

Theoretische Physik II

Elektrodynamik

Vorlesung von Prof. Dr. Michael Thoss im Wintersemester 2018

Markus Österle Andréz Gockel Damian Lanzenstiel Patrick Munnich

31. Januar 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Relativitätstheorie und Elektrodynamik	2
1.1	Spezielle Relativitätstheorie (Wiederholung)	2

Kapitel 0

Einführung

0.1 Zur Vorlesung

Dozent Michael Thoss

Übungen Donnerstag/Freitag (ILIAS) beginnt 18./19.10.18

Übungsleiter Jakob Bätge

Abgabe der Hausaufgaben bis Dienstag 12:00 - Briefkasten GuMi

Klausur 13.02.19, 10-12 Uhr, Hörsaal Anatomie (Nachklausur: 26.19, 10-12 Uhr)

Ankündigungen ILIAS Pass: theophy2.thoss18

Angaben Vorlesung: 4 SWS, Übung: 2 SWS, ECTS: 7

Vorkenntnisse Mathematik: Analysis für Physiker (Vektor Rechnung), Theoretische Physik I, Experimental Physik II.

Hinweis zu den Übungen

- Keine Anwesenheitspflicht.
- Keine Punktzahl nötig für Klausurzulassung.
- Kann auch während Übungen abgegeben werden.

Lehrbücher:

- W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik* (Springer)
- D.J. Griffiths, *Elektrodynamik: Eine Einführung* (Pearson)
- T. Fließbach, *Elektrodynamik* (Spektrum Akademischer Verlag)
- J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik* (Walter de Gruyter) [geht dieser Vorlesung hinaus](#)

0.2 Einführung und Überblick

Die vier fundamentalen Wechselwirkungen (WW):

- Starke WW
- **Elektromagnetische WW** Wird in dieser Vorlesung betrachtet
- Schwache WW
- Gravitation

0.2.1 Rückblick

Theoretische Physik 1:

- Mechanik
- Punktmechanik: Bahnkurven von Körpern
- Bewegungsgleichung: $m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}$

0.2.2 Elektrodynamik

- Grundlegende Größen
- Felder
-

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$	$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$
elektrisches Feld	Magnetfeld

→ Feldtheorie [sehr wichtiges Konzept](#)

[Wie sind Elektrische Felder definiert?](#)

Experimentelle Definition als Messgröße: Kraft auf Ladung

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))$$

Theoretische Definition ist Mathematisch: Feldgleichungen-Maxwellgleichungen

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j}\end{aligned}$$

Hierbei steht ρ für die Ladungsdichte und \mathbf{j} für die Stromdichte.

0.3 Aufbau der Vorlesung

1./2. Statische Phänomene: $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \underbrace{\nabla \times \mathbf{E} = 0}_{1. \text{ Elektrostatik}} & & \underbrace{\nabla \times \mathbf{B} = 0}_{2. \text{ Magnetostatik}}\end{aligned}$$

3. Zeitabhängige magnetische/elektrische Felder

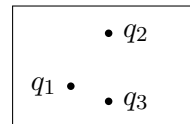
4. Relativistische Formulierung der Elektrodynamik

Kapitel 1

Elektrostatik

Wir beschäftigen uns in diesem Kapitel mit **ruhenden Ladungen** und **zeitunabhängigen Feldern**. Das Grundproblem besteht darin, dass wir eine Ladungsverteilung haben und das Elektrische Feld und dessen Potential bestimmen wollen.

→ Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, el. Potential $\Phi(\mathbf{r})$



1.1 Elektrische Ladung und Coulomb'sches Gesetz

Ladung: Beobachtungstatsachen:

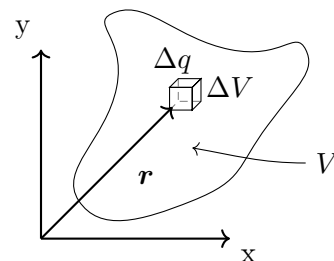
- i) Zwei Arten „+“, „-“
- ii) Abgeschlossenes System: Ladung erhalten: $q = \sum_i q_i = \text{const.}$
- iii) Ladung ist quantisiert in Einheiten der Elementarladung:

$$q = ne, \quad n \in \mathbb{Z}, \quad e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$n = -1$: für ein Elektron wäre ein Beispiel einer Punktladung

Kontinuierliche Ladungsverteilung Ladungsdichte
 $\rho(\mathbf{r}) = \frac{\text{Ladung}}{\text{Volumen}} = \frac{\Delta q}{\Delta V}$ Gesamtladung in V :

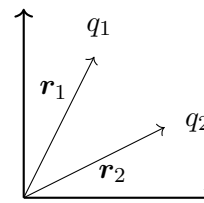
$$Q = \int_V d^3r \rho(\mathbf{r})$$



1.1.1 Coulombsches Gesetz

Die Kraft, welche eine am Ort \mathbf{r}_2 lokalisierte Punktladung auf eine Punktladung am Ort \mathbf{r}_1 ausübt, ist gegeben durch:

$$\mathbf{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2} \underbrace{\frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}_{\mathbf{e}_{r_{12}}}$$



1. $\mathbf{F}_{12} \sim q_1 q_2$
2. $\mathbf{F}_{12} \sim \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2}$

3. $\mathbf{F}_{12} \sim q_1 q_2 \mathbf{e}_{r_{12}}$

4. $\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}$

Es gilt das Superpositionsprinzip: Das heißt, durch vektorielle Addition der Kräfte kann die Gesamtkraft ermittelt werden.

$$\mathbf{F}_1 = k \sum_{j=2}^N \frac{q_1 q_j}{r_{1j}^2} \mathbf{e}_{r_{1j}}$$

Zur Konstanten k :

Die Konstante ist abhängig von dem verwendeten Maßsystemen.

i) Gauß-System (cgs): $k \equiv 1$, $\text{dyn} = \frac{\text{g} \cdot \text{cm}}{\text{s}^2} = 10^{-5} \text{ N}$

$$1 \text{ dyn} = \frac{(1\text{ESE})^2}{\text{cm}^2} \quad 1\text{ESE} = \frac{\sqrt{\text{g} \cdot \text{cm}^3}}{\text{s}}$$

ii) SI (MKSA-System): Definition von A = Ampère

$$\frac{\Delta F}{\Delta l} = 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m}} \quad \begin{array}{c} \text{---} \xrightarrow{I} \text{---} \\ \downarrow \\ 1 \text{ m} \\ \uparrow \\ \text{---} \xleftarrow{I} \text{---} \end{array}$$

$$\text{Strom} = \frac{\text{Ladung}}{\text{Zeit}} \Rightarrow 1\text{A} = \frac{1\text{C}}{1\text{s}} \rightarrow e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \quad c \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\frac{\Delta F}{\Delta l} = k \frac{2I^2}{c^2 d} \rightarrow k = 2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{N}}{\text{m}} \frac{c^2 1\text{m}}{2(1\text{A})^2} = 10^{-7} c^2 \frac{\text{N}}{\text{A}^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

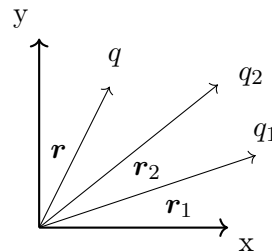
Damit erhalten wir für die Dielektrizitätskonstante des Vakuums:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{Nm}^2}$$

1.2 Elektrisches Feld

1.2.1 Feld eines Systems von Punktladungen

N -Ladungen q_1, \dots, q_N ruhen an den Orten $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$. Nun bringen wir eine Testladung q am Ort \mathbf{r} mit ein.



Kraft von q_1, q_2 auf q

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \sum_{j=1}^N q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} = q\mathbf{E}(\mathbf{r})$$

Somit ist das elektrische Feld:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^N q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3}$$

Bemerkung

i) Testladung klein (formal: $\lim_{q \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}}{q}$)

ii) math. $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ Vektorpfeil

$$\text{kartesisch: } \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_x(\mathbf{r}) \\ E_y(\mathbf{r}) \\ E_z(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$

iii) Wechselwirkungsprozess: 2 Teile

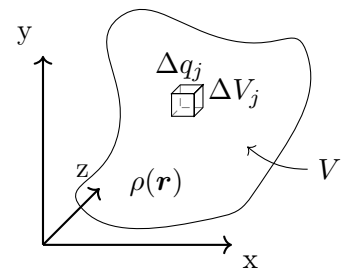
$$q_j \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{F} = q\mathbf{E}(\mathbf{r})$$

iv) Superpositionsprinzip gilt

1.2.2 Feld einer kontinuierlichen Ladungsverteilung $\rho(\mathbf{r})$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

$$\underbrace{\int_V d^3r'}_{\text{schließt alle Ladungen ein}} \quad \rho(\mathbf{r}_j) = \frac{\Delta q_j}{\Delta V_j}$$



$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= k \sum_j \Delta q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \\ &= k \sum_j \Delta V_j \rho(\mathbf{r}_j) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \\ \text{mit } \Delta V_j \rightarrow 0 &= k \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \end{aligned}$$

1.2.3 Ladungsdichte einer Punktladung

Deltafunktion

$$\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

Punktladung in $\mathbf{r}_0 \Rightarrow \rho(\mathbf{r}) = 0 \quad \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_0$

Ladungsdichte divergiert in \mathbf{r}_0

$$\rho(\mathbf{r}_0) = \infty$$

Modell für Punktladung:

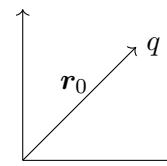
Ladung q in Kugel mit Radius ϵ um \mathbf{r}_0 , $\epsilon \rightarrow 0$

$$\rho_2(\mathbf{r}) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{q}{v_k} & |\mathbf{r}| \leq \epsilon \\ 0 & \text{sonst} \end{array} \right\} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi\epsilon^3} \underbrace{\Theta(\epsilon - |\mathbf{r}|)}_{\text{Stufenfunktion}}$$

$$\rho(\mathbf{r}) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \rho_\epsilon(\mathbf{r}) = \left\{ \begin{array}{ll} \infty & \mathbf{r} = 0 \\ 0 & \mathbf{r} \neq 0 \end{array} \right.$$

Divergenz muss so sein, dass

$$\int_{\substack{V \\ \mathbf{r}_0 \in V}} d^3r \rho(\mathbf{r}) = q$$



Definition Delta-Funktion (Diracsche Deltafunktion)

1.

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_0 \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}_0 \end{cases}$$

2.

$$\int_V d^3r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \begin{cases} f(\mathbf{r}_0) & \mathbf{r}_0 \in V \\ 0 & \mathbf{r}_0 \notin V \end{cases}$$

Mathematik

Distribution - Funktional

Funktional: Abb. Funktionen $\mapsto \mathbb{R}, \mathbb{C}$

$$\delta_{\mathbf{r}_0} : f \mapsto f(\mathbf{r}_0)$$

Physik

$$\int d^3r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = f(\mathbf{r}_0)$$

δ -Fkt. als Grenzwert einer Folge von Funktionen im Integral

$$\int d^3r f(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int d^3r f(\mathbf{r}) g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

mit

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}_0 \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}_0 \end{cases}$$

$$\int_V d^3r g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = 1$$

Beispiel: $g_\varepsilon(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \frac{\Theta(\varepsilon - |\mathbf{r}|)}{\frac{4}{3}\pi\varepsilon^3}$

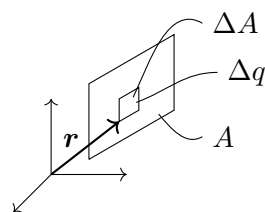
Mehrere Punktladungen q_j in \mathbf{r}_j

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j q_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_V d^3r' \sum_j q_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_j q_j \int_V d^3r' \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \sum_j q_j \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|^3} \quad \checkmark \end{aligned}$$

1.2.4 Flächenladungsdichte

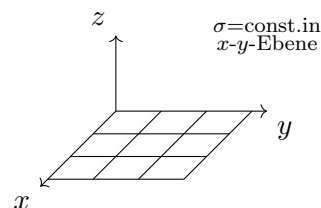
$$\sigma(\mathbf{r}) = \frac{\text{Ladung}}{\text{Fläche}} = \frac{\Delta q}{\Delta A}$$



erzeugtes elektrisches Feld:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \underbrace{df'}_{\text{A Flächenelement}} \sigma(\mathbf{r}) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Beispiel: Elektrisches Feld einer homogenen Flächenladung



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \sigma \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad \mathbf{r}' = (x', y', 0)$$

Symmetrie: \mathbf{E} unabhängig von x, y $\mathbf{r} = (0, 0, z)$

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}' = (-x', -y', z), \quad |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3 = (x'^2 + y'^2 + z^2)^{3/2}$$

$$E_x \sim \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} dy' \frac{(-x')}{(x'^2 + y'^2 + z^2)^{3/2}} = 0 = E_y$$

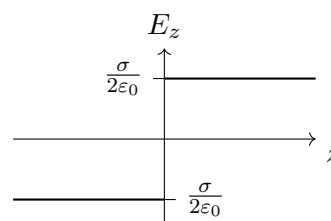
$$\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$$

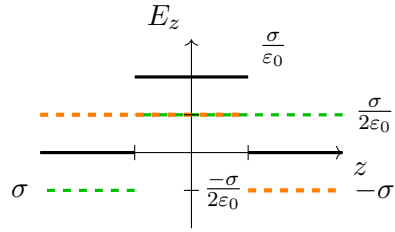
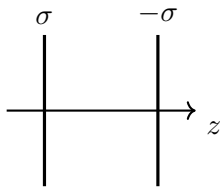
$$\begin{aligned} E_z &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sigma_z \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} dy' \frac{(x')}{(x'^2 + y'^2 + z^2)^{3/2}}}_{\frac{1}{x'^2 + z^2}} \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sigma_z \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{1}{x'^2 + z^2} \\ &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sigma_z \left[\frac{1}{z} \arctan\left(\frac{x'}{z}\right) \right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \sigma_z \frac{\pi}{z} \text{sgn}(z) \\ E_z &= \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \text{sgn}(z) \end{aligned}$$

Grenzfläche: $z \rightarrow 0$

$$\mathbf{E} \xrightarrow{z \rightarrow 0} \begin{cases} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_z & z > 0 \\ -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_z & z < 0 \end{cases}$$

$$\mathbf{E}_{\perp+} - \mathbf{E}_{\perp-} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad \mathbf{E}_{\parallel} = 0$$

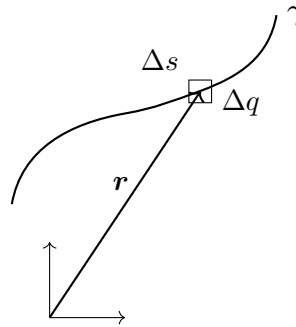




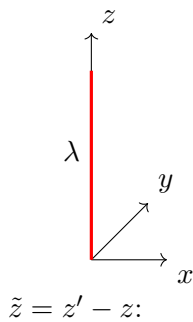
1.2.5 Linienladungsdichte

$$\lambda(\mathbf{r}) = \frac{\text{Ladung}}{\text{Länge}} = \frac{\Delta q}{\Delta s}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{\int_{\gamma} ds' \lambda(\mathbf{r}')}_{\text{Linienintegral}} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$



Beispiel: Elektrisches Feld einer homogenen Linienladung $\lambda = \text{const.}$



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\gamma} ds' \lambda \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad \gamma : z' \mapsto \mathbf{r}'(z') = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ z' \end{pmatrix}$$

$$= \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{\mathbf{r} - (0, 0, z')^{\top}}{(x^2 + y^2 + (z - z')^2)^{3/2}}$$

$$E_x = \frac{\lambda x}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{(x^2 + y^2 + (z - z')^2)^{3/2}} = \frac{\lambda x}{4\pi\epsilon_0} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{z} \frac{1}{(x^2 + y^2 + \tilde{z}^2)^{3/2}}}_{\frac{2}{x^2 + y^2}} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + y^2}$$

Wegen der Symmetrie genau so:

$$E_y = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + y^2}$$

$$E_z = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{z - z'}{(x^2 + y^2 + (z - z')^2)^{3/2}} = 0$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{\rho} \mathbf{e}_{\rho}, \quad \mathbf{e}_{\rho} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

1.3 Feldgleichungen und elektrostatisches Potential

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

1.3.1 Elektrostatisches Potential

elektrische Feld ist ein Potentialfeld $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi(\mathbf{r}) = -\left(\mathbf{e}_x \frac{\partial\phi}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial\phi}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial\phi}{\partial z}\right)$

Nebenrechnung:

$$\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = -\nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

zur Überprüfung hier die x -Komponente berechnet:

$$-\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}} = \frac{-(-\frac{1}{2})}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}} \frac{2(x-x')}{1} = \frac{(x-x')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Somit erhalten wir für das \mathbf{E} -Feld:

$$\Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \left(-\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) = (-)\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

→ elektrostatisches Potential

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + c$$

übliche Konvention: $c = 0$ ($\phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$)

Beispiel: Potential einer Punktladung in \mathbf{r}_0 :

$$\rho(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \frac{q\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3}$$

(Funktional-Analysis Siegfried Großmann Springer)

(Landau-Lipschitz Buch geht weit der Vorlesung hinaus)

1.3.2 Feldgleichung (differentielle Form)

Rotation (Wirbel)

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{E} &= \mathbf{e}_x \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \mathbf{e}_y \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \mathbf{e}_z \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \\ &\Rightarrow \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times (\nabla\phi) = 0 \end{aligned}$$

Mathe: Sie sind äquivalent

i) $\mathbf{E} = -\nabla\phi$

ii) $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ (auf einfach zusammenhängendem Gebiet)

iii) Kurvenintegral $\int_{\gamma} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}$ ist Wegunabhängig

$$\int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = - \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} dt \underbrace{\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \nabla\phi(\mathbf{r}(t))}_{\frac{d\phi}{dt}} = \underbrace{(\phi(\mathbf{r}_2) - \phi(\mathbf{r}_1))}_{\text{Potentialdifferenz}}$$

Divergenz (Quellen)

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \end{aligned}$$

x -Anteil:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \frac{x - x'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} &= \frac{1 \cdot [\dots]^{3/2} (x - x') (x - x')^{3/2} \cdot 2[\dots]^{1/2}}{[\dots]^3} \\ &= \frac{[\dots]^{1/2} ((x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 - 3(x - x')^2)}{[\dots]^{3/2}} \\ &= \frac{(y - y')^2 + (z - z')^2 - 2(x - x')^2}{[\dots]^{3/2}} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{y - y'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} = \frac{(x - x')^2 + (z - z')^2 - 2(y - y')^2}{[\dots]^{3/2}}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \frac{z - z'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} = \frac{(x - x')^2 + (y - y')^2 - 2(z - z')^2}{[\dots]^{3/2}}$$

$$\nabla \cdot \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = 0 \quad \text{falls} \quad \mathbf{r} \neq \mathbf{r}'$$

\Rightarrow falls $\mathbf{r} \notin V$, d.h. \mathbf{r} in Gebiet ohne Ladungsdichte $\rho(\mathbf{r}) = 0$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$$

$\mathbf{r} \in V$: Grenzwertbetrachtung (Regularisierung des Integranden)

statt

$$\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}}$$

betrachten wir:

$$f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}} \quad a \in \mathbb{R}, a > 0$$

am Ende Grenzwert $\lim_{a \rightarrow 0}$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \lim_{a \rightarrow 0} \int_V d^3r' \rho(\mathbf{r}') \quad \boxed{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \frac{x - x'}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}} &= \frac{[\dots + a^2]^{3/2} - (x - x') \frac{3}{2} \cdot 2(x - x') [\dots + a^2]^{1/2}}{[\dots + a^2]^3} \\ &= \frac{(y - y')^2 + (z - z')^2 + a^2 - 2(x - x')^2}{[\dots + a^2]^{3/2}} \end{aligned}$$

$$\nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}}$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}' \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}' \end{cases}$$

\Rightarrow zum Integral $\int_V d^3 r' \dots$ trägt (im Limes $a \rightarrow 0$) nur der Bereich $\mathbf{r}' \approx \mathbf{r}$ bei

$$K_R(\mathbf{r}) = \{\mathbf{r}' \in \mathbb{R}^3 : |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \leq R\}$$

$$\begin{aligned} & \lim_{a \rightarrow 0} \int_V d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}} \cdot f_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \lim_{a \rightarrow 0} \int_{K_R(\mathbf{r})} d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}} \\ &+ \underbrace{\lim_{a \rightarrow 0} \int_{V/K_R(\mathbf{r})} d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}}}_{=0} \end{aligned}$$

Wähle R klein genug, dass man innerhalb $K_R(\mathbf{r})$, $\rho(\mathbf{r}')$ in Taylorreihe um \mathbf{r} entwickeln kann.

$$\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}, \quad d^3 r' = d^3 \tilde{\mathbf{r}}$$

$$\int_{K_R(\mathbf{r})} d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}} = \int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}}) \frac{3a^2}{[\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2]^{5/2}}$$

Taylorentwicklung von $\rho(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}})$ um $\tilde{\mathbf{r}} = 0$

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r} + \tilde{\mathbf{r}}) &= \rho(\mathbf{r}) + \tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r}) + \dots \\ &= \int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} (\rho(\mathbf{r}) + \tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r}) + \dots) \frac{3a^2}{[\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2]^{5/2}} \end{aligned}$$

1. Integral:

$$\begin{aligned} \int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) \frac{3a^2}{(\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2)^{5/2}} &= \rho(\mathbf{r}) \underbrace{\int_0^R d\tilde{r} \frac{3a^2}{(\tilde{r}^2 + a^2)^{5/2}}}_{\left[\frac{\tilde{r}^3}{(\tilde{r}^2 + a^2)^{3/2}} \right]_0^R} \underbrace{\int d\Omega}_{=4\pi}^{\sin \theta d\theta d\varphi} \\ &= 4\pi \rho(\mathbf{r}) \frac{R^3}{(R^2 + a^2)^{3/2}} \xrightarrow{a \rightarrow 0} 4\pi \rho(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

2. Integral:

$$\int_{K_R(0)} d^3 \tilde{\mathbf{r}} \underbrace{\tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r})}_{\parallel \tilde{\mathbf{r}} \mathbf{e}_{\tilde{\mathbf{r}}}} \frac{3a^2}{(\tilde{\mathbf{r}}^2 + a^2)^{5/2}} = \underbrace{\int_0^R d\tilde{r} \frac{3a^2 \tilde{r}^3}{(\tilde{r}^2 + a^2)^{3/2}}}_{\frac{2}{3}a - 3a^2 \left(\frac{R^2 + \frac{2}{3}a^2}{(R^2 + a^2)^{3/2}} \right)} \underbrace{\int d\Omega \mathbf{e}_{\tilde{\mathbf{r}}} \cdot \nabla \rho(\mathbf{r})}_{\text{unabh. von } a} \xrightarrow{a \rightarrow 0} 0$$

Das gilt auch für alle höheren Terme. Alle höheren Terme werden im Limit $\lim_{a \rightarrow 0} = 0$.

$$\begin{aligned} \lim_{a \rightarrow 0} \int_V d^3 r' \rho(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}} &= 4\pi \rho(\mathbf{r}) \\ \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi \varepsilon_0} \lim_{a \rightarrow 0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$$

