R_a\right)\right]^2} =$$

$$= \frac{\rho^2 R_a^2 + \rho^2 X_a^2 - \frac{\rho^2 X_a}{\omega C_2} - K\frac{X_a^2}{\omega^2 C_2^2} - K\frac{\rho R_a}{\omega^2 C_2^2} - K\frac{R_a^2}{\omega^2 C_2^2}}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} +$$

$$+ \frac{j\left(\frac{\rho^2 R_a}{\omega C_2} + \frac{\rho R_a^2}{\omega C_2} + K\frac{\rho R_a^2}{\omega C_2} + \frac{\rho X_a^2}{\omega C_2} + K\frac{\rho X_a^2}{\omega C_2} - K\frac{\rho X_a}{\omega^2 C_2^2}\right)}{\left(\frac{X_a}{\omega C_2} + \rho R_a\right)^2 + \left[\rho X_a - \frac{1}{\omega C_2}(\rho + R_a)\right]^2} =$$

$$\hat{k} = \frac{(\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 - K)(R_a^2 + X_a^2) - \rho R_a \left(\rho \omega C_{sa} \frac{X_a}{R_a} + K\right)}{[X_a + \rho \omega C_{sa} R_a]^2 + [\rho \omega C_{sa} X_a - (\rho + R_a)]^2} +$$

$$+ \frac{j\left[\rho \omega C_{sa}(1+K)(R_a^2 + X_a^2) + \rho X_a \left(\rho \omega C_{sa} \frac{R_a}{X_a} - K\right)\right]}{[X_a + \rho \omega C_{sa} R_a]^2 + [\rho \omega C_{sa} X_a - (\rho + R_a)]^2}. \qquad (326)$$

Wzór ten w przypadkach szczególnych upraszcza się do następujących postaci:

a) Obciążenie bezindukcyjne ($X_a = 0$).

Otrzymuje się wówczas, podstawiając $X_a = 0$ oraz dzieląc licznik i mianownik przez R_a^2:

$$\hat{k} = \frac{\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 - K\left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right) + j \rho \omega C_{sa}\left[K + \left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)\right]}{\rho^2 \omega^2 C_{sa}^2 + \left(1 + \frac{\rho}{R_a}\right)^2}, \qquad (327)$$

$$= \frac{\left(R_a^2 + X_a^2\right)\left(\rho^2 - \frac{K}{\omega^2 C_2^2}\right) - \frac{\rho R_a}{\omega^2 C_2^2}\left(\rho \frac{X_a}{R_a} \omega C_2 + K\right)}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2}\left\{(X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + \left[\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)\right]^2\right\}} +$$

$$+ \frac{j\left[\frac{\rho}{\omega C_2}(1+K)(R_a^2 + X_a^2) + \frac{\rho X_a}{\omega^2 C_2^2}\left(\rho \frac{R_a}{X_a} \omega C_2 - K\right)\right]}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2}\left\{(X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + \left[\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)\right]^2\right\}} =$$

$$= \frac{\frac{1}{\omega^2 C_2^2}\left\{(\rho^2 \omega^2 C_2^2 - K)(R_a^2 + X_a^2) - \rho R_a \left(\rho \omega C_2 \frac{X_a}{R_a} + K\right)\right.}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2}\left\{(X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + \left[\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)\right]^2\right\}} +$$

$$+ \frac{j\left[\rho \omega C_2 (1+K)(R_a^2 + X_a^2) + \rho X_a \left(\rho \frac{R_a}{X_a} \omega C_2 - K\right)\right]}{\frac{1}{\omega^2 C_2^2}\left\{(X_a + \rho \omega C_2 R_a)^2 + \left[\rho \omega C_2 X_a - (\rho + R_a)\right]^2\right\}}$$

co, przy założeniu $C_{sa} = 0$, sprowadza się do wzoru (59) [1]):

$$k_r = -\frac{K}{1+\frac{\rho}{R_a}}. \tag{327 a}$$

Znak „—" oznacza tu przesunięcie faz o 180° między napięciem wzbudzającem, a napięciem na obwodzie zewnętrznym lampy, jak to wyjaśniono w rozdziale III.

b) Obciążenie urojone ($R_a = 0$).

W analogiczny sposób dla $R_a = 0$, po podzieleniu licznika i mianownika przez X_a^2, otrzymuje się:

$$\hat{k} = \frac{\rho\,\omega\,C_{sa}\left(\rho\,\omega\,C_{sa} - \frac{\rho}{X_a}\right) - K + j\left[\rho\,\omega\,C_{sa} + K\left(\rho\,\omega\,C_{sa} - \frac{\rho}{X_a}\right)\right]}{1+\left(\rho\,\omega\,C_{sa} + \frac{\rho}{X_a}\right)^2}. \tag{328}$$

Po podstawieniu $C_{sa} = 0$, dochodzi się do wzoru (65) [2]):

$$\hat{k} = -K\,\frac{1+j\,\frac{\rho}{X_a}}{1+\frac{\rho^2}{X_a^2}}, \tag{328 a}$$

czyli:

$$|k| = \frac{K}{\sqrt{1+\frac{\rho^2}{X_a^2}}}. \tag{328 b}$$

Jak wynika z równania (326), decydujący wpływ na wzmocnienie napięciowe ma wyrażenie:

$$\rho\,\omega\,C_{sa} = \frac{\rho}{\frac{1}{\omega\,C_{sa}}} = \frac{\rho}{X_{sa}},$$

które jest stosunkiem oporu wewnętrznego lampy do oporu urojonego pojemności C_{sa}. Im wyrażenie to jest większe, tem większy jest wpływ jego na współczynnik wzmocnienia układu. Ponieważ jest ono proporcjonalne do częstotliwości, więc, zgodnie z poprzedniemi wnioskami, wpływ jego rośnie ze wzrostem częstotliwości.

---

[1]) Rozdział III, § 4, str. 71.

[2]) Rozdział III, § 6, str. 75.

Dowodzą tego następujące przeliczenia:

Dla lampy z poprzedniego przykładu (§ 4) będzie:

$$\rho\,\omega\,C_{sa} = 2 \cdot 10^4 \cdot 10^7 \cdot 3{,}2 \cdot 10^{-12} = 0{,}64\,,$$

a w przypadku obciążenia bezindukcyjnego:

$$\frac{\rho}{R_a} = \frac{20000}{50000} = 0{,}4\,.$$

Z równania (327) można obliczyć:

$$\hat{k} = \frac{0{,}64^2 - 10 \cdot 1{,}4 + j\,0{,}64\,(10 + 1{,}4)}{0{,}64^2 + 1{,}4^2} = \frac{-13{,}59 + j\,7{,}3}{2{,}37}\,,$$

czyli

$$|k| = \frac{\sqrt{13{,}59^2 + 7{,}3^2}}{2{,}37} \cong 6{,}5\,.$$

Gdyby zaś można było pominąć wpływ C_{sa}, wzmocnienie napięciowe wyniosłoby:

$$k = \frac{K}{1 + \frac{\rho}{R_a}} = \frac{10}{1{,}4} \cong 7{,}1\,.$$

Strata na wzmocnieniu, spowodowana przez istnienie pojemności C_{sa}, nie jest więc zbyt wielka, gdyż wynosi zaledwie około 9 %.

Przy większych częstotliwościach warunki wzmocnienia pogarszają się, ponieważ obwody rezonansowe ze względów konstrukcyjnych mają znacznie mniejsze R_z [1]). Lecz gdyby nawet zdołano zachować stosunek $\frac{\rho}{R_a}$, $\left(\text{równoznaczny ze stosunkiem } \frac{\rho}{R_z}\right)$, to pojemność C_{sa} zredukowałaby wzmocnienie do wartości znikomo małej. Zachowując stosunek $\frac{\rho}{R_a} = 0{,}4$, a zwiększając częstotliwość do $\omega = 10^8$, otrzyma się:

$$\rho\,\omega\,C_{sa} = 2 \cdot 10^4 \cdot 10^8 \cdot 3{,}2 \cdot 10^{-12} = 6{,}4\,,$$

wartość wzmocnienia będzie:

$$\hat{k} = \frac{6{,}4^2 - 10 \cdot 1{,}4 + j\,6{,}4 \cdot 11{,}4}{6{,}4^2 + 1{,}4^2} = \frac{26{,}96 + j\,72{,}96}{42{,}92}\,,$$

co odpowiada wartości bezwzględnej:

$$|k| = \frac{\sqrt{26{,}96^2 + 72{,}96^2}}{42{,}92} \cong 1{,}8\,.$$

[1]) Patrz tom I, str. 41.

W rzeczywistości przy tej częstotliwości R_a osiągnie w najlepszym razie wartość $10^4\,\Omega$, co da $\rho/R_a = 2$, a więc wzmocnienie wyniesie:

$$\hat{k} = \frac{6{,}4^2 - 10 \cdot 3 + j\,6{,}4\,(10+3)}{6{,}4^2 + 3^2} \cong \frac{11 + j\,83}{50},$$

czyli:

$$|k| = \frac{\sqrt{11^2 + 83^2}}{50} \cong 1{,}7.$$

W tych więc warunkach lampa daje minimalne wzmocnienie.

6. Usuwanie wpływu pojemności wewnętrznych [1]). Neutralizacja. Lampy ekranowane.

Sprzężenie zwrotne przez pojemność lampy jest zjawiskiem niepożądanem, zwłaszcza gdy wywołuje drgania własne. Poza układami generatorowemi samowzbudnemi, żadne inne układy, ani wzmacniające, ani detekcyjne, nie mogą mieć drgań własnych, t. zw. pasorzytniczych. Drgania takie—pomijając już wzmocnienie częstotliwości akustycznych, gdzie wywołują one zniekształcenia — sprawiają, że traci się panowanie nad wzmocnieniem i lampa, zamiast odtwarzać przebieg napięcia wzbudzającego, może wytwarzać prądy o zupełnie innej częstotliwości, a w przypadku wzmacniaczy wielostopniowych każdy stopień może wzbudzać drgania o innej częstotliwości. Dlatego też od chwili stwierdzenia tego zjawiska przedsiębrano środki dla skompensowania wpływu sprzężenia zwrotnego przez lampę.

Środki te można sprowadzić do następujących typów:

A. *Odsprzężenie* czyli kompensacja indukcyjna.

B. *Neutralizacja* czyli kompensacja pojemnościowa.

C. *Powielanie częstotliwości.*

D. *Zmniejszenie pojemności wewnętrznej lampy.*

A. *Odsprzężenie.*

Odsprzężenie polega na zastosowaniu takiego indukcyjnego sprzężenia zwrotnego, aby kompensowało ono wpływ sprzężenia przez pojemność wewnętrzną. Chcąc więc zapobiec samowzbudzeniu, stosuje się w układzie *sprzężenie zwrotne dodatnie.* Wobec zależności indukcyjnego sprzężenia zwrotnego od częstotliwości, odsprzężenie wymaga regulacji wraz ze zmianą długości fali generatora. Dlatego też w urządzeniach nadawczych stosuje się ten sposób zasadniczo tylko na stacjach, pracujących jedną długością fali.

---

[1]) Patrz m. i. W. Kummerer, Die Rückwirkung bei fremdgesteuerten Röhrensendern, T. Z. 44, r. 1926, str. 20 — 25.

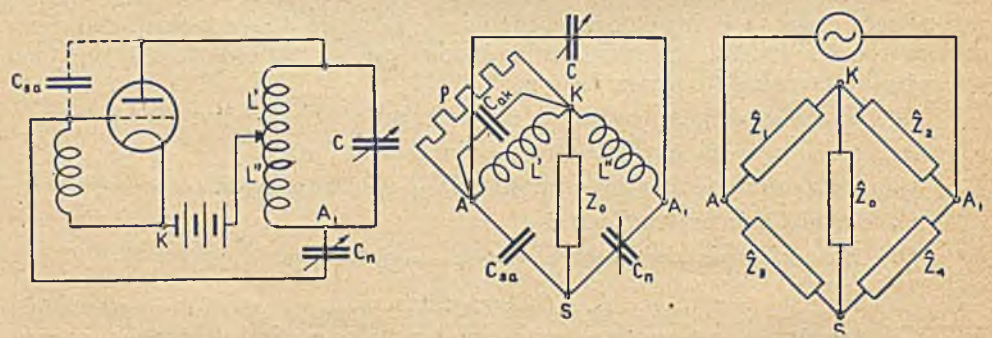
W. Ure, E. J. Grainger, H. R. Cantelo, The Balancing and Stabilising of High Frequency Amplifiers, with Special Reference to Power Amplifiers for Radio Transmitters. I. E. E. W. P. VIII, r. 1933, str. 108 ÷ 126.

Rozpowszechnione jest natomiast odsprzężenie w odbiornikach reakcyjnych, które, ze względu na indukcyjne obciążenie obwodu anodowego (rys. 129), są specjalnie skłonne do wzbudzenia drgań przez pojemność lampy. Coprawda nie ma tam ono charakteru specjalnej konstrukcji, lecz polega poprostu na tem, że zwojnica sprzężenia zwrotnego (reakcyjna), obraca się o 90^0 w kierunku dodatnim i ujemnym od położenia zerowego. Okazuje się bowiem w niektórych przypadkach, że na części zakresu fal wzbudzenie drgań następuje nietylko przy sprzężeniu ujemnem, lecz też i przy pewnej wartości sprzężenia dodatniego, niedostatecznej dla zrównoważenia wpływu pojemności lampy, tak, iż praca bez drgań własnych wymaga nieraz dość silnego sprzężenia dodatniego.

B. *Neutralizacja.*

Polega ona na pojemnościowem sprzężeniu obwodu siatkowego z takim punktem obwodu anodowego lub sprzężonego z nim układu, aby do obwodu siatki doprowadzić prąd o tejsamej amplitudzie, co prąd dopływający przez pojemność C_{sa}, lecz przesunięty w stosunku do niego w fazie o 180^0. Osiąga się w ten sposób stosowaną w szeregu innych układów elektrycznych *kompensację*.

Typowy układ kompensacyjny (L. A. Hazeltine, 1919) jest podany na rys. 163 a. Sprowadzić go można do układu mostkowego dla prądu zmiennego jak na rys. 163 b, przyczem pominięto źródła prądu stałego, jako niebiorące udziału w ustaleniu równowagi napięć zmiennych.



a b c

Rys. 163.

W układzie takim panuje równowaga, a więc napięcie zmienne przyłożone do punktów A i A_1 nie wywołuje różnicy potencjałów między punktami K i S, jeżeli zachowane są równości (rys. 163 c):

$$\hat{J}_1 \hat{Z}_1 = \hat{J}_2 \hat{Z}_3 ,$$
$$\hat{J}_1 \hat{Z}_2 = \hat{J}_2 \hat{Z}_4 , \qquad \text{(a)}$$

skąd otrzymuje się proporcję:

$$\frac{\hat{Z}_1}{\hat{Z}_2} = \frac{\hat{Z}_3}{\hat{Z}_4}, \qquad \text{czyli} \qquad \frac{Z_1}{Z_2}\varepsilon^{j(\varphi_1-\varphi_2)} = \frac{Z_3}{Z_4}\varepsilon^{j(\varphi_3-\varphi_4)}. \tag{b}$$

Równość (b) jest spełniona tożsamościowo tylko wtedy, gdy zarówno

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4}, \tag{329}$$

jak i

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_4. \tag{330}$$

W danym przypadku, rys. 163b, opory Z_1 i Z_2 są indukcyjne (indukcyjności L' i L''), a więc:

$$\varphi_1 = \varphi_2 = +\frac{\pi}{2},$$

ponieważ zaś opór Z_3 jest pojemnościowy (pojemność C_{sa}), zatem w myśl równania (330) musi być:

$$\varphi_3 = \varphi_4 = -\frac{\pi}{2},$$

czyli w obu tych gałęziach muszą znajdować się pojemności.

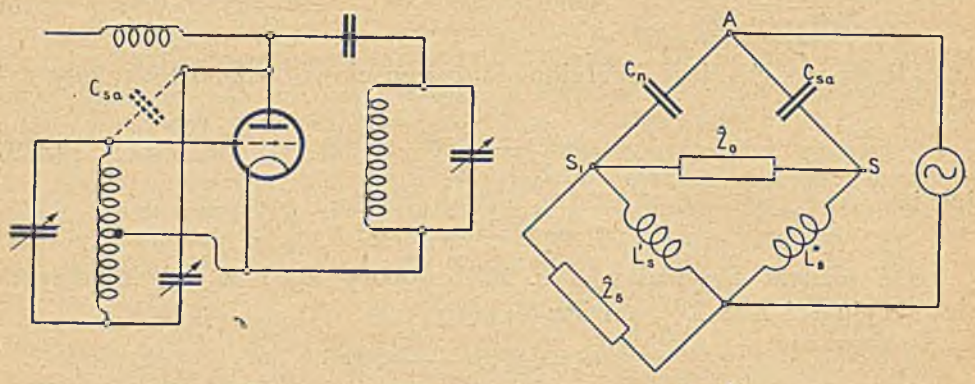
Z warunku (329) wynika zaś bezpośrednio:

$$\frac{C_{sa}}{C_n} = \frac{L'}{L''}. \tag{331}$$

Zwykle przyjmuje się $L' = L''$, a więc dla częstotliwości wzmacnianej obwód rezonansowy jest uziemiony w punkcie środkowym, a wówczas pojemność zmiennego kondensatora neutralizującego (neutrodonu) C_n jest rzędu wielkości pojemności wewnętrznej lampy. Zupełnej równowagi nie można osiągnąć, gdyż w układzie niema całkowitej symetrji ze względu na pojemność C_{ak} i oporność dynamiczną ρ lampy, występujące równolegle do L'. Wpływ ρ uwydatnia się w ten sposób, że ściśle biorąc, kompensacji nie można osiągnąć zapomocą samej tylko pojemności, lecz w gałąź kompensacyjną należałoby wprowadzić również i opór rzeczywisty. Przykład takiej kompensacji dla małych częstotliwości jest pokazany na rys. 168. Asymetrję w układzie wywołuje również kondensator strojeniowy C obwodu rezonansowego, który, o ile nie jest specjalnie skonstruowany, ulega wpływom pojemności obsługującego.

Drugą wadą układu jest to, że obwód rezonansowy musi być zbudowany na opór zastępczy R_{zo} znacznie większy (czterokrotnie większy, gdy $L' = L''$), niż tego wymagają warunki sprawności wzmacniacza, gdyż tylko część zwojnicy jest włączona w obwód anodowy lampy. Osiągnięcie tak znacznej wartości R_{zo}, związane zresztą ze zwiększeniem napięć w obwodzie (podwojeniem ich, gdy $L' = L''$), jest nieraz połączone ze znacznemi trudnościami technicznemi.

Podobny do poprzedniego jest układ podany na rys. 164 (C.W. Rice 1917), w którym napięcie kompensacyjne jest czerpane z obwodu siatki.

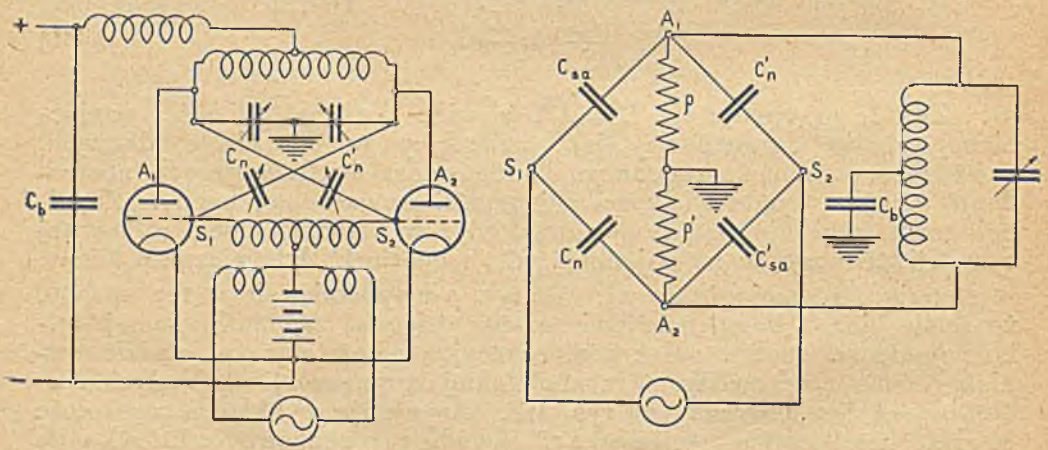


a b

Rys. 164.

I tu również niema symetrji, gdyż jedna z gałęzi, L_s, jest zabocznikowana oporem wejściowym lampy (patrz rys. 160), zależnym od obciążenia obwodu anodowego i od częstotliwości [1]).

Asymetrji unika się przez zastosowanie *układu przeciwsobnego* dwóch lamp, rys. 165 a (C. S. Franklin i E. Green), który można spro-



a Rys 165. b

wadzić do układu mostkowego rys. 165 b. Tu wpływ oporu wewnętrznego lamp eliminuje się zupełnie, o ile spełniony jest warunek:

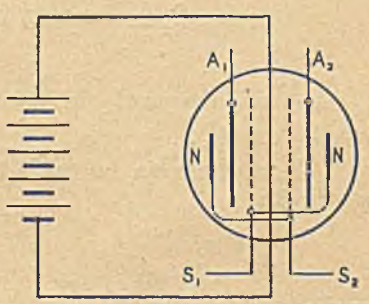
$$C_{sa} = C'_{sa} = C_n = C'_n , \tag{332}$$

[1]) W układzie tym otrzymuje się równowagę niezależną od częstotliwości tylko pod warunkiem, że współczynnik sprzężności między obiema zwojnicami w obwodzie siatki jest równy jedności (patrz Ure, Grainger i Cantelo, l. c.).

i o ile opory dynamiczne obu lamp są sobie równe, tylko wówczas bowiem katody i punkt środkowy obwodu drgań mają potencjał zerowy względem ziemi. Innemi słowy, warunkiem prawidłowej pracy układu jest dobór dwu lamp o możliwie równych charakterystykach i pojemnościach wewnętrznych. Obie lampy muszą mieć te same napięcia początkowe (U_s i U_a). Gdy warunki te nie są zachowane, między katodą i środkiem obwodu drgań występuje różnica potencjałów i układ staje się skłonny do samowzbudzenia, z tem, że jedna lampa pracuje jako generator, obciążony przez drugą lampę. Ten sam skutek wywołuje zresztą niesymetryczne wzbudzenie układu, przeciążając jedną lampę, a nie obciążając należycie drugiej.

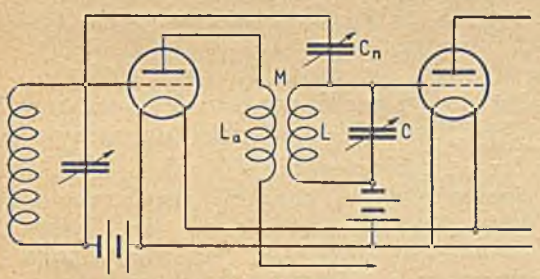
Ponadto należy przestrzegać, aby kondensatory C_n były przyłączone jaknajbliżej do zacisków siatkowych lamp.

W ostatnich czasach budują dla tego układu specjalne lampy podwójne w jednej bańce z dodatkowemi elektrodami neutralizującemi wewnątrz bańki, jak to pokazano schematycznie na rys. 166. Lampy takie dochodzą do mocy kilku kW [1]). Mają one tę wyższość nad lampami zwykłemi, że doprowadzenia do pojemności neutralizujących są sprowadzone do minimum.



Rys. 166.

Przy zastosowaniu układów niesymetrycznych dogodny sposób neutralizacji polega na indukcyjnem sprzężeniu obwodu anodowego lampy z obwodem rezonansowym i połączeniu neutrodonu z tym obwodem w sposób wskazany na rys. 167.



Rys. 167.

Otrzymuje się wówczas żądaną fazę, jak tego dowodzi następujące przeliczenie [2]):

Przy założeniu $\omega L_a \ll \rho$ otrzymuje się opór równoważny obwodu anodowego:

$$R_a = \frac{\omega^2 M^2}{r}, \qquad \text{(a)}$$

gdzie r jest oporem rzeczywistym obwodu LC.

Składowa zmienna prądu anodowego wynosi wówczas:

$$\hat{J}_z = \frac{K \hat{V}_s}{\rho + \frac{\omega^2 M^2}{r}}, \qquad \text{(b)}$$

[1]) Patrz L. B. Turner, Chairman's address I. E. E. W. P. VIII, 1933 r., str. 12.

[2]) Patrz też podobne przeliczenie w § 8 rozdziału V, str. 233 ÷ 236.

a stąd napięcie działające na zaciskach indukcyjności L_a:

$$\hat{V}_1 = \hat{J}_z R_a = \hat{J}_z \frac{\omega^2 M^2}{r}. \tag{c}$$

Prąd w obwodzie rezonansowym wynika z przekładni prądowej:

$$\hat{J}_2 = -j \frac{\omega M}{r} \hat{J}_z, \tag{d}$$

a odpowiadające mu przepięcie, działające między siatką i katodą drugiej lampy, wynosi:

$$\hat{V}_2 = -j\omega L \hat{J}_2 = -\frac{\omega^2 M L}{r} \hat{J}_z = -\frac{L}{M} \hat{V}_1. \tag{e}$$

A więc przepięcie w obwodzie rezonansowym jest przesunięte o 180^0 względem $\hat{V}_s$.

Kompensacja w układzie będzie osiągnięta, gdy będzie zachowana równość:

$$\frac{V_1}{X_{sa}} = \frac{V_2}{X_n}, \tag{f}$$

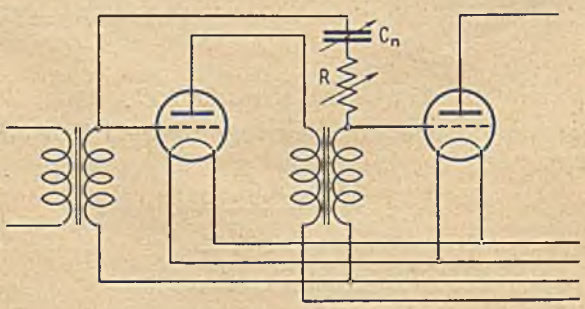
czyli:

$$V_1 \omega C_{sa} = V_2 \omega C_n, \tag{g}$$

skąd otrzymuje się pojemność kompensacyjną:

$$C_n = \frac{V_1}{V_2} C_{sa} = \frac{M}{L} C_{sa}. \tag{333}$$

Układ ten stosuje się również do wzmacniaczy transformatorowych małej częstotliwości. Tam jednakże ze względu na znaczne opory rzeczywiste uzwojeń, przesunięcie faz jest nieco mniejsze niż o 180^0, co wymaga w obwodzie neutralizującym pewnej korekcji fazy zapomocą oporu rzeczywistego (rys. 168).

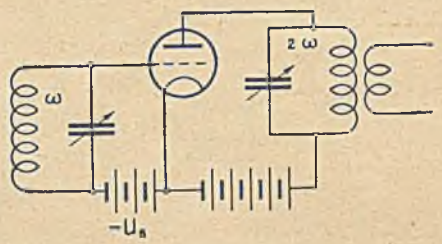


Rys. 168.

Obecnie, wobec wprowadzenia lamp ekranowych, w obwodach odbiorczych wielkiej częstotliwości neutralizacja już nie jest stosowana. Spotyka się natomiast w urządzeniach nadawczych i to przeważnie dla większej mocy (kilka *kW* i wyżej). Zaznaczyć należy, że do neutralizacji nadają się lepiej lampy o większej pojemności własnej, dla nich bowiem łatwiej dobrać pojemność C_n.

C. *Powielanie częstotliwości.*

Sprzężeniu zwrotnemu przez lampę zapobiega również powielanie częstotliwości [1]). W powielaczu częstotliwości bowiem obwód rezonansowy, włączony między siatkę i katodę (rys. 169), jest nastrojony na częstotliwość dwa lub trzy razy mniejszą, niż częstotliwość prądu upływającego przez pojemność C_{sa}. Dzięki temu prąd ten jest zwarty przez pojemność obwodu siatkowego i nie wytwarza między siatką i katodą napięcia dostatecznie dużego dla samowzbudzenia układu.



Rys. 169.

Kilkustopniowe powielenie częstotliwości jest jedynym środkiem zaradczym na sprzężenie zwrotne między stopniem końcowym i stopniami wzmocnienia małej mocy w większych urządzeniach nadawczych. Gdy stopień końcowy ma moc kilkunastu lub więcej kilowatów, wówczas żadna osłona elektrostatyczna nie może zapobiec indukowaniu się w poprzednich stopniach sił elektromotorycznych, mogących przekroczyć nawet rząd wielkości sił elektromotorycznych, czynnych w tych układach. Zgubnego wpływu tego sprzężenia zwrotnego można uniknąć jedynie wówczas, gdy częstotliwość rezonansowa obwodu w stopniach małej mocy różni się dostatecznie od częstotliwości siły elektromotorycznej indukowanej.

D. *Zmniejszenie pojemności wewnętrznej lampy.*

Jest to najskuteczniejszy środek dla usunięcia wpływu sprzężenia przez lampę. Polega on na zastosowaniu siatki osłonnej [2]) tak skonstruowanej, aby ze wszystkich stron zamykała pole elektryczne anody, nie dopuszczając go do siatki (t. zw. siatka ekranowa). Siatka ekranowa jest zwykle przedłużona w postaci kołnierza, który dochodzi do bańki lampy i łączy się elektrostatycznie z zewnętrzną osłoną obwodów [3]). Lampy odbiorcze ekranowe buduje się również z metalizowaną bańką. Metalizacja ta łączy się elektrycznie z katodą i tworzy osłonę elektrostatyczną dla elektrod, znajdujących się wewnątrz. Typowe konstrukcje lamp ekranowych podaje schematycznie rys. 170 a (typ angielski) i rys. 170 b (typ amerykański), zaś rys. 171 daje widok zewnętrzny lampy ekranowej nadawczej.

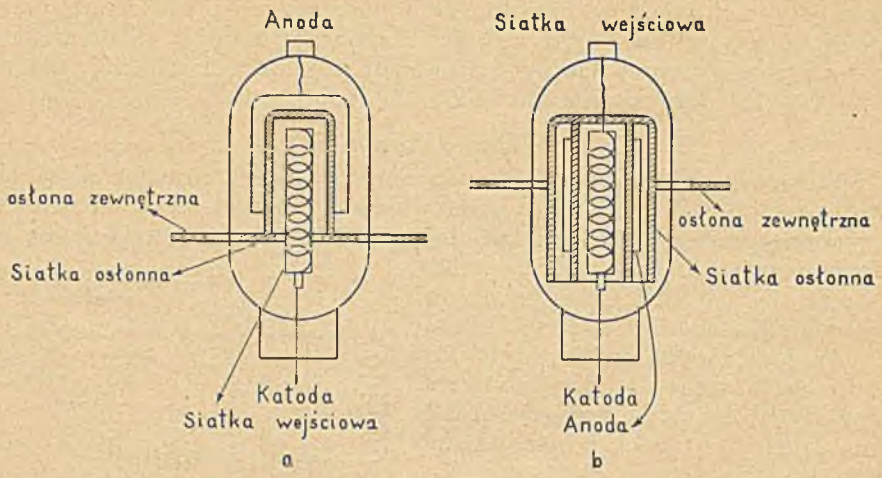
---

[1]) Patrz rozdział IV, § 11÷13, str. 172÷185.

