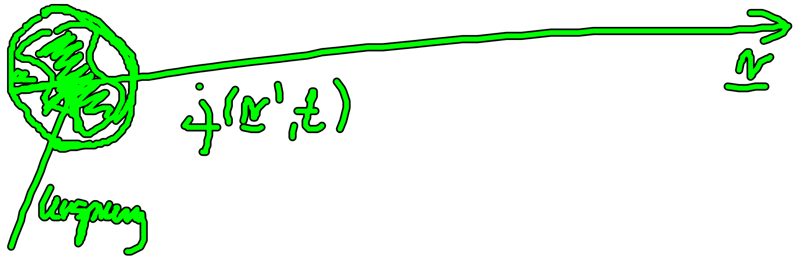
Wh.:



Potentiale, Felder für $r \gg a$? — Retardierung

$$\underline{A}(\underline{r},t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int d\underline{r}' \, \frac{\underline{j}\left(\underline{r}', t - \frac{|\underline{r}-\underline{r}'|}{c}\right)}{|\underline{r}-\underline{r}'|}$$

Lorentz-Eichung: $\nabla \cdot \underline{A}(\underline{r},t) + \frac{1}{c^2}\dot{\phi} = 0$

retardierte Zeit

$$t - \frac{|\underline{r}-\underline{r}'|}{c} \approx \tilde{t} + \frac{1}{c}\frac{\underline{r}\cdot\underline{r}'}{r} + \text{Terme höherer Ordnung}$$

$$\tilde{t} = t - \frac{r}{c}$$

→ niedrigster Term:

$$A^{(1)}(\underline{r},t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r}\int d\underline{r}' \, \underline{j}(\underline{r}',\tilde{t})$$

Wir haben also 2 Näherungen:

- $r \gg a$
- $\tilde{t} = t - \frac{r}{c} \gg \frac{\underline{r}\cdot\underline{r}'}{\underbrace{rc}_{\text{das Maximum davon ist } \underline{a}}}$

c

$\Leftrightarrow \quad \hat{t} \gg \frac{a}{c}$

Retardierung durch Quelle im Ursprung

$\underbrace{\frac{a}{c}}$ relative Retardierung dadurch, daß Quelle ausgedehnt ist

betrachte lokalen harmonischen Strom

$$\underline{j}(\underline{r}',t) = \underline{j}_0(\underline{r}')\, e^{i\omega t}$$

$$\underline{j}\left(\underline{r}', t - \frac{|\underline{r}-\underline{r}'|}{c}\right) = \underline{j}_0(\underline{r}') \exp\left(i\omega t - i\omega \frac{|\underline{r}-\underline{r}'|}{c}\right)$$

$$\approx \underline{j}_0(\underline{r}')\, e^{i\omega t - i\omega\frac{r}{c} + \frac{i\omega}{c}\frac{\underline{r}\cdot\underline{r}'}{r}}$$

Wann ist die Ausdehnung der Quelle vernachlässigbar?

$$e^{i\frac{\omega}{c}\frac{\underline{r}\cdot\underline{r}'}{r}} \approx 1$$

$$\frac{\omega}{c}\frac{\underline{r}\cdot\underline{r}'}{r} \approx \underbrace{\frac{\omega}{c}}_{k} a \ll 1 \Leftrightarrow ka \ll 1$$

$$\Leftrightarrow a \ll k^{-1} = \frac{\lambda}{2\pi}$$

$\Rightarrow$ Wir nehmen also an, daß

$$\lambda \gg a$$

Wellenlänge der harmonischen Störung

Ausdehnung der Quelle

$$\underline{A}^{(1)}(\underline{r},t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r}\int d\underline{r}'\,\underline{j}(\underline{r}',\underbrace{\tilde{t}}_{t-\frac{r}{c}})$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r}\,\dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right)$$

$$\text{mit } \dot{\underline{p}} = \frac{\partial}{\partial t}\underline{p}(t) = \frac{\partial}{\partial t}\int d\underline{r}'\,\underbrace{\underline{r}'\rho(\underline{r}',t)}_{\text{elektr. Dipolmoment}}$$

In niedrigster Ordnung (vom Vektorpotential) haben wir also „Dipolstrahlung"

<u>Spezialfall</u>:

Hertz'scher Dipol

Ansatz: $\underline{p}(t) = \underline{p}_0\, e^{-i\omega t}$

harmonisch schwingender Dipol

$$\Rightarrow \underline{A}(\underline{r},t)\left(\approx \underline{A}^{(1)}(\underline{r},t)\right)$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r}\dot{p}\left(t-\frac{r}{c}\right) = -\frac{i\omega\mu_0}{4\pi}p_0\frac{1}{r}e^{-i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}$$

$$k = \frac{\omega}{c}$$

$$\Rightarrow \underline{A}(\underline{r},t) = -i\omega\frac{\mu_0}{4\pi}p_0\underbrace{\frac{1}{r}e^{ikr-i\omega t}}$$

Kugelwelle!

