

Elektromagnetische Wellen: Eigenschaften

transversal, $\mathbf{k} \parallel (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$

$1/c^2 = \mu_0 \epsilon_0$ unabhängig von ω (und v)

$\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$

\mathbf{E} , \mathbf{B} in Phase

$E_y/B_z = c$ (Laufrichtung x angenommen)

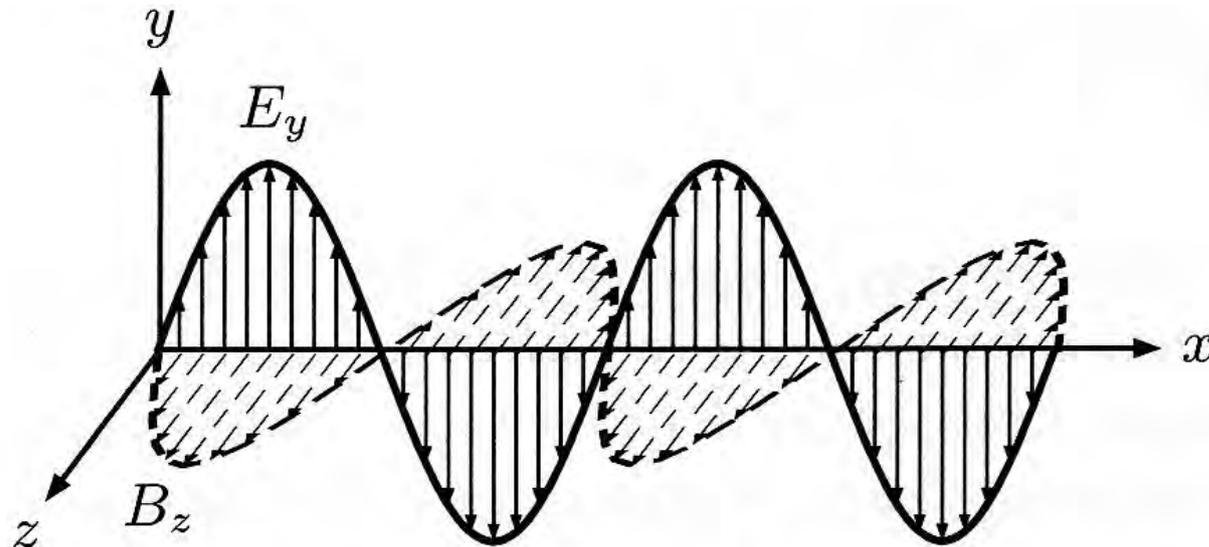
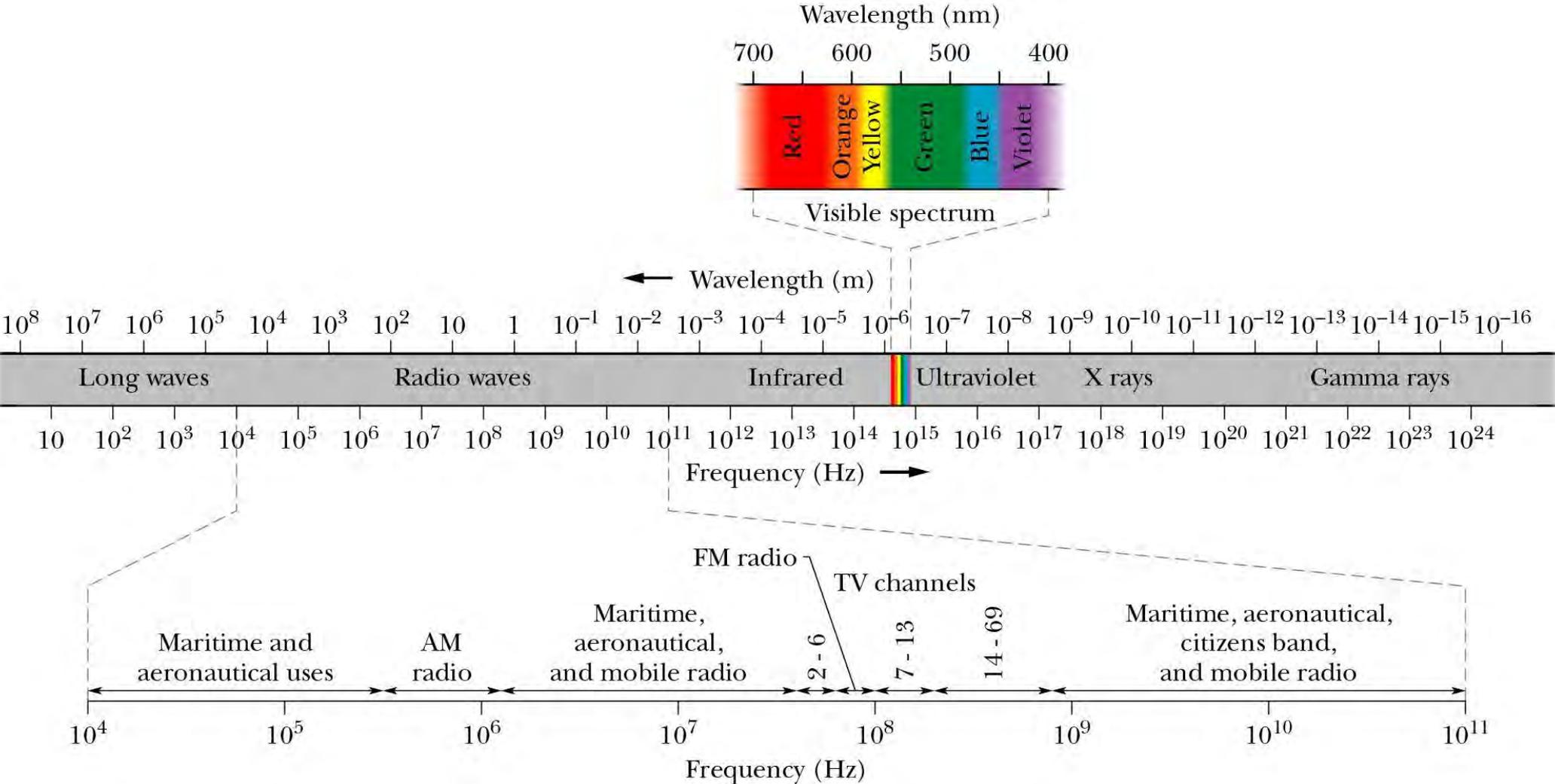


Bild 10.4: Harmonische, ebene elektromagnetische Welle in x -Richtung.

