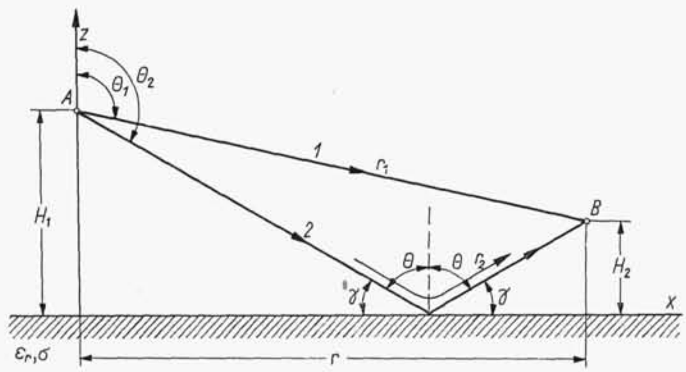
Jeśli konduktywność drugiego ośrodka jest równa zeru, to dla kąta $\gamma = \gamma_0$ określonego wzorem

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_r}} \tag{12-24}$$

licznik wyrażenia (12-20) staje się równy zeru. Oznacza to, że cała energia fali padającej przechodzi do drugiego ośrodka, a promień odbity znika. Kąt γ_0 nazywamy *kątem Brewstera*. Jeśli konduktywność drugiego ośrodka jest różna od zera, to moduł współczynnika odbicia przy pewnej wartości γ_0 osiąga minimum tym głębsze, im mniejsza jest konduktywność ziemi. W przypadku polaryzacji poziomej współczynnik odbicia jest zawsze różny od zera. Przykładowy przebieg modułu i argumentu współczynnika odbicia w funkcji γ pokazano na rys. 12-4.

12.4. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH NAD PŁASKĄ POWIERZCHNIĄ ZIEMI PRZY PODNIESIONEJ ANTENIE NADAWCZEJ I ODBIORCZEJ

W ogólnym przypadku określenie pola w miejscu odbioru polega na znalezieniu rozwiązania równań Maxwella spełniającego odpowiednie warunki brzegowe. Zadanie to można znacznie uprościć, jeśli zarówno antena nadawcza jak i antena



Rys. 12-5. Rozchodzenie się fal radiowych nad płaską ziemią przy podniesionych antenach

odbiorcza są podniesione. Przez *antenę podniesioną* rozumiemy przy tym antenę umieszczoną na wysokości przynajmniej kilkakrotnie przewyższającej długość fali i zasilaną niepromieniującym torem. Z antenami podniesionymi mamy do czynienia w zakresie fal krótkich i ultrakrótkich.

W przypadku anten podniesionych możemy pole w miejscu odbioru uważać za wynik interferencji fali bezpośredniej i fali odbitej od powierzchni ziemi (rys. 12-5). Pole elektryczne fali bezpośredniej jest określone zależnością

$$E_1 = \frac{\sqrt{60PG_0}\,F(\Theta_1)}{r_1}\,e^{-jk_0r_1} \tag{12-25}$$

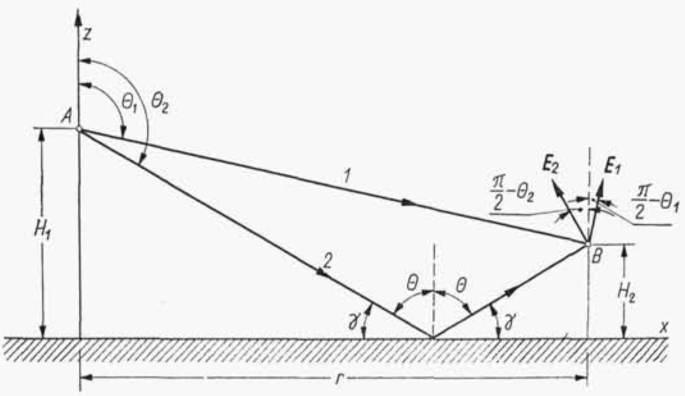
przy czym:

P — moc doprowadzona do anteny nadawczej;

G_0 — zysk energetyczny anteny nadawczej względem anteny izotropowej;