Betrag nimmt ab mit $\frac{1}{r}$

Entsprechendes Skalares Potential

$$\boxed{\mu_0 c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0}}$$

aus der Lorentz-Eichung: $\nabla\cdot\underline{A}(\underline{r},t) + \frac{1}{c^2}\dot{\phi}(\underline{r},t) = 0$

$$\Rightarrow -\dot{\phi}(\underline{r},t) = c^2\,\nabla\cdot\underline{A} = c^2\,\nabla\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r}\dot{p}\left(t-\frac{r}{c}\right)\right) \quad \text{Produktregel}$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\left(\nabla\frac{1}{r}\right)\dot{p}\left(t-\frac{r}{c}\right) + \frac{1}{r}\nabla\dot{p}\left(t-\frac{r}{c}\right)\right)$$

Integrieren über die Zeit:

$$\Phi(\underline{r},t) = \underbrace{\Phi^{stat}(\underline{r})}_{\text{setzt man Null}}$$

$$+ \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\underbrace{\nabla\left(\frac{1}{r}\right)}_{-\frac{\underline{r}}{r^3}} \underline{p}\left(t-\frac{r}{c}\right) + \frac{1}{r}\nabla \underline{p}\left(t-\frac{r}{c}\right)\right)(-1)$$

$$\Phi(\underline{r},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\underbrace{\frac{1}{r^3}\,\underline{r}\cdot\underline{p}\left(t-\frac{r}{c}\right)}_{\sim\frac{1}{r^2}} + \underbrace{\frac{1}{rc}\,\dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right)\overbrace{\frac{\underline{r}}{r}}^{\nabla r}}_{\sim\frac{1}{r}} \right)$$

daraus die Felder:

$$\underline{B}(\underline{r},t) = \nabla\times\underline{A}(\underline{r},t)$$

$$\underline{E}(\underline{r},t) = -\nabla\Phi(\underline{r},t) - \dot{\underline{A}}(\underline{r},t)$$

Magnetfeld:

$$\underline{B}(\underline{r},t) = \nabla \times \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right) \right)$$

$$\vdots$$

$$= \underbrace{-\frac{\mu_0}{4\pi c} \frac{1}{r} \left(\ddot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right) \times \frac{\underline{r}}{r} \right)}_{\sim \frac{1}{r}} \underbrace{+ \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right) \times \frac{\underline{r}}{r^3} \right)}_{\sim 1/r^2}$$

$$\boxed{\begin{aligned} &\nabla \times (\underline{a}\,\varphi) \\ &= \varphi\, \nabla \times \underline{a} \\ &\ - \underline{a} \times \nabla \varphi \end{aligned}}$$

- $\underline{B}$ enthält also Terme mit unterschiedlicher Abstandsabhängigkeit!

- $\underline{B}$ steht immer senkrecht auf $\underline{r}$!

Berechnung vom $\underline{E}$-Feld

$$\left.\begin{aligned} \underline{E}(\underline{r},t) = &- \nabla \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^3}\, \underline{r} \cdot \underline{p}\left(t-\frac{r}{c}\right) \right) \\ &- \nabla \left(\frac{1}{r^2 c}\, \underline{r} \cdot \dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right) \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \right) \end{aligned}\right\} \text{aus } -\nabla\phi$$

$$-\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \ddot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right) \quad \leftarrow \text{aus } \dot{\underline{A}}$$

man sieht: Die Ausdrücke werden

sehr komplex

— obwohl wir "nur" Multipolstrahlung in niedrigster Näherung betrachten!
(also Dipolstrahlung)

$\Rightarrow$ Man diskutiert typischerweise nur Grenzfälle

Erinnerung: Voraussetzung für Multipolentwicklung im dyn. Fall.

- $a \ll r$
- $\frac{a}{c} \ll t - \frac{r}{c} \xrightarrow[\text{harmonische Störung}]{} a \ll \underbrace{\lambda}_{\frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi c}{\omega}}$

$\Rightarrow$ Diskutiere 2 Fälle

i) $a \ll r \ll \lambda$

„Nahzone"

ii) $a \ll \lambda \ll r$

„Fernzone"

$$\boxed{\lambda = \frac{2\pi}{k}}$$

<u>Zunächst zur Nahzone:</u>

$$r \ll \lambda \iff kr \ll 2\pi$$
$$\iff kr \ll 1$$

Folgerung: $$p\left(t-\frac{r}{c}\right) = p_0 e^{i\omega t} \underbrace{e^{-ikr}}_{\approx 1} \approx p_0 e^{i\omega t} = p(t)$$

In der Nahzone sind die Retardierungseffekte also klein und werden daher vernachlässigt!

$\longrightarrow$ "quasistatische Näherung"!