[2]) Patrz rozdział III, § 17, str. 110 i następne.

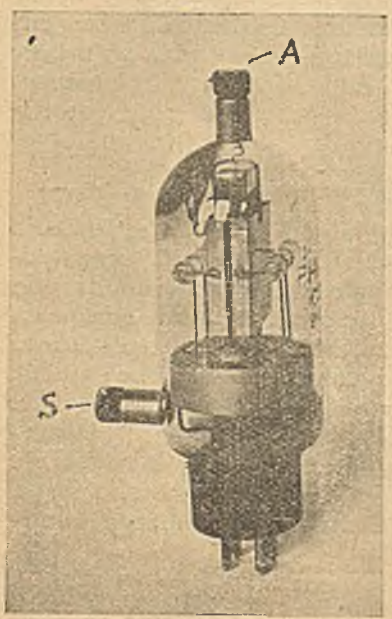
[3]) Lampy ekranowe buduje się obecnie przeważnie jako pentody.

Pojemność „anoda - siatka" lamp ekranowych zawiera się w granicach od 0,001 μμ F do 0,02 μμ F.



Rys. 170.
(według L. B. Turnera).

Zaznaczyć należy, że siatka ekranowa wówczas tylko spełnia swoje zadanie (usunięcie sprzężenia zwrotnego przez pojemność własną), gdy części zewnętrzne obu obwodów, siatkowego i anodowego, są również starannie osłonięte od siebie. W przeciwnym razie sprzężenia indukcyjne lub pojemnościowe między obwodami niweczą zaletę, osiągniętą przez zastosowanie lampy ekranowej.



Rys. 171.

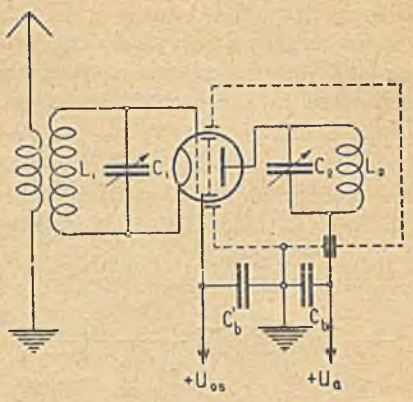
Osłonę zewnętrzną buduje się z zasady w ten sposób, aby ekran lampy łączył się z nią elektrostatycznie. Lampa przytem przechodzi przez przegrodę w ten sposób, że z jednej strony znajduje się doprowadzenie do anody, z drugiej zaś doprowadzenie do siatki wejściowej (rys. 172).

Obok lamp ekranowych dwusiatkowych stosowane są również i *pentody ekranowe*, wykazujące w stosunku do lamp dwusiatkowych tę samą zaletę, co pentody małej częstotliwości, a mianowicie usunięcie wpływu emisji wtórnej.

Lampy ekranowe nadawcze buduje się obecnie seryjnie do mocy kilku *kW*

(laboratoryjne do 20 *kW*), pentody nadawcze wykonywane są fabrycznie narazie tylko dla mniejszych mocy.

Przez umieszczenie ekranu między anodą i siatką lampy ekranowej redukuje się wprawdzie pojemność C_{sa}, ale zwiększa pojemność C_{ak}. Nie ma to znaczenia dla układu rezonansowego, dla którego zasadniczo lampy te zostały skonstruowane, gdyż, jak wspomniano poprzednio, C_{ak} występuje równolegle do pojemności strojenia obwodu rezonansowego. Zwiększenie C_{ak} wpływa natomiast szkodliwie w przypadku użycia lampy jako wzmacniacza oporowego wielkiej częstotliwości, tembardziej, że, ze względu na znaczną oporność lampy, opory stosowane powinny być dość duże, o ile chce się wykorzystać własności amplifikacyjne lampy.



Rys. 172.

Również i w układzie transformatorowo-rezonansowym [1]), zwłaszcza przy wzmocnieniu fal krótkich, pojemność ta nie może być pominięta.

Pojemność anoda-katoda nie jest natomiast przeszkodą przy zastosowaniu lampy jako detektora, dla którego to celu, dzięki dużemu współczynnikowi wzmocnienia napięciowego lampa ekranowa wykazuje duże zalety.

7. Usuwanie drgań pasorzytniczych.

Drgania pasorzytnicze w układach samowzbudnych i wzmacniających mogą być dwóch rodzajów:

1) *rezonansowe*,

2) *relaksacyjne*.

Drgania pasorzytnicze mogą być bardzo wielkiej częstotliwości, albo rzędu częstotliwości roboczej układu lub też częstotliwości słyszalnej.

A. *Drgania bardzo wielkiej częstotliwości.*

Mogą one powstać bardzo łatwo na zasadzie układu rys. 132 a, (str. 242), przyczem jako L_1 i L_2 występują doprowadzenia anody i katody, a jako C_b — pojemność własna dołączonych przyrządów. Mogą powstać również drgania Barkhausena-Kurtza. Drgania takie powstają nawet w układach, służących do zdejmowania charakterystyk lampy, wywołując zupełnie błędny przebieg zdejmowanej charakterystyki.

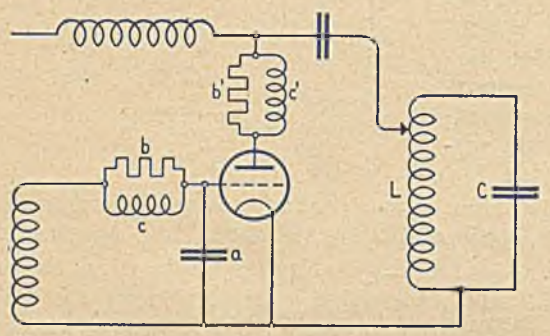
Drgania tego rodzaju są niebezpieczne dla lampy, zwłaszcza gdy nie jest ona zbudowana na bardzo wielkie częstotliwości, a to ze względu na silne nieraz prądy pojemnościowe, płynące przez wnętrze lam-

[1]) Patrz rozdział III, rys. 38 a, str. 60.

py [1]). Wskutek tego występuje często, napozór niewytłumaczone, przebicie bańki lampy w okolicy wyprowadzenia elektrod. Drgania bywają nieraz tak silne, że w układach samowzbudnych pochłaniają całą energję doprowadzoną, gasząc drgania o częstotliwości żądanej [2]). Szczególnie częste jest to zjawisko w lampach pracujących przy wysokich napięciach anodowych. Spowodowane jest ono przez znaczną szybkość wyjściową elektronów.

Powstawaniu drgań pasorzytniczych bardzo wielkiej częstotliwości sprzyja również równoległe łączenie lamp, zwłaszcza wtedy, gdy pracują one na wspólny opór upływowy siatki.

Jako środki zaradcze przeciw powstawaniu drgań pasorzytniczych bardzo wielkiej częstotliwości, stosuje się (rys. 173):



Rys. 173.

a) kondensatory między siatką i katodą o takiej pojemności, aby zwierały drgania pasorzytnicze, a nie miały zbyt dużego wpływu na warunki pracy przy częstotliwości roboczej,

b) opory rzeczywiste rzędu kilkuset omów (300 ÷ 500 Ω), włączone szeregowo w obwód siatkowy lub anodowy, albo też w obydwa obwody,

c) równolegle do tych oporów dławiki o oporności urojonej bardzo dużej dla częstotliwości drgań pasorzytniczych, lecz znikomo małej dla prądów o częstotliwości roboczej,

d) przedewszystkiem jednak zwrócić należy uwagę na właściwe ułożenie przewodów, a zwłaszcza na to, aby między przewodami siatki i anody nie powstawały sprzężenia pojemnościowe i aby połączenia w obwodach wielkiej częstotliwości były jaknajkrótsze.

Warunki wymienione pod a) i c) łatwo spełnić dla częstotliwości stosunkowo małych (fale długie i pośrednie), lecz coraz trudnej w miarę zbliżania się do dolnego zakresu fal krótkich, gdzie częstotliwość robocza zbliża się do rzędu wielkości drgań pasorzytniczych.

B. *Drgania pasorzytnicze o częstotliwości zbliżonej do roboczej.*

Źródłem takich drgań może być przedewszystkiem dławik wielkiej częstotliwości w obwodzie zasilającym anody. Dławik taki, przeważnie o długości dużej w stosunku do średnicy, drga jak linja otwarta o roz-

[1]) Patrz rozdział V, § 10, str. 243.

[2]) Obecność drgań pasorzytniczych w układach generatorowych łatwo stwierdzić po tem, że przy małej stosunkowo energji w obwodzie wyjściowym lampa pobiera nadmiernie duży prąd anodowy. Przy zdejmowaniu charakterystyk statycznych drgania pasorzytnicze poznać można po wpływie, jaki wywiera pojemność ręki na prąd anodowy.

łożonych stałych L i C, *może więc wytwarzać nietylko drgania o częstotliwości własnej, ale i o częstotliwościach harmonicznych.*

Ponadto źródłem drgań mogą być obwody rezonansowe, przypadkowo utworzone z indukcyjności zwojnic i pojemności ich względem innych części konstrukcyjnych urządzenia lub ziemi, albo też obwody powstałe z połączenia zwojnic i kondensatorów zaworowych, a nawet kondensatorów neutralizacyjnych układu.

Drganiom takim bardzo trudno zapobiec wtedy, gdy częstotliwość ich jest zbliżona do roboczej. Zasadniczo w takich razach należy odnaleźć źródło tych drgań i usunąć ich przyczynę. Jako środki, zmierzające do zapobiegania drganiom tego typu, można wskazać:

a) unikanie sprzężeń, zwłaszcza pojemnościowych, między częściami obwodów, a szczególnie między obwodami siatki i anody,

b) jaknajdalej idącą symetrję w układach zneutralizowanych,

c) unikanie sprzężeń przez obwody zasilające (obwód anodowy, żarzenia, źródło ujemnego napięcia siatek) między poszczególnemi stopniami wzmocnienia,

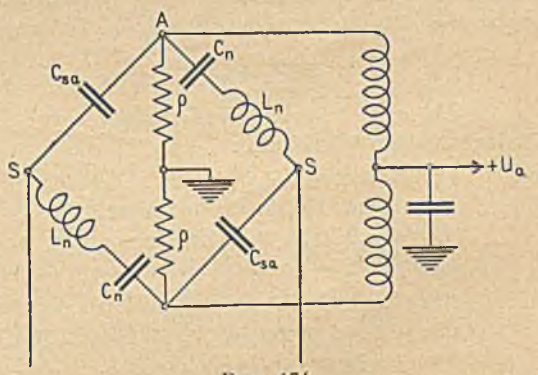
d) w nadajnikach telegraficznych powstawaniu drgań własnych zapobiega przyłożenie znacznego ujemnego napięcia siatek (ze źródła obcego) w stopniach pośrednich, tak, aby początkowy punkt pracy przesunięty był znacznie w lewo poza początek charakterystyki [1]), co zresztą wpływa korzystnie na sprawność układu,

e) w pewnych przypadkach skuteczne jest *odsprzężenie*, które jednak każdorazowo musi być dostosowane do warunków powstawania drgań pasorzytniczych,

f) drgania własne dławików można też stłumić, zwierając kilka zwojów wewnętrznych dławika i dzieląc go tym sposobem na dwie części w stosunku nieharmonicznym.

W układach zneutralizowanych stosuje się czasami w gałęziach neutralizacyjnych niewielkie opory rzeczywiste.

W układach symetrycznych włącza się też niewielkie indukcyjności, tak dobrane, aby w połączeniu z kondensatorem neutralizującym tworzyły rezonans napięć dla jednej z harmonicznych drgań własnych dławika anodowego (rys. 174). Równocześnie dla częstotliwości roboczej musi być spełniony warunek:



Rys. 174.

$$\frac{1}{\omega C_n} - \omega L_n = \frac{1}{\omega C_{sa}}, \tag{334}$$

[1]) Patrz rozdział IV, praca według typu *C*.

aby uczynić zadość warunkowi symetrji układu, wyrażonemu równaniem (332). Warunek ten oczywiście przy danych C_n i L_n, może być spełniony tylko dla jednej częstotliwości.

C. *Drgania małej częstotliwości.*

Mogą powstać w obwodach filtrów układu zasilającego, oraz w układach modulacyjnych generatorów samo-i obco-wzbudnych. Zapobiec im można, unikając starannie sprzężeń zwrotnych między obwodami anodowym i siatkowym. Sprzężenia te mogą być indukcyjne lub zapomocą oporów rzeczywistych, np. przez wspólne, niedostatecznie zwarte kondensatorami (odsprzężone) potencjometry, zasilające poszczególne lampy. Pożądane jest również, aby obwody rezonansowe małej częstotliwości, znajdujące się w układzie, były możliwie zbliżone do aperjodycznych.

Najtrudniejsze do usunięcia są jednakże drgania relaksacyjne małej częstotliwości. W przypadku tych drgań jedynym środkiem jest wykrycie ich źródła i odpowiednie przekonstruowanie obwodu, będącego przyczyną ich powstania.

8. Stabilizacja częstotliwości generatorów.

Wskutek stałego wzrostu ilości i mocy stacyj nadawczych stawiane są coraz większe wymagania co do stałości promieniowanej fali. Konferencje radjotelegraficzne w Madrycie w 1932 r. i w Lucernie w 1933 r. ustaliły minimalne normy (zebrane w tablicy na str. 301), którym powinny odpowiadać nowoczesne nadajniki. Jednakże wymagania praktyczne w miarę postępu techniki częstokroć są znacznie ostrzejsze od wymagań urzędowych, tak iż stabilizacja nadajników radjokomunikacyjnych i związana z nią precyzja pomiarów częstotliwości należą do najdonioślejszych zagadnień współczesnej radjotechniki.

Przyczyny zmian częstotliwości generatora.

Zmiany częstotliwości drgań w generatorze samowzbudnym występują w dwu okresach:

1) w okresie ustalania się temperatury — w sposób ciągły o charakterze wykładniczym,
2) w czasie normalnej pracy pod wpływem czynników zewnętrznych — w sposób mniej lub więcej przypadkowy.

Przyczyny zmian częstotliwości w obu tych okresach można sprowadzić do dwu zasadniczych kategorji zjawisk, a mianowicie do:

A) zmiany stałych elektrycznych układu,
B) zmiany warunków pracy układu.

Zmiany te ze swej strony mogą być wywołane:

a) wahaniami temperatury,
b) wahaniami napięć zasilających,
c) zmianami obciążenia,
d) innemi wpływami zewnętrznemi, jak wstrząsy mechaniczne, zmiany oporności i pojemności anteny i t. p.

Stałość częstotliwości nadajników,

wymagana przez konwencje międzynarodowe Madrycką (1932) i Lucerneńską (1933).

Kategorja stacyj	Dopuszczalna niestałość bezwzględna	Dopuszczalna niestałość względna
Częstotliwości 10 ÷ 1500 kc/s.		
a) Stacje zainstalowane na stałe	0,1 %	
b) Stacje ruchome pracujące na falach wyznaczonych	0,5 %	
c) Stacje ruchome pracujące na dowolnych falach w danym zakresie		0,5%
d) Stacje radjofoniczne:		
α) na fali wyłącznej	± 50 *c/s.*	
β) na fali wspólnej (synchronizowane)	± 10 *c/s.* [1]	
Częstotliwości 1500 ÷ 6000 kc/s.		
a) Stacje stałe	0,03%	
b) Stacje naziemne (lotnicze i morskie)	0,04%	
c) Stacje ruchome pracujące na falach wyznaczonych	0,1 %	
d) Stacje ruchome pracujące na falach dowolnych oraz stacje zainstalowane na stałe małej mocy (< 250 W) pracujące w zakresach wspólnych dla służb stałych i ruchomych	[2]	3 *kc/s.*
Częstotliwości 6000 ÷ 30000 kc/s.		
a) Stacje stałe	0,02%	
b) Stacje naziemne	0,04%	
c) Stacje ruchome pracujące na falach wyznaczonych	0,1 % (0,04% w zakresach wspólnych)	
d) Stacje radjofoniczne	0,01 %	
e) Stacje ruchome pracujące na falach dowolnych oraz stacje zainstalowane na stałe małej mocy (250 < W) pracujące w zakresach wspólnych dla służb stałych i ruchomych	[2]	0,05%

[1] Obecnie dąży się do zredukowania różnic częstotliwości stacyj, pracujących na wspólnej fali, do wielkości mniejszej od jednego okresu na sekundę.

[2] Niestałość bezwzględna nie jest ograniczona międzynarodowo, lecz państwa są zobowiązane do wyznaczenia możliwie wąskich granic, praktycznie osiągalnych.

Uwaga: Miarą *niestałości bezwzględnej* jest maksymalne odchylenie od wartości bezwzględnej częstotliwości urzędowo wyznaczonej.
Miarą *niestałości względnej* jest maksymalne odchylenie od dowolnie obranej częstotliwości w ciągu jednego nadawania.

A. *Zmiany stałych elektrycznych.*

Częstotliwość drgań generatora uwarunkowana jest przedewszystkiem iloczynem *LC* obwodu drgań. Stąd więc każda zmiana indukcyjności, czy pojemności obwodu siłą rzeczy pociąga za sobą zmianę częstotliwości wytworzonego prądu zmiennego. Zmiany takie w generatorze nieobciążonym (nie zasilającym swą energją dalszych obwodów), występują głównie pod wpływem *zmian temperatury*, które pociągają za sobą zmianę wymiarów zwojnic i kondensatorów. Dlatego też przez specjalne konstrukcje i dobór materjałów na cewki i kondensatory obwodu wzbudzającego dąży się do zapewnienia tym elementom jaknajdalej posuniętej niezależności od wpływów temperatury. W urządzeniach, w stosunku do których stawia się szczególnie wysokie wymagania, obwód rezonansowy umieszcza się w termostacie z samoczynnie regulowaną temperaturą. Przez odpowiednią konstrukcję obwodu drgań zapewnić można generatorowi stałość fali dochodzącą do 10^{-4} przy zmianach temperatury o 10^0 C (H. Barkhausen).

Nie należy również zapominać, że do obwodu drgań wchodzą nietylko kondensator i zwojnica, lecz i *pojemności wewnętrzne lampy*. Pojemności te, w miarę nagrzewania się lampy, zmieniają się, wpływając w ten sposób na całkowitą pojemność obwodu. Wpływ zmiany pojemności lampy zaznacza się tem silniej, im mniejsza jest pojemność obwodu zewnętrznego, jest więc on tem szkodliwszy, im większa jest częstotliwość obwodu drgającego. W związku z nagrzewaniem się lampy czas niezbędny do całkowitego ustalenia się częstotliwości dochodzi do 1 godziny.

Drugim czynnikiem, poza temperaturą, wpływającym na niestałość wartości *L* i *C* generatora, są *wpływy zmiennych pojemności zewnętrznych i wstrząsy mechaniczne*. Od wpływów pojemnościowych łatwo zabezpieczyć się, osłaniając elektrostatycznie cały generator.

Wstrząsy mechaniczne zaś, o ile praktycznie nie zagrażają urządzeniom na stacjach stałych, są trudne do zwalczenia w urządzeniach przenośnych i przewoźnych, jak np. na pokładzie samolotu. Jedynym praktycznie dostępnym środkiem, zapewniającym stałość częstotliwości urządzeniom pracującym w podobnych warunkach, są oscylatory piezoelektryczne (kwarcowe, turmalinowe), o których będzie mowa w § 10.

B. *Zmiany warunków pracy układu.*

Zmiany warunków pracy układu, wywołane przez *wahania napięć zasilających poszczególne obwody* generatora, oddziaływują zarówno na kształt charakterystyk, jak i na położenie początkowego punktu pracy.

Wywołuje to wprawdzie zmianę średniego oporu dynamicznego lampy, który jednakże w stanie ustalonym musi przybrać taką wartość, aby spełniony był warunek samopodtrzymania drgań. W przypadku indukcyjnego sprzężenia zwrotnego

$$M = \frac{L_1}{K}\left(1 + \frac{\rho}{R_z}\right),$$

czyli średnia wartość oporu dynamicznego ustala się na swej pierwotnej wartości, o ile nie nastąpiły żadne zmiany w układzie zewnętrznym. Temsamem i częstotliwość drgań układu, po ostatecznem ustaleniu się [1]) nowych warunków pracy, bezpośrednio nie ulega zmianie.

Są jednakże przyczyny wtórne, które z chwilą zmiany przebiegu charakterystyk wywołują wahania częstotliwości drgań. Są niemi:

1) zmiany obciążenia obwodu wzbudzającego, spowodowane przez prąd siatkowy,

2) zmiany zawartości harmonicznych w prądzie anodowym.

1) *Zmiany prądu siatkowego.*

Zmiany prądu siatkowego, nietylko wywołują przesunięcie fazy w obwodzie wzbudzającym, lecz oddziaływując na sprzężony z nim obwód anodowy, mogą zmieniać częstotliwość jego drgań własnych.

Każde takie przesunięcie faz między napięciem $\hat{V}'_s$, indukowanem w obwodzie siatki, a napięciem $\hat{V}_s$, które je wywołało, musi spowodować zmianę częstotliwości drgań. Jeżeli bowiem $\hat{V}'_s$ wyprzedzi $\hat{V}_s$, to okres drgań skraca się, jeżeli $\hat{V}'_s$ opóźnia się — okres ten ulega przedłużeniu. Jest bowiem oczywiste, że przesunięcie fazy przebiegu jest niemożliwe bez równoczesnej przejściowej zmiany częstotliwości drgań.

Każda więc zmiana fazy w obwodzie wzbudzenia pociąga za sobą wahanie częstotliwości układu samowzbudzonego.

Podobny skutek wywołuje też obciążenie wejściowe siatki (oporność pozorna wejściowa), które również bocznikuje człon wzbudzający generatora, a zależy nietylko od obciążenia obwodu anodowego lampy, lecz i od jej temperatury (wpływ na wartość pojemności C_{sa}).

2) *Zmiany zawartości harmonicznych w prądzie anodowym.*

Harmoniczne, zawarte w prądzie anodowym, przepływając przez gałąź pojemnościową obwodu rezonansowego, zwiększają prąd w tej gałęzi, wywołując asymetrję obwodu, a temsamem odstrajając go od rezonansu [2]). Aby mogła nastąpić równowaga, częstotliwość drgań musi się ustalić w ten sposób, aby w gałęzi indukcyjnej płynął prąd równy całkowitemu prądowi pojemnościowemu. A więc pod wpływem harmonicznych częstotliwość drgań układu ulega zmniejszeniu. Wobec tego jest rzeczą oczywistą, że każda zmiana zawartości harmonicznych w obwodzie anodowym musi wywołać zmianę częstotliwości drgań generatora.

Zmiany zawartości harmonicznych są również wywołane przez prąd siatkowy. Ponieważ wielkość prądu siatkowego zależy od szeregu czynników, jak napięcie anodowe, początkowe napięcie siatki, wielkość sprzężenia zwrotnego, opór w obwodzie anodowym i t. d., więc istnienie dużego prądu siatkowego w generatorze lampowym jest bardzo poważnem źródłem niestałości fali.

---

[1]) Pomija się tu modulację częstotliwości, nieuniknioną w stanie przejściowym.

[2]) *J. Groszkowski.* Zagadnienie stałości częstotliwości w radjotechnice, Prz. W. T. XIV, 1933 r., str. 429 ÷ 449.

Stąd więc jako miernik stałości częstotliwości można uważać stałość stosunku prądu anodowego do prądu siatkowego [1]).

Zmiany napięć zasilających.

Zmiany te mają pośredni wpływ też i na częstotliwość generatora, a mianowicie przez zmiany nagrzania lampy, a zwłaszcza jej anody.

Wahania zaś temperatury lampy wpływają nietylko na jej pojemności wewnętrzne, o czem była mowa w punkcie A tego paragrafu. Ciepło promieniowane nazewnątrz, zmienia również temperaturę otoczenia, wywołując w obwodach zmiany, omówione w punkcie A.

Wpływ zmian nagrzania lampy na otaczające części obwodów jest tem większy, im bardziej zwarta jest budowa układu i im gorsze są warunki chłodzenia.

Zmiany obciążenia.

Jest to bardzo ważny czynnik, wpływający na warunki pracy generatora samowzbudnego i zmieniający jego częstotliwość. Zmiany te występują zwłaszcza przy kluczowaniu i przy modulacji generatora. Są one przenoszone na generator ze sprzężonego z nim obwodu wtórnego, lub też ze wzbudzanego przez generator następnego stopnia wzmocnienia. Te zmiany obciążenia, gdyby nawet nie rozstrajały obwodu drgań, co w praktyce jest prawie nieuniknione, zmieniają opór skuteczny tego obwodu, a temsamem wywołują zmianę jego oporu zastępczego. Skoro zaś zmienia się R_z obwodu generatora, zmienia się przedewszystkiem amplituda napięcia anodowego V_{zm}, co pociąga za sobą zmiany w przebiegach prądu siatkowego i prądu anodowego. Wiadomo zaś z poprzednich rozważań, że zmiany te oddziaływują na częstotliwość generatora samowzbudnego.

Oddziaływanie wzbudzanego wzmacniacza na stopień poprzedni może być spowodowane dwoma czynnikami: prądem siatkowym i sprzężeniem przez pojemność C_{sa}. Ten drugi czynnik ma tem większy wpływ, im większa jest częstotliwość prądów wzmacnianych i oddziaływanie to może przenosić się na wzbudnicę nawet przez kilka stopni wzmocnienia. Dowodem tego jest obecność prądu w antenie nawet przy zgaszonym jednym lub kilku stopniach pośrednich.

Czynnikiem, wpływającym na generator wzbudzający, jest również *sprzężenie zwrotne*, indukcyjne lub pojemnościowe, stopnia większej mocy ze wzbudnicą. Jest ono tem groźniejsze i tem łatwiej może nawet stać się źródłem samowzbudzenia przez sprzężenie zwrotne między poszczególnemi stopniami, im większą moc mają końcowe stopnie wzmocnienia. Przy dużych mocach, rzędu kilkudziesięciu do kilkuset *kW*, sprzężeniu takiemu nie zapobiega nawet najskuteczniejsze osłanianie elektrostatyczne poszczególnych stopni i jedynym środkiem zaradczym pozostaje powielanie częstotliwości.

Następująca tablica zawiera orjentacyjne dane co do ilościowego wpływu poszczególnych czynników na zmiany częstotliwości generatora [2]):

[1]) K. P. Schweimer u. L. Pungs, Frequenzstabilisierung von Röhrenoszillatoren mit Hilfe v. Schirmgitterröhren, Jahrb. 43, r. 1934, str. 181 ÷ 189.

[2]) E. S. Anceliowicz, Woprosy stabilnosti gienieratornych schem, Izwiestja elektr.-promyszlennosti słabawo toka IV Z. 6, r. 1935, str. 28 ÷ 39.

Zmiany w ciągu ustalania się temperatury		Zmiany w ciągu pracy	
Czynniki	Rząd wielkości zmian (w %)	Czynniki	Rząd wielkości zmian (w %)
Zmiana temperatury obwodu	0,1	Wpływ prądów siatkowych	0,01
Zmiana temperatury lamp	0,05	Zmiany średnie stałych lampy	0,005
Ustalenie się stałych układu drgającego	0,5	Zmiany obciążenia wzbudnicy	0,2
		Zmiany temperatury lamp	0,1
		Zmiany ciepła promieniowanego przez lampę	0,05
		Zmiany kształtów krzywej prądu (zawartości harmonicznych)	0,01
Całkowita zmiana w najgorszym (teoretycznie) przypadku, gdy poszczególne zmiany są tego samego znaku.	0,65	Całkowita zmiana w najgorszym (teoretycznie) przypadku, gdy poszczególne zmiany są tego samego znaku.	0,375

Liczby zebrane w tej tablicy odnoszą się do warunków najgorszych w generatorach krótkofalowych o złych warunkach chłodzenia. W większości przypadków praktycznych wyniki są znacznie lepsze.

9. Stabilizacja naturalna częstotliwości.

Wahania częstotliwości generatora ograniczyć można w znacznej mierze przez właściwy dobór wielkości elektrycznych i odpowiednie rozmieszczenie obwodów, oraz przez użycie materjałów konstrukcyjnych mało zależnych od wpływu temperatury.

Dobór materjałów jest szczególnie ważny dla obwodu rezonansowego w stopniu samowzbudnym. Zwojnice i kondensatory należy wykonywać z materjałów o możliwie małym współczynniku wydłużalności cieplnej, aby przez to uniknąć zależności wymiarów tych części od temperatury, przewodnik zaś, użyty do nawinięcia zwojnic, powinien mieć mały współczynnik temperatury dla oporności i dla wydłużalności. Dobre wyniki pod tym względem dają stopy oporowe.

Materjały izolacyjne w obwodzie powinny mieć jaknajmniejsze straty dielektryczne, (np. kalit), w przeciwnym bowiem razie pod wpływem nagrzania części z nich wykonane ulegają odkształceniom, obwód zaś zmienia oporność skuteczną.

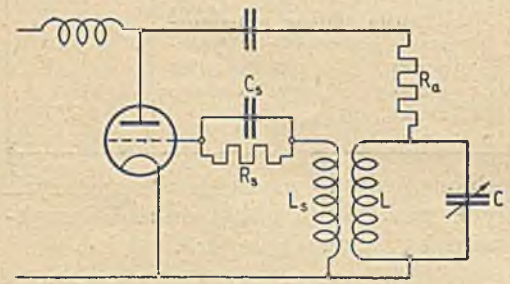
W obwodach wzbudnic stosuje się często zwojnice t. zw. skompensowane, których konstrukcja polega na tem, że szkielet zwojnicy, wykonany z materjału o ujemnym współczynniku wydłużalności cieplnej,

kurczy się w kierunku osiowym, gdy średnica zwojów ulega zwiększeniu. Pod wpływem tych dwóch działań indukcyjność zwojnicy pozostaje niezmieniona.

Stosuje się również t. zw. kondensatory kompensacyjne, wykonane z dwóch płytek o różnej wydłużalności cieplnej i skonstruowane w ten sposób, iż kompensują zmiany pojemności, wywołane w obwodzie przez zmianę temperatury.

Ze względu na zależność od obciążenia zewnętrznego, stosuje się samowzbudne generatory lampowe jedynie tam, gdzie przeważają względy na prostotę konstrukcji, a stałość częstotliwości ma znaczenie drugorzędne.

