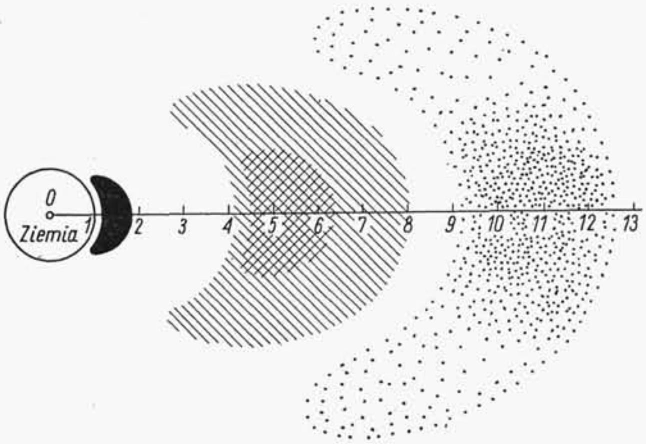
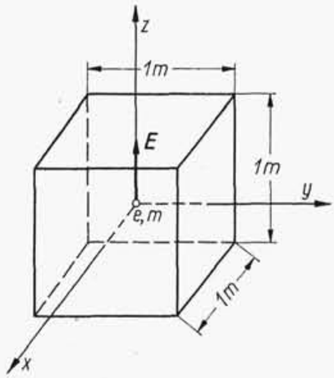


Rys. 14-6. Strefy Van Allena

14.2. ROZCHODZENIE SIĘ FAL RADIOWYCH W JEDNORODNEJ PLAZMIE

Załóżmy, że w jednorodnej plazmie o gęstości elektronowej N, w której elektron w ciągu sekundy dokonuje ν zderzeń z neutralnymi cząstkami, rozchodzi się wzdłuż osi x liniowo spolaryzowana fala płaska, przy czym wektor pola elektrycznego jest skierowany wzdłuż osi z (rys. 14-7). Przypuśćmy na początku, że w objętości 1 m^3



Rys. 14-7. Rysunek pomocniczy do określenia warunków rozchodzenia się fal radiowych w jednorodnej plazmie

znajduje się tylko 1 elektron o ładunku e i masie m. Pole elektryczne rozchodzącej się fali, którego amplitudę oznaczymy przez E_m, a pulsację przez ω, oddziałuje na ten elektron z siłą

$$F = eE_m e^{j\omega t} \tag{14-5}$$

pod wpływem której będzie on wykonywał ruch drgający wzdłuż osi z.

W każdej chwili siła F będzie równoważona przez siłę bezwładności $m\frac{d^2z}{dt^2}$ i siłę tarcia, powstającą wskutek zderzeń elektronu z neutralnymi cząstkami. Jeśli założymy, że przy każdym takim zderzeniu elektron oddaje cząstce cały swój pęd $m\frac{dz}{dt}$, to w ciągu sekundy zmiana pędu jest równa $\nu m\frac{dz}{dt}$. Zmiana pędu elektronu w ciągu sekundy przedstawia siłę typu siły tarcia, bowiem siła ta jest proporcjonalna do prędkości. Uwzględniając powyższe, możemy zapisać równanie ruchu elektronu w postaci

$$eE = m\frac{d^2z}{dt^2} + \nu m\frac{dz}{dt} \tag{14-6}$$

Rozwiązanie tego równania ma postać

$$z = z_m e^{j\omega t} \tag{14-7}$$

Wyrazimy teraz prędkość ruchu elektronu dz/dt przez szybkość zmian pola elektrycznego w czasie dE/dt. Biorąc pod uwagę, że $dE/dt = j\omega E$, oraz $d^2z/dt^2 = j\omega(dz/dt)$ w miejsce wyrażenia (14-6) otrzymujemy

$$\frac{e}{j\omega}\frac{dE}{dt} = m(\nu + j\omega)\frac{dz}{dt} \tag{14-8}$$

skąd

$$\frac{dz}{dt} = \frac{e}{j\omega m(\nu + j\omega)}\frac{dE}{dt} = \left[-\frac{e}{m(\omega^2+\nu^2)} - j\frac{\nu e}{\omega m(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt} \tag{14-9}$$

