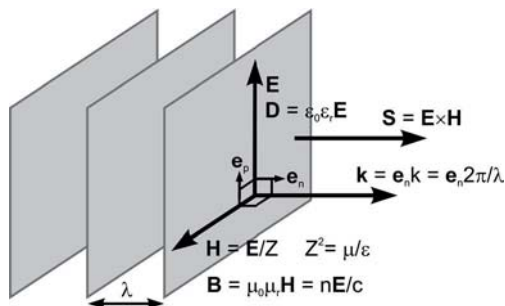


Wielkość Z nosi nazwę *impedancji falowej ośrodka*, a Z_0 – *impedancji falowej próżni* o wartości

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = 120\pi \text{ } [\Omega] \approx 377 \text{ } \Omega. \quad (2.10)$$

W dielektryku bezstratnym i niemagnetycznym ($\mu_r = 1$), dla którego $n^2 = \varepsilon_r$, mamy $Z = Z_0/n = 1/(\varepsilon_0 c n)$.



Rys. 2.2. Orientacja wektorów pola względem wektora falowego \mathbf{k} dla fali płaskiej w ośrodku jednorodnym, izotropowym. W myśl wzorów (2.8) iloczyn $\mathbf{k} \times \mathbf{E}$ wskazuje kierunek \mathbf{H} , natomiast $\mathbf{k} \times \mathbf{H}$ wskazuje kierunek $-\mathbf{E}$. W ośrodku izotropowym wektory \mathbf{D} i \mathbf{E} oraz \mathbf{B} i \mathbf{H} są wzajemnie równoległe. W ośrodkach anizotropowych wektor polaryzacji \mathbf{P} nie jest ogólnie skierowany zgodnie z wektorem pola \mathbf{E} , stąd wektor indukcji elektrycznej $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ nie będzie równoległy do \mathbf{E} . Kierunek wektora Poyntinga $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ pokrywa się z kierunkiem wektora falowego

Z zależności (2.9) wynika, że natężenie pola magnetycznego dla fali płaskiej jest równe

$$H(\mathbf{r}, \omega t) = \frac{E(\mathbf{r}, \omega t)}{Z(\omega)} = \frac{E(\mathbf{r}, \omega t)}{Z_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}}, \quad (2.11a)$$

a jeśli dla pola magnetycznego posłużyć się wektorem $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$, wtedy

$$B(\mathbf{r}, \omega t) = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} E(\mathbf{r}, \omega t) = \frac{n}{c} E(\mathbf{r}, \omega t) = \frac{E(\mathbf{r}, \omega t)}{v_f}. \quad (2.11b)$$

Jak widać, wektory \mathbf{E} i $v_f \mathbf{B}$ mają takie same wartości. Relacje (2.9), (2.11) pozostają słuszne dla wektorów pól w każdej chwili, w szczególności obowiązują dla amplitud E_0 , H_0 , B_0 .

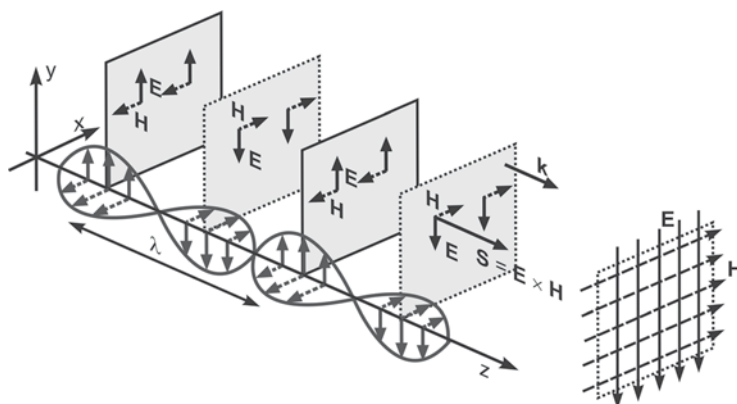
Podsumowując, wektory pola elektrycznego i magnetycznego dla płaskiej harmonicznej fali EM można zapisać w postaci:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega t) = \mathbf{e}_p E_0 \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (2.12a)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega t) = (\mathbf{e}_n \times \mathbf{e}_p) \frac{E_0}{Z_0} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\mu_r}} \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]. \quad (2.12b)$$

W ośrodku bezstratnym ϵ_r i μ_r wyrażone są przez liczby rzeczywiste i pola \mathbf{E} i \mathbf{H} oscylują w tej samej fazie (rys. 2.3). W ośrodku niemagnetycznym i stratnym przenikalność ϵ_r wyraża się liczbą zespoloną; w takim wypadku, jak zobaczymy dalej, pojawia się przesunięcie fazowe pomiędzy polami \mathbf{E} i \mathbf{H} .

Nieograniczona w czasie i przestrzeni matematyczna fala płaska TEM stanowi teoretyczne rozwiązanie równania falowego, ale fizycznie jest nierealizowalna. Fala taka, mając skończoną gęstość mocy na jednostkę nieskończonej powierzchni, przenosiłaby nieskończoną moc, ponadto jako fala harmoniczna byłaby reprezentowana przez nieskończony ciąg falowy.



Rys. 2.3. Spolaryzowana liniowo, płaska, harmoniczna fala elektromagnetyczna w dielektryku bezstratnym – wzajemnie prostopadłe wektory pól \mathbf{E} i \mathbf{H} oscylują w fazie. Linie pola \mathbf{E} i \mathbf{H} „zamykają się” w nieskończoności. Iloczyn wektorowy $\mathbf{E} \times \mathbf{H} = \mathbf{S}$ określa wektor Poyntinga przedstawiający gęstość strumienia energii (W/m^2) fali EM

Linie pól \mathbf{E} i \mathbf{H} , będącymi polami o niezerowej rotacji, powinny być liniami zamkniętymi. W przypadku fali płaskiej linie te „zamykają się” w nieskończoności. Tym niemniej fala płaska jest niezwykle użytecznym obiektem matematycznym, a w wielu przypadkach stanowi także dobre praktyczne przybliżenie, ponieważ w odpowiednio dużej odległości od źródła front falowy różnych fal może być lokalnie rozważany jako płaski – patrz p. 2.4.2.

Należy zauważyć, że z odmienną sytuacją mamy do czynienia, gdy fala nie propaguje się w ośrodku jednorodnym, ale w niejednorodnym.