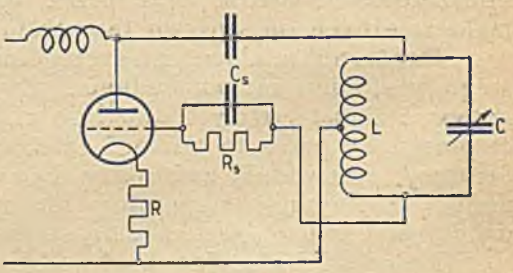
We wszystkich innych przypadkach używa się generatora samowzbudnego jedynie *jako wzbudnicy*, wzbudzając nim wzmacniacz większej mocy. *Jako zasadę należy przyjąć, że bezpośrednio po wzbudnicy umieszcza się stopień wzmocnienia doskonale zneutralizowany* albo (obecnie prawie wyłącznie) *zawierający lampę ekranową lub pentodę, i pracujący*, w miarę możności, *bez prądu siatkowego*. Stopień ten, zwany *separatorem* lub *izolatorem*, wzbudza dopiero właściwy wzmacniacz mocy lub stopień powielający częstotliwość.



Rys. 175.

Aby jaknajbardziej uniezależnić częstotliwość generatora samowzbudnego od wpływu pozostałych czynników, należy przestrzegać następujących zasad:

1) *Stosować małe R_s obwodu rezonansowego przy dużem* ρ *lampy*. Zapobiega się w ten sposób przewzbudzeniu generatora, a temsamem uniemożliwia się powstanie zbyt wielkiego prądu siatkowego. W tym celu obwód rezonansowy powinien posiadać duże *C* przy małem *L*, lecz równocześnie i mały opór skuteczny, aby nie pogorszyć ostrości rezonansu. Ponadto dzięki dużej pojemności obwodu układ staje się mniej wrażliwy na zmiany pojemności własnych.



Rys. 176.

2) *Sprzęgać zwrotnie jaknajsłabiej*, co również ma na celu zmniejszenie zarówno prądu siatkowego jak i zniekształceń przebiegu prądu anodowego.

3) *Ograniczyć natężenie prądu siatkowego, a równocześnie i amplitudę drgań* przez włączenie w obwód siatkowy znacznego oporu upływowego, zabocznikowanego kondensatorem (dynamiczne ujemne napięcie siatki).

4) Pozatem na ustalenie się drgań korzystnie wpływa *włączenie w obwód anodowy, szeregowo z obwodem drgań, oporności bezindukcyjnej*

rzędu $10^4 \div 10^5$ Ω. Włączenie tej oporności zwiększa niejako ρ lampy a ponadto, opór włączony szeregowo z tą wielkością zmienną, daje opor. ność wypadkową o znacznie mniejszej procentowo zmienności (rys. 175).

Wielkość oporu ustalającego można obliczyć ze wzoru [1]):

$$R_a = R_z \frac{K - A}{A} - \rho, \qquad (335)$$

w którym A jest stosunkiem zwojów cewki anodowej do zwojów cewki siatkowej.

Korzystne jest również w tym układzie załączanie równoległe do zwojnicy siatkowej oporu rzędu 100000 Ω.

5) Podobne działanie stabilizujące wywiera również opór omowy, włączony w drogę powrotną obwodu siatkowego między ujemne odprowadzenie obwodu anodowego i katodę (rys. 176).

6) Wreszcie pożądane jest stosowanie lamp o małem wzmocnieniu prądowem S, jako mniej wrażliwych na zmiany napięcia U_s.

Zachowanie podanych tu warunków i odpowiedni ich dobór zapewnia stałość częstotliwości rzędu 10^{-4}, a nawet większą (dla fal długich—do 10^{-6}) przy zmianach napięcia anodowego i żarzenia w bardzo szerokich granicach. Rzecz oczywista, wpływa to ujemnie na sprawność generatora, która jednak w tym przypadku ma znaczenie podrzędne.

Znacznie większą stałość osiąga się przez umieszczenie wzbudnicy w termostacie (wahania częstotliwości rzędu 10^{-8} na 1° C), co jednakże można stosować tylko na stacjach stałych.

Praktyczne wyniki, osiągalne normalnie w generatorach samowzbudnych (bez stabilizacji zewnętrznej) podaje następująca tablica, opracowana na podstawie danych doświadczalnych [2]):

Przyczyna zmiany częstotliwości / Zakres częstotliwości		Ustalanie się temperatury		Zmiany napięcia żarzenia o 10%		Zmiany napięcia anodowego o 10%	
		zmiana bezwzględna	średnia zmiana względna	zmiana bezwzględna	średnia zmiana względna	zmiana bezwzględna	średnia zmiana względna
kc/s	m	kc/s	%	kc/s	%	kc/s	%
$50.10^3 \div 60.10^3$	6 ÷ 5	120 ÷ 150	0,25	60 ÷ 80	0,15	15 ÷ 20	0,03
$5.10^3 \div 6.10^3$	60 ÷ 50	4 ÷ 8	0,1	3 ÷ 5	0,07	1 ÷ 2	0,03
500 ÷ 600	600 ÷ 500	1 ÷ 1,5	0,25	0,8 ÷ 1	0,2	0,1 ÷ 0,3	0,04
50 ÷ 60	6000 ÷ 5000	0,05 ÷ 0,075	1,0	0,08 ÷ 0,1	2,0	0,04 ÷ 0,06	1,0

[1]) E. F. Terman, Elektronics, lipiec 1933 r. (ref. Prz. Radj. XII, str. 24 ÷ 29, 1934 r.).

[2]) E S. Anceliowicz, Izmienieńje wieliczyny otnositielnoj stabilnosti gienieratornych schem w szirokom diapazonie czastot. Izwiestja elektropromyszlennosti słabawo toka IV. zeszyt 11, r. 1935, str. 11 ÷ 14.

Dane te są zebrane dla generatorów o otwartej budowie i złych warunkach chłodzenia.

10. Stabilizatory mechaniczne [1]). Zjawisko piezoelektryczne.

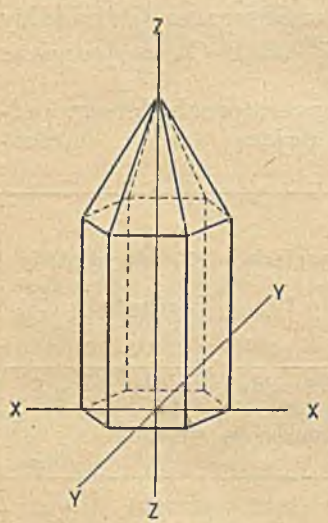
Gdy stałość, zapewniona przez specjalnie skonstruowane układy samowzbudne, jest niewystarczająca, należy uciec się do t. zw. *stabilizatorów mechanicznych.* Dzielą się one na trzy zasadnicze grupy:

a) stabilizatory piezoelektryczne,
b) stabilizatory magnetostrykcyjne,
c) stabilizatory kamertonowe.

Wspólną cechą stabilizatorów mechanicznych jest zamiana drgań mechanicznych systemu na drgania elektryczne (zmiany pola elektrycznego lub magnetycznego).

a) *Stabilizatory piezoelektryczne.*

Opierają się one na zjawisku t. zw. piezoelektrycznem [2]) (Haüy 1817, bracia Curie 1880), polegającem na tem, że odkształceniom mechanicznym niektórych kryształów towarzyszy występowanie ładunków elektrycznych i naodwrót, działanie pól elektrycznych na te kryształy wywołuje u nich odkształcenie mechaniczne. Kryształ taki, mając, jako układ mechaniczny, pewną częstotliwość drgań własnych, może być pobudzony do silnych drgań rezonansowych, o ile znajdzie się w zmiennem polu elektrycznem o częstotliwości równej częstotliwości jego drgań własnych [Langevin 1917 [3]), W. G. Cady 1922].



Rys. 177.

Szereg kryształów wykazuje własności piezoelektryczne, lecz praktyczne zastosowanie w radjotechnice znalazły dotychczas tylko *kwarzec* czyli *kwarc* ($Si\,O_2$) i *turmalin.*

Kwarzec krystalizuje w postaci jedno- i trój-osiowej (rys. 177). Oś podłużna (Z — Z) kryształów nosi nazwę *osi optycznej*, gdyż promień świetlny, padający na płytkę wyciętą prostopadle do tej osi, ulega skręceniu płaszczyzny polaryzacji.

W płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej (rys. 178) kryształ ma 2 układy po 3 osie, a mianowicie 3 osie X, przechodzące przez krawędzie kryształu, t. zw. *osie elektryczne*, oraz 3 osie Y, prostopadłe do

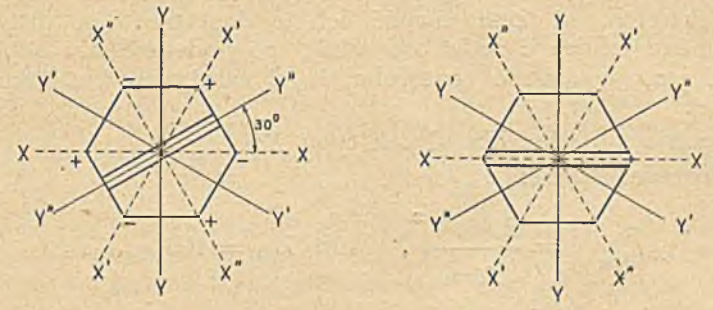
---

[1]) Patrz m. i. D. M. Sokolcow, Mechaniczne stabilizatory częstotliwości generatorów lampowych, Prz. Radj. r. 1931, str. 8 i następne.

[2]) Od πιέζω — naciskam, gniotę.

[3]) Patrz Prz. Radj., r. 1931, str. 73.

ścian kryształu, t. zw. *osie mechaniczne*. Każda oś elektryczna związana jest z prostopadłą do niej osią mechaniczną w ten sposób, że nacisk



Rys. 178.

czy rozciąganie w kierunku jednej z osi mechanicznych, wytwarza ładunki elektryczne w płaszczyznach prostopadłych do sprzężonej z nią osi elektrycznej, a przyłożenie sił elektrycznych w kierunku osi elektrycznej wywołuje siły ściskające lub rozciągające w kierunku sprzężonej z nią osi mechanicznej.

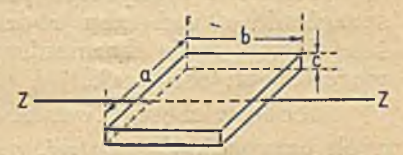
Płytki kwarcowe, stosowane do wykorzystania zjawiska piezoelektrycznego, wycina się w kierunku równoległym do osi optycznej i to przeważnie w jednej z dwu postaci:

a) prostopadle do jednej z osi elektrycznych (rys. 178 a), czyli t. zw. *cięcie X* (lub Curie),

b) prostopadle do jednej z osi mechanicznych (rys. 178 b), czyli t. zw. *cięcie Y* (lub 30-stopniowe).

W obu tych wykonaniach płytka jest zdolna do drgań piezoelektrycznych, jeżeli jest pobudzana przez pole elektryczne w kierunku osi elektrycznej. Siły mechaniczne spowodowane przez to pole elektryczne, działając w kierunku osi mechanicznej, wytwarzają dwa rodzaje drgań: jedne podłużne w kierunku działającej siły mechanicznej, a temsamem wzdłuż osi mechanicznej, drugie poprzeczne, prostopadłe do kierunku działającej siły mechanicznej, a więc skierowane równolegle do osi elektrycznej płytki.

Bez względu na swój charakter fizyczny, drgania wykonywane w kierunku grubości c (patrz rys. 179) będą w dalszym ciągu określane jako *drgania osiowe*, zaś drgania wzdłuż wymiaru większego a — jako *drgania średnicowe*.



Rys. 179.

Ogólny wzór, przy pomocy którego można obliczyć częstotliwość drgań płytki według dowolnej osi, wyraża się w postaci:

$$f = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{E}{\sigma}}, \qquad (336)$$

gdzie E jest modułem sprężystości, σ gęstością kryształu, a l długością płytki w kierunku drgań.

W płytkach typu X drgania osiowe i średnicowe są niezależne jedne od drugich, a częstotliwość ich z dostatecznem przybliżeniem ($\pm 1\%$) można obliczyć ze wzoru (336), po podstawieniu odpowiednich wartości E i σ, (zaznaczyć tu trzeba, że E zależy od kierunku dokonanego cięcia).

Otrzymuje się więc dla płytek typu X:

a) drganie osiowe:

$$f_{1(kc/s)} = \frac{2{,}86 \cdot 10^3}{c_{(mm)}}, \quad \text{lub} \quad \lambda_{(m)} = 105\ c_{(mm)}, \tag{337}$$

b) drgania średnicowe:

$$f_{2(kc/s)} = \frac{2{,}86 \cdot 10^3}{a_{(mm)}}, \tag{337 a}$$

(wzór ten daje dostateczną dokładność jedynie w przypadku płytek kształtu kołowego, o średnicy równej a).

Dla płytek typu Y częstotliwość drgań osiowych określa się wzorem:

$$f_{1(kc/s)} = \frac{1{,}96 \cdot 10^3}{c_{(mm)}}, \tag{337 b}$$

skąd długość fali:

$$\lambda_{(m)} = 153\ c_{(mm)}. \tag{337 c}$$

Drgania te w płytkach Y występują jednak przeważnie w postaci dwu drgań sprzężonych o nieznacznej różnicy częstotliwości, a powstanie ich zależy od grubości płytki (przy pewnych grubościach mogą się wcale nie wzbudzić) i od temperatury. Ponadto są one sprzężone z drganiami średnicowemi i to tem silniej, im bardziej są do siebie zbliżone wymiary a i c.

Jednak i w płytkach płaskich (o małym wymiarze c) może nastąpić sprzężenie drgań obu rodzajów, a mianowicie wówczas, gdy drgania średnicowe mają harmoniczną o częstotliwości zbliżonej do częstotliwości drgań osiowych.

Jedną z częstotliwości drgań osiowych f_1 można jednakże w pewnych przypadkach usunąć, zeszlifowując skośnie boczne ścianki kryształu.

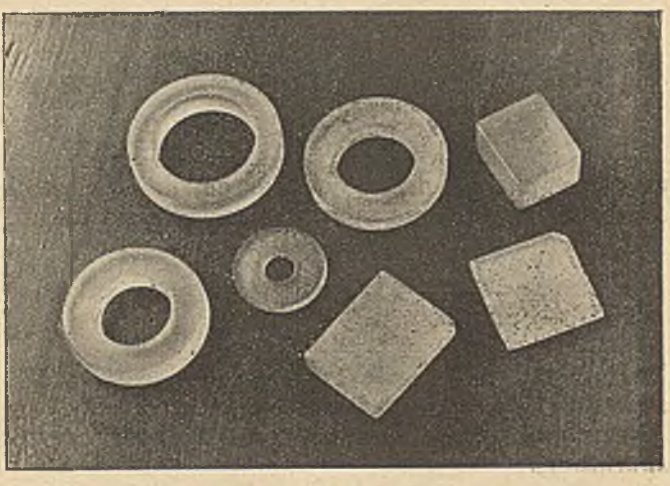
Wobec tego, że częstotliwość drgań płytki jest funkcją jej wymiarów, zależy ona również i od jej rozszerzalności cieplnej. Dla obu rodzajów drgań płytek typu X *termiczny współczynnik częstotliwości* jest *ujemny* i wynosi około $-2 \cdot 10^{-5}$ okr/sek na 1^0 C. Natomiast drgania osiowe płytek typu Y, których grubość jest mała wobec długości i szerokości, mają dodatni współczynnik termiczny $(3{,}5 \div 4) \cdot 10^{-5}$ okr/sek na 1^0 C,

dla drgań średnicowych zaś, współczynnik ten jest również ujemny, jak i u płytek typu *X*.

Główne zastosowanie praktyczne w technice stabilizacji drgań mają drgania osiowe. Dzięki zaś temu, że występują one w najbardziej czystej postaci w płytkach typu *X*, ta postać płytek jest najbardziej rozpowszechniona.

Badania wykazały, że cięcie płytek pod odpowiednim kątem do osi optycznej [1]) (zjawisko to stwierdzono szczególnie na płytkach typu *Y*) zapewnia im współczynnik termiczny równy zeru, co jest równoznaczne z niezależnością częstotliwości drgań od temperatury.

Również do ograniczenia wpływu temperatury na częstotliwość drgań prowadzi stosowanie płytek typu *X* w postaci płaskiego pierścienia (rys. 180). Płytki kołowe są zresztą i z tego względu korzystne,



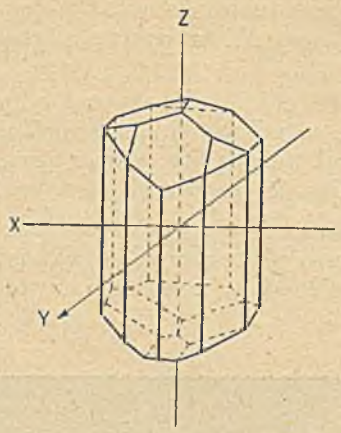
Rys. 180.

że drgają bardziej równomiernie, niż płytki prostokątne. Z tego względu nadaje się płytkom również kształt rombu o zaokrąglonych rogach, który odpowiada linji drgań węzłowych płytki. Krzywą tę otrzymuje się, kreśląc od środka (osi *Z*) promienie proporcjonalne do pierwiastków z modułów sprężystości w danych kierunkach.

Turmalin, w odróżnieniu od kwarcu, choć należy do tego samego układu krystalograficznego, ma jedną tylko oś elektryczną, pokrywającą się z osią optyczną kryształu (rys. 181). Stąd więc płytki dla oscylato-

[1]) Patrz R. Bechmann, Über die Temperaturkoeffizienten der Eigenschwingungen piezo-elektrischer Quarzplatten und Stäbe. Jahrb. 44, r. 1934, str. 145 — 160 Pierwszy stwierdził to zjawisko I. Koga (Suppl. Issue J. I. E. E. Japan, April 1933).

rów piezoelektrycznych mogą być cięte jedynie w kierunku prostopadłym do osi optycznej.



Rys, 181.

Turmalin, przy tych samych wymiarach, daje częstotliwość drgań większą o około 35%, niż kwarc cięty prostopadle do osi X, a więc:

$$f_{1(\mathrm{kc/s})} \cong \frac{3{,}6 \cdot 10^3}{c_{(\mathrm{mm})}}, \quad \text{czyli} \quad \lambda_{(\mathrm{m})} \cong 83\, c_{(\mathrm{mm})}. \tag{338}$$

Współczynnik temperatury jest ujemny i wynosi około $4 \cdot 10^{-5}$ na 1^0 C, jednakże zależność częstotliwości od temperatury jest bardziej równomierna niż przy kwarcu (niema nagłych skoków częstotliwości przy zmianie temperatury).

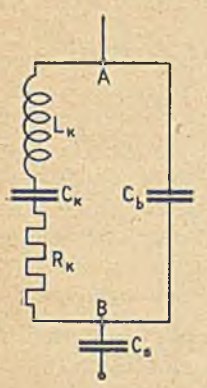
11. Układ zastępczy oscylatora piezoelektrycznego. Schematy elektryczne.

Drgający kryształ piezoelektryczny można przedstawić jako elektryczny obwód rezonansowy, sprzężony z danym układem elektrycznym Jak wykazuje teorja [1]), ten obwód równoważny występuje w postaci indukcyjności L_K, pojemności C_K i oporności R_K połączonych szeregowo (rys. 182). Wraz z oprawką (okładkami) kryształ tworzy jeszcze dodatkowe pojemności, z których C_b wyraża pojemność między okładkami i kryształem jako dielektrykiem, a C_s — szeregową pojemność szczeliny powietrznej między okładkami i kryształem.

Indukcyjność L_K jest rzędu dziesiątek do setek henrów, pojemność C_K rzędu setnych mikromikrofarada, oporność R_K rzędu tysięcy

[1]) Patrz m. i. Asiejew, Łampowyje gienieratory, str. 315 ÷ 324.

omów. Wielkości te, dla pospolicie spotykanych płytek prostokątnych typu X można dla drgań osiowych obliczyć ze wzorów:



Rys. 182.

$$L_K = 130 \frac{c^3}{ab} \text{ henrów}, \tag{a}$$

$$C_K = 0{,}0022 \frac{ab}{c} \ \mu\mu F, \tag{b}$$

$$C_b = 0{,}4 \frac{ab}{c} \ \mu\mu F, \tag{c}$$

$$R = 130000 \frac{c}{ab} \text{ omów}$$

przyczem wartości a, b, c, (wymiary w cm) są podane na rys. 179.

I tak dla płytki kwarcowej kołowej o grubości $c = 0{,}2$ cm i średnicy $a = b = 2$ cm będą wynosiły odpowiednie wielkości:

$$L_K = 130 \frac{c^3}{a^2} = 130 \frac{8 \cdot 10^{-3}}{4} = 0{,}26 \ H,$$

$$C_K = 0{,}0022 \frac{a^2}{c} = 0{,}0022 \frac{4}{0{,}2} \ \mu\mu F = 0{,}044 \cdot 10^{-12} \ F,$$

$$C_b = 0{,}4 \frac{a^2}{c} = 0{,}4 \frac{4}{0{,}4} = 0{,}4 \cdot 20 \ \mu\mu F = 8 \cdot 10^{-12} \ F,$$

$$R = 130000 \frac{c}{a^2} = 130000 \frac{0{,}2}{4} = 6500 \ \Omega .$$

Pojemność wypadkowa obwodu wynosi wobec tego ($C_K \ll C_b$):

$$C = \frac{C_K C_b}{C_K + C_b} \cong C_K = 0{,}044 \cdot 10^{-12} \ F,$$

a zatem współczynnik przepięcia:

$$\sigma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{6500} \sqrt{\frac{0{,}26}{0{,}044 \cdot 10^{-12}}} \cong 370 .$$

Częstotliwość drgań, obliczona z indukcyjności i pojemności obwodu zastępczego wynosi:

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{0{,}26 \cdot 0{,}044 \cdot 10^{-12}}} \cong 1{,}49 \cdot 10^6 \text{ okr/sek},$$

podczas gdy wzór (337) daje:

$$f = \frac{2{,}86}{c_{(mm)}} 10^6 = \frac{2{,}86}{2} \cdot 10^6 = 1{,}43 \cdot 10^6 \text{ okr/sek}.$$

Wartości te są bardzo zbliżone do siebie.

Dzięki tak korzystnym stałym kryształ piezoelektryczny zachowuje się jak obwód elektryczny o bardzo małem tłumieniu: normalnie stosowane dla stabilizacji płytki kwarcowe posiadają dekrement w granicach od $5 \cdot 10^{-5}$ do 10^{-3}, przyczem większe tłumienie odpowiada większym częstotliwościom. Odpowiada to współczynnikowi przepięcia od około 6000 do 300. Są to wartości, nieosiągalne w obwodach elektrycznych, szczególnie w konstrukcjach o małych wymiarach. Co do pojemności dodatkowych, to C_b jest rzędu kilkunastu $\mu\mu F$, a C_s rzędu kilku $\mu\mu F$.

Rys. 183.

Stosowanie w pewnych układach kryształów piezoelektrycznych zamiast obwodów rezonansowych, daje, prócz znacznie większej ostrości krzywej rezonansu. jeszcze i znacznie większą stałość częstotliwości drgań własnych. Częstotliwość ta ulega jedynie wpływom temperatury które przez odpowiednie oszlifowanie kryształu, mogą być zredukowane prawie do zera.

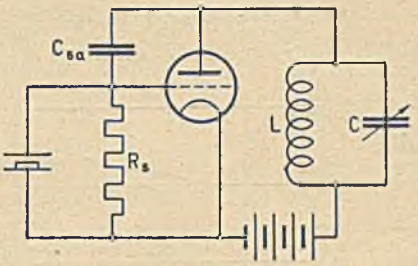
Kryształy piezoelektryczne mogą być stosowane w dwu zasadniczych układach:

a) jako *rezonatory*,

b) jako *oscylatory*.

Zadaniem *rezonatora piezoelektrycznego* jest wskazanie, że dana częstotliwość prądu jest w rezonansie z częstotliwością drgań własnych kryształu. Rezonans ten można stwierdzić albo metodą absorbcyjną, sprzęgając rezonator z badanym obwodem, albo też zapomocą t. zw. kryształów świetlących. Są to kryształy umieszczone w bańce szklanej pod ciśnieniem rzędu 10 — 15 mm Hg (rys. 183) i pod wpływem drgań rezonansowych pobudzają one do fluorescencji cząstki gazu, zawarte w bańce.

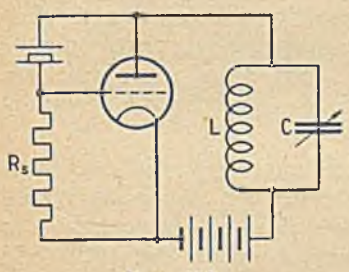
Oscylatory piezoelektryczne natomiast zastępują obwód rezonansowy w układzie samowzbudnym i raz pobudzone do drgań, wymuszają w tym układzie częstotliwość prądu równą częstotliwości ich drgań mechanicznych. Jako typowy układ tego rodzaju można uważać układ Pierce'a (rys. 184), sprowadzający się ostatecznie do układu Kühn - Hutha (rys. 161) z tą różnicą, że zamiast obwodu rezonansowego, w obwodzie siatki znajduje się oscylator piezoelektryczny. Rzecz oczywista, że i w układzie Pierce'a dla spełnienia warunku samowzbudzenia obwód anodowy również musi stanowić obciążenie indukcyjne. Dlatego niekorzystne jest zastępowanie w tych układach oporu R_s dławikiem.



Rys. 184.

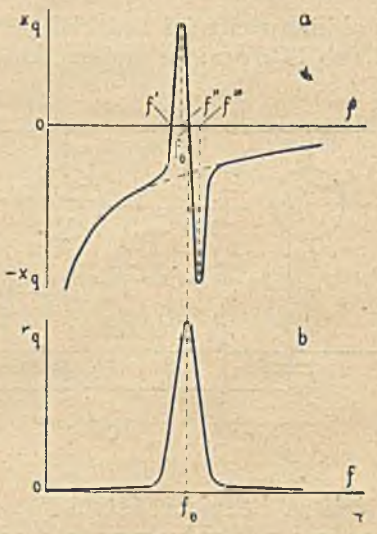
W niektórych przypadkach nawet obwód rezonansowy można zastąpić dławikiem.

Często stosuje się też układ, w którym kryształ jest załączony równolegle do pojemności C_{sa} (rys. 185). Zresztą oscylator piezoelektryczny może być użyty w każdym układzie samowzbudnym.



Rys 185.

Zależność oporu urojonego x_q oraz rzeczywistego r_q od nastrojenia obwodu podają krzywe rys. 186. Charakterystyczną cechą krzywej $x_q = \varphi(f)$ jest nagła zmiana znaku oporu urojonego w pobliżu częstotliwości rezonansowej.



Rys. 186.

Wszystkie opisane układy generatorów piezoelektrycznych mają tę wspólną wadę, że na częstotliwość drgań oscylatora mają pewien wpływ pojemności układu, załączane równolegle do oscylatora. W szczególności w układzie Pierce'a zaznacza się wpływ równolegle załączonej oporności wejściowej Z_s lampy, wskutek czego uwidacznia się wpływ rozstrojenia obwodu anodowego na częstotliwość drgań, (krzywa na rys. 187).

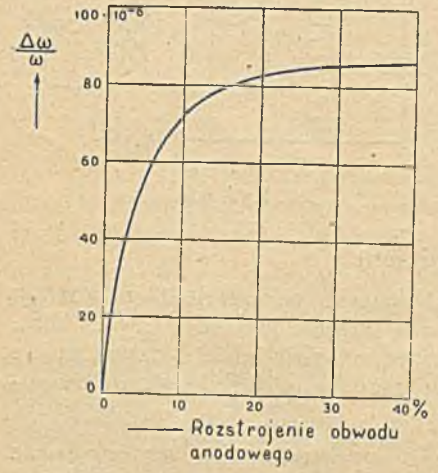
Dla usunięcia tego oddziaływania opracowano szereg układów. z których charakterystyczny jest układ Heegnera, rys. 188, przypominający multiwibrator.

Dla częstotliwości bardzo wielkich (fale poniżej 10 m) stosuje się

pewną odmianę układu Pierce'a (rys. 189), sprowadzający się do układu samowzbudnego podanego na rys. 132 a, w rozdziale V.

12. Dane techniczne oscylatorów piezoelektrycznych.

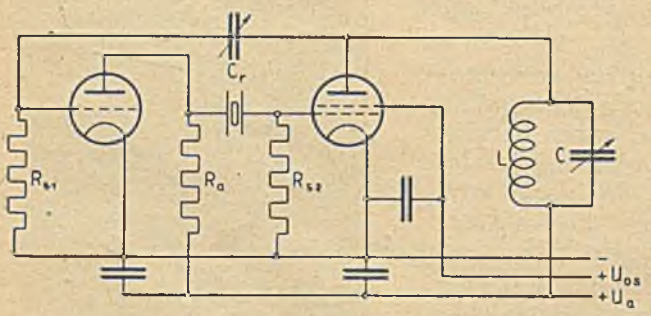
O obciążalności kryształów piezoelektrycznych nie decyduje sama tylko wytrzymałość elektryczna, która dla tych materjałów jest dość wysoka (rzędu 100 *V*/mm). Duży wpływ ma tu obciążenie mechaniczne i związane z tem nagrzanie kryształu. Zarówno perjodyczne odkształcenia płytki drgającej jak i wzrost jej temperatury, o ile przekroczą pewną granicę, powodują zniszczenie płytki, które następuje tem łatwiej, im mniejsze są jej wymiary, a zwłaszcza jej objętość.



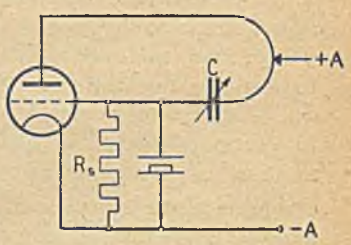
Rys. 187.
(według R. Rechmanna, T. Z. 63).

Wobec tego, że, zgodnie z poprzedniemi rozważaniami, grubość płytki drgającej jest odwrotnie proporcjonalna do częstotliwości jej drgań własnych, obciążalność oscylatorów piezoelektrycznych jest tem mniejsza, im większa jest ich częstotliwość rezonansowa.

Trudności zastosowania oscylatorów piezoelektrycznych rosną ze wzrostem częstotliwości tak dalece, iż dla stabilizowania fal krótkich stosuje się raczej oscylatory na częstotliwość 2 lub 3-krotnie mniejszą, którą następnie powiela się, co nietylko zapewnia



Rys. 188.



Rys. 189.

większe bezpieczeństwo pracy oscylatora, ale ponadto zmniejsza bezpośrednie oddziaływanie stopni większej mocy na stopnie mniejszej mocy, a temsamem upraszcza zagadnienie neutralizacji i osłaniania.

W zasadzie jednak, przy zastosowaniu płytek turmalinowych, możliwe jest bezpośrednie stabilizowanie częstotliwości do $1{,}5 \cdot 10^8$ okr/sek

($\lambda = 2$ m), a przy użyciu płytek kwarcowych — do $2 \cdot 10^7$ okr/sek ($\lambda = 15$ m). Jak widać, płytki turmalinowe mogą pracować przy znacznie większych częstotliwościach, a więc przy znacznie mniejszych grubościach, niż kwarc. Nie wynika to z większej wytrzymałości elektrycznej turmalinu, lecz z prostszego kształtu drgań tego kryształu. Płytka kwarcowa bowiem, drgając, wytwarza na powierzchni złożone linje węzłowe potencjału elektrycznego, które są źródłem prądów wyrównawczych na powierzchni elektrod. Wywołuje to znaczne straty cieplne, powodujące uszkodzenie płytki kwarcowej.