1.3.3 Zusammenfassung:

Feldgleichungen der Elektrostatik

Mathe: partielle DGL

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \text{ inhomogene DGL} \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0 \text{ homogene DGL}\end{aligned}$$

DGL für Potential ϕ : $\mathbf{E} = -\nabla\phi$

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \nabla \cdot (-\nabla\phi) = -\nabla \cdot \begin{pmatrix} \partial_x \phi \\ \partial_y \phi \\ \partial_z \phi \end{pmatrix} \\ &= -\underbrace{\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)}_{=:\Delta\phi}\end{aligned}$$

Partielle DGL 2. Ordnung:

Poissonsgleichung

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

für Gebiete mit $\rho(\mathbf{r}) = 0$:

Laplacegleichung

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = 0$$

Darstellung der Deltafunktion:

$$\lim_{a \rightarrow 0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\mathbf{r}') \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{3/2}}}_{\frac{3a^2}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 + a^2]^{5/2}} =: g_a(\mathbf{r}' - \mathbf{r})} = 4\pi\rho(\mathbf{r})$$

$\frac{1}{4\pi}g_a$ liefert Grenzwertdarstellung der δ -funktion.

$$\lim_{a \rightarrow 0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{1}{4\pi} g_a(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} g_a(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \begin{cases} 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}' \\ \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}' \end{cases}$$

$$\delta(\mathbf{r}) = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{4\pi} \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{r}^2}{(r^2 + a^2)^{3/2}}$$

$$\stackrel{\text{formal}}{=} \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \underbrace{\frac{\mathbf{r}}{r^3}}_{=-\nabla \frac{1}{r}} = -\frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \left(\nabla \frac{1}{r} \right) = \frac{-1}{4\pi} \Delta \frac{1}{r}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta \frac{1}{r} = -4\pi\delta(\mathbf{r})} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}$$

z.B. Potential einer Punktladung q in \mathbf{r}_0 :

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} \\ \Delta\phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)} = -\frac{1}{\epsilon_0} \underbrace{q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}_{=\rho(\mathbf{r})} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Wiederholung

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \Rightarrow \mathbf{E} &= -\nabla\Phi \\ \Rightarrow \Delta\Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

1.3.4 Integralsätze der Vektoranalysis

1) Gaußscher Satz:

Sei $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ ein Vektorfeld im Volumen $V \subset \mathbb{R}^3$, so gilt:

$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

∂V Rand von V

$$d\mathbf{f} = \mathbf{n} df$$

↓
nach außen orientierter
Normaleneinheitsvektor

Bemerkung:

i) Analogie 1D: Fundamentalsatz der Integralrechnung:

$$\int_a^b dx \frac{df}{dx} = f(b) - f(a)$$

ii) Geometrische / physikalische Interpretation:

Fluss des Vektorfeldes \mathbf{A} durch ∂V

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A}$$

Integral über die Quellen von \mathbf{A}

$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} = \text{const.} \quad \rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

Beispiel: Geschwindigkeit einer Flüssigkeit: $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}(\mathbf{r})$

$$\mathbf{v} = \text{const.} \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} = 0$$

\Rightarrow Es gibt keine Quellen von \mathbf{v}

$$\nabla \cdot \mathbf{r} \neq 0 \quad \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} \neq 0$$

iii)

$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_0^{\Delta x} dx \int_0^{\Delta y} dy \int_0^{\Delta z} dz \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy \underbrace{\int_0^{\Delta x} dx \frac{\partial A_x}{\partial x}}_{A_x(\Delta x, y, z) - A_x(0, y, z)} \\ &= \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy A_x(\Delta x, y, z) - \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy A_x(0, y, z) \\ &= \int_{F_x^+} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} + \int_{F_x^-} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} \end{aligned}$$

$$F_x^+ : \quad d\mathbf{f} = \mathbf{e}_x dy dz \quad F_x^- : \quad d\mathbf{f} = -\mathbf{e}_x dy dz$$

ebenso gilt dann für die anderen Koordinaten:

$$\begin{aligned} \int_0^{\Delta x} dx \int_0^{\Delta z} dz \int_0^{\Delta y} dy \frac{\partial A_y}{\partial y} &= \int_{F_y^+} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} + \int_{F_y^-} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} \\ \int_0^{\Delta x} dx \int_0^{\Delta y} dy \int_0^{\Delta z} dz \frac{\partial A_z}{\partial z} &= \int_{F_z^+} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} + \int_{F_z^-} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{A} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{A}$$

2) Stokescher Satz

Sei $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ ein Vektorfeld, F eine Fläche mit Randkurve ∂F , so gilt:

$$\int_{\text{Linienintegral} \rightarrow \partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_{F \leftarrow \text{Oberflächenint.}} d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}))$$

$$d\mathbf{f} = \mathbf{n} df$$

Richtung von $d\mathbf{f}$ und Umlauf sinn von ∂F : **rechte Hand Regel**.

Beispiel:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\nabla \times \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1+1 \end{pmatrix} = 2\mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{r}(\varphi) = R \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \varphi \in [0, 2\pi]$$

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi} = R \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}(\varphi)) \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi R(+\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) = 2\pi R^2 \end{aligned}$$

$$\int_F d\mathbf{f} \cdot \overbrace{(\nabla \times \mathbf{A})}^{2\mathbf{e}_z} = 2\pi R^2$$

Vektorfeld ohne Wirbel z.B. $\mathbf{A} = \text{const.}$

$$\nabla \times \mathbf{A} = 0$$

Bemerkung:

1.3.5 Integrale Form der Feldgleichung

1.3.6 Gaußsches Gesetz

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

$$\begin{aligned} \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} Q_V \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} Q_V$$

Berechnung elektrischer Felder für hochsymmetrische Ladungsverteilungen

Beispiel:

Homogen geladene Kugel mit Radius R und Gesamtladung Q . Damit ist die Ladungsdichte innerhalb der Kugel:

$$\rho = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = E_r(r) \mathbf{e}_r$$

$$\mathbf{r} = r \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}$$

Fluss von \mathbf{E} durch Oberfläche einer Kugel mit Radius r

$$d\mathbf{f} = \mathbf{e}_r r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad \Rightarrow \quad d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E} = E_r(r) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$\begin{aligned} \int_{\partial K_r(0)} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E} &= \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi E_r(r) r^2 \sin \theta \\ &= E_r(r) r^2 4\pi \\ &= \frac{1}{\varepsilon_0} Q_{K_r(0)} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{K_r(0)} d^3r \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \begin{cases} Q & r > R \\ Q \frac{r^3}{R^3} & r \leq R \end{cases} \\ \Rightarrow E_r(r) &= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{1}{r^2} & r > R \\ \frac{r}{R^3} & r \leq R \end{cases} \end{aligned}$$

1.3.7 Satz von Stokes

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0$$

Definition: $\gamma = \partial F$

\int_γ ist dann ein Linienintegral über eine geschlossene Kurve

$$\int_\gamma d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = \int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) = 0$$

1.3.8 Zusammenfassung: Feldgleichungen der Elektrostatik

differentielle Darstellung:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi \quad \rightarrow \quad \Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

Integral Darstellung:

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} Q_V \quad , \quad \oint_\gamma d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = 0$$

1.4 Elektrostatische Energie

potentielle Energie einer Punktladung im äußeren elektrischen Feld

Kraft auf Ladung q :

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}$$

Die Arbeit bei Verschiebung der Ladung von \mathbf{a} nach \mathbf{b}

$$\begin{aligned} W &= - \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{F} = -q \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ &= q \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} d\mathbf{r} \cdot \nabla \Phi = q \underbrace{(\Phi(\mathbf{b}) - \Phi(\mathbf{a}))}_{\text{Potentialdifferenz}} \end{aligned}$$

Die Arbeit um q aus dem unendlichen ∞ nach \mathbf{r} zu bringen ist dann:

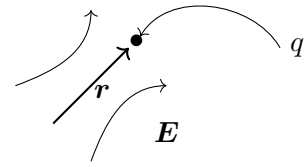
$$W = q(\Phi(\mathbf{r}) - \Phi(\infty))$$

Zur Referenz: $\Phi(\infty) = 0$

Damit ist die Energie der Ladung q im äußeren Feld:

$$\Rightarrow \boxed{W = q \Phi(\mathbf{r})}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi$$

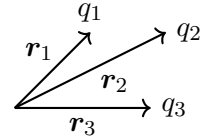


1.4.1 Elektrostatische Potentielle Energie

Energie einer Verteilung von Punktladungen

N Ladungen q_i an Orten \mathbf{r}_i

Zunächst: $\underbrace{i-1}_{\text{erzeugen am Ort } \mathbf{r}_i}$ Ladungen q_j bei \mathbf{r}_j



Das Potential

$$\Phi(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_j}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}$$

Arbeit um i -te Ladung aus dem unendlichen nach \mathbf{r} zu bringen:

$$W_i = q_i \Phi(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_i q_j}{r_{ij}}$$

Somit ergibt sich die gesamte Arbeit für N Ladungen als:

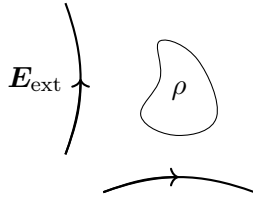
$$\begin{aligned} W &= \sum_{i=2}^N W_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=2}^N \sum_{j=1}^{i-1} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \\ \Rightarrow W &= \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \end{aligned}$$

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \underbrace{\left(\sum_{\substack{j \\ j \neq i}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_j}{r_{ij}} \right)}_{\Phi_i(\mathbf{r}_i)} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N q_i \Phi_i(\mathbf{r}_i)$$

Energie einer kontinuierlichen lokalisierten Ladungsverteilung



$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \int d^3r \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \\ &= \frac{1}{2} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) \underbrace{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}}_{\Phi(\mathbf{r})} \end{aligned}$$



$$W_{\text{ext}} = \int d^3r \rho(\mathbf{r}) \Phi_{\text{ext}}(\mathbf{r})$$

Energie W durch E ausdrücken:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho \quad \Rightarrow \quad W = -\frac{1}{2} \int d^3r \varepsilon_0 \underbrace{\Delta\Phi(\mathbf{r})\Phi(\mathbf{r})}_{\substack{\nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi) - (\nabla \Phi)^2 \\ \parallel \\ \mathbf{E}}} \\ &= -\frac{\varepsilon_0}{2} \underbrace{\int_{\mathbb{R}^3} d^3r \nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi)}_{\substack{\lim_{R \rightarrow \infty} \int_{K_R(0)} d^3r \nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi) = \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{\partial K_R(0)} d\mathbf{f} \cdot \underbrace{(\Phi \nabla \Phi)}_{\substack{R \rightarrow \infty \frac{1}{R^3} \\ \sim \frac{1}{R}}} = 0}} + \frac{\varepsilon_0}{2} \int d^3r \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2} \int d^3r \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Zur Umformung oben wurde benutzt:

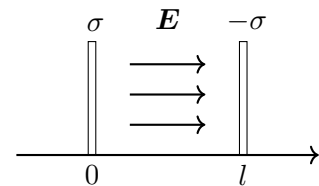
$$\Phi \stackrel{R \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{R} \quad \nabla \Phi \sim \frac{1}{R^2} \quad d\mathbf{f} = \mathbf{n} \underbrace{df}_{\sim R^2}$$

Damit ergibt sich für die Energie einer Verteilung von Punktladungen

$$\Rightarrow \quad \boxed{W = \frac{\varepsilon_0}{2} \int d^3r \mathbf{E}^2(\mathbf{r})} \quad \text{nicht für Punktladungen selbst!!!}$$

Energiedichte des elektrostatischen Feldes

$$\boxed{w(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2(\mathbf{r})}$$

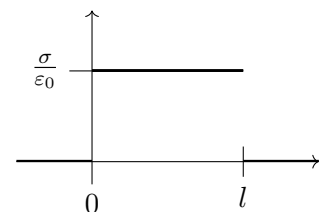


Beispiel: Plattenkondensator

Fläche F , Ladung $\rightarrow \sigma = \frac{q}{F} \rightarrow \mathbf{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{e}_x$

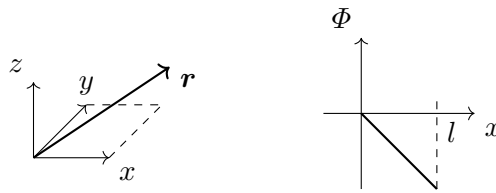
\rightarrow Die Energiedichte ist: $w = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$ (nicht für Punktladungen)

\rightarrow Die Energie beträgt: $W = \int d^3r w(\mathbf{r}) = l \cdot F \cdot \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$



Potentialdifferenz - Spannung

$$\Phi(\mathbf{r}) - \Phi(0) = - \int_0^{\mathbf{r}} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') = - \int_0^x dx' \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = - \frac{\sigma}{\varepsilon_0} x$$



Die Spannung zwischen zwei Kondensatorplatten ist dann:

$$U = \Phi(0) - \Phi(l) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} l = \frac{q}{\epsilon_0 F} l$$

Die Kapazität ist also:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon_0 F}{l}$$

Was ist die Energie bei einer Verteilung von Punktladungen und bei einer kontinuierlichen Ladungsverteilung. Bei einer kontinuierlichen Ladungsverteilung haben wir herausgefunden:

$$W = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} \quad \text{für Punktladungen}$$

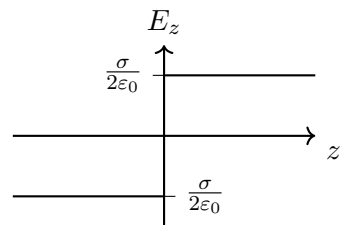
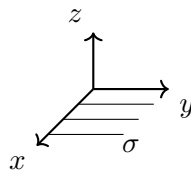
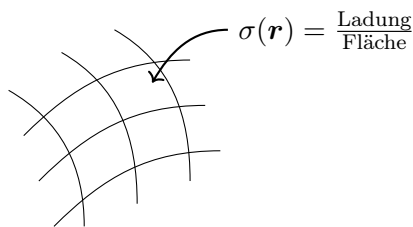
Die Energie der Punktladung selbst steckt hier nicht drinnen. Man muss dabei aufpassen, welche Gleichung man für welches Modell benutzt.

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad \int d^3r \mathbf{E}^2 = \int d^3r \frac{1}{r^4} = \infty$$

1.5 Verhalten des el. Feldes an Grenzflächen mit Flächenladung

→ Diskontinuitäten von \mathbf{E}

Beispiel: Wir betrachten eine **homogene Flächenladung**.



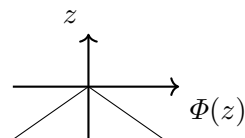
$$\Rightarrow \mathbf{E} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \text{sgn}(z) \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{E}_\perp = \pm \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{E}_\parallel = 0$$

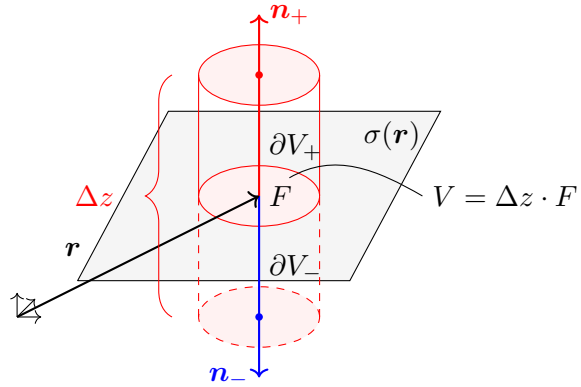
Das elektrische Feld \mathbf{E}_\parallel ist gleich der Ableitung des elektrischen Potentials:

Das elektrische Potential ist also stetig.



Normalkomponente E_{\perp}

Gaußscher Satz für V :



$$\begin{aligned}
 \int_V d^3 r' \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\
 &= \int_{\text{Mantel}} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E} + \int_{\partial V_+} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \int_{\partial V_-} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E} \\
 &\quad \downarrow \Delta z \rightarrow 0 \quad \downarrow \Delta z \rightarrow 0 \quad \downarrow \Delta z \rightarrow 0 \\
 &\quad 0 \quad \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_+ \quad - \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_-
 \end{aligned}$$

\mathbf{E}_{\pm} ist das Feld auf beiden Seiten der Grenzfläche

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{E} \xrightarrow{\Delta z \rightarrow 0} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-) \xrightarrow{F \rightarrow 0} F \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r}))_{\parallel}$$

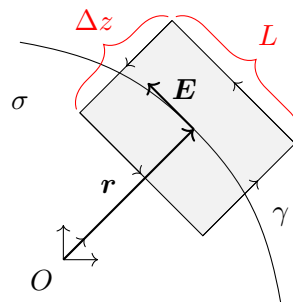
$$\int_V d^3 r' \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') \underset{\parallel}{=} \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V d^3 r' \rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_F d\mathbf{f}' \sigma(\mathbf{r}') \xrightarrow{F \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon_0} F \sigma(\mathbf{r})$$

$$\Rightarrow \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) = \frac{1}{\varepsilon_0} \sigma(\mathbf{r})$$

$$E_{\perp \pm} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_{\pm} \quad E_{\perp +}(\mathbf{r}) - E_{\perp -}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \sigma(\mathbf{r})$$

Tangentialkomponente E_{\parallel}

Satz von Stokes:



$$\begin{aligned}
 0 = \oint_{\gamma} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') &= \underbrace{\int \dots + \int \dots}_{=0 \text{ für } \Delta z \rightarrow 0} + \underbrace{\int d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E} + \int d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}}_{\int d\mathbf{r}' \cdot (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 0 = \oint_{\gamma} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E} &\xrightarrow{\Delta z \rightarrow 0} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} ds \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_-) \xrightarrow{L \rightarrow 0} L \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) = 0 \\
 &\rightarrow \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r})) = 0
 \end{aligned}$$

→ Die Tangentialkomponente ist stetig

$$E_{\parallel+} = E_{\parallel-}$$

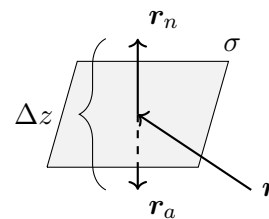
Insgesamt ergibt sich damit:

$$\mathbf{E}_+(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_-(\mathbf{r}) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{n}$$

Das elektrische Potential Φ ist damit stetig.

$$\underbrace{\Phi(\mathbf{r}_b) - \Phi(\mathbf{r}_a)}_{\Phi_+(\mathbf{r}) - \Phi_-(\mathbf{r})} = \int_{\mathbf{r}_a}^{\mathbf{r}_b} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{E} \xrightarrow{\Delta z \rightarrow 0} 0$$

Und hiermit auch auf beiden Seiten der Flächenladung symmetrisch.

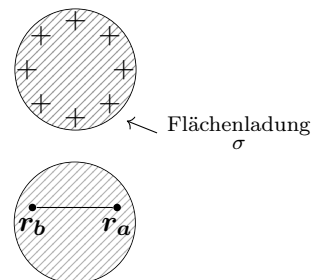
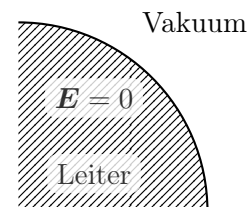


1.5.1 Randbedingungen an el. Leitern

Leiter: Material mit freibeweglichen Ladungsträgern (Metall)

Eigenschaften von \mathbf{E} im Leiter:

- i) $\mathbf{E} = 0$
- ii) $0 = \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho, \quad \rho(\mathbf{r}) = 0$
- iii) Nettoladung befinden sich an Oberfläche
- iv) Potential $\Phi(\mathbf{r}_b) - \Phi(\mathbf{r}_a) = 0 \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \text{const.}$



Randbedingungen

$$\mathbf{E}_+ - \mathbf{E}_- = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{n}$$

$$\mathbf{E}_- = 0$$

$$\rightarrow \mathbf{E}_+(\mathbf{r}) = \frac{\sigma(\mathbf{r})}{\varepsilon_0} \mathbf{n}(\mathbf{r})$$

[Folie: Ladung an Oberfläche eines Leiters]

1.6 Randwertprobleme (RWP) der Elektrostatik und Lösungsmethoden

1.6.1 Formulierung des Randwertproblems

Das elektrische Potential: $\Phi(\mathbf{r}) : \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla \Phi(\mathbf{r})$

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \quad \text{Poisson-Gleichung}$$

Für eine gegebene lokale Ladungsverteilung ρ gilt:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\rightarrow \Phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$$

Typische Problemstellung:

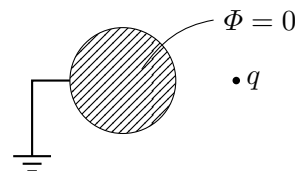
Ladungsverteilung ρ + Werte des Potentials auf Randfläche

Beispiel:

Randwertproblem: Gegeben: $\rho(\mathbf{r}')$ im Raumbereich V

$\Phi(\mathbf{r})$ oder $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ auf Randfläche ∂V

Gesucht: $\Phi(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ überall in V

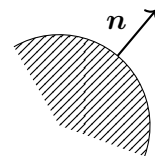


Zwei Fälle:

- i) $\Phi(\mathbf{r})$ ist auf der Randfläche gegeben
→ **Dirichlet-Randbedingung**
- ii) $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ ist auf der Randfläche gegeben
→ **Neumannsche Randbedingung**

Gegeben sei: $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}$ dies ist gleich der **Normalenableitung**:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{n} \cdot \nabla \Phi = -\frac{\partial \Phi}{\partial n}$$



Wir beschränken uns vorwiegend auf den ersten Fall. Zur Lösung dieser Probleme gibt es einige Methoden. Zum Einstieg und zur betrachten wir zunächst die Methode der Spiegelladung.

1.6.2 Methode der Bildladung (Spiegelladung)

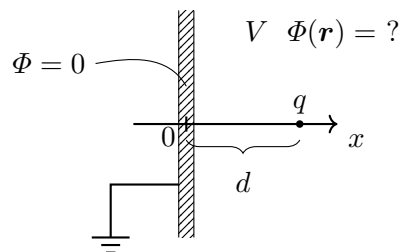
Punktladung vor leitender, geerdeter Metallplatte

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}) = -\frac{q}{\epsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

$$\mathbf{r} \in V \quad \mathbf{r}_0 = (d, 0, 0) \quad V = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3, x > 0\}$$

Randbedingungen:

$$\Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{für} \quad \mathbf{r} \in \partial V, \quad \text{d.h.} \quad \mathbf{r} = (0, y, z)$$



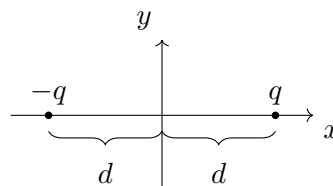
Idee: Ersetze ursprüngliche Problem durch „Fiktives“ Problem mit zusätzlichen Ladungen außerhalb von V , welche die Randbedingungen simulieren.

