

14.3. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH W PLAZMIE O BUDOWIE WARSTWOWEJ

Jak wykazaliśmy w p. 14.1, gęstość elektronowa w jonosferze jest funkcją położenia, więc również wartości ε i σ jonosfery zmieniają się od punktu do punktu. Jonosfera jest zatem ośrodkiem niejednorodnym. Podstawowe właściwości propagacji fal radiowych w jonosferze (refrakcja i odbicie fal) można wyjaśnić zmianami przenikalności elektrycznej tylko w funkcji wysokości nad Ziemią. W pierwszym przybliżeniu założymy więc warstwowy model jonosfery.

Z podobnym modelem warstwowym mieliśmy już do czynienia przy badaniu rozchodzenia się fal radiowych w troposferze. Trzeba jednak wyraźnie zdawać sobie sprawę z faktu, że między zmianami przenikalności elektrycznej w jonosferze i troposferze istnieje zasadnicza różnica. Względna przenikalność elektryczna troposfery zmienia się w niewielkich granicach i zawsze jest bliska jedności. W jonosferze natomiast, jak to wynika ze wzoru (14-19), względna przenikalność elektryczna w zależności od gęstości elektronowej może przyjmować dowolne wartości mniejsze od jedności. W szczególności ε_{rj} może przyjmować wartości bliskie zera, a także może być równa zero. Przy takich wartościach ε_{rj} długość fali w jonosferze zwiększa się wielokrotnie w porównaniu z długością fali w swobodnej przestrzeni, tak że na odcinku równym długości fali mogą zachodzić duże zmiany parametrów jonosfery; nie możemy więc założyć, że nierówność (13-6) jest spełniona w całym obszarze jonosfery.

Ogólne rozwiązanie zagadnienia propagacji fal radiowych w jonosferze można uzyskać tylko na gruncie teorii falowej. Ze względu na ograniczoną objętość podręcznika będziemy musieli korzystać z praw optyki geometrycznej, zdając sobie jednak sprawę, że nie mogą one być stosowane dla całego obszaru jonosfery.

14.3.1. CZĘSTOTLIWOŚĆ KRYTYCZNA

Zajmiemy się najpierw płaskim modelem warstwowej jonosfery. Założmy, że sygnał radiowy o częstotliwości f został wypromieniowany z Ziemi pionowo do góry. Zbadamy, jak będzie zmieniał się współczynnik załamania w funkcji wysokości. Oczywiście tak długo, jak długo przenikalność elektryczna

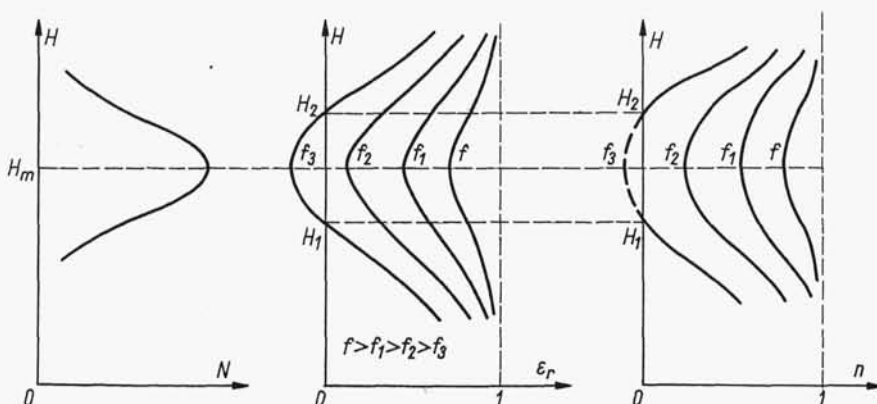
$$\varepsilon_r = 1 - \frac{80,8N(H)}{f^2} > 0$$

a zatem współczynnik załamania

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}}$$

jest rzeczywisty, propagacja fali w jonosferze nie będzie się różniła jakościowo od propagacji fali w troposferze. Rozkład współczynnika załamania w funkcji wysokości będzie przy tym miał kształt jak na rys. 14-8.

Jeśli teraz zmniejszymy częstotliwość sygnału, to zgodnie ze wzorem (14-22) przenikalność elektryczna, a więc i współczynnik załamania w obrębie warstwy jonosferycznej ulegną zmniejszeniu. Przy dalszym zmniejszaniu częstotliwości sygnału, np. przy częstotliwości f_3 ($f_3 < f_2 < f_1 < f$; rys. 14-8) na pewnej wysokości H_1 przenikalność elektryczna stanie się równa zero, a w przedziale wysokości



Rys. 14-8. Rysunek pomocniczy do wyjaśnienia odbicia fali padającej prostopadłe na jonosferę

$H_1 \dots H_2$ będzie ujemna. Współczynnik załamania w tym przedziale wysokości będzie więc urojony. Oznacza to, że w zakresie wysokości $H_1 \dots H_2$ przy częstotliwości f_3 fala elektromagnetyczna nie może się rozchodzić; tak więc dla spełnienia zasady zachowania energii, fala elektromagnetyczna o częstotliwości f_3 musi ulec odbiciu na wysokości H_1 , na której $\epsilon_r = 0$.