Następujące tablice podają zestawienie oscylatorów (według firmy C. Zeiss, Jena) dla płytek turmalinowych, i dla płytek kwarcowych.

TABLICA A.

Zestawienie obciążalności płytek turmalinowych.

Lampa		Średnica płytki w *mm* dla fal:			Uwagi
Obciążalność anody P_a (W)	Napięcie anodowe U_a (V)	2÷4 m	4÷7 m	7÷15 m	
2	200	8	10	12	Dla fal o długości powyżej 4 m dane te odnoszą się do układu Pierce'a (rys. 184), dla fal zaś o długości poniżej 4 m — do układu podanego na rys. 189.
3	200	8	10	12	
4	200	12	12	12	
5*)	250	—	12	15	
10*)	250	—	—	15	
15*)	300	—	—	15	
10*)	400	12	15	20	

TABLICA B.

Obciążalność płytek kwarcowych.

Długość fali (m)	Dane lampy w układzie Pierce'a	
	Obciążalność anody P_a (W)	Napięcie anodowe U_a (V)
15 ÷ 400	15	300
300 ÷ 1000	75	800

*) Przy tej mocy należy stroić przy napięciu anodowem zniżonem do połowy, a dopiero po osiągnięciu mocy maksymalnej w obwodzie rezonansowym można doprowadzić napięcie do pełnej wartości.

TABLICA C.

Obciążalność płytek kwarcowych (kształtu rombowego) na fale długie ($\lambda = 1000$ m).

Wymiar w mm (w przybliżeniu)	Najdłuższa przekątna w mm	Obciążalność anody lampy P_a (W)	Dopuszczalne obciążenie płytki		
			w powietrzu (W)	w oleju parafinowym przy 20° C	
				trwale (W)	przejściowo (W)
36 × 44	50	25	1,0	150	300
54 × 66	75	60	1,5	500	1000
72 × 88	100	100	—	1000	2000
90 × 110	125	200	—	2000	3000

Dane co do dokładności wzorcowania płytek turmalinowych podają (według tejsamej firmy) tablice D i E, przyczem tablica D podaje *dokładność względną*, a więc zgodność kilku płytek wykonanych na tę samą

TABLICA D.

Dokładność względna płytek turmalinowych.

Długość fali (m)	2	3	6	10	15
Dokładność (%)	± 0,4	± 0,3	± 0,14	± 0,08	± 0,06

częstotliwość nominalną, zaś tablica E podaje *maksymalną dokładność bezwzględną* (w stosunku do częstotliwości wzorcowej) osiągalną praktycznie w danym zakresie częstotliwości.

TABLICA E.

Maksymalna dokładność bezwzględna płytek turmalinowych.

Długość fali (m)	2÷6	6÷10	10÷15
Maksym. dokładność (%)	± 1,3	± 0,5	± 0,35

Stabilizatory kwarcowe, szczególnie dla fal powyżej 100 m, wykonuje się z bardzo wielką dokładnością. Tak np. dla wzbudzania stacyj radjofonicznych nadających ten sam program na wspólnej fali, różnice częstotliwości utrzymuje się nawet poniżej 1 okresu na sekundę, co przy tych częstotliwościach $10^6 \div 1{,}5.10^6$ okr/sek, daje dokładność większą od $\pm 10^{-4}$ %. Dla utrzymania takiej dokładności niezbędne jest umieszczenie kwarcu w termostacie z samoczynnie regulowaną temperaturą, przyczem dokładność regulacji temperatury przekracza $\pm 0{,}1^\circ$ C.

Prócz temperatury, na częstotliwość drgań oscylatora piezoelektrycznego wpływają jeszcze inne czynniki zewnętrzne jak: zmiany sprzężenia zwrotnego, zmiany oddziaływania oporu wejściowego lampy, zmiany dodatkowych pojemności w obwodzie siatki, wahania napięcia anodowego, a przedewszystkiem wykonanie oprawki. Maksymalne odchylenie od częstotliwości własnej płytki, wywołane przez czynniki zewnętrzne, zawiera (wg. R. Bechmanna), tablica F.

TABLICA F.

Odchylenie od częstotliwości własnej oscylatora kwarcowego pod wpływem czynników zewnętrznych (wg R. Bechmanna, T. Z. 63).

Przyczyna	Maksymalne odchylenie
1. Układ elektryczny:	
a) zmiany sprzężenia zwrotnego	$0{,}5 \cdot 10^{-3}$
b) zmiany oddziaływania zwrotnego oporu wejściowego	$2 \cdot 10^{-6}$
c) zmiany dodatkowych pojemności występujących szeregowo lub równolegle z kwarcem	$0{,}5 \cdot 10^{-3}$
d) wahania napięcia anodowego	$2 \cdot 10^{-6}$
2. Wpływ odstępu elektrod uchwytu	$1 \cdot 10^{-3}$
3. Wpływ temperatury	$2 \cdot 10^{-3}$

13. Stabilizatory magnetostrykcyjne i kamertonowe.

Odpowiednikiem zjawiska piezoelektrycznego jest zjawisko *magnetostrykcyjne* [1]) (Pierce 1929) polegające na tem, że pręt z materjału ferromagnetycznego, umieszczony w polu magnetycznem ulega wydłużeniu lub skróceniu, zależnie od tego, czy pole maleje, czy też wzrasta. Wydłużenie to lub skrócenie jest rzędu 10^{-4} % na 1 gaus [2]).

Jeżeli więc pręt taki umieścić w polu magnetycznem zmiennem, ulega on kolejnym wydłużeniom i skróceniom, czyli wykonywa drgania podłużne. Jednakże częstotliwość drgań pręta będzie równa podwójnej częstotliwości prądu magnesującego, gdyż każdemu półokresowi strumienia magnetycznego będzie odpowiadało skurczenie się pręta. Aby częstotliwość drgań pręta stała się równa częstotliwości prądu, należy, podobnie jak w słuchawce [3]) umieścić pręt w stałem polu magnetycznem, tak iż jeden półokres strumienia zmiennego wywołuję wzmocnienie, drugi zaś osłabienie strumienia wypadkowego.

---

[1]) Od łacińskiego *stringere* — ścisnąć.

[2]) G. W. Pierce. Magnetostriction Oscillators. P. I. R. E. 1929, str. 42 ÷ 88.

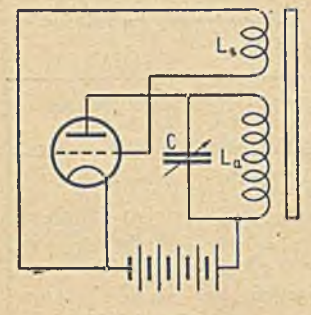
[3]) Patrz tom I, str. 141 i następne.

Drgania w ten sposób wytworzone osiągają maksimum, gdy ich częstotliwość jest równa częstotliwości drgań własnych pręta (rezonans mechaniczny) która wynosi:

$$f_r = \frac{v}{l}, \tag{339}$$

gdzie v jest szybkością głosu w pręcie, a l długością pręta.

Oscylatory magnetostrykcyjne stosuje się w układzie podanym na rys. 190, który jest w zasadzie układem generatora samowzbudnego z indukcyjnem sprzężeniem zwrotnem. Pręt magnetostrykcyjny stanowi tu rdzeń magnetyczny obu zwojnic, a pobudzony do drgań, wskutek zmian długości indukuje w obwodzie siatki siłę elektromotoryczną, podtrzymującą drgania w lampie. Gdy drgania wytworzone przez lampę są zsynchronizowane z drganiami pręta, pręt narzuca układowi swoją częstotliwość, podobnie jak kryształ kwarcowy.



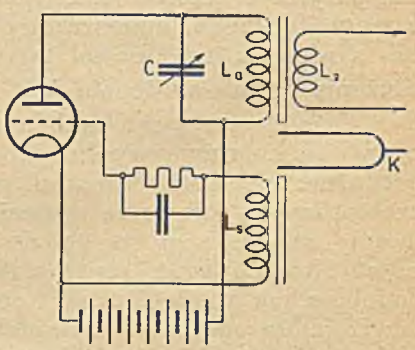
Rys. 190.

Niezbędną polaryzację magnetyczną nadaje prętowi prąd anodowy, przepływający przez jedną ze zwojnic.

Drgania własne pręta megnetostrykcyjnego mają częstotliwość bardzo stałą, praktycznie zależną tylko od wydłużalności termicznej materjału, z którego pręt jest wykonany.

Stabilizatory magnetostrykcyjne są stosowane w zakresie częstotliwości od tysiąca do kilkuset tysięcy okresów na sekundę.

Szerokie zastosowanie praktyczne jako stabilizatory i jako wzorce częstotliwości znalazły *oscylatory kamertonowe*. Schemat takiego oscylatora podaje rys. 191. Wynika z niego, że jest to generator ze sprzężeniem zwrotnem indukcyjnem, którego obwód magnetyczny zawiera zmienną szczelinę powietrzną, wytwarzaną przez drgający kamerton. Skoro kamerton zostanie pobudzony do drgań swobodnych (np. przez potrącenie), zmienia on oporność magnetyczną zwojnic L_a i L_s z częstotliwością równą częstotliwości drgań kamertonu, przyczem w zwojnicy L_s indukuje się pewna siła elektromotoryczna $\hat{V}_s$. Ta siła elektromotoryczna wytwarza składową zmienną prądu anodowego, która podtrzymuje drgania kamertonu. W ten sposób drogą sprzężenia zwrotnego podtrzymuje się w układzie drgania elektryczne o częstotliwości wymuszonej przez drga-



Rys. 191.

nia własne kamertonu, podobnie jak w układzie magnetostrykcyjnym — przez pręt drgający. Aby otrzymać odpowiednią fazę sprzężenia zwrotnego i stworzyć korzystne warunki dla prądu w zwojnicy L_a, nastraja się ją do rezonansu z drganiami kamertonu przy pomocy kondensatora C.

Prąd zmienny, wytwarzany przez generator kamertonowy, przenosi się na następną lampę przez uzwojenie wtórne L_2.

Aby otrzymać drgania o możliwie stałej częstotliwości, kamerton wykonuje się z materjału o możliwie małym współczynniku termicznym (np. z „elinvaru"), a ponadto umieszcza się go, podobnie jak oscylator kwarcowy, w termostacie z samoczynnie regulowaną temperaturą.

W ten sposób można osiągnąć stałość częstotliwości rzędu $(1 \div 3)\,10^{-4}$ okr/sek (termostat daje stałość temperatury 0,05÷0,1 °C).

Kamertony stabilizatorów mają częstotliwość własną rzędu 1000 okresów na sekundę. Aby więc przy ich pomocy stabilizować nadajnik radjotelegraficzny, konieczne jest wpierw powielenie częstotliwości. W tym celu przy pomocy generatora kamertonowego wzbudza się multiwibrator (patrz rys. 143), o częstotliwości podstawowej zsynchronizowanej z drganiami kamertonu, a następnie z multiwibratora wyławia się przy pomocy obwodu rezonansowego odpowiednio wysoką harmoniczną. Harmoniczna ta, po dostatecznem wzmocnieniu, służy do wzbudzenia końcowego stopnia mocy albo bezpośrednio, albo też za pośrednictwem podwajacza lub potrajacza częstotliwości.

Generatory kamertonowe stosuje się również do synchronizowania stacji radjofonicznych, nadających wspólny program na wspólnej fali. W tym celu drgania małej częstotliwości, wytwarzane przez centralny generator kamertonowy, przesyła się przewodami telefonicznemi do poszczególnych stacyj, gdzie następuje powielenie częstotliwości zapomocą multiwibratorów.

Jednak i przy tym systemie występują pewne wahania częstotliwości między poszczególnemi stacjami, wywołane przesunięciami faz na przewodach zasilających [1]).

14. Streszczenie rozdziału VI.

Pojemności wewnętrzne lampy katodowej C_{sk}, C_{sa}, C_{ak} powodują dodatkowe obciążenie obwodu wejściowego lampy i prócz tego mogą, w pewnych warunkach, wywoływać powstanie drgań (Kuhn-Huth). Dla większych częstotliwości pojemności te znacznie zmniejszają współczynnik wzmocnienia napięciowego układu.

Wpływ pojemności wewnętrznych lampy na samorzutne powstawanie drgań t. zw. pasorzytniczych zmniejsza się przez stosowanie odsprzężenia indukcyjnego, specjalnych układów (neutralizacja), lub specjalnych lamp (ekranowych), albo też przez powielanie częstotliwości.

Zwiększenie ilości stacyj nadawczych spowodowało zaostrzenie wymagań co do stałości promieniowanej fali. Zmiany częstotliwości drgań

[1]) Patrz tom I, rozdział VI.

w nadajniku wywoływane są przez zmiany stałych elektrycznych układu oraz zmiany warunków pracy układu.

Wpływy te mogą być w znacznym stopniu zmniejszone przez zastosowanie odpowiednich układów oraz przez właściwą konstrukcję części składowych układu.

Dla zapewnienia generatorowi jeszcze większej stałości fali stosuje się specjalne układy samowzbudne o wielkiej stałości drgań, stabilizowane mechanicznie przez stabilizatory piezoelektryczne, magnetostrykcyjne lub kamertonowe.

BIBLJOGRAFJA DO ROZDZIAŁÓW V i VI.

A. O. Berkman, Osnowy łampowowo radioprijoma. Moskwa, Swiaztiechizdat, r. 1934.

H. Barkhausen, Elektronenröhren, III. Rückkopplung. Wyd. III/IV Lipsk, r. 1935

N. N. Kryłow, Tieorija i rasczot radioprijomnych ustrojstw. Wyd. II Leningrad, r. 1934.

A. I. Berg, Osnowy radiotiechniczeskich rasczotow (Usilitieli). Wyd. II Moskwa—Leningrad, r. 1930.

W. Wwiedienskij i A. Arenberg, Obzor robot po gienierirowaniju metrowych wołn. Energoizdat, Leningrad—Moskwa, r. 1933.

B. P. Asiejew, Łampowyje gienieratory i pieriedatcziki. Wyd. IV Leningrad — Moskwa, r. 1933.

ROZDZIAŁ VII.

MODULACJA GENERATORÓW LAMPOWYCH.

Metody obliczeń układów modulacyjnych, podane w tym rozdziale mają charakter wyłącznie orjentacyjny. Oddają one z dokładnością, dostateczną dla celów praktycznych, warunki energetyczne, pozwalając dzięki temu dobrać lampy o odpowiedniej mocy i części konstrukcyjne obwodów.

Obliczenia te są natomiast niewystarczające dla zorjentowania się w zniekształceniach amplitudy, wywołanych przez krzywolinijność charakterystyk. Do określenia tych zniekształceń można dojść mozolną i przewlekłą drogą graficzną, kreśląc na podstawie poszczególnych punktów obwiednię modulacji, a następnie stosując do otrzymanej krzywej analizę Fouriera. Metoda ta jest wskazana jedynie w zastosowaniu do urządzeń dużej mocy, od których wymagana jest wysoka wierność reprodukcji. Jednakże i tak starannie obliczone urządzenia wymagają następnie zbadania laboratoryjnego i ostatecznego doboru warunków drogą doświadczalną.

Dlatego też najwłaściwszą drogą jest orjentacyjne przeliczenie zasadniczych wielkości, a następnie laboratoryjne wyregulowane urządzenia. Bardzo pomocne jest przy tem sporządzenie charakterystyk dynamicznych danych typów lamp. Charakterystyki takie pozwalają prawie bez błędu przewidzieć najkorzystniejsze warunki pracy i dopuszczalną głębokość modulacji generatora.

1. Modulacja amplitudy generatora lampowego.

Modulację amplitudy prądu szybkozmiennego, wzbudzanego w generatorze lampowym, można wywołać jednym z następujących zasadniczych sposobów:

1) przez oddziaływanie na obwód rezonansowy,
2) przez oddziaływanie bezpośrednio na generator.

Modulacja amplitudy w obwodzie rezonansowym polega na tem, że wywołuje się zmiany oporu skutecznego obwodu zapomocą organu o zmiennej oporności. Organ ten może być włączany wprost w obwód rezonansowy (modulacja przez zmianę oporu), lub też w obwód pomoc-

niczy, sprzężony z obwodem rezonansowym i zmieniający pozornie jego opór skuteczny, a temsamem pobierający z niego większą lub mniejszą moc zależnie od zmian organu modulującego (*modulacja* przez pochłanianie czyli *absorbcyjna*).

Do tych metod należy sposób najdawniejszy, obecnie niemający większego znaczenia praktycznego, polegający na oddziaływaniu na obwód np. antenowy nadajnika zapomocą mikrofonu (rys. 192 a i b).

W przypadku podanym na rys. 192 b, opór mikrofonu [1]), przeniesiony na antenę wyraża się równaniem:

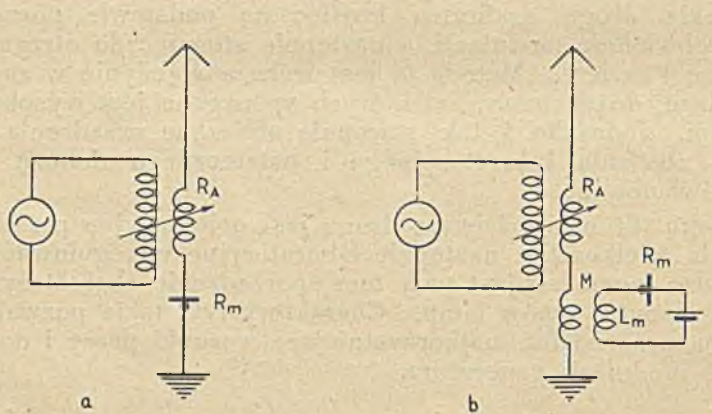
$$\hat{Z}_A' = \frac{\omega^2 M^2}{Z_m^2} (R_m - j\omega L_m), \tag{340}$$

w którem R_m i L_m oznaczają opór skuteczny oraz indukcyjność obwodu mikrofonowego, a $Z_m = \sqrt{R_m^2 + \omega^2 L_m^2}$ — opór pozorny tego obwodu.

Z równania (340) wynika, że, o ile nie jest zachowana zależność

$$R_m \gg \omega L_m,$$

to oddziaływanie mikrofonu na obwód rezonansowy połączone jest z jego rozstrajaniem, a więc i z modulacją fazy.



Rys. 192.

Odmianą modulacji zapomocą mikrofonu jest modulacja zapomocą *dławika wielkiej częstotliwości* (Alexanderson, Pungs), rys. 193, zaopatrzonego w dodatkowe uzwojenie magnesujące, przez które przepływa prąd stały modulowany (zwykle prąd anodowy lampy wzmacniającej). Modulacja opiera się tu na zależności oporu skutecznego (strat w żelazie), jak też częściowo i indukcyjności dławika od amperozwojów prądu sta-

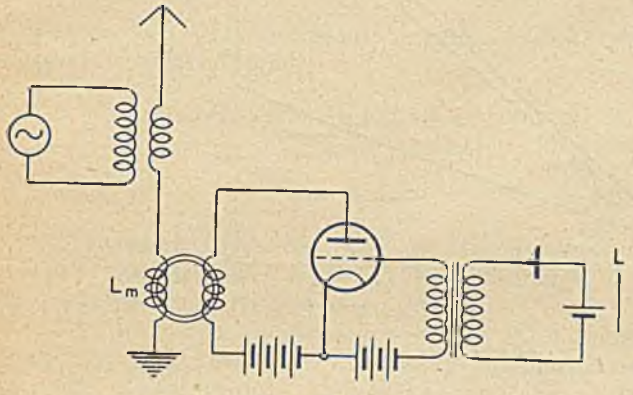
[1]) Patrz tom I, str. 73 i następne.

łego, przepływającego przez uzwojenie magnesujące. Typowe charakterystyki takiego dławika modulacyjnego wielkiej częstotliwości:

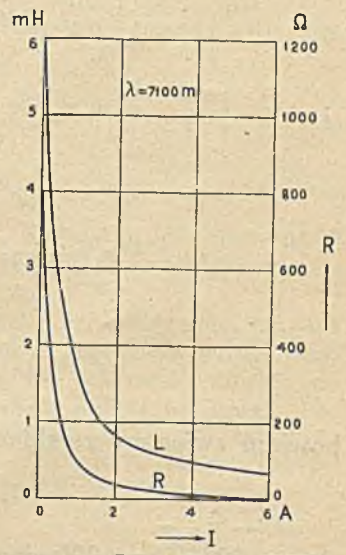
$$R = f(z\,I),$$

$$L = f(z\,I),$$

są podane na rys. 194 dla dławika ze specjalnego stopu magnetycznego o małej stratności przy prądach szybkozmiennych (Tow. C. Lorenz).



Rys. 193.



Rys. 194.

Jak widać i tu ze względu na zmienność indukcyjności występuje częściowo modulacja fazy.

Dla uzyskania poprawnej modulacji muszą być spełnione następujące warunki:

a) lampa winna pracować zawsze na prostolinijnej części charakterystyki,

b) dla częstotliwości modulującej opór dynamiczny lampy winien być duży w porównaniu z oporem obwodu anodowego.

Modulacja, polegająca na *oddziaływaniu na generator*, sprowadza się w generatorze lampowym do dwu zasadniczych systemów:

a) modulacji przez zmiany napięcia anodowego,

b) modulacji w obwodzie siatki.

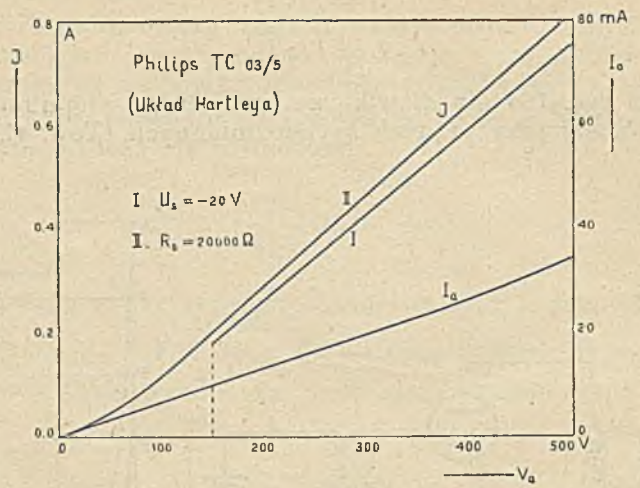
Oba te systemy będą w dalszym ciągu szczegółowo rozpatrzone.

2. Modulacja w obwodzie anodowym.

Modulacja generatora lampowego w obwodzie anodowym (R. V. Heising) opiera się na proporcjonalności między napięciem anodowem i składową zmienną prądu anodowego:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = f(U_a) = A \,.\, U_a, \qquad \text{(a)}$$

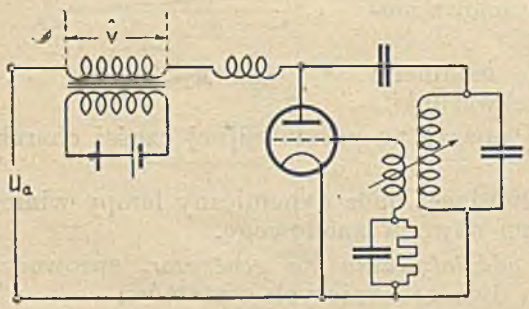
a temsamem i na proporcjonalności między napięciem anodowem i prądem w obwodzie rezonansowym. Prąd w obwodzie rezonansowym jest



Rys. 195.

bowiem związany ze składową zmienną prądu anodowego J_{zm} zależnością:

$$J_m = \sigma_i J_{zm}. \qquad \text{(b)}$$



Rys 196.

Typowa charakterystyka modulacji anodowej generatora o wzbudzeniu własnem jest podana na rys. 195.

Najprostszy układ modulacji w obwodzie anodowym podaje rys. 196. Na stałe napięcie zasilające U_a nakłada się zmienne napięcie $\hat{V}$, indukowane w danym przykładzie przez obwód mikrofonowy, tak, iż generator lampowy jest zasilany przez napięcie tętniące o postaci:

$$v_a = U_a + V_m \sin pt = U_a(1 + m \sin pt), \qquad \text{(c)}$$

jeżeli p jest częstotliwością kątową prądu modulującego, a $m = \frac{V_m}{U_a}$ — głębokością modulacji.

Prąd anodowy w obwodzie generatora przy zmiennem napięciu za-

silającem przedstawić można zapomocą równania (139), które, jeżeli pominąć U_{ao} wobec U_a, wyrazi się w postaci:

$$i_a = S\left[V_{sm}\sin\omega t - U_s + \frac{U_a}{K}(1 + m\sin pt) - \frac{V_{zm}}{K}\sin\omega t\right]. \qquad \text{(d)}$$

Rozpatrując tylko przebiegi małej częstotliwości, można ograniczyć się do amplitudy prądu szybkozmiennego. Po wprowadzeniu związku:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am},$$

równanie (d) dla amplitudy prądu szybkozmiennego, przedstawi się, w postaci następującej:

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am} = \alpha_1 S\left[V_{sm} - U_s + \frac{U_a}{K}(1 + m\sin pt) - \frac{V_{zm}}{K}\right] =$$

$$= \alpha_1 J_{amo}(1 + m\sin pt). \qquad (341)$$

Warunek równania (341) będzie spełniony, a więc proporcjonalność między amplitudą prądu szybkozmiennego, a napięciem anodowem będzie zachowana tylko wtedy, gdy:

1) *wszystkie wielkości zawarte w nawiasach prostokątnych, a więc* V_{zm}, U_s, V_{sm}, *będą się zmieniały synchronicznie z napięciem anodowem,*

2) *współczynnik* α_1 *podczas modulacji będzie wielkością stałą,* co tylko wówczas będzie spełnione, gdy *kąt ładowania pozostanie stały.*

Jeżeli drugi z tych warunków jest spełniony ($\vartheta = \text{const}$), to oczywiście musi być [1]):

$$\alpha_o = \text{const},$$

a temsamem:

$$I_a = \alpha_o J_{am} = \alpha_o J_{amo}(1 + m\sin pt). \qquad (342)$$

Wówczas opór generatora dla prądu stałego również będzie wielkością stałą. Wynosi on zgodnie z równaniem (160):

$$R_g = \frac{v_a}{I_a} = \frac{U_a(1 + m\sin pt)}{\alpha_o J_{amo}(1 + m\sin pt)} = \frac{U_a}{\alpha_o J_{amo}} = \text{const}. \qquad (343)$$

3. Modulacja anodowa generatora samowzbudnego.

Wymagania równania (341) mogą być spełnione dla generatora samowzbudnego. Przekonywują o tem następujące rozważania.

a) Napięcie wzbudzające:

$$V_s = \omega M J_m = \sigma_i \omega M J_{zm}$$

oczywiście jest proporcjonalne do prądu J_{zm}.

b) Napięcie zewnętrzne generatora:

$$V_{zm} = R_z J_{zm}$$

[1]) Patrz str. 144, wzór (148).

również zmienia się proporcjonalnie do zmian prądu zmiennego generatora.

c) Aby ujemne napięcie siatkowe mogło się zmieniać w ciągu pracy generatora, musi ono być nadane generatorowi zapomocą oporu upływowego R_s [1]). Otrzymane na tym oporze napięcie początkowe siatki

$$U_s = R_s I_s = \alpha_{os} R_s J_{sm} \tag{344}$$

będzie się więc zmieniało proporcjonalnie do napięcia anodowego, gdyż średnia wartość prądu siatki będzie w tych warunkach proporcjonalna do napięcia sterującego, a więc też i do napięcia anodowego generatora.

Proporcjonalność ta będzie zachowana zarówno przy założeniu prostolinijności charakterystyk prądu siatki jak i przy nieprostolinijnym przebiegu tych charakterystyk, o ile kąt ładowania siatki ϑ_s będzie bardzo mały [2]).

Będzie wtedy miała miejsce zależność:

$$\cos \vartheta_s = \frac{U_s}{V_{sm}} = \text{const}. \tag{345}$$

Stąd okazuje się, że generator samowzbudny z oporem upływowym siatki spełnia warunek nieskażonej modulacji, o ile oczywiście przebieg charakterystyk nie wprowadzi zniekształceń.

Dzięki temu, że zachowana jest proporcjonalność między prądem zmiennym J_{zm} i napięciem anodowem U_a, to oczywiście i współczynnik ξ wykorzystania napięcia jest stały. Jak bowiem wynika z zależności:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}} = \frac{\xi U_a}{J_{zm}},$$

współczynnik ten można wyrazić jako:

$$\xi = R_z \frac{J_{zm}}{U_a},$$

o ile więc $\frac{J_{zm}}{U_a}$ jest stałe, to i ξ jest wielkością stałą.

Jeżeli stałe są wielkości ϑ i ξ, to i sprawność generatora modulowanego przez cały okres modulacji jest stała:

$$\eta = \xi \frac{\alpha_1}{2\alpha_o} = \text{const}.$$

---

[1]) Patrz rozdział IV, § 7, str. 156 i następne. Opór ten musi być dostatecznie duży w stosunku do oporności siatka-katoda, aby kąt ładowania siatki ϑ_s był możliwie mały.

[2]) Patrz W. Kowalski, Uwagi o detekcji. Przegląd Teletechniczny VIII, r. 1935, str. 365 ÷ 371.

Temsamem i obciążenie anody lampy generatorowej zmienia się proporcjonalnie do mocy modulowanej. Jeżeli przez P_{ao} oznaczyć straty na anodzie lampy w spoczynku, to chwilowe obciążenie w szczycie modulacji [1]) dojdzie do:

$$P_{am} = (1 + m)^2 P_{ao}, \tag{346}$$

zaś średnia moc w stanie modulowanym:

$$P_a = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{ao}. \tag{347}$$

Na tę właśnie moc należy liczyć anodę lampy generatorowej.

4. Modulacja anodowa generatora obcowzbudnego.

Generator obcowzbudny charakteryzuje się przedewszystkiem stałą amplitudą wzbudzenia

$$V_{sm} = \text{const}.$$

Początkowe zaś napięcie siatki może być albo stałe (z obcego źródła) albo zmienne (dynamiczne).

