Porównując wzory (11-1) i (11-2) możemy wyznaczyć amplitudę pola elektrycznego wytwarzanego w odległości R przez źródło izotropowe promieniujące moc P

$$E = \frac{\sqrt{60P}}{R} \tag{11-3}$$

W praktyce stosujemy jednak anteny kierunkowe. Pole wytwarzane przez antenę kierunkową na kierunku maksymalnego promieniowania możemy również obliczyć korzystając z zależności (11-3), jeśli P zastąpimy *zastępczą mocą promieniowaną izotropowo*, tzn. iloczynem zysku energetycznego anteny G_1 (względem anteny izotropowej) i mocy doprowadzonej do anteny P_1

$$E = \frac{\sqrt{60P_1 G_1}}{R} \tag{11-4}$$

Jednostki, w jakich są wyrażone poszczególne wielkości we wzorze (11-4), nie są dogodne do praktycznych obliczeń. Korzystniejszą postać wzoru (11-4) otrzymujemy wyrażając moc promieniowaną przez antenę w kilowatach, odległość w kilometrach, a natężenie pola w miliwoltach na metr. Mamy wówczas

$$E = \frac{245\sqrt{P_1 G_1}}{R} \tag{11-5}$$

W szczególnym przypadku, gdy źródłem promieniowania jest dipol półfalowy, wówczas $G_1 = 1{,}64$ i wzór (11-5) przyjmuje postać

$$E = \frac{314\sqrt{P_1}}{R} \tag{11-6}$$

Często należy wyznaczyć nie natężenie pola w miejscu odbioru, lecz moc P_2 oddawaną przez antenę odbiorczą do odbiornika. Jeśli powierzchnia skuteczna anteny odbiorczej jest równa A_{sk}, to moc oddawana do odbiornika

$$P_2 = SA_{sk} = \frac{G_1 P_1 A_{sk}}{4\pi R^2} \tag{11-7}$$

Wyrażając powierzchnię skuteczną anteny odbiorczej przez jej zysk energetyczny

$$A_{sk} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_2$$

możemy wzór (11-7) przedstawić w postaci

$$P_2 = \frac{G_1 G_2 \lambda^2 P_1}{(4\pi R)^2} \tag{11-8}$$

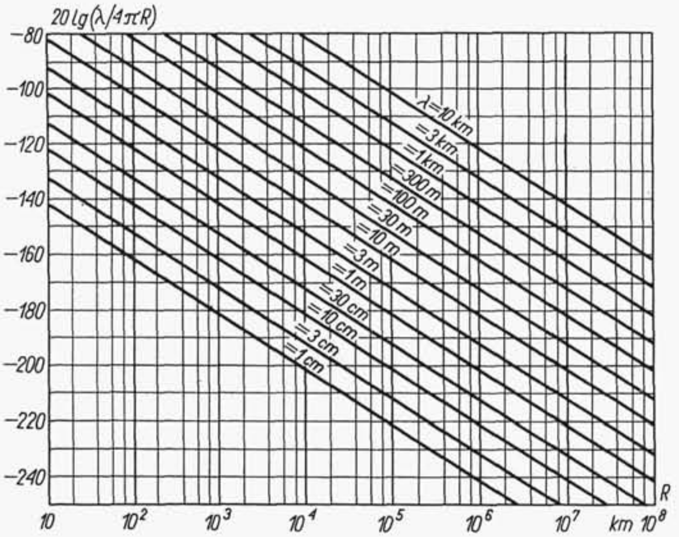
11.4. WSPÓŁCZYNNIK OSŁABIENIA

Fale radiowe rozchodząc się w rzeczywistych ośrodkach ulegają w mniejszym lub większym stopniu tłumieniu. Na przykład przy rozchodzeniu się fali przyziemnej część energii fali wnika w głąb Ziemi i zostaje stracona na ciepło, część energii ulega rozproszeniu i tylko stosunkowo niewielka część dociera do anteny odbiorczej.

Zmniejszenie natężenia pola fali rozchodzącej się w rzeczywistym ośrodku w stosunku do natężenia pola, jakie występowałoby przy rozchodzeniu się fali w swobodnej przestrzeni, ujmuje się przez wprowadzenie *współczynnika osłabienia W*. Jeśli, dla określonych warunków propagacji, potrafimy obliczyć współczynnik osłabienia, to natężenie pola w miejscu odbioru możemy znaleźć z zależności

$$E = \frac{245\sqrt{P_1 G_1}}{R} |W| \tag{11-9}$$

w której dla P w kW i R w km, amplituda E wyrazi się w mV/m.