Potential der Punktladungen in \mathbf{r}_0 :

$$\Phi_q(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}$$

addiere Ladung $-q$ in $\mathbf{r}'_0 = (-d, 0, 0) = -\mathbf{r}_0$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} - \frac{q}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|} \right)$$



Schauen wir nun nach, ob dies die Poisson-Gleichung erfüllt:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)} - \underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r}+\mathbf{r}_0)} \right) \\ &= -\frac{q}{\epsilon_0} \underbrace{\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)}_{\checkmark} + \frac{q}{\epsilon_0} \underbrace{\delta(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0)}_{=0 \text{ für } \mathbf{r} \neq -\mathbf{r}_0 \checkmark} \quad \forall \mathbf{r} \in V\end{aligned}$$

Diskussion der Lösung

i) Struktur

$$\Phi(\mathbf{r}) = \underbrace{\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}}_{=: \Phi_s(\mathbf{r})} + \underbrace{\frac{(-q)}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|}}_{=: \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r})}$$

$$\mathbf{r} \in V$$

$$\Delta\Phi_s(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r}) \quad \text{Poisson-Gleichung}$$

$$\Delta\Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{Laplace-Gleichung}$$

Mathematisch: Lösung inhomogener DGL

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_s(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r})$$

Φ_{hom} wird so gewählt, dass die Randbedingungen erfüllt werden:

$$\mathbf{r} \in \partial V : \quad \Phi_o(\mathbf{r}) = \Phi_s(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r})$$

ii) Elektrisches Feld

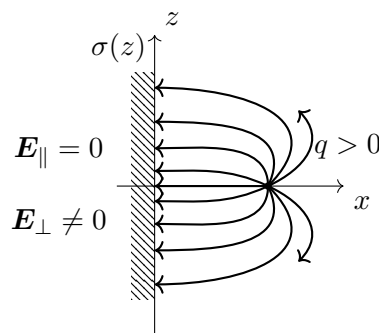
$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{(x-d, y, z)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^3} - \frac{(x+d, y, z)}{|\mathbf{r} + \mathbf{r}_0|^3} \right)$$

An der Oberfläche $x \rightarrow 0, x \geq 0$

$$|\mathbf{r} \pm \mathbf{r}_0|^3 \rightarrow (d^2 + y^2 + z^2)^{3/2}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \Big|_{\mathbf{r} \in \partial V} = -\frac{qd}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{(d^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{e}_x$$

Durch das externe elektrische Feld verschieben sich die Ladungsträger im Metall und es entsteht eine Influenzladung an der Oberfläche.



iii) Influenzladung auf Metalloberfläche

$$\mathbf{E}_+ - \underbrace{\mathbf{E}_-}_{=0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \mathbf{n} \quad \mathbf{n} = \mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{r} \in \partial V:$$

$$\sigma(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \mathbf{E}_+(\mathbf{r}) = -\frac{qd}{2\pi(d^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}$$

gesamte influenzierte Ladung

$$q_i = \int_{\partial V} df \sigma(\mathbf{r}) = \dots = -q$$

iv) Kraft zwischen Punktladungen und Metallplatte

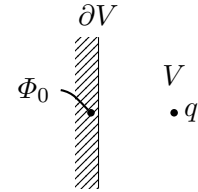
$$\mathbf{F} = q\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_0) = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0(2d)^2}\mathbf{e}_x$$

Eindeutigkeit der Lösung des Randwertproblems

Dirichlet-Randwertproblem:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in V \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in \partial V\end{aligned}$$

Annahme: Φ_1, Φ_2 lösen RWP



$$\begin{aligned}\text{d.h.} \quad \Delta\Phi_1(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r}) = \Delta\Phi_2(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in V \\ \Phi_1(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) = \Phi_2(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in \partial V\end{aligned}$$

Setze:

$$\begin{aligned}\Psi(\mathbf{r}) &:= \Phi_1(\mathbf{r}) - \Phi_2(\mathbf{r}) \\ \Delta\Phi(\mathbf{r}) &= 0 & \mathbf{r} \in V \\ \mathbf{r} \in \partial V \quad \Psi(\mathbf{r}) &= \Phi_1(\mathbf{r}) - \Phi_2(\mathbf{r}) = 0\end{aligned}$$

Greensche Identität:

g, h Funktionen an V :

$$\begin{aligned}& \int_V d^3r [((\nabla g(\mathbf{r})) \cdot (\nabla h(\mathbf{r}))) + g(\mathbf{r})\Delta h(\mathbf{r})] \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot (g(\mathbf{r})\nabla h(\mathbf{r})) \\ &= \int_{\partial V} df g(\mathbf{r}) \underbrace{\mathbf{n} \cdot \nabla h(\mathbf{r})}_{=\frac{\partial h}{\partial n}(\mathbf{r})}\end{aligned}$$

$$h = g = \Psi$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \int_V d^3r ((\nabla\Psi)^2 + \underbrace{\Psi(\mathbf{r})\Delta\Psi(\mathbf{r})}_{=0}) &= \int_{\partial V} df \underbrace{\Psi(\mathbf{r})}_{=0} \frac{\partial\Psi(\mathbf{r})}{\partial n} \\ \Rightarrow \int_V d^3r (\nabla\Psi(\mathbf{r}))^2 &= 0 \quad \Rightarrow \quad \nabla\Psi(\mathbf{r}) = 0 \quad \mathbf{r} \in V \\ \Psi(\mathbf{r}) &= \text{const.} \quad \Psi(\mathbf{r}) = 0 \text{ in } V \quad \Rightarrow \quad \Phi_1(\mathbf{r}) = \Phi_2(\mathbf{r})\end{aligned}$$

1.6.3 Formale Lösungen des elektrostatischen Randwertproblems mit Greenschen Funktionen (GF)

GF: generelle Methode um inhomogene DGL zu lösen

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0}\rho(\mathbf{r})$$

Greensche Funktionen der Poisson-Gleichung: $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ mit

Greensche Funktionen der Poisson-Gleichung

$$\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Diese Gleichung geht von einer Punktladung mit $q = 1$ aus, ist hier aber zunächst einmal eine Definition.

\mathcal{G} bekannt

$$\begin{aligned} \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= \int d^3 r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \\ \Delta_{\mathbf{r}} \Phi(\mathbf{r}) &= \int d^3 r' \underbrace{(\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'))}_{= -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \rho(\mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) \quad \checkmark \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} &= -4\pi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ \rightarrow \Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \end{aligned}$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3 r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

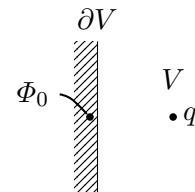
$$\Phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$$

$$\rightarrow \Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} 0$$

Dirichlet-Randwertproblem

$$\begin{aligned} \Delta \Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in V \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) & \mathbf{r} \in \partial V \end{aligned}$$



Green'sche Funktionen (GF):

$$\begin{aligned} \Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') & \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in V \\ \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 & \text{für } \mathbf{r} \in \partial V \quad \mathbf{r}' \in V \end{aligned}$$

Hiermit haben wir das Grenzwertproblem auf eine Integration zurückgeführt. Dies werden wir nun beweisen:

Beiweis:

Die 2. Greensche Identität lautet:

$$\begin{aligned} &\int_V d^3 r' (g(\mathbf{r}') \Delta_{\mathbf{r}'} h(\mathbf{r}') - h(\mathbf{r}') \Delta_{\mathbf{r}'} g(\mathbf{r}')) \\ &= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \cdot (g(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} h(\mathbf{r}') - h(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} g(\mathbf{r}')) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g(\mathbf{r}') &:= \Phi(\mathbf{r}') & h(\mathbf{r}') &:= \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \\
\Rightarrow \int_V d^3r' &\left[\underbrace{\Phi(\mathbf{r}') \Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})}_{=-\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})} - \underbrace{\mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \Delta_{\mathbf{r}'} \Phi(\mathbf{r}')}_{=-\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}')} \right] \\
&= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \left[\underbrace{\Phi(\mathbf{r}')}_{=\Phi_0(\mathbf{r}')} \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})}_{=\mathbf{0}} - \underbrace{\mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})}_{=\mathbf{0}} \nabla_{\mathbf{r}'} \Phi(\mathbf{r}') \right] \\
\Rightarrow &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \Phi(\mathbf{r}) + \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') \\
&= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\
&= \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\
\Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= \int_V d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') - \varepsilon_0 \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')
\end{aligned}$$

Es gilt (HA):

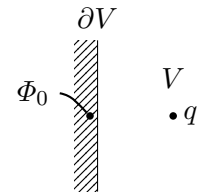
$$\begin{aligned}
\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) && \text{Reziprozitat} \\
\rightarrow \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}) \\
\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')
\end{aligned}$$

Potential bei Randwertproblem

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') - \varepsilon_0 \int_{\partial V} d\mathbf{f}' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (1)$$

Wiederholung

$$\begin{aligned}
\Delta \Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}) && \mathbf{r} \in V \\
\Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0(\mathbf{r}) && \mathbf{r} \in \partial V
\end{aligned}$$



Green'sche Funktionen:

$$\begin{aligned}
\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') && \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in V \\
\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 && \text{für } \mathbf{r} \in \partial V \quad \mathbf{r}' \in V
\end{aligned}$$

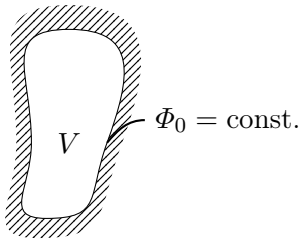
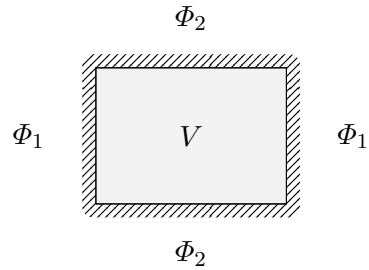
Wenn die Green'sche Funktion \mathcal{G} die Bedingungen erfüllt, können wir das Potential so schreiben wie in Gleichung (??).

Bemerkungen:

i) Spezialfälle:

1) V Ladungsfrei ($\rho(\mathbf{r}) = 0$ in V)

$$\rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = -\varepsilon_0 \int_{\partial V} df' \Phi_0(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$



$$\begin{aligned} \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= -\varepsilon_0 \Phi_0 \underbrace{\int_{\partial V} df' \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\int df' \mathbf{n} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}} \\ &= -\varepsilon_0 \Phi_0 \int d\mathbf{f}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G} \\ &\stackrel{\text{S.v.G.}}{=} -\varepsilon_0 \Phi_0 \int_V d^3 \mathbf{r}' \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot (\nabla_{\mathbf{r}'} \mathcal{G})}_{\Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} \\ &= -\varepsilon_0 \Phi_0 \cdot \left(-\frac{1}{\varepsilon_0}\right) \\ \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0 \end{aligned}$$

2) $V = \mathbb{R}^3$, lokalisierte Ladungsverteilung ρ

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3 \mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\boxed{\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}} \quad \int_{\partial V} \dots \rightarrow 0$$

eine **spezielle Lösung** für \mathcal{G}

ii) \mathcal{G} ist auch die Lösung einer inhomogenen partiellen DGL

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \underbrace{\mathcal{G}_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\substack{\text{spezielle} \\ \text{Lösung der} \\ \text{inhomogenen} \\ \text{DGL}}} + \underbrace{F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\substack{\text{Lösung} \\ \text{zugehörigen} \\ \text{homogenen} \\ \text{DGL}}}$$

$$\Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

$$\Delta_{\mathbf{r}'} F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0$$

$$\mathcal{G}_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \text{Laplace anwenden !}$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \underbrace{\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{\text{immer zur Lösung}} + \underbrace{F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}_{\substack{\text{so wählen, dass} \\ \text{Randbedingungen erfüllt}}}$$

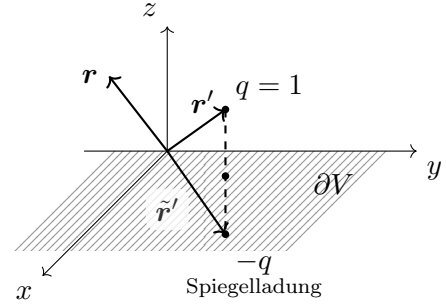
$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ so wählen, dass die Randbedingungen erfüllt sind: $\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V$.

1.6.4 Greensche Funktion des Dirichlet Randwertproblems einer Ebene

$$\Delta_{\mathbf{r}'} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad \mathbf{r}, \mathbf{r}' \in V$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V \quad (z=0), \quad \mathbf{r}' \in V$$

$$V = \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3 | z < 0\}$$



Analog: Punktladung „ $q = 1$ “ in \mathbf{r}' vor leitender Ebene mit Potential 0

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \right) \quad \tilde{\mathbf{r}}' = (x', y', -z')$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{q} \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \right)$$

Beweis:

$$\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left(\underbrace{\Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{-4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} - \underbrace{\Delta_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|}}_{-4\pi\delta(\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}')=0} \right) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

1. Teil: $\mathbf{r} \in \partial V$: $z = 0$, 2. Teil = 0: $\tilde{\mathbf{r}}' \notin V$!!!

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} &= \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z)^2}} = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (-z)^2}} \\ &= \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \end{aligned}$$

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0 \quad \mathbf{r} \in \partial V$$

Bemerkung:

$$\begin{aligned} \text{i) } \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \\ F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}'|} \\ \Delta_{\mathbf{r}} F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 0 \quad (\text{da } \Delta_{\mathbf{r}} F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}') \quad \text{und } \tilde{\mathbf{r}}' \notin V \text{ !!!}) \end{aligned}$$

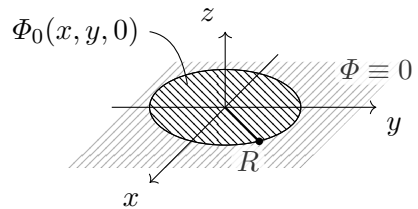
ii) Symmetrie der Greenschen Funktion (Reziprozitätsrelation):

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathcal{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$$

→ formale Lösung des Randwertproblems für eine beliebige Ladungsverteilung und Randwerte $\Phi_0(\mathbf{r})$ in der Ebene:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}') - \varepsilon_0 \int_{\partial V} df' \Phi_0(\mathbf{r}') \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}$$

$$\rho \equiv 0 \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \int_{\sqrt{x^2+y^2} \leq R} dy' dx' \Phi_0(x', y', 0) \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial n'}$$



1.6.5 Separation der Variablen und Entwicklung nach orthogonalen Funktionen

Eine allgemeine Methode zur Lösung partieller DGL.

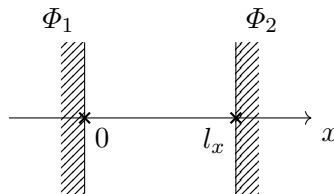
Zur Vereinfachung: **Laplace-Gl** $\Delta\Phi = 0$ + **Randbedingung**

Es soll also immer gelten $\rho = 0$

Verbindung zur Poisson-Gl: $\Delta\Phi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho(\mathbf{r})$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_s(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{hom}} \quad \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \Phi_{\text{hom}}$$

Motivation: 1-Dim Randwertproblem



$$\Phi(x) = ? \quad \rho = 0$$

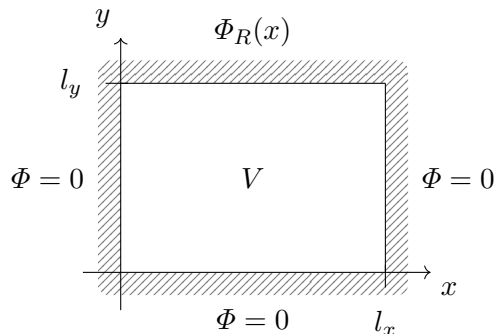
$$\Delta\Phi(x) = \frac{d^2\Phi}{dx^2} = 0$$

$$\Rightarrow \Phi(x) = c_1 + c_2x$$

Randbedingungen:

$$\begin{aligned} \Phi(0) &= c_1 = \Phi_1 & \Phi(l_x) &= \Phi_1 + c_2 l_x = \Phi_2 \\ \rightarrow c_2 &= \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{l_x} & \rightarrow \Phi(x) &= \Phi_1 + \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{l_x} x \\ & \Rightarrow \mathbf{E} = -\nabla\Phi = -\frac{\Phi_2 - \Phi_1}{l_x} \mathbf{e}_x \end{aligned}$$

2-Dim Randwertproblem



Wir suchen: $\Phi = \Phi(x, y)$ mit $\rho = 0$

$$0 = \Delta\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2}$$

Randbedingungen:

- i) $\Phi(\mathbf{r}) = 0$ $y = 0$
- ii) $\Phi(\mathbf{r}) = 0$ $x = 0$
- iii) $\Phi(\mathbf{r}) = 0$ $x = l_x$
- iv) $\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_R(x)$ $y = l_y$

Separationsansatz: $\Phi(x, y) = f(x)g(y)$

$$\begin{aligned} 0 = \Delta\Phi &= \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) f(x)g(y) \\ &= \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} g(y) + f(x) \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \\ &= \Delta\Phi = \frac{d^2 f}{dx^2} g(y) + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} \end{aligned}$$

$$0 = \Delta\Phi = \frac{d^2 f}{dx^2} g(y) + f(x) \frac{d^2 g}{dy^2} \quad \Big| \cdot \frac{1}{f g}$$

umformen:

$$\Rightarrow \underbrace{\frac{1}{f(x)} \frac{d^2 f}{dx^2}}_{\text{Fkt. von } x} = - \underbrace{\frac{1}{g(y)} \frac{d^2 g}{dy^2}}_{\text{Fkt. von } y} = \text{const.} = -\alpha^2$$

$$\frac{d^2 f}{dx^2} = -\alpha^2 f(x) \quad \text{mit } e^{i\alpha x} \quad \frac{d^2 g}{dy^2} = \alpha^2 g(y) \quad \text{mit } e^{\alpha y}$$

$$e^{i\alpha x} \Rightarrow f(x) = a \sin(\alpha x) + b \cos(\alpha x) \quad e^{\alpha y} \Rightarrow g(y) = c \sinh(\alpha y) + d \cosh(\alpha y)$$

$$\Phi(x, y) = f(x) \cdot g(y)$$

Randbedingungen:

$$\text{i) } 0 = \Phi(x, 0) = f(x) \cdot d \Rightarrow d = 0$$

$$\text{ii) } 0 = \Phi(0, y) = b \cdot g(y) \Rightarrow b = 0$$

$$\Rightarrow \Phi(x, y) = a \sin(\alpha x) c \sinh(\alpha y) = \underset{a \cdot c}{\parallel} A \sin(\alpha x) \sinh(\alpha y)$$

$$\text{iii) } 0 = \Phi(l_x, y) = A \sin(\alpha l_x) \sinh(\alpha y) \rightarrow \sin(\alpha l_x) = 0 \Rightarrow \alpha = \frac{n\pi}{l_x} \quad n \in \mathbb{Z} (\text{oder } n \in \mathbb{N})$$

$$\rightarrow \Phi_n(x, y) = A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right)$$

$$\text{iv) } \Phi(x, l_y) = \Phi_R(x)$$

$$\Rightarrow \Phi_R(x) = \underset{\uparrow}{A_n} \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right) \quad \forall x \in [0, l_x]$$

im allgemeinen ist dies nicht möglich, aber da es sich um eine lineare DGL ($\Delta\Phi = 0$) handelt:

→ Linearkombinationen von Lösungen sind auch Lösungen

Ansatz für allgemeine Lösung:

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right)$$

Der Ansatz erfüllt $\Delta\Phi = 0$ und erfüllt die Randbedingungen i), ii), iii). Um iv) zu erfüllen fordern wir:

$$\Phi_R(x) \stackrel{!}{=} \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)}_{\text{Entwicklung}} \underbrace{\sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right)}_{\text{const.}}$$

Der erste Teil des Ausdrucks entspricht der Entwicklung von $\Phi_R(x)$ nach Funktionen $\sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)$ also einer Fourier-Reihe.

Bestimmung von A_n : Multipliziere mit $\sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right)$ $m \in \mathbb{N}$ und danach Integration:

$$\begin{aligned} \int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) \Phi_R(x) &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right) \underbrace{\int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right)}_{\substack{\text{zueinander orthogonale Vektoren} \\ \uparrow \quad \uparrow \\ = \frac{l_x}{2} \delta_{nm}}} \\ &= A_m \frac{l_x}{2} \sinh\left(\frac{m\pi l_y}{l_x}\right) \\ A_m &= \frac{2}{l_x \sinh\left(\frac{m\pi l_y}{l_x}\right)} \int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) \Phi_R(x) \end{aligned}$$

in $\Phi(x, y)$ einsetzen

Wiederholung

$$\begin{aligned} \Delta\Phi(\mathbf{r}) &= 0 \quad + \quad \text{Randbedingungen} \\ \Phi &= \Phi(x, y) = f(x)g(y) \\ \Phi_n(x, y) &= A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right) \\ n &\in \mathbb{N} \\ \Phi(x, y) &= \sum_n A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \sinh\left(\frac{n\pi y}{l_x}\right) \\ A_n &= \frac{2}{l_x \sinh\left(\frac{n\pi l_y}{l_x}\right)} \int_0^{l_x} dx \sin\left(\frac{n\pi x}{l_x}\right) \Phi_R(x) \end{aligned}$$

Zu dem Problem gehört die Skizze aus Abschnitt ??: 2-Dim Randwertproblem.

1.6.6 Vollständige Orthonormale Funktionensysteme (VONS)

Betrachte Funktionen $g(x), h(x)$ auf $I = [a, b] \subset \mathbb{R}$

$$g, h : I \rightarrow \mathbb{R} (\mathbb{C})$$

Skalarprodukt: $(g, h) = \int_a^b dx g^*(x)h(x)$

$(g, h) = 0$: g und h **orthogonal**, $(g, g) = 1$: g **normiert**

Norm: $\|g\| = \sqrt{(g, g)}$

Ein abzählbarer Satz von Funktionen $\{f_n\} = \{f_1, f_2, \dots\}$

Heißt orthonormiert falls: $(f_m, f_n) = \delta_{nm} \rightarrow$ **Orthonormalsystem**

Vollständigkeit: Ein Satz von Funktionen heißt vollständig (VONS) falls **jede** quadratintegrierbare¹ Funktion $g : I \rightarrow \mathbb{R}(\mathbb{C})$ in der Form $g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n f_n(x)$ dargestellt werden kann.