Elektromagnetische Wellen: "überall"



Energiedichte der EM Welle

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{\mu_0} B^2$$

$$\text{mit } \frac{E}{B} = c \Rightarrow B = E \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

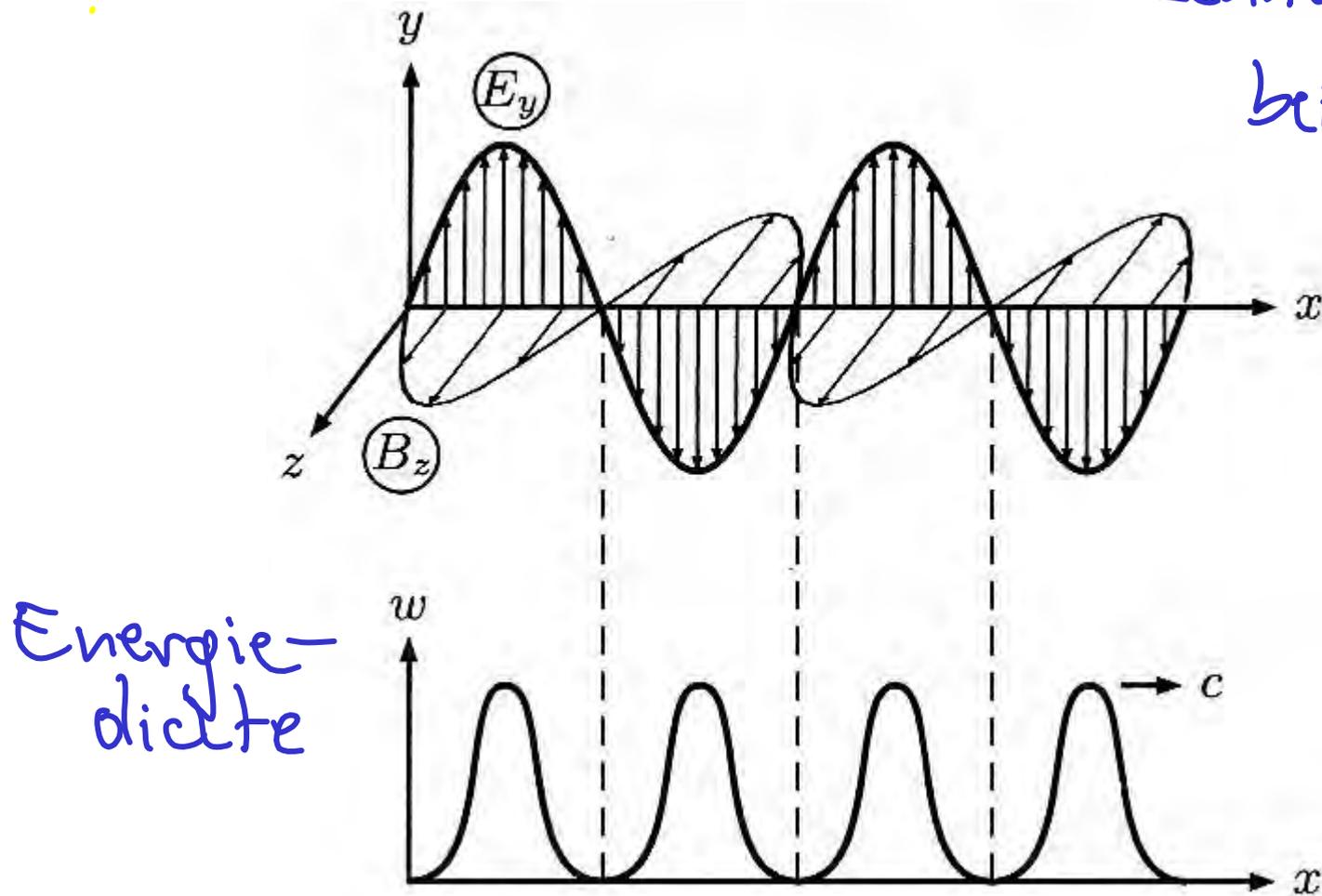
$$\Rightarrow w = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 = \epsilon_0 E^2$$

- gleiche Dichten in E, B

und:

- räumlich variierend
- mit c wandernd

Schnappschuss
bei $t=0$



Energie-
dichte

Bild 10.6: Feld und Energiedichte w einer ebenen und harmonischen Welle in Abhängigkeit vom Ort.

Energiestromdichte oder Intensität

Energiemenge pro Δt durch A

$$S = u \cdot c = \epsilon_0 E^2 c$$

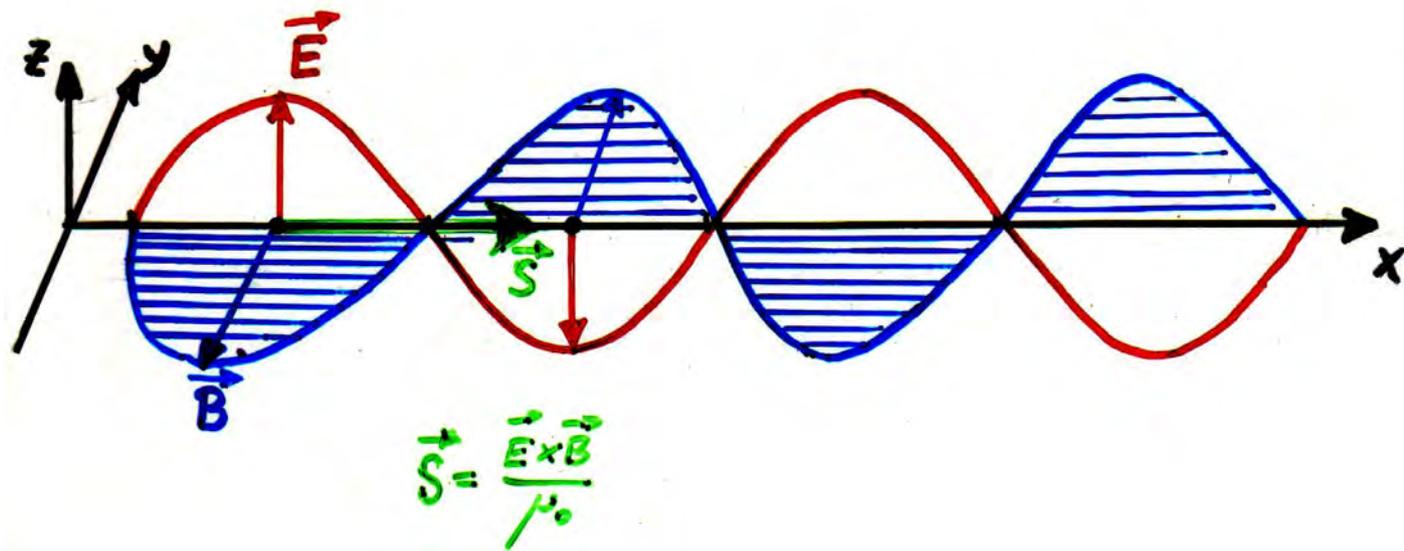
Poynting vektor $\vec{S} := \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$