Rys. 11-3. Zależność tłumienia swobodnej przestrzeni od odległości i długości fali

Współczynnik osłabienia W jest oczywiście funkcją odległości R. W wielu przypadkach tłumienie trasy zmienia się w czasie; wówczas współczynnik osłabienia jest również funkcją czasu.

Moc P_2 doprowadzoną do odbiornika przy propagacji fal radiowych w rzeczywistych ośrodkach znajdziemy mnożąc prawą stronę zależności (11-8) przez kwadrat współczynnika osłabienia

$$P_2 = \frac{G_1 G_2 \lambda^2 P_1}{(4\pi R)^2} |W|^2 \tag{11-10}$$

W praktycznych obliczeniach dogodnie jest wyrazić moc nadajnika oraz moc doprowadzoną do odbiornika w decybelach w odniesieniu do jednego wata [dBW]. Wzór (11-10) wyrażony w mierze logarytmicznej przyjmuje postać

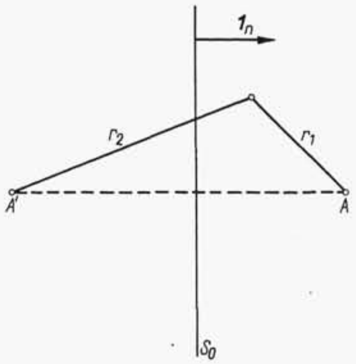
$$P_2 = P_1 + 20 \lg \frac{\lambda}{4\pi R} + G_1 + G_2 + W \tag{11-11}$$

przy czym G_1, G_2 i W wyrażamy również w dB.

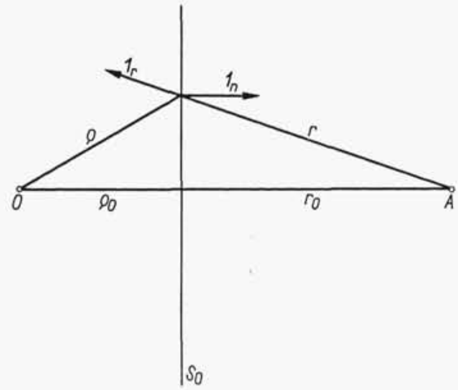
Wielkość $20\lg(\lambda/4\pi R)$, określająca rozpraszanie energii elektromagnetycznej przy propagacji fali w swobodnej przestrzeni między izotropowymi antenami, nosi nazwę *tłumienia swobodnej przestrzeni*. Zależność tłumienia swobodnej przestrzeni od odległości i długości fali przedstawiono na rys. 11-3.

11.5. OBSZAR ISTOTNY DLA PROPAGACJI FAL; STREFY FRESNELA

Rozpatrzmy dwa punkty O i A leżące w swobodnej przestrzeni. Chcemy określić, jaka część przestrzeni bierze istotny udział w propagacji fali między tymi punktami. Niech punkt O będzie punktem źródłowym; otoczmy go powierzchnią Σ utworzoną



Rys. 11-4. Rysunek pomocniczy objaśniający wybór funkcji Greena



Rys. 11-5. Rysunek pomocniczy do analizy całki we wzorze (11-18)

przez płaszczyznę S_0 prostopadłą do prostej OA i półkulę o nieskończenie dużym promieniu. Zgodnie z zasadą Huygensa-Fresnela (p. 2.2.1) pole w punkcie A jest określone przez rozkład pola na powierzchni Σ. Ponieważ jednak pole źródła O musi spełniać warunki wypromieniowania, więc całkowanie po powierzchni półkuli daje rezultat równy zeru i dla pola w punkcie A otrzymujemy następującą zależność:

$$E(A) = -\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_0}\left(\Psi\frac{\partial E}{\partial n} - E\frac{\partial \Psi}{\partial n}\right)\mathrm{d}S \qquad (11\text{-}12)$$

Funkcja Greena dla naszego problemu ma postać [11]

$$\Psi = \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} - \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} \qquad (11\text{-}13)$$

przy czym r_1 i r_2 są odległościami od dowolnego punktu na zewnątrz powierzchni Σ odpowiednio do punktu obserwacji A oraz jego zwierciadlanego odbicia A' (rys. 11-4).