Genauer: $\lim_{n \rightarrow \infty} \int_a^b dx |g(x) - \sum_{n=1}^{\infty} a_n f_n(x)| = 0$

Bestimmung der Koeffizient a_n :

$$g(x) = \sum_n a_n f_n(x) \quad \left| \int dx f_m^*(x) \right.$$

$$\int_a^b dx f_m^*(x) g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \underbrace{\int_a^b dx f_m^*(x) f_n(x)}_{=\delta_{nm}} = a_m$$

$$g(x) = \sum_n a_n f_n(x) = \sum_n (f_n, g) f_n(x)$$

$$= \sum_n \int_a^b dx' f_n^*(x') g(x') f_n(x)$$

$$= \int_a^b dx' g(x') \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) f_n^*(x')}_{=\delta(x-x')}$$

da $\int_a^b dx' g(x') = g(x)$

Vollständigkeitsrelation

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_n(x) f_n^*(x') = \delta(x - x')$$

Beispiele:

1)

$$f_n(x) = \sqrt{\frac{l}{2}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad I = [0, l]$$

Bedeutung der einzelnen Terme $(f_n, f_m) = \delta_{nm}$

$g : I \rightarrow \mathbb{R} \quad g(0) = 0 = g(l)$

$$g(x) = \sum_n a_n \sqrt{\frac{l}{2}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right)$$

2) Fourierreihe: $\{f_n\}$:

$n = 0 : \quad \frac{1}{\sqrt{l}}$

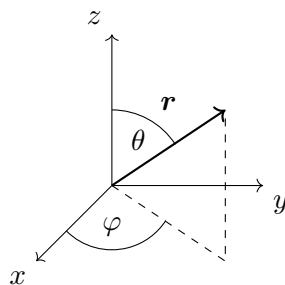
$$n \in \mathbb{N} : \quad \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad ; \quad \sqrt{\frac{2}{l}} \cos\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \quad I = [0, l]$$

$$g(x) = a_0 \frac{1}{\sqrt{l}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_n \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{n\pi x}{l}\right) + b_n \sqrt{\frac{2}{l}} \cos\left(\frac{n\pi x}{l}\right) \right]$$

¹Falls $\int dx |g(x)|^2$ existiert

Vektoren	Bezeichnung	Funktionen
\mathbf{r}	Vektor	$g(x)$
$\{\mathbf{e}_n\}$	Basis	$\{f_n(x)\}$
$(\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}_{n'}) = \delta_{nn'}$	Orthonormierung	$(f_n, f_{n'}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)_{nn'}$
$\mathbf{r} = \sum_{n=1}^3 a_n \mathbf{e}_n$	Entwicklung	$g(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n f_n(x)$
$a_n = (\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{r})$	Entwicklungs- koeffizienten	$a_n = (f_n, g)$
$\mathbf{r} := \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$	Darstellung durch Spaltenvektor	$g(x) := \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \end{pmatrix}$

1.6.7 Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten



$$\mathbf{r} = r \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi(r, \theta, \varphi)$$

$$\Delta \Phi = 0$$

$$\rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\Phi) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = 0$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\Phi) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)$$

Separationsansatz:

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \frac{U(r)}{r} P(\cos \theta) Q(\varphi)$$

1. Term:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(r \frac{U(r)}{r} P(\cos \theta) Q(\varphi) \right) = P(\cos \theta) Q(\varphi) \frac{1}{r} \frac{d^2 U}{dr^2}$$

$$\Rightarrow 0 = P Q \frac{1}{r} \frac{d^2 U}{dr^2} + U Q \frac{1}{r^3 \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + U P \frac{1}{r^3 \sin^2 \theta} \frac{d^2 Q}{d\varphi^2} \quad \left| \cdot \frac{r^3 \sin^2 \theta}{U P Q} \right.$$

$$\Rightarrow \underbrace{-r^2 \sin^2 \theta \frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dr^2}}_{\text{unabhängig von } \varphi} - \underbrace{\sin \theta \frac{1}{P} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right)}_{\text{unabhängig von } r, \theta} = \underbrace{\frac{1}{Q} \frac{d^2 Q}{d\varphi^2}}_{\text{unabhängig von } r, \theta} = \text{const.} := -m^2$$

für Q :

i)

$$\frac{d^2 Q}{d\varphi^2} + m^2 Q = 0$$

Lösung:

$$Q(\varphi) = e^{im\varphi} = \cos(m\varphi) + i \sin(m\varphi)$$

$$Q(\varphi + 2\pi) = Q(\varphi) \quad \text{da} \quad e^{im(\varphi+2\pi)} = e^{im\varphi} \quad \Rightarrow \quad m = \mathbb{Z}$$

$$\frac{r^2}{U} \frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{P \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) = \frac{m^2}{\sin^2 \theta}$$

$$\underbrace{\frac{r^2}{U} \frac{d^2 U}{dr^2}}_{\text{unabh. von } \theta} = - \underbrace{\frac{1}{P \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right)}_{\text{unabh. von } V} = \text{const.} := \lambda$$

ii)

$$\frac{d^2 U}{dr^2} - \frac{\lambda}{r^2} U(r) = 0$$

→ Lösung für $\lambda = l(l+1)$ (Warum das eine Lösung ist, wird in iii) erklärt)

$$U(r) = a_l r^{l+1} + b_l r^{-l}$$

→ Spezielle Lösung für $m = 0$:

$$\Phi(r, \theta) = \frac{U(r)}{r} P_l(\cos \theta) = (a_l r^l + b_l r^{-l-1}) P_l(\cos \theta)$$

allg. Lösung: $\Delta \Phi = 0$ für $\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0$

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (a_l r^l + b_l r^{-l-1}) P_l(\cos \theta)$$

$\downarrow \quad \quad \downarrow$
 durch Randbedingungen festgelegt

iii)

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) P(\cos \theta) = 0$$

$$x := \cos \theta \quad P(x) : \text{DGL für } P(x) \quad \frac{d}{d\theta} P(x(\theta)) = \frac{dP}{dx} \frac{dx}{d\theta} = -\sin \theta \frac{dP}{dx}$$

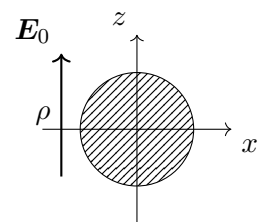
$$dx = -\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta}$$

$$\Rightarrow -\frac{d}{dx} \left(\underbrace{-\sin^2 \theta}_{1-x^2} \frac{dP}{dx} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{1-x^2} \right) P(x) = 0$$

Zugeordnete Legendresche DGL

$$\Rightarrow \frac{d}{dx} \left((1-x^2) \frac{dP}{dx} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{1-x^2} \right) P(x) = 0$$

Spezialfall: **Zylindersymmetrische Probleme:** Φ unabhängig von φ
 → **Legendre-Polynome**



$$\frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} = 0, \quad Q(\varphi) = e^{im\varphi} \Rightarrow m = 0 \Rightarrow Q(\varphi) = 1$$

$$\frac{d}{dx} \left((1-x^2) \frac{dP}{dx} \right) + \lambda P(x) = 0$$

Legendresche DGL

$$(1-x^2) \frac{d^2 P}{dx^2} - 2x \frac{dP}{dx} + \lambda P(x) = 0$$

Potenzreihenansatz: $P(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k x^k$

→ Fließbach

→ Legendre Polynome

→ relevante Lösung nur für $\lambda = l(l+1) \quad l \in \mathbb{N}_0$

Wiederholung

Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten

$$\Delta \Phi = 0 \quad \Phi(r, \theta, \varphi)$$

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \frac{U(r)}{r} P(\cos \theta) Q(\varphi)$$

i)

$$\frac{d^2 Q}{d\varphi^2} + m^2 Q = 0 \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$\rightarrow Q(\varphi) = e^{im\varphi}$$

ii)

$$\frac{d^2 U}{dr^2} - \frac{\lambda}{r^2} U = 0 \quad \lambda = l(l+1) \quad l \in \mathbb{N}_0$$

$$U(r) = a_l r^{l+1} + b_l r^{-l}$$

iii)

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{dP}{d\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) P(\cos \theta) = 0$$

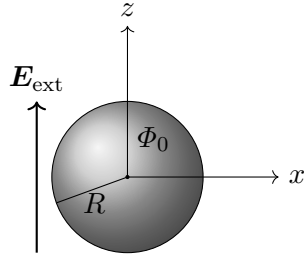
Zylindersymmetrische Probleme: $\frac{d\Phi}{d\varphi} = 0 \rightarrow m = 0$

→ $P_l(\cos \theta)$: Legendre-Polynome

→ allgemeine Lösung:

$$\Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l r^l + b_l r^{-l-1} \right) P_l(\cos \theta)$$

Beispiel: Leitende Kugel im homogenen Feld



$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{ext}} &= E_0 \mathbf{e}_z \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi_0 \quad |\mathbf{r}| \leq R \end{aligned}$$

Die Frage ist jetzt was ist das äußere Potential und das äußere \mathbf{E} -Feld:

$$\Phi(\mathbf{r}) \quad \text{für} \quad |\mathbf{r}| > R \quad \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r})$$

Lösung des Randwertproblems $\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0$ für $|\mathbf{r}| > R$ mit der **Randbedingungen**:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_0 \quad \text{für} \quad |\mathbf{r}| = R$$

$$\Phi(\mathbf{r}) \xrightarrow{|\mathbf{r}| \rightarrow \infty} -E_0 z + \text{const.} = -E_0 r \cos \theta + \Phi_1$$

Aufgrund der Zylindersymmetrie des Problems ist Φ eine Funktion von θ und r : $\Phi(r, \theta)$

$$\rightarrow \Phi(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l r^l + b_l r^{-l-1} \right) P_l(\cos \theta)$$

i) $r = R$

$$\begin{aligned} \Phi(R, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l R^l + b_l R^{-l-1} \right) P_l(\cos \theta) \\ &\stackrel{!}{=} \Phi_0 \cdot 1 = \Phi_0 P_0(\cos \theta) \end{aligned}$$

an Beide Seiten Multiplizieren wir $\int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_n(\cos \theta)$ für $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$\begin{aligned} \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l R^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) \underbrace{\int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_n(\cos \theta) P_l(\cos \theta)}_{\delta_{nl} \frac{2}{2n+1}} &= \Phi_0 \underbrace{\int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_n(\cos \theta) P_0(\cos \theta)}_{\delta_{n0} \frac{2}{2n+1} = 2\delta_{n0}} \\ \Rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2}{2n+1} \left(a_l R^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) \delta_{nl} &= 2\Phi_0 \delta_{n0} \quad n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

$$\underline{n=0:} \quad 2 \left(a_0 R^0 + \frac{b_0}{R} \right) = 2\Phi_0 \quad \Rightarrow b_0 = R(\Phi_0 - a_0)$$

$$\underline{n \neq 0:} \quad \frac{2}{2n+1} \left(a_n R^n + \frac{b_n}{R^{n+1}} \right) = 0 \quad \Rightarrow b_n = R^{2n+1} a_n$$

ii) $r \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}) &\rightarrow -E_0 r \cos \theta + \Phi_1 \\ &= -E_0 r P_1(\cos \theta) + \Phi_1 P_0(\cos \theta) \quad \xleftarrow{r \rightarrow \infty} \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l r^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) P_l(\cos \theta) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \sum_{l=0}^{\infty} \left(a_l r^l + \frac{b_l}{R^{l+1}} \right) \delta_{nl} \frac{2}{2n+1} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 2\Phi_1 \delta_{n0} - E_0 r \delta_{n1} \frac{2}{2n+1} = 2\Phi_1 \delta_{n0} - \frac{2}{3} E_0 r \delta_{n1}$$

für $n = 0, 1, 2, \dots$

$$\begin{aligned} \underline{n=0}: & \quad \left(a_0 + \frac{b_0}{r} \right) 2 \xrightarrow{r \rightarrow \infty} 2\Phi_1 \quad \Rightarrow \quad a_0 = \Phi_1 \\ \underline{n=1}: & \quad \left(a_1 r + \frac{b_1}{r^2} \right) \frac{2}{3} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} -\frac{2}{3} E_0 r \quad \Rightarrow \quad a_1 = E_0 \\ \underline{n>1}: & \quad \left(a_n r^n + \frac{b_n}{r^{n+1}} \right) \frac{2}{2n+1} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \quad \Rightarrow \quad a_n = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rightarrow & \quad b_0 = R(\Phi_0 - \Phi_1) \\ & \quad b_1 = -R^3 \quad a_1 = E_0 R^3 \\ n > 1: & \quad b_n = -R^{2n+1} \quad a_n = 0 \end{aligned}$$

$$\Phi(r, \theta) = \left[\Phi_1 + \frac{R(\Phi_0 - \Phi_1)}{r} \right] \underbrace{P_0(\cos \theta)}_{=1} + \left[-E_0 r + \frac{E_0 R^3}{r^2} \right] \underbrace{P_1(\cos \theta)}_{\cos \theta}$$

Potential einer Kugel im homogenen E -Feld

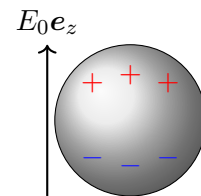
$$\rightarrow \Phi(r, \theta) = \Phi_1 + (\Phi_0 - \Phi_1) \frac{R}{r} - E_0 r \cos \theta + E_0 \frac{R^3}{r^2} \cos \theta$$

Diskussion der **Bedeutung der einzelnen Terme**:

- Φ_1 ist eine Konstante die auf das Potential keine physikalische Auswirkung hat.
- $-E_0 r \cos \theta$ ist das Potential des äußeren Feldes.
- $\Phi_0 - \Phi_1$ ist das Potential einer möglichen Gesamtladung auf der Kugel.
- $E_0 \frac{R^3}{r^2} \cos \theta$ ist der Beitrag der Ladungsverschiebung auf der Kugel. Also das Potential der Influenzierten Ladungen.

Eine Kugel mit Ladung Q ohne äußeres Feld ($E_0 = 0$):

$$\begin{aligned} \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r} + \text{const.} \\ &\stackrel{!}{=} \Phi_1 + (\Phi_0 - \Phi_1) \frac{R}{r} \\ \rightarrow \text{const.} &= \Phi_1 \quad \Phi_0 - \Phi_1 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R} \\ \Rightarrow \quad \Phi_1 &= \Phi_0 - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R} \end{aligned}$$



Eine ungeladene Kugel: $Q = 0 \rightarrow \Phi_1 = \Phi_0$

$$\rightarrow \Phi(r, \theta) = \Phi_0 - E_0 r \cos \theta + E_0 \frac{R^3}{r^2} \cos \theta$$

Lösung für $m \neq 0$ (Potenzreihenansatz)

→ Zugeordnete Legendre-Polynome

$$P_l^m(x) \quad x = \cos \theta$$

- Allgemeine Struktur:

$$P_l^m \sim (1 - x^2)^{|m|/2} \times \text{Polynom } (l - |m|)\text{-ten Grades}$$

Zusammenfassung der Funktionen:

$$P, \theta \text{ in Produkt: } P_l^m(\cos \theta) Q_m(\varphi)$$

⇒ Kugelflächenfunktionen

$$\mathcal{Y}_{lm}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$$

$$l = 0, 1, 2, \dots \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \quad \theta \in [0, \pi] \quad \varphi \in [0, 2\pi]$$

Allgemeine Lösung der Laplace-Gleichung in Kugelkoordinaten:

$$\Phi(r, \theta, \varphi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left(a_{lm} r^l + \frac{b_{lm}}{r^{l+1}} \right) \mathcal{Y}_{lm}(\theta, \varphi)$$

$$\Delta \Phi = 0$$

1.7 Multipolentwicklung

Beliebige endlich große Ladungsverteilung

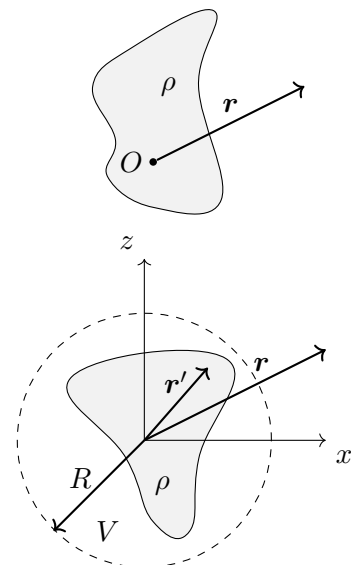
$$q = \int d^3 r' \rho(\mathbf{r}')$$

$$r \gg R \quad \Phi(\mathbf{r}) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

statische, lokalisierte Ladungsverteilung:

$$\rho(\mathbf{r}) = \begin{cases} \text{beliebig} & r < R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V d^3 r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$



Für $r > R$: $|\mathbf{r}'| < |\mathbf{r}| \rightarrow$ Taylorentwicklung von $\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$ in $\mathbf{r}' \rightarrow$ d.h. in x'_1, x'_2, x'_3

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{\sqrt{(x_1 - x'_1)^2 + (x_2 - x'_2)^2 + (x_3 - x'_3)^2}} \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}$$

Taylorentwicklung:

$$f(\mathbf{r}') = f(x'_1, x'_2, x'_3) = f(0, 0, 0) + \sum_{i=1}^3 x'_i \frac{\partial f}{\partial x_i}(0) + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 x'_i x'_j \frac{\partial^2 f}{\partial x'_i \partial x'_j}(0) + \dots$$

Zuerst berechnen wir die einzelnen Terme:

$$f(\mathbf{r}') = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} : f(0) = \frac{1}{r} \quad \frac{\partial f}{\partial x'_i} = \frac{(x_i - x'_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \Big|_0 = \frac{x_i}{r^3} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial x'_i \partial x'_j}(0) = \dots = \frac{3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}}{r^5}$$

Für $|\mathbf{r}| < |\mathbf{r}'|$:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \left\{ \frac{1}{r} + \sum_{i=1}^3 \frac{x'_i x_i}{r^3} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x'_i x'_j \frac{3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}}{r^5} + \dots \right\}$$

Den letzten (mit einem Pfeil markierten) Term schauen wir uns jetzt noch einmal genauer an.

$$\sum_{i,j} x'_i x'_j r^2 \delta_{ij} = r^2 \underbrace{\sum_i x_i'^2}_{=r'^2} = r^2 r'^2 = r'^2 \sum_i x_i^2 = \sum_{i,j} r'^2 x_i x_j \delta_{ij}$$

Somit können wir den letzten Term umschreiben als:

$$\sum_{i,j} x'_i x'_j \frac{(3x_i x_j - r^2 \delta_{ij})}{r^5} = \sum_{i,j} x_i x_j \frac{(3x'_i x'_j - r'^2 \delta_{ij})}{r^5}$$

Das Potential unserer Ladungsverteilung im externen \mathbf{E} -Feld ergibt sich dann als

$$\Phi(\mathbf{r}) = k \left\{ \underbrace{\frac{1}{r} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}')}_q \text{ Gesamtladung (Monopol)} + \sum_{i=1}^3 \underbrace{\frac{x_i}{r^3} \int d^3r' x'_i \rho(\mathbf{r}')}_{p_i \text{ Dipolmoment } \mathbf{p}=(p_1, p_2, p_3)} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \underbrace{\frac{x_i x_j}{r^5} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') (3x'_i x'_j - r'^2 \delta_{ij}) + \dots}_{=: Q_{ij} \text{ Quadrupolmoment}} \right\}$$

$$\Rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{q}{r} + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{x_i x_j}{r^5} Q_{ij} + \dots \right\}$$

Diskussion:

i) **Monopol**

$$\Phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad \propto \frac{1}{r} \text{ dominiert für } q \neq 0$$

$$\rightarrow \mathbf{E}_M(\mathbf{r}) = -\nabla \Phi_M = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad \propto \frac{1}{r^2}$$

ii) **Dipol**

$$\Phi_D(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3} \quad \propto \frac{1}{r^2}$$

Das elektrische Feld:

$$\mathbf{E}_D = -\nabla \Phi_D$$

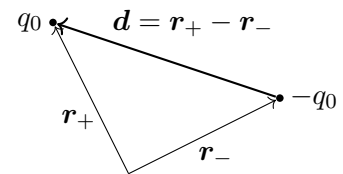
$$\begin{aligned}\nabla_{\mathbf{r}} \left(\mathbf{p} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right) : \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(p_x \frac{x}{r^3} + p_y \frac{y}{r^3} + p_z \frac{z}{r^3} \right) &= \left(\frac{p_x}{r^3} - 3p_x \frac{xx}{r^5} - 3p_y \frac{yx}{r^5} - 3p_z \frac{zx}{r^5} \right) \\ &= \frac{p_x}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} x \\ \frac{\partial}{\partial y} (\dots) &= \frac{p_y}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} y \\ \frac{\partial}{\partial z} (\dots) &= \frac{p_z}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} z \\ \Rightarrow \nabla_{\mathbf{r}} \left(\mathbf{p} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right) &= \frac{\mathbf{p}}{r^3} - 3 \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^5} \mathbf{r}\end{aligned}$$

$$\mathbf{E}_D = -\nabla \Phi_D = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{p}}{r^3} \right] \propto \frac{1}{r^3} \quad \mathbf{r} \neq 0$$

Beispiel: für die Realisierung eines Dipols

Punktladungen: $q_0, -q_0$ in $\mathbf{r}_+, \mathbf{r}_-$

Gesamtladung: $q = q_0 - q_0 = 0$



$$\rightarrow \Phi_M(\mathbf{r}) \equiv 0$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_+|} - \frac{q_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_-|} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{r^3} + \dots \right)$$

$$\rho(\mathbf{r}') = q_0 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_+) - q_0 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_-)$$

$$\mathbf{p} = \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \mathbf{r}' = q_0 \mathbf{r}_+ - q_0 \mathbf{r}_- = q_0 \mathbf{d}$$

$$\mathbf{p} = q_0 \mathbf{d}$$

mehrere Punktladungen q_i in \mathbf{r}_i

$$\rightarrow \mathbf{p} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i$$

iii) Quadrupolmoment

$$Q_{ij} = \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') (3x'_i x'_j - r'^2 \delta_{ij})$$

$$\text{Quadrupoltensor } Q = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} & Q_{13} \\ Q_{21} & Q_{22} & Q_{23} \\ Q_{31} & Q_{32} & Q_{33} \end{pmatrix}$$

Eigenschaften

i) Spurfrei: $\text{tr}(Q) = \sum_i Q_{ii} = 0 \Rightarrow 2$ unabhängige Elemente

ii) Symmetrisch: $Q_{ij} = Q_{ji} \Rightarrow 3$ unabhängige Elemente

$\Rightarrow 5$ unabhängige Elemente

Ableitung in Kugelkoordinaten

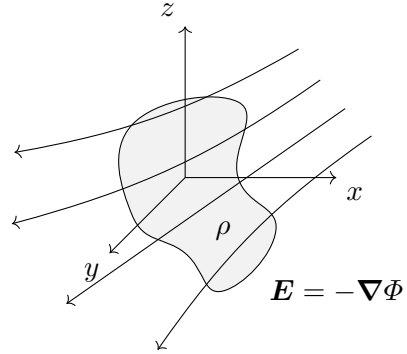
\Rightarrow Sphärische Multipolmomente

1.7.1 Multipolentwicklung der Energie der Ladungsverteilung im äußeren Feld

Energie:

$$W = \int d^3r \rho(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

Wir stellen uns vor, das \mathbf{E} -Feld wird von sehr weit entfernten Ladungen erzeugt. Wir machen somit also die Annahme, dass sich $\Phi(\mathbf{r})$ in dem Gebiet, wo $\rho(\mathbf{r})$ ist, sich nur wenig ändert.