Poruszający się elektron jest równoważny prądowi elektrycznemu o gęstości $e(dz/dt)$. Ponieważ w rzeczywistości w objętości 1 m^3 znajduje się N elektronów wykonujących zgodne ruchy, to całkowita gęstość prądu

$$J_e = Ne\frac{dz}{dt} = \left[-\frac{Ne^2}{m(\omega^2+\nu^2)} - j\frac{N\nu e^2}{\omega m(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt} \tag{14-10}$$

Pod wpływem zmiennego pola elektrycznego w powietrzu (niezależnie od stopnia jego jonizacji) powstaje prąd przesunięcia, którego gęstość jest określona wzorem

$$J_p = \varepsilon_0\frac{dE}{dt} \tag{14-11}$$

Pełny prąd jest sumą prądu konwekcyjnego i prądu przesunięcia

$$J = J_e + J_p = \left[\varepsilon_0 - \frac{Ne^2}{m(\omega^2+\nu^2)} - j\frac{N\nu e^2}{m\omega(\omega^2+\nu^2)}\right]\frac{dE}{dt} \tag{14-12}$$

Wyrażenie w nawiasach kwadratowych ma charakter zespolonej przenikalności elektrycznej, z którą spotkaliśmy się już przy omawianiu rozchodzenia się fal radiowych w ośrodku półprzewodzącym

$$\varepsilon' = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega} \tag{14-13}$$

Możemy więc uważać plazmę za ośrodek półprzewodzący o parametrach:

$$\varepsilon_j = \varepsilon_0 - \frac{e^2N}{m} \frac{1}{\omega^2+\nu^2} \tag{14-14}$$

$$\sigma_j = \frac{e^2N}{m} \frac{\nu}{\omega^2+\nu^2} \tag{14-15}$$

przy czym indeks j oznacza, że parametry ε_j i σ_j dotyczą zjonizowanego gazu.

Dla przeważającego zakresu częstotliwości radiowych jest spełniona nierówność

$$\omega^2 \gg \nu^2 \tag{14-16}$$

i w związku z tym parametry elektryczne zjonizowanego gazu możemy przedstawić w postaci:

$$\varepsilon_j = \varepsilon_0 - \frac{e^2N}{m} \frac{1}{\omega^2} \tag{14-17}$$

$$\sigma_j = \frac{e^2N}{m} \frac{\nu}{\omega^2} \tag{14-18}$$

Względna przenikalność elektryczna zjonizowanego gazu wyraża się wzorem

$$\varepsilon_{rj} = \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_0} = 1 - \frac{e^2N}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2} \tag{14-19}$$

Wielkość $\sqrt{\frac{e^2N}{m\varepsilon_0}}$ ma wymiar częstotliwości, będziemy ją nazywali *częstotliwością plazmową* i oznaczali przez $\omega_0 = 2\pi f_0$

$$\sqrt{\frac{e^2N}{m\varepsilon_0}} = \omega_0 = 2\pi f_0 \tag{14-20}$$

Podstawiając do wyrażenia (14-20) liczbowe wartości na e, m i ε_0 otrzymujemy

$$f_0 = \sqrt{80{,}8N} \tag{14-21}$$

Uwzględniając zależność (14-20) wyrażenie na względną przenikalność elektryczną zjonizowanego gazu możemy zapisać następująco:

$$\varepsilon_{rj} = 1 - \frac{f_0^2}{f^2} \tag{14-22}$$

Ze wzoru (14-22) wynika, że przenikalność elektryczna plazmy jest mniejsza od przenikalności elektrycznej próżni, tj. $\varepsilon_{rj} < 1$. Ponadto, ponieważ zastępcze parametry ε_{rj} i σ_j są funkcjami częstotliwości, plazma jest ośrodkiem dyspersyjnym.

Przeprowadzone dotychczas rozważania dotyczyły wyłącznie elektronów i nie uwzględniały jonów. Wszystkie rozważania dotyczące gęstości strumienia elektronów zachowują oczywiście moc w stosunku do gęstości strumienia jonów, należy tylko masę elektronu zastąpić masą jonu. Masa najlżejszego z podlegających jonizacji gazów — atomowego azotu — jest 25 800 razy większa od masy elektronu, oczywiste jest zatem, że wpływ jonów jest znikomy i w obliczeniach inżynierskich można go pominąć.