- Richtung: wie \vec{k}

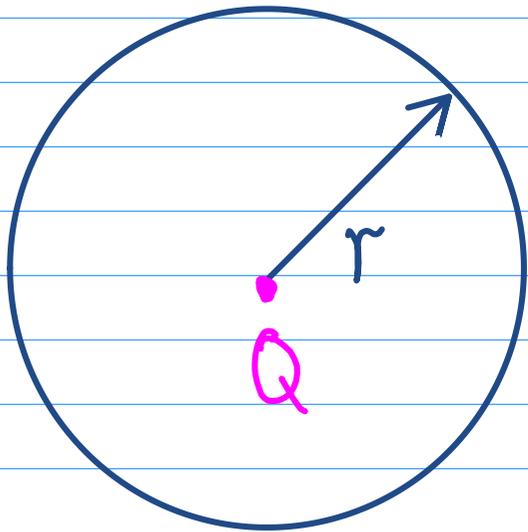
- Betrag: Leistung pro Fläche

Für 'unsere' Welle:

$$|\vec{S}| = \frac{1}{\mu_0} E_y \frac{E_y}{c} = \epsilon_0 E_y^2 c \quad (\text{s.o.})$$



Punktquelle: S



In Q abgestrahlte Energie
verteilt sich über Kugel-
oberfläche $4\pi r^2$

$$\Rightarrow S(r) \sim \frac{1}{r^2}$$

Obacht: $S = S(t)$, denn $E \sim \sin(\omega t)$

Deshalb: $\langle S \rangle_T = \frac{1}{T} \int_0^T S(t) dt$

Hertz'scher Dipol - Dipolstrahlung

periodisch bewegte Ladung erzeugt oszillierendes E-Feld

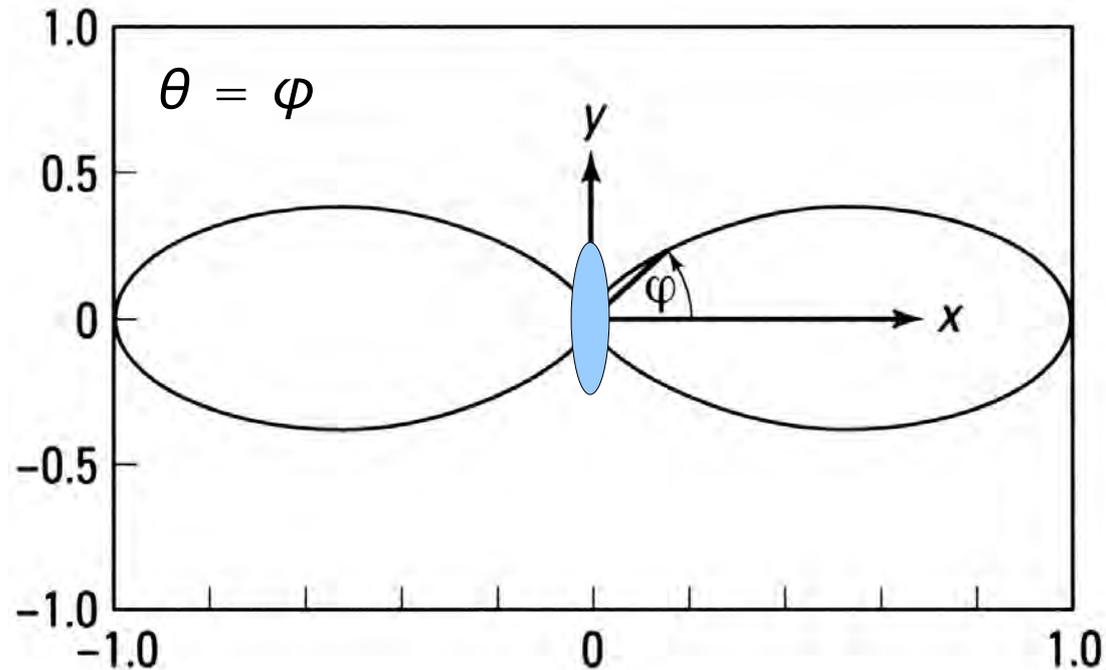
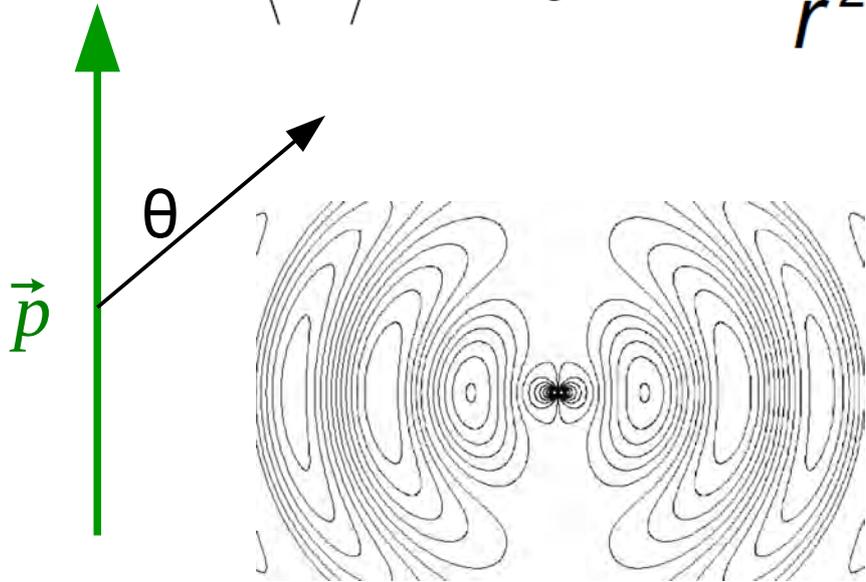
Induktion ergibt dazu gehöriges B-Feld

E und B breiten sich mit c aus

Abstrahlung elektromagnetischer Wellen

$$\langle \vec{S} \rangle \propto p_0^2 \omega^4 \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$$

