

- \vec{E} und \vec{H} in Phase
- $\vec{E} \perp \vec{H}$, $\vec{E}, \vec{H} \perp \vec{z}$

• $\frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \Rightarrow \frac{E_0}{B_0} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r}} = c$

Energie dichte

$$\begin{aligned}
 \boxed{w} &= \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} + \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H} \\
 &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E_0^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu_r H_0^2 = \epsilon_0 \epsilon_r E_0^2 = \mu_0 \mu_r H_0^2
 \end{aligned}$$

$\Rightarrow H_0 = E_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}}$

↳ gleiche Anteile in \vec{E} und \vec{B} Feld

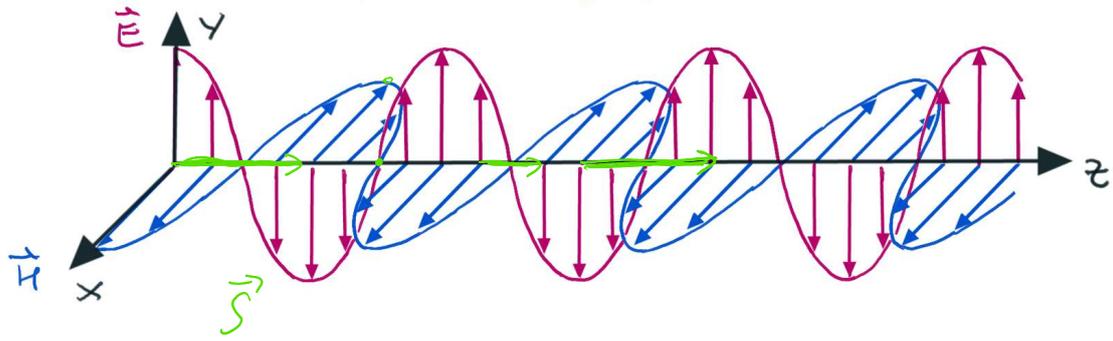
5.6.4 POYNTING - VEKTOR

Für el. mag. Welle

$$\begin{aligned}
 \vec{S} &= \vec{E} \times \vec{H} = \vec{e}_z (E_x H_y - E_y H_x) \\
 &= \vec{e}_z \underbrace{\sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}}}_{c} |\vec{E}_0|^2 \cos^2(\omega t - kz) \\
 &= \vec{e}_z \cdot c \cdot w \cdot \cos^2(\omega t - kz)
 \end{aligned}$$

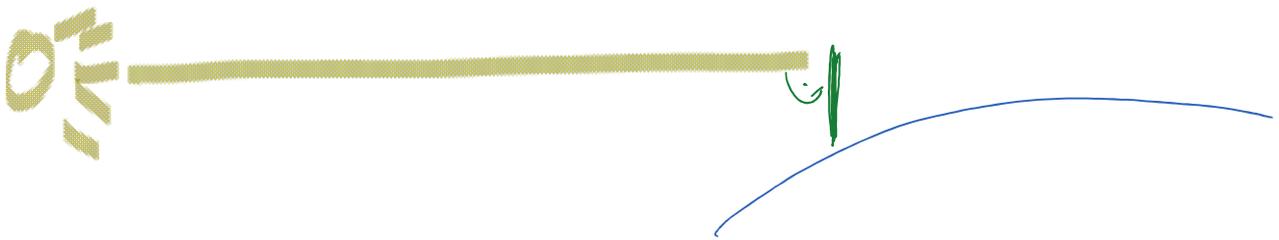
↳ Energie strömt mit Geschwindigkeit c in z -Richtung
(wie eine Longitudinalwelle)

$$[S] = \frac{m}{s} \cdot \frac{J}{m^3} = \frac{J}{m^2 s} = \frac{W}{m^2}$$



Bsp. Solarkonstante

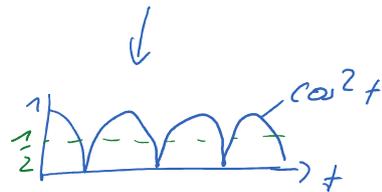
↳ Leistung des Sonnenlichts bei \perp Einstrahlung



$$S_0 = \langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T |\vec{S}| dt \approx 1350 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

ca. $1.4 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$

$$= \epsilon_0 \epsilon_r \bar{E}_0^2 c \frac{1}{T} \int_0^T \cos^2(\omega t - kz) dt = \epsilon_0 \epsilon_r c \frac{E_0^2}{2}$$



