

PRZEGLĄD RADJOTECHNICZNY

OGLĄSZANY STARANIEM SEKCJI RADJOTECHNICZNEJ STOW. ELEKTR. POLSKICH

Pod naczelnym kierunkiem prof. M. POŻARYSKIEGO.

Rok XIV.

1 Sierpnia 1936 r.

Zeszyt 15-16

Redaktor kpt. STEFAN JASIŃSKI.

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

Rozchodzenie się fal b. krótkich

La propagation des ondes ultra-courtes

Inż. A. Jellonek

(Dokończenie).

Jeżeli w dowolnym punkcie drogi (o promieniu krzywizny ρ) wykreślimy styczną, do niej zaś prostopadłą (l) ze środka ziemi (rys. 6) wówczas: $nl = \text{const.}$

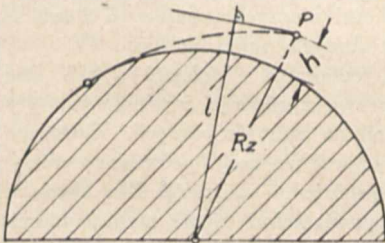
$$\frac{\rho}{R_z} = \frac{dh}{dl} = \frac{dh}{dn} \cdot \frac{dn}{dl}; \quad \rho = -\frac{R_z}{l} \cdot \frac{dh}{dn} \cdot n$$

ponieważ: $R_z \approx l$; $n \approx 1$; zatem:

$$\rho \approx -\frac{dh}{dn} = -\frac{1}{\frac{dn}{dh}} \dots \dots \dots (2)$$

po uwzględnieniu równania (1) otrzymujemy:

$$\frac{dn}{dh} = A \frac{dq}{dh} \dots \dots \dots (3)$$



Rys. 6.

Musimy jeszcze obliczyć zmianę gęstości z wysokością. Wychodząc z równania gazów: $p = Rqk$ przyczem R stała gazowa; q gęstość; k temp. bezw., oraz równania równowagi kolumny powietrza: $\frac{dp}{dh} = -gq$ przyczem g grawitacja;

h wysokość; otrzymamy:

$$\frac{dp}{dh} = \frac{\partial p}{\partial h} \cdot \frac{dq}{dh} + \frac{\partial p}{\partial k} \cdot \frac{dk}{dh} = Rk \frac{dq}{dh} + Rq \frac{dk}{dh}$$

przyjmujemy $k = k_0 - \alpha h$ przyczem k_0 oznacza temp. u powierzchni ziemi; wtedy:

$$-gq = Rk \frac{dq}{dh} - Rq\alpha = R(k_0 - \alpha h) \frac{dq}{dh} - Rq\alpha$$

α spółcz. zmiany temp. z wysokością. równanie to po uporządkowaniu, scałkowaniu, oraz wyznaczeniu stałej z warunków krańcowych: dla $h = 0$; $q = q_0$ przyczem q_0 oznacza gęstość powietrza u powierzchni ziemi, daje gęstość powietrza na danej wysokości:

$$q = q_0 \left(1 - \frac{\alpha h}{k_0}\right)^{\left(\frac{g}{R\alpha} - 1\right)} \dots \dots \dots (4)$$

z równań 2, 3, 4, otrzymujemy w końcu:

$$\rho = \frac{k_0}{Aq_0\alpha} \cdot \frac{1}{\left(\frac{g}{R\alpha} - 1\right) \left[1 - \frac{\alpha h}{k_0} \left(\frac{g}{R\alpha} - 2\right)\right]} \dots \dots \dots (5)$$

Na podstawie powyższego równania, oraz założonych (7): $\alpha = 0,0065 \text{ } ^\circ\text{C/m}$; $k_0 = 273 + 15 = 288 \text{ } ^\circ\text{Kelv.}$; $A = 0,227$ obliczamy przytoczoną tabelkę *);

Tablica III.

Wysokość nad poz. morza m	Temp. °C	Ciśnienie mbar	Gęstość		Zakrzywienie drogi ρ km	m
			powietrze suche gr/cm³	powietrze nasycone gr/cm³		
0	15,00	1 013	0,001226	0,001219	37 200	5,8
500	11,75	954	0,001167	0,001160	38 500	6,0
1 000	8,50	899	0,001112	0,001007	40 000	6,2
1 500	5,25	846	0,001058	0,001052	42 000	6,5
2 000	2,00	795	0,001007	0,00099	43 000	6,7

Przytoczone „m”, obliczone na zasadzie rozumowania stosowanego w optyce, odbiegają dość znacznie od rzeczywistości. W warunkach rzeczywistych „ ρ ” wypadają mniejsze ze względu na zawartość pary wodnej w powietrzu. Również wartość $\alpha = 0,0065 \text{ } ^\circ\text{C/km}$ obowiązuje jako średnia zmiana temperatury dla całej troposfery, t. j. $\sim 0 \div 10$ km warstwy do wysokości $1 \div 2$ km, gdzie $\alpha < 0,0065$. W końcu w równaniu przytoczonym wpływ poszczególnych czynników (temperatura, ciśnienie etc.) na „ ρ ” występuje niezbyt plastycznie.

Dokładniejszą i jaśniejszą interpretację zjawiska podaje rozumowanie (26), którego zarys podano na str. 94. Dokładny przebieg tego rozumowania wygląda następująco:

Wpływ poszczególnych czynników na „ ρ ”

Oznaczenia:

- ϵ stała dielektryczna
- p [m(Hg)] ciśnienie
- q (gr/cm³) gęstość
- M ciężar molekularny
- C stała
- α (%) zawartość pary wodnej
- K (°K) temperatura bezwzględna
- ρ (km) promień zakrzywienia promieniowania
- R_z (km) promień ziemi ~ 6370 km

Stała dielektryczna gazu:

$$\epsilon - 1 = C \frac{p}{K}$$

przyczem:

$$C \text{ powietrza} = 211 \cdot 10^{-6}$$

$$C \text{ pary wodn.} = 182 \cdot 10^{-6} \left(1 + \frac{5582}{K}\right)$$

$$C \text{ mieszan.} = \left[211 + \alpha \left(\frac{10159}{K} - 0,293\right)\right] \cdot 10^{-6} \dots (1)$$

*) wdg. (8).