Himmel "ist" blau



Jede beschleunigte Ladung strahlt eine EM-Welle ab

Leistung $\sim (dv/dt)^2$

Abstrahlcharakteristik wie bei Dipol

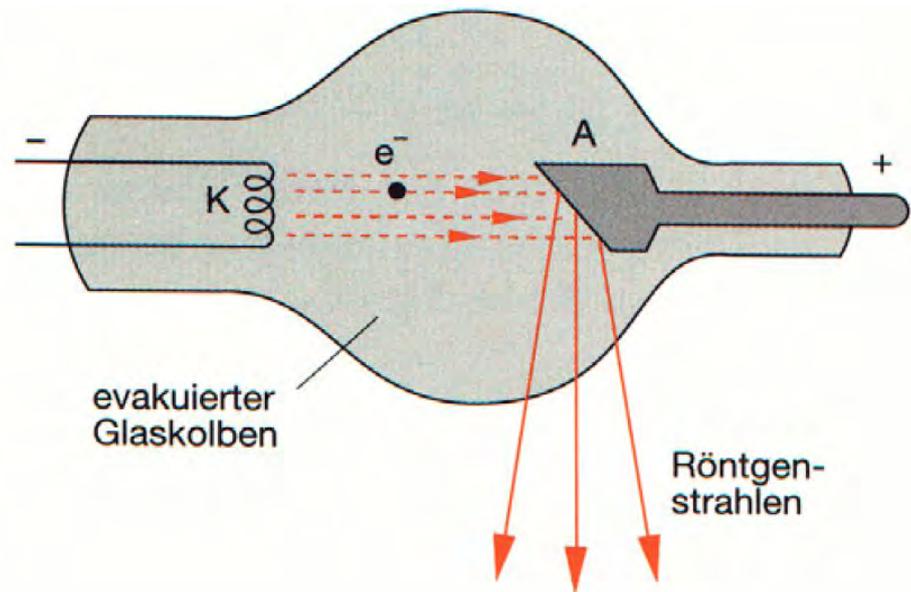
Hohe Beschleunigungen erforderlich:

Bremsstrahlung

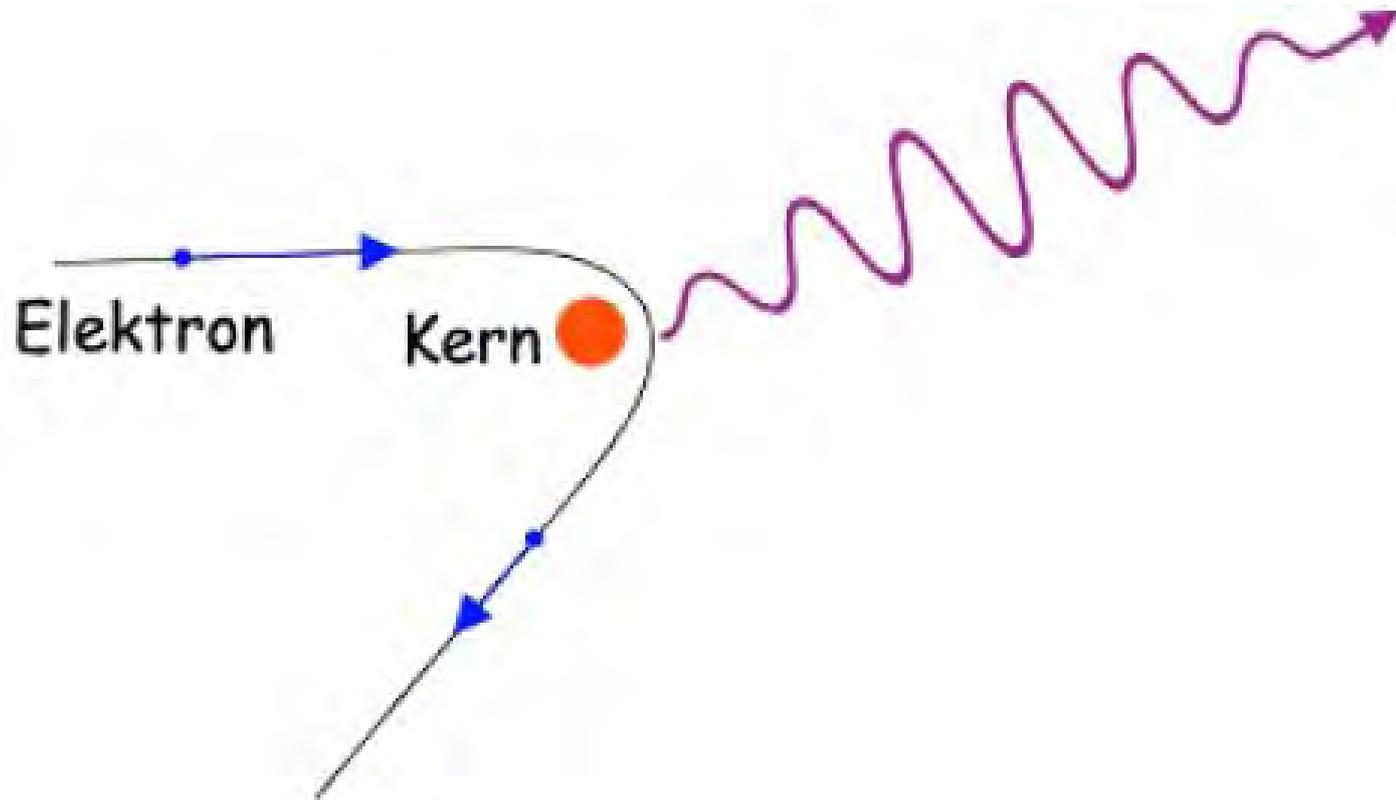
Synchrotronstrahlung

Röntgenröhre

Bremsstrahlung

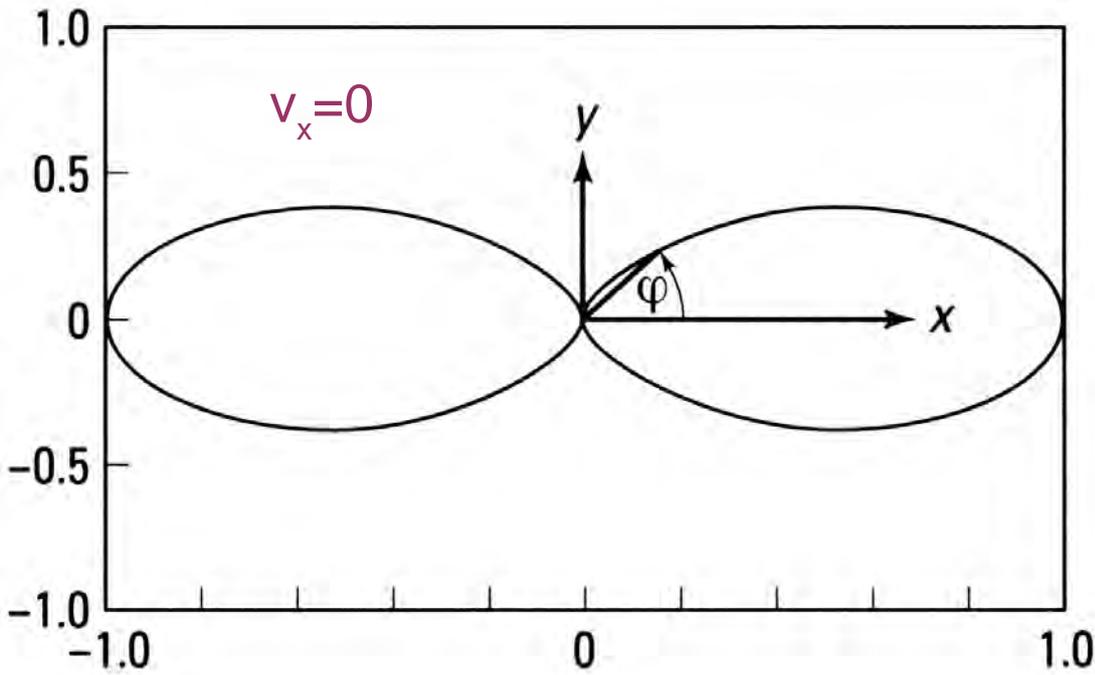


Atome sollten strahlen ...

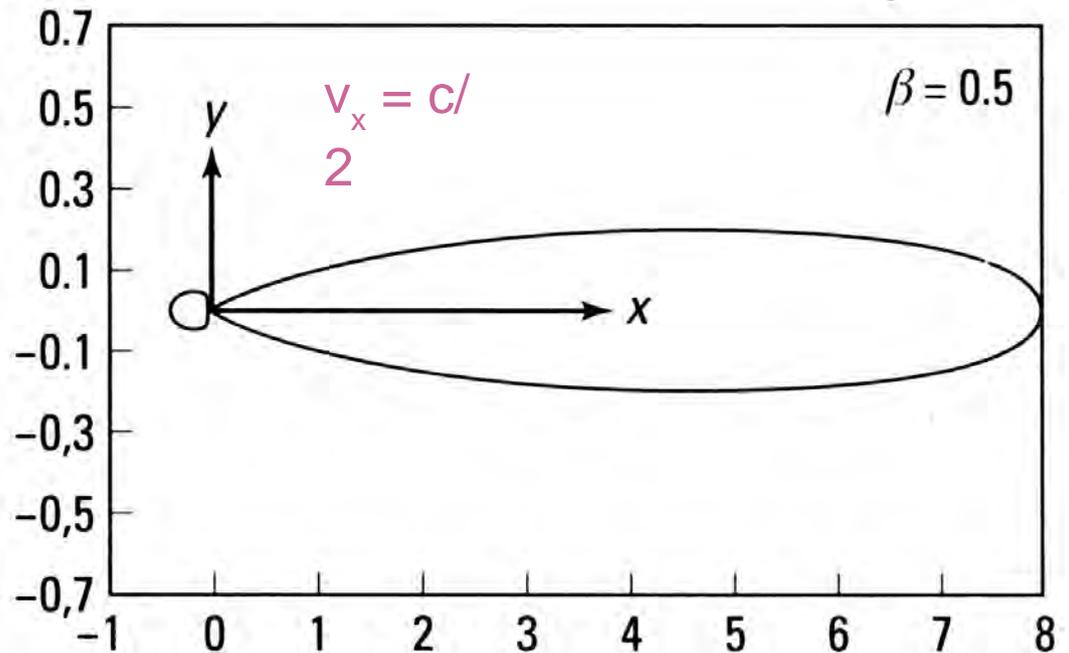


warum sind sie stabil??

Richtcharakteristiken der Strahlung einer in y beschleunigten Ladung



NO SH 0



Transversalwelle: (in x-Richtung)