→ Taylorentwicklung von $\Phi(\mathbf{r})$ um $\mathbf{r} = 0$

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}) &= \Phi(0) + \mathbf{r} \cdot \nabla \Phi(0) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} x_i x_j \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_j}(0) + \dots \\ &= \Phi(0) - \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(0) - \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{i,j} x_i x_j \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0)}_{=0} + \dots \\ &= \frac{1}{6} \sum_{i,j} (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) \end{aligned}$$

Dies gilt, da:

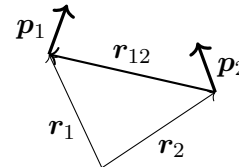
$$\sum_{i,j} r^2 \delta_{ij} \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) = r^2 \underbrace{\sum_i \frac{\partial E_i}{\partial x_i}(0)}_{\nabla \cdot \mathbf{E}(0)=0}$$

$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ gilt, da \mathbf{E} ein äußeres Feld ist. Damit erhalten wir dann für die Energie mit Formel (??):

$$\begin{aligned} \rightarrow W &= \underbrace{\Phi(0)}_{=q} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) - \underbrace{\mathbf{E}(0) \cdot \int d^3r \mathbf{r} \rho(\mathbf{r})}_{=\mathbf{p}} - \frac{1}{6} \sum_{i,j} \frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0) \underbrace{\int d^3r (3x_i x_j - r^2 \delta_{ij}) \rho(\mathbf{r})}_{=Q_{ij}} + \dots \\ &= \underbrace{q}_{\substack{\nearrow \\ \text{Ladung}}} \underbrace{\Phi(0)}_{\substack{\uparrow \\ \text{Potential}}} - \underbrace{\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}(0)}_{\substack{\uparrow \quad \nwarrow \\ \text{Dipol} \quad \text{Feld}}} - \frac{1}{6} \sum_{i,j} \underbrace{Q_{ij}}_{\nearrow \text{Quadrupol}} \underbrace{\frac{\partial E_j}{\partial x_i}(0)}_{\nwarrow \text{Feldgradient}} + \dots \end{aligned}$$

Wechselwirkungsenergie zweier Dipole

Betrachte 2 Punktdipole $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ in $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$.
 \mathbf{p}_2 erzeugt am Ort \mathbf{r}_1 das äußere Feld:



$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3(\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_{12})\mathbf{r}_{12}}{r_{12}^5} - \frac{\mathbf{p}_2}{r_{12}^3} \right]$$

$$\rightarrow W = -\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{r_{12}^3} - \frac{3(\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_{12})(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_{12})}{r_{12}^5} \right] \propto \frac{1}{r_{12}^3}$$

Je nach Orientierung der Dipole ist diese Wechselwirkung anziehend oder abstoßend.

z.B.: $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \perp \mathbf{r}_{12}$

$$\rightarrow W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}{r_{12}^3} \begin{cases} > 0 & \uparrow\uparrow & \text{abstoßend} \\ < 0 & \uparrow\downarrow & \text{anziehend} \end{cases}$$

1.8 Elektrostatik in Materie - Dielektrika

Definition: Dielektrika

Nichtleitende Substanzen (Gase, Flüssigkeiten, Festkörper). Die Ladungsträger sind also fest gebunden.

äußere Felder \Rightarrow Polarisation

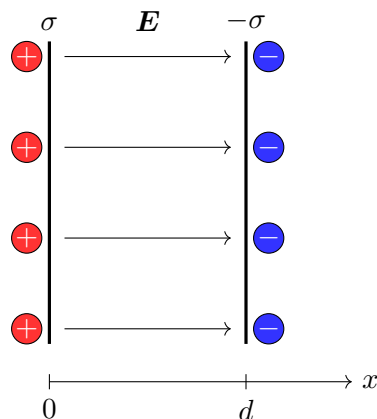
Mechanismen

- i) **Verschiebungspolarisation** (Deformationspolarisation)
neutrales Atom
- ii) **Orientierungspolarisation**
Molekül mit permanentem Dipolmoment z.B. Wasser

Phänomenologie: Experimentalphysik

Plattenkondensator:

ohne Medium:



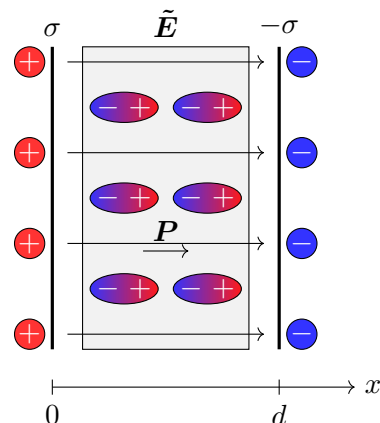
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{q}{\epsilon_0 F}$$

$$\Phi = -\frac{\sigma x}{\epsilon_0}$$

$$U = \frac{qd}{\epsilon_0 F}$$

$$C = \frac{q}{U} = \epsilon_0 \frac{F}{d}$$

mit Medium:



$$\tilde{C} > C \quad \tilde{C} = \epsilon \frac{F}{d} \quad \epsilon > \epsilon_0$$

$$q = \text{const.}$$

$$\tilde{U} = \frac{qd}{\epsilon F} < U$$

$$\tilde{E} = \frac{q}{\epsilon F} = \frac{\sigma}{\epsilon} < E$$

$$\tilde{E} = E + E_p = E - \frac{1}{\epsilon_0} P$$

1.8.1 Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik

Ausgangspunkt: allgemeine (mikroskopische) Feldgleichungen

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\epsilon_0} \rho \\ \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \xrightarrow{\rho} \\ \text{bekannt} \end{array} \quad \begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} \\ \Phi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \end{aligned}$$

Makroskopische Messungen: $\approx 10^{23}$ Teilchen
 → Mittlung über mikroskopische Details.

1.8.2 Mittelung von Funktionen

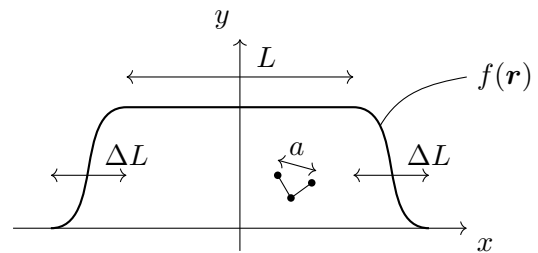
Wir haben eine physikalische Größe $A(\mathbf{r})$ und wollen diese mitteln.

$$\begin{aligned}\langle A \rangle(\mathbf{r}) &:= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') A(\mathbf{r}') \\ &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' f(\mathbf{r}') A(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\end{aligned}$$

f : legt Bereich fest, über den gemittelt wird

Eigenschaften:

- i) $\int d^3r' f(\mathbf{r}') = 1$
- ii) $f(\mathbf{r}) \geq 0$
- iii) Eine glatte Funktion, die sich auf molekularer Skala (nm) wenig ändert.



mit $L, \Delta L \gg a$

Wir schauen uns nun an wie die Ableitung einer gemittelten Funktion aussieht.

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_i} \langle A \rangle(\mathbf{r}) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int d^3r' f(\mathbf{r}') A(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \int d^3r' f(\mathbf{r}') \frac{\partial A}{\partial x_i}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \langle \frac{\partial A}{\partial x_i} \rangle(\mathbf{r})\end{aligned}$$

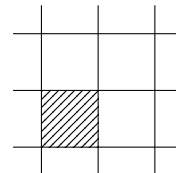
$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot \langle \mathbf{E} \rangle = \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho \rangle \\ \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \quad \Rightarrow \quad \nabla \times \langle \mathbf{E} \rangle = 0 \\ \rightarrow \quad \langle \mathbf{E} \rangle &= -\nabla \langle \Phi \rangle\end{aligned}$$

1.8.3 Bestimmung von $\langle \rho \rangle$

Aufteilung der Materie in Untereinheiten:

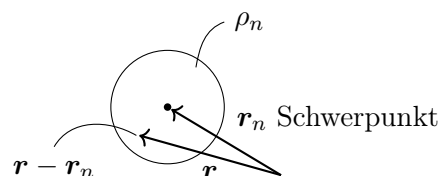
Festkörper:

Elementarzellen:



Gas:

Moleküle



ρ_n : Ladungsdichte des n -ten Moleküls bzgl. des Schwerpunktes \mathbf{r}_n . Die gesamte Ladungsdichte ist somit:

$$\rho_g(\mathbf{r}) = \sum_n \rho_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n)$$

$\rho_g(\mathbf{r})$ sind hierbei alle gebundenen Ladungen.

Zusätzlich gibt es möglicherweise freie Ladungsträger $\rho_f(\mathbf{r})$

\Rightarrow gesamte Ladungsdichte

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r}) + \rho_g(\mathbf{r})$$

Mittlung von ρ_g über einen makroskopisch kleinen aber mikroskopisch großen Bereich:

$$\begin{aligned}\langle \rho_g \rangle(\mathbf{r}) &= \int d^3r' f(\mathbf{r}') \rho_g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \\ &= \int d^3r' f(\mathbf{r}') \sum_n \rho_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \\ &= \sum_n \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' f(\mathbf{r}') \rho_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_n)\end{aligned}$$

Nun Betrachten wir den letzten Term:

$$\begin{aligned}& \int d^3r' f(\mathbf{r}') \rho_n(\underbrace{\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_n}_{=\tilde{\mathbf{r}}}) \\ &= \int d^3r' \underbrace{f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n - \tilde{\mathbf{r}})}_{\substack{\text{ändert sich} \\ \text{wenig auf} \\ \text{mol. Skala}}} \underbrace{\rho_n(\tilde{\mathbf{r}})}_{\substack{\text{lokalisiert auf} \\ \text{molekularer Skala } a \\ \rho_n(\tilde{\mathbf{r}}) \approx 0 \text{ für } |\tilde{\mathbf{r}}| \gg a}}\end{aligned}$$

Taylorentwicklung in $\tilde{\mathbf{r}}$: $f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n - \tilde{\mathbf{r}}) = f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) - \tilde{\mathbf{r}} \cdot \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) + \dots$

$$= f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \underbrace{\int d^3\tilde{\mathbf{r}} \rho_n(\tilde{\mathbf{r}})}_{=q_n} - \nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \cdot \underbrace{\int d^3\tilde{\mathbf{r}} \tilde{\mathbf{r}} \rho_n(\tilde{\mathbf{r}})}_{=\mathbf{p}_m \text{ Dipolmoment}} + \dots$$

Höhere Terme werden vernachlässigen z.B. das Quadrupolmoment.

$$= f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) q_n - \underbrace{\nabla f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \cdot \mathbf{p}_m}_{=\nabla \cdot (\mathbf{p}_n f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n))} + \dots$$

$$= \int d^3r' q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \nabla \cdot \int d^3r' \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \dots$$

$$= \langle q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \langle \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) + \dots$$

\Downarrow \Downarrow
Gesamtladung im SP Dipolmoment im SP

$$\begin{aligned}\langle \rho_g \rangle &= \sum_n \int \dots \\ &= \langle \sum_n q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \langle \sum_n \mathbf{p}_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \rangle(\mathbf{r}) + \dots\end{aligned}$$

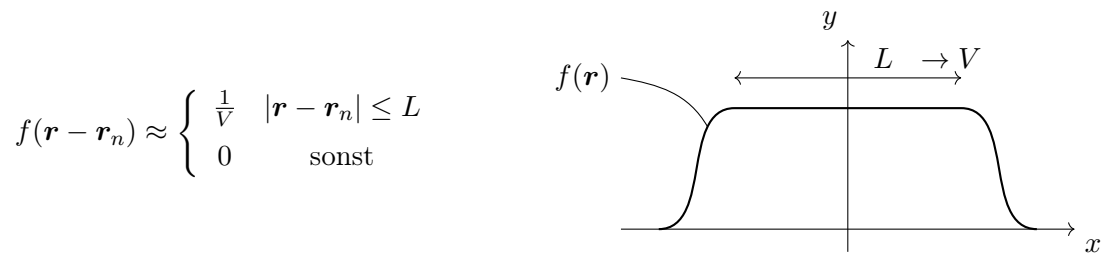
Der **erste Term** steht für die mittlere Gesamtladung der gegebenen Ladungen = 0 für:

- i) neutrale Untereinheiten
- ii) makroskopisch neutraler Körper

Der **zweite Term** wird Definiert als das makroskopische Dipolmoment $=: \mathbf{P}(\mathbf{r}) = \frac{\text{Dipolmoment}}{\text{Volumen}}$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \sum_n \mathbf{p}_n \int d^3r' \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) f(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (1.2)$$

$$= \sum_n \mathbf{p}_n f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) \approx \frac{1}{V} \sum_{m, \mathbf{r}_n \in V} \mathbf{p}_n \quad (1.3)$$



→ gemittelte (makroskopische) Ladungsdichte:

$$\langle \rho \rangle(\mathbf{r}) = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r}) + \underbrace{\left\langle \sum_n q_n \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \right\rangle(\mathbf{r})}_{\substack{\text{Gesamtladung} \\ \text{oft } = 0}} - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \dots$$

Gemittelte makroskopische Ladungsverteilung

$$\langle \rho \rangle(\mathbf{r}) = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r}) - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \dots$$

Daraus folgt:

$$\rightarrow \nabla \cdot \langle \mathbf{E} \rangle(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho \rangle(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r}) - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}) + \dots$$

Dies können wir umformen in etwas, das der Maxwellgleichung ähnelt:

$$\nabla \cdot \underbrace{(\varepsilon_0 \langle \mathbf{E} \rangle + \mathbf{P} + \dots)}_{:= \mathbf{D}(\mathbf{r})} = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r})$$

$\mathbf{D}(\mathbf{r}) :=$ dielektrische Verschiebung.

$$\rightarrow \nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \langle \rho_f \rangle(\mathbf{r})$$

1.8.4 Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik (Wiederholung)

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r})$$

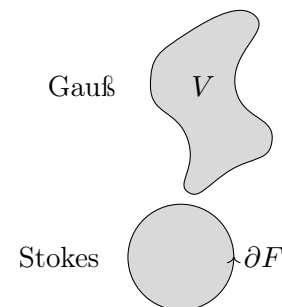
$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} + \dots$$

Diese Gleichungen können wir nun mit dem Satz von Gauß und dem Satz von Stokes auch in Integraler Form schreiben:

$$\oint_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{D} = \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{D} = \int_V d^3r \rho_f(\mathbf{r}) = q_{fV}$$

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \nabla \times \mathbf{E} = \oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = 0$$



Wiederholung

Makroskopische Feldgleichungen der Elektrostatik

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad \langle \mathbf{E} \rangle(\mathbf{r})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} + \dots$$

Wir haben hier jetzt zwei Feldgleichungen für zwei Vektorfelder. Dies reicht nicht aus um beide Vektorfelder eindeutig zu bestimmen. Hierfür müssen wir die Wirbel und Quellen beider Felder beschreiben. \mathbf{E} und \mathbf{D} sind also nicht unabhängig sondern miteinander verknüpft.

Bemerkung: (Schlussfolgerungen aus den Feldgleichungen der Elektrostatik)

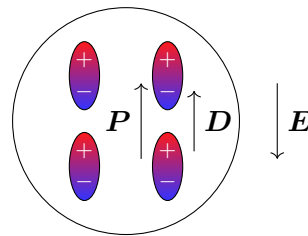
- i) Es sieht so aus als ob \mathbf{D} nur von der freien Ladungsdichte abhängt, dies ist aber nur in manchen Fällen so (Plattenkondensator).

Es gilt nur wenn $\nabla \times \mathbf{D} = 0$

Gegenbeispiel: homogen polarisierte Kugel:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{3\varepsilon_0} \mathbf{P} \quad \text{in der Kugel}$$

$$\rightarrow \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \frac{2}{3} \mathbf{P}$$



- ii)

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\mathbf{D} - \mathbf{P})$$

\mathbf{E} hängt über die Polarisation direkt von dem Medium ab.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{D} - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_f - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \cdot \mathbf{P} \end{aligned}$$

\rightarrow Polarisationsladungsdichte $\rho_p = -\nabla \cdot \mathbf{P}$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} (\rho_f + \rho_p)$$

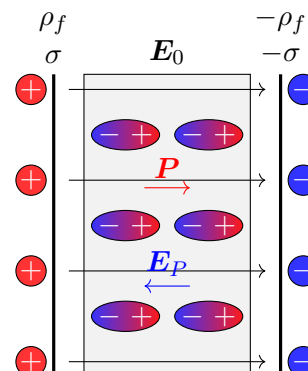
- iii) Die Polarisation wirkt wie ein inneres Zusatzfeld, das sich mit dem durch ρ_f erzeugten Feld \mathbf{E}_0 überlagert. $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_p$

Im Plattenkondensator:

$$\mathbf{E}_p = -\frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$

mit $\mathbf{E}_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{D}$



iv) Potential

$$\nabla \times \langle \mathbf{E} \rangle = 0$$

$$\langle \mathbf{E} \rangle = -\nabla \langle \Phi \rangle$$

Einfach aber zu viel Zeitaufwand für die Vorlesung

$$\begin{aligned} \langle \Phi \rangle &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\langle \rho \rangle(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} (\rho_f(\mathbf{r}') - \nabla \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}') + \dots) \end{aligned}$$

v) **Zusammenhang zwischen \mathbf{P} und \mathbf{E} : Suszeptibilität**

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}(\mathbf{E}) \quad \mathbf{P}(\mathbf{E} = 0) = 0$$

Entwicklung von \mathbf{P} in Potenzen von \mathbf{E} :

$$P_i = \sum_{j=1}^3 \gamma_{ij} E_j + \sum_{j,k=1}^3 \beta_{ijk} E_j E_k + \dots$$

γ_{ij} & β_{ijk} sind Materialkonstanten

lineare Näherung:

allgemeines **anisotropes** Dielektrikum

$$P_i = \sum_j \gamma_{ij} E_j$$

isotropes Dielektrikum:

$$P_i = \gamma E_i$$

$$\mathbf{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathbf{E} \quad \chi_e \epsilon_0 = \gamma$$

χ_e ist die **Dielektrische Suszeptibilität**

$$\begin{aligned} \rightarrow \mathbf{D} &= \mathbf{P} + \epsilon_0 \mathbf{E} = (\chi_e \epsilon_0 + \epsilon_0) \mathbf{E} \\ &= \underbrace{(1 + \chi_e)}_{:=\epsilon_r} \epsilon_0 \mathbf{E} \\ &= \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \end{aligned}$$

ϵ_r ist die relative Dielektrizitätskonstante

$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ ist die Dielektrizitätskonstante

Typische Werte für ϵ_r :

Medium	ϵ_r
Vakuum:	$\epsilon_r = 1$
H ₂ :	1,00025
N ₂ :	1,00055
H ₂ O:	80,1

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E}$$

ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante oder auch Permittivität / Dielektrizitätskonstante des Vakuums

1.8.5 Feldgleichungen für lineares, isotropes Dielektrikum

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \rho_f$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0$$

homogenes Medium $\varepsilon = \text{const.}$

$$\varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_f$$

$$\rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon \rho_f} = \underbrace{\frac{1}{\varepsilon_r}}_{\text{Medium}} \frac{1}{\varepsilon_0} \rho_f$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0$$

$$\Delta \Phi = -\nabla \cdot \mathbf{E}$$

$$= -\frac{1}{\varepsilon} \rho_f$$

$$\rightarrow \Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{1}{\varepsilon_r} \rho_f$$

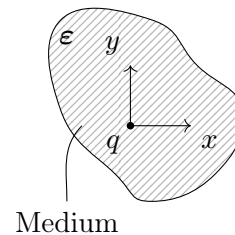
↑

1.8.6 Punktladung in homogenem Dielektrikum (lineare Näherung)

$$\rho_f(\mathbf{r}) = q\delta(\mathbf{r})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon} q\delta(\mathbf{r})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0$$

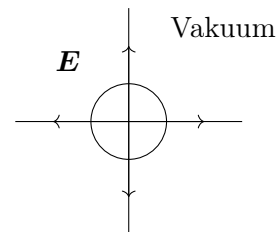


Nun können wir das \mathbf{E} -Feld im Vakuum bestimmen:

$$\begin{aligned} \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon} q \frac{\mathbf{r}}{r^3} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q \frac{\mathbf{r}}{r^3} \\ &\quad \quad \quad = \mathbf{E}_{\text{vak}} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_r} \mathbf{E}_{\text{vak}}(\mathbf{r}) < \mathbf{E}_{\text{vak}}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \mathbf{P} &= \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \mathbf{E} \\ &= \frac{(\varepsilon_r - 1)}{4\pi\varepsilon_r} q \frac{\mathbf{r}}{r^3} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = \mathbf{E}_{\text{vak}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$



Hier erkennt man explizit, dass das Vakuum-Feld von der Polarisation vermindert wird.

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi} q \frac{\mathbf{r}}{r^3}$$

In diesem einfachen Fall ist \mathbf{D} vollständig durch die freie Ladung q (in der Abbildung Positiv) bestimmt.

1.8.7 Zusammenhang zwischen atomarer/molekularer Polarisierbarkeit und Suszeptibilitäten

Verschiebungspolarisation:

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_{\text{lokal}}$$

\Rightarrow Polarisierung:

$$\mathbf{P} = n\mathbf{p} = n\alpha \mathbf{E}_{\text{lok}}$$

n ist die Teilchenzahldichte.

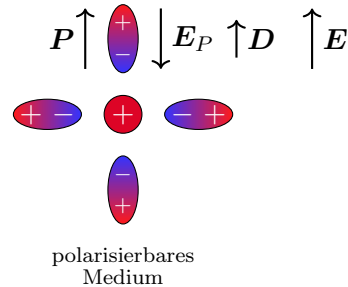
Aus den makroskopischen Gleichungen haben wir erhalten:

$$\mathbf{P} = \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \parallel \quad \text{makroskopisches Feld}$$

In einem verdünnten Gas gilt: $\mathbf{E}_{\text{lok}} \approx \mathbf{E}$

$$\Rightarrow \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} = n\alpha \mathbf{E} \Rightarrow \boxed{\chi_e = \frac{n\alpha}{\varepsilon_0}}$$

$$\boxed{\varepsilon_r = 1 + \frac{n\alpha}{\varepsilon_0}}$$



1.8.8 Randwertprobleme

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_f \\ \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} & \mathbf{P} &= \mathbf{P}(\mathbf{E}) \end{aligned}$$

lineares homogenes Dielektrikum

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon} \rho_f \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0$$

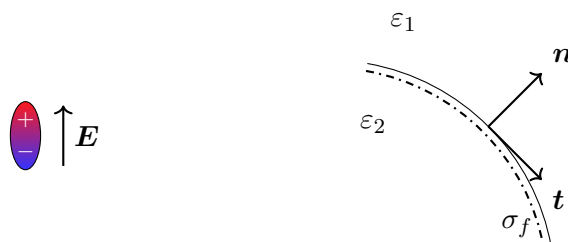
$$\Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon} \rho_f$$

\rightarrow Randwertproblem:

Gegeben: ρ_f, ε Randbedingungen

Gesucht: Φ, \mathbf{E}

1.8.9 Randbedingungen für \mathbf{D}, \mathbf{E} an einer Grenzschicht mit Flächenladung



Erinnerung: mikroskopische Feldgleichungen

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad \rightarrow \quad \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

für makroskopische Feldgleichungen:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad \Rightarrow \quad \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \sigma_f$$

$$\nabla \times \mathbf{D} = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

speziell lineare, homogene Dielektrika ($\varepsilon_1 = \text{const.}, \varepsilon_2 = \text{const.}$):

$$\mathbf{D}_i = \varepsilon_i \mathbf{E}_i \quad i = 1, 2$$

$$\mathbf{n} \cdot (\varepsilon_1 \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{E}_2) = \sigma_f$$

Falls $\sigma_f = 0$ (es gibt also **keine** Ladung an der Oberfläche);

$$\Rightarrow \quad \mathbf{n} \mathbf{E}_1 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \mathbf{n} \mathbf{E}_2$$

Das heißt, das \mathbf{E} -Feld ist unstetig wenn $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ (aufgrund der **Polarisationsladung**).