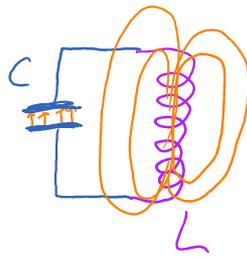
$$E_0 = \sqrt{\frac{2S_0}{\epsilon_0 c}} \approx 10^3 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$B_0 = \frac{E_0}{c} \approx 3.4 \cdot 10^{-6} \text{ T}$$

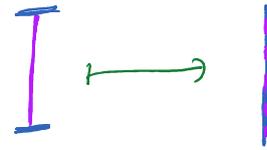
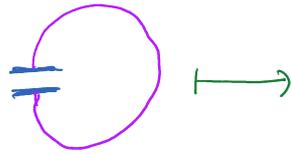
5.6.6. HERTZ'SCHE DIPOL

Vereinfachung Schwingkreis

Vereinfachung Schwingkreis



Energie in lokalen Feldern

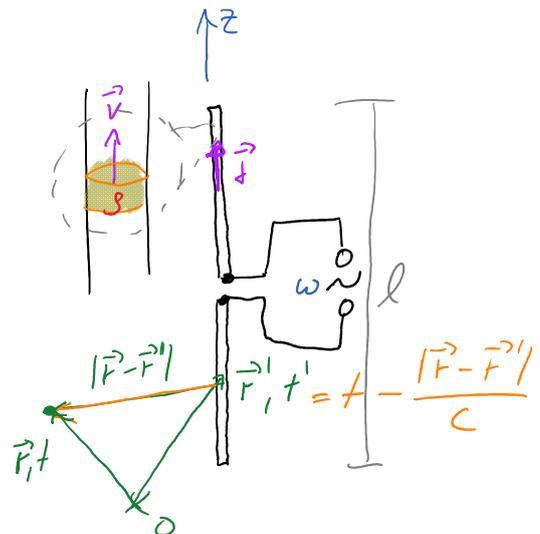


("Antenne")

Energie wird abgestrahlt

abgestrahltes Feld

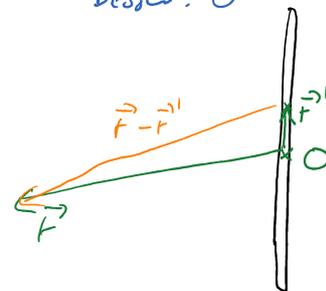
• Stromdichte $\vec{j}(\vec{r}, t) = \rho \cdot \vec{v}(\vec{r}, t)$



• Vektorpotential

$$\vec{A}(\vec{r}, t) \propto \frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r'$$

besser: 0 im Zentrum der Antenne



Vereinfachung

• Fernfeld $|\vec{r} - \vec{r}'| \gg \ell$

↳ $|\vec{r} - \vec{r}'|$ ist const. über die Antenne

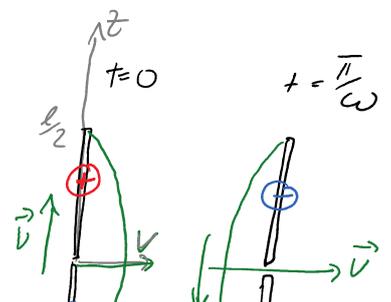
• Laufzeit $\frac{\ell}{c} \equiv \tau \ll T = \frac{2\pi}{\omega} \Rightarrow$ stehende Welle auf der Antenne

Schwingende Ladungen auf Antenne

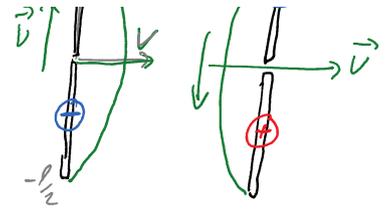
Strom = 0 am offenen Ende

$$\vec{v}(z, t) = \vec{e}_z v_0 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{z}{\ell/2}\right) \cos(\omega t)$$

⇒ stehende Welle



⇒ sklenete Welle



$$\begin{aligned} \int \vec{v} \cdot \vec{s} \, dz &= \vec{e}_z \cdot v_0 \int \cos(\omega t) \, dz \\ &= \frac{d}{dt} \vec{p}_0 \sin(\omega t) \end{aligned}$$

Dipolmoment

Einsetzen ins Vektorpotential und $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}, t) \dots$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 r^3} \left[\underbrace{(\dot{\vec{p}} \times \vec{r})}_{\text{beit!}} + \frac{r}{c} \ddot{\vec{p}} \right]$$

dominiert im Fernfeld

Es ist $\vec{B} \perp \vec{p}$ und $\vec{B} \perp \vec{r} \Rightarrow$ Kugelwelle

