

```

E=E1+E11; %Wypadkowa fal E1 i E11
Esk=sqrt(1+abs(r)^2+2*abs(r)*cos(2*k*z+fi));
%dla pola H, wyraz: -2*abs(r)*cos(...)
plot(0*z,y,'Linewidth',2); hold on; %Oś y
plot(z,0*z,'m--'); %Oś z
plot(z,E,'r',z,Esk,'b:',z,-Esk,'b:'); hold off;
pause(0.1);
end

```

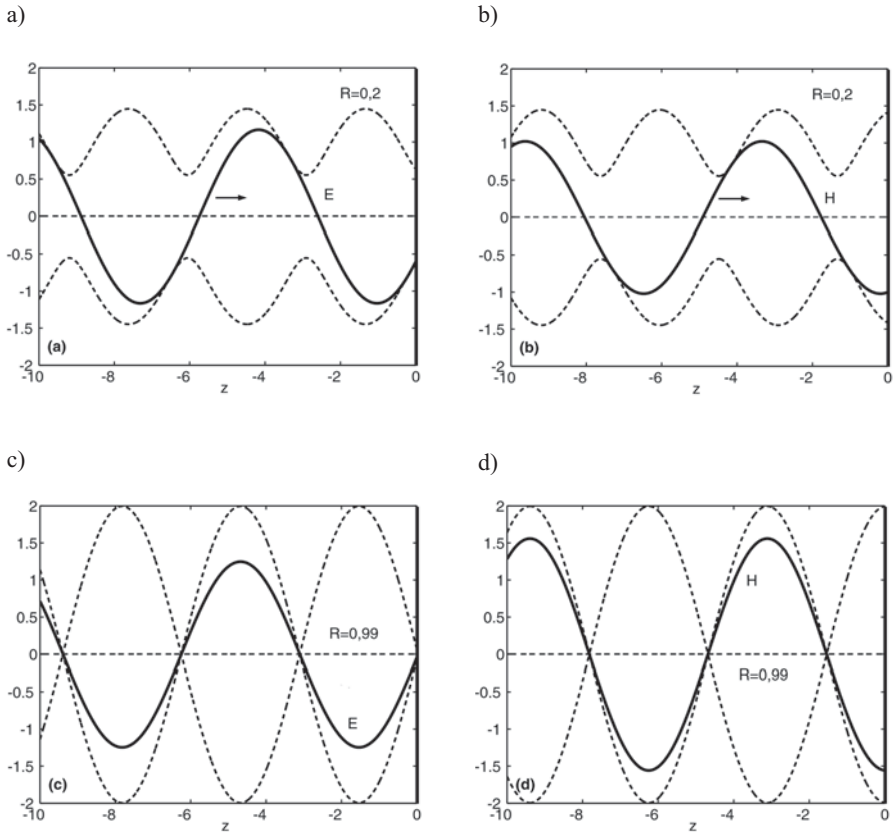
Rozkłady chwilowe pól E i H oraz krzywe obwiedni według (2.78) zobrazowano na rys. 2.16. Jak widać, gdy rozważać odbicie od dobrego przewodnika, w ośrodku 1 powstaje fala praktycznie stojąca, przy czym składowe elektryczna i magnetyczna są względem siebie przesunięte o ćwierć długości fali – por. rys. (2.16c) i (2.16d). Łatwo otrzymać wyrażenia opisujące w takim przypadku falę elektryczną i magnetyczną, jeśli wziąć pod uwagę przewodnik idealny, dla którego $r = -1$, czyli $|r| = 1$, $\phi = \pi$ oraz $R = |r|^2 = 1$. Wówczas amplitudy fal stojących rzeczywistych składowych E i H na podstawie (2.77) wyrażają się wzorami:

$$\begin{aligned}
 E_{1x}^{wyp} &= \operatorname{Re}(E_{1x} + E'_{1x}) = \\
 &= \operatorname{Re}\{E_0 \exp(i\omega t)[\exp(-ik_1 z) - \exp(ik_1 z)]\} = \\
 &= \operatorname{Re}\{E_0 \exp(i\omega t) \exp(-i\pi/2) \cdot 2 \sin(k_1 z)\} = \\
 &= 2E_0 \sin(\omega t) \sin(k_1 z), \tag{2.80a}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{1y}^{wyp} &= \operatorname{Re}(H_{1y} - H'_{1y}) = \\
 &= \operatorname{Re}\{H_0 \exp(i\omega t)[\exp(-ik_1 z) + \exp(ik_1 z)]\} = \\
 &= \operatorname{Re}\{H_0 \exp(i\omega t) \cdot 2 \cos(k_1 z)\} = \\
 &= 2H_0 \cos(\omega t) \cos(k_1 z). \tag{2.80b}
 \end{aligned}$$

Uśredniony w czasie wektor Poyntinga jest równy zeru, ponieważ występują dwa znoszące się wzajemnie strumienie gęstości energii związane z falą padającą i odbitą; wynika to także wprost z (2.79b) po podstawieniu $R = 1$. Zauważmy, że dla fali stojącej na rys. 2.16c i 2.16d maksima gęstości energii elektrycznej i magnetycznej znajdują się w różnych miejscach.

Warto dokonać porównania w opisie dobrego przewodnika i doskonałego przewodnika, posługując się alternatywnymi zapisami warunku brzegowego dla wektora \mathbf{H} . Zostanie pokazane, iż w obu przypadkach uzyskuje się, jak należałoby tego oczekiwać, zgodne wyniki.



Rys. 2.16. Odbicie fali EM od płaskiej powierzchni granicznej $z = 0$. Rys. (a) i (b) – odbicie fali od stratnego dielektryka, dla którego przyjęto współczynnik załamania ośrodk $\eta = 2 - 2i$ (reflektancja $R = 0,2$). Powstaje fala częściowo stojąca dla składowej elektrycznej i magnetycznej. Linie ciągłe przedstawiają chwilowy rozkład amplitudy pola, linią kreskową wykreślono krzywą obwiedni według (2.78). Fale przesuwają się w prawo, zmiany amplitudy wyznacza obwiednia. Rys. (c) i (d) – odbicie od powierzchni dobrego przewodnika o współczynniku załamania $\eta = 2 - 20i$. Reflektancja $R = 0,99$, fale przedstawiają praktycznie fale stojące, oscylujące w obrębie krzywej obwiedni. Dla fali E na płaszczyźnie granicznej ($z = 0$) pojawia się węzeł, dla fali H strzałka fali stojącej

A. Przewodnik rzeczywisty

W przypadku przewodnika rzeczywistego składowe styczne pól \mathbf{E} i \mathbf{H} stosują się do zależności danych równaniami (2.66b) i (2.67b). Dla dobrych przewodników jak metale w zakresie częstości optycznych z zespolonym współczynnikiem załamania η_2 dominuje składowa urojona, tzn. $\kappa_2 \gg n_2$, czyli $\eta_2 \approx -i\kappa_2$ i zarazem $\kappa_2 \gg n_1 \approx 1$ (np. ośrodek 1 to