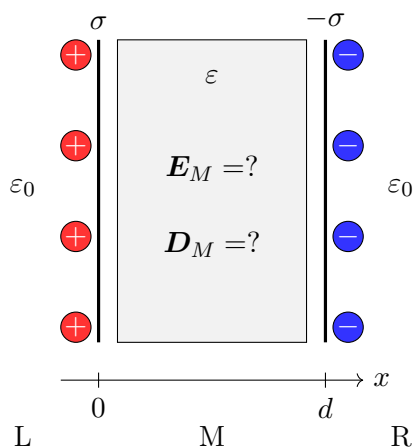
Wiederholung

zu Randbedingungen für \mathbf{D} und \mathbf{E} an Grenzflächen mit Flächenladung

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \sigma_f$$

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

Beispiel: Plattenkondensator mit Dielektrikum



$$\mathbf{E}_{L/R} = 0 \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \rightarrow \quad \mathbf{D}_{L/R} = 0$$

$$\mathbf{E}_M = E_x \mathbf{e}_x \quad \mathbf{D}_M = D_x \mathbf{e}_x \quad \mathbf{n} = \mathbf{e}_x$$

Für den linken Bereich gilt (analog auch rechts):

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_M - \mathbf{D}_L) = \sigma = \frac{q}{F}$$

Für den mittleren Bereich:

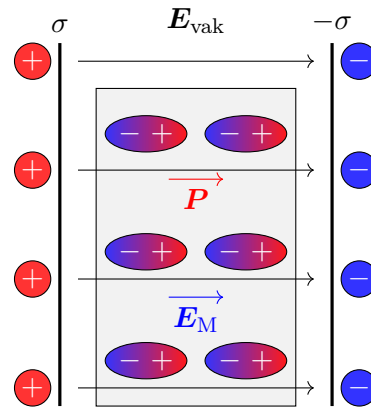
$$\frac{dD_x}{dx} = \nabla \cdot \mathbf{D}_M = 0$$

$$\rightarrow \mathbf{D}_M = \sigma \mathbf{e}_x$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_M &= \frac{1}{\varepsilon} \mathbf{D}_M = \frac{\sigma}{\varepsilon} \mathbf{e}_x \\ &= \frac{1}{\varepsilon_r} \underbrace{\frac{\sigma}{\varepsilon_0} \mathbf{e}_x}_{\mathbf{E}_{\text{vak}}} = \frac{1}{\varepsilon_r} \mathbf{E}_{M_{\text{vak}}} \leq \mathbf{E}_{M_{\text{vak}}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \chi_e \varepsilon_0 \mathbf{E} = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \mathbf{E} \\ &= \begin{cases} 0 & L/R \\ \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r} \sigma \mathbf{e}_x & M \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E}_M = \mathbf{E}_{\text{vak}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{P}$$

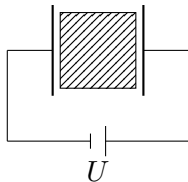


Spannung und Kapazität

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla \cdot \Phi & \Phi(x) &= -\frac{\sigma}{\varepsilon} x \\ U &= \Phi(0) - \Phi(d) = \frac{\sigma d}{\varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon F} d = \frac{1}{\varepsilon_r} \underbrace{\frac{q}{\varepsilon_0 F} d}_{U_{\text{vak}}} \leq U_{\text{vak}} \\ C &= \frac{q}{U} = \frac{\varepsilon F}{d} = \varepsilon_r \underbrace{\frac{\varepsilon_0 F}{d}}_{C_{\text{vak}}} \geq C_{\text{vak}} \end{aligned}$$

Dies gilt für den Fall eines Kondensators mit fester Ladung auf den Platten.

anderes Szenario: feste Spannung



$$\begin{aligned} U &= \frac{\sigma}{\varepsilon} d \stackrel{!}{=} U_{\text{vak}} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} d \\ \rightarrow \sigma &= \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \sigma_0 \geq \sigma_0 \\ q &= \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} q_0 \geq q_0 \end{aligned}$$

Hier muss deshalb Ladung in den Kondensator fließen um das \mathbf{E} -Feld konstant zu halten. Dadurch steigt die Kapazität.

$$\begin{aligned} C &= \frac{q}{U} = \frac{\varepsilon F}{d} \\ E &= \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \sigma_0 \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} = E_{\text{vak}} \\ D &= \varepsilon E = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \underbrace{\varepsilon_0 E}_{\substack{E_{\text{vak}} \\ \parallel \\ D_{\text{vak}}}} = \varepsilon_r D_{\text{vak}} \end{aligned}$$

1.8.10 Elektrostatische Energie in Dielektrika

im Vakuum:

$$W = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_V d^3r (\mathbf{E}(\mathbf{r}))^2$$

(Bei komplexem Feld Betragsquadrat nehmen $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$. Dies ist nur ein technischer Trick, da \mathbf{E} -Felder Reell sind)

makroskopisches Feld in Medien:

$$W = \frac{1}{2} \int_V d^3r \underbrace{\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}}_{\varepsilon \mathbf{E}} = \frac{\varepsilon}{2} \int_V d^3r (\mathbf{E}(\mathbf{r}))^2$$

Plattenkondensator: $C = \frac{\varepsilon F}{d}$ $U = Ed$

Energie:

$$W = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon F}{d} E^2 d^2 = \frac{1}{2} \underbrace{\mathbf{D}}_{\varepsilon \mathbf{E}} \cdot \underbrace{\mathbf{E}}_{Fd} = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \cdot V$$

→ Energiedichte:

$$\frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}$$

Kapitel 2

Magnetostatik

Elektrostatik:

ruhende Ladungen \Rightarrow es wirken Zeitunabhängige elektrische Felder $\mathbf{E}(\mathbf{r})$

Magnetostatik:

magnetische Felder entstehen aus **bewegten Ladungen**

Kraft auf bewegte Ladung:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Magnetfelder von Bewegten Ladungen sind zeitlich verändert und daher kompliziert zu beschreiben. Daher verwenden wir hier erstmal statische Ströme die konstante Magnetfelder erzeugen.

Magnetostatik:

$$\begin{array}{ccc} \text{stationäre} & & \text{zeitunabhängige} \\ \text{Ströme} & \Rightarrow & \text{Magnetfelder} \\ & & \mathbf{B}(\mathbf{r}) \end{array}$$

Zunächst müssen wir erst einige Dinge Definieren:

2.1 Strom, Stromdichte und Kontinuitätsgleichung

2.1.1 Strom

metallischer Leiter:

$$I = \frac{\text{Ladung}}{\text{Zeit}} = \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad [I] = 1 \text{ A} = \text{C s}^{-1}$$

Beispiel: **Stationärer Strom**

Ladungsträger mit:

v : Geschwindigkeit (const.)

n : homogene Dichte

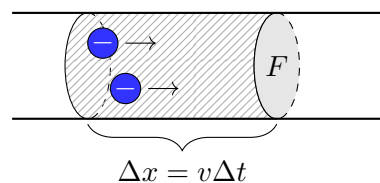
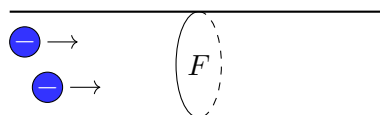
q : Ladung

Leiter mit: F : Querschnittsfläche

in Δt : $n \cdot F \cdot v \cdot \Delta t$ Ladung durch F

Ladung: $\Delta q = qnFv\Delta t$

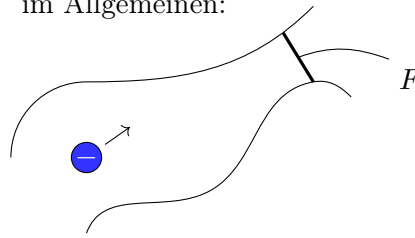
Strom: $I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = q \cdot n \cdot v \cdot F$



2.1.2 Stromdichte:

$$\mathbf{j} = \frac{\text{Strom}}{\text{Fläche}} = \frac{I}{F}$$

im Allgemeinen:



Beispiel: $\mathbf{j} = q \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}$

Die Stromdichte soll eine vektorielle Größe sein um die Richtung des Stromes mit einzubeziehen.

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

$$I = \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

Zusammenhang: $\mathbf{j}, \rho, \mathbf{r}$:

$$\text{Beispiel: } j = \underbrace{q \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}}_{\rho}$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$$

Stromdichte von Punktladungen

Punktladungen q_i mit Ortsvektoren \mathbf{r}_i und Geschwindigkeiten $\mathbf{v}_i = \dot{\mathbf{r}}_i(t)$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \dot{\mathbf{r}}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

Linienströme

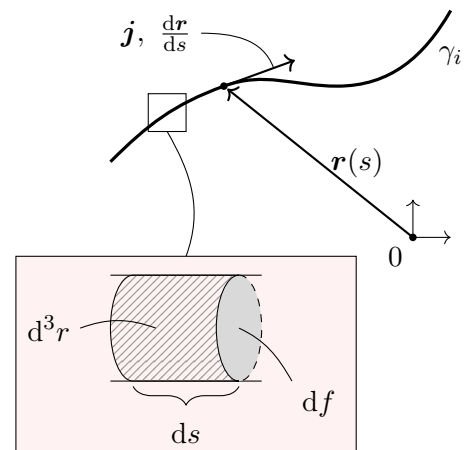
Ströme durch dünne Drähte

$$s \mapsto \mathbf{r}(s) \quad \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|}$$

beliebige Funktion $h(\mathbf{r})$.

Es gilt außerdem:

$$d\mathbf{f} = \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|} df \quad df = d\mathbf{f} \cdot \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|}$$



$$\begin{aligned}
& \int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) h(\mathbf{r}) \\
&= \int ds d\mathbf{f} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) h(\mathbf{r}) \\
&= \int ds d\mathbf{f} \frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|} j h \\
&= \int_x ds \underbrace{\frac{\mathbf{j}}{|\mathbf{j}|}}_{=d\mathbf{r}} h(\mathbf{r}) \underbrace{\int d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}_{=I(\mathbf{r}, t)} \\
&= \boxed{\int_\gamma d\mathbf{r} h(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, t) \stackrel{\substack{\text{falls} \\ I=\text{const.}}}{=} I \int_\gamma d\mathbf{r} h(\mathbf{r})}
\end{aligned}$$

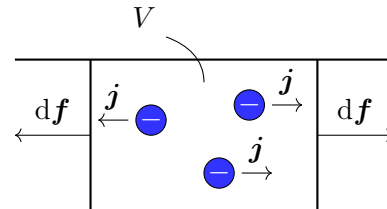
effektiv gilt also:

$$,, \mathbf{j} d^3r = I d\mathbf{r} "$$

2.1.3 Kontinuitätsgleichung

Ladungsdichte: $\rho(\mathbf{r}, t)$

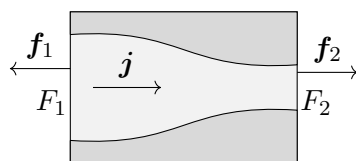
Ladung in V : $\int_V d^3r \rho(\mathbf{r}, t)$



Strom von Ladungen aus V (durch ∂V):

$$I = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

in abgeschlossenen Systemen gilt: Die Ladung ist konstant:



$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dt} \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}, t) = - \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \\
\Rightarrow 0 &= \underbrace{\frac{d}{dt} \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}, t)}_{=\int_V d^3r \frac{\partial \rho}{\partial t}} + \underbrace{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}_{=\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{j}} \\
& \Rightarrow \int_V d^3r \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} \right) = 0
\end{aligned}$$

für beliebige V

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0$$

2.1.4 Magnetostatik

Stationärer (zeitunabhängigen) Fall

$$\underline{\rho = \rho(\mathbf{r}), \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathbf{r})}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = 0 \Rightarrow \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r})}_{\text{Stationäre Ströme}} = 0$$

Konsequenz: Durch jeden Querschnitt eines Leiters fließt der selbe Strom.

$$0 = \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{j} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} = \int_{F_1} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} + \int_{F_2} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} = -I_1 + I_2$$

$$\Rightarrow I_1 = I_2$$

2.2 Gesetz von Biot-Savart

stationärer Strom in Leiter \rightarrow Magnetfeld

Das Magnetfeld $d\mathbf{B}$ am Ort \mathbf{r} verursacht durch Strom I im Linienelement $d\mathbf{l}$ in \mathbf{r}' .

$$d\mathbf{B}(\mathbf{r}) = k' I d\mathbf{l} \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

$$|d\mathbf{B}| \propto I, |d\mathbf{l}|, \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}$$

Richtung von: $d\mathbf{B} \propto d\mathbf{l} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')$

Die Konstante k' im SI-Einheiten-System ist:

$$k' = \frac{\mu_0}{4\pi}$$

μ_0 ist die magnetische Feldkonstante, die Permeabilität des Vakuums

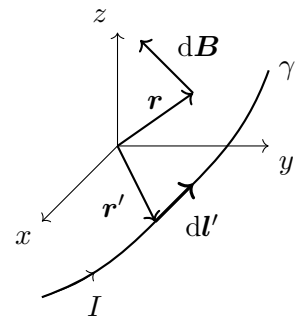
$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{V s}}{\text{A m}}$$

Sie ist definiert über:

$$\varepsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \quad c : \text{Lichtgeschw. in Vakuum}$$

Einheit:

$$[\mathbf{B}] = \frac{\text{V s}}{\text{m}^2} = 1 \text{ Tesla}$$



Biot-Savart-Gesetz

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_{\gamma} d\mathbf{l}' \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Diese Formel gibt das Magnetfeld für einen Stromdurchflossenen dünnen Leiter an.

Für eine ausgedehnte Stromdichte $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ gilt:

$$„d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}) = I d\mathbf{l}“ \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Ähnlich in der Elektrostatik:

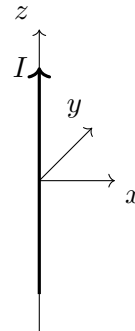
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

Hier ist $\rho(\mathbf{r})$ aber ein Skalarfeld. $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ ist ein Vektorfeld! Deshalb ist die Berechnung von Magnetfeldern komplizierter.

Beispiel: Magnetfeld eines langen Drahtes:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = I\delta(x)\delta(y)\mathbf{e}_z$$

Setzen wir dies nun ins Biot-Savart-Gesetz ein, erhalten wir das \mathbf{B} -Feld dieses Leiters:



$$\begin{aligned}\mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' I\delta(x')\delta(y')\mathbf{e}_z \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &\quad \mathbf{r}' = (0, 0, z') \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \mathbf{e}_z \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}\end{aligned}$$

Nebenrechnung:

$\mathbf{B}(\mathbf{r})$ hängt nicht von z ab $\rightarrow \mathbf{r} = (x, y, 0) \rightarrow \mathbf{r} - \mathbf{r}' = (x, y, -z')$

$$\mathbf{e}_z \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}$$

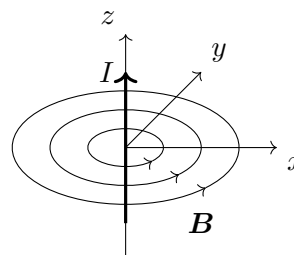
$$\begin{aligned}&= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{1}{[x^2 + y^2 + z'^2]^{3/2}} \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{2}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{x^2 + y^2} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}\end{aligned} \quad (*)$$

In Zylinderkoordinaten:

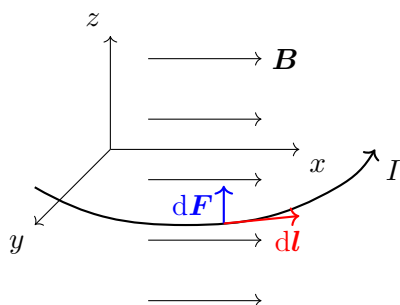
$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix} \quad \rho^2 = x^2 + y^2$$

$$\mathbf{e}_\varphi = \frac{\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi}}{|\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \varphi}|} = \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} -\rho \sin \varphi \\ \rho \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} I \frac{1}{\rho} \mathbf{e}_\varphi$$



2.3 Kraft eines äußeren Magnetfeldes auf einen Stromdurchflossenen Leiter



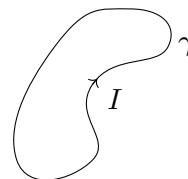
$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

$$|d\mathbf{F}| \propto I, |d\mathbf{l}|, |\mathbf{B}|$$

$$\text{Richtung von: } d\mathbf{F} \propto d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

Damit ist die Kraft auf eine beliebige Leiterschleife:

$$\mathbf{F} = I \int_{\gamma} d\mathbf{l} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$



Für eine ausgedehnte Stromverteilung gilt dann:

$$\mathbf{F} = \int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

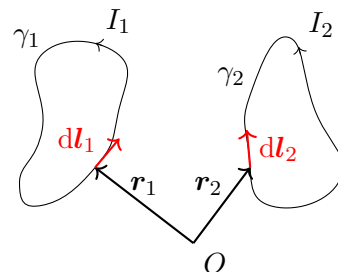
2.3.1 Kraft zwischen zwei Stromdurchflossenen Leitern

I_2 erzeugt am Ort \mathbf{r}_1 das Magnetfeld:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_1) = \frac{\mu_0}{4\pi} I_2 \int_{\gamma} d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3}$$

→ Kraft auf Linienelement $d\mathbf{l}_1$ in \mathbf{r}_1 :

$$\begin{aligned} d\mathbf{F}_{12} &= I_1 d\mathbf{l}_1 \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_1) \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 d\mathbf{l}_1 \times \int_{\gamma_2} d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} \end{aligned}$$



Die Kraft auf Leiterschleife 1 ist dann:

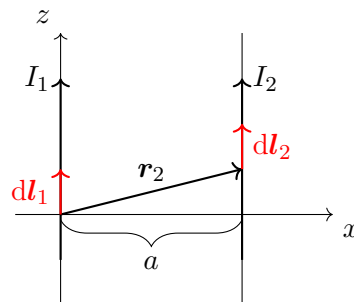
$$\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 \int_{\gamma_1} \int_{\gamma_2} d\mathbf{l}_1 \times \left(d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3} \right)$$

Beispiel: Kraft zwischen zwei parallelen Drähten

$$d\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 \underset{\parallel}{d\mathbf{l}_1} \times \int_{\gamma} d\mathbf{l}_2 \times \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^3}$$

Aus der Skizze gilt:

$$d\mathbf{l}_2 = dz_2 \mathbf{e}_z \quad \mathbf{r}_1 = (0, 0, 0) \quad \mathbf{r}_2 = (a, 0, z_2)$$



Nebenrechnung:

$$d\mathbf{l}_2 \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = dz_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -a \\ 0 \\ -z_2 \end{pmatrix} = dz_2 \begin{pmatrix} 0 \\ -a \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \quad d\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 dl_1 \underbrace{\mathbf{e}_z \times \begin{pmatrix} 0 \\ -a \\ 0 \end{pmatrix}}_{=a\mathbf{e}_x} \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \frac{1}{(a^2 + z_2^2)^{3/2}}}_{=\frac{2}{a^2} \text{ wie oben(??)}}$$

Richtung:

Kraft pro Länge:

$$\frac{d\mathbf{F}_{12}}{dl_1} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{a} \mathbf{e}_x$$

2.4 Feldgleichungen der Magnetostatik und Vektorpotential

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

2.4.1 Vektorpotential

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \underbrace{\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}}_{\underbrace{-\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{\nabla_{\mathbf{r}} \times \left(\mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)}}$$

Mit einer Identität des ersten Übungsblattes:

$$\nabla \times (f\mathbf{G}) = f\nabla \times \mathbf{G} - \mathbf{G} \times \nabla f$$

(Die Rotation von \mathbf{G} fällt weg, da \mathbf{j} nur von \mathbf{r}' abhängt.)

$$\Rightarrow \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla_{\mathbf{r}} \times \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

\downarrow
Vektorpotential

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad \leftarrow \mathbf{A} \text{ nicht eindeutig festgelegt}$$

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \mathbf{G} \quad \text{mit} \quad \nabla \times \mathbf{G} = 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{G}(\mathbf{r}) = \nabla \Lambda(\mathbf{r})$$

$$\rightarrow \quad \nabla \times \mathbf{A}' = \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \times \mathbf{G} = \mathbf{B}$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \nabla \Lambda(\mathbf{r}) \quad \Rightarrow \quad \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(\mathbf{r})$$

Transformation: Eichtransformation

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla \Lambda$$

Magnetostatik: übliche Wahl: $\Lambda \equiv 0$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Eine andere Eichung ist die **Coulomb-Eichung**:

$$\Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 r' \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \left(\mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)}_{= \mathbf{j}(\mathbf{r}') \cdot \underbrace{\nabla_{\mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{= -\nabla_{\mathbf{r}'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}} \\
&= -\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(\mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) + \overbrace{(\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}'))}^{=0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
&= -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} d^3 r' \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(\frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\
&= -\frac{\mu_0}{4\pi} \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{K_R(0)} d^3 r' \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(\frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \lim_{R \rightarrow \infty} \underbrace{\int_{\partial K_R(0)} d\mathbf{f}' \cdot \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=0} = 0
\end{aligned}$$

Beispiel: **homogenes Magnetfeld**

$$\mathbf{B} = B_0 \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r}$$

Mit der Identität:

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{a}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{a}) + (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{a} - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{b} \\
\rightarrow \quad \nabla \times \mathbf{A} &= \frac{1}{2} \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) = \frac{1}{2} \mathbf{B} \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{r}}_{=3} - \frac{1}{2} \underbrace{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{r}}_{=\mathbf{B}} = \mathbf{B}
\end{aligned}$$

Mit der Identität:

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{b} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) - \mathbf{a} \cdot (\nabla \times \mathbf{b}) \\
\Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \underbrace{(\nabla \times \mathbf{r})}_{=0} = 0
\end{aligned}$$

andere mögliche Wahl:

$$\begin{aligned}
\mathbf{A}' &= \frac{1}{2} \mathbf{B} \times \mathbf{r} + \underbrace{\nabla \frac{r^2}{2}}_{=\mathbf{r}} = \mathbf{A} + \mathbf{r} \\
\nabla \times \mathbf{A}' &= \underbrace{\nabla \times \mathbf{A}}_{=\mathbf{B}} + \underbrace{\nabla \times \mathbf{r}}_{=0} = \mathbf{B}
\end{aligned}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

2.4.2 Feldgleichungen der Magnetostatik

Divergenz (Quellen)

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})) = 0$$

$$\Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0$$

In der Elektrostatik gilt:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r})$$

Es gibt also keine „magnetischen Ladungen“ wie beim elektrischen Feld.

integrale Formulierung:

$$0 = \int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{B} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}$$

Rotation (Wirbel)

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \nabla \Lambda$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \nabla \times \mathbf{B} &= \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) \\ &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A} \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \underbrace{\nabla \cdot \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)}_{=0} + \nabla \cdot (\nabla \Lambda) = \Delta \Lambda$$

$$\Delta \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \underbrace{\Delta \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=-4\pi\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} + \Delta \nabla \Lambda = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}) + \Delta(\nabla \Lambda)$$

mit: $\Delta \mathbf{A} = \begin{pmatrix} \Delta A_x \\ \Delta A_y \\ \Delta A_z \end{pmatrix}$