Najmniej korzystny dla modulacji jest przypadek, gdy *napięcie ujemne siatki jest stałe.* Wówczas maksymalny prąd anodowy wyraża się równaniem [patrz równanie (341)]:

$$J_{zm} = \alpha_1 S \left[(V_{sm} - U_s) + \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt) - \frac{V_{zm}}{K} \right], \tag{348}$$

co, po podstawieniu zależności:

$$V_{zm} = R_z J_{zm}, \qquad \text{oraz} \qquad K = \rho S,$$

pozwala obliczyć:

$$J_{zm} = \frac{\alpha_1 K}{\rho + \frac{R_z}{S}} \left[(V_{sm} - U_s) + \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt) \right]. \tag{349}$$

W równaniu tem $(V_{sm} - U_s)$ jest stałe, zaś wielkość:

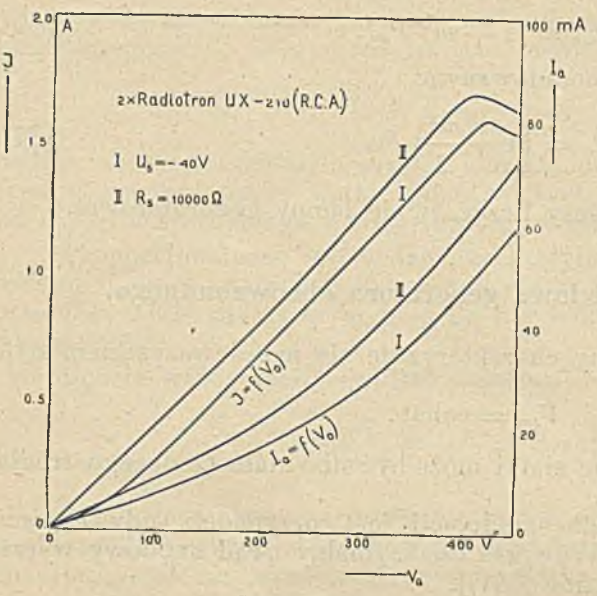
$$\alpha_1 = \frac{2\vartheta - \sin 2\vartheta}{2\pi (1 - \cos \vartheta)}$$

jest funkcją kąta ϑ, który wyraża się zależnością:

$$\cos \vartheta = \frac{U_s - \frac{v_a}{K}}{V_{sm}} = \frac{U_s - \frac{U_a}{K} (1 + m \sin pt)}{V_{sm}}. \tag{350}$$

[1]) Patrz tom I, str. 171 i następne.

Istnieje więc bardzo zawiły związek między składową zmienną prądu anodowego a napięciem anodowem. Doświadczenie jednakże stwierdza, że, jak to widać z krzywej rys. 197, między wielkościami temi istnieje praktycznie proporcjonalność, pod warunkiem, że w okresie modulacji kształt wierzchołka prądu nie ulega zmianie. Znaczy to, że generator nie powinien ulegać przewzbudzeniu w pewnych momentach modulacji.



Rys. 197.

O ile we wzmacniaczu obcowzbudnym jest zachowana proporcjonalność między napięciem anodowem i składową zmienną prądu anodowego, to również, jak to wykazano przy omówieniu generatora samowzbudnego, stały jest i współczynnik wykorzystania napięcia anodowego.

A zatem, ze względu na stałość obu wartości U_s i V_{sm}, przewzbudzenie grozi generatorowi w chwili minimum modulacji. Chcąc zaś zapobiec przewzbudzeniu, należy obrać warunki pracy tak, aby w chwili szczytu modulacji generator był bardzo słabo wzbudzony.

Pociąga to za sobą oczywiście zmniejszenie średniej sprawności generatora. Przewzbudzenie może stać się szczególnie niebezpieczne dla siatki lampy przy głębokości modulacji, zbliżonej do 100 %.

Jak wynika z równania (350), przy stałem napięciu początkowem siatki kąt ładowania jest najmniejszy w szczycie modulacji, największy zaś w minimum. Temsamem i sprawność generatora [1]) zmienia się w ciągu modulacji, przechodząc przez minimum równocześnie z minimum modulacji, a osiągając maksimum w szczycie modulacji.

O wiele korzystniej przedstawia się praca generatora modulowanego, gdy zamiast stałego napięcia ujemnego generator ma *napięcie dynamiczne*. Wówczas, z chwilą zbliżania się do minimum modulacji narasta gwałtownie prąd siatki, przesuwając początkowy punkt pracy generatora w kierunku ujemnym, zmniejszając temsamem wydatnie wielkość $(+v_s)_{max}$. Dzięki temu współczynnik wzbudzenia jest, w chwili minimum

[1]) Patrz tom I, str. 152, rys. 97.

modulacji, znacznie mniejszy, a więc dla warunków średnich może być obrany znacznie większy współczynnik wykorzystania napięcia anodowego, bez obawy zniekształceń w dolnej części charakterystyki modulacji.

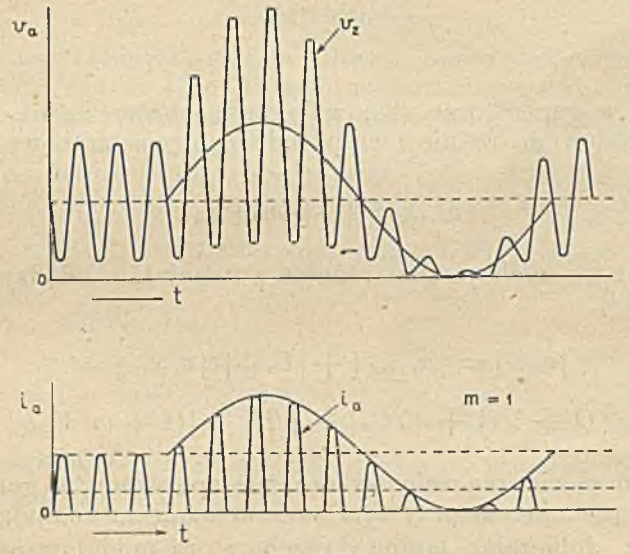
Dlatego też w *stopniu modulowanym generatora obcowzbudnego stosuje się z reguły dynamiczne napięcie początkowe siatki.*

5. Warunki pracy generatora modulowanego. Wybór lampy.

Generator, modulowany w obwodzie anodowym, pracuje w warunkach znacznie różniących się od warunków pracy generatora, modulowanego w obwodzie siatki i od pracy wzmacniacza prądów modulowanych. Podczas gdy w tamtych urządzeniach napięcie anodowe U_a pozostaje stałe, a więc maksymalne napięcie osiąga wartość:

$$v_{a\,\max} = (1 + \xi)\, U_a ,$$

to w przypadku modulacji anodowej napięcie anodowe dochodzi do war-



Rys. 198.

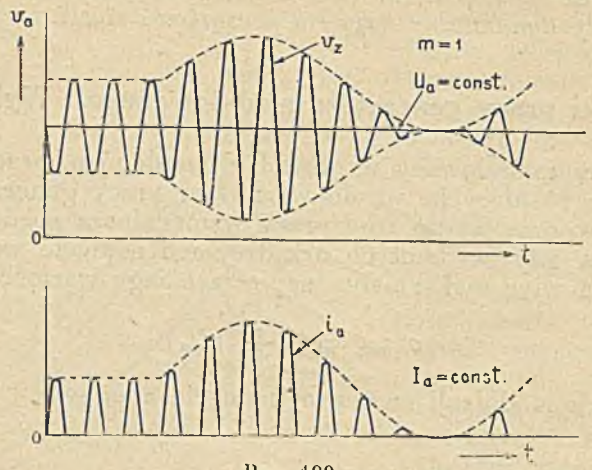
tości $(1 + m)\, U_a$, wskutek czego maksymalna wartość napięcia anodowego dochodzi do:

$$v_{a\,\max} = (1 + m)(1 + \xi)\, U_a . \qquad (351)$$

Przy pełnej modulacji chwilowe napięcie osiągnie więc prawie 4-krotną wartość napięcia zasilającego.

Na rys. 198 i 199 są podane dla porównania przebiegi prądu ano-

dowego i napięcia w generatorze modulowanym w obwodzie anodowym i we wzmacniaczu prądów modulowanych.



Rys. 199.

Ponadto w generatorze samowzbudnym równocześnie ze zmiennem napięciem anodowem rośnie i amplituda napięcia siatkowego, osiągając wartość:

$$v_{s\,\max} = (1 + m)\, V_{smo}\,.$$

Wobec tego maksymalna różnica potencjałów między elektrodami lampy wynosi [1]):

$$|v_{sam}| = |v_{a\,\max}| + |U_s| + |v_{s\,\max}| =$$

$$= |(1 + \xi)(1 + m)\, U_a| + |U_s| + |(1 + m)\, V_{smo}|\,. \qquad (352)$$

Jest to napięcie znacznie wyższe, niż spotykane w generatorze telegraficznym, pracującym przy tem samem napięciu zasilającem.

Stąd też dobierając lampę do generatora modulowanego w obwodzie anodowym, należy się upewnić, czy przy danem napięciu anodowem jest ona przystosowana do tego rodzaju pracy. O ile w katalogu jest zastrzeżone, że lampa przy danem obciążeniu może pracować jako generator telegraficzny, znaczy to, że może ona być użyta do modulacji anodowej tylko przy niższem napięciu zasilającem.

Należy również zwrócić uwagę na obciążalność anody. Jeżeli bowiem w warunkach pracy telegraficznej obciążalność anody lampy wynosi P_a, to, w przypadku zastosowania tej lampy jako generatora mo-

[1]) Patrz rozdział IV, § 6, str. 153.

dulowanego w obwodzie anodowym, obciążenie anody lampy bez modulacji nie może przekroczyć wartości:

$$P_{ao} = \frac{P_a}{1 + \frac{m^2}{2}}, \tag{353}$$

w przeciwnym bowiem razie przy dłuższej modulacji lampa mogłaby być przeciążona. W warunkach rzeczywistych, o ile idzie o telefonję, nie spotyka się coprawda maksymalnego obciążenia lampy przez czas dłuższy, gdyż szczyty modulacji są naogół rzadkie i krótkotrwałe.

Trwałe maksymalne obciążenie spotyka się natomiast w generatorach telegraficznych, modulowanych tonem (telegrafja tonowana, A 2).

6. Dobór obwodów pomocniczych.

Duże znaczenie dla prawidłowej modulacji ma właściwy dobór wielkości elektrycznych w obwodach pomocniczych.

Obwód siatkowy.

Należy tu przedewszystkiem obwód oporu upływowego, złożony z oporu upływowego R_s i kondensatora obejściowego C_s. Opór R_s oblicza się sposobem, podanym dla generatora telegraficznego [1]), obierając jako punkt wyjściowy pracę w warunkach spoczynkowych. Kondensator C_s zaś musi być tak dobrany, by stała czasu $R_s C_s$ tego obwodu była równocześnie znacznie mniejsza od półokresu największej częstotliwości modulującej $\frac{T_2}{2}$, oraz znacznie większa od półokresu częstotliwości nośnej $\frac{T_1}{2}$, czyli:

$$\frac{T_2}{2} \gg R_s C_s \gg \frac{T_1}{2}. \tag{354}$$

Najkorzystniej obrać stałą czasu, równą średniej geometrycznej z tych czasów, czyli:

$$\tau = R_s C_s = \sqrt{\frac{T_1}{2} \cdot \frac{T_2}{2}} = \frac{1}{2}\sqrt{T_1 T_2}.$$

Stąd

$$C_s = \frac{1}{2 R_s}\sqrt{T_1 T_2} = \frac{1}{2 R_s \sqrt{f_{(c/s)}\, \nu_{max\ (c/s)}}}, \tag{354 a}$$

jeżeli f jest częstotliwością nośną, a ν_{max} — największą częstotliwością modulującą.

[1]) Patrz rozdział IV, § 7, str. 156 i następne.

Warunek (354) tem trudniej jest spełnić, jak to już wyjaśniono w tomie I, im mniejsza jest różnica między największą częstotliwością modulującą i częstotliwością nośną.

Przykład.

Jeżeli częstotliwość nośna $f = 300$ kc/s, a najwyższa częstotliwość modulująca wynosi 5000 c/s, to przy oporze upływowym $R_s = 2000\,\Omega$ pojemność kondensatora powinna być równa:

$$C_s = \frac{1}{2 R_s \sqrt{f\ \nu_{max}}} = \frac{1}{2 \cdot 2000 \sqrt{3 \cdot 10^5 \cdot 5 \cdot 10^3}} = 6{,}5 \cdot 10^{-9}\ F.$$

Obierając $C_s = 10^{-8}\ F$, otrzyma się:

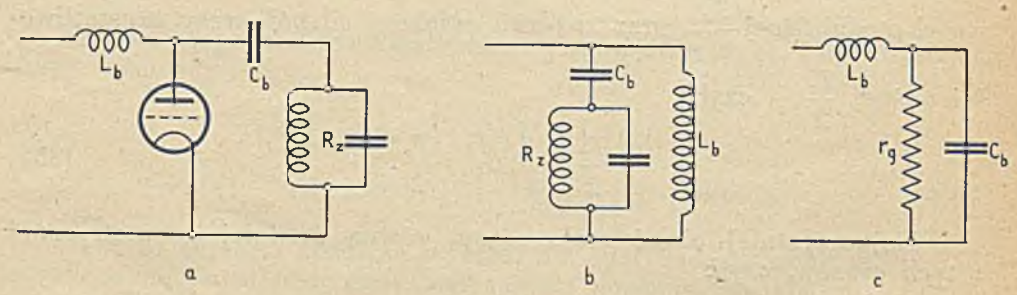
$$\tau = R_s C_s = 2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 10^{-5}.$$

jest więc:

$$10^{-4} > 2 \cdot 10^{-5} > 1{,}67 \cdot 10^{-5}.$$

Elementy zasilania równoległego.

Przy równoległem zasilaniu generatora modulowanego należy zwrócić uwagę na właściwy dobór indukcyjności dławika L_b i pojemności kondensatora C_b (rys. 200 a).



Rys. 200.

W generatorze telegraficznym dławik nie powinien stwarzać zbyt dużej upływności, załączonej równolegle do obwodu rezonansowego, zaś kondensator nie powinien wywoływać zbyt dużego spadku napięcia dla składowej zmiennej prądu anodowego, powinno więc być (rys. 200 b):

$$\omega L_b \gg R_z \gg \frac{1}{\omega C_b} \qquad (355)$$

Przytem oba te elementy nie powinny rozstrajać układu, tak, aby obwód LC przedstawiał dla generatora opór rezonansowy R_z, a więc, aby układ był należycie wykorzystany. Że warunek ten można spełnić z dostatecznem przybliżeniem, dowodzi następujące przeliczenie:

Układ rys. 200 b można przedstawić jako złożony z dwu oporów równoległych:

$$\hat{Z}_1 = R_z - j\,\frac{1}{\omega C_b} \qquad \text{oraz} \qquad \hat{Z}_2 = j\,\omega L_b, \tag{a}$$

które dają opór wypadkowy:

$$\hat{Z} = \frac{\hat{Z}_1\,\hat{Z}_2}{\hat{Z}_1 + \hat{Z}_2} = \frac{\left(R_z - j\,\frac{1}{\omega C_b}\right)(j\,\omega L_b)}{R_z + j\left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)}, \tag{b}$$

co, po usunięciu liczby zespolonej z mianownika, daje:

$$\hat{Z} = \frac{\omega^2 L_b^2 R_z}{R_z^2 + \left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)^2} + j\,\frac{\omega L_b\left(R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}\right) + \frac{1}{\omega C_b}\cdot\frac{L_b}{C_b}}{R_z^2 + \left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)^2}. \tag{c}$$

Układ będzie przedstawiał dla lampy obciążenie bezindukcyjne, gdy część urojona wyrażenia (c) będzie równa zeru, czyli gdy:

$$\omega L_b\left(R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}\right) + \frac{1}{\omega C_b}\cdot\frac{L_b}{C_b} = 0. \tag{356}$$

Wobec tego, że w myśl nierówności (355):

$$\frac{1}{\omega C_b} \ll R_z \ll \omega L_b,$$

warunek (356) można napisać w postaci:

$$\omega L_b\left(R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}\right) \cong 0, \tag{356 a}$$

wynika stąd, iż:

$$\frac{L_b}{C_b} \cong R_z^2. \tag{356 b}$$

Wówczas lampa generatorowa jest obciążona oporem rzeczywistym:

$$R_z' \cong \frac{R_z}{1 + \left(\frac{R_z}{\omega L_b}\right)^2}. \tag{356 c}$$

Z równania (356 b) wraz z nierównością (355) można dobrać odpowiednie wartości L_b i C_b. Przesunięcie faz, wywołane przez niespełnienie warunku równania (356), obliczyć można na podstawie równania (c), po uwzględnieniu, że $\frac{1}{\omega C_b} \ll R_z$. Otrzymuje się wtedy:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R_z^2 - \frac{L_b}{C_b}}{\omega L_b R_z} = \frac{R_z}{\omega L_b} \left(1 - \frac{L_b}{C_b} \cdot \frac{1}{R_z^2}\right). \tag{357}$$

Z równania (357) wynika, że przy dostatecznie dużym stosunku $\frac{\omega L_b}{R_z}$ wpływ stosunku $\frac{L_b}{C_b}$ nie jest zbyt krytyczny. Dlatego też pewne odchylenie w kierunku pojemności nieco większych niż obliczona (w razie zaokrąglenia do najbliższej pojemności znormalizowanej) jest zawsze dopuszczalne.

Chociaż wartość stosunku $\frac{L_b}{C_b}$ nie jest krytyczna dla pracy lampy, tem niemniej jednak dobór wartości L_b i C_b winien być bardzo staranny przy zachowaniu warunku (355), tak, aby przy dostrajaniu urządzenia do częstotliwości fali nośnej można było osiągnąć dostrojenie obwodu rezonansowego możliwie bliskie do częstotliwości fali nośnej. Przy obraniu zbyt małych wielkości L_b i C_b obciążenie rzeczywiste generatora zostaje osiągnięte przez rozstrojenie obwodu rezonansowego. Pociąga to za sobą asymetrję fal bocznych promieniowanego widma, a zatem i skażenie modulacji [1]).

W generatorze modulowanym należy uwzględnić dodatkowe warunki. A mianowicie: dla prądu modulującego o częstotliwości kątowej p indukcyjność L_b jest włączona w szereg z oporem statycznym r_g generatora, zaś pojemność C_b bocznikuje go (rys. 200 c). Ażeby oba te elementy nie wpłynęły niekorzystnie na warunki pracy modulatora, muszą być spełnione warunki:

$$p L_b \ll r_g \qquad \text{oraz} \qquad \frac{1}{p C_b} \gg r_g. \tag{358}$$

Przy doborze tych wielkości należy więc kierować się temi samemi zasadami, co przy doborze wielkości C_s w obwodzie siatkowym.

7. Obliczenie modulatora anodowego.

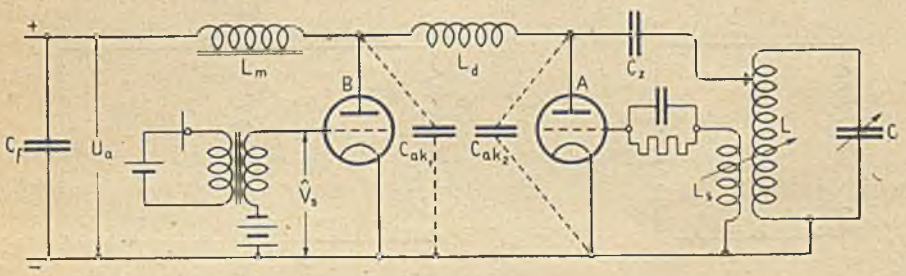
Bezpośrednia modulacja obwodu anodowego zapomocą transformatora z obwodu mikrofonowego byłaby zamało skuteczna, dlatego też niema ona znaczenia praktycznego. Jest ona jednakże stosowana dla

[1]) Patrz tom I, str. 199 ÷ 200.

modulowania fal telegraficznych — obwód pierwotny transformatora modulującego jest zasilany wówczas przez prądnicę odpowiedniej mocy o 500 ÷ 1000 okresach na sekundę.

Dla celów telefonicznych natomiast transformator jest zasilany za pośrednictwem lampy wzmacniającej (lampa modulacyjna). Układ taki przedstawiony na rys. 205, pracuje jako wzmacniacz transformatorowy, obciążony modulowanym generatorem. Ze względu na trudności techniczne, związane z budową transformatora większej mocy o dostatecznie małych pojemnościach międzyuzwojeniowych, w większości przypadków transformator zastępuje się przez dławik. Układ przyjmuje wówczas postać rys. 201, rozpowszechniony w literaturze jako typowy układ modulacji anodowej, której z powodu stosowania dławika nadano niezupełnie ścisłą nazwę, „modulacji dławikowej".

Lampa modulacyjna B (rys. 201), wzbudzona w obwodzie siatki napięciem zmiennem, dostarczanem za pośrednictwem mikrofonu, działa



a

Rys. 201.

w połączeniu z dławikiem modulacyjnym jako wzmacniacz dławikowy prądów mikrofonowych. Napięcie wzmocnione $\hat{V}$, otrzymane na zaciskach dławika L_m, nakłada się na napięcie U_a, dzięki czemu generator jest zasilany napięciem anodowym o postaci:

$$v_a = U_a + V_m \sin pt.$$

Uwzględniając tylko składowe zmienne o częstotliwości modulującej układ można sprowadzić do schematu zastępczego rys. 202 a. Lampa modulacyjna działa tu jako źródło siły elektromotorycznej

$$e = K\, V_{sm} \sin pt \qquad (359)$$

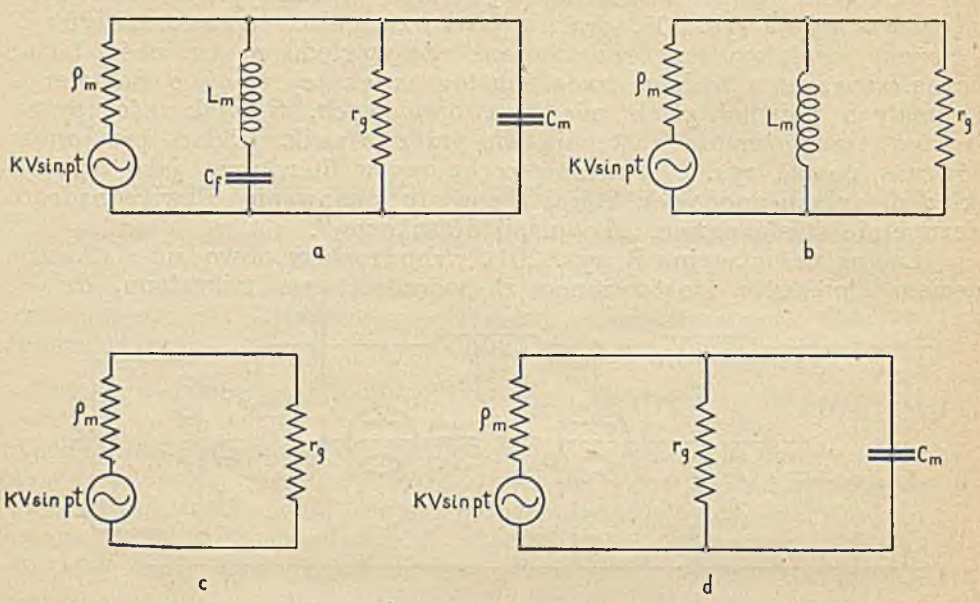
o oporze wewnętrznym ρ_m, obciążone połączonemi równolegle [1]):

a) gałęzią indukcyjną, zawierającą dławik modulacyjny L_m z połączoną w szereg pojemnością wyjściową C_f filtru, którą jednakże można pominąć, gdy spełniony jest dla najmniejszej częstotliwości modulującej warunek:

$$p_{\min} L_m \gg \frac{1}{p_{\min} C_f},$$

[1]) Dla częstotliwości modulujących oporność dławika wielkiej częstotliwości L_d można pominąć.

b) oporem statycznym r_g generatora lampowego,
c) pojemnością C_m, utworzoną z równolegle połączonych:
— pojemności kondensatora zaworowego C_z generatora lampowego,



Rys. 202.

który to kondensator, ze względu na mały opór indukcyjny obwodu dla częstotliwości modulujących, można uważać za zwarty z ziemią,
— pojemności anoda-katoda lamp generatorowych i modulacyjnych,
— pojemności dławika względem ziemi,
— i innych pojemności rozproszonych układu.

W rozpatrywaniu układu można rozróżnić 3 stany graniczne:

1) dla najmniejszych częstotliwości modulacyjnych opór pojemnościowy C_m jest bardzo wielki i układ można spowadzić do równolegle połączonych L_m i r_g (rys. 202 b),

2) dla średnich częstotliwości wartość $p\,L_m$ jest bardzo duża wobec r_g, a upływność $p\,C_m$ również jeszcze można pominąć (w pobliżu rezonansu prądów dla układu $L_m\,C_m$), tak, iż praktycznie obciążenie modulatora sprowadza się do r_g (rys. 202 c),

3) przy największych częstotliwościach modulujących modulator jest obciążony opornością r_g i prócz tego jeszcze i upływnością pojemnościową $p\,C_m$ (rys. 202 d).

Dla wymiarowania dławika modulacyjnego decydująca jest częstotliwość najmniejsza, a więc przypadek pierwszy — obciążenia indukcyjnego.

Wzmocnienie napięciowe układu rys. 202 b można obliczyć z równania (71) rozdziału III [1]), a mianowicie:

$$k = \frac{K}{\sqrt{\left(1+\frac{\rho_m}{r_g}\right)^2 + \frac{\rho_m^2}{p^2 L_m^2}}}, \tag{360}$$

skąd, po wprowadzeniu oznaczeń:

$$\alpha = \frac{\rho_m}{r_g}, \qquad \beta = \frac{L_m}{\rho_m}, \tag{360 a}$$

dochodzi się do postaci:

$$k = \frac{K}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \frac{1}{p^2\beta^2}}}. \tag{361}$$

Wobec tego, że maksymalne wzmocnienie dla $p \to \infty$ (który to warunek jest praktycznie spełniony dla średniego zakresu częstotliwości) wynosi:

$$k_{\lim} = \frac{K}{1+\alpha}, \tag{361 a}$$

można obliczyć stosunek zniekształcenia częstotliwości jako:

$$n = \frac{k}{k_{\lim}} = \frac{1+\alpha}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \frac{1}{p^2\beta^2}}}. \tag{362}$$

Stąd przyjmując dopuszczalne zniekształcenie dla najmniejszej częstotliwości, np. 1 *db* ($n \cong 0{,}9$) do 2 *db* ($n \cong 0{,}75$) i zakładając pewną wartość na $\alpha = \frac{\rho_m}{r_g}$, można z równania (362) w prosty sposób obliczyć indukcyjność dławika modulacyjnego:

$$L_m = \frac{\rho_m}{p_{\min}(1+\alpha)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1-n^2}} = \frac{\rho_m}{p_{\min}\left(1+\frac{\rho_m}{r_g}\right)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1-n^2}}. \tag{363}$$

---

[1]) J. Groszkowski, Zasady modulacji radjofonicznej. Prz. Radj. IV.,15.V.1926 r., str. 59 ÷ 69.

K. Krulisz, W sprawie obliczenia dławika modulacyjnego. Prz. Radj. V., 1.I.1927 r., str. 4 ÷ 7.

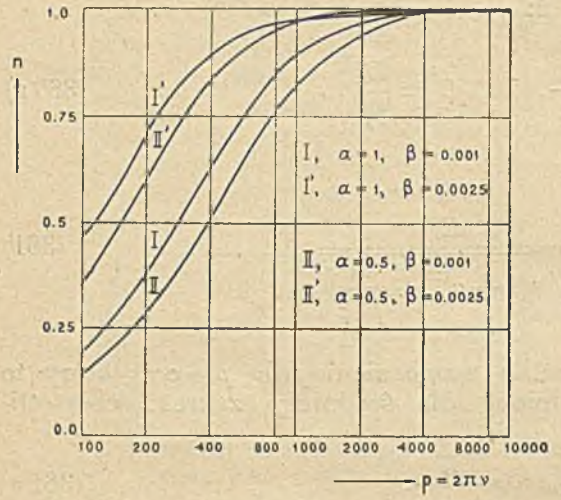
Na rys. 203 są podane charakterystyki częstotliwości dla:

$$\alpha = 1, \quad \beta = 0{,}001 \quad \text{i} \quad \beta = 0{,}0025,$$

oraz dla:

$$\alpha = 0{,}5, \quad \beta = 0{,}001 \quad \text{i} \quad \beta = 0{,}0025.$$

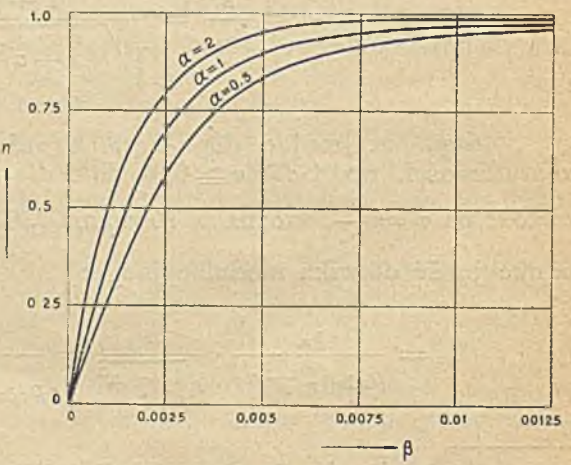
Jak widać z przebiegu tych krzywych, wprawdzie zmniejszenie $\alpha = \frac{\rho_m}{r_g}$ pogarsza charakterystykę częstotliwości, lecz zwiększenie $\beta = \frac{L}{\rho_m}$ w znacznie większym stopniu poprawia jej przebieg. Stąd wniosek, że zmniejszenie oporności wewnętrznej lampy modulacyjnej wywiera ostatecznie korzystny wpływ na jakość modulacji, o ile oczywiście pozostałe elementy układu a więc r_g i L_m pozostają bez zmian.



Rys 203.

Krzywe rys. 204 podają zależność zniekształcenia częstotliwości dla najmniejszej częstotliwości modulującej, którą obrano równą 32 c/s ($p_{\min} = 200$), w funkcji β przy różnych wartościach α. I tu również widać przeważający wpływ dużego stosunku indukcyjności dławika do oporności dynamicznej lampy modulacyjnej.

Jednakże również i wzgląd na zniekształcenia amplitudy przy najmniejszej częstotliwości modulującej określa dolną granicę indukcyjności dławika modulacyjnego. Zniekształcenia te mogą powstać, gdy elipsa robocza wzmacniacza przy najmniejszej częstotliwości wkroczy zbytnio w zakres dolnego zakrzywienia charakterystyk[1]). Półosią pio-



Rys. 204.

[1]) Patrz rozdział III, § 15, str. 95 i następne.

nową elipsy jest amplituda prądu bezwatowego w dławiku, wartość ta więc, aby nie wystąpiły w lampie nadmierne zniekształcenia, nie powinna przekraczać granicy:

$$J_{l_m} = \frac{V_{zm}}{\rho_{\min} L_m} < (I_a - J_{a\,\min}), \tag{364}$$

gdzie I_a jest prądem anodowym w początkowym punkcie pracy lampy modulacyjnej, a $J_{a\,\min}$ dolną granicą prądu anodowego, dopuszczalną ze względu na tolerancję zniekształcenia amplitudy [1]). Jako V_{zm} należy przyjąć raczej wartość górną, obliczaną według równania (361 a).

W większości przypadków, gdy prosta spadku napięcia sięga prawie do dolnej granicy wykorzystania charakterystyk, można przyjąć

$$J_{l_m} \cong \frac{I_a - J_{a\,\min}}{2}. \tag{364 a}$$

Wzór (364) służy więc do sprawdzenia wzoru (363). Jeżeli się okaże, że wynik z (363) był zamały, należy przyjąć wartość większą na L_m.