Polarisationszustand einstellbar

linear z.B. nur $E_y \neq 0$ 

zirkular E_y und E_z 90° phasenverschoben

(elliptisch) \sim , aber $|E_z| \neq |E_y|$

Lecherleiter

Vijo nicht parallel

Skineffekt

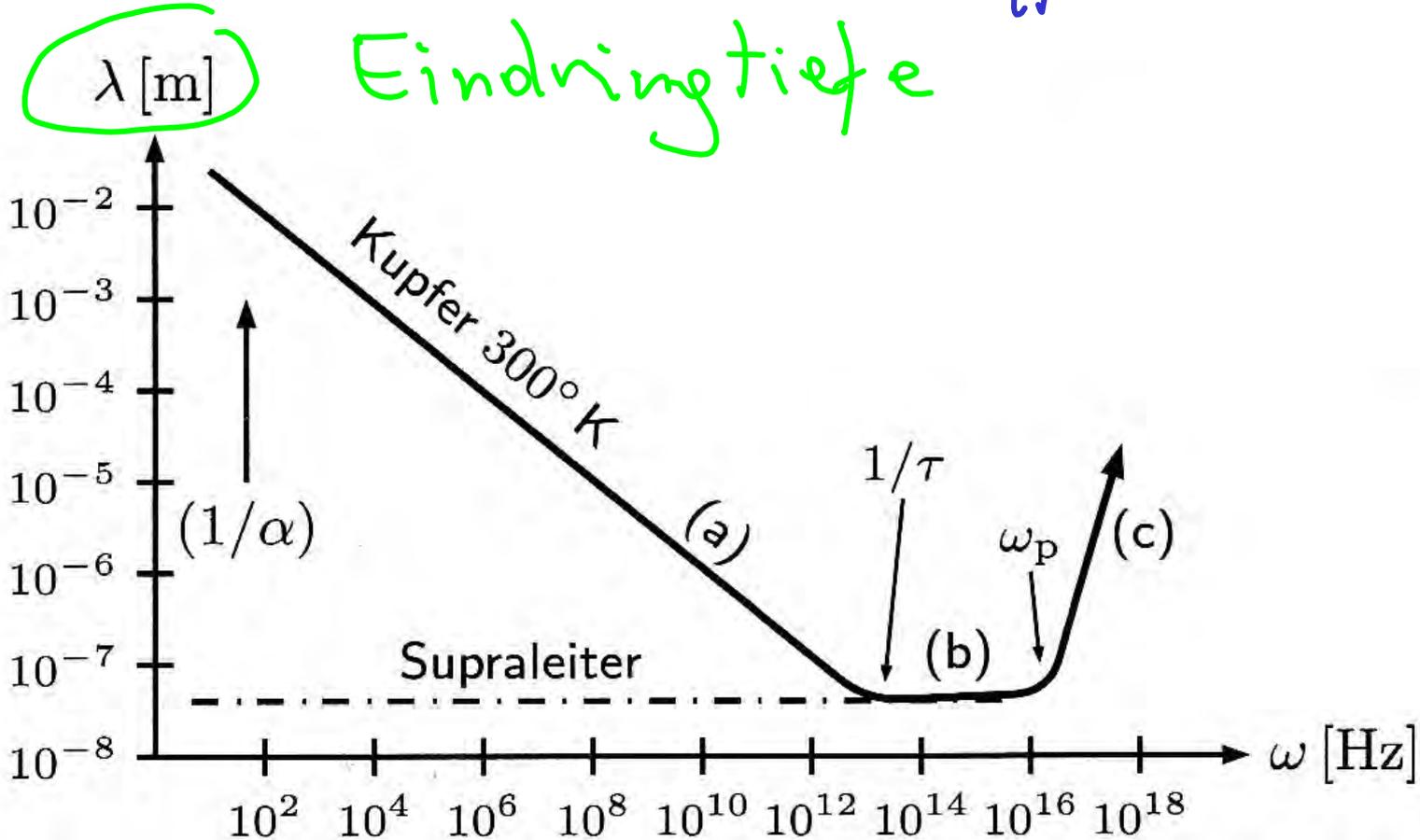
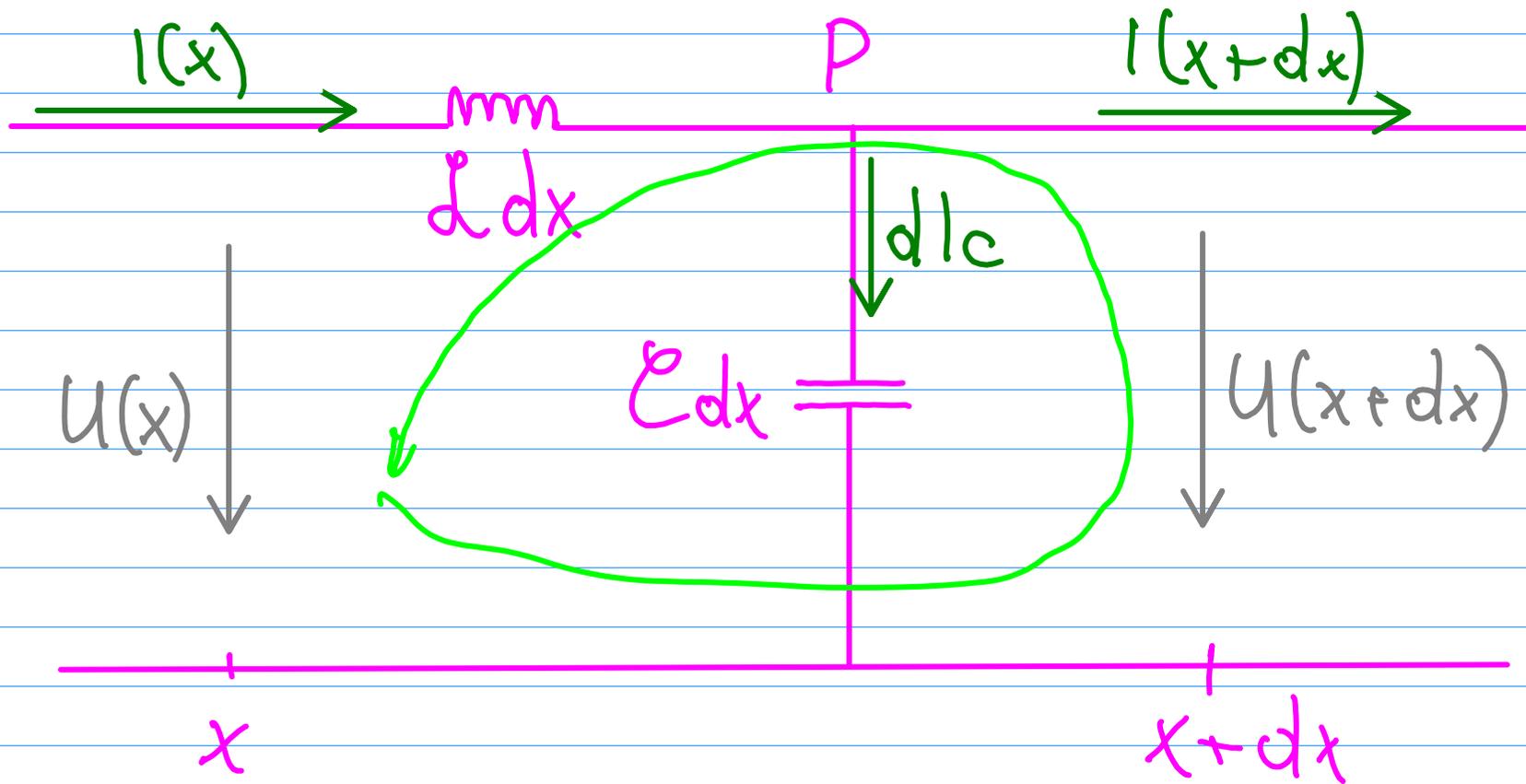
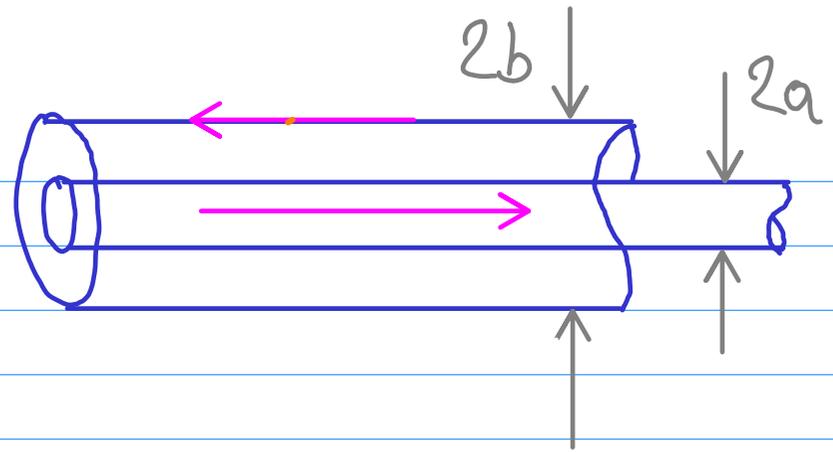


Bild 10.10: Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in einen Leiter als Funktion der Winkelfrequenz (doppelt logarithmischer Maßstab) : a) normaler Skin-Effekt, b) anomaler Skin-Effekt, c) Durchlaßbereich.