$F(\Theta)$ — unormowana charakterystyka promieniowania anteny nadawczej;

r_1 — długość drogi od anteny nadawczej do anteny odbiorczej mierzona wzdłuż promienia bezpośredniego,



Rys. 12-6. Rysunek wyjaśniający określenie pola wypadkowego w miejscu odbioru przy polaryzacji pionowej

Pole elektryczne fali odbitej wyraża się podobnym wzorem, z tym że jest proporcjonalne do współczynnika odbicia R

$$E_2 = \frac{\sqrt{60PG_0}\,F(\Theta_2)}{r_2}\,R e^{-jk_0r_2} \tag{12-26}$$

przy czym r_2 — długość drogi od anteny nadawczej do anteny odbiorczej mierzona wzdłuż promienia odbitego.

Przy polaryzacji poziomej wektory pola elektrycznego fali bezpośredniej i fali odbitej są równoległe, wobec czego pole wypadkowe jest równe sumie pól $\boldsymbol{E}_1$ i $\boldsymbol{E}_2$

$$E = \sqrt{60PG_0}\left[F(\Theta_1)\frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} + F(\Theta_2)R\frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2}\right] \tag{12-27}$$

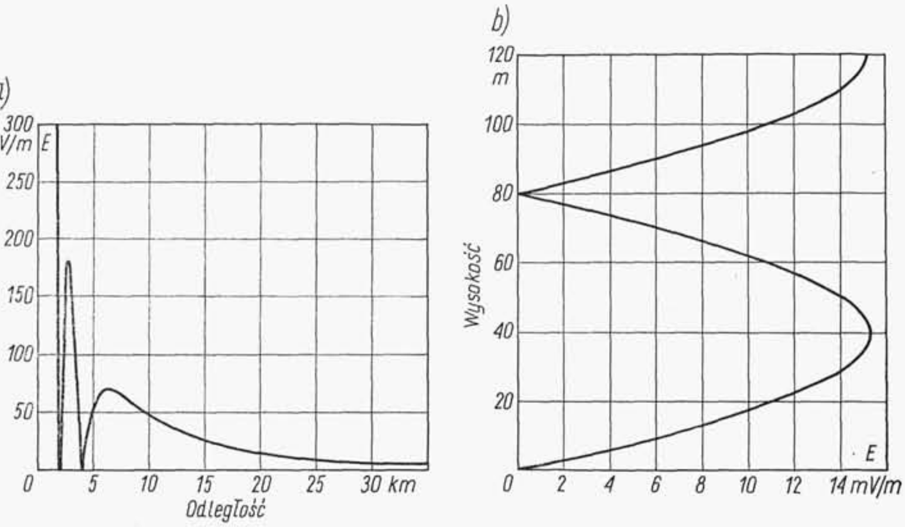
W przypadku polaryzacji pionowej wektory $\boldsymbol{E}_1$ i $\boldsymbol{E}_2$ nie są równoległe (rys. 12-6), tak że pole wypadkowe jest spolaryzowane eliptycznie. Składowa pionowa tego pola

$$E_z = E_1\sin\Theta_1 + E_2\sin\Theta_2 = \sqrt{60PG_0}\left[F(\Theta_1)\sin\Theta_1\frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} + \right.$$

$$\left. + F(\Theta_2)R\sin\Theta_2\frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2}\right] \tag{12-28}$$

W dalszym ciągu ograniczymy nasze rozważania do przypadku polaryzacji poziomej. W praktyce odległość między antenami r jest zwykle znacznie większa od wysokości zawieszenia anten. Możemy więc założyć, że gęstość promieniowania dla kierunku promienia bezpośredniego i odbitego jest taka sama oraz że różnica dróg obu promieni

$$\Delta r \approx \frac{2H_1 H_2}{r} \tag{12-29}$$



Rys. 12-7. Przykładowy przebieg natężenia pola w miejscu odbioru przy podniesionych antenach: a) w funkcji odległości między antenami przy ustalonych wysokościach zawieszenia (H_1 = 300 m; H_2 = 10 m; λ = 1,5 m; PG_0 = 1 kW); b) w funkcji wysokości zawieszenia anteny odbiorczej przy ustalonych r i H_1 (H_1 = 300 m; r = 32 km; λ = 1,5 m; PG_0 = 1 kW)

