Ze wzorów (14-54) i (14-55) wynika, że składowe pola sumarycznego są współfazowe, czyli że pole sumaryczne jest, tak samo jak pole fali nierozszczepionej, spolaryzowane liniowo. Płaszczyzna polaryzacji fali sumarycznej po przejściu w jonosferze odcinka z_1, z_2 jest jednak skręcona o kąt φ dany zależnością

$$\varphi = k_0 \int_{z_1}^{z_2} \alpha \mathrm{d}z \tag{14-56}$$

Zjawisko skręcenia płaszczyzny polaryzacji przy przejściu fali przez ośrodek anizotropowy zostało po raz pierwszy zaobserwowane, w zakresie fal świetlnych, przez Faradaya i dlatego nosi jego imię. *Zjawisko Faradaya* można wykorzystać do określenia gęstości elektronowej jonosfery.

14.5. DYSPERSJA FAL RADIOWYCH W JONOSFERZE

Dotychczas rozpatrywaliśmy rozchodzenie się w jonosferze oddzielnych fal monochromatycznych. Fala monochromatyczna jest jednak pojęciem czysto teoretycznym, określa ona proces, który jest nieograniczony zarówno w czasie jak i w przestrzeni. W rzeczywistości mamy zawsze do czynienia z procesami ograniczonymi, które zgodnie z twierdzeniem Fouriera można przedstawić w postaci nieskończonego szeregu fal monochromatycznych.

Rozpatrzmy impuls radiowy wysłany przez nadajnik. Impuls ten składa się z nieskończenie wielu harmonicznych składowych. Rozchodzący się w przestrzeni sygnał jest więc nieskończonym zbiorem fal monochromatycznych. Jeśli ośrodek, w którym rozchodzą się fale elektromagnetyczne, jest ośrodkiem niedyspersyjnym, to wszystkie fale monochromatyczne rozchodzą się z jednakową prędkością fazową i wobec tego cały zbiór fal będzie się rozchodził z jednakową prędkością. Innymi słowy, prędkość rozchodzenia się impulsu radiowego w ośrodku niedyspersyjnym jest równa *prędkości fazowej*.

Inaczej przedstawia się sprawa w ośrodku dyspersyjnym, jakim jest jonosfera. Prędkość fazowa jest tutaj funkcją częstotliwości, więc każda z fal monochromatycznych, na które można rozłożyć impuls radiowy, rozchodzi się z inną prędkością fazową. W związku z tym musimy zbadać, co należy rozumieć w tym przypadku przez pojęcie prędkości rozchodzenia się sygnału.

Ponieważ natężenie pola sygnału jest nieskończoną sumą fal monochromatycznych, możemy zawsze przedstawić je w postaci

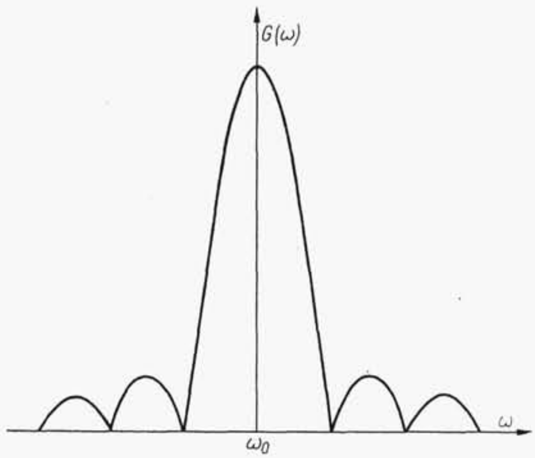
$$E(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k) \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - kz)} \mathrm{d}k \tag{14-57}$$

W ośrodku niedyspersyjnym stała propagacji k jest liniową funkcją częstotliwości natomiast w ośrodku dyspersvjnym k zależy od częstotliwości w bardziej skomplikowany sposób.

Ponieważ gęstość widmowa $G(\omega)$ impulsu, poza wąskim przedziałem częstotliwości $\omega(k_n)-\delta\omega$, $\omega(k_n)+\delta\omega$, jest znikomo mała (rys. 14-13), zatem również wielkość $A(k)$ jest bliska zeru poza przedziałem $k_n-\delta k$, $k_n+\delta k$. Całkę w granicach nieskończonych w wyrażeniu (14-57) możemy więc zastąpić całką w granicach skończonych

$$E(z,t) \approx \int_{k_n-\delta k}^{k_n+\delta k} A(k)e^{j(\omega t-kz)}dk \tag{14-58}$$

Całkę w wyrażeniu (14-58) nazywamy *pakietem falowym*. Przeważająca część energii sygnału jest przenoszona tym pakietem falowym. Dlatego też przez prędkość



Rys. 14-13. Gęstość widmowa impulsu

rozchodzenia się sygnału będziemy rozumieli prędkość rozchodzenia się pakietu falowego.

Jeśli przedział $2\delta k$ jest mały, tak że

$$2\delta k \ll k_n \tag{14-59}$$

to możemy $\omega(k)$ rozwinąć w szereg Taylora i ograniczyć się tylko do uwzględnienia pierwszych dwóch wyrazów szeregu

$$\omega(k) = \omega(k_n)+\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n}(k-k_n)+\ldots \tag{14-60}$$

przy czym $\omega(k_n)$ — częstotliwość nośna.