Koaxialkabel



Masche \odot $U(x) - \int dx \frac{\partial I}{\partial t} - U(x+dx) = 0$

$$\Rightarrow - \int dx \frac{\partial I}{\partial t} - \frac{\partial U}{\partial x} dx = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial U}{\partial x} = - \int \frac{\partial I}{\partial t} \quad (*)$$

Knoten P $I(x) = I(x+dx) + dI_c$

$$\Rightarrow dI = I(x+dx) - I(x) = -dI_c$$

dI_c ändert Ladung & Spannung am Kondensator

$$dI_c = \frac{dQ}{dt} \Rightarrow dI_c \cdot dt = dU C dx$$

$$\Rightarrow \frac{\partial u}{\partial t} \mathcal{E} = \frac{dI}{dx}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial I}{\partial x} = -\mathcal{E} \frac{\partial u}{\partial t} \quad (**) \quad \left| \frac{\partial}{\partial x} \text{ und } \frac{\partial}{\partial t} (*) \right.$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} = \frac{1}{\mathcal{L} \mathcal{C}} \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} \quad \text{Wellengl. !}$$

$$\frac{1}{c} = \sqrt{\mathcal{L} \mathcal{C}}$$

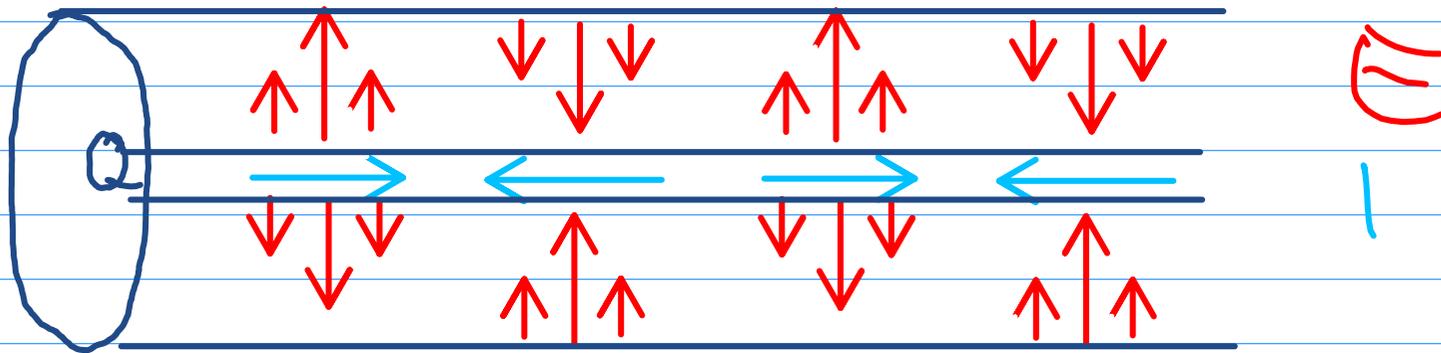
früher haben wir berechnet:

$$\mathcal{L} = \mu \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \quad \mathcal{C} = \varepsilon 2\pi \varepsilon_0 \frac{1}{\ln \frac{b}{a}}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{c^2} = \mu \epsilon = \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu$$

typisch $c \approx 60\%$ c_{vakuum}

(ok bis $\approx 10^{10}$ Hz, dann $\lambda \approx a, b$)



$$\frac{\partial u}{\partial x} = -L \frac{\partial i}{\partial t} \quad (*) \quad \frac{\partial i}{\partial x} = -C \frac{\partial u}{\partial t} \quad (**)$$

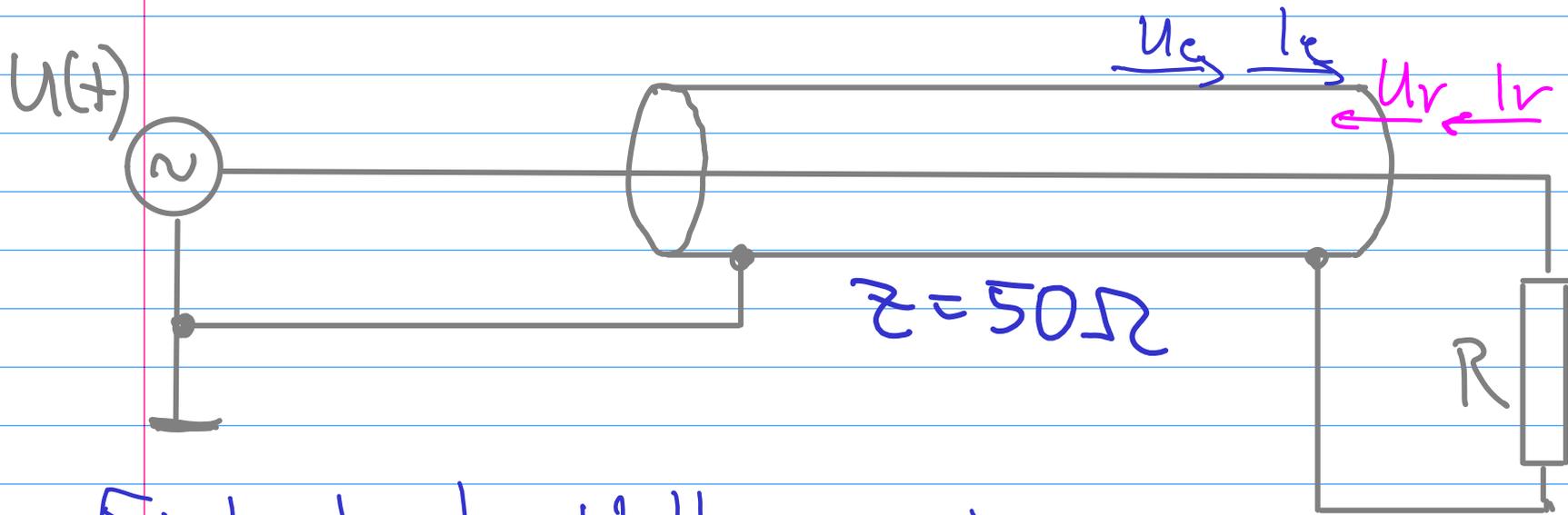
$$\frac{(*)}{(**)}: \quad \frac{\partial u}{\partial l} = \frac{L}{C} \frac{\partial i}{\partial u}$$