Promień zakrzywienia promieniowania:

$$\rho \approx - \frac{2}{\frac{\partial \varepsilon}{\partial h}} = - \frac{2M}{62370 \frac{\partial(Cq)}{\partial h}} \dots (2)$$

z (1) oraz (2) otrzymujemy:

$$\rho = - \frac{M \cdot 10^6}{31185} \frac{1}{\frac{\partial}{\partial h} q \left[211 + \alpha \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) \right]}$$

przyczem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h} q \left[211 + \alpha \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) \right] &= \frac{\partial q}{\partial h} \left[211 + \right. \\ &+ \left. \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) \alpha \right] + \frac{\partial \alpha}{\partial h} q \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) - \\ &- \frac{\partial K}{\partial h} \alpha q \frac{10159}{K^2} \dots (3) \end{aligned}$$

jeżeli podstawimy:

$$q = \frac{M}{62370} \frac{p}{K} = 0,458 \cdot 10^{-3} \frac{p}{K}$$

$$\frac{\partial q}{\partial h} = \frac{0,458 \cdot 10^{-3}}{K} \frac{\partial p}{\partial h} - \frac{0,458 \cdot 10^{-3}}{K^2} \cdot p \frac{\partial K}{\partial h} \text{ wówczas:}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h} q \left[211 + \alpha \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) \right] &= \\ &= \underbrace{\left[\frac{0,458}{K} \cdot 10^{-3} \cdot 211 \frac{\partial p}{\partial h} + \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) \alpha \frac{\partial p}{\partial h} \right]}_I + \\ &+ \underbrace{0,458 \cdot 10^{-3} \frac{p}{K} \left(\frac{10159}{T} - 0,293 \right) \frac{\partial \alpha}{\partial h}}_{II} - \\ &- \underbrace{\left[0,458 \cdot 10^{-3} \frac{p}{K} \frac{1}{K} \cdot 211 + 0,458 \cdot 10^{-3} \frac{p}{K} \frac{1}{K} \alpha \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) + \right.}_{III} \\ &\left. + 0,458 \cdot 10^{-3} \frac{p}{K} \frac{10159}{K^2} \cdot \alpha \right] \frac{\partial K}{\partial h}}_{III} \dots (4) \end{aligned}$$

Poszczególne wyrazy wyrażają:

- I. wpływ gradientu ciśnienia na promień zakrzywienia (ρ)
 - (1) w powietrzu suchym,
 - (2) dzięki obecności pary wodnej.
- II. wpływ gradientu wilgotności;
- III. wpływ gradientu temperatury;
 - (1) w powietrzu suchym,
 - (2) (3) dzięki obecności pary wodnej.

Po uwzględnieniu średnich wartości letnich u powierzchni ziemi:

$$q_0 = 1,22 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}^3 \alpha = 1,372\% \quad K_0 = 288^\circ\text{C}$$

$$p_0 = 760 \text{ mm (Hg)}$$

otrzymujemy z równań (3) wzgl. (4)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h} q \left[211 + \alpha \left(\frac{10159}{K} - 0,293 \right) \right] &= \\ &= \left[257,8 \frac{\partial q}{\partial h} + 425 \frac{\partial \alpha}{\partial h} - 2,06 \frac{\partial K}{\partial h} \right] \cdot 10^{-4} = \\ &= \left[4,15 \frac{\partial p}{\partial h} + 425 \frac{\partial \alpha}{\partial h} - 12,5 \frac{\partial K}{\partial h} \right] \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Wartość na " ρ ," otrzymamy, przyjmując np. średnie wartości letnie gradientów dla wysokości nieprzekraczających 2 km:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_0}{\partial h} &= -80 \text{ mm (Hg/Km)} \\ \frac{\partial q_0}{\partial h} &= -1,12 \cdot 10^{-4} \text{ gr/cm}^3/\text{Km} \\ \frac{\partial K_0}{\partial h} &= -4,24 \text{ }^\circ\text{C/Km} \\ \frac{\partial \alpha_0}{\partial h} &= -0,253 \text{ } \%/ \text{Km} \end{aligned}$$

Dla tak przyjętych wartości

$$\rho = \sim 23400 \text{ Km}$$

$$m = \frac{\rho}{R_{ziemi}} = \sim 3,66$$

Jeżeli nie uwzględnimy zmiany wilgoci t. zn. przyjmujemy $\alpha_0 = 0$; $\frac{\partial \alpha}{\partial h} = 0$; wówczas:

$$\rho \approx 38800 \text{ Km} \quad m \approx 6,08$$

co zgadza się dość dobrze z wartościami podanymi przez (8) dla wysokości nieprzekraczających 2 km. Na podstawie przytoczonych danych obliczono tabl. IV.

Znając już orientacyjną wielkość „m”, musimy jeszcze zdać sobie sprawę z rodzaju i wielkości wpływu poszczególnych czynników atmosferycznych. Wchodzą tutaj w rachubę: zmiany (wzdłuż drogi promieniowania) temperatury, ciśnienia, wilgotności i jonizacji. Dla skierowania promieniowania ku powierzchni ziemi muszą powyższe czynniki zmniejszać wartość stałej dielektrycznej atmosfery w miarę wzrostu wysokości. Zmiany tego rodzaju mogą być spowodowane *wzrostem* temperatury (inwersją), *spadkiem* ciśnienia, *zmniejszeniem* zawartości pary wodnej, w końcu *zwiększeniem* natężenia jonizacji z wysokością. W warunkach normalnych (obniżka temperatury, ciśnienia i zawartości pary wodnej z wysokością) otrzymujemy jako wynik $m \approx 4$ (tabl. II i IV). Wytlumaczenie wyniku pomiarów natężenia pola fal b. krótkich wymaga jednak często $m < 4$, (tabl. I, poz. 6). Występowanie zaś szybkich zmian natężenia sygnału zdaje się wskazywać na istnienie równie szybkich wahań czynników zakrzywiających promieniowanie.

Tablica IV.

Pora		Gęstość		Temperatura		Wilgotność		Promień zakrzywienia $\frac{\rho}{R_z}$ Km	$\frac{\rho}{R_z}$ „m”	U w a g i
		q_0 *) gr/cm ³ $\times 10^{-4}$	$\frac{\partial q}{\partial h}$ **) gr/cm ³ /Km $\times 10^{-4}$	K_0 *) °C	$\frac{\partial K}{\partial h}$ **) °C/Km	α_0 *) %	$\frac{\partial \alpha}{\partial h}$ **) %/Km			
Lato	sucho	~ 12,24	- 1,12	—	—	0	0	38 800	6,08	*) U powierzchni ziemi
Lato	wilgoć przeciętna	12,24	- 1,12	287,7	- 4,24	1,372	- 0,253	23 400	3,66	
Zima	sucho	~ 12,80	- 1,30	—	—	0	0	33 500	5,25	**) Dla wysokości nieprzekraczającej 2 Km.
Zima	wilgoć przeciętna	~ 12,80	- 1,30	274,7	- 2,94	0,630	- 0,271	21 400	3,36	
Średnia roczna	sucho	12,52	- 1,21	—	—	0	0	36 000	5,65	
Średnia roczna	wilgoć przeciętna	12,52	- 1,21	281,2	- 3,59	1,001	- 0,262	22 400	3,51	

Tablica V (*)

m	Zmiana ciśnienia***		Zmiana temperatury***		Zmiana wilgotności			U m a g i
	potrzebna**	normalna****	potrzebna**	normalna****	potrzebna**		normalna****	
	mm (Hg)/Km	mm (Hg)/Km	°C/Km	°C/Km	%/Km	zmiana wilg. wzgl. przy 20 °C	zmiana temperatury przy 100% wilg.	
1	— 790	— 80	+ 290	— 4,24	—	0 ÷ 100	0 ÷ 20	— 0,253
1	— 335		+ 80		— 2,7	—	0 ÷ 34	
2	— 159		+ 22		— 1,04	28 ÷ 100	0 ÷ 20	
3,7	— 80		— 4,24		— 0,253	82 ÷ 100	0 ÷ 7,5	

*) Tablica powyższa obliczona została pod założeniem, że do uzyskania danego „m” ma wystarczyć zwiększony gradient jednego z czynników (np. temperatury) przy innych normalnych.