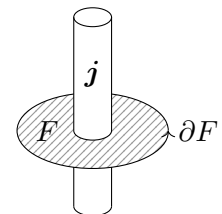
$$\Rightarrow \nabla \times \mathbf{B} = \cancel{\nabla(\Delta \Lambda)} + \mu_0 \mathbf{j} - \cancel{\Delta(\nabla \Lambda)} = \mu_0 \mathbf{j}$$

Kürzbar, da partielle Ableitungen vertauschbar sind.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

integrale Formulierung:

$$\int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \mu_0 \underbrace{\int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r})}_{I_F} = \mu_0 I_F$$



Ampèresches Durchflutungsgesetz

$$\Rightarrow \oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 I_F$$

Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters mit homogener Stromdichte

Aufgrund der Symmetrie verwenden wir Zylinderkoordinaten:

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix}$$

Die Stromdichte ist dann:

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \mathbf{e}_z \begin{cases} \frac{I}{\pi R^2} & \rho \leq R \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \\ &= \mathbf{e}_z \frac{I}{\pi R^2} \theta(R - \rho) \end{aligned}$$

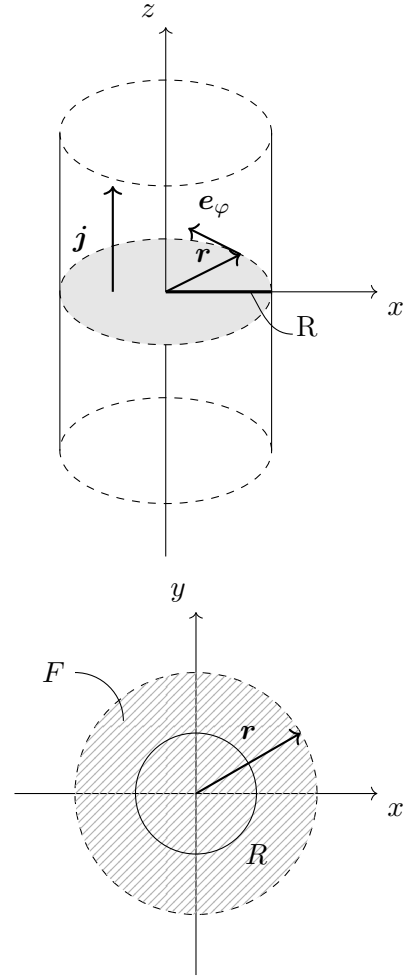
Symmetrie:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_\varphi(\rho) \mathbf{e}_\varphi \quad \mathbf{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$

F ist ein Kreis mit Radius ρ (kleiner oder größer als R)
Hierauf wenden wir das Ampèresche Durchflutungsgesetz an:

Unter Verwendung von:

$$d\mathbf{f}' = \mathbf{e}_z df = \mathbf{e}_z \rho' d\rho' d\varphi'$$



$$\begin{aligned} \mu_0 \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') &= \int_{\partial F} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}') \\ &= \mu_0 \int_0^\rho d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \rho' \frac{I}{\pi R^2} \theta(R - \rho) \\ &= \mu_0 \frac{I}{\pi R^2} 2\pi \underbrace{\int_0^\rho d\rho' \rho' \theta(R - \rho)} \\ &= \begin{cases} \int_0^R \dots = \frac{1}{2} R^2 & \rho > R \\ \int_0^\rho \dots = \frac{1}{2} \rho^2 & \rho \leq R \end{cases} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mu_0 \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') = \mu_0 \begin{cases} I & \rho > R \\ \frac{\rho^2}{R^2} I & \rho \leq R \end{cases}$$

$$\int_{\partial F} d\mathbf{r}' \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}') = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d\mathbf{r}'}{d\varphi} \cdot \mathbf{B} = \int_0^{2\pi} d\varphi \rho B_\varphi(\rho) = 2\pi \rho B_\varphi(\rho)$$

mit:

$$\mathbf{r}(\rho) = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \quad \frac{d\mathbf{r}'}{d\varphi} = \begin{pmatrix} -\rho \sin \varphi \\ \rho \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} = \rho \mathbf{e}_\varphi$$

Damit erhalten wir:

$$\mu_0 \int_F d\mathbf{f}' \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') = 2\pi \rho B_\varphi(\rho)$$

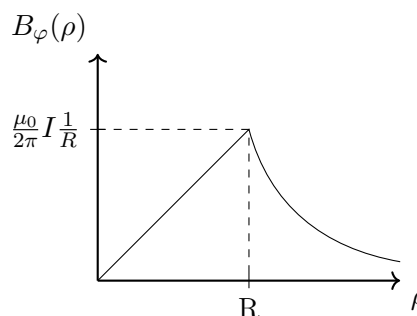
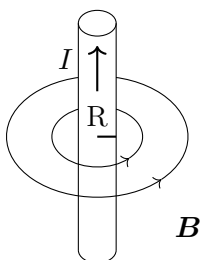
Daraus folgt:

$$\Rightarrow \mu_0 I_F = \rho B_\varphi(\rho) 2\pi$$

Dies können wir umstellen in:

$$\Rightarrow B_\varphi(\rho) = \frac{\mu_0 I_F}{2\pi \rho}$$

$$\Rightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} I e_\varphi \begin{cases} \frac{1}{\rho} & \rho > R \\ \frac{\rho}{R^2} & \rho \leq R \end{cases}$$



Differentialgleichung für das Vektorpotential

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{j} &= \nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) \\ &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A} \end{aligned}$$

falls $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ (Coulomb-Eichung)

\Rightarrow

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

Wichtig: Die Komponenten sind nicht unabhängig voneinander aufgrund unserer Annahme $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ analog: $\Delta \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$

2.4.3 Feldgleichungen der Magnetostatik (Wiederholung)

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (\text{Ampère})$$

$$\int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{B} = \mu_0 I_F$$

Und für das Vektorpotential:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \Rightarrow \Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

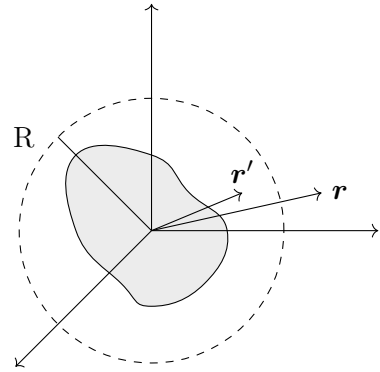
2.5 Multipolentwicklung - Magnetisches Moment

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3 r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

mit $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ (Coulomb-Eichung)

Wir betrachten eine lokalisierte Ladungsverteilung:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \text{beliebig} & r < R \\ 0 & r > R \end{cases}$$



Für $r > R > r'$ machen wir eine Taylorentwicklung:

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{r} + \frac{\mathbf{r}}{r^3} \cdot \mathbf{r}' + \dots$$

$$\Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') + \frac{1}{r^3} \int d^3r' (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') + \dots \right\}$$

Es gilt: in der Magnetostatik $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$

i) Das Integral über die Stromdichte verschwindet:

$$\int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') = 0$$



ii)

$$\int d^3r' (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{j}(\mathbf{r}') = -\mathbf{r} \times \underbrace{\frac{1}{2} \int d^3r' (\mathbf{r}' \times \mathbf{j}(\mathbf{r}'))}_{\substack{:= \mathbf{m} \\ \text{magnetisches} \\ \text{Dipolmoment}}}$$

Die Entwicklung des Vektorpotentials wird dann zu:

$$\Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \underbrace{\frac{\mathbf{m} \times \mathbf{r}}{r^3}}_{\propto \frac{1}{r^2}}$$

Für das Magnetfeld gilt:

$$\Rightarrow \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \nabla \times \left(\mathbf{m} \times \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right)$$

Mit der Identität: $\nabla \times (f\mathbf{G}) = f\nabla \times \mathbf{G} - \mathbf{G} \times \nabla f$

$$\begin{aligned} \nabla \times \left(\frac{1}{r^3} (\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \right) &= \frac{1}{r^3} \underbrace{\nabla \times (\mathbf{m} \times \mathbf{r})}_{=2\mathbf{m}} - (\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \times \underbrace{\nabla \frac{1}{r^3}}_{=-\frac{3\mathbf{r}}{r^5}} \\ &= \frac{1}{r^3} 2\mathbf{m} + \frac{3}{r^5} \underbrace{(\mathbf{m} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{r}}_{(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r} - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{r})\mathbf{m}} \\ &= \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \end{aligned}$$

Beim \mathbf{B} -Feld erhalten wir für den ersten nicht verschwindenden Term den Dipolterm:

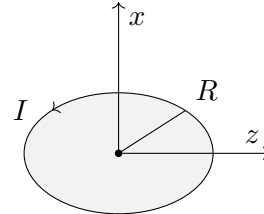
Multipolentwicklung des Magnetfeldes (1. Term)

$$\Rightarrow \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \right] \quad r > R$$

Der große Unterschied zum \mathbf{E} -Feld ist, dass der führende Term ein Dipol ist. Das \mathbf{B} -Feld hat also keinen Monopol.

Beispiel: Magnetisches Dipolmoment einer Drahtschleife

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \mathbf{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$$



$$\mathbf{j} = I\delta(\rho - R)\delta(z)\mathbf{e}_\varphi$$

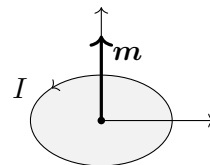
$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int d^3r \, \mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})$$

Nebenrechnung:

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \times \mathbf{e}_\varphi &= \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -z \cos \varphi \\ -z \sin \varphi \\ \rho \end{pmatrix} \\ &= \rho \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} - z \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \rho \mathbf{e}_z - z \mathbf{e}_\varphi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \mathbf{m} &= \frac{1}{2} I \int_0^\infty \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^\infty dz \, \delta(\rho - R)\delta(z)(\rho \mathbf{e}_z - z \mathbf{e}_\varphi) \\ &= \frac{I}{2} R^2 2\pi \mathbf{e}_z \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{m} = \underbrace{\pi R^2}_F I \mathbf{e}_z = F I \mathbf{e}_z$$



Das Magnetische Moment einer Spule:

$$\mathbf{m} = N I \cdot F \mathbf{e}_z$$

[Folie: Vergleich idealer Dipol und Leiterschleife]

[Folie: Vergleich \mathbf{E} -Feld einer elektrischer Dipol und Magnetfeld um Leiterschleife]

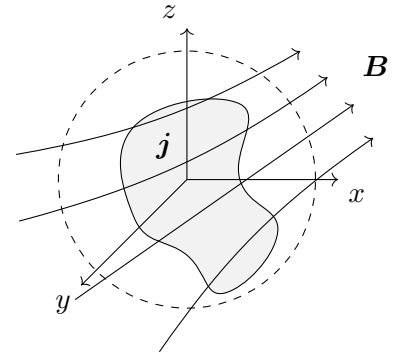
2.5.1 Kraft auf eine lokalisierte Stromverteilung in einem äußeren Magnetfeld \mathbf{B}

$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = 0$ für $|\mathbf{r}| > 0$ Taylorentwicklung von $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ um $\mathbf{r} = 0$:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(0) + (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}(\mathbf{r}) \Big|_{\mathbf{r}=0} + \dots$$

$$\longrightarrow \mathbf{F} = \int d^3r (\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}))$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \underbrace{\int d^3r (\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(0))}_{=\mathbf{0}} + \int d^3r [\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}(\mathbf{r})] + \dots \\ &= \underbrace{\left(\int d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}) \right)}_{=\mathbf{0}} \times \mathbf{B}(0) \end{aligned}$$



Der verschwindende Teil ist ein homogenes \mathbf{B} -Feld ($\mathbf{B} = \text{const.}$), und übt daher keine Kraft auf Stromverteilung aus.

Die Komponenten des Kraftvektors sind:

$$F_i = \int d^3r [\mathbf{j} \times (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}]_i$$

Nun nutzen wir die folgende Identität:

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b})_i = \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} a_k b_l$$

ε_{ikl} ist das Levi-Civita Symbol.

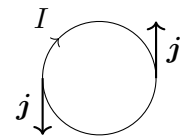
Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} (\mathbf{j} \times (\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B})_i &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} j_k \underbrace{[(\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{B}]_l}_{(\mathbf{r} \cdot \nabla) B_l = (\nabla B_l) \cdot \mathbf{r}} \\ &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} j_k (\nabla B_l \cdot \mathbf{r}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rightarrow F_i &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} \underbrace{\int d^3r [(\nabla B_l) \cdot \mathbf{r}] j_k}_{\text{Identität}} \\ &= \int d^3r [(\nabla B_l) \cdot \mathbf{r}] j_k \stackrel{\text{Identität}}{=} -\frac{1}{2} \left[\nabla B_l \times \int d^3r \mathbf{r} \times \mathbf{j} \right] \end{aligned}$$

Hier die benutzte Identität (aus den Hausaufgaben):

$$\frac{1}{2} \mathbf{a} \times \int d^3r (\mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})) = - \int d^3r (\mathbf{a} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (\nabla \cdot \mathbf{j} = 0)$$



Damit ergibt sich für die Kraft:

$$\begin{aligned}
 F_i &= -\frac{1}{2} \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} \left[\nabla B_l \times \underbrace{\int d^3r \mathbf{r} \times \mathbf{j}(\mathbf{r})}_{=2\mathbf{m}} \right]_k \\
 &= -\sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} \underbrace{(\nabla B_l \times \mathbf{m})}_{-[\mathbf{m} \times \nabla B_l]_k = -(\mathbf{m} \times \nabla)_k B_l} \\
 &= \sum_{k,l} \varepsilon_{ikl} (\mathbf{m} \times \nabla)_k B_l \\
 &= [(\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}]_i
 \end{aligned}$$

$$F_i = [(\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}]_i$$

Wir können nun mit der Identität umschreiben:

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{c} = \mathbf{b}(\mathbf{c} \cdot \mathbf{a}) - \mathbf{a}(\mathbf{b} \cdot \mathbf{c})$$

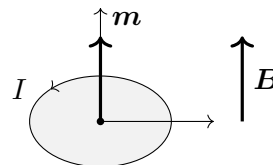
$$\begin{aligned}
 \mathbf{F} &= (\mathbf{m} \times \nabla) \times \mathbf{B}(0) \\
 &= \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}) - \underbrace{\mathbf{m}(\nabla \cdot \mathbf{B})}_{=0}
 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{F} = \nabla(\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}(0))$$

Also: $\mathbf{m} \perp \mathbf{B} \Rightarrow \mathbf{F} = 0$

→ potentielle Energie:

$$W = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}(0)$$



Drehmoment:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{N} &= \mathbf{m} \times \mathbf{B}(0) \\
 \mathbf{N} &= \int d^3r \mathbf{r} \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B})
 \end{aligned}$$

2.6 Magnetostatik in Materie

mikroskopische Feldgleichungen:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$

2.6.1 Makroskopische Feldgleichungen

Definition Mittlung:

$$\langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) = \int d^3r' f(\mathbf{r}') \mathbf{B}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Es muss weiterhin gelten:

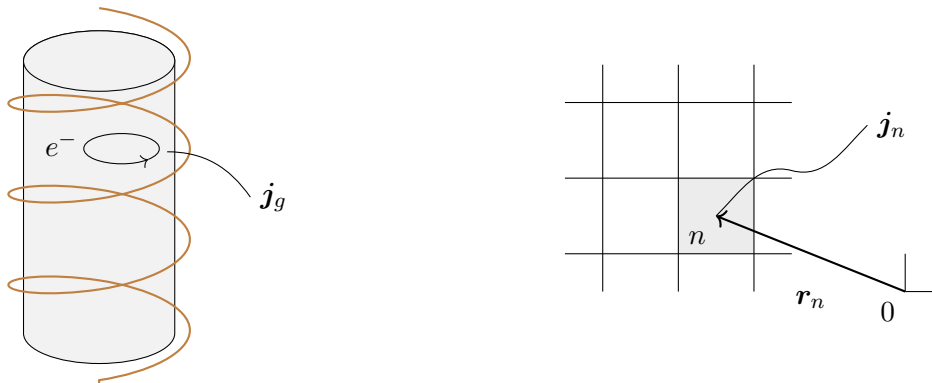
$$\nabla \cdot \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) = 0 \quad \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) = \mu_0 \langle \mathbf{j} \rangle(\mathbf{r})$$

Aus Zeitgründen werden wir hier nichts weiter genau herleiten wie in der Elektrostatik, sondern im wesentlichen die Ergebnisse Besprechen.

Aufteilung der Stromdichte:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_g + \mathbf{j}_f$$

$\langle \mathbf{j}_g \rangle$



Mittlung:

$$\begin{aligned} \rightarrow \quad \langle \mathbf{j}_g \rangle &= \nabla \times \underbrace{\left\langle \sum_n \mathbf{m} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_n) \right\rangle}_{:= \mathbf{M}(\mathbf{r})}(\mathbf{r}) + \dots \\ &= \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Mit

$$\mathbf{m}_n = \frac{1}{2} \int d^3 r' \mathbf{r}' \times \mathbf{j}_n(\mathbf{r}')$$

Und $\mathbf{M}(\mathbf{r})$: makroskopische Magnetisierung

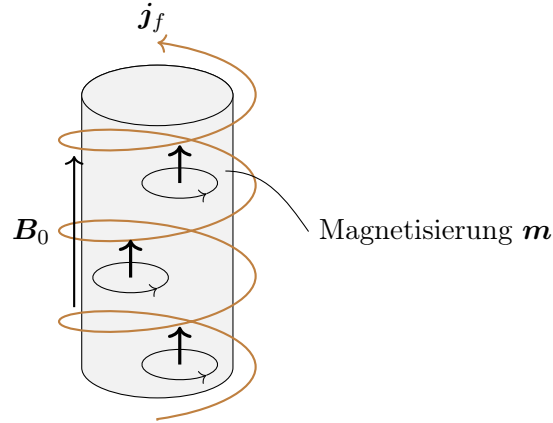
$$\begin{aligned} [\mathbf{M}] &= \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \text{m} = \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{\text{magnetisches Dipolmoment}}{\text{Volumen}} \\ \Rightarrow \quad \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) &= \mu_0 \langle \mathbf{j} \rangle(\mathbf{r}) = \mu_0 \langle \mathbf{j}_f \rangle(\mathbf{r}) + \mu_0 \nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \dots \\ \Rightarrow \quad \nabla \times \underbrace{\left(\frac{1}{\mu_0} \langle \mathbf{B} \rangle(\mathbf{r}) - \mathbf{M}(\mathbf{r}) - \dots \right)}_{:= \mathbf{H}(\mathbf{r})} &= \langle \mathbf{j}_f \rangle(\mathbf{r}) \\ [\mathbf{H}] &= \frac{\text{A}}{\text{m}} \end{aligned}$$

2.6.2 Makroskopische Feldgleichungen der Magnetostatik

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_f \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} - \dots \end{aligned}$$

Integrale Form:

$$\begin{aligned} \oint_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} &= \int_V d^3 r \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{H} &= \int_F d\mathbf{f} \nabla \times \mathbf{H} = \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j}_f = I_F \end{aligned}$$



Magnetisierung \rightarrow Zusatzfeld B_M

$$B = B_0 + B_M$$

mit $B_0 = \mu_0 H$ und $B_M = \mu_0 M$

2.6.3 Vektorpotential

$$B = \nabla \times A \rightarrow \langle B \rangle = \nabla \times \langle A \rangle$$

$$A(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{j(r')}{|r - r'|} \quad (\Lambda = 0 \quad \nabla \cdot A = 0)$$

Wir benutzen $\langle j \rangle = \langle j_f \rangle + \langle j_g \rangle$ und $\langle j_g \rangle = \nabla \times M(r)$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \langle A \rangle(r) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\langle j \rangle(r')}{|r - r'|} \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\langle j_f \rangle(r')}{|r - r'|} + \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\nabla_{r'} \times M(r')}{|r - r'|}}_{= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' M(r') \times \frac{(r - r')}{|r - r'|^3}} \end{aligned}$$

Erklärung der letzten Umformung:

$$\begin{aligned} \int d^3r' \frac{1}{|r - r'|} \nabla_{r'} \times M(r') &= \int d^3r' \nabla_{r'} \times \left(\frac{1}{|r - r'|} M \right) - \underbrace{\left(\nabla_{r'} \frac{1}{|r - r'|} \right) \times M}_{= \frac{r - r'}{|r - r'|^3}} \\ &= \underbrace{\int d^3r' \nabla_{r'} \times \left(\frac{M}{|r - r'|} \right)}_{= 0} + \int d^3r' M(r') \times \frac{r - r'}{|r - r'|^3} \\ &= \lim_{R \rightarrow \infty} \int_{K_R(0)} d^3r' \nabla_{r'} \times \left(\frac{M}{|r - r'|} \right) \\ &= \int_{\partial K_R(0)} d\mathbf{f}' \times \frac{M}{|r - r'|} = 0 \end{aligned}$$

2.6.4 Magnetisierung und Suszeptibilität

$$M = M(H)$$

lineare Näherung, isotrope Medien:

$$M = \chi_m H$$

χ_m : magnetische Suszeptibilität

$$\begin{aligned}\rightarrow \quad \mathbf{B} &= \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0(\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) \\ &= \underbrace{(1 + \chi_m)}_{=\mu_r} \mu_0 \mathbf{H} \\ &= \mu \mathbf{H}\end{aligned}$$

μ_r : relative Permeabilität

$\mu = \mu_0 \mu_r$: Permeabilität

Kapitel 3

Zeitabhängige elektromagnetische Felder - Elektrodynamik

bisher Zeitunabhängige Felder:

$$\begin{array}{lll} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho & \nabla \times \mathbf{E} = 0 & \text{Elektrostatik} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} & \text{Magnetostatik} \end{array}$$

Zeitabhängige Felder:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \leftrightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

3.1 Maxwell-Gleichungen

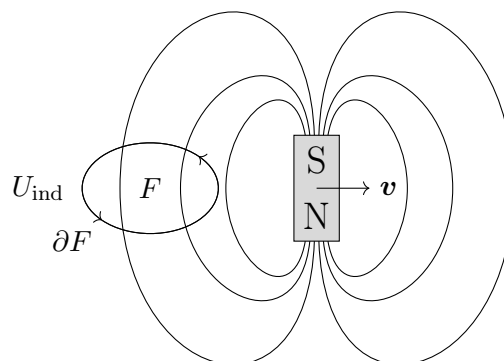
$$\begin{array}{ll} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j} \end{array}$$

$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ ist die Induktion

$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ ist der Verschiebungsstrom

3.1.1 Faraday'sches Induktionsgesetz

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$



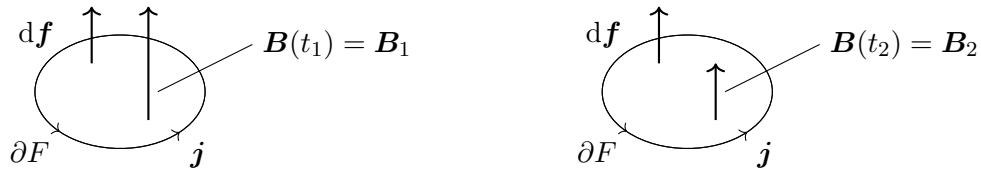
$$\int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) = - \int d\mathbf{f} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \underbrace{\int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}}_{U_{\text{ind}}} = - \frac{d}{dt} \underbrace{\int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}}_{\Phi_m(t)}$$

$\Phi_m(t)$ ist der Fluss des \mathbf{B} -Feldes durch F

$$U_{\text{ind}} = - \frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}$$

Bemerkung:

i) Vorzeichen-Strom



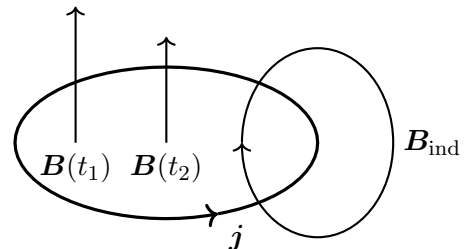
$$\begin{aligned} t_2 > t_1 \quad & \mathbf{B}(t_1) > \mathbf{B}(t_2) \\ \Phi_m(t_1) &= \int_F d\mathbf{f} \mathbf{B}_1 > \Phi_m(t_2) = \int_F d\mathbf{f} \mathbf{B}_2 \\ \frac{d}{dt} \Phi_m(t) &\leq 0 \\ \rightarrow U_{\text{ind}} &= \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = - \frac{d}{dt} \Phi_m > 0 \end{aligned}$$

Mit $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, wobei σ die Leitfähigkeit des Leiters ist erhalten wir:

$$\rightarrow \int_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{j} > 0 \quad \rightarrow \quad \mathbf{j} \parallel \partial F$$

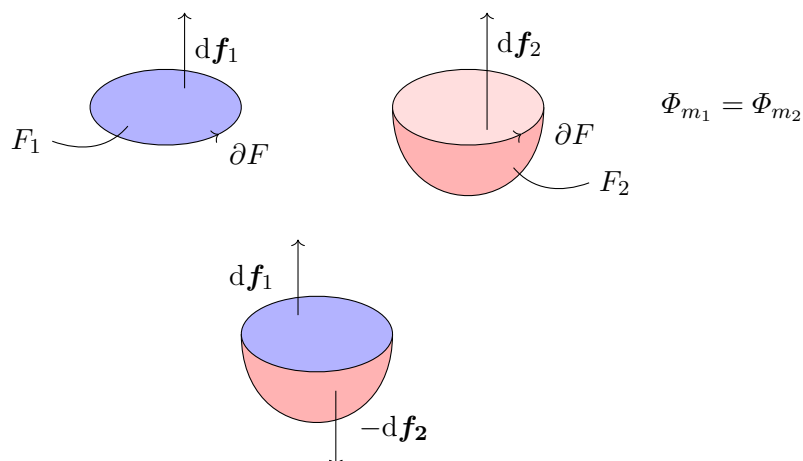
\Rightarrow **Lenz'sche Regel:**

Der induzierte Strom und das damit verbundene Magnetfeld sind so gerichtet, dass sie der Ursache ihrer Entstehung entgegenwirken.