Mit $\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ folgt

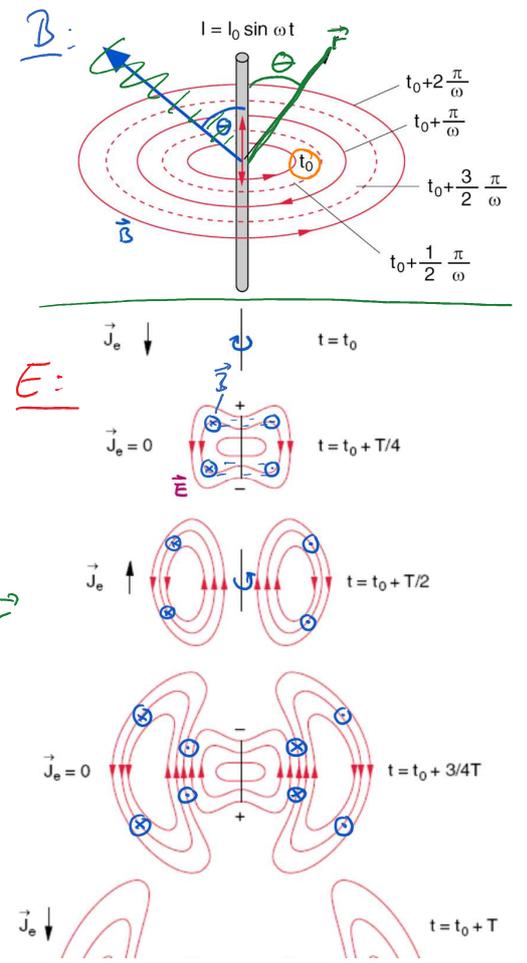
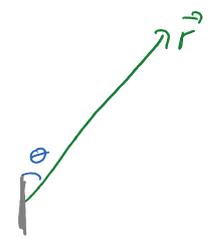
$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\ddot{\vec{p}} - (\ddot{\vec{p}} \cdot \vec{e}_r) \cdot \vec{e}_r \right]$$

⇒ im Fernfeld

$$\begin{aligned} \frac{|\vec{B}|}{|\vec{E}|} &= \frac{1}{c} \\ \vec{B} &\perp \vec{E} \end{aligned}$$

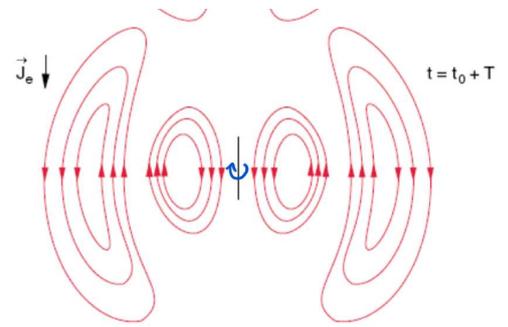
Abgeschnittene Leistung

$$\begin{aligned} |\vec{B}| &\propto |\vec{p} \times \vec{r}| \propto \sin\theta \\ |\vec{E}| &\propto |\ddot{\vec{p}}| \cdot (1 - \vec{e}_p \cdot \vec{e}_r) \propto \sin\theta \end{aligned}$$



$$|E| \propto |p| \cdot (1 - \cos^2 \theta) \dots$$

Der Hauptsache Dipol strahlt
am meisten \perp zur Antenne
gar nicht in Richtung der Antenne



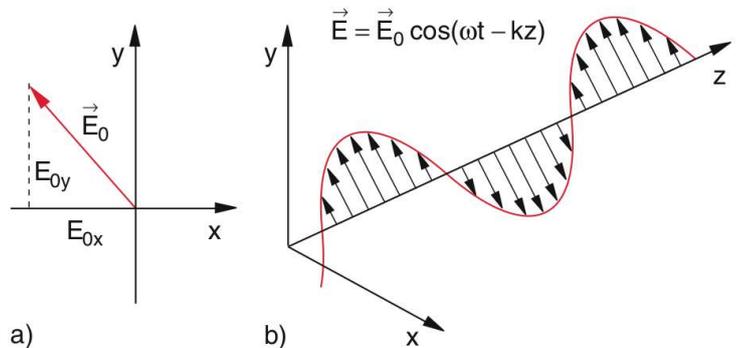
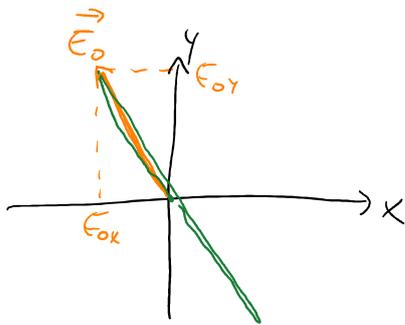
\Rightarrow Poynting-Vektor

$$|\vec{S}| \propto S_0 \cdot \underbrace{\frac{\omega^4}{4\pi r^2}}_{\text{Kugelfläche}} \underbrace{\sin^2 \theta}_{\text{Dipol}} \underbrace{\sin^2(\omega t - kz)}_{\text{Welle}}$$