Ponadto przy sprawdzaniu zniekształceń amplitudy liczyć się trzeba z nieprostolinijnością charakterystyki magnesowania żelaza. Właściwość ta może powodować występowanie nieparzystych harmonicznych obwiedni modulacyjnej.

Wykonanie dławika o bardzo dużej indukcyjności napotyka w praktyce na trudności dwojakiego rodzaju:

a) Dużą indukcyjność dławika osiąga się kosztem zwiększenia liczby zwojów, co, szczególnie w urządzeniach większej mocy, daje bardzo duże amperozwoje prądu stałego. Wymaga to stosowania rdzeni o bardzo dużym przekroju celem uniknięcia nasycenia magnetycznego, powodującego skokei znaczne zmniejszenie indukcyjności.

b) Równocześnie ze zwiększeniem liczby zwojów i wymiarów dławika rośnie jego pojemność, co odbija się niekorzystnie na wzmocnieniu górnego zakresu częstotliwości.

Górny zakres częstotliwości.

W górnym zakresie częstotliwości obciążenie pojemnościowe, występujące w modulatorze, może spowodować zniekształcenie tak częstotliwości, jak i amplitudy. Wzory służące do sprawdzenia występujących tu zjawisk są analogiczne do wzorów dla obciążenia indukcyjnego.

Wzór (362) na zniekształcenie częstotliwości przybiera tu postać:

$$n = \frac{1 + \alpha}{\sqrt{(1 + \alpha)^2 + \rho_m^2 p_{\max}^2 C_m^2}}, \tag{365}$$

[1]) Patrz rozdział III, § str. 95 i następne.

a dla sprawdzenia zniekształceń amplitudy służy równanie:

$$|J_{C_m}| = |V_{zm}\, p_{\max}\, C_m| < (I_a - J_{a\,\min}), \tag{366}$$

przyczem, analogicznie do wzoru (364 a), można przyjąć:

$$J_{C_m} \cong \frac{I_a - J_{a\,\min}}{2}. \tag{366 a}$$

I tu również dla pewności jako V_{zm} można przyjąć amplitudę największego wzmocnienia.

Rezonans prądów, dla tonów średniej wysokości, występujący w obwodzie zawierającym indukcyjność L_m i pojemność C_m nie powoduje, przy prawidłowem zaprojektowaniu układu, zniekształceń charakterystyki częstotliwości, gdyż lampa modulacyjna nie może dać wzmocnienia większego od granicznego. Natomiast rezonans w tym obwodzie może spowodować zniekształcenie amplitudy, o ile pracuje się na krzywolinijnej części charakterystyki magnesowania żelaza [1]).

8. Ustalenie oporności dynamicznej lamp modulacyjnych.

Jak wynika z poprzednich rozważań, korzystnie jest dobierać opór lampy modulacyjnej raczej mniejszy, pozwala to bowiem osiągnąć dobrą charakterystykę modulacji przy względnie niewielkiej indukcyjności dławika, co ze względów konstrukcyjnych jest bardzo korzystne.

Jednakże na ustalenie stosunku ρ_m/r_g decydujący wpływ mają warunki energetyczne układu.

A mianowicie: z teorji modulacji [2]) wynika, że pod wpływem modulacji amplitudy moc drgań rośnie i, jeżeli przez P_2 jest oznaczona moc użyteczna generatora przy prądzie niemodulowanym, to przy modulacji wyrazi się ona wzorem:

$$P = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_2, \tag{367}$$

z którego wynika, że przy pełnej modulacji ($m = 1$) moc ogólna wzrasta o 50 % w stosunku do mocy prądu niemodulowanego.

Jak wynika z rozważań podanych poprzednio sprawność generatora w czasie przebiegu modulacyjnego można uważać za stałą. Wobec tego ze zwiększeniem mocy użytecznej zwiększa się w tym samym stosunku moc pierwotna generatora, którą to nadwyżkę musi pokryć lampa modulacyjna.

Nadwyżkę mocy, dostarczaną przez modulator, wyrazić można równaniem:

$$P_{\text{mod}} = \frac{P - P_2}{\eta_{lg}} = \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_2}{\eta_{lg}}. \tag{368}$$

Do orjentacyjnego wyboru lampy modulacyjnej może posłużyć następujące rozważanie:

---

[1]) Patrz tom I, str. 26 i następne.
[2]) Patrz tom I, str. 171 i następne.

Obciążalność anody generatora modulowanego musi wynosić:

$$P_{ag} = \frac{1 - \eta_{lg}}{\eta_{lg}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_2, \tag{369}$$

co, przy średniej spotykanej sprawności — około 2/3, daje:

$$P_{ag} \cong \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \frac{P_2}{2}. \tag{369 a}$$

Obciążenie anody modulatora natomiast wynika z zależności:

$$P_{am} = \frac{1 - \eta_{lm}}{\eta_{lm}} P_{\text{mod}} = \frac{1 - \eta_{lm}}{\eta_{lm}} \cdot \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_2}{\eta_{lg}}. \tag{370}$$

Z równań (369) i (370) można znaleźć stosunek obciążalności anod lampy modulacyjnej i lampy generacyjnej jako:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} = \frac{1}{\eta_{lm}} \cdot \frac{1 - \eta_{lm}}{1 - \eta_{lg}} \cdot \frac{m^2}{2 + m^2}. \tag{371}$$

W odniesieniu do modulatora, pracującego *jako wzmacniacz typu A*, należy uwzględnić, że wzmacniacz taki w chwilach spoczynku pobiera całkowitą moc pierwotną na anodę [1]). Wobec tego należy liczyć:

$$P_{am} = P_1 = \frac{P_m}{\eta_{lm}} = \frac{m^2}{2} \cdot \frac{P_2}{\eta_{lg}\,\eta_{lm}}. \tag{370 a}$$

Stąd też stosunek obciążalności anod wyrazi się w postaci:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} = \frac{1}{1 - \eta_{lg}} \cdot \frac{1}{\eta_{lm}} \cdot \frac{m^2}{2 + m^2}. \tag{371 a}$$

Stąd też licząc, że sprawność modulatora pracującego jako wzmacniacz typu *A*, wynosi średnio 0,3, otrzymuje się dla średnich warunków ($\eta_{lg} = {}^2/_3$):

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} = 3 \cdot \frac{1}{0{,}3} \cdot \frac{m^2}{2 + m^2} = 10 \frac{m^2}{2 + m^2},$$

co dla krańcowego przypadku $m = 1$ dałoby:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} \cong 3. \tag{371 b}$$

Wynika stąd, że ze względów energetycznych obciążalność anody lampy modulacyjnej musi być większa, niż obciążalność generatora. Praktycznie należy liczyć po $2 \div 3$ lamp modulacyjnych na jedną lampę generatorową tej samej kategorji.

---

[1]) Patrz rozdział III, § 11, str. 86.

Stosunek $\frac{P_{am}}{P_{ag}}$ może wypaść jeszcze bardziej na niekorzyść lamp modulacyjnych po szczegółowem zbadaniu ich warunków pracy na wykresie charakterystyk $i_a = f(v_a)$.

Warunki zmieniają się na korzyść lamp modulacyjnych przy zastosowaniu pracy według typu B lub A/B [1]), a to dzięki znacznie większej sprawności, z którą pracuje układ modulacyjny. Tu naogół można osiągnąć stosunek:

$$\frac{P_{am}}{P_{ag}} \cong 1 . \qquad (371\,c)$$

9. Głębokość modulacji.

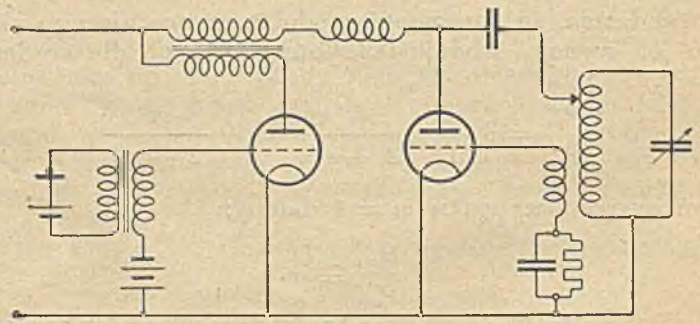
Gdy lampa generatora i lampy modulacyjne są zasilane tem samem napięciem anodowem, głębokość modulacji jest ograniczona współczynnikiem wykorzystania napięcia anodowego lamp modulacyjnych, któremu jest liczbowo równa. Jak wynika z poprzednich rozważań [2]) w warunkach nieskażonego wzmocnienia, wielkość ta (którą łatwo znaleźć, kreśląc w układzie charakterystyk lamp modulacyjnych prostą spadku napięcia dla r_g) naogół nie może przekroczyć wartości 0,7 — 0,8 i z taką też maksymalną głębokością modulacji należy się liczyć w układach o wspólnem napięciu anodowem.

Chcąc osiągnąć pełną modulację, należy się uciec do jednego z dwu środków:

a) podwyższenia napięcia modulującego przez transformator (modulacja t. zw. transformatorowa),

b) obniżenie napięcia anodowego na lampie generatorowej przez włączenie oporu w obwód zasilający.

a) *Modulacja transformatorowa* sprowadza się do układu rys. 205,



Rys. 205.

w którym w obwód anodowy lampy generatorowej zamiast dławika jest

[1]) Patrz rozdział IV, § 3, str. 141 i następne.

[2]) Patrz rozdział III, § 16, str. 101 i następne oraz rozdział IV, § 10, str. 168.

załączone wtórne uzwojenie transformatora, którego uzwojenie pierwotne jest zasilane przez lampę modulacyjną.

Aby przekładnia transformatora mogła wyrównać niewykorzystanie napięcia anodowego lampy modulacyjnej, musi ona mieć wartość:

$$q = \frac{z_2}{z_1} = \frac{1}{\xi}. \tag{372}$$

Wobec tego opór generatora przeniesiony do obwodu pierwotnego transformatora, sprowadza się do wielkości [1]):

$$r'_g = \frac{1}{q^2} r_g = \xi^2 r_g. \tag{373}$$

Dla wielkości tej kreśli się prostą spadku napięcia na wykresie charakterystyk lamp modulacyjnych.

Jeżeli więc charakterystyki lamp dopuszczają głębokość modulacji 0,7, to przekładnia podwyższająca transformatora powinna wynosić

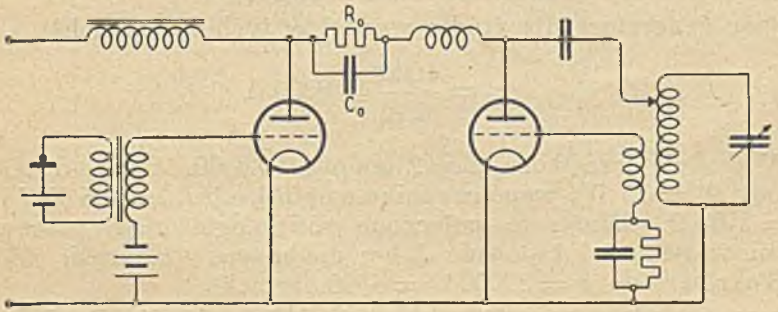
$$q = \frac{1}{0{,}7} \cong 1{,}43,$$

czemu odpowiada opór generatora przeniesiony do obwodu lamp modulacyjnych:

$$r'_g \cong \frac{r_g}{1{,}43^2} \cong \frac{r_g}{2}.$$

Zastosowanie transformatora modulującego ma jeszcze i tę dogodność, że przez nawinięcie obu uzwojeń w kierunkach przeciwnych można częściowo skompensować działanie amperozwojów prądu stałego w rdzeniu transformatora.

b) *Obniżenie napięcia generatora* osiąga się, włączając w obwód anodowy generatora (rys. 206) opór R_o taki, aby wywołany na nim spadek napięcia prądu stałego z generatora sprowadził napięcie U_a gene-



Rys. 206.

ratora do wartości amplitudy napięcia zmiennego, dostarczonego przez modulator.

[1]) Patrz tom I. str. 75.

Przy projektowaniu oblicza się generator dla odpowiednio obniżonego napięcia:

$$U'_a = \xi_m U_a, \tag{374}$$

skąd znajduje się składową stałą prądu anodowego generatora I_a. Teraz łatwo znaleźć wartość oporu zniżającego napięcie:

$$R_o = \frac{U_a - U'_a}{I_a}. \tag{375}$$

Opór R_o musi być zabocznikowany kondensatorem C_o o takiej pojemności, aby jego opór urojony przy najmniejszej częstotliwości modulującej był znacznie mniejszy od R_o.

10. Przykład obliczenia modulacji anodowej.

Lampa generatorowa Philips *TC* 1/75 pracuje w warunkach następujących:

$$U_a = 1000\ V, \qquad I_a = 120\ mA.$$

Moc dostarczona do generatora wynosi więc:

$$P_{1o} = 1000 \cdot 0{,}12 = 120\ W.$$

Przy $\eta = 0{,}6$ daje to moc użyteczną:

$$P_{2o} = 0{,}6 \cdot 120 = 72\ W.$$

Wobec tego obciążenie anody wynosi

$$P_{ao} = P_{1o} - P_{2o} = 120 - 72 = 48\ W$$

przy dopuszczalnej obciążalności anody 75 *W*.

Opór generatora dla źródła wynosi w tych warunkach

$$r_g = \frac{1000}{0{,}12} \cong 8300\ \Omega.$$

W modulatorze stosujemy 2 lampy *MC* 1/60, każda o obciążalności anody $P_a = 75\ W$, współczynniku amplifikacji $K = 12{,}5\ V/V$ i oporności $\rho = 2100\ \Omega$. Lampy te połączone równolegle mają pracować jako wzmacniacz typu *A* i zapewnić dobrą modulację w zakresie od $p = 200$ ($\nu = 33$ okr/sek) do $p = 30000$ ($\nu = 4800$ okr/sek).

Dane powyższe pozwalają obliczyć indukcyjność dławika modulacyjnego ze wzoru (363), przy założeniu $p = 200$ i $n = 0{,}8$.

Wobec równoległego połączenia obu lamp oporność ich wynosi:

$$\rho_m = \frac{2100}{2} \cong 1050\ \Omega,$$

co daje:

$$\alpha = \frac{\rho_m}{r_g} \cong \frac{1050}{8300} \cong 0{,}13,$$

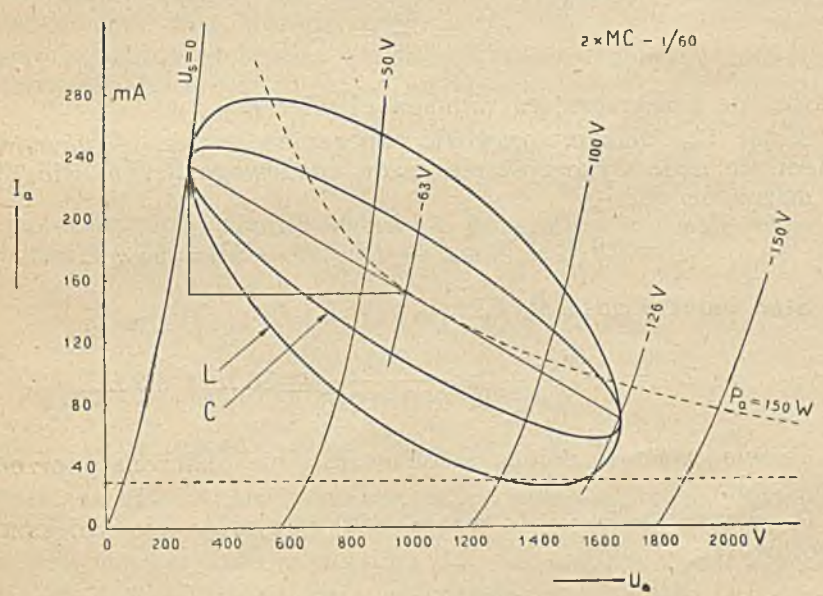
a więc odpowiadające tej wielkości graniczne wzmocnienie napięciowe (dla średnich wartości zakresu) będzie:

$$k_{\lim} = \frac{12{,}5}{1{,}13} \cong 11.$$

Stąd otrzymuje się indukcyjność dławika:

$$L = \frac{\rho_m}{p_{\min}(1+\alpha)} \cdot \frac{n}{\sqrt{1-n^2}} = \frac{1050}{200 \cdot 1{,}13} \cdot \frac{0{,}8}{0{,}6} = 6{,}2\ H.$$

Mając do rozporządzenia wykresy charakterystyk $I_a = f(U_a)$ lampy modulacyjnej, można szczegółowo zbadać warunki pracy, a w szczególności sprawdzić, czy indukcyjność obliczona poprzednio jest wystarczająca ze względu na zniekształcenia amplitudy układu. Na rys. 207 otrzy-



Rys. 207.

mano zbiór charakterystyk 2 lamp *MC* 1/60 połączonych równolegle, mnożąc rzędne odpowiadające charakterystyce jednej lampy przez dwa. Obrawszy początkowy punkt pracy lamp $U_a = 1000\ V$, $I_a = 150\ mA$, znajduje się przez interpolację charakterystyk

$$U_s \cong -63\ V.$$

Zgodnie z przybliżonem równaniem (101) można ocenić minimalny prąd anodowy na [1]):

$$J_{a\,\min} \cong 0{,}2\, I_a = 30\ mA\,.$$

Następnie aby znaleźć warunki pracy przy częstotliwościach średnich, kreśli się przez punkt pracy prostą spadku napięcia pod kątem:

$$\operatorname{tg}\alpha = R_a = 8300\ \Omega\,,$$

i z niej znajduje się maksymalną amplitudę napięcia modulującego:

$$V_{zm} \cong 700\ V\,.$$

A więc można osiągnąć głębokość modulacji:

$$m = \frac{V_{zm}}{U_a} \cong 0{,}7,$$

a sprawdzenie obu odcinków prostej roboczej daje:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{32}{33} = 0{,}97,$$

wartość, nie przekraczającą wymaganej tolerancji.

Mając V_{zm}, można sprawdzić obliczenie dławika. A mianowicie, ze względu na małe wykorzystanie prądu anodowego, jak to widać na rys. 207, można przyjąć:

$$J_{l_m} = 0{,}8\,(I_a - J_{a\,\min}) = 0{,}8\,(150 - 30) = 96\ mA.$$

Stąd indukcyjność dławika:

$$L'_m = \frac{V_{zm}}{p_{\min} J_{l_m}} \cong \frac{700}{200\,.\,0{,}096} \cong 36\ H \;>\; 6{,}2\ H\,.$$

Tę więc wartość należy zastosować, a nie obliczoną poprzednio ze wzoru (363).

Po podstawieniu jej do wzoru (362) otrzymuje się zniekształcenie częstotliwości:

$$n = \frac{1+\alpha}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \frac{\varrho_m^2}{p^2 L_m^2}}} = \frac{1{,}13}{\sqrt{1{,}28 + 0{,}021}} \cong 0{,}99,$$

a więc znikomo małe.

Pozostaje jeszcze do sprawdzenia elipsa obciążenia pojemnościo-

---

[1]) Patrz rozdział III, § 15, str. 100.

wego. Przyjmując $C_2 = 10^{-9}\ F$ i oceniając pozostałe pojemności na $200 \cdot 10^{-12}\ F$, otrzyma się łącznie:

$$C_m = 1{,}2 \cdot 10^{-9}\ F.$$

Stąd dla $p_{max} = 30000$, otrzyma się amplitudę prądu pojemnościowego z równania (366):

$$J_{c_m} = 700 \cdot 30000 \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-9} = 0{,}025\ A,$$

niema więc obawy, aby upływność pojemnościowa mogła spowodować zniekształcenie amplitudy.

Zniekształcenie częstotliwości w tych warunkach, zgodnie z równaniem (365), wyniesie:

$$n' = \frac{1+\alpha}{\sqrt{(1+\alpha)^2 + \rho_m^2\ p^2\ C_m^2}} = \frac{1{,}13}{\sqrt{1{,}13^2 + 1050^2 \cdot 3^2 \cdot 10^8 \cdot 1{,}2^2 \cdot 10^{-18}}} \cong 1,$$

i jest również znikomo małe.

Elipsy odpowiadające obu krańcowym przypadkom obciążenia są wykreślone na rys. 207.

Znając osiągalną głębokość modulacji, można obliczyć obciążenie anody lampy generatorowej w czasie modulacji:

$$P_a = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{ao} = \left(1 + \frac{0{,}7^2}{2}\right) 48 \cong 60\ W.$$

Średnia moc pierwotna, doprowadzona do generatora w czasie największej głębokości modulacji:

$$P_1 = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{1o} \cong 1{,}25 \cdot 120 \cong 150\ W.$$

Modulator musi więc pokryć różnicę mocy:

$$P_m = P_1 - P_{1o} = 150 - 120 = 30\ W.$$

Wynik ten zgadza się z obliczeniem, wykonanem na podstawie wykresu rys. 207.

Warunki energetyczne modulatora przy częstotliwościach średnich łatwo obliczyć z wykresu rys. 207. Odczytuje się z niego:

$$V_{zm} = 700\ V, \qquad I_{zm} = 0{,}084\ A,$$

skąd:

$$P_{2m} = \frac{700 \cdot 0{,}084}{2} \cong 30\ W,$$

co, wobec mocy pierwotnej modulatora:

$$P_1 = 1000 \cdot 0{,}15 = 150\ W,$$

daje:

$$\tau_{lm} = \frac{30}{150} = 0{,}2,$$

niezbędna zaś amplituda wzbudzenia wynosi:

$$V_{sm} = 63\ V.$$

Wartości na moc modulującą i amplitudę łatwo sprawdzić algebraicznie, gdyż:

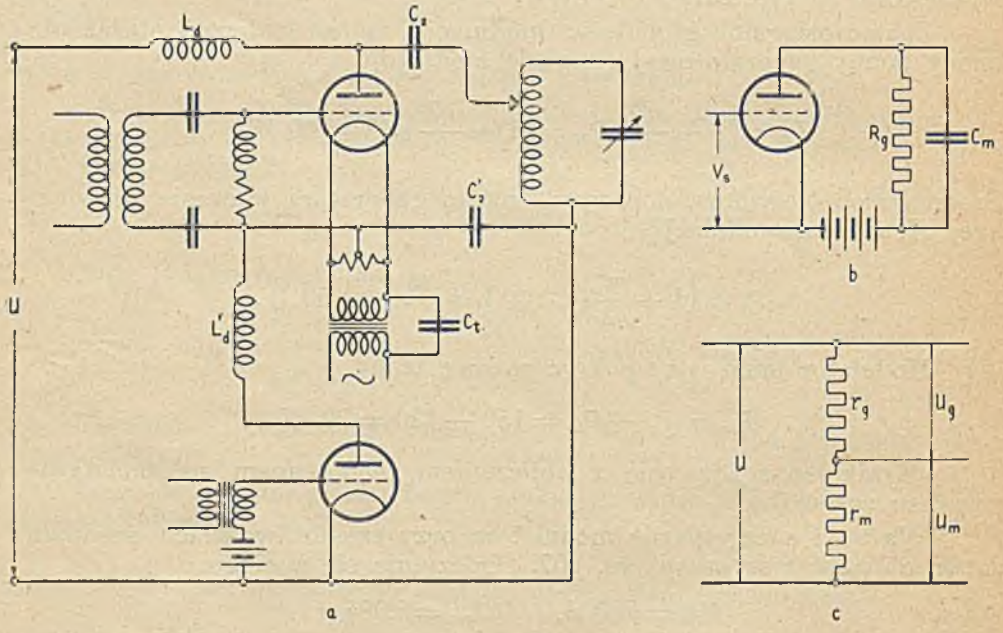
$$P_{2m} = \frac{m^2}{2} P_{g_{1o}} = \frac{0{,}49}{2}\ 120 \cong 30\ W,$$

zaś:

$$V_{sm} = \frac{V_{zm}}{k_{\text{lim}}} = \frac{700}{11} \cong 63\ V.$$

11. Modulacja szeregowa [1]).

Odmianą modulacji anodowej generatora lampowego jest t. zw. *modulacja szeregowa*, (rys. 208 a) polegająca na tem, że lampa modulacyjna jest połączona w szereg z generatorem. Aby zapobiec przepły-



Rys. 208.

wowi prądu szybkozmiennego przez modulator, chroni się go dławikiem

[1]) Patrz: W. T. Ditcham, Series Modulation. Marconi Review nr. 41. (Referat w Prz. Radj. XI, r. 1933, str. 117 ÷ 119).

M. Rajewski i F. Schoen, O najkorzystniejszych warunkach pracy modulatora w układzie modulacji szeregowej. Prz. Radj. XIII, r. 1935, str. 1 ÷ 4.

wielkiej częstotliwości L_d'. Układ szeregowy ma tę poważną wyższość nad równoległym, że dzięki niemu unika się stosowania dławika modulacyjnego, a tem samem zniekształcenia najmniejszych częstotliwości. Daje on więc charakterystykę modulacji korzystniejszą dla najniższych tonów, niż układ równoległy.

Układ rys. 208 a można sprowadzić do układu szeregowo zasilanego wzmacniacza oporowego, w którym opór anodowy zastępuje opór generatora r_g. Wskutek szeregowego zasilania napięcie źródła anodowego musi być równe sumie obu napięć: U_g i U_m (rys. 208 c).

Głębokość modulacji w tym układzie, podobnie zresztą jak w dławikowym, wynosi:

$$m = \frac{V_{zm}}{U_a} = \frac{\xi U_m}{U_a}. \tag{376}$$

Chcąc więc osiągnąć głębokość modulacji $m = 1$, należałoby rozdzielić napięcie tak, aby średnie napięcie zasilające modulatora wynosiło:

$$U_m = \frac{U_a}{\xi}. \tag{376 a}$$

Z szeregowego połączenia obu lamp wynika oczywiście, że średni prąd anodowy płynący przez obie lampy jest ten sam, a odpowiedni rozkład napięć osiąga się przez dobór początkowego napięcia siatki modulatora.

W wyborze obciążalności anodowej lampy lub lamp modulacyjnych należy kierować się temi samemi rozważaniami co w odniesieniu do modulacji dławikowej z modulatorem typu *A*. A więc i tu obciążalność anod lamp modulacyjnych powinna być odpowiednio większa, niż obciążalność lamp generatorowych.

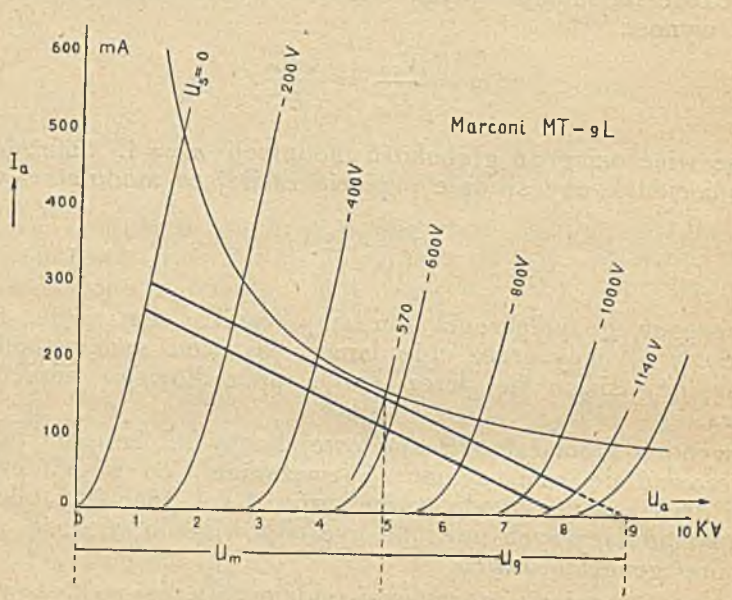
Przebiegi modulacji szeregowej oddaje najlepiej wykres w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$ lampy modulacyjnej.

Modulacja szeregowa może być stosowana dla stopni o niewielkiej stosunkowo mocy, pracujących na lampach generatorowych typu oszczędnościowego lub conajmniej półoszczędnościowego. Przyczyna tego ograniczenia leży w żarzeniu lampy generatorowej. A mianowicie, ze względu na to, że katoda tej lampy jest pod wysokiem napięciem i w dodatku, aby nie pogorszyć warunków modulacji dla wyższych tonów, lampa ta musi mieć małą pojemność względem ziemi, odpada więc możliwość stosowania do żarzenia prądnicy prądu stałego i jako jedyne źródło żarzenia pozostaje transformator prądu zmiennego o specjalnie małopojemnościowem uzwojeniu wtórnem. Ponadto żarzenie prądem zmiennym, o ile jego natężenie przekroczy pewne granice, wywołuje wahania prądu anodowego wskutek oddziaływania „magnetronowego" pola magnetycznego prądu żarzenia na ładunek przestrzenny katody [1]).

---

[1]) Uwagi łaskawie udzielone przez p. inż. W. Rabęckiego, dyrektora Stacji Radjofonicznej Warszawa I.

Często w układach modulacji szeregowej stosuje się uziemienie bezpośrednie katody lampy generatorowej. Wówczas katoda lampy modulacyjnej znajduje się pod wysokiem napięciem względem ziemi. W tym przypadku unika się upływu prądów szybkozmiennych do ziemi przez pojemność lampy modulacyjnej i doprowadzeń prądowych. Należy jednak wtedy stosować transformator żarzenia o większej mocy, gdyż lampy modulacyjne w tym układzie, pracując na prostolinijnej części charakterystyk, winny mieć prąd emisyjny większy od lamp generatorowych. Dla układów małej mocy korzystnie jest stosować lampy o żarzeniu pośredniem.



Rys. 209.

Jako przykład może posłużyć lampa modulacyjna Marconiego *MT 9 L*, obciążona lampą generatorową *MT* 14 (rys. 209). Dane tych lamp są następujące:

Lampa generatorowa:

$$U_{a\,(max)} = 4000\ V, \qquad I_{a\,(max)} = 150\ mA,$$

$$P_a = 400\ W, \qquad r_g = \frac{4000}{0{,}15} \cong 26700\ \Omega.$$

Lampa modulacyjna:

$$U_{a\,(max)} = 5000\ V, \qquad P_a = 800\ W, \qquad (I_a = 160\ mA).$$

Maksymalne napięcie zasilające układ wyniesie więc 9000 *V*. Kreśląc z punktu 9 *kV* na osi odciętych prostą spadku napięcia dla

$r_g = 26700\ \Omega$ otrzymuje się charakterystykę modulacji układu. Początkowemu punktowi pracy lampy modulacyjnej dla napięcia anodowego 5 kV odpowiada prąd anodowy 150 mA przy napięciu siatki około $U_s = -565\ V$.

W tych warunkach będzie:

$$J_{a\,\min} \cong 0{,}2\, I_a \cong 30\ mA\,,$$

co zresztą jest spełnione na wykresie, gdzie przy wahaniach napięcia siatki od zera do $2 \cdot 570 = 1140\ V$, prąd anodowy dochodzi swojem) minimum do tej mniejwięcej wartości.