***) Dla uzyskania danego „m”.

****) Dla powietrza suchego.

*****) Wartości średnie, letnie.

Aby zdać sobie sprawę z możliwości wpływu poszczególnych czynników tak na anormalnie dobry odbiór, jak również ewentualne zaniki, obliczamy jakie muszą być ich gradienty, aby promień krzywizny drogi fal był np. $\rho = 2R_z$.

Wartość $m = \frac{\rho}{R_z} = 2$ obieramy jako praktycznie spotykaną na podstawie danych tabl. 1 poz. 6.

Dla porównania zestawiamy również dane obliczone (nieco inaczej) przez Hulburt'a (13) dla wypadku granicznego, gdy promieniowanie ma ślizgać się wzdłuż powierzchni ziemi ($m = 1$).

Jak widzimy z powyższego zestawienia normalnie w rachubę mogą wchodzić gradienty temperatury, ciśnienia, oraz wilgotności. Jeżeli chodzi o zjawiska szybkie, powodujące nagle różnice natężenia sygnału, to odpadają zmiany ciśnienia; w takiej bowiem wielkości, aby mogły wpływać wydatnie na ρ zdarzają się one jedynie wyjątkowo, w czasie gwałtownych burz, trąb powietrznych i t. p.

Temperatura i ciśnienie zmieniają normalnie „ε” w przeciwnych kierunkach; ich działania dodają się jedynie w wypadku inwersji; tem należałoby prawdopodobnie tłumaczyć nadspodziewanie dobre wyniki osiągnięte przez Hull'a w czasie letnich burz (14). Co do zmian wilgotności, to teoretycznie mogą one wpływać równie dobrze na zakrzywienie ku-, jak i od powierzchni ziemi. Obserwacje amatorów amerykańskich (14) zdawałyby się jednak wskazywać na działanie naogół zgodne z wypadkowym wpływem temperatury i ciśnienia, względnie znacznie od nich słabsze.

Streszczając dotychczasowe rozważania możemy powiedzieć, że przy przeciętnych warunkach atmosferycznych spodziewamy się wartości „m” wahającej się w granicach $6 \div 2$; stąd zasięg rzeczywisty wzrasta względem optycznego $10\% \div 40\%$. Nie są jednak niemożliwe wartości znacznie większe i znacznie mniejsze. Tem tłumaczą się też anormalnie dobre wyniki, jak również zaniki obserwowane przy pracy falami b. krótkimi na większych odległościach. Czynniki wpływającymi najsilniej są tutaj zmiany temperatury i wilgotności z wysokością, wzgl. odległością.

Pozostawałaby jeszcze kwestja prostego uwzględnienia zakrzywienia promieniowania w dalszych rozważaniach. W tym celu w obliczeniach przyjmujemy układ odniesienia w którym droga promieniowania jest prostoliniowa, a promień ziemi odpowiednio zwiększony. Ten fikcyjny promień naszego globu ma wówczas wartość:

$$R_{\text{effekt.}} = R_z \frac{1}{1 - \frac{\rho}{R_z}} \text{ co dla } \rho = 4R_z; R_z = 6370 \text{ km}$$

daje: $R_{\text{eff}} = \sim 8500 \text{ km.}$

Od tej chwili pomijamy zakrzywienie drogi fal. Promieniowanie zachowuje się tak, jakgdyby rozchodziło się prostoliniowo, nad ziemią o promieniu $R_{\text{eff}} = 8500 \text{ km.}$

c. Uginanie.

Obliczona dotychczas odległość zetknięcia się promieniowania z powierzchnią ziemi nie przedstawia jeszcze właściwego zasięgu. Skutkiem ugięcia w miejscu zetknięcia z ziemią część promieniowania ślizga się wzdłuż jej powierzchni, zwiększając możliwy zasięg o strefę „zacienioną”. Pas ten jednak nie jest zbyt szeroki dla fal b. krótkich, ze względu na duże ich tłumienie przez podłoże. Zjawisko to omówimy jeszcze dokładniej przy rozpatrywaniu wpływów tłumienia wzdłuż całej trasy.

2. Natężenie pola.

Dotychczas zajmowaliśmy się jedynie najdalszym możliwym zasięgiem fal b. krótkich, biorąc za punkt wyjścia quasioptyczny charakter ich rozchodzenia się. Dla zastosowań praktycznych musimy uzupełnić dotychczasowe rozważania określeniem natężenia pola wzdłuż całej trasy, przy danych warunkach, jak antena, moc wypromieniowana i t. d.

Z optycznego charakteru zjawiska wynika, że promieniowanie może przybyć od nadajnika do odbiornika wprost, (z odpowiednio uwzględnionem zakrzywieniem w dolnych warstwach atmosfery), po odbiciu na powierzchni ziemi względnie innych przeszkodach znajdujących się na drodze fali, w końcu po załamaniu (ugięciu, rozproszeniu) na przedmiotach takiego samego typu.

Na każdej prawie z tych dróg promieniowanie jest tłumione czyto skutkiem wpływu ziemi przy rozchodzeniu bezpośrednim, czy też strat w miejscu odbicia lub załamania. Nadto promieniowanie bezpośrednie i odbite mogą interferować, dając dodatkowe tłumienie.

Zacznijmy od najprostszego wypadku rozchodzenia prostoliniowego, w przestrzeni pustej, a więc bez tłumienia. Praktycznie odpowiada to takiemu umieszczeniu nadajnika i odbiornika, że promieniowanie na całej swej długości przebiega zdaleka od powierzchni ziemi i znajdujących się na niej przedmiotów.

Natężenie pola (E) maleje w tym wypadku wraz z oddalaniem się (z pierwszą potęgą odległości) od źródła wdg. równania:

$$E V/m = 60 \pi H_{\text{skm}} I_A \frac{1}{\lambda_m d_m} \dots \dots (1)$$

przyczem H_{sk} oznacza wys. skuteczną, I prąd w strzałce, λ długość fali, zaś d odległość miejsca pomiaru od źródła promieniowania. Równanie jest ważne dla anteny dipolowej z wykluczeniem jej najbliższego sąsiedztwa.

Warunki odpowiadające przestrzeni pustej dają się zrealizować praktycznie jedynie przy komunikacji między dwoma samolotami, lub stacjami umieszczonymi na wierzchołkach gór. Naogół jednak położenie aparatury nie spełnia tych warunków; podlega ono zatem tłumieniu na całej swej drodze, lub tylko na jej części. Równanie (1) otrzymuje zatem pewien człon zmniejszający wartość natężenia pola w danej odległości. Forma matematyczna tego wyrazu jest różna, w zależności co przyjmiemy jako decydujący czynnik tłumienia.

a. Absorbpcja terenu.

