

UCHYBIENIA OKTANTOWE¹⁾ RADJOGONJOMETRÓW

Inż. el. Wacław Struszyński i techn. el. Leon Matuszewski

Sommaire.

Les auteurs s'occupent de la theorie des erreurs octantales, résultant de la variation non — cosinusoidale de l'inductance mutuelle entre les bobines d'antenne et celle de relevement des dispositifs radiogoniometriques Bellini Tosi. En se basant sur l'analyse de la forme des champs magnétiques de ces bobines, les auteurs donnent la description d'un dispositif radiogoniométrique Bellini Tosi à erreurs octantales reduites (ne dépassant pas $\pm 0^0,3$). L'article est terminé par des considerations sur les diverses méthodes de mesure du dispositif radiogoniométrique Bellini Tosi ainsi que sur les résultats de ces mesures.

1. **Wstęp.** Radjopelengatory można podzielić na dwa zasadnicze systemy:

1. kierunkowej anteny obrotowej,
2. kierunkowych anten stałych (Bellini-Tosi).

Anteną kierunkową w obu przypadkach może być bądź zwykła antena ramowa, bądź układ anten otwartych. Układ Bellini-Tosi, przedstawiony schematycznie na rys. 1, składa się z dwóch stałych anten kierunkowych NS i OW (np. ramowych), oraz radjogonjometru. Anteny usta-

ki antenowe stałe²⁾. Przy pelengowaniu na zanik dźwięku ustawia się cewkę ruchomą w położenie (ϑ), w którym wypadkowa S.E.M.-na, wzbudzona w cewce pelengującej, równa się zero. W ten sposób otrzymany kąt (ϑ), przy zachowaniu pewnych warunków, jest pelengiem, to znaczy kątem (α), określającym kierunek nadchodzącej fali.

Otrzymane w ten sposób pelengi obarczone są uchybieniami: 1. obserwacji, 2. t. zw. falowemi³⁾ 3. układu. System Bellini-Tosi posiada przewagę nad systemem anteny obrotowej ze względu na mniejsze uchybienia obserwacji.

Uchybienia falowe występują w jednakowym stopniu w obu systemach⁴⁾, natomiast, by system Bellini-Tosi pod względem uchybień układu nie był gorszy od systemu anteny obrotowej, muszą być zachowane następujące warunki:

1. zupełna symetria elektryczna obwodów antenowych,
2. mała rozpiętość anten w porównaniu z długością fali,
3. kosinusoidalny przebieg indukcijności wzajemnej pomiędzy każdą z cewek antenowych, a cewką pelengującą w funkcji kąta (ϑ) położenia tych cewek względem siebie.

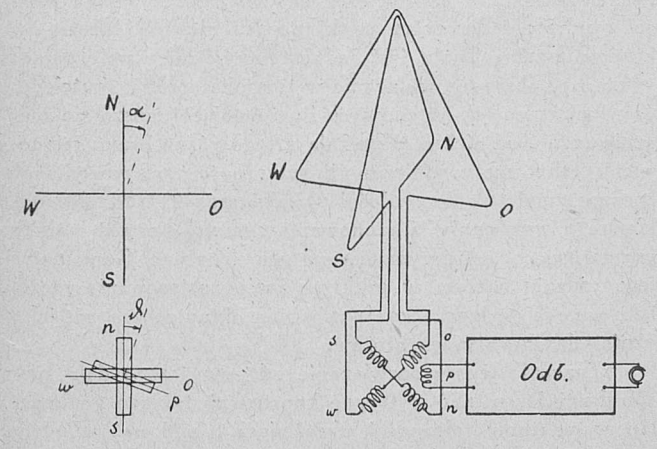
Warunki 1 i 2 nie wymagają specjalnych wyjaśnień, a spełnienie ich w praktyce nie nastręcza wielkich trudności; przeciwnie, osiągnięcie warunku 3, kosinusoidalnego przebiegu indukcijności wzajemnej nasuwa znaczne trudności; zagadnienie to będzie tematem dalszych rozważań niniejszego artykułu.

2. Teoria uchybień oktantowych.

Radjogonjometr o idealnie kosinusoidalnym przebiegu indukcijności wzajemnej w praktyce jest niewykonalny; jedynie przez odpowiednią konstrukcję można osiągnąć przebieg bardzo bliski kosinusoidalnemu. Wobec tego otrzymany z pelengowania kąt ϑ (rys. 1) będzie zawsze różnił się od kąta α , t. zn. będzie obarczony pewnym uchybieniem. Oznaczając przez μ_ϑ poprawkę kątową na powyższe uchybienie⁵⁾, (dla danego kąta ϑ) otrzymamy wyrażenie na peleng:

$$\alpha = \vartheta + \mu_\vartheta. \dots \dots \dots (1)$$

Zajmiemy się przedewszystkiem wyprowadzeniem zależności określającej μ_ϑ . S.E.M.-ną (E), wzbudzoną w cewce pelengującej gonjometru, możemy rozpatrywać jako sumę



Rys. 1.

wione są symetrycznie w stosunku do wspólnej osi pionowej, a płaszczyzny ich tworzą ze sobą kąt prosty. W ten sam sposób rozstawione są cewki antenowe radjogonjometru. Każda z anten wraz z odpowiednią cewką antenową radjogonjometru tworzy niezależny obwód elektryczny (NS—ns, OW—ow). W polu wypadkowym cewek antenowych (ns, ow), znajduje się cewka pelengująca radjogonjometru (p); jest ona połączona z obwodem wejściowym odbiornika. Radjogonjometr posiada zazwyczaj cewkę pelengującą obrotową, a cew-

²⁾ W niektórych konstrukcjach odwrotnie: stała cewka jest pelengująca, natomiast obracane są cewki antenowe. Patrz: G. Shearing. Wireless section: chairman's adress. Journal of the Inst. El. Eng. V. 74 Jan. 1934. p. 11—31.
³⁾ Uchybienia falowe wywołane są zmianami własności elektrycznych terenu otaczającego (odbicia i załamania), oraz nienormalną polaryzacją fal odbitych.
⁴⁾ Inż. W. Struszyński. Teoria błędów „nocnych” gonjometrów ramowych. Przegląd Radiotechniczny. Kwiecień 1932. z. 7—8, str. 26—29.
⁵⁾ Uchybienie będzie = $-\mu_\vartheta$.

¹⁾ jedna ósma okrężne.

dwóch S.E.M.-nych (E_1, E_2), których wartości uwarunkowane są wielkościami indukcyjności wzajemnych pomiędzy cewkami antenowymi, a cewką pelengującą:

$$E = E_1 + E_2 \quad (2)$$

gdzie:

E_1 — jest skuteczną wartością S.E.M.-nej wzbudzonej w cewce pelengującej (p) przez cewkę antenową ns,
 E_2 — jest jak wyżej, ale wzbudzoną przez cewkę ow.

Obliczając kolejno: S.E.M.-ne w antenach kierunkowych, prądy w obwodach antenowych i uwzględniając następnie wielkości indukcyjności wzajemnych, których przebieg określa zależność:

$$M_{\vartheta} = M_0 \cdot f(\vartheta) \quad (3)$$

dochodzimy do następującego wyrażenia na S.E.M.-ną wzbudzoną w cewce pelengującej:

$$E = AM_0 \left[f\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right) \cdot \cos \alpha - f(\vartheta) \cdot \sin \alpha \right] \quad (4)$$

gdzie: A — jest pewną stałą zależną od natężenia pola, wysokości skutecznej anteny, oporności pozornej obwodu i częstotliwości.

$M_0 \cdot f(\vartheta)$ — jest indukcyjnością wzajemną pomiędzy cewką ow i p.

$M_0 \cdot f\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right)$ — jest jak wyżej, ale pomiędzy ns i p.

Przy pelengowaniu na zanik dźwięku w słuchawce musi być spełniony warunek

$$E = 0 \quad (5)$$

Z zależności (1), (2), (5) wynika

$$\mu_{\vartheta} = \arctg \frac{f\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right)}{f(\vartheta)} - \vartheta \quad (6)$$

Zależność (6) jest funkcją periodyczną z okresem $\frac{\pi}{2}$, przechodzącą przez zero dla $0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$. Wynika to z następujących rozważań: z wyrażenia (6) możemy określić poprawkę $\left(\mu_{\frac{\pi}{2} - \vartheta}\right)$ dla położenia cewki pelengującej, określonego kątem $\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right)$:

$$\mu_{\frac{\pi}{2} - \vartheta} = \arctg \frac{f(\vartheta)}{f\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right)} - \frac{\pi}{2} + \vartheta \quad (7)$$

W wyniku rozwiązania układu równań (6) i (7) otrzymamy:

$$\mu_{\vartheta} = -\mu_{\frac{\pi}{2} - \vartheta} \quad (8)$$

co jest dostatecznym dowodem periodyczności, zależności (6) o okresie równym $\frac{\pi}{2}$. Z powyższego przebiegu pochodzi nazwa poprawek (względnie uchybień) oktantowych lub jedna ósma okrężnych.

Z (8), uwzględniając, że okres wynosi $\frac{\pi}{2}$, otrzymamy zależność:

$$\mu_{\vartheta} = -\mu_{\frac{\pi}{2} - \vartheta} \quad (9)$$

stwierdzającą symetrię funkcji względem początku układu współrzędnych (np. rys. 7).

Obecnie przejdziemy do rozpatrzenia zależności $f(\vartheta)$ i ustalenia teoretycznych warunków, jakim winien zadośćczynić przebieg powyższej funkcji, aby uchybienia oktantowe były równe zero ($\mu_{\vartheta} = 0$).

Zakładając z wyrażenia (6) $\mu_{\vartheta} = 0$, otrzymamy po przekształceniu:

$$\frac{f(\vartheta)}{\cos \vartheta} = \frac{f\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right)} \quad (10)$$

następnie wprowadzając zastępczą funkcję:

$$F(\vartheta) = \frac{f(\vartheta)}{\cos \vartheta} \quad (11)$$

możemy napisać zależność:

$$F(\vartheta) = F\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right) \quad (12)$$

której rozwiązaniem będzie każda funkcja symetryczna względem osi $\vartheta = \frac{\pi}{4}$. Ostatecznie więc szukana funkcja:

$$f(\vartheta) = F(\vartheta) \cdot \cos \vartheta \quad (13)$$

jest iloczynem wyżej wspomnianej symetrycznej funkcji $F(\vartheta)$ i kosinusoidy $\cos \vartheta$.

Z pośród wielu możliwych matematycznie rozwiązań rozpatrzmy jedno, będące najprostszym rozwiązaniem (12) i (13)

$$f(\vartheta) = \cos \vartheta \quad (14)$$

dla:

$$F(\vartheta) = 1 \quad (15)$$

zaś po uwzględnieniu (3):

$$M_{\vartheta} = M_0 \cdot \cos \vartheta \quad (16)$$

Widzimy więc, że gonjometr o przebiegu kosinusoidalnym indukcyjności wzajemnej nie daje uchybień oktantowych.

3. Teoria gonjometru o kosinusoidalnym przebiegu indukcyjności wzajemnej.

Obecnie przejdziemy do rozpatrzenia teorii gonjometrów o kosinusoidalnym przebiegu indukcyjności wzajemnej.

Powyższy przebieg możemy osiągnąć dwoma różnymi sposobami: przez umieszczenie cewki pelengującej w polu jednostajnym, lub przez odpowiednią konstrukcję cewki pelengującej⁶⁾, umieszczonej w polu symetrycznym cewek antenowych, które w tym przypadku może być niejednostajnym^{7) 8)}.

W pierwszym przypadku zagadnienie sprowadza się do uzyskania jednostajnego przebiegu pola. Pole takie trudno jest uzyskać przez konstrukcję uzwojeń wskutek zniekształceń, powstających na krańcach cewek. Zawsze jednak można wyodrębnić wewnątrz cewki pewien niewielki obszar, w którym przebieg pola jest jednostajny. Cewka pelengująca winna być obracana wyłącznie w tym obszarze. Wskutek tego wymiary cewek antenowych i pelengującej muszą się znacznie różnić od siebie. Wynikają z tego różne braki, mianowicie: zbyt mały współczynnik sprzężności k , powodujący znaczne zmniejszenie czułości układu, oraz 2. trudności dokładnego wykonania i zachowania symetrii cewki małych wymiarów, co jest przyczyną wzrostu uchybień. Gonjometry tego rodzaju obecnie w praktyce mają zastosowanie raczej jako wzorce do wyznaczania uchybień oktantowych, niż jako części składowe pelengatorów.

Znacznie lepsze rozwiązanie od powyższego daje sposób drugi. By ustalić wytyczne konstrukcji takiego gonjometru rozpatrzmy zależność, określającą S.E.M.-ną wzbudzoną w cewce pelengującej.

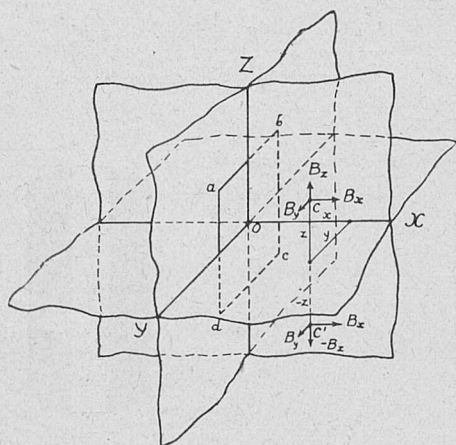
Przyjmijmy dowolny kształt pola magnetycznego cewki antenowej, spełniającego jedynie warunek symetrii względem płaszczyzny prostopadłej, do płaszczyzny zwoi cewki antenowej i przechodzącej przez oś obrotu cewki pelengującej. Niech abcd (rys. 2) przedstawia środkowy zwój cewki antenowej, wewnątrz której obraca się dookoła osi y cewka pelengująca. Wobec tego xy jest płaszczyzną symetrii pola, to

⁶⁾ Patrz l. c. 2).

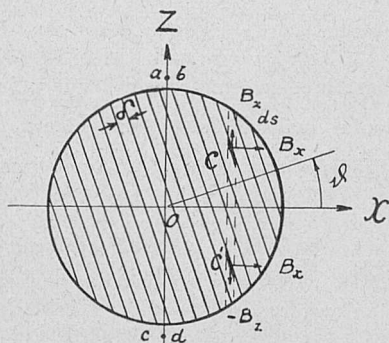
⁷⁾ H. Armagnat et L. Brillouin. Les mesures en haute fréquence Chiron, Paris 1928 p.p. 140—142.

⁸⁾ R. Mesny. Usage des cadres et radiogoniométrie. Chiron, Paris. 1925, p.p. 121—123.

znaczy dowolnemu punktowi $C(x, y, z)$, w którym składowe indukcji B są B_x, B_y, B_z , odpowiada punkt $C'(x, y, -z)$, w którym indukcja B posiada składowe $B_x, B_y, -B_z$. Warunek ten będzie spełniony przez każde uzwojenie cewki antenowej, posiadające oś symetrii, pokrywającą się z osią obrotu cewki pelengującej.



Rys. 2.



Rys. 3.

Niech cewka pelengująca na rys. 3 posiada n zwoi, których płaszczyzny są równoległe do siebie. Dla strumienia objętego dowolnym (np. k) zwojem tej cewki, otrzymamy wyrażenie:

$$\Phi_k = \iint_{S_k} (B_x \cos \vartheta + B_z \sin \vartheta) ds \quad (17)$$

gdzie: Φ_k — jest skuteczną wartością strumienia objętego przez zwoj,

B_x — jest skuteczną wartością składowej indukcji B w kierunku osi x ,

B_z — jest jak wyżej tylko w kierunku osi z ,

ϑ — jest kątem jaki tworzy normalna do płaszczyzny zwoi z osią x ,

S_k — jest powierzchnią zwoju k , na którą rozciągamy całkowanie.

Składowa B_x nie wchodzi do powyższej zależności, gdyż dla każdego ϑ leży ona w płaszczyźnie zwoju. W dalszym ciągu otrzymamy zależność na S.E.M.-ne: w jednym zwoju.

$$E_k = \omega \iint_{S_k} (B_x \cos \vartheta + B_z \sin \vartheta) ds \quad (18)$$

gdzie:

E_k — jest skuteczną wartością S.E.M.-nej w zwoju k ,
 $\omega = 2\pi f$ — jest pulsacją

oraz w całej cewce:

$$E = \omega \sum_{k=1}^{k=n} \iint_{S_k} (B_x \cos \vartheta + B_z \sin \vartheta) ds \quad (19)$$

gdzie: E — jest skuteczną wartością S.E.M.-nej w całej cewce. (S.E.M.-ne poszczególnych zwoi od 1 do n sumują się).

Wyrażenie (19) możemy napisać w postaci:

$$E = \left[\omega \sum_{k=1}^{k=n} \iint_{S_k} B_x ds \right] \cos \vartheta + \left[\omega \sum_{k=1}^{k=n} \iint_{S_k} B_z ds \right] \sin \vartheta \quad (20)$$

By przebieg S.E.M.-nej, a zatem i indukcyjności wzajemnej był kosinusoidalny, musi być spełniony warunek:

$$\sum_{k=1}^{k=n} \iint_{S_k} B_z ds = 0 \quad (21)$$

gdyż wtedy:

$$E = \left[\omega \sum_{k=1}^{k=n} \iint_{S_k} B_x ds \right] \cos \vartheta \quad (22)$$

Powyższa (21) zależność może być spełniona w przybliżeniu, jeżeli płaszczyzny poszczególnych zwoi znajdują się w równych odstępach (δ) możliwie blisko siebie, pokrywając. w miarę możliwości, całą powierzchnię czołową bryły powstałej od obrotu środkowego zwoju względem osi y . Dla uzasadnienia powyższych warunków rozpatrzmy słupki (rys. 3, CC') równoległe do osi z , które wycinają z płaszczyzn zwoi elementy ds ; widzimy, że każdemu elementowi ds , będącemu pod działaniem składowej indukcji $+B_x$ (w p. C) odpowiada także element powierzchni ds (w p. C') ze składową $-B_x$. Jeżeli rozumowanie to przeprowadzimy dla całej objętości cewki pelengującej, okaże się wówczas, że S.E.M.-ne wzbudzone w cewce przez składowe indukcji w kierunku osi z zniósł się prawie całkowicie.

Widzimy więc, że wyrażenie (21) może być w przybliżeniu spełnione przy zachowaniu omówionych warunków.

4. Konstrukcja gonjometru.

Z punktu widzenia konstrukcji interesuje nas, w jakim stopniu należy zachować wyżej omówione warunki kosinusoidalnej zmienności indukcyjności wzajemnej, aby uchybienia oktantowe nie przekroczyły praktycznie dopuszczalnej granicy $\pm 0,5$. Odchylenie od kosinusoidalnego przebiegu będzie tem większe, im pokrycie czołowej powierzchni bryły obrotowej będzie mniejsze i odstęp zwoi (δ) większy. Pokrycie określa stosunek części powierzchni czołowej, zajętej przez uzwojenie do całkowitej powierzchni czołowej. Z doświadczenia wynika, iż pokrycie ponad 90% jest wystarczającym. Przy takim pokryciu powierzchnia krańcowego zwoju stanowi około 45% powierzchni największego zwoju; uzważanie ponad 97% pokrycia jest trudne do wykonania i niema praktycznego znaczenia. Pokrycie mniejsze od 90% odbija się ujemnie na wielkości uchybień oktantowych.

Oprócz należytego pokrycia powierzchni czołowej, zasadniczą rolę gra sposób rozmieszczenia zwoi; mianowicie musi być zachowany możliwie mały i równy odstęp (δ) pomiędzy zwojami na powierzchni czołowej.

Ponieważ odstęp δ naogół jest uwarunkowany przestrzenią zajęta przez oś gonjometru (w naszych konstrukcjach $\delta = 6$ mm), więc dla rozmieszczenia potrzebnej ilości zwoi trzeba grupować je po kilka zwoi obok siebie, zachowując odstęp δ pomiędzy grupami. Niedopuszczalnym jest natomiast równomierne rozmieszczanie pojedynczych zwoi z pozostawieniem w środku większego odstępu na oś gonjometru.

Nieznaczne odstępstwo od omówionych warunków uzwojenia cewki pelengującej jest przyczyną znacznych uchybień oktantowych, dochodzących do 4° i więcej.

Sposób uzważania cewki antenowej gra rolę podrzędną; największe uchybienia wahają się od $0,3$ do $1,0$, przy stoso-

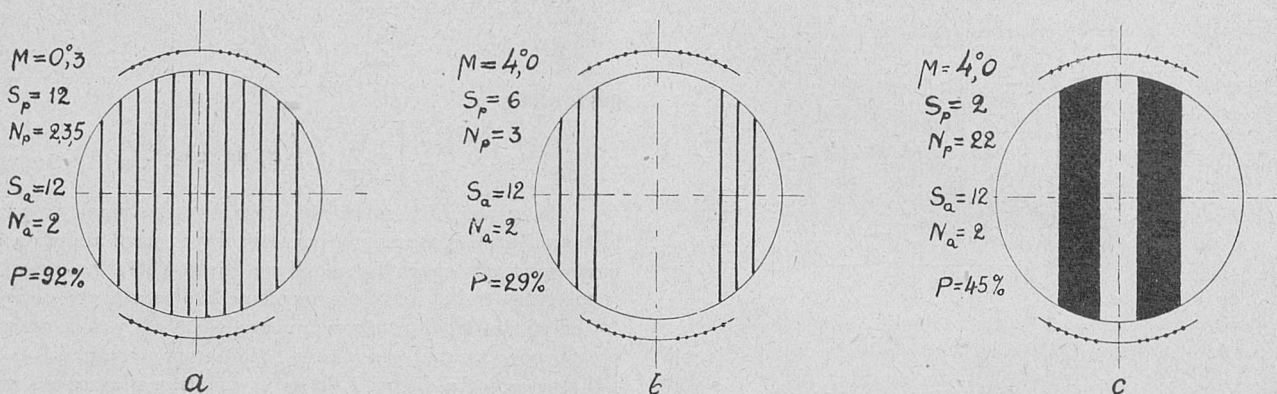
waniu znacznie różniących się sposobów nawinięcia cewki antenowej. Dobre wyniki ($\mu = 0,3$) dają cewki antenowe uzwojone wąsko lub nawinięte sekcjami równomiernie rozłożonymi.

Przy konstrukcji gonjometru, poza osiągnięciem małych uchybień oktantowych, również ważnem jest uzyskanie dużego współczynnika sprężystości, warunkującego zasięg pelengatora. Naogół osiąga się wartość: $k = 0,6$. Dalsze zwiększenie k możliwe jest przy stosowaniu rdzeni proszkowych⁹⁾.

Indukcyjność wzajemna mierzy się, z uwzględnieniem pojemności własnej, znaną metodą rezonansową.

Z różniczkowania zależności (6), otrzymamy błąd względny metody:

$$\frac{\Delta \mu_0}{\mu_0} = 2 \frac{\sin(\vartheta + \mu_0)}{\mu_0} \cdot \frac{\Delta M}{M} \quad (23)$$



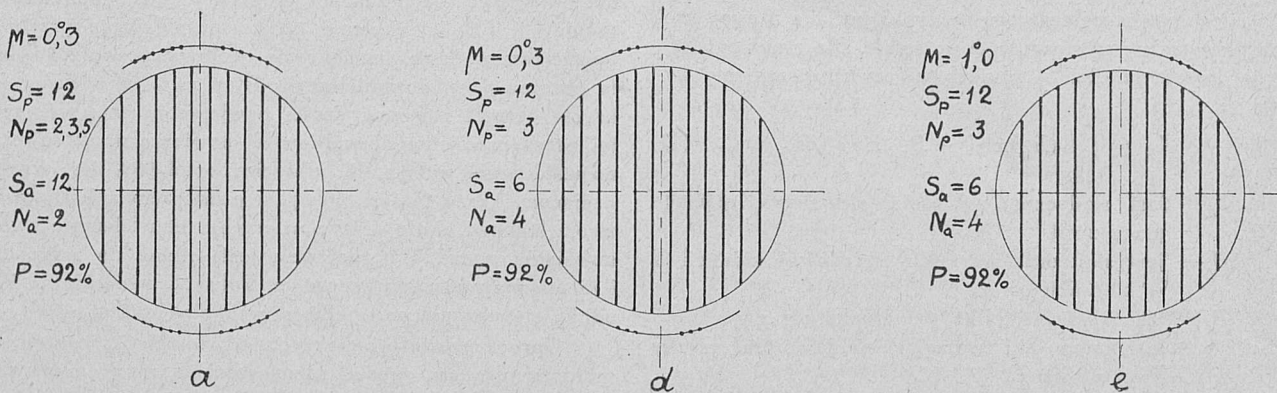
Rys. 4.

Dla ilustracji na rys. 4 i 5 przytoczone są dane konstrukcyjne, jak również otrzymane z pomiaru największe uchybienia kilku wykonanych gonjometrów. Na rysunku pokazane są powierzchnie czołowe cewek nawiniętych na cylindrach; przytem kreski i kropki pokazują osie sekcji. Powierzchnie zakreskowane stanowią uzwojenia nawinięte zwoj przy zwoju. Obok rysunku podane są wartości: P — pokrycia powierzchni czołowej, S_p i S_a — ilości sekcji uzwojenia cewki pelengującej i antenowej, N_p i N_a — ilości zwoi w każdej sekcji (nawiniętych obok siebie).

gdzie: $\frac{\Delta M}{M}$ jest błędem względnym pomiaru indukcyjności. Przy określaniu maksymalnego uchybienia oktantowego ($-\mu$), zachodzącego przy: $\vartheta + \mu_0 = \frac{\pi}{8}$ popelnia się błąd:

$$\frac{\Delta \mu}{\mu} = \frac{0,75}{\mu} \cdot \frac{\Delta M}{M} \quad (24)$$

Z powyższej zależności wynika, że pomiar tą metodą uchybień oktantowych wymaga bardzo dokładnego wyznaczenia indukcyjności wzajemnej, gdyż: $\frac{0,75}{\mu} \gg 1$; wobec tego



Rys. 5

Dane te pozwalają zorientować się, w jaki sposób wpływają poszczególne czynniki na wielkość uchybień oktantowych: w gonjometrach a, b, c, (rys. 4), stosowane były jednakowe uzwojenia cewki antenowej, w a, d, e (rys. 5) jednakowe uzwojenia cewki pelengującej.

5. Metody pomiarowe.

Do wyznaczenia uchybień oktantowych można stosować metodę bezwzględną lub porównawczą. Metoda bezwzględna polega na dokładnym pomiarze indukcyjności wz-

metodę tę stosuje się wyłącznie do badania wzorcowych gonjometrów.

O wiele prostszy pomiar jest metodą porównawczą¹⁰⁾ w układzie pokazanym na rys. 6, metoda ta polega na porównaniu uchybień gonjometru badanego G_2 z wzorcowym G_1 . Cewkę pelengującą gonjometru wzorcowego zasila się z modulowanego źródła wielkiej częstotliwości (H) poprzez symetryczny transformator (T) o małej pojemności międzyuzwojeniowej. Odpowiednie cewki antenowe obu gonjome-

⁹⁾ Patrz 1. c. 2.

¹⁰⁾ R. Keen. Wireless direction finding and directional reception. Iliffe. London. 1927. pp. 153—155.

trów są połączone ze sobą i tworzą niezależne obwody zamknięte. Cewka pelengująca gonjometru badanego jest połączona z odbiornikiem (O). Dla określonych położenia gonjometru wzorcowego wyznacza się położenia gonjometru badanego, odpowiadające zanikowi dźwięku w słuchawce;

wtedy:

$$\mu_2 = \beta_1 - \left(\beta_2 - \frac{\pi}{2} \right) + \mu_1 \quad (25)$$

gdzie: μ_2 — jest uchybieniem oktantowym gonjometru badanego,

μ_1 — jest jak wyżej, ale wzorcowego.

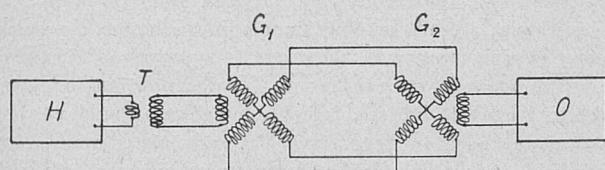
β_1 — jest odczytem na podziale gonjometru wzorcowego,

β_2 — jest jak wyżej, ale gonjometru badanego.

Pomiar może być także wykonany przy zastosowaniu źródła małej częstotliwości.

6. Wyniki pomiarów.

Wyniki pomiarów różnych gonjometrów są podane na rys. 4 i 5. Dla ilustracji pokazane są na rys. 7 krzywe otrzymane dla gonjometru a, z rys. 4, metodą bezwzględną. Regularność punktów pomiarowych świadczy o znacznej dokładności pomiaru. Pozostałe gonjometry badane były metodą porównawczą.



Rys. 6.

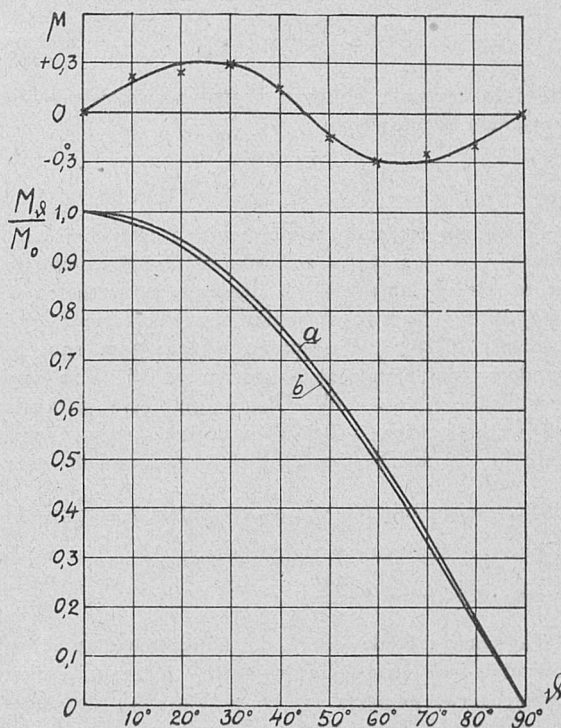
7. Zakończenie.

Na zakończenie należy wspomnieć o ograniczaniu uchybień oktantowych inną drogą, aniżeli stosowanie gonjometrów kosinusoidalnych¹¹⁾; nie daje ona oczekiwanych rezultatów, ponieważ konstrukcję oparto na wnioskach wynikających z błędnego rozumowania, że połączenie równoległe dwóch jednakowych uzwojeń, przesuniętych o $\frac{\pi}{8}$ (rys. 8) daje kompensację (?) uchybień; ponieważ okres zmienności uchybień wynosi $\frac{\pi}{8}$, więc każde z uzwojeń oddzielnie daje we wszystkich położeniach cewki uchybienia jednakowe co do wartości, ale przeciwnego znaku.

Rozumowanie takie jest z gruntu fałszywe, gdyż należy rozpatrywać sumowanie S.E.M.-nych, a nie uchybień; dochodzi się wtedy do wniosku, iż uzwojenie takie nie daje żadnego zysku w porównaniu z pojedynczym uzwojeniem.

¹¹⁾ Patrz l. c. 10).

Powyższą konstrukcję stosują dotychczas niektóre firmy, pomimo, że nie daje ona dodatnich rezultatów.

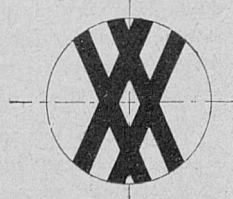


a — kosinusoida, b — zależność $\frac{M_g}{M_0} = f(\theta)$.

Rys. 7.

Pozostaje jeszcze do omówienia sprawa dopuszczalnych uchybień oktantowych; w p. 4 wspominaliśmy, że uchybienia te nie powinny przekraczać 0,5. Jest to wielkość mała w stosunku do uchybień falowych. Niesłusznym jest jednak dopuszczanie większej wartości uchybień oktantowych, pomimo to, że kryłyby się one w krzywej poprawek pelengatora. Duże uchybienia oktantowe z jednej strony utrudniają zorjentowanie się w przyczynach innych uchybień, z drugiej strony powodują zwiększenie uchybień obserwacji.

Wobec tego wskazaniem jest zawsze ograniczanie uchybień oktantowych do wartości 0,5, zwłaszcza że można osiągnąć dobre rezultaty bez żadnej komplikacji ani podrożenia konstrukcji gonjometru.



Rys. 8.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE.

Obliczanie prostej automatycznej regulacji siły.

(Ciąg dalszy.)

Za punkt wyjścia dalszych obliczeń posłużmy t. zw. normalną moc wyjściową, wynoszącą, jak wiadomo, 50 mW. Moc tę uzyskuje się przeciętnie przy 2V napięcia małej częstotliwości na siatce sterującej lampy głośnikowej¹⁾. Przypuśćmy, że wzmacnienie m. cz. równa się 80, wówczas napięcie e_a na siatce lampy E 446 wynosi 0,025 V. Z krzywej na rysunku 4-tym wynika, że temu napięciu m. cz. od-

powiada na wejściu duo-diody sygnał w. cz. 0,17V; sygnał ten wytwarza na oporze upływowej diody napięcie wyprostowane 0,8 V, jak wskazuje krzywa I z rysunku 3.

To małe napięcie regulacyjne nie wywiera prawie żadnego wpływu na nachylenie lampy, której wzmacnienie jest samoczynnie regulowane, t. j. w rozważanym przypadku AF 2 i dlatego do odpowiedniej rubryki tabeli I należy wpisać normalną wartość nachylenia dla AF 2. W praktyce można tak dobrać dodatni potencjał katody lampy regulowanej, aby, uwzględniając napięcie 0,8 V, otrzymać niezbędne ujemne napięcie siatki — 2 V.

¹⁾ Por. „Wzmocnienie detektorowe”. Przegl. Radjotechniczny z. 19 — 20, 1934, str. 106.

W założeniu, że opór dynamiczny obwodu rezonansowego wynosi $40.000 \text{ } \Omega$, wzmocnienie wielkiej częstotliwości, odpowiadające nachyleniu 2.5 mA/V , wynosi

$$\frac{2.5 \times 40.000}{1000} = 100.$$

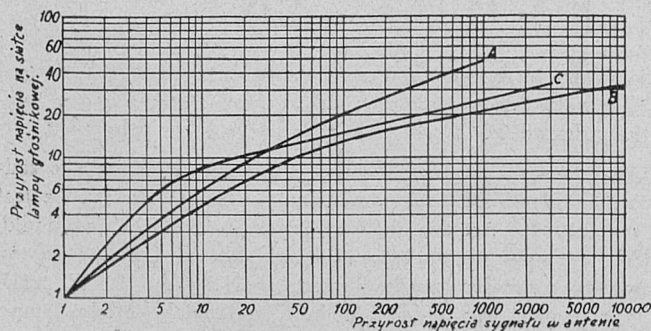
Wartość ta pozwala obliczyć sygnał wejściowy w cz. na siatce lampy regulowanej:

$$e_1 = \frac{0,17}{100} = 1,7 \text{ mV}.$$

Przejdźmy teraz do wypełnienia drugiej linii tabeli I. Przypuśćmy w tym celu, że wskutek zwiększenia się sygnału na siatce lampy AF 2 napięcie e_1 wzrosło pięciokrotnie. W tym samym stosunku powiększy się e_2 , osiągając wartość $0,125 \text{ V}$. Postępując w taki sam sposób, jak poprzednio, znajdujemy, że e_2 równa się $0,67 \text{ V}$, a napięcie wyprostowane $V_s = 1,6 \text{ V}$. Ujemne napięcie siatki lampy AF 2 wzrosło więc o $0,8 \text{ V}$, wskutek czego nachylenie zmalało do $1,2 \text{ mA/V}$ (rys. 2). Tej wartości nachylenia odpowiada wzmocnienie $100 \times \frac{1,2}{2,5} = 48$. Zatem $e_1 = \frac{0,67}{48} = 14 \text{ mV}$, czyli przyrost sygnału na siatce lampy AF 2 jest w danym przypadku 8,2-krotny $\left(\frac{14}{1,7}\right)$.

Ta sama metoda służy do obliczenia napięć w cz. odpowiadających dziesięcio-dwunasto- i trzydziestokrotnemu przyrostowi napięcia m. cz. w stosunku do początkowej („normalnej”) wartości tego napięcia. Tą drogą powstaje tabela, zawierająca wszelkie dane dotyczące automatycznej regulacji siły odbioru i pozwalające wykreślić krzywą regulacji odbiornika (rys. 6, krzywa A). Z przebiegu krzywej widać, że moc wyjściowa nie jest bynajmniej stała dla słabych sygnałów. Jednakowoż w praktyce rozważany system posiada wystarczającą skuteczność i w znacznym stopniu łagodzi zakłócenia, spowodowane przez fading. W braku automatycznej regulacji siły napięcie wyjściowe zmniejszyłoby się proporcjonalnie do kwadratu napięcia sygnału ze względu na paraboliczny przebieg charakterystyki diody dla słabych sygnałów.

Napięcie wyprostowane diody można doprowadzić na siatkę nie jednej, lecz dwóch i więcej lamp. W tym przypadku należy uzupełnić tabelę odpowiednią ilością nowych rubryk, zawierających wartość nachylenia i wzmocnienia. Można np. przyjąć, że pentoda — selektoda AF 2 jest lampą wzmacniającą pośredniej częstotliwości, a poprzedza ją oktoda AK 1. Jeśli się wprowadzi do tabeli rubrykę dla nachylenia i wzmocnienia przemiany częstotliwości, będzie można wykreślić nową krzywą dla odbiornika, w którym automatycznej regulacji podlegają lampy AK 1 i AK 2. Te warunki pracy obrazuje krzywa B (rys. 6), która wskazuje, że skuteczność regulacji jest większa przy dwóch lampach regulowanych, niż przy jednej.



Rys. 6.

Niezawsze jednak są do dyspozycji dwie lampy dla automatycznej regulacji siły odbioru. W czterolampowej superheterodynie z pentodą jako oscylatorem - modulatorem reguluje się wzmocnienie lampy pośredniej częstotliwości. Należy wówczas dbać o to, aby podobnie, jak przy ręcznej regulacji siły) lampa pośredniej częstotliwości i oscylator-modulator nie były przesterowane. Jeśli wzmocnienie oscylatora-modulatora nie jest regulowane, sygnał przychodzi z dużą siłą na siatkę lampy pośredniej częstotliwości pomimo ręcznej regulacji. Jak wynika z rozważań, dotyczących modulacji skrośnej i zniekształcenia w lampach w. cz., napięcie zmienne na siatce lampy pośredniej częstotliwości nie powinno przekroczyć pewnej wartości, o ile pragnie się uniknąć zbyt dużego zniekształcenia. Oczywiście wartość ta zależy od dopuszczalnego zniekształcenia. W założeniu, że to maksymalne napięcie zmienne wynosi 6 V i, że wzmocnienie od anteny do siatki lampy pośredniej częstotliwości jest tysiąckrotne, najwyższy sygnał w antenie nie powinien przekroczyć $0,006 \text{ V}$. Niewątpliwie wchodzi w grę o wiele silniejsze sygnały i dlatego należy osłabić wzmocnienie przed lampą pośredniej częstotliwości. Najprostszy sposób polega na zastosowaniu gniazdka antenowego o bardzo słabym sprzężeniu (np. oddzielne gniazdko dla stacji lokalnej), ale najlepiej jest zredukować wzmocnienie za lampą przemiany częstotliwości, ponieważ wówczas równocześnie zmniejsza się szum, pochodzący z tej lampy. Konieczność zastosowania reduktora czułość lub specjalnego gniazdka antenowego stanowi wadę aparatów tego typu. Ta wada nie istnieje w odbiornikach, zaopatrzonych w lampę przemiany częstotliwości o zmiennym nachyleniu charakterystyki.

Należy również zwrócić uwagę na następującą kwestię. Już wyżej założyliśmy, że wzmocnienie pośredniej częstotliwości wynosi 100 przy nachyleniu $S = 2,5 \text{ mA/V}$. Przypuśćmy teraz, że dla pewnego sygnału automatyczna regulacja siły daje takie napięcie regulacyjne, że nachylenie staje się równe $0,025 \text{ mA/V}$, czemu odpowiada wzmocnienie jednokrotne. Tę wartość nachylenia osiąga się przy ujemnym napięciu siatki 11 V . Na te 11 V przypada 9 V dostarczonych przez automatyczną regulację siły, czyli sygnał na diodzie musi wynosić $\frac{9}{\sqrt{2}} = 6,35 \text{ V}$, a ponieważ wzmocnienie jest jednokrotne, więc sygnał na siatce lampy pośredniej częstotliwości równa się $6,35 \text{ V}$, co odpowiada amplitudzie 9 V , a ponieważ znaleźliśmy wyżej 11 V , zatem nie występuje jeszcze prąd siatkowy. Jest więc rzeczą jasną, że mamy tu do czynienia z wielkością graniczną i, że przy silniejszych sygnałach i mniejszych nachyleniach napięcie regulacyjne, dostarczone przez detektor, nie wystarczy, aby zapobiec powstaniu prądów siatkowych. W dotychczasowych uwagach nie uwzględniliśmy modulacji sygnału, która zwiększa napięcie na siatce, co jeszcze pogarsza sytuację. Rozważana granica ma duże znaczenie dla lamp o szybkiej regulacji np. E 449, która dopuszcza tylko słabe sygnały w. cz. (ze względu na zniekształcenie modulacji). To samo dotyczy lamp o małym wzmocnieniu, bezpośrednio poprzedzających detektor, ponieważ wówczas rozpiętość między wzmocnieniem maksymalnym a jednostkowym jest bardzo mała. Jeśli lampa podlegająca automatycznej regulacji siły nie jest bezpośrednio połączona z detektorem, omawiane zjawisko występuje odpiero przy bardzo silnych sygnałach, co można bardzo łatwo stwierdzić zapomocą obliczenia. Z rozważań powyższych wynika, że jest rzeczą bardzo korzystną regulować automatycznie wzmocnienie dwóch lub więcej lamp, nawet gdy nie chodzi o dużą skuteczność regulacji. Taką podwójną, t. j. dwulampową regulację znacznie ułatwiło ukazanie się oktody. Poprzednio nadawała się do tego celu pentoda — selektoda E 447 jako modulator w połączeniu z od-

dzielny oscylatorem. Nawet przy systemie dwulampowym należy skontrolować, czy druga lampa regulowana nie otrzymuje zbyt silnego sygnału zwłaszcza z punktu widzenia modulacji skrośnej i zniekształcenia. Zresztą na podstawie tabeli, ułożonej dla obliczenia automatycznej regulacji siły, można sprawdzić, czy wartość graniczna nie jest przekroczona. W przeciwnym razie trzeba byłoby więcej osłabić sygnał w poprzednim członie, co się uzyskuje przez zmniejszenie skuteczności regulacji wzmocnienia lampy przesterowanej. Do tego celu służy układ, w którym napięcie regulacyjne drugiej lampy pobiera się z odgałęzieniem na oporze, znajdującym się w obwodzie diody. Można ułożyć nową tabelę, określając stosunek wartości oporów, przedzielonych odgałęzieniem. Tego rodzaju urządzenie jest konieczne tylko wówczas, gdy przesterowanie występuje przy sygnałach mniejszych od spodziewanego maximum np. 1 V w antenie. Krzywa z rysunku 6-go pozwala znaleźć wartość e_a , odpowiadającą temu sygnałowi, i z niej obliczyć wszystkie inne wartości, figurujące w tabeli, oraz napięcia siatki.

Inż. A. Launberg.

Pomiar głębokości modulacji.

(E. Alberti *Funktechnische Monatshefte* Nr. 1. 1935 r.).

W swoim artykule, zatytułowanym jak wyżej podano, autor, po krótkim wstępie ogólnie-teoretycznym, robi zestawienie wszystkich najczęściej stosowanych obecnie metod pomiaru głębokości modulacji drgań szybkozmiennych o modulowanej amplitudzie, przeprowadzając jednocześnie analizę porównawczą poszczególnych sposobów z punktu widzenia zakresu stosowania i użyteczności praktycznej.

Zasady modulacji amplitudy. Najprostszym wypadkiem modulacji amplitudy będzie symetryczne oddziaływanie sinusoidalnie zmiennego prądu małej częstotliwości $i_t = i_o \sin \omega t$ na również sinusoidalnie zmienny prąd wielkiej częstotliwości $I_t = I_o \sin \Omega t$. Prąd wypadkowy wyrazi się wówczas wzorem $i_m = I_o (1 + k \sin \omega t) \sin \Omega t$, w którym

$k = \frac{i_o}{I_o}$ [a] nazywamy współczynnikiem głębokości modulacji. Współczynnik ten waha się w granicach od 0 do 1. Amplituda drgań podstawowych (wielk. cz.) zmienia się pod wpływem oddziaływania prądu modulującego w granicach od $I_{\min} = I_o (1 - k) = I_o - i_o$ do $I_{\max} = I_o (1 + k) = I_o + i_o$. Korzystając z tych wzorów, możemy napisać, że

$k = \frac{I_{\max} - I_o}{I_o} = \frac{I_o - I_{\min}}{I_o}$ [b]. W przypadku gdy modula-

cja jest niesymetryczna, bierzemy średnią arytmetyczną obu tych wartości i piszemy, że $k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{2 I_o}$, ponieważ zaś

I_o niezależnie można łatwo zmierzyć, to przyjmując, że $I_o = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2}$, wyrażamy k zapomocą wzoru $k = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$

[b']. Wyrażenie na i_m da się przedstawić zapomocą prostych przeróbek w postaci $i_m = A \sin \Omega t + B \cos (\Omega - \omega) t - C \cos (\Omega + \omega) t$, które wskazuje, że w drganiach modulowanych oprócz częstotliwości podstawowej występują dwie częstotliwości (wstęgi) boczne. Amplituda drgań podstawowych $A = I_o$, a amplitudy wstęp bocznych są teoretycznie równe sobie i wyrażają się wzorem $B = C = \frac{1}{2} k I_o$. Wtedy $k = \frac{2B}{A}$ [d]. Praktycznie zaś skutek zachodzącej częściowo modulacji częstotliwości i dzięki zjawisku fadingu

$B \neq C$ i w przybliżeniu $k = \frac{B + C}{A}$ [d']. Jednak przy przekazywaniu muzyki, śpiewu lub mowy k wciąż się zmienia i jako miarę jego przyjmujemy albo maksymalną, albo też

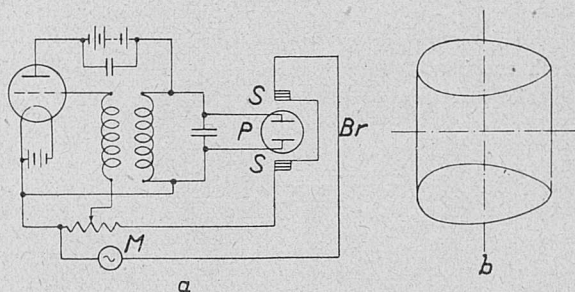
jego średnią wartość w danych warunkach, którą wskazuje odpowiednio wycechowany przyrząd o dużej bezwładności.

Stopień modulacji możemy mierzyć nie tylko przy nadajniku, lecz i przy odbiorniku. Joos i Zennek podali wzor-

$$ry na obliczenie k^1 w tym przypadku. $k^1 = \frac{k \frac{\Phi}{\pi}}{\sqrt{4 \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2 + \left(\frac{\Phi}{\pi} \right)^2}}$,$$

gdzie Φ jest dekrementem tłumienia obwodu. Gdy $\frac{\omega}{\Omega} = 0,001$, $\Phi = 0,01 \div 0,02$, to $K^1 = 0,84 \div 0,94 K$. Musimy jednak tu zwracać uwagę, ażeby nie zachodziły zniekształcenia częstotliwości w odbiorniku.

Metody pomiarowe. I. Metoda Zenneck'a i Maur'a. Określenie stopnia modulacji zapomocą oscylografu katodowego. Rysunek 1 podaje układ połączeń, stosowany przy



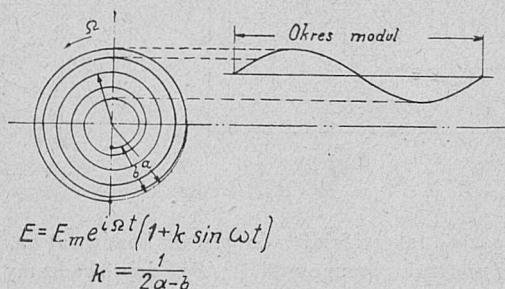
Rys. 1.

tej metodzie. Jak widzimy: do płytek kondensatora, sterującego (p) rurki braunowskiej (B), doprowadzamy drgania modulowane a cewki sterujące (S), zasilamy prądem modulującym, wytworzonym przez generator M. Zapomocą potencjometra P regulujemy napięcie początkowe siatki. W wypadku zgodności faz pomiędzy odchyleniem, wywołanym przez prąd modulujący a napięciem modulującym w obwodzie siatki, widzimy na ekranie plamę świetlną w postaci trapezu, którego boki równoległe przedstawiają w pewnej skali wartości $I_{\min}$ i $I_{\max}$, określone poprzednio. Jeżeli niema wyżej wspomnianej zgodności faz, to pochylone boki trapezu zamieniają się w elipsy, tembardziej rozwarłe, im większe jest przesunięcie fazowe. W tym wypadku najmniejsza odległość między elipsami odpowiada wartości $2 I_{\min}$, a największa $2 I_{\max}$. Podstawiając otrzymane wartości $I_{\max}$ i $I_{\min}$ do równania (C) obliczamy z łatwością stopień głębokości modulacji k . Przy tej metodzie należy starać się, ażeby modulacja miała przebieg symetryczny, a także żeby oscylograf nie wprowadzał jakichkolwiek pasorzytniczych zniekształceń. To ostatnie możemy sprawdzić, zasilając uprzednio wyregulowany przyrząd *) prądami szybkozmiennymi niemodulowanymi. Wówczas w pomyślnym przypadku musimy otrzymać na ekranie prostokąt. Schemat dla pomiaru stopnia głębokości modulacji prądów szybkozmiennych, zasilających odbiornik, a opracowany przez Mv. Ardenne, różni się tem od poprzednio opisanego, że drgania modulujące do zasilania cewek sterujących oscylografu, czerpiemy z obwodu anodowego specjalnego detektora lampowego, prostującego przychodzące drgania modulowane. Istnieje jeszcze kilka metod pomiaru współczynnika głębokości modulacji bez wykorzystywania wpływu sterującego drgań modulujących, które są zamieniane w tym przypadku przez wirujące zwierciadło. Na ekranie otrzymujemy wtedy plamę świetlną, której obwiednia przedstawia krzywą zmian amplitudy. Do pomiaru $I_{\min}$ i $I_{\max}$ stosujemy dodatkowe

*) Równoległe ustawione elektrody każdej z par, sterujących przy wzajemnej prostopadłości płaszczyzn ich działania.

urządzenie, zwane „suwmiarką świetlną” (Kuhlmann). Dokładność pomiaru wynosi ok. 4%.

2) *Metoda straboskopowa* Heilmanna. Zasada tej metody jest następująca. Jak wiadomo, w wykresie wektorowym drgania sinusoidalne możemy przedstawić za pomocą wirującego w określonym kierunku wektora o długości równej amplitudzie drgań. Koniec takiego wektora opisuje koło. W przypadku drgań modulowanych, wobec okresowej zmiany amplitudy, koniec wektora będzie się poruszał po linii spiralnej między okręgami dwóch kół o średnicy, odpowiadającej $2 I_{\min}$ i $2 I_{\max}$. W przypadku, gdy drgania podstawowe nie są wielokrotnością drgań modulujących, koniec wektora zakreśla całą powierzchnię pierścieniową, zawartą w tych samych granicach. Praktycznie sprawa rozwiązuje się następująco. Oscylograf zasilamy prądami modulowanymi, które uprzednio transformujemy zapomocą specjalnego urządzenia na dwie grupy, przesunięte względem siebie o 90° . Każda z grup zasila odpowiednią parę elektrod, sterujących rurki braunowskie. Na ekranie otrzymujemy obraz pierścienia, jak podaje rys. 2.



Rys. 2.

3) *Metoda Runge'go*. Pomiar k przez badanie widma częstotliwości (Runge). Jak to było już powiedziane na wstępie, każdy prąd modulowany możemy uważać jako sumę trzech prądów o różnych częstotliwościach (Ω , $\Omega - \omega$ i $\Omega + \omega$) i różnych amplitudach (A , B i C). Jeżeli na badany prąd modulowany nałożymy inny prąd czysto sinusoidalny, o znanej amplitudzie i zmiennej w sposób ciągły częstotliwości, to, w chwilach gdy częstotliwość drgań pomocniczych będzie mało się różnić od jednej z trzech wyżej wymienionych częstotliwości składowych, otrzymamy dudnienia. Prostując te dudnienia zapomocą detektora o charakterystyce kwadratowej i wzmacniając otrzymane prądy wyprostowane, po uprzednim ich przefiltrowaniu zapomocą filtra wstęgowego, nastrojonego na częstotliwość od 0 do 20 okresów/sek., możemy zmierzyć zapomocą galwanometru wiracyjnego lub lampowego amplitudę dudnień, która będzie proporcjonalną do amplitudy odpowiednich drgań składowych badanego prądu, o ile amplituda drgań pomocniczych będzie utrzymywana stałą. Określiwszy w ten sposób amplitudy A , B i C

obliczamy zapomocą wzoru (d) lub d') stopień głębokości modulacji k .

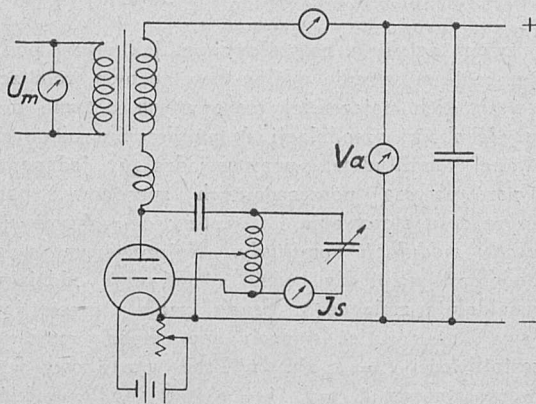
4) *Metoda Geissler'a*. Określenie k przez pomiar zmian prądu anodowego. Zasada jest następująca. Amperomierz cieplny włączony do obwodu antenowego wskazuje w czasie przerwy rozmów (bez modulacji) wartość prądu $i_{sk}^I = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$,

zaś w czasie rozmowy (z modulacją) $i_{sk}^{II} = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{k^2}{2}}$.

Z tych równań otrzymujemy, że $k = 1,414 \sqrt{\left(\frac{i_{sk}^{II}}{i_{sk}^I}\right)^2 - 1}$.

Stosunek $\frac{i_{sk}^{II}}{i_{sk}^I}$ zmienia się od 1,22 do 1,06 przy zmianach k od 1 do 0,5. Wobec tak małych zmian prądu anodowego metoda ta nie daje dokładnych wyników. Drugą wadą tej metody jest to, że w swym założeniu teoretycznym przyjmuje ona, że prąd jest czysto sinusoidalny, czego w praktyce nie ma. Wymienione niedogodności są tak poważne, że obecnie metoda ta prawie się nie stosuje.

5) *Metoda Kammerloher'a*. Określenie k przez pomiar wartości skutecznej napięcia modulującego.



Rys. 3.

Na rys. 3 podany jest schemat ideowy urządzenia. Jeżeli tak dobierzemy warunki pracy generatora, ażeby pracował on na prostolinijnej części charakterystyki anodowej (liniowa zależność I_a od V_a), to prąd wielkiej częstotliwości wyrazi się wzorem

$$i_g = \text{const.} \times (V_a - U_m \sin \omega t) \sin \Omega t$$

skąd

$$k = \frac{U_m}{V_a} = \sqrt{2} \frac{U_{msk}}{V_a}$$

Cały pomiar sprowadza się do odczytania odpowiednich wartości napięcia modulującego U_{msk} i anodowego V_a .

C. d. n.

M. Pczykij

PRZEDPŁATA:
kwartalnie zł. 9.—
rocznie zł. 36.—
zagranicą + 50%
za zmianę adresu
(znaczkami pocztowymi) gr. 50

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa Królewska 15, II piętro
telefon № 690-23.

Administracja otwarta codz. od godz. 9 do 15 w soboty od 9 do 13

Konto czekowe w P. K. O. Nr. 363

Ceny ogłoszeń
podaje administracja
na zapytanie.

Wydawca: Wydawnictwo Czasopisma „Przegląd Elektrotechniczny”, Spółka z ograniczoną odpowiedzialnością,

S. A. Z. G. „Drukarnia Polska”, Warszawa, Szpitalna 12. Tel. 5.87-98 w dzierżawie Spółki Wydawniczej Czasopism Sp. z o. o.