Wykładnik funkcji eksponencjalnej w wyrażeniu (14-58) możemy teraz zapisać w postaci

$$j(\omega t-kz) = j\left\{\omega(k_n)t-k_nz+(k-k_n)\left[\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n}t-z\right]\right\} \tag{14-61}$$

Uwzględniając wyrażenie (14-61) i (14-58) pakiet falowy możemy przedstawić za pomocą funkcji

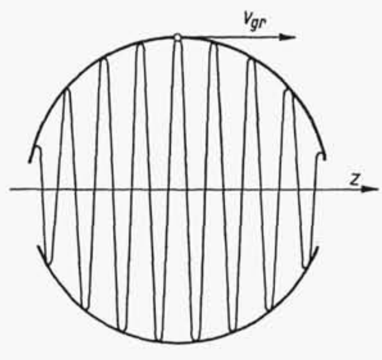
$$E = E_0 e^{j[\omega(k_n)t - k_n z]} \tag{14-62}$$

przy czym średnia amplituda E_0 wyraża się zależnością

$$E_0 = \int\limits_{k_n-\delta k}^{k_n+\delta k} A(k) e^{j(k-k_n)\left[\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} t - z\right]} dk \tag{14-63}$$

Z wyrażenia (14-63) wynika, że amplituda sygnału zmienia się w czasie i w przestrzeni, jest ona stała na powierzchni określonej równaniem

$$\left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} t - z = \text{const} \tag{14-64}$$



Rys. 14-14. Rysunek pomocniczy do określenia prędkości grupowej

Prędkość przesuwania się tej powierzchni równych amplitud jest prędkością rozchodzenia się pakietu falowego, tzn. jest prędkością rozchodzenia się sygnału radiowego

$$\frac{dz}{dt} = \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_{k=k_n} \tag{14-65}$$

Określona w ten sposób prędkość, przy ograniczeniu (14-59), nazywa się *prędkością grupową*. Określa ona prędkość, z jaką rozchodzi się obwiednia pakietu falowego (rys. 14-14). Prędkość grupową dogodnie jest przedstawić w postaci

$$v_{gr} = \frac{1}{\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_{\omega=\omega(k_n)}} \tag{14-66}$$

W ośrodku niedyspersyjnym, jak łatwo sprawdzić

$$v_{gr} = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = v_f \tag{14-67}$$

W ośrodku dyspersyjnym natomiast prędkość grupowa nie jest równa prędkości fazowej: $v_{gr} \neq v_f$.

W przypadku pionowego rozchodzenia się impulsu radiowego w jonosferze

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{d}{d\omega}(k_0 n) = \frac{d}{d\omega}\left(\frac{\omega}{c}n\right) = \frac{d}{d\omega}\left[\frac{\omega}{c}\sqrt{1-\frac{\omega_0^2}{\omega^2}}\right] = \frac{1}{cn}$$

więc

$$v_{gr} = cn = c\sqrt{1-\frac{80{,}8N(H)}{f^2}} = c\sqrt{1-\frac{f_0^2}{f^2}} \tag{14-68}$$

przy czym przez f należy rozumieć częstotliwość nośną sygnału.

Zauważmy, że prędkość fazowa

$$v_f = \frac{c}{n}$$

więc

$$v_{gr}v_f = c^2 \tag{14-69}$$

Ponieważ w jonosferze $n < 1$, więc prędkość grupowa jest zawsze mniejsza od prędkości światła[1]).

14.6. ABSORPCJA JONOSFERYCZNA

Fala radiowa przechodząc przez jonosferę ulega tłumieniu wskutek strat spowodowanych przez zderzenia elektronów z jonami i neutralnymi cząstkami gazu. Proces tłumienia energii w jonosferze nosi nazwę *absorpcji jonosferycznej*.

Rozróżniamy dwa zasadnicze rodzaje absorpcji, mianowicie absorpcję niedewiacyjną i absorpcję dewiacyjną.

Absorpcja niedewiacyjna zachodzi wówczas, gdy fala przechodzi przez warstwę jonosferyczną, nie ulegając w niej znaczniejszej refrakcji. Z absorpcją niedewiacyjną mamy, na przykład, do czynienia w warstwie *D*, jeśli fala odbija się od warstwy *E*.

Absorpcja dewiacyjna występuje w przypadku, gdy współczynnik refrakcji jest znacznie mniejszy od jedności i fala ulega silnemu załamaniu. Z absorpcją dewiacyjną mamy do czynienia wówczas, gdy fala ulega odbiciu od danej warstwy lub też warunki są zbliżone do warunków, w których zachodzi pełna refrakcja.

---

[1]) Zgodnie z teorią względności prędkość rozchodzenia się sygnału nigdy nie może być większa od prędkości światła w próżni. Dlatego też prędkość grupową można identyfikować z prędkością przenoszenia sygnału tylko wówczas, gdy jest ona mniejsza od prędkości światła. Wzór (14-66) daje prędkość grupową mniejszą od c w przypadku dyspersji normalnej. W przypadku anormalnej dyspersji, prędkość grupowa jest większa od prędkości światła w próżni i w tych przypadkach traci sens jako prędkość przenoszenia sygnału.