Że w tych granicach dopuszczalne zniekształcenia amplitudy nie są przekroczone, świadczy stosunek:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{27{,}6}{33{,}75} = 0{,}82\,,$$

czemu, zgodnie z krzywą rys. 60, odpowiada $k \cong 0{,}05$.

Z rysunku 209 można znaleźć

$$V_{zm} = \frac{8200 - 1200}{2} = 3500\ V.$$

Jednakże wskutek istnienia harmonicznych parzystych nastąpiło pewne przesunięcie początkowego punktu pracy, tak iż jako średnie napięcie anodowe lampy modulacyjnej należy uważać wartość:

$$U'_{am} = V_{zm} + v_{a\,\min} = 3500 + 1200 = 4700\ V,$$

wobec czego średnie napięcie anodowe generatora wynosi:

$$U'_g = U_a - U'_{am} = 9000 - 4700 = 4300\ V.$$

Dowodzi to pewnego przeciążenia lampy generatorowej.

Głębokość modulacji w tych warunkach będzie wynosiła:

$$m = \frac{V_{zm}}{U'_g} = \frac{3500}{4300} \cong 0{,}82\,.$$

Możnaby spróbować zbliżyć się do pełnej modulacji, obniżając np. napięcie zasilające układ do około 8000 V, przy tem samem napięciu anodowem lampy modulacyjnej, co dałoby się osiągnąć, przyjmując $U_s \cong -585\ V$. W ten sposób rozkład napięć zmieniłby się na korzyść lampy modulacyjnej, co przy zwiększonej amplitudzie napięcia wzbudzają-

cego powinnoby dać pogłębienie modulacji. Jednakże, jak łatwo sprawdzić, zwiększyłyby się zniekształcenia amplitudy, dając:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{24{,}5}{34} = 0{,}72,$$

czemu odpowiada $k = 0{,}0825$.

Takie zniekształcenia można tolerować w nadajniku, nie przeznaczonym do reprodukcji artystycznej.

Z rys. 209 znajduje się amplitudę napięcia modulującego:

$$V_{zm} = \frac{7350 - 1100}{2} \cong 3100\ V,$$

i średnie napięcie anodowe modulatora:

$$U'_m = 3100 + 1100 = 4200\ V,$$

oraz generatora:

$$U'_g = 8000 - 4200 = 3800\ V.$$

Stąd otrzymuje się głębokość modulacji:

$$m = \frac{3100}{3800} = 0{,}82.$$

Jak stąd widać, praktycznie nie zwiększono głębokości modulacji pogarszając jedynie jej jakość.

Warunki energetyczne i zachowanie się modulatora przy obciążeniu urojonem, odpowiadającem częstotliwościom największym, zbadać można na zasadzie wykresu rys. 209 w sposób analogiczny, jak to pokazano dla modulacji równoległej w § 10.

Przy modulacji szeregowej pełna składowa małej częstotliwości a więc cała składowa zmienna prądu anodowego modulatora (i generatora) przepływa przez źródło napięcia anodowego, a więc przeważnie i przez filtr prostownika. Wady tej nie posiada zasilanie równoległe układu modulacji anodowej, gdyż tam do źródła napięcia anodowego dochodzi jedynie prąd magnesujący dławik modulacyjny, ewentualnie prąd magnesujący transformatora. Stąd wynika, że dla układu modulacji szeregowej filtr prostownika musi być budowany inaczej, niż dla układu o zasilaniu równoległem. Mianowicie przy modulacji szeregowej oporność filtru dla najmniejszych częstotliwości modulacyjnych musi być wielokrotnie mniejsza niż przy modulacji anodowej o zasilaniu równoległem [1]).

[1]) Patrz W. Kowalski i C. Tan, Warunki pracy urządzeń prostowniczych dla zasilania obwodów anodowych radjostacyj fonicznych. Prz. Radj. XII, r. 1934, str. 109 ÷ 112.

12. Modulacja w obwodzie siatkowym.

Pojęcie modulacji siatkowej nie jest tak ściśle zdefinjowane, jak pojęcie modulacji anodowej, która określa wyraźnie sposób pracy generatora modulowanego.

Z pośród wielu sposobów, objętych nazwą modulacji siatkowej, można podać następujące jako najbardziej charakterystyczne:

a) modulacja na zakrzywieniu charakterystyk lampy,
b) modulacja siatkowa z dławikiem anodowym,
c) modulacja zapomocą zmiennego wzbudzenia,
d) modulacja zapomocą zmian początkowego napięcia siatkowego,
e) modulacja zapomocą zmiennego oporu upływowego siatki.

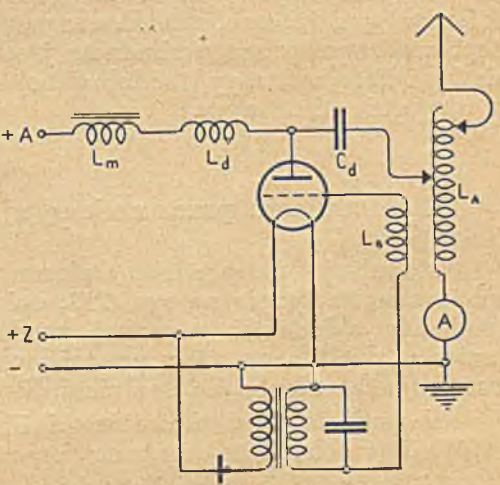
Z wymienionych tu systemów najważniejsze znaczenie praktyczne mają systemy wymienione pod d) i e), dlatego też w dalszym ciągu będą rozpatrzone szczegółowo. Pozostałe systemy są objaśnione w najogólniejszych zarysach.

a) *Modulacja na zakrzywieniu charakterystyk* (van der Bijl) opiera się na teorji, podanej w tomie I na str. 184.

Działanie tej modulacji wymaga kwadratowego przebiegu charakterystyki roboczej tej lampy, w której obwodzie siatkowym nakładają się napięcia wzbudzające i modulujące, dając jako wypadkową przebieg szybkozmienny o modulowanej amplitudzie.

Ze względu na brak lamp nadawczych o odpowiedniej charakterystyce ten system modulacji nie jest praktycznie stosowany.

b) *Modulacja siatkowa z dławikiem anodowym* (M. Latour 1916), bardzo rozpowszechniona w stacjach samowzbudnych starszego typu (rys. 210), jest, ściśle biorąc, modulację anodową w tej samej lampie, będącej równocześnie generatorem i modulatorem. Pomijając już niemożność dobrania właściwych warunków dla lampy, pracującej jako modulator, system ten narażony jest przy głębszej modulacji na zrywanie drgań.



Rys. 210.

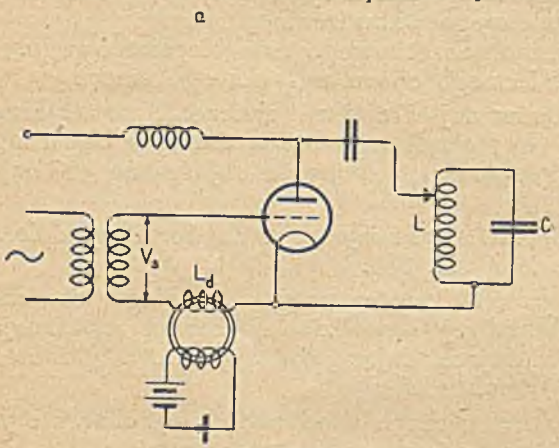
Dlatego też stacje tego typu mają modulację stosunkowo płytką (nie przekraczającą naogół 25%) i wątpliwej jakości.

Układ ten daje jednakże stosunkowo dobre wyniki przy modulacji tonem dla celów telegraficznych, chociaż ze względu na nieprawidłowy kształt obwiedni modulacji (zrywania) i silną modulację częstotliwości promieniuje nadmiernie szerokie widmo częstotliwości. Znajduje on więc zastosowanie tylko na stacjach, które nie są

ograniczone w tym kierunku przepisami międzynarodowemi, jak np. stacje okrętowe małej mocy o falach 600 metrowych.

Charakterystyczne dla tego układu jest zmniejszanie się mocy w razie przemodulowania, co jest wynikiem dłuższych przerw we wzbudzeniu generatora.

c) *Modulacja ze zmiennem wzbudzeniem.* Typowym jej przykładem jest modulacja zapomocą dławika wielkiej częstotliwości, nasyconego prądem stałym [1]), w obwodzie siatki generatora obcowzbudnego (Tow. C. Lorenz, Mandelstam i Papalexi, rys. 211). Układ ten, dopuszczający przy obcem wzbudzeniu znaczną stosunkowo głębokość modulacji, jest stosowany dzięki swojej prostocie zwłaszcza w stacjach lotniczych.



Rys. 211.

Działanie generatora, modulowanego przez zmianę wzbudzenia, sprowadza się do pracy wzmacniacza prądów modulowanych. Zarówno bowiem tu jak i tam w obwodzie siatkowym działa stałe napięcie początkowe i zmienne napięcie wzbudzające. Zasadnicza różnica leży jedynie w sposobie wytwarzania zmian amplitudy napięcia wzbudzającego. We wzmacniaczu prądów modulowanych działa napięcie wzbudzające o zmiennej amplitudzie, w generatorze, modulowanym przez zmianę wzbudzenia, napięcie doprowadzone przez wzbudnicę jest stałe, zmiany zaś napięcia między siatką i katodą lampy modulowanej wywołuje się przez zmiany oporu w obwodzie siatkowym.

13. Modulacja przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego.

Modulacja przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego, przedstawiona schematycznie na rys. 212, opiera się na prostolinijnej zależności amplitudy składowej zmiennej prądu anodowego od zmian ujemnego napięcia siatkowego. Dla prawidłowego działania modulacji siatkowej jest jednakże niezbędne spełnienie dwu warunków, a mianowicie:

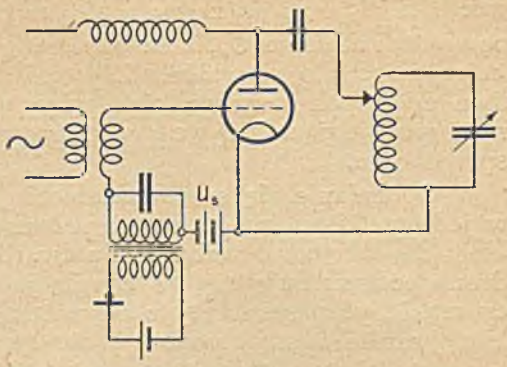
a) napięcie początkowe siatki U_s musi być stałe (a więc nie może być osiągnięte zapomocą oporu upływowego),

b) wzbudzenie musi być obce.

Można wprawdzie i w generatorze samowzbudnym otrzymać dobrą

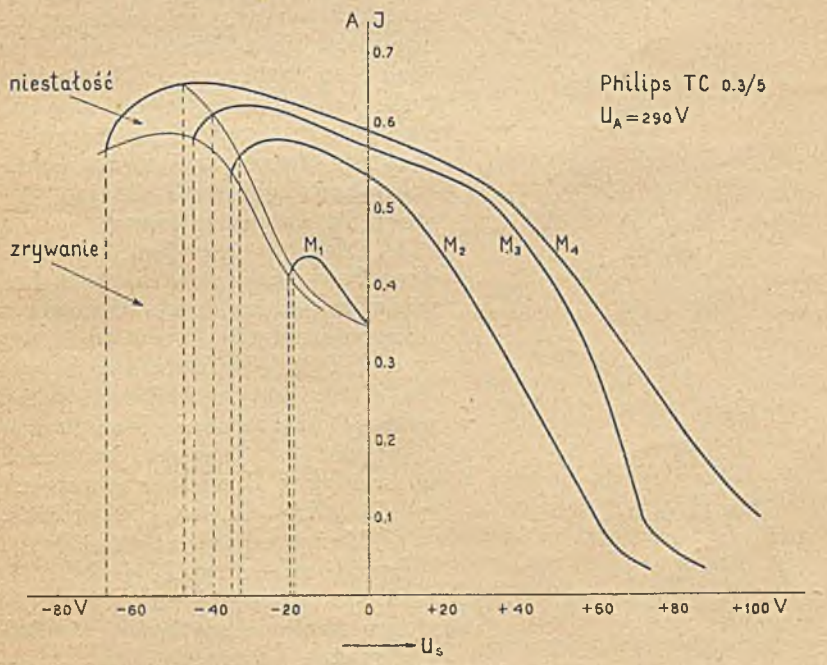
[1]) Patrz § 1. tego rozdziału.

modulację o niewielkiej stosunkowo głębokości[1]), jednakże praca w tych warunkach jest niepewna i przy niewłaściwie dobranych napięciu początkowem i głębokości modulacji następuje zrywanie się drgań, połączone ze znacznem zniekształceniem przebiegu modulacji. Warunki pracy samowzbudnego generatora modulowanego napięciem siatki charakteryzują najlepiej krzywe zrywania drgań (Reissdiagramme, H. Rukop), rys. 213.



Rys. 212.

Krzywe te otrzymuje się, mierząc przy stałem sprzężeniu zwrotnem M składową zmienną J_z prądu anodowego lub prąd J w obwodzie rezonansowym w zależności od zmian początkowego napięcia siatki U_s. Szereg krzywych, zdjętych przy różnych wartościach M, daje powierzchnię zrywania



Rys. 213.

drgań generatora samowzbudnego. Dla krzywych:

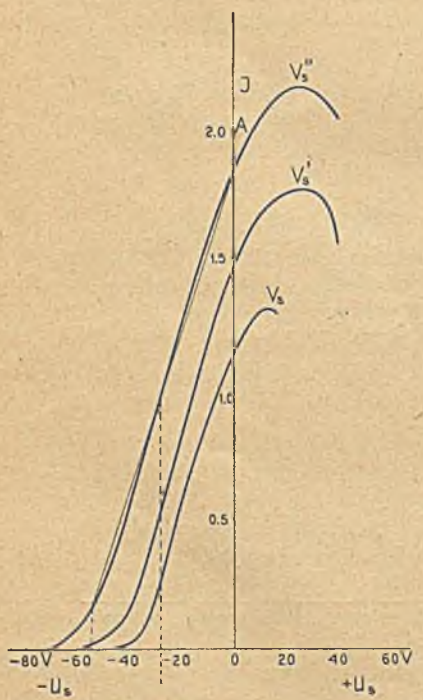
$$J_z = f(U_s) \quad \text{lub} \quad J = f(U_s)$$

[1]) Patrz J. Groszkowski i Z. Jelonek, O zachowaniu się generatora własnowzbudnego przy modulacji siatkowej. Prz. Radj. XII, r. 1934, str. 17 ÷ 21.

charakterystyczne jest to, że na pewnej przestrzeni prąd zmienny jest jednoznaczną funkcją napięcia początkowego siatki, przy pewnej zaś wartości U_s' drgania zrywają się nagle, a pojawiają się ponownie przy powrotnej zmianie U_s, lecz dopiero po przejściu poza wartość U_s', przy której nastąpiło zerwanie. Zrywanie może występować w jednym lub dwu miejscach krzywej. Jak więc widać, krzywe zrywania przypominają przebiegiem krzywe przeciągania prądu w samowzbudnym układzie sprzężonym.

Opóźnianie się samowzbudzenia generatora wyjaśnia się tem, że w jednym kierunku generator przechodzi z zakresu o wzbudzeniu miękkiem do zakresu o wzbudzeniu twardem, Jednakże drgania już wzbudzone podtrzymują się. Z chwilą jednak zerwania się drgań punkt pracy musi być przesunięty z powrotem do zakresu o wzbudzeniu miękkiem, zanim nastąpi ponowne samowzbudzenie.

Dla modulacji siatkowej nadają się oczywiście tylko prostolinijne odcinki krzywych, odpowiadające proporcjonalności między U_s i J_z. Ponadto, aby osiągnąć głęboką stosunkowo modulację przy niezbyt wielkich amplitudach napięcia modulującego, należy obierać odcinki o możliwie dużem nachyleniu. Z wykresów rys. 213 widać, że znalezienie takich odcinków jest dość trudne i warunki pracy są krytyczne. Zależą one nietylko od początkowego napięcia siatki, lecz i od sprzężenia zwrotnego w generatorze, przyczem kontrola należytego doboru tych wielkości jest w eksploatacji bardzo utrudniona.



Rys. 214.

Dlatego też ten typ modulacji obecnie praktycznie nie jest już stosowany w generatorach samowzbudnych. Rozpowszechnił się on natomiast w układach obcowzbudnych, gdzie niema obawy zerwania drgań, a proporcjonalność między napięciem początkowem a prądem zmiennym jest zachowana w granicach o wiele szerszych, jak tego dowodzą charakterystyki rys. 214.

Można również stwierdzić, że stały prąd anodowy I_a jest w szerokim zakresie proporcjonalny do początkowego napięcia siatkowego. Dzięki temu można przyjąć:

$$\frac{J_{zm}}{I_a} = \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \cong \text{const.} \qquad (377)$$

Widać również na rys. 87, że krzywe α_0 i α_1 w dość szerokim zakresie zmian kąta ϑ są zbliżone do linij prostych.

W generatorach małej mocy modulacja odbywa się wprost zapomocą mikrofonu i transformatora mikrofonowego, którego wtórne uzwojenie jest zwarte dla wielkiej częstotliwości kondensatorem obejściowym. W urządzeniach większej mocy moduluje się generator za pośrednictwem odpowiedniego wzmacniacza.

Tok obliczenia generatora obcowzbudnego, modulowanego w obwodzie siatki jest analogiczny do toku obliczenia wzmacniacza modulowanego. I tu również punkt wyjścia stanowi moc szczytowa, która wynosi:

$$P_{2m} = \frac{V_{zm} J_{z\,max}}{2} = \frac{\xi_m U_a \alpha_1 J_{am}}{2}.$$

Jako $J_{z\,max}$ obiera się maksymalną wartość prądu zmiennego odpowiadającą prostolinijnej części charakterystyki modulacji. Mając zaś najmniejsze wartości prądu $J_{z\,min}$ na części prostolinijnej, można znaleźć (rys. 215) średni prąd zmienny (prąd niemodulowany):

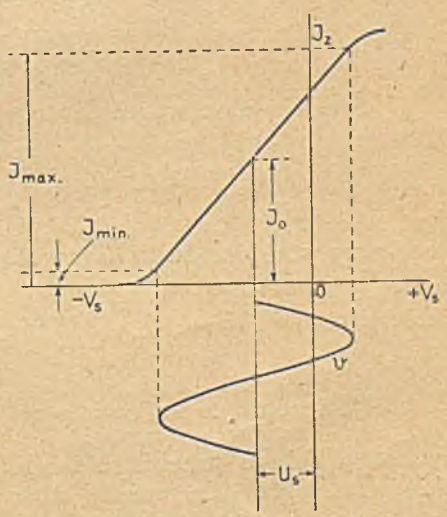
$$J_{zo} = \frac{J_{z\,max} + J_{z\,min}}{2}, \tag{378}$$

oraz głębokość modulacji:

$$m = \frac{J_{zo} - J_{z\,min}}{J_{zo}} = \frac{J_{z\,max} - J_{z\,min}}{J_{z\,max} + J_{z\,min}}. \tag{379}$$

W braku dynamicznej charakterystyki modulacji można oprzeć się na charakterystykach statycznych lampy generatorowej. Określa się wówczas J_{am} w sposób analogiczny jak dla wzmacniacza prądów modulowanych, i, przyjmując głębokość modulacji nie większą niż 0,7 ÷ 0,8, oblicza się generator w podobny sposób, jak wzmacniacz prądów modulowanych w rozdziale IV.

A mianowicie, obrawszy J_{am} tak, aby uniknąć zniekształceń, oblicza się wielkości U_{sm}, V_{sm}, ξ_m, α_0 i α_1 jak dla generatora telegraficznego. Stąd oblicza się maksymalne moce pierwotną i wtórną oraz sprawność generatora dla warunków szczytowych.



Rys. 215.

Znając:

$$V_{zm} = \xi_m U_a$$

oraz

$$J_{zm} = \alpha_1 J_{am},$$

oblicza się niezbędny opór zastępczy obwodu rezonansowego:

$$R_z = \frac{V_{zm}}{J_{zm}}. \tag{380}$$

Przy prądzie nośnym otrzymuje się:

$$J_{zo} = \frac{J_{zm}}{1+m}, \tag{381}$$

$$V_{zo} = \frac{V_{zm}}{1+m} = \frac{\xi_m}{1+m} U_a, \tag{382}$$

$$P_{2o} = \frac{V_{zo} J_{zo}}{2} = \frac{V_{zm} J_{zm}}{2(1+m)^2} = \frac{P_{2m}}{(1+m)^2}. \tag{383}$$

Wreszcie przy założeniu, że $\frac{\alpha_1}{\alpha_o} = \text{const.}$ powinno być:

$$I_{ao} = \frac{J_{am}}{1+m}, \tag{384}$$

oraz

$$P_{1o} = U_a I_{ao} = \frac{U_a J_{am}}{1+m} = \frac{P_{1m}}{1+m}. \tag{385}$$

Sprawność w warunkach spoczynkowych wynika z równań (383) i (385):

$$\eta_{lo} = \frac{P_{2o}}{P_{1o}} = \frac{P_{2m}}{(1+m)^2} \cdot \frac{1+m}{P_{1m}} = \frac{\eta_m}{1+m}. \tag{386}$$

Średnia moc wtórna w ciągu modulacji wynosi:

$$P_2 = \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) P_{2o}, \tag{387}$$

co, przy stałości mocy pierwotnej, daje:

$$\eta_l = \eta_o \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \tag{388}$$

Obliczenia te są oparte na założeniu, że $\frac{\alpha_1}{\alpha_o} = \text{const}$, czyli że kąt ϑ w ciągu całego przebiegu modulacji pozostaje stały. O ile założenie takie wprowadza nieznaczny stosunkowo błąd do obliczeń mocy, to jednak jest ono niewystarczające dla obliczenia ujemnego napięcia siatkowego w stanie spoczynku.

Przykład obliczenia modulacji siatkowej.

Należy obliczyć modulację siatkową dla lampy *TC* 1/75 o danych następujących: $U_a = 1500\ V$, $I_{as} = 1{,}5\ A$, $P_a = 75\ W$, $K = 25\ V/V$, $S = 5\ mA/V$.

Głębokość modulacji przyjęto $m = 0{,}7$, $v_{a\min}$, zgodnie z charakterystykami firmowemi, jest równe 250 V.

Stąd:

$$V_{zm} = U_a - v_{a\,\min} = 1500 - 250 = 1250\ V,$$

a zatem

$$\xi_m = \frac{V_{zm}}{U_a} = \frac{1250}{1500} = 0{,}835.$$

W spoczynku będzie:

$$\xi_o = \frac{\xi_m}{1+m} = \frac{0{,}835}{1{,}7} \cong 0{,}49.$$

Ze względu na duży prąd nasycenia lampy można mieć pewność, że przy mocy szczytowej punkt pracy nie wkroczy w zakres spłaszczenia charakterystyki. Za punkt wyjścia dla obliczeń można więc obrać moc spoczynkową.

Przyjmujemy $\vartheta_o = 65^0 = 0{,}361\,\pi$. Odpowiadają temu współczynniki (rys. 87):

$$\cos\vartheta_o = 0{,}42, \qquad \alpha_o = 0{,}235, \qquad \alpha_1 = 0{,}42,$$

wobec czego można obliczyć sprawność spoczynkową lampy:

$$\eta_o = \xi_o \frac{\alpha_1}{2\alpha_o} = 0{,}49 \cdot \frac{0{,}42}{0{,}47} \cong 0{,}44.$$

Przy obciążalności anody $P_a = 75\ W$ moc pierwotna generatora może wynosić:

$$P_1 = \frac{P_a}{1-\eta_o} = \frac{75}{0{,}56} = 134\ W,$$

czemu odpowiada moc użyteczna:

$$P_{2o} = P_1 - P_a = 134 - 75 = 59\ W.$$

Mając moc pierwotną, można obliczyć prąd zasilający:

$$I_{ao} = \frac{P_1}{U_a} = \frac{134}{1500} \cong 0{,}0894\ A \cong 90\ mA,$$

a stąd:

$$J_{ao} = \frac{I_{ao}}{\alpha_o} = \frac{90}{0{,}235} = 383\ mA$$

oraz

$$J_{zo} = \alpha_1 J_{ao} = 0{,}42 \cdot 383 \cong 160\ mA.$$

Amplituda napięcia zmiennego:

$$V_{zo} = \xi_o \, U_a = 0{,}49 \cdot 1500 = 735 \; V,$$

skąd

$$v_{ao\,\min} = U_a - V_{zo} = 1500 - 735 = 765 \; V.$$

Wobec tego maksymalne dodatnie napięcie siatkowe (wzór 141):

$$(+ v_s)_{\max} = \frac{J_{ao}}{S} - \frac{v_{ao\,\min}}{K} = \frac{383}{5} - \frac{765}{25} \cong 46 \; V,$$

zaś amplituda napięcia wzbudzającego (wzór 161):

$$V_{sm} = \frac{J_{ao}}{S} \cdot \frac{1}{1 - \cos \vartheta_o} + \frac{V_{zo}}{K} = \frac{383}{5} \cdot \frac{1}{0{,}58} + \frac{735}{25} \cong 163 \; V.$$

Stąd początkowe napięcie ujemne siatki:

$$U_s = - [V_{sm} - (+ v_s)_{\max}] = - (163 - 46) = - 117 \; V.$$

Przyjmując, że amplituda prądu anodowego jest proporcjonalna do napięcia modulującego, można obliczyć jego amplitudę szczytową:

$$J'_{am} = (1 + m) \, J_{ao} = 1{,}7 \cdot 383 = 650 \; mA,$$

która będzie osiągnięta przy:

$$(+ v'_s)_{\max} = \frac{J'_{am}}{S} - \frac{(1 - \xi_m) \, U_a}{K} = \frac{650}{5} - \frac{0{,}165 \cdot 1500}{25} \cong 120 \; V.$$

Wobec stałej amplitudy napięcia wzbudzającego początkowe napięcie siatki powinno wynosić:

$$U'_s = - (163 - 120) = - 43 \; V.$$

Stąd można znaleźć amplitudę napięcia modulującego w obwodzie siatkowym (rys. 215):

$$V_m = |U_s| - |U'_s| = 117 - 43 = 74.$$

W tych warunkach kąt ładowania w chwili mocy szczytowej przekroczy 90^0 (rys. 215). A mianowicie, jeżeli napięcie siatkowe, przy którem pojawia się prąd anodowy, wynosi:

$$U_{s_2} \cong \frac{U_a}{K} = \frac{1500}{25} = 60 \; V,$$

to można obliczyć:

$$\cos \vartheta_m = \frac{U_s' - U_{s_2}}{V_{sm}} = \frac{43 - 60}{163} = -0{,}104,$$

czemu odpowiada kąt ładowania:

$$\vartheta_m = 90 + 6 = 96^0 = 0{,}534\ \pi.$$

Dla kąta $\vartheta = 0{,}534\ \pi$ otrzymuje się z rys. 87 [1]):

$$\alpha_0' = 0{,}326 \quad \text{i} \quad \alpha_1' = 0{,}5125.$$

Stąd:

$$J_{zm}' = \alpha_1' J_{am}' = 0{,}5125 \cdot 650 = 333\ mA,$$

$$I_{am} = \alpha_0' J_{am}' = 0{,}326 \cdot 650 = 212\ mA$$

a sprawność:

$$\eta_m = \xi_m \frac{\alpha_1'}{2\alpha_0'} = 0{,}835 \cdot \frac{0{,}5125}{0{,}652} = 0{,}656.$$

Moc pierwotna:

$$P_{1m} = U_{am} I_{am} = 1500 \cdot 0{,}212 = 318\ W.$$

Moc wtórna:

$$P_{2m} = 0{,}656 \cdot 318 = 208\ W.$$

Maksymalne chwilowe obciążenie anody:

$$P_{am} = 318 - 208 = 110\ W.$$

Pozostają do obliczenia warunki pracy przy najniższem napięciu modulującem. Jest wówczas:

$$U_s'' = -U_s - V_m = -117 - 74 = -191\ V,$$

skąd:

$$\cos \vartheta_{min} = \frac{U_s'' - U_{s_2}}{V_{sm}} = \frac{191 - 60}{163} = 0{,}805.$$

A zatem:

$$\vartheta_{min} \cong 36{,}3^0 \cong 0{,}2\ \pi.$$

$$\alpha_0'' = 0{,}14, \quad \alpha_1'' = 0{,}255.$$

---

[1]) Patrz str. 145.

Współczynnik wykorzystania napięcia anodowego wynosi:

$$\xi_m = (1 - m)\,\xi_o = 0{,}3 \cdot 0{,}49 = 0{,}147,$$

wobec czego:

$$V''_{zm} = 0{,}147 \cdot 1500 = 220\ V.$$

Stąd można znaleźć maksymalną wartość prądu anodowego:

$$J''_{am} = S\left(v_s + \frac{v_a}{K}\right) = 0{,}005 \cdot \left[(-191 + 163) + \frac{1280}{25}\right] = 0{,}115\ A = 115\ mA.$$

Stąd oblicza się:

$$J''_{zm} = \alpha''_1\ J''_{am} = 0{,}255 \cdot 115 = 29{,}3\ mA,$$

$$I''_a = \alpha''_o\ J''_{am} = 0{,}14 \cdot 115 \cong 16\ mA,$$

oraz

$$\eta_{\min} = 0{,}147 \cdot \frac{0{,}255}{0{,}28} \cong 0{,}13.$$

Moc pierwotna:

$$P_1 = 1500 \cdot 16 \cdot 10^{-3} = 24\ W,$$

moc wtórna:

$$P_2 \cong 0{,}13 \cdot 24 \cong 3\ W,$$

obciążenie anody:

$$P_1 - P_2 = 24 - 3 = 21\ W.$$

Z obliczonych poprzednio wartości $J_{zo} = 160\ mA$, $J'_{zm} = 333\ mA$, $J'_{zm} = 29{,}3\ mA$, można znaleźć amplitudy modulacji:

$$J'_m = J'_{zm} - J_{zo} = 333 - 160 = 173\ mA.$$

$$J''_m = J_{zo} - J'_{zm} = 160 - 29{,}3 = 130{,}7\ mA.$$

Stąd otrzymuje się:

$$\frac{J''_m}{J'_m} = \frac{130{,}7}{173} \cong 0{,}76,$$

z czego wynika, że zniekształcenia amplitudy przekraczają dopuszczalne granice [1]), przyjęto więc zbyt dużą głębokość modulacji. Przy uwzględnieniu krzywolinijności charakterystyk zniekształcenia byłyby oczywiście jeszcze większe.