Potentiale in der Nahzone:

$$\underline{A}^{(N)}(\underline{r},t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \dot{\underline{p}}(t)$$

$$\phi^{(N)}(\underline{r},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{r^3} \underline{r} \cdot \underline{p}(t) \right)$$

unterdrücke also den 2. Term in ϕ, da dieser allein von der Retardierung kommt!

Felder:

$$\underline{B}^{(N)}(\underline{r},t) = \nabla \times \underline{A}^{(N)}(\underline{r},t)$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \underbrace{\left(\dot{\underline{p}}(t) \times \frac{\underline{r}}{r^3} \right)}_{\sim 1/r^2}$$

und

$\underline{B} \perp \underline{r}$!

$$\underline{E}^{(N)}(\underline{r},t) = -\nabla \Phi^{(N)} - \dot{\underline{A}}^{(N)}$$

$$= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{3\underline{r}(\underline{r}\cdot\underline{p}(t))}{r^5} - \frac{\underline{p}(t)}{r^3} \right) - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \ddot{\underline{p}}(t)$$

- 1. Term:

  Instantanes Dipolfeld

- 2. Term: ist vernachlässigbar gegenüber dem 1. Term

Grund:

$$\frac{\ddot{p}}{r} \sim \frac{\omega^2}{r} \sim \frac{k^2}{r} \ll \frac{1}{r^3} \;!$$

$(\omega = ck)$

$kr \ll 1$

$k \ll \frac{1}{r}$

Das elektrische Nahfeld eines Hertz'schen Dipols entspricht einem instantanen Dipolfeld!

2. Grenzfall

$$a \ll \lambda \ll r$$

"Fernzone" oder auch "Strahlungszone"

Folgerung:

betrachte: $$\frac{1}{c}\dot{p}\left(t-\frac{r}{c}\right) = -\frac{i\omega}{c}\, p\left(t-\frac{r}{c}\right)$$

$$p\left(t-\frac{r}{c}\right) = p_0 e^{i\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}$$

jetzt: $$r \gg \frac{2\pi}{k} \Leftrightarrow kr \gg 2\pi$$

$$\Leftrightarrow \frac{\omega}{c} r \gg 2\pi \Leftrightarrow \frac{\omega}{c} \gg \frac{2\pi}{r}$$

$$\Rightarrow \frac{\omega}{c}\, p\left(t-\frac{r}{c}\right) \gg \frac{1}{r}\, p\left(t-\frac{r}{c}\right)$$

⇒ Potentiale:

$$\underline{A}^{(F)}(\underline{r},t) \approx \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r}\dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right)$$

wie gehabt!

$$\phi^{(F)}(\underline{r},t) \approx \frac{1}{r^2 c}\,\underline{r}\cdot\dot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right)\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

(d.h. 1. Term in ϕ ~~[illegible]~~ im ursprüngl. Ausdruck fällt weg!)

Felder:

$$\underline{B}^{(F)}(\underline{r},t) \approx -\frac{\mu_0}{4\pi c}\frac{1}{r^2}\left(\ddot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right)\times\underline{r}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{r^2}\right)$$

$$\underline{E}^{(F)}(\underline{r},t) = -\nabla\phi^{(F)}(\underline{r},t) - \dot{\underline{A}}^{(F)}(\underline{r},t)$$

$$\approx \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r^2}\left(\underline{r}\times\ddot{\underline{p}}\left(t-\frac{r}{c}\right)\right)\times\frac{\underline{r}}{r}}_{\sim\frac{1}{r}}$$

+ Terme höherer Ordnung in $\frac{1}{r}$!

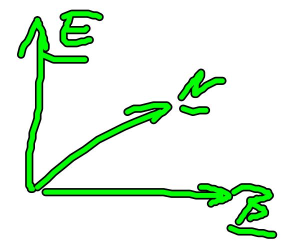
In dieser Näherung gilt:

$$\underline{E}^{(F)}(\underline{r},t) = c\,\underline{B}^{(F)}(\underline{r},t) \times \frac{\underline{r}}{r}$$

→ Zusammenfassung der Eigenschaften der Fernfelder

- $\underline{E}^{(F)} \sim \frac{1}{r}$, $\underline{B}^{(F)} \sim \frac{1}{r}$
- $\underline{E}^{(F)} \perp \underline{r}$, $\underline{B}^{(F)} \perp \underline{r}$
- $\underline{B}^{(F)} \times \frac{\underline{r}}{r} = \frac{1}{c}\,\underline{E}^{(F)}$

→ $\underline{B}$, $\underline{r}$ und $\underline{E}$ bilden lokal ein Rechtssystem



Betrachte dazugehörigen Poyntingvektor

Energiestromdichte

$$\underline{S}(\underline{r},t) = \underline{E}(\underline{r},t) \times \underbrace{\underline{H}(\underline{r},t)}_{\frac{1}{\mu_0}\underline{B}(\underline{r},t)}$$