$$\Rightarrow Z = \frac{\partial u}{\partial i} = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Kabelimpedanz

typ. 50Ω , 75Ω

Koaxialkabel : Abschlusswiderstand



Einlaufende Welle: U_e, I_e

Auslaufende Welle: U_r, I_r

An R misst man: $U_R = U_e + U_r$

Strom durch R : $I_R = I_e - I_r$

Weiter gilt: $Z = \frac{U_e}{I_e}$ $Z = \frac{U_r}{I_r}$ $R = \frac{U_R}{I_R}$

$$\Rightarrow U_R = R(i e^{-ir}) = \frac{R}{Z} (U_e - U_r)$$

$$\Rightarrow U_e \left(1 - \frac{R}{Z}\right) = U_r \left(1 + \frac{R}{Z}\right)$$

Reflektionskoeffizient

$$\rho = \frac{U_r}{U_e} = \frac{1 - \frac{R}{Z}}{1 + \frac{R}{Z}} = \frac{R - Z}{R + Z}$$

$$R=0 \Rightarrow \rho = -1$$

Kurzschluss, Puls dreht

$$R=\infty \Rightarrow \rho = 1$$

Leerlauf, Puls mit gleichem
Vorzeichen zurück

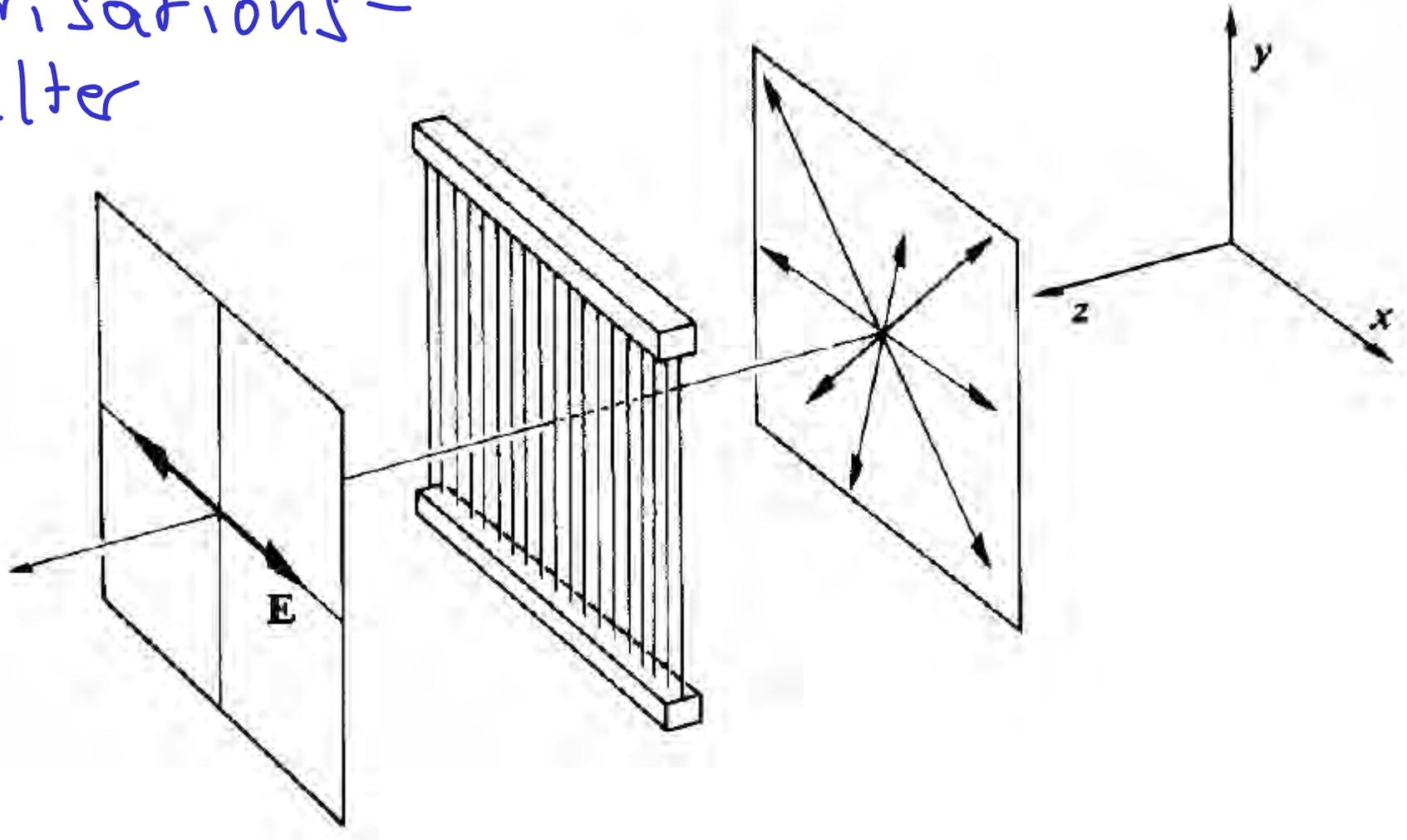
$$R=Z \Rightarrow \rho = 0$$

Keine Reflexion

Strahlungsdruck

→ Kernteilchen

Polarisations- filter



Entlang Draht werden Elektronen effizienter zum Schwingen angeregt
(Wellenlänge der Strahlung liegt im Zentimeterbereich)

... folglich mehr "Reibungs"verluste

... folglich mehr Absorption

$$|E| \sim \cos \theta, \quad I \sim E^2$$

Polarisationsfilter

Transmission von polarisiertem Licht -- Gesetz von Malus

$$I = I_0 \cos^2(\theta)$$

- (I_0 Intensität des einfallenden polarisierten Lichts
- θ Winkel zw. Polarisationsebene und Durchlassebene)

Transmission unpolarisierten Lichts

$$I = 1/2 I_0$$

- (I_0 Intensität des einfallenden Lichts)