Zauważmy, że dla wysokości większych niż H_2 (rys. 14-8) przenikalność elektryczna jonosfery ponownie przyjmuje wartości dodatnie i współczynnik załamania staje się wielkością rzeczywistą, tak że propagacja fali o częstotliwości f_3 jest znów możliwa. Fala nie może jednak przeniknąć do tego obszaru ze względu na obecność swoistej „bariery”, jaką stanowi przedział $H_1 \dots H_2$, w którym współczynnik załamania jest wielkością urojoną. Mówiąc obrazowo, fala radiowa o częstotliwości f_3 odbija się od obszaru $H_1 \dots H_2$ tak jak od „bariery”. Tak więc pionowo wypromieniowany sygnał radiowy o częstotliwości f ulega odbiciu na takiej wysokości, na której przenikalność elektryczna, a więc i współczynnik załamania jonosfery stają się równe zero, tj. na wysokości, na której częstotliwość plazmowa staje się równa częstotliwości sygnału

$$f = f_0(H) = \sqrt{80,8N(H)} \quad (14-23)$$

Jeżeli będziemy zwiększać częstotliwość sygnału, to odbicie będzie następowało na coraz to większej wysokości, dopóki nie osiągniemy wysokości, przy której $N(H) = N_{max}$. Maksymalną częstotliwość, przy której pionowo wypromieniowana

fala radiowa ulega odbiciu od warstwy jonosferycznej, nazywamy *częstotliwością krytyczną*

$$f_{kr} = \sqrt{80,8N_{max}} \quad (14-24)$$

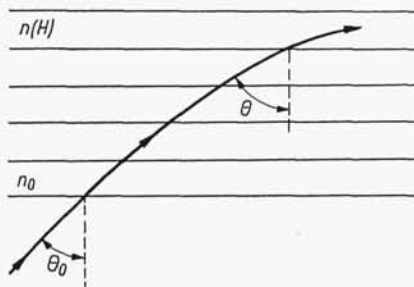
Przy częstotliwościach większych od częstotliwości krytycznej zjawisko odbicia nie występuje; warstwa jonosferyczna staje się przezroczysta.

14.3.2. ZAŁAMANIE FAL RADIOWYCH W PŁASKIEJ JONOSFERZE

Przyjmując płaski model warstwowej jonosfery możemy równanie trajektorii fali wchodzącej do jonosfery pod kątem Θ_0 (rys. 14-9) zapisać w postaci (p. 13.3)

$$n \sin \Theta = n_0 \sin \Theta_0 \quad (14-25)$$

przy czym współczynnik załamania na początku warstwy jonosferycznej $n_0 = 1$.



Rys. 14-9. Rysunek pomocniczy do określenia częstotliwości maksymalnej

Fala radiowa powraca na Ziemię, jeśli w punkcie powrotu $\sin \Theta = 1$. Warunek powrotu fali na Ziemię możemy więc zapisać w postaci

$$n = \sin \Theta_0 \quad (14-26)$$

lub

$$\sqrt{1 - \frac{80,8N(H)}{f^2}} = \sin \Theta_0 \quad (14-27)$$

skąd

$$f = \sqrt{80,8N(H)} \sec \Theta_0 = f_0 \sec \Theta_0 \quad (14-28)$$

Zależność (14-28) nosi nazwę *prawa secansa*.

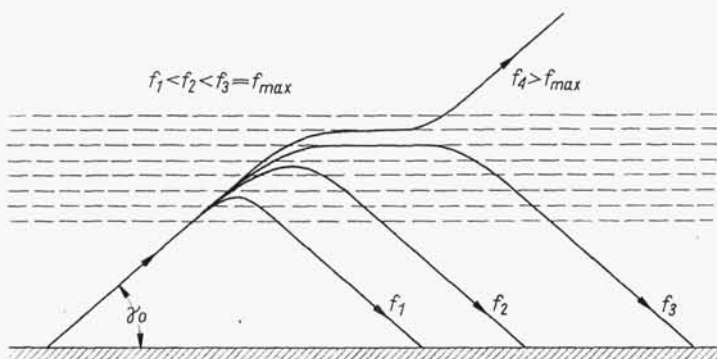
Z zależności (14-28) wynikają dwa wnioski. Po pierwsze, fala o częstotliwości f padając na jonosferę pod kątem Θ_0 i fala o częstotliwości f_0 wypromieniowana pionowo odbija się na tej samej wysokości. Po drugie, przy ustalonym kącie padania Θ_0 odbicie fali następuje na tym większej wysokości, im większa jest jej częstotliwość.