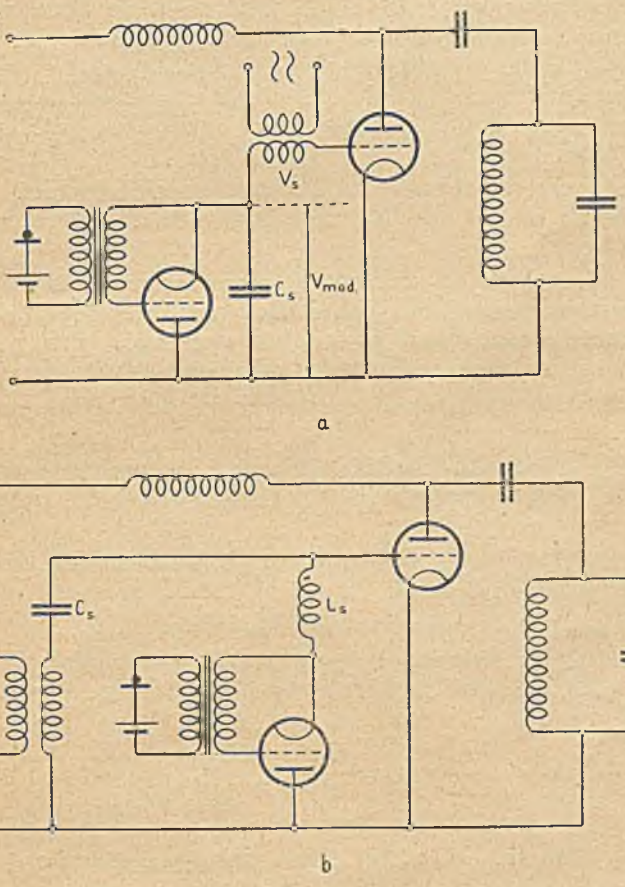
Wzory i obliczenia, dotyczące modulacji siatkowej, są słuszne tylko w założeniu stałości zasilającego napięcia anodowego i jego nieza-

[1]) Patrz rozdział IV, § 16, str. 101.

leżności od częstotliwości modulującej. Wymagania te muszą być brane pod uwagę przy projektowaniu filtru prostownika, gdyż zmienny pobór prądu dla najniższych częstotliwości modulujących powoduje wahania napięcia zasilającego w ciągu jednego okresu częstotliwości modulującej. Zmuszają one do stosowania filtru o małej oporności, podobnie jak przy modulacji szeregowej lub przy wzmocnieniu modulowanej wielkiej częstotliwości w układzie klasy *B*.

14. Modulacja siatkowa z lampą modulacyjną.

Jest to w zasadzie modulacja przez zmianę napięcia początkowego siatki, lecz tu jest ono osiągane zapomocą zmian oporu upływowego siatki. Tym zmiennym oporem jest lampa trójelektrodowa, włączona



Rys. 216.

w obwód siatki generatora bądź w szereg ze wzbudzeniem (G. A. Beauvais 1917, W. Schaeffer 1920, rys. 216 a) bądź też równolegle (W. Schaeffer 1922, rys. 216 b). Na obwód siatki lampy modulacyjnej dzia-

ła napięcie mównicze albo wprost przez transformator mikrofonowy, albo też po odpowiedniem wzmocnieniu.

Kondensator C_s, bocznikujący w układzie szeregowym lampę dla prądów szybkozmiennych [1]), a w równoległym zapobiegający zwarciu prądów małej częstotliwości, musi spełniać ogólny warunek

$$\frac{1}{p\,C_s} \gg \rho_m \gg \frac{1}{\omega\,C_s}. \tag{389}$$

Nadto zadaniem kondensatora C_s jest ustalenie średniego napięcia początkowego siatki „— U_{sg}“ dla generatora, podobnie zresztą, jak w układzie ze zwykłym oporem upływowym.

Napięcie to równocześnie działa jako napięcie anodowe lampy modulacyjnej, która, odpowiednio do kierunku tego napięcia, zwrócona jest anodą do katody lampy generatorowej, a katodą—do jej siatki. Wynika stąd pewna trudność w zasilaniu katody lampy modulacyjnej, którą to trudność w urządzeniach mniejszej mocy można ominąć, stosując lampę z żarzeniem pośredniem.

W urządzeniach większej mocy spotyka się również żarzenie bezpośrednie prądem szybkozmiennym, czerpanym z generatora modulowanego (Telefunken).

Wybór początkowych warunków pracy generatora i dalszy tok jego obliczeń pozostają takie same, jak i dla normalnej modulacji siatkowej. Nowym elementem natomiast jest dobór warunków pracy lampy modulacyjnej, służącej zarazem jako opór upływowy siatki generatora.

Lampa modulacyjna musi pracować przedewszystkiem jako wzmacniacz typu A.

Musi więc mieć odpowiednio dobrane początkowe napięcie siatki dla napięcia anodowego, równego średniemu napięciu ujemnemu generatora.

Wybór początkowego punktu pracy lampy modulacyjnej jest uwarunkowany dwoma względami:

a) pracą na prostolinijnej części charakterystyk,

b) odpowiednim oporem dla prądu stałego, w którym to celu napięcie początkowe siatki należy dobrać tak, aby był spełniony warunek:

$$r_{am} = \frac{U_{sg}}{I_{sg}} = \frac{U_{am}}{I_{am}}. \tag{390}$$

Znając średni opór r_{sg} obwodu siatki lampy generatorowej [2]), można

[1]) W stacjach, pracujących na określonej długości fali, można włączyć w szereg z kondensatorem C_s zwojnicę, otrzymując rezonans napięć dla częstotliwości generatora i zwierając przez to lampę modulacyjną.

[2]) Patrz rozdział VI, § 1, str. 270. Wartość tę w granicach modulacji można w przybliżeniu uważać za stałą.

z łatwością obliczyć napięcie modulacyjne, dostarczone przez lampę:

$$V_m = \frac{K\,V_s}{1 + \frac{r_{sg}}{\rho}}, \qquad (391)$$

gdzie:

V_s — jest napięciem wzbudzającem lampy modulacyjnej,
K — jej współczynnikiem amplifikacji,
ρ — opornością dynamiczną tej lampy.

Stąd, mając do rozporządzenia wykres charakterystyk lampy modulacyjnej, łatwo obliczyć pozostałe wielkości, jak obciążenie anody, sprawność i t. d.

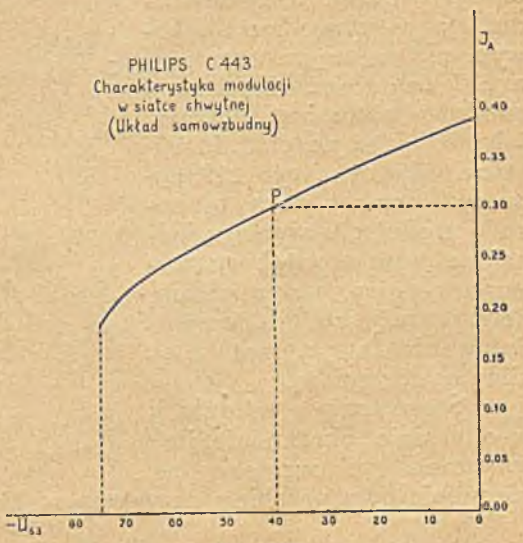
Obciążenie anody lampy modulacyjnej jest wielokrotnie mniejsze od obciążenia anody generatora, a tem samem może to być lampa znacznie mniejsza. Przy wyborze tej lampy należy jeszcze zwrócić uwagę, aby maksymalny średni prąd siatki generatora $I_{a\,max}$, będący równocześnie maksymalnym prądem anodowym modulatora i występujący w chwili dodatniej amplitudy tej lampy, był dostatecznie mniejszy od prądu nasycenia tej lampy. W przeciwnym bowiem razie nie uniknie się zniekształceń amplitudy.

15. Modulacja pentod i lamp ekranowych.

Typowe dla triod sposoby modulacji w obwodzie anodowym i w obwodzie siatkowym mogą być zastosowane i do pentody. Również i tok obliczenia nie ulega zasadniczej zmianie.

Jednakże dzięki posiadaniu dodatkowych siatek pentoda może być modulowana jeszcze innemi sposobami, które, co do rodzaju działania, sprowadzają się do modulacji siatkowej.

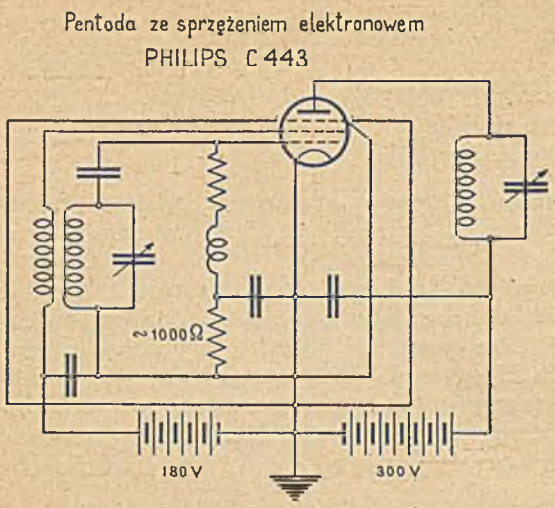
Bardzo dogodna jest modulacja *w obwodzie siatki chwytnej* [1]), dzięki temu, że cały przebieg modulacyjny odbywa się bez prądu w obwodzie. Opiera się ona na prostolinijnej zależności składowej zmiennej prądu anodowego od napięcia siatki chwytnej [2]) (rys. 217). Prostolinijność ta jest zacho-



Rys. 217.

[1]) C. J. de Lussanet de la Sablonnière, Philips Transmitting News I. Nr. 3, r. 1934.
[2]) Wpływy potencjału siatki chwytnej na przebiegi w pentodzie są omówione w rozdziale IV, § 19, str. 114.

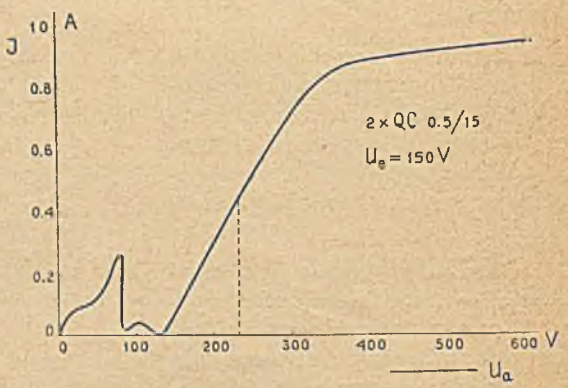
wana w bardzo szerokich granicach, a nawet w układzie samowzbudnym z t. zw. sprzężeniem elektronowem (rys. 218), nie powodując zrywania drgań nawet przy stosunkowo głębokiej modulacji.



Rys. 218.

Można również modulować pentodę w obwodzie siatki osłonnej, wówczas jednak należy liczyć się ze znacznem zużyciem mocy ze względu na istnienie prądu siatki osłonnej. Ten system modulacji nie wykazuje żadnej wyższości elektrycznej nad modulacją w obwodzie siatki chwytnej, a stosować go zaleca się tylko w obwodach z pentodami, które nie mają wprowadzonego nazewnątrz zacisku siatki chwytnej (pentody małej częstotliwości użyte jako lampy nadawcze w generatorach małej mocy).

Modulacja lamp ekranowych bez siatki chwytnej przedstawia się o wiele gorzej, niż modulacja triod i pentod, a to ze względu na zjawisko emisji wtórnej. Jedynie modulacja w obwodzie siatkowym nie nastręcza szczególnych trudności. Modulacja anodowa natomiast, chociaż, jak to widać na charakterystyce podanej na rys. 219, dopuszcza bardzo dużą głębokość modulacji, wymaga jednak starannego doboru warunków pracy, a w razie niedotrzymania ich lub przemodulowania lampy, może ulec silnym skażeniom.

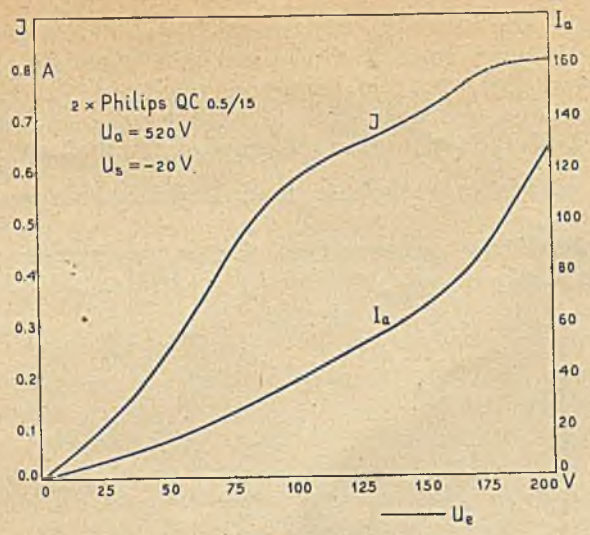


Rys. 219.

Stosowanie modulacji w obwodzie ekranu nie jest wskazane ze względu na nieprawidłowy przebieg charakterystyki (rys. 220)

$$J_z = f(U_e) ,$$

czego, pomimo doboru najkorzystniejszych warunków pracy, nie można uniknąć.



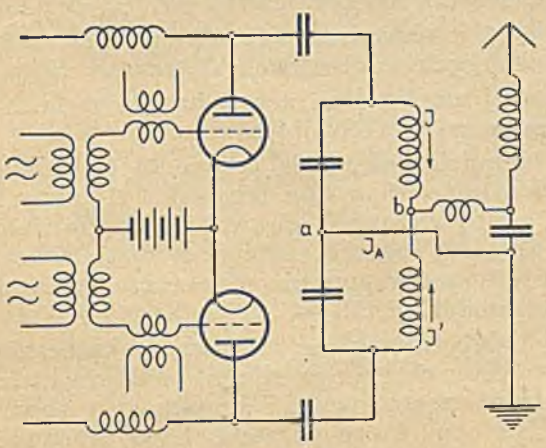
Rys. 220.

16. Modulacja amplitudy przez przesunięcie faz.

System ten (Chireix 1931), polegający na otrzymaniu sinusoidalnej modulacji amplitudy przez właściwy dobór modulacji fazy [1]), ma na celu osiągnięcie większej sprawności, niż to jest możliwe przy wzmocnieniu prądów modulowanych.

Zasada urządzenia jest następująca:

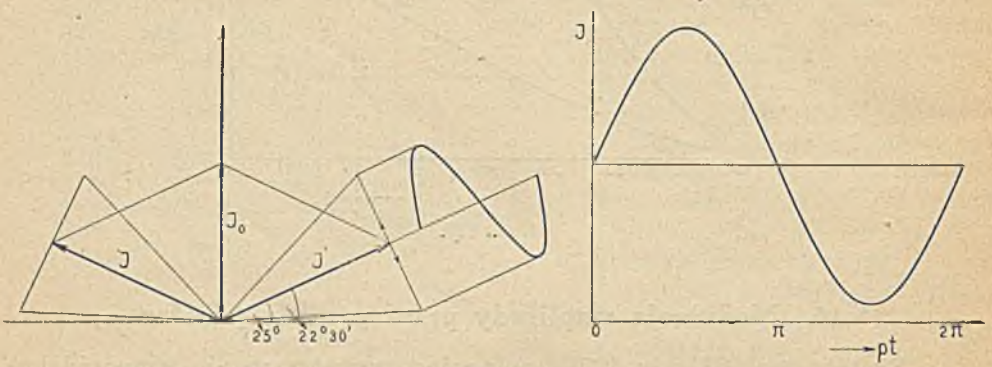
Ostatni stopień mocy nadajnika, pracujący w układzie przeciwsobnym, zasila antenę w sposób, pokazany na rys, 221.



Rys. 221.

[1]) Patrz tom I, str. 202.

Jeżeli siatki obu lamp są zasilane w fazach przeciwnych, prąd w gałęzi a — b jest równy zeru, w miarę zaś zmniejszania przesunięcia faz prąd ten wzrasta, aby wreszcie osiągnąć maximum, z chwilą gdy obie lampy są wzbudzone w fazie. Jest to więc typowa modulacja fazy, opisana w tomie I. Metodą tą można osiągnąć sinusoidalną modulację amplitudy, stosując niewielką głębokość modulacji fazy $\left(\text{nie przekraczającą } \frac{\pi}{4}\right)$ i obliczając początkowe przesunięcie faz φ_0 w granicach 22^0 do 25^0 (rys. 222), czemu odpowiada prąd nośny J_0 w antenie. Jeżeli teraz dwa



Rys. 222.

prądy składowe J i J', zachowując stałą amplitudę, będą wahały się około fazy początkowej sinusoidalnej w granicach $\pm \varphi_m$, jako wynik otrzyma się w antenie prąd o amplitudzie zmiennej sinusoidalnie z głębokością, dochodzącą do 100% w chwili gdy $\varphi_m = \varphi_0$.

Modulację fazy w obwodach siatek obu lamp osiąga się, dodając do napięć wzbudzających w obwodach siatek obu lamp siły elektromotoryczne o zmiennej amplitudzie, a przesunięte w fazie o 90^0 względem napięcia wzbudzającego w tych obwodach.

Dzięki tej metodzie osiąga się prawie że dokładną stałość amplitud napięcia wzbudzającego w obu lampach. Amplituda może więc być dostatecznie duża, aby zapewnić sprawność układu lampowego, dochodzącą do 60 ÷ 65%, w przeciwieństwie do wzmacniacza modulowanego, którego sprawność spoczynkowa nie przekracza, zależnie od przewidywanej głębokości modulacji, 30 ÷ 35%.

Jako zaletę należy tu uważać możliwość skutecznego modulowania w sposób ekonomiczny ostatniego stopnia nadajnika, dzięki czemu unika się zniekształceń częstotliwości i amplitudy w obwodach rezonansowych poprzednich stopni, które pozatem mogą pracować jako pełno wykorzystane wzmacniacze typu C.

Ujemną stroną tego układu jest skomplikowany mechanizm przesuwania faz i związane z tem krytyczne strojenie całości.

17. Streszczenie rozdziału VII.

Ze znanych systemów modulacji najbardziej rozpowszechniony jest system modulacji amplitudy prądu szybkozmiennego. Modulację tę można uzyskać bądź przez zmianę oporu skutecznego obwodu rezonansowego, bądź przez oddziaływanie na sam generator.

Pierwszy z tych sposobów (modulacja przez zmianę oporu, modulacja absorbcyjna, modulacja zapomocą dławika wielkiej częstotliwości) ma znaczenie raczej historyczne. Praktyczne zastosowanie znalazły jedynie systemy modulacyjne oparte na oddziaływaniu bądź na obwód anodowy generatora, bądź na jego obwód siatkowy.

Szersze zastosowanie znalazł system modulacji równoległej w obwodzie anodowym (R. V. Heising). Polega on na nałożeniu, zapomocą transformatora lub dławika, napięcia zmiennego o częstotliwości akustycznej na napięcie stałe, zasilające anodę generatora.

Dla otrzymania nieskażonego wzmocnienia prądów mikrofonowych w układach o wspólnem napięciu anodowem (t. zw. modulacja dławikowa) głębokość modulacji nie może przekroczyć $70 \div 80\%$.

Pełną 100% modulację bez zniekształceń można osiągnąć dopiero przez podwyższenie napięcia modulującego (t. zw. modulacja transformatorowa), lub też przez obniżenie napięcia anodowego lampy generatorowej.

Przy modulacji anodowej moc drgań modulowanych i moc tracona na anodzie lampy generatorowej są większe (przy $m = 1$ — o 50%) od odpowiednich wartości dla prądu niemodulowanego. Prócz tego przy pełnej modulacji chwilowe wartości napięcia anodowego są czterokrotnie większe od napięcia anodowego generatora.

Drugim rodzajem modulacji w obwodzie anodowym jest t. zw. modulacja szeregowa. Zaletą jej jest brak dławika małej częstotliwości, powodującego, przy modulacji równoległej, zniekształcenia skrajnych tonów, wadą zaś — to, że katoda jednej z lamp znajduje się pod wysokiem napięciem.

Z różnych systemów modulacji w obwodzie siatkowym praktyczne zastosowanie znalazły tylko: modulacja zapomocą zmian początkowego napięcia siatkowego i modulacja zapomocą zmiennego oporu upływowego w obwodzie siatkowym.

Pierwszy z tych systemów daje dobre wyniki tylko w generatorach obcowzbudnych.

W odniesieniu do pentod prócz zwykłych systemów modulacji anodowej i siatkowej mogą być jeszcze stosowane: modulacja w obwodzie siatki chwytnej i modulacja w obwodzie siatki osłonnej.

BIBLJOGRAFJA OGÓLNA DO TOMU II.

J. Groszkowski, Lampy katodowe oraz ich zastosowanie w radjotechnice. Warszawa, r. 1925.

J. Groszkowski, Radjotechnika (skrypt litografowany). Warszawa, r. 1932.

C. Gutton, Les lampes à trois électrodes. Paryż (Presses Universitaires) r. 1929.

J. Zenneck i H. Rukop, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, Wyd. V. (Rozdział XV). Stuttgart, r. 1925.

F. E. Terman, Radio Engineering. New-York, r. 1932.

W. L. Everitt, Communication Engineering. New-York, r. 1932.

L. J. Peters, Theory of Thermionic Vacuum Tube Circuits. New-York, r. 1927.

H. G. Möller, Die Elektronenröhren und ihre technischen Anwendungen. Braunschweig, r. 1929.

R. Mesny, Radioélectricité Générale, Paryż, t. I. r. 1934, t. II. r. 1936.

SKRÓTY CZASOPISM UŻYTE W TEKŚCIE.

E. W. W. E. . . .	Wireless Engineers and Experimental Wireless, Londyn.
J. E. E. W. P.	Institution of Electrical Engineers.
Wir. Proc. I. E. E.	Proceedings of the Wireless Section, Londyn.
J. I. E. E.	Journal of the Institution of Electrical Eugineers Londyn.
Jahrb.	Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie — Zeitschrift für Hochfrequenztechnik (obecnie Hochfrequenztechnik und Elektroakustik).
O. E.	L'Onde électrique, Paryż,
P. I. R. E. . . .	Proceedings of the Institute of Radio Engineers,
Pr. I. R. E. . . .	N. York.
Prz. El.	Przegląd Elektrotechniczny, Warszawa.
P. R.	Przegląd Radjotechniczny, Warszawa.
Prz. Radj. . . .	
Przegl. Radj. . .	
Prz. W. T.	Przegląd Wojskowo Techniczny, Warszawa.
T. Z.	Telefunken Zeitung.
W. P. I. R.	Wiadomości i Prace Instytutu Radjotechnicznego, Warszawa.

SPIS RZECZY.

	Str.
Przedmowa	VII
Ś. p. Kazimierz Krulisz	IX
Errata	XI

ROZDZIAŁ I.

Lampa dwuelektrodowa.

1.	Zasada działania lampy katodowej	1
2.	Wzory na obliczenie prądu emisyjnego termoelektronowego	2
3.	Trwałość katody	6
4.	Czynniki wpływające na trwałość katody. Opornik rozruchowy	8
5.	Typy katod	10
6.	Katody żarzone pośrednio	13
7.	Zależność prądu elektronowego od pola elektrycznego. Ładunek przestrzenny	14
8.	Równanie krzywej prądu anodowego	16
9.	Cechy charakterystyki anodowej	20
10.	Znaczenie fizyczne oporności lampy. Obciążalność anody	23
11.	Skutki przeciążenia lampy	27
12.	Dane charakterystyczne lampy dwuelektrodowej	28
13.	Nieprawidłowości charakterystyki anodowej	29
14.	Zasilanie katody	31

ROZDZIAŁ II.

Lampa trójelektrodowa.

1.	Charakterystyki lampy trójelektrodowej	34
2.	Równanie charakterystyki lampy trójelektrodowej. Współczynnik amplifikacji	38
3.	Rozmieszczenie pola elektrycznego wewnątrz lampy trójelektrodowej	41
4.	Cechy lampy trójelektrodowej	42
5.	Zależność współczynnika amplifikacji od wymiarów lampy	48
6.	Znaczenie oporności dynamicznej. Oporność dla napięcia stałego	49
7.	Uproszczone charakterystyki lampy	49
8.	Łączenie równoległe lamp trójelektrodowych	52
9.	Prąd siatkowy	53
10.	Tyratron	55
11.	Streszczenie rozdziałów I i II	56
	Bibljografja do rozdziału I i II	57

ROZDZIAŁ III.

Działanie amplifikacyjne lampy.

1.	Podział wzmacniaczy lampowych	58
2.	Granice czułości wzmacniaczy	61
3.	Oznaczenia	66
4.	Zasada działania wzmacniacza napięciowego. Charakterystyka robocza, czyli charakterystyka obciążenia	66
5.	Obliczenie wzmacniacza rachunkiem symbolicznym	72

Str.

6. Obciążenie rzeczywiste i obciążenie urojone lampy 74
7. Wykres kołowy wzmacniacza lampowego 76
8. Układ z obciążeniem urojonem, załączonem równolegle do rzeczywistego . 78
9. Zasilanie szeregowe i równoległe wzmacniacza 81
10 Dyskusja wzmacniacza oporowego w układzie charakterystyk $I_a = f(U_a)$. 82
11. Wzmocnienie energetyczne; sprawność wzmacniacza. „Dobroć" lampy . . 84
12. Różnica energetyczna między zasilaniem szeregowem i równoległem wzmacniacza oporowego 87
13. Warunki maksymalnej mocy użytecznej 88
14. Znaczenie energetyczne oporności lampy we wzmacniaczu 94
15. Zniekształcenia amplitudy w triodzie 95
16. Przykłady wyboru warunków pracy lamp trójelektrodowych 101
17. Przesunięcie charakterystyk. Współczynnik amplifikacji, a moc użyteczna . 109
18. Lampy z siatką osłonną 110
19. Pentoda 114
20. Zniekształcenia wywołane przez pentodę 115
21. Zależność zniekształceń w pentodzie od częstotliwości 121
22. Ogólna charakterystyka pentody 122
23. Przykład obliczenia wzmacniacza z pentodą 123
24. Lampa z siatką przeciwładunkową 125
25. Charakterystyka zewnętrzna przy obciążeniu urojonem 127
26. Obciążenie zespolone 128
27. Przykłady wyznaczania charakterystyk dla obciążenia zespolonego . . . 130
28. Streszczenie rozdziału III 132
Bibljografja do rozdziału III . . . . . 133.

ROZDZIAŁ IV.

Generator obcowzbudny.

1. Granica sprawności wzmacniacza typu *A* 135
2. Dopuszczalne wykorzystanie napięcia anodowego 137
3. Wzmacniacz pracujący odcinkami sinusoid 141
4. Zależność sprawności od obciążenia 147
5. Oporność równoważna generatora lampowego 148
6. Obliczenie napięcia wzbudzenia i początkowego napięcia siatkowego . . 151
7. Prąd siatkowy w generatorze 156
8. Straty mocy w obwodzie siatki 160
9. Metody obliczenia wzmacniacza telegraficznego 165
10. Obliczenie generatora z lampą ekranową i z pentodą 166
11. Zawartość harmonicznych w generatorze. Powielanie częstotliwości . . 172
12. Podwajanie częstotliwości 175
13. Potrajanie częstotliwości 180
14. Wzmacniacz pracujący impulsami spłaszczonemi 185
15. Zachowanie się generatora rozstrojonego 190
16. Wzmacniacz prądów modulowanych 191
17. Projektowanie wzmacniacza modulowanego 198
18. Wzmacniacz małej częstotliwości typu *B* 204
19. Układy przeciwsobne dla wielkiej częstotliwości 210
20. Układy przeciwsobne do powielania częstotliwości 211
21. Streszczenie rozdziału IV 212
Bibljografja do rozdziału IV 213

ROZDZIAŁ V.

Drgania własne w układach lampowych.

1. Wzbudzenie drgań we wzmacniaczu rezonansowym sprzężonym zwrotnie . 215
2. Obliczenie samowzbudzenia metodą analityczną 216
3. Częstotliwość drgań własnych generatora 219

Str.

4. Współczynnik tłumienia generatora lampowego 221
5. Górna granica sprzężenia zwrotnego. Przypadek pseudoaperiodyczny . . 226
6. Graficzne określenie amplitudy drgań 227
7. Obliczenie układu samowzbudnego metodą symboliczną 230
8. Samowzbudzenie układu z obwodem rezonansowym w obwodzie siatki (autodyna) 233
9. Sprzężenie zwrotne potencjometryczne 238
10. Wytwarzanie drgań bardzo wielkiej częstotliwości przez sprzężenie zwrotne . 242
11. Samowzbudzenie w obwodach sprzężonych 245
12. Samowzbudzenie w lampie o charakterystyce spadającej. Dynatron . . 248
13. Samowzbudzenie w układzie z siatką przeciwładunkową. Negadyna . . 249
14. Wzbudzenie drgań zapomocą odwrotnego prądu siatki 250
15. Drgania relaksacyjne w układach lampowych 251
16. Drgania elektronowe. Drgania Barkhausena-Kurtza 255
17. Drgania magnetronowe 260
18. Streszczenie rozdziału V 266

ROZDZIAŁ VI.

Neutralizacja i stabilizacja.

1. Układ lampy z uwzględnieniem pojemności własnych 267
2. Dyskusja oporności wejściowej lampy 273
3. Wnioski z dyskusji. Generator Kühn-Hutha 278
4. Przykład obliczenia oporności wejściowej lampy 280
5. Wzmocnienie napięciowe z uwzględnieniem pojemności wewnętrznych . . 284
6. Usuwanie wpływu pojemności wewnętrznych. Neutralizacja. Lampy ekranowe 289
7. Usuwanie drgań pasorzytniczych 297
8. Stabilizacja częstotliwości generatorów 300
9. Stabilizacja naturalna częstotliwości 305
10. Stabilizatory mechaniczne. Zjawisko piezoelektryczne 308
11. Układ zastępczy oscylatora piezoelektrycznego. Schematy elektryczne . . 312
12. Dane techniczne oscylatorów piezoelektrycznych 316
13. Stabilizatory magnetostrykcyjne i kamertonowe 319
14. Streszczenie rozdziału VI 321

Bibljografja do rozdziałów V i VI 322

ROZDZIAŁ VII.

Modulacja generatorów lampowych.

1. Modulacja amplitudy generatora lampowego 323
2. Modulacja w obwodzie anodowym 325
3. Modulacja anodowa generatora samowzbudnego 327
4. Modulacja anodowa generatora obcowzbudnego 329
5. Warunki pracy generatora modulowanego. Wybór lampy 331
6. Dobór obwodów pomocniczych 333
7. Obliczenie modulatora anodowego 336
8. Ustalenie oporności dynamicznej lamp modulacyjnych 342
9. Głębokość modulacji 344
10. Przykład obliczenia modulacji anodowej 346
11. Modulacja szeregowa 350
12. Modulacja w obwodzie siatkowym 355
13. Modulacja przez zmianę ujemnego napięcia siatkowego 356
14. Modulacja siatkowa z lampą modulacyjną 365
15. Modulacja pentod i lamp ekranowych 367
16. Modulacja amplitudy przez przesunięcie faz 369
17. Streszczenie rozdziału VII 371

Bibljografja ogólna do tomu II 372

Skróty czasopism użyte w tekście 373

POLITECHNIKA ŚLĄSKA BIBLIOTEKA GŁÓWNA

42-

BG Politechniki Śląskiej
nr inw.: 102 - 131937
Dyr.1 131937