Hier fällt das äußere \mathbf{B} -Feld ab, wodurch ein Strom entsteht, der wiederum ein \mathbf{B} -Feld \mathbf{B}_{ind} induziert welches gegen den Abfall wirkt, also das äußere \mathbf{B} -Feld verstärkt.

ii) Φ_m hängt nicht von der speziellen Form der Fläche F ab, sondern nur vom Rand ∂F .



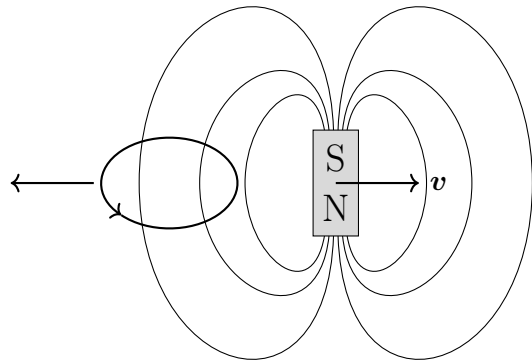
Aus der Skizze und mit Satz von Gauß. (Der Fluss durch eine geschlossene Fläche ist gleich 0):

$$\begin{aligned}\Phi &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \Phi_{m_1} &= \Phi_{m_2} \\ 0 &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} = \underbrace{\int_{F_1} d\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{B}}_{\Phi_{m_1}} - \underbrace{\int_{F_2} d\mathbf{f}_2 \cdot \mathbf{B}}_{\Phi_{m_2}}\end{aligned}$$

iii) Eine Flussänderung kann auf verschiedene Weise zustandekommen:

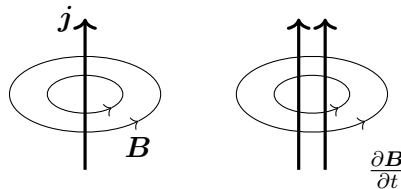
- Veränderung des Magnetfeldes $\mathbf{B}(t)$
- Bewegung der Leiterschleife im äußeren Feld

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$



Ein zeitlich verändertes \mathbf{B} -Feld erzeugt ein elektrisches Wirbelfeld analog zu:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$$



3.1.2 Maxwellscher Verschiebungsstrom

Magnetostatik:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad \text{Ampère}$$

Dies kann in der Elektrodynamik nicht gelten, dies zeigen wir indem wir auf beiden Seiten die Divergenz bilden.

$$\underbrace{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H})}_{=0} = \nabla \cdot \mathbf{j} \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad \text{bei stationären Strömen}$$

im Allgemeinen haben wir zeitlich abhängige Ströme:

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \stackrel{\text{i.A.}}{\neq} 0$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

Ergänzung:

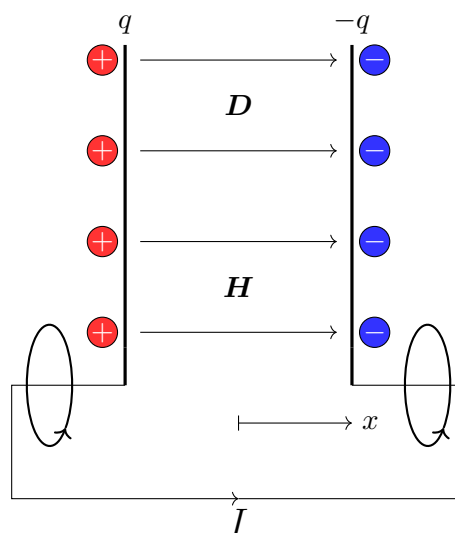
$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \mathbf{j}_0 \\
 \Rightarrow \underbrace{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H})}_{=0} &= \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{j}}_{=-\frac{\partial \rho}{\partial t}} + \nabla \cdot \mathbf{j}_0 \\
 \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{j}_0 &= \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \\
 &\rightarrow \mathbf{j}_0 = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}
 \end{aligned}$$

Damit erhalten wir für die die Stromdichte:

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j}$$

Beispiel: Plattenkondensator

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D} &= \begin{cases} \sigma \mathbf{e}_x & \text{innen} \\ 0 & \text{außen} \end{cases} \\
 \sigma &= \frac{q}{F} \\
 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{\mathbf{e}_x}{F} \frac{dq}{dt} = \frac{I}{F} \mathbf{e}_x \\
 &\quad \parallel \\
 &\quad I \\
 \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{j} \\
 \text{innen: } \mathbf{j} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{I}{F} \mathbf{e}_x
 \end{aligned}$$



3.1.3 Lösung der Differentialgleichungen

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{j}
 \end{aligned}$$

Zwei homogene und zwei inhomogene Differentialgleichungen. Zur Lösung benötigt man also zusätzliche Materialgleichungen:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

bei linearen Medien:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$$

Die Kraft ist:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Integrale Form der Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned}
 \oint_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} &= 0 & \oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} + \frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \oint_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{D} &= \int_V d^3r \rho(\mathbf{r}) = Q & \oint_{\partial F} d\mathbf{r} \cdot \mathbf{H} - \frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{D} &= \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{j} = I
 \end{aligned}$$

Mikroskopische Maxwell-Gleichungen:

formal:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho \quad \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{j}$$

3.2 Potentiale der Elektrodynamik - Eichtransformation

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

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

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad 0 &= \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{A} \\ &= \nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \Phi$$

Φ ist ein skalares Potential

$$\Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

Damit haben wir die beiden homogenen Gleichungen gelöst. Wir können \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Felder nun durch die Potentiale Φ und \mathbf{A} ausdrücken.

3.2.1 Bestimmungsgleichung für Φ, \mathbf{A}

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$$

$$\rightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon} \rho$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \rho = \nabla \cdot \left(-\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -\Delta \Phi - \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A}$$

$$\Rightarrow \Delta \Phi + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{A} = -\frac{1}{\varepsilon} \rho$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu \mathbf{j}$$

$$\begin{aligned} \mu \mathbf{j} &= \underbrace{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A})}_{=\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A}} - \varepsilon \mu \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \cdot \left(\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = -\mu \mathbf{j}$$

3.2.2 Eichtransformation

Φ, \mathbf{A} sind durch:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

nicht eindeutig festgelegt.

Eichtransformation:

$$\mathbf{A}'(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \nabla\Lambda(\mathbf{r}, t)$$

$$\Phi'(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \Lambda(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{A}' = \nabla \times \mathbf{A} + \underbrace{\nabla \times (\nabla \Lambda)}_{=0} = \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad \checkmark$$

$$-\nabla\Phi' - \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial t} = -\nabla\Phi + \cancel{\nabla \frac{\partial \Lambda}{\partial t}} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \cancel{\frac{\partial}{\partial t} \nabla \Lambda} = \mathbf{E} \quad \checkmark$$

→ verschiedene Eichungen.

1) Coulomb-Eichung

$$\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$$

$$\rightarrow \Delta\Phi(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\varepsilon}\rho(\mathbf{r}, t)$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\rightarrow \Delta\mathbf{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \mu\mathbf{j} + \varepsilon\mu \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

Typische Anwendung:

Bei statischen Problemen und bei nicht relativistischen Geschwindigkeiten.

Die Coulomb-Eichung ist nicht Lorenz-invariant.

2) Lorenz-Eichung

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \varepsilon\mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$

Im Vakuum: $\varepsilon\mu = \varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$

$$\rightarrow \Delta\Phi + \frac{\partial}{\partial t} \left(-\varepsilon\mu \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = 0$$

$$\rightarrow \Delta\Phi - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad / \quad -\frac{1}{\varepsilon}\rho$$

$$\rightarrow \Delta\mathbf{A} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0 \quad / \quad \mu_0\mathbf{j}$$

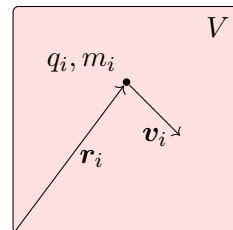
3.3 Energie und Impuls elektromagnetischer Felder

3.3.1 Energie des EM-Feldes

System von Punktladungen $q_i, m_i, \mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$ im Volumen V :

Kraft auf Ladungen im elektromagnetischen Feld:

$$\mathbf{F}_i = q_i (\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t))$$



Zeitliche Änderung der Energie der Punktladungen durch die elektromagnetischen Felder:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} W_{\text{mat}} &= \frac{d}{dt} \sum_i \frac{m_i}{2} \mathbf{v}_i^2 = \sum_i \mathbf{v}_i \cdot m_i \cdot \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{F}_i \\ &= \sum_i q_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \sum_i q_i \underbrace{\mathbf{v}_i \cdot (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t))}_{=0} \\ &= \sum_i q_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) \end{aligned}$$

formale Kontinuierliche Beschreibung: $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \mathbf{r}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$

$$\rightarrow \frac{d}{dt} W_{\text{mat}} = \int_V d^3r \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

Energiedichte w_{mat} : $W_{\text{mat}} = \int_V d^3r w_{\text{mat}}(\mathbf{r})$

$$\Rightarrow \int_V d^3r \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \frac{d}{dt} \int_V d^3r w_{\text{mat}} = \int_V d^3r \frac{\partial}{\partial t} w_{\text{mat}}$$

$$\Rightarrow \int_V d^3r \left(\frac{\partial w_{\text{mat}}}{\partial t} - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \right) = 0 \quad \forall V$$

$$\Rightarrow \frac{\partial w_{\text{mat}}}{\partial t} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad \hat{=} \quad \text{Leistungsdichte}$$

$$[\mathbf{j}][\mathbf{E}] = \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \frac{\text{V}}{\text{m}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die gesamte Änderung der Energie der Materie im Volumen V ist dann:

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}V} = \int_V d^3r \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

Außerdem gilt auch:

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}} = -\frac{d}{dt} W_{\text{feld}}$$

Wir wollen nun \mathbf{j} ersetzen und nutzen:

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

\mathbf{E} mal der Rotation von \mathbf{H} können wir umformen als:

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot \underbrace{(\nabla \times \mathbf{E})}_{-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}} - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H})$$

$$\rightarrow \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \frac{\partial}{\partial t} w_{\text{mat}}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V} = - \int_V d^3r \left(\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) - \int_V d^3r \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = - \frac{d}{dt} W_{\text{feld}}$$

Zur Vereinfachung und Interpretation: $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$ $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ $\varepsilon, \mu \text{const.}$

$$\mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B})$$

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V} = - \frac{d}{dt} \frac{1}{2} \int_V d^3r (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}) - \int_V d^3r \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

Elektrostatik:

$$w_{\text{el}} = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \quad (\text{Vakuum}) \quad w_{\text{el}} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \quad (\text{Medium})$$

Magnetostatik:

$$w_{\text{mag}} = \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 \quad (\text{Vakuum}) \quad w_{\text{mag}} = \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{Medium})$$

Energie des elektromagnetischen Feldes:

$$\frac{1}{2} \int_V d^3r (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}) = W_{\text{em}_V}$$

Energiedichte:

$$w_{\text{em}} = \frac{1}{2} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{D})$$

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V} = - \frac{d}{dt} W_{\text{em}_V} - \underbrace{\int_V d^3r \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H})}_{\substack{\text{Energie, die aus } V \\ \text{abfließt (Strahlung)}}$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \text{Pointing-Vektor}$$

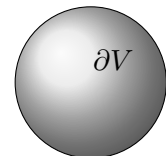
$$\int_V d^3r \nabla \cdot \mathbf{S} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

$$[\mathbf{S}] = [\mathbf{E}][\mathbf{H}] = \frac{\text{V}}{\text{m}} \frac{\text{A}}{\text{m}} = \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{s}} = \frac{\text{Energie}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}}$$

S : Energiestromdichte

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

Energiestrom des EM-Feldes durch die Fläche ∂V .



Energiebilanz

$$\underbrace{\frac{d}{dt} W_{\text{mat}_V}}_{\substack{\text{an Ladungen} \\ \text{in } V \text{ verrichtete} \\ \text{Arbeit}}} + \underbrace{\frac{d}{dt} W_{\text{em}_V}}_{\substack{\text{Änderung der} \\ \text{EM Feldenergie} \\ \text{in } V}} = - \underbrace{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}}_{\substack{\text{Fluss der EM} \\ \text{Feldenergie aus } V}}$$

Bemerkungen:

- i) abgeschlossenes System (ohne Energiestromdichte nach außen) z.B. \mathbb{R}^3

$$\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S} \rightarrow 0$$

- ii) Gebiet ohne Ladungen und Ströme $\rho = \mathbf{j} = 0$ in V . $w_{\text{mat}} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = 0$

$$\frac{d}{dt} W_{\text{mat}V} = - \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

- iii) differentielle Form:

$$\int_V d^3r \left[\frac{\partial w_{\text{em}}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \right] = 0$$

Poyntigsches Theorem

$$\rightarrow \frac{\partial w_{\text{em}}}{\partial t} + \frac{\partial w_{\text{mat}}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0$$

oder auch: **Kontinuitätsgleichung für Energie**

$$\frac{\partial}{\partial t} w + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0$$

Analogie:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

- iv) **Poynting-Vektor**

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \text{Energiestromdichte}$$

Beachte: Nur $\nabla \cdot \mathbf{S}$ oder $\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$ haben physikalische Bedeutung.

$$\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{S} + \nabla \times \mathbf{G}$$

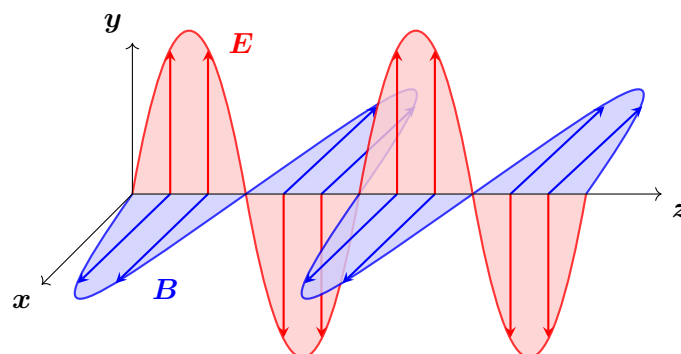
$\mathbf{S} \neq 0$, aber kein Energiestrom:

$$\mathbf{E} = E\mathbf{e}_x \quad \mathbf{H} = H\mathbf{e}_y \quad E, H \text{ const.}$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = EH\mathbf{e}_z \neq 0$$

aber: $\nabla \cdot \mathbf{S} = 0 \rightarrow$ kein Beitrag !

Beispiel: Energietransport in el./mag. Wellen im Vakuum



ebene Welle:

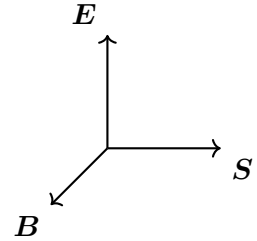
$$\mathbf{E} = E_0 \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_0}{c} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_y$$

$$\frac{\omega}{k} = c \quad \lambda = \frac{2\pi}{k}$$

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

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \frac{E_0^2}{c} \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z \\ &= c \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z \end{aligned}$$



explizite Energiebilanz:

$$\frac{\partial}{\partial t} (w_{\text{mat}} + w_{\text{em}}) = -\nabla \cdot \mathbf{S}$$

$$\begin{aligned} w_{\text{em}} &= \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}^2) \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2} (\mathbf{E}^2 + c^2 \mathbf{B}^2) = \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} w_{\text{em}} = 2\omega \varepsilon_0 E_0^2 \cos(\dots) \sin(\dots)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = \frac{\partial S}{\partial z} = -2 \underbrace{kc}_{=\omega} \varepsilon_0 E_0^2 \cos(\dots) \sin(\dots)$$

3.3.2 Impuls des EM-Feldes - Maxwellscher Spannungstensor

Wir betrachten ein System von Punktladungen: $q_i, m_i, \mathbf{r}_i, \mathbf{v}_i$ Impuls: $\mathbf{p}_i = m_i \mathbf{v}_i$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

Die zeitliche Änderung des gesamten Impulses der Teilchen durch EM-Felder:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}} &= \frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{p}_i = \sum_i \frac{d}{dt} \mathbf{p}_i \\ &= \sum_i \mathbf{F}_i = \sum_i q_i (\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i, t)) \end{aligned}$$

→ Kontinuierliche Beschreibung:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_i q_i \mathbf{v}_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t))$$

$$\rightarrow \frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}} = \int_V d^3r \underbrace{(\rho \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))}_{\text{Kraftdichte}}$$

$$\rho = \nabla \cdot \mathbf{D} \quad \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \quad \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D} \times \mathbf{B}) + \sum_{i,k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i$$

Maxwellscher Spannungstensor:

Symmetrischer Tensor 2. Stufe:

$$T_{ik} = \varepsilon E_i E_k - \frac{1}{\mu} B_i B_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} (\varepsilon \mathbf{E}^2 - \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2)$$

physikalisch: **Impulsstromdichte**

Impulsbilanz

$$\frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}_V} + \frac{d}{dt} \int_V d^3r (\mathbf{D} \times \mathbf{B}) = \sum_{i=1}^3 \underbrace{\left(\int_V d^3r \sum_{k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i \right)}_{=\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i} \quad \text{mit } \overbrace{\sum_{k=1}^3 \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \mathbf{e}_i}^{=\nabla \cdot \mathbf{T}_i}$$

Die i -te Zeile dieser 3×3 -Matrix wäre als Vektor: $\mathbf{T}_i = (T_{i1}, T_{i2}, T_{i3})$

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \mathbf{P}_{\text{mat}_V}}_{\text{Änderung des Impulses der Teilchen}} + \underbrace{\frac{d}{dt} \int_V d^3r (\mathbf{D} \times \mathbf{B})}_{\text{Änderung des Impulses des EM-Feldes in } V} = \sum_{i=1}^3 \underbrace{\int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i}_{\text{Impulsfluss des EM-Feldes aus } V}$$

differentiell:

$$\rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{D} \times \mathbf{B}) = \sum_i (\nabla \cdot \mathbf{T}_i) \mathbf{e}_i$$

i) **Impuls des EM-Feldes**

$$P_{\text{em}_V} = \int_V d^3r \underbrace{(\mathbf{D} \times \mathbf{B})}_{=\mathbf{g}}$$

$\mathbf{g} :=$ Impulsdichte

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$\rightarrow \quad \mathbf{g} = \varepsilon \mu \underbrace{\mathbf{E} \times \mathbf{H}}_{=\mathbf{S}} = \varepsilon_r \mu_r \underbrace{\varepsilon_0 \mu_0}_{=\frac{1}{c^2}} \mathbf{S} = \varepsilon_r \mu_r \frac{1}{c^2} \mathbf{S}$$

$$\left[\frac{1}{c^2} \mathbf{S} \right] = \frac{\text{Impuls}}{\text{Volumen}}$$

Impulsdichte einer ebenen Wellen:

$$\mathbf{E} = E_0 \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_0}{c} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_y$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = c \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z$$

$$\mathbf{g} = \frac{\varepsilon_0}{c} E_0^2 \cos^2(kz - \omega t) \mathbf{e}_z$$

ii) **Maxwellscher Spannungstensor - Impulsdichte**

$$T_{ik} = \varepsilon E_i E_k - k + \frac{1}{\mu} B_i B_k - \frac{1}{2} \delta_{ik} \left(\varepsilon \mathbf{E}^2 + \frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2 \right)$$

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{P}_{\text{mat}_V} + \mathbf{P}_{\text{em}_V}) = \sum_i \left(\int_V d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i \right) \mathbf{e}_i$$

Analogie: Energiebilanz

$$\frac{d}{dt} (W_{\text{mat}_V} + W_{\text{em}_V}) = - \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{S}$$

$\Rightarrow -\mathbf{T}_i$ Impulsstromstärke zu P_i

$$[T_{ik}] = \frac{\text{Impuls}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}}$$

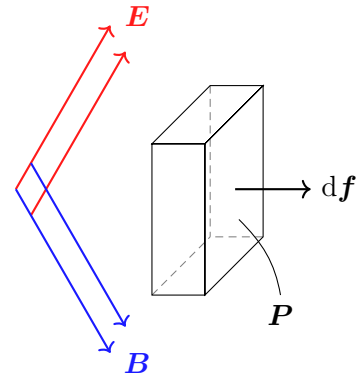
T_{ik} : Berechnung von Kräften auf geladene materielle Körper im EM-Feld.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \mathbf{P} &= \sum_i \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \mathbf{T}_i \mathbf{e}_i \\ &= \sum_{i=1}^3 \underbrace{\left(\frac{d}{dt} P_i \right)}_{\text{Kraft } \mathbf{K}, K_i} \mathbf{e}_i \end