Najprostszego formalnie tłumaczenia dostarcza nam przyjęcie przeważającego wpływu absorbcji terenu, względnie przeszkód między którymi sygnał przebiega. Tego rodzaju wpływ możemy wyrazić w znanej formie wykładniczej

$$E = E_0 e^{-\frac{\alpha S}{\lambda x}}$$

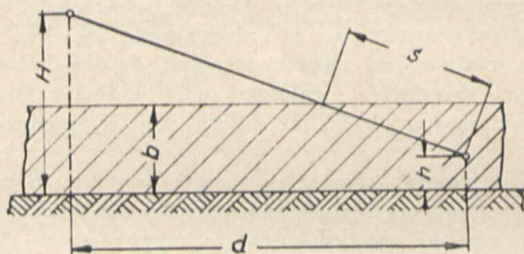
przyczem oznaczają: E_0 natężenie pola nietłumionego, S odległość na której promieniowanie jest tłumione, α współcz. tłumienia, λ długość fali; wykładnik przy λ praktycznie możemy przyjąć $x \cong 1$. Oznaczając dalej H, h ; wysokości nadajnika względnie odbiornika nad terenem, b grubość warstwy absorbującej, zaś d odległość nadajnik — odbiornik (rys. 7) otrzymujemy:

$$S \cong d \frac{b-h}{H-h} \text{ dla } (H-h)^2 \ll d^2 *$$

oraz:

$$E = E_0 e^{-\alpha d \frac{b-h}{H-h}} \dots \dots \dots (2)$$

Jest to wzór używany dla fal b. krótkich przez Schrötera (15), Jones'a (2) i in.



Rys. 7.

Wielkość współczynnika tłumienia (α) możemy wyznaczyć z dwu wartości natężenia pola (E_1, E_2) zmierzonych na różnych odległościach (d_1, d_2). Wtedy:

$$\alpha = 2,303 \lg_{10} \frac{E_1}{E_2} \cdot \frac{d_1}{d_2} \left[\frac{\alpha(H-h)}{d_2(b_2-h) - d_1(b_1-h)} \right]$$

Pomiary takie były wykonywane wielokrotnie, głównie dla terenu zwarcie zabudowanego, t. j. dużego miasta względnie jego przedmieść. Otrzymano przytem następujące wartości:

*) Przy uwzględnieniu kulistości ziemi musimy liczyć (S) nieco inaczej:

$$S = \frac{k^2 \sin \gamma \pm \sqrt{k^4 \sin^2 \gamma + 4 b k^2}}{2}$$

przyczem:

$$\sin \gamma = \left(\frac{H + \left(\frac{d}{k}\right)^2}{d} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{d}{R_z}\right)^2} - \frac{d}{R_z} \sqrt{1 - \left(\frac{H + \left(\frac{d}{k}\right)^2}{d}\right)^2}$$

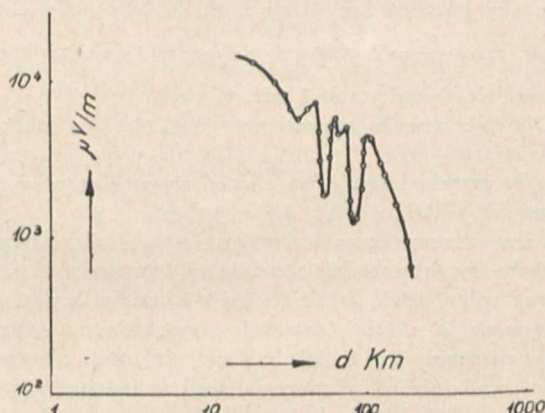
$$k = \text{const} = 3550; R_z = 6\,370\,000 \text{ m}$$

dla H, h, d, b, R_z wyrażonych w metrach.

Tabl. VI.

Wykonano	Rodzaj terenu	Długość fali m	Spółcz. tłumienia α	U w a g i
Jones (2)	miasto i okolice podmiejskie	7	0,027 0,029	w/g Jonesa: dla fali 7 m amplituda spada o 50% na każde 150 m odległ.
Schröter (15)	miasto	6	0,022	dla fali 3 m 50% dla każdych 70 m

Znaczną trudność przy takim ujęciu zagadnienia stanowi przyjęcie grubości warstwy absorbującej (b) względnie (S) jaką promieniowanie w tej warstwie przebiega wielkości te są też różnie liczone przez różnych autorów. Również sam współczynnik (α) zmienia się znacznie tak z miejscem, jak i z czasem (warunki atmosferyczne). W końcu zjawiska interferencyjne, tak charakterystyczne dla pasma fal b. krótkich (rys. 8) nie znajdują wytłoma-



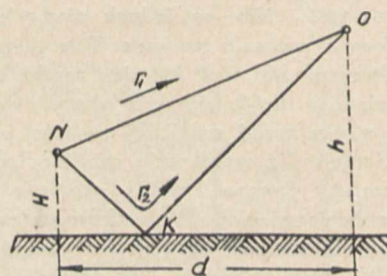
Rys. 8.

Natężenie pola jako funkcja odległości przy locie na wysokości 1200 m; $\lambda = 6,8$ m; $P = 2$ kW; wdg. Trevor'a, Carter'a.

czenia na podstawie przytoczonych wywodów. I właśnie spostrzeżenia wskazujące na pewną prawidłowość zjawisk interferencyjnych doprowadziły (12), (16), (17), (22) do przyjęcia odbicia, jako decydującego czynnika wywołującego tłumienie przy rozchodzeniu fal b. krótkich.

b. Odbicie.

Przyjmujemy układ jak na rys. 9. Nadajnik i odbiornik znajdują się odpowiednio na wysokościach H wzgl. h :



Rys. 9.

promieniowanie wędruje od nadajnika do odbiornika albo drogą bezpośrednią (NO) albo też po odbiciu od ziemi (NKO). Zakładamy, że odbicie następuje na ziemi płaskiej, bez strat, t. j. współczynnik odbicia $k = 1$; założenie takie będzie praktycznie niestuszne jedynie dla najbliższe-

go otoczenia anteny, oraz przy promieniowaniu padającym na powierzchnię odbijającą pod dużym kątem. Dla odległości $d \gg H, h$, oraz ziemi będącej doskonałym dielektrykiem otrzymamy przy odbiciu obrót wektora pola o 180° . Nadto z powodu różnej długości dróg NO oraz NKO nastąpi w miejscu odbioru dodatkowe przesunięcie fazy między wektorem promieniowania bezpośredniego i odbitego o wielkości: $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$ jeżeli r_2 i r_1 , oznaczają odpowiednio długości dróg N K O i N O. Odległość $r_2 - r_1 \cong 2 H h \frac{1}{d}$; ostatecznie $\varphi = 4\pi H h \frac{1}{\lambda d}$. Ponieważ składowa natężenia pola wywołana promieniowaniem bezpośrednim była

$$E_0 = 60 \pi H_{sk} I \frac{1}{\lambda d}$$

zatem natężenie wypadkowe wyniesie

$$E = 2 E_0 \sin \frac{\varphi}{2} = 2 E_0 \frac{\varphi}{2} \frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}}$$

czyli

$$E = E_0 4 \pi H h \frac{1}{\lambda d} \frac{\sin 2 \pi H h \frac{1}{\lambda d}}{2 \pi H h \frac{1}{\lambda d}}$$

dla małych φ t. j. dla niezbyt bliskich odległości $\sin \frac{\varphi}{2} \cong \frac{\varphi}{2}$, tak, że równanie natężenia pola upraszcza się do postaci:

$$E \cong E_0 4 \pi H h \frac{1}{\lambda d} = 240 \pi^2 H_{sk} I \frac{H h}{\lambda^2 d^2} \dots (3)$$

Równania powyższe są ważne jedynie dla niezbyt dużych i niezbyt małych odległości. Dla odległości małych ($H; h; > d$) współczynnik odbicia $k \neq 1$; dla odległości zaś dużych ma już wpływ zakrzywienie ziemi. W przytoczonym równaniu uderza zmiana natężenia pola z drugą potęgą odległości co naogół zgadza się z wynikami doświadczeń.