Wysokość punktu przecięcia się prostych stanowiących przedłużenie trajektorii fali wchodzącej do jonosfery i fali wychodzącej z jonosfery nazywamy *pozorną wysokością odbicia*.

Zwiększając częstotliwość fali dochodzimy do obszaru, w którym $N(H) = N_{max}$, czyli $f_0 = f_{kr}$ i wtedy

$$f_{max}(\Theta_0) = f_{kr} \sec \Theta_0 \quad (14-29)$$

Częstotliwość określoną wzorem (14-29) nazywamy *częstotliwością maksymalną*, jest ona funkcją kąta padania Θ_0 . Przy zmianach kąta padania od 0 do $\pi/2$ częstotliwość maksymalna zmienia się od $f_{max} = f_{kr}$ do $f_{max} = \infty$.



Rys. 14-10. Załamanie fali radiowej w płaskiej, warstwowej jonosferze

Przy ustalonym kącie padania Θ_0 i częstotliwości mniejszej od częstotliwości maksymalnej, odległość punktu padania promienia odbitego od punktu nadawania wzrasta ze wzrostem częstotliwości sygnału. Łatwo to sprawdzić korzystając z wyrażenia na promień krzywizny trajektorii fali w obszarze powrotu. Zgodnie z zależnością (13-18) mamy

$$\varrho = \frac{n}{\frac{dn}{dH} \cos \gamma_0} = \frac{n^2 f^2}{40,4 \cos \gamma_0 \frac{dN(H)}{dH}} \quad (14-30)$$

przy czym $\gamma_0 = \frac{\pi}{2} - \Theta_0$.

Ze wzrostem częstotliwości promień krzywizny trajektorii fali zwiększa się wskutek malenia pochodnej dN/dH , która zmniejsza się ze wzrostem wysokości (rys. 14-10). Przy zbliżaniu się do częstotliwości maksymalnej $dN/dH \rightarrow 0$ i promień krzywizny znacznie wzrasta, tak że fala odbita dociera do powierzchni Ziemi w dużej odległości od nadajnika (rys. 14-10). Przy częstotliwości $f_4 > f_{max}$ fala wchodzi w obszar ujemnego gradientu gęstości elektronowej; promień krzywizny trajektorii fali zmienia znak, tak że trajektoria zostaje odchylona ku górze.

14.3.3. ZAŁAMANIE FAŁ RADIOWYCH W KULISTO-WARSTWOWEJ JONOSFERZE

Rozpatrując propagację fal radiowych w jonosferze kulisto-warstwowej musimy wyjść od wzoru (13-13)

$$nr \sin \theta = n_0 a \sin \theta_0 \quad (14-31)$$

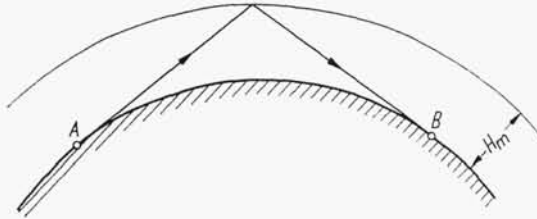
Warunek powrotu fali na Ziemię ma teraz postać

$$nr = a \sin \theta_0 \quad (14-32)$$

Stąd w miejsce wzoru (14-28) otrzymujemy

$$f = \frac{\sqrt{80,8N(H)}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\left(1 + \frac{H}{a}\right)^2}}} = \frac{f_0}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\left(1 + \frac{H}{a}\right)^2}}} \quad (14-33)$$

Porównując otrzymane wyrażenie z wyrażeniem (14-28) dla płaskiej jonosfery widzimy, że oba wyrażenia dają takie same wartości f przy pionowym padaniu fali



Rys. 14-11. Rysunek pomocniczy do określenia częstotliwości maksymalnej w kulisto-warstwowej jonosferze

($\theta_0 = 0$). W miarę zwiększenia kąta padania rozbieżności między wartościami częstotliwości wynikającymi z obu wzorów wzrastają. W szczególności z zależności (14-33) otrzymujemy następującą zależność dla częstotliwości maksymalnej:

$$f_{\max}(\theta_0) = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\left(1 + \frac{H_m}{a}\right)^2}}} \quad (14-34)$$

z której wynika, że dla fali wypromieniowanej stycznie do powierzchni ziemi ($\theta_0 = \pi/2$; rys. 14-11) częstotliwość maksymalna przyjmuje wartość skończoną

$$f_{\max} = \frac{f_{kr}}{\sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{H_m}{a}\right)^2}}} \quad (14-35)$$

a nie wzrasta do nieskończoności, jak to miało miejsce w przypadku płaskiej jonosfery.