Ponadto, ponieważ kąt padania fali jest bliski 90°, możemy przyjąć, że współczynnik odbicia jest równy -1. Przy tych założeniach otrzymujemy następujący wzór na moduł pola wypadkowego w miejscu odbioru:

$$|E| = \frac{2\sqrt{60PG_0}}{r}\left|\sin\left(\frac{2\pi H_1 H_2}{\lambda r}\right)\right| \tag{12-30}$$

Na rysunku 12-7a przedstawiono przykładową zależność natężenia pola elektrycznego od odległości między antenami przy ustalonych wysokościach zawieszenia, a na rys. 12-7b — od wysokości zawieszenia anteny odbiorczej przy ustalonych r i H_1.

Przy małych wartościach $2\pi H_1 H_2/\lambda r$ można sinus zastąpić jego argumentem; wówczas wzór (12-30) przyjmuje jeszcze prostszą postać

$$E = \frac{4\pi\sqrt{60PG_0}\, H_1 H_2}{\lambda r^2} \tag{12-31}$$

Jeżeli P wyrazimy w kW, E w mV/m, λ, H_1 i H_2 w m, a r w km, to wzór (12-31) przyjmie postać dogodniejszą do obliczeń praktycznych

$$E = \frac{3{,}94\sqrt{PG}}{r^2\lambda} H_1 H_2 \tag{12-32}$$

przy czym G jest zyskiem energetycznym anteny nadawczej w stosunku do dipola półfalowego. Wzór (12-32) nosi nazwę *wzoru Wwiedenskiego.*

12.5. ROZCHODZENIE SIĘ FALI POWIERZCHNIOWEJ NAD PŁASKĄ POWIERZCHNIĄ ZIEMI

Fala powierzchniowa jest składową fali przyziemnej, rozchodzącą się przy powierzchni ziemi. Z falą powierzchniową mamy do czynienia w przypadku anten umieszczonych na niewielkiej wysokości nad ziemią. Znaczne uproszczenie rozwiązania zagadnienia propagacji fali powierzchniowej można uzyskać przez wprowadzenie przybliżonego warunku brzegowego podanego przez Leontowicza.

12.5.1. PRZYBLIŻONY WARUNEK BRZEGOWY LEONTOWICZA

Rozpatrzmy ośrodek, dla którego moduł zespolonej przenikalności elektrycznej jest dużo większy od jedności

$$\sqrt{\varepsilon_r^2 + (60\lambda_0\sigma)^2} \gg 1 \tag{12-33}$$

Gdy jest spełniony warunek (12-33), bez względu na to, czy to dzięki dużemu ε_r, czy dużemu $60\lambda_0\sigma$, to — jak wynika ze wzoru (12-10) — n jest również dużo większe od jedności, a co za tym idzie, długość fali w ziemi $\lambda = \lambda_0/n$ jest znacznie mniejsza od długości fali w powietrzu. Zauważmy, że warunek (12-33) jest spełniony dla większości rodzajów gleby spotykanych w praktyce.

Załóżmy teraz, że wzdłuż przewodzącej powierzchni ziemi rozchodzi się w powietrzu fala o długości λ_0. Aby określić pole w punkcie B znajdującym się na głębokości H pod powierzchnią ziemi, możemy skorzystać z zasady Huygensa-Fresnela i zsumować w punkcie B pola promieniowane przez elementarne źródła wtórne leżące na powierzchni granicznej (rys. 12-8). Jak wiemy, o polu wypadkowym decydują przede wszystkim źródła znajdujące się w granicach pierwszej strefy Fresnela. Gdyby płaszczyzna graniczna była płaszczyzną ekwifazową, wówczas promień pierwszej strefy Fresnela można by określić z warunku

$$\sqrt{H^2+b^2} - H = \frac{\lambda}{2}$$

skąd

$$b = \sqrt{H\lambda + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}$$