5.6.7. POLARISATION DES LICHTES

wir betrachten jetzt nur das elektr. Feld
(immer ist $\vec{B} \perp \vec{E}$!)

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz)$$



$$\vec{E}_0 = E_{0x} \vec{e}_x + E_{0y} \vec{e}_y$$

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(\omega t - kz) \\ E_{0y} \cos(\omega t - kz) \\ 0 \end{pmatrix}$$

linear polarisiertes Licht

zirkular polarisiertes Licht

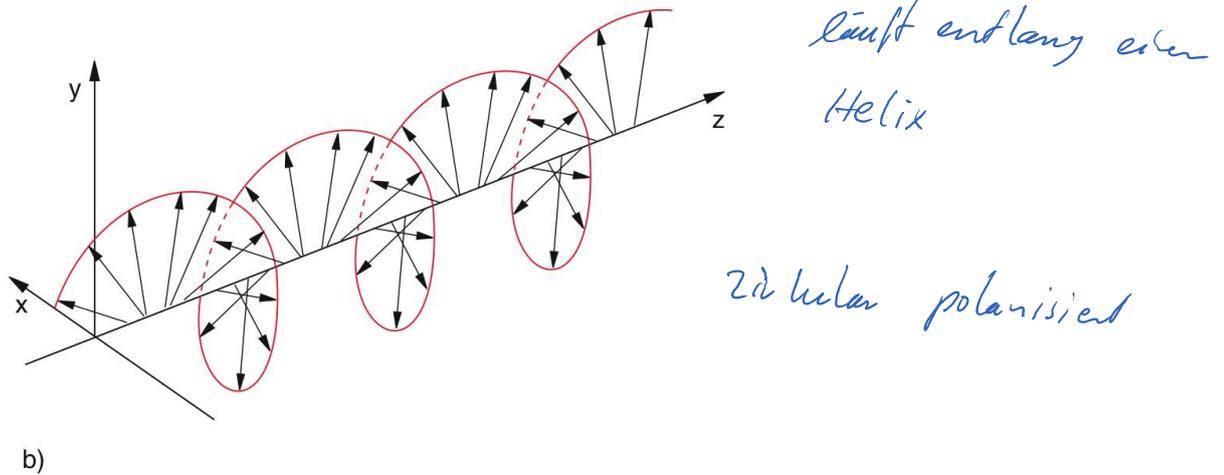
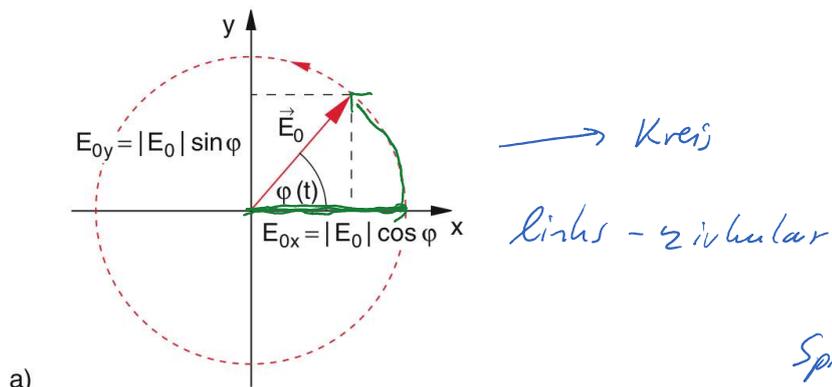
es sei $E_{0x} = E_{0y}$ aber

die beiden Komponenten seien 90° phasenverschoben

$$E_x = E_{0x} \cdot \cos(\omega t - kz)$$

$$E_y = E_{0y} \cdot \cos\left(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}\right) =$$

$$= E_{0y} \cdot \sin(\omega t - kz)$$



σ^- ; rechts-zirkular

σ^+ ; links-zirkular