Wzór powyższy nie jest również ważny dla fal ultrakrótkich ($f > \sim 3 \cdot 10^8$ 1/sek); dla fal tych bowiem nawet drobne nierówności terenu powodują tak silne rozproszenia, że naogół możemy traktować powierzchnię ziemi jako doskonale absorbującą, a nie odbijającą.

W końcu ograniczenia stosowności przytoczonych rozważań może również spowodować ukształtowanie terenu; przy silnym sfaldowaniu może się on zachowywać już dla fal b' krótkich jako powierzchnia raczej rozpraszająca, niż odbijająca.

Wpływ polaryzacji.

W rzeczywistości promieniowanie spolaryzowane pionowo i pionowo zachowuje się różnie przy odbiciu. (17, 21)

Ogólna postać współczynnika odbicia wynosi dla polaryzacji poziomej:

$$k_{poz} = \frac{\sin \Phi - \sqrt{\epsilon - j \frac{2\sigma}{f} - 1 + \sin^2 \Phi}}{\sin \Phi + \sqrt{\epsilon - j \frac{2\sigma}{f} - 1 + \sin^2 \Phi}}$$

przyczem σ j. e. st. oznacza przewodność terenu, ϵ stałą dielektryczną, Φ kąt promieniowania względem poziomu, f częstotliwość okr./sek.

dla polaryzacji pionowej:

$$k_{pion} = \frac{(\epsilon - j \frac{2\sigma}{f}) \sin \Phi - \sqrt{\epsilon - j \frac{2\sigma}{f} - 1 + \sin^2 \Phi}}{(\epsilon - j \frac{2\sigma}{f}) \sin \Phi + \sqrt{\epsilon - j \frac{2\sigma}{f} - 1 + \sin^2 \Phi}}$$

przyczem przez polaryzację poziomą wzgl. pionową rozumiemy położenie wektora elektrycznego zgodną z rodzajem dipola nadawczego zatem odwrotnie niż to zwykle przyjmujemy w optyce.

Dla $H, h \ll d$ możemy napisać $\sin \Phi = \frac{H+h}{d}$; wartości współczynnika odbicia przyjmują wartość:

$$k_{poz} \cong 1 - \frac{2}{d} \frac{(H+h)}{\sqrt{\epsilon - j \frac{2\sigma}{f} - 1}}$$

$$k_{pion} \cong 1 - \frac{2(\epsilon - j \frac{2\sigma}{f})(H+h)}{d \sqrt{\epsilon - j \frac{2\sigma}{f} - 1}}$$

Przy uwzględnianiu rzeczywistej wielkości współczynnika odbicia musimy rozróżnić rozchodzenie nad powierzchnią o charakterze dielektryka lub częściowego przewodnika. W wypadku pierwszym przewodność σ jest tak mała, że dla danej częstotliwości możemy $\frac{2\sigma}{f}$ pominąć względem $(\epsilon - 1)$ warunki takie zachodzą naogół dla fal b. krótkich nad lądem. Współczynnik odbicia wynosi wtedy

$$k_{poz} \cong 1 - \frac{2}{d} \frac{(H+h)}{\sqrt{\epsilon - 1}}$$

$$k_{pion} \cong 1 - \frac{2}{d} \frac{\epsilon(H+h)}{\sqrt{\epsilon - 1}}$$

Po uwzględnieniu wartości na „k”, rzeczywiste natężenia pola wynoszą

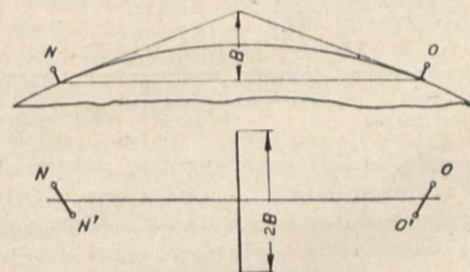
$$E_{pion} \cong E_0 \frac{4 \pi H h}{\lambda d} \sqrt{\frac{1 + \epsilon^2 (H+h)^2 \lambda^2}{(\epsilon - 1) \pi^2 H^2 h^2}}$$

$$E_{poz} \cong E_0 \frac{4 \pi H h}{\lambda d} \sqrt{1 + \frac{(H+h)^2 \lambda^2}{(\epsilon - 1) \pi^2 H^2 h^2}}$$

Dla polaryzacji poziomej możemy prawie dla wszystkich spotykanych podłoży przyjąć $k_{poz} \cong 1$ i liczyć uproszczonym wzorem (3). Dla polaryzacji pionowej musimy uwzględniać pełną wartość k zwłaszcza przy badaniu natężenia pola nad terenami dobrze przewodzącymi (woda morska), względnie dla tras niedługich i anten wysokich (duży kąt zetknięcia z poziomem).

c. Wpływ zakrzywienia ziemi

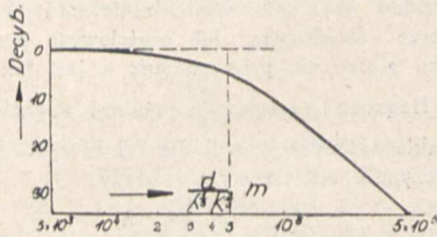
Ujawnia się zwiększonym tłumieniem, gdyż promieniowanie dochodzi od nadajnika do odbiornika jedynie po załamaniu. Matematycznie zagadnienie to rozwiązał Epstein (18) dla ziemi doskonale pochłaniającej. Przy powyższym założeniu możemy przyjąć, że załamanie promieniowania następuje na ostrym brzegu nieskoń-



Rys. 10a i 10b.

czenie długiej płaszczyzny, prostopadłej do powierzchni ziemi, a poprowadzonej przez krawędź przecięcia płaszczyzn stycznych do ziemi w punktach umieszczenia nadajnika, wzgl. odbiornika (rys. 10a). W rzeczywistości ziemia nie jest doskonale pochłaniająca dla fal

b. krótkich*); przeważająca część energii padająca na nią, zostaje odbita. Stan taki możemy uwzględnić przyjmując, że tak nadajnik jak i odbiornik mają zwierciadlane odbicie pod powierzchnią ziemi (rys. 10b). Pole wypadkowe około anteny odbiorczej jest teraz sumą geometryczną czterech wektorów. Dla dużych odległości ($B \gg Hh$) możemy określić wielkości i fazy tych wektorów, a więc policzyć wypadkową natężenia pola. Ostatnią wartość możemy wyrazić praktycznie przez natężenie pola w tej samej odległości nad ziemią płaską, po zaopatrzeniu go w pewien współczynnik C (17). Dla odległości dużych współczynnik ten: $C \sim \frac{1}{d^{1/2}}$, tak, że wypadkowe natężenie pola w strefie ocienionej przez krzywiznę w ziemi: $E \sim \frac{1}{d^{3/2}}$. Krzywa przedstawiająca tłumienie (rys. 11) składa się z dwu mało



Rys. 11. wdg. Burrows Decino Hunt.

zakrzywionych odcinków, połączonych dość ostrem przejściem. Odległość: $d'_{(m)} = 5 \cdot 10^4 K^{2/3} \lambda^{1/3}$ przy czym $K = \frac{R_{eff}}{R_z}$ odpowiadająca temu charakterystycznemu obszarowi (w odległości d' natężenie pola rzeczywiste spada do $\sim \frac{1}{2}$ natężenia pola w tej samej odległości nad ziemią płaską) stanowi praktyczną granicę, powyżej której opłaca się liczyć z zacięciem działaniem zakrzywienia ziemi (t. zw. „shadow distance”). Uginanie spowodowane ostreimi krawędziami przeszkód przybiera niekiedy poważne wartości objawiające się dobrym odbiorem w miejscach kompletnie „zacięzionych”; jako przykład służyć mogą doświadczenia Esau'a (19) z odbiorem sygnałów stacji umieszczonej w jaskini, po przeciwnej niż odbiornik stronie góry ($\lambda \sim 1,4$ m) oraz obserwacje wykonane przez L. R. Polit. Lwowski. (20), gdzie sygnały na fali $\lambda \sim 3$ m były odbierane za ostrą granicą $\sim 11^\circ$ poniżej linii widoczności. Fale o długościach rzędu 7 m są już zdolne do opływania masywów ~ 1000 metrów (19).

Ogólny wzór na natężenie pola. Ogólne równanie natężenia pola (E) w odległości (d) będzie teraz miało postać:

$$E = 60 \pi H_{sk} I \frac{1}{\lambda d} \cdot \frac{4 \pi H h}{\lambda d} \frac{\sin 2 \pi H h \frac{1}{\lambda d}}{2 \pi H h \frac{1}{\lambda d}} \cdot k \cdot C \quad (4)$$

I
II
III
IV
V

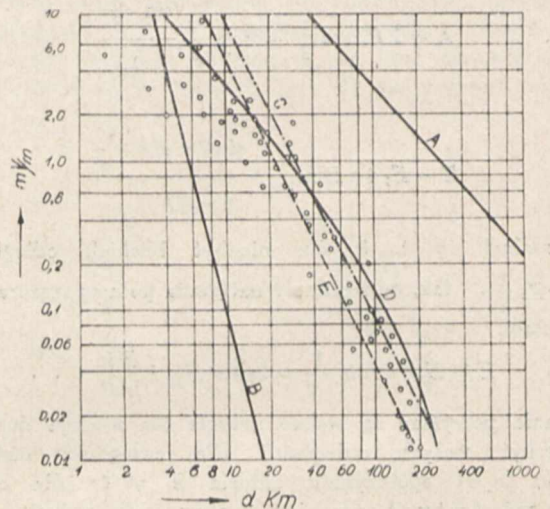
Prom. bezpoś.
Odbicie
pola- zakrz.
ryz. ziemi

Przy odległościach mniejszych niż „shadow distance” (V) wzgl. nieuwzględnianiu któregoś z czynników (odbicie II. III. IV), mały kąt padania (III. IV) równanie powyższe skraca się odpowiednio. Ważność przytoczonego wzoru jest ograniczona odległością, częstotliwością i charakterem terenu. Jest on dogodny jedynie dla terenu płaskiego. Dla anten umieszczonych na zboczach, lub w okolicy pochyłości, decydujący wpływ ma ukształtowanie terenu

*) Jedynie dla fal ultrakrótkich drobne nierówności terenu mają już wymiary tak duże względem długości fali, że cała energia ulega rozproszeniu; część odbita możemy praktycznie uważać za = 0.

w najbliższym otoczeniu anteny nadawczej. Jako przykład może służyć pomiar wykonany przez C. R. Burrows A. Decino L. E. Hunt (17); autorzy uwzględnili dwukrotną zmianę nachylenia terenu w okolicy anteny nadawczej (promień bliższej z nich ~ 20 m) przez wprowadzenie 3-ciej składowej wektora natężenia pola. Rezultaty obliczeń, które przy uwzględnianiu jedynie 2-u składowych różniły się znacznie od wyników pomiarowych — dały po uwzględnieniu 3-iej składowej rezultaty zgodne z doświadczeniem w granicach błędów pomiaru.

Rozstrzygnięcie, które z przytoczonych rozumowań oddaje najlepiej warunki rozchodzenia się fal b. krótkich nie jest obecnie jeszcze łatwe, rozbieżności bowiem poszczególnych pomiarów na falach tego rzędu są tak duże, że krzywe liczone przy założeniu tłumienia, odbicia z uwzględnieniem polaryzacji i bez leżą naogół wszystkie w pasie objętym punktami doświadczalnymi (rys. 12)*).



Rys. 12.

Pomiary wdg. Jones'a dla $\lambda = 6,8$ m oznaczone punktami.

*) Tłumaczenie oparte na zjawisku odbić zdaje się jednak mieć pewną przewagę.

Na niewielkich odcinkach można wprawdzie przedstawić przebieg promieniowania wdg. wzoru $E = E_0 e^{-a \frac{d}{\lambda}}$ stateczną dokładnością; na końcach jednak dostatecznie długiego zakresu krzywa taka odbiega zwykle znacznie od wyników pomiarowych. Nadto, chcąc uzyskać charakter krzywej zgodny z doświadczeniem, wybierano zwykle tak A jak i d (wzgl. grubość warstwy absorbującej b) już z pomiarów, tak, że wypadły one różne, u różnych autorów. Co gorsza obrane w ten sposób współczynniki nie były często zgodnie z interpretacją fizyczną; tak w przytoczonej krzywej wdg. Jonesa (rys. 12) obrano:

$$A = 0,72 \sqrt{\text{moc wypromien.}}$$

co wymagałoby około 20 Dcb. mniejszej mocy, niż to wypada z prądu i rodzaju anteny. Omawiany wzór „dopasowany” do pomiarów traci zatem sens fizyczny. Najważniejszym może argumentem przemawiającym przeciw przyjęciu absorpcji jako czynnika decydującego, jest spostrzeżenie, że tłumienie znalezione dla terenu gęsto zabudowanego pozostawało naogół stałe z odległością, a wpływ przeszkód był raczej czysto lokalny (działał zatem jako nieregularne odbijanie wzgl. rozproszenie).

Przyjęcie natomiast przeważającego wpływu odbicia zachowuje w każdym wypadku poprawny sens fizyczny, równocześnie zaś odzwierciadla nienajgorzej tak wyniki autorów nim się posługujących, jak również zwolenników absorpcji.

Już po napisaniu tego artykułu ukazała się (27) praca Händel'a i Pfistera podająca natężenie pola fal b. krótkich przy uwzględnieniu tak absorpcji, jak i odbicia. Artyk. ten podaje wzory na obliczenie natężenia pola w granicach zasięgu pseudooptycznego, jak również w obszarze zacięzionym. Wartości obliczone w ten sposób nie różnią się wiele od wyników otrzymanych wdg. (26).

- Krzywe oznaczają: A ... $E = \text{const.} \frac{1}{d}$
 B ... $E = \text{const.} \frac{1}{d^2}$
 D ... $E = \text{const.} e^{-\alpha \frac{d}{\lambda}}$
 E ... $E = \text{const.} \frac{1}{d^2} \frac{Hh}{\lambda^2}$
 C ... jak (E) z uwzględnieniem polaryz.

Naogół granice obszaru, w którym leżą zmierzone natężenia pola stanowią krzywe: $E \sim \frac{1}{d}$ oraz $E \sim \frac{1}{d^2}$.

Zjawiska anormalne.

Na podstawie przytoczonych dotychczas rozumowań możemy uzasadnić większość zjawisk spotykanych przy rozchodzeniu fal b. krótkich. Zdarzają się jednak wypadki, w których zmierzone natężenia pola, względnie najdalsze zasięgi stoją w jaskrawej sprzeczności z przytoczonymi poglądami. Takich przykładów „patologicznych” dla fal b. krótkich spotykamy w literaturze bardzo wiele. I tak:

1) Już w r. 1931 zauważono (4), że harmoniczne stacje handlowych krótkofalowych są odbierane przelotnie w odległościach 2000—10000 km na falach 7—10 m.

2) Obserwacje w Slough (Anglija) (23):

a) stacje policyjne w USA ($\lambda \approx 9,8$ m) były słyszane z pełną siłą i zrozumiałością,

b) stację lotniskową w Tempelhof ($\lambda \approx 9$ m) oraz część akustyczną nadajnika telewizyjnego słyszano z pełną siłą i jakością,

c) stacje brazylijskie na falach 8,7, 6,8 m słyszano z dobrą zrozumiałością i siłą.

3) Stacja Lab. of Broad. Co Tokyo ($\lambda = 8$ wzgl. 8,5 m) miała w miesiącach letnich, w dzień, połączenia per-jodyczne za stacją Keija (Korea) na odl. około 1150 km (24). Normalny zasięg tej stacji nie przekraczał 100 km.

4) Doświadczenia przeprowadzane przez amatorów amerykańskich (14) i niektóre górskie obserwatoria meteorologiczne dały zasięgi około 350 km, co przy uwzględnieniu terenu, w którym ustawiono stacje wymagało w pewnych wypadkach nawet $m < 1!$

5) W doświadczeniach Marconiego (5) na fali $\lambda \approx 0,5$ m znaleziono nie tylko zasięg większy od optycznego, lecz również następującą poza nim strefę martwą, i drugi obszar w którym odbiór był możliwy.

Przypadków takich znajdujemy w literaturze bardzo wiele. Przytoczone zostały tylko najjaskrawsze.

Jak widzimy, prawa rozchodzenia się fal b. krótkich mają już pewien ogólny, dość prawdopodobny schemat; daje on narazie tylko zasadnicze wytyczne. W wielu jednak miejscach spotykamy w nim luki i sprzeczności, które mogą być wypełnione i wyjaśnione jedynie przez obfity materiał doświadczalny, którego dzisiaj jeszcze naogół brak.

1) Experiments with el. waves of 3 m A. Esau. H. Hahnemann Proc. I. R. E. 17 471.

2) A study of propagation of wavelenghts between 3—8 m L. F. Jones. Proc. I. R. E. 1933 21 349.

3) Some details relating to the propagation of very

short waves R. Jouast Proc. I. R. E. 1931. 19 479. Les ondes très courtes l'Onde El. 1930 — 95).

4) Applications of frequencies above 30 000 kc/s to communication problems H. H. Beverage H. O. Peterson C. W. Hansell Proc. I. R. E. 1931 19 1313.

5) Radio communication by means of very short electric waves. G. Marconi. Marc. Rev. 1933. N. 40.

6) Überblick über die Physik der hohen Atmosphäre. J. Bartels. E. N. T. 1933 10 dodatek do Nr. 12.

7) Physics of air W. I. Humphreys Mc. Grav. Hill Publishing Co 1929.

8) Ultra short-radio waves P. T. Smith-Rose, J. S. Mc. Petrie Wir. Eng. 1934.

9) Ultra short wave propagation: J. C. Schelleng C. R. Burrows E. B. Ferrell Proc. I. C. E. 1933 21 427 oraz: Bell. syst. tech. Journ. 1933 12. 126.

10) Jona Phys. Z. 1919 14 20. Zahn Phys. Rev. 1926 27 329. Stuart Z. f. Phys. 1928 51 490. Sängler Phys. Z. 1930 31 306. Stranethan Proc. Phys. Bull. V. 9 No 2 obst. 7.

11) Modern elec. theory N. R. Campbell 1913 str. 34.

12) The optical behavior of the ground for short radio waves C. B. Feldmann. Proc. I. R. E. 1933 21. 764.

13) The ionosphere, skip distances of radio waves, and the propagation of micro waves. O. Hulburt Proc. I. R. E. 1935 — 23. 1419.

14) Air mass conditions and the bending of ultra-high frequency waves R. A. Hull Q ST 1935 19. 13.

15) Zur Frage des Ultrakurzwellenrundfunks F. Schröter E. N. T. 1931 9. 431.

16) Ultra short waves in urban territory C. R. Burrows L. E. Hunt A. Decino Elec. Eng. 1935 54, 115 oraz Bell Syst. Techn. Journ. 1935 14. 253.

17) Ultra short wave propagation over Land C. R. Burrows A. Decino L. H. Hunt. Proc. I. R. E. 1935 — 23. 1507.

18) P. S. Epstein Proc. Nat. Acad. Sci V. 1935 21 62.

19) Ausbreitungsversuche mit 1,3 m Wellen A. Esau W. Köhler Z. f. H. 41 1933 153.

20) Fale bardzo krótkie L. Siciński. A. Jellonek. Przegl. El. 1935.

21) Notes on propagation of waves below ten meters in length. B. Trevor. P. S. Carter. Proc. I. R. E. 1933 21 87.

22) Some results of a study of ultra short wave transmission phenomena C. R. Englund A. B. Crawford W. M. Mumford. Proc. I. R. E. 1933 21. 464.

23) A pathologist looks of radio communication R. A. Watson-Watt J. of I. E. E. 1936 78 10.

24) Y. Takata T. Tojo Rep. of. R. Reasch. of Japan. 1934. 6. 35.

25) Short wave wireless communication A. W. Landner C. R. Stoner Chapman and Hall Ltd. London 1935.

26) Further results of a study of ultra short wave transmission C. R. Englund A. B. Crawford W. M. Mumford B. S. t. J. 1935 14. 369 oraz: Selective fading on ultra short waves Nature 1936. 137. 743.

27) Die Ausbreitung der Ultrakurzer Wellen längs der gekrümmter Erdoberfläche P. v. Händel W. Pfister z. f. H. u. El. Ak. 1936. 47. 182.

WIADOMOŚCI TECHNICZNE

Nowy 15-to kilowatowy nadajnik w Linz.

(Funktechnische Monatshefte 1936 r.).

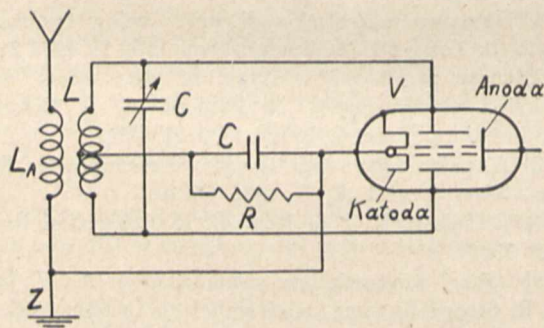
26 stycznia r. b. nastąpiło otwarcie nowej austriackiej radiostacji w Linz. Radiostacja ta o normalnej mocy w an-

tenie równej 15 kW pracuje na fali 338,6 m. Należy ona do t. zw. typu jednakowofalowych stacji, gdyż posiada falę o tej samej długości co i radiostacja w Gracu, z którą jest zsynchronizowana zapomocą specjalnego urządzenia utrzy-

mującego z wielką dokładnością równość częstotliwości prądów wytwarzanych przez obydwa generatory. W obwodzie wyjściowym nadajnika pracują cztery 20 KW-owe lampy nadawcze w podwójnym układzie przeciwsobnym (2 stopnie). Wytwarzane drgania doprowadzone są za pomocą specjalnych kabli wielkiej częstotliwości do 165-cio metrowej anteny nadawczej. Na specjalną uwagę zasługują nowoczesne urządzenia techniczne radiostacji. Wszystkie przyrządy kontrolne i organy sterujące ześrodkowane są na półokrągłym pulpicie pośrodku sali. Lampy, obwody strojowe i blokada umieszczone są w szafach metalowych. Do zasilania anod lamp generatora głównego służy prostownik wysokonapięciowy dający bezpośrednio prąd stały o napięciu roboczym lamp równym 12.000 V. Dwie przetwornice rotacyjne zasilają obwody żarzenia, dostarczając prąd do 175 A przy napięciu 35 V. Dwie specjalne maszyny wytwarzają napięcie 1000 V użytkowane jako napięcie początkowe siatek lamp generatora. Dwa zespoły dają prąd stały o napięciu 110 V. do zasilania obwodów pomocniczych. Ponieważ anody lamp nadawczych muszą być chłodzone wodą, przewidziane jest specjalne urządzenie dostarczające za pomocą dwóch pomp odpowiednią ilość wody. Woda ta ma obieg zamknięty i przechodzi przez chłodnicę, która może odprowadzać 48.000 dużych kaloryj na godzinę. W razie przerwania dopływu wody automatycznie zostają wyłączone wszystkie źródła napięcia. Również i wysokie napięcie anodowe (12.000 V) może być włączone tylko po załączeniu obiegu wody i wszystkich innych źródeł zasilających poszczególne elektrody. Taka staranna blokada zapewnia długotrwałość pracy lamp i bezpieczeństwo obsługi stacji. Całość urządzenia była wykonana przez firmę Telefunken.

Pomiar prądu nasycenia w lampach z katodą o dużej emisji.
(E. Pątni i G. Frank. Zeitschrift für Techn. Physik. 1935 r. str. 254).

Zwykle metody pomiaru prądu nasycenia nie nadają się do badania lamp z katodą o dużej emisji albowiem prąd nasycenia jest tak znaczny, że działając jednocześnie



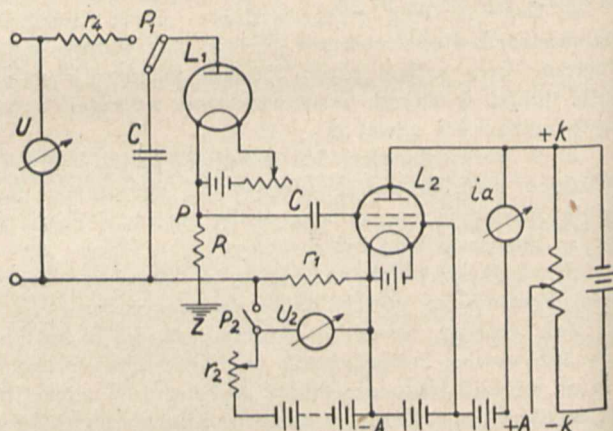
Rys. 1.

z prądem żarzenia może uszkodzić lampę. System opracowany przez autorów usuwa to niebezpieczeństwo. Różni się on od normalnie stosowanych tem, że napięcia nasycenia włącza się tylko na chwilę a zatem lampa nie zdąży ulec

uszkodzeniu. Rys. 1 podaje schemat ideowy urządzenia. Kondensator C ładujemy do napięcia $V > V_{nas}$, a następnie wyladowujemy go przez badaną lampę L. Prąd emisyjny, przechodząc po przez opór R wywołuje na nim spadek napięcia u , który to spadek ładuje kondensator pomiarowy c po przez przestrzeń katoda — siatka sterująca lampy elektrometru L_2 działającej jako detektor. Po naładowaniu punkt P ma potencjał dodatni względem siatki sterującej lampy L_2 (mającej potencjał równy potencjałowi katody). Gdy prąd emisyjny lampy L_1 przestaje płynąć punkt P ma potencjał katody, siatka zaś otrzymuje względem niej potencjał ujemny. Ta zmiana potencjału siatki powoduje zmianę (malenie) skompensowanego za pomocą potencjometru r_3 prądu anodowego lampy L_2 (przyrząd A 1). Znając charakterystykę lampy L_2 możemy ze zmian prądu anodowego (wychylenie przyrządu A_1) określić odpowiednią zmianę potencjału siatki sterującej, a zatem spadek napięcia na oporze R proporcjonalny do badanego prądu nasycenia lampy L_1 . Układ oporów r_1, r_2 służy dopomiaru w wypadku gdy nieznaną jest charakterystyka lampy L_2 .

Lampa katodowa jako detektor. (Electronis Marzec 1936 r.)

W ostatnich czasach opracowano specjalny typ lampy katodowej przystosowany do pracy jako detektor dwupółkowy. W porównaniu ze zwykłą lampą radiową posiada ta nowa lampa nazwana retronem bardziej prostoliniową charakterystykę i pozwala na stosowanie znacznie wyższych napięć zasilających. Rys. 1 podaje szemat połączeń przy stosowaniu retronu (r) w układzie odbiorczym. Cewka antenowa L_a sprzęgnięta jest z obwodem LC. Środek cewki L połączony jest po przez zespół RC₁ z katodą lampy otoczoną ekranem posiadającym względem niej ujemny potencjał. Pośrodku ekranu znajduje się otwór, po przez który przechodzi na anodzie wiązka elektronów emitowanych przez katodę. Po obu stronach promienia umieszczone są dwie płytki przyłączone do obu końców obwodu LC. Gdy w



Rys. 1.

obwodzie tym powstają drgania płytki ładują się na przemian oddziaływując na strumień elektronów (raz przyciąga jedna płytka raz druga) i lampa pracuje jako prostownik dwupółkowy.

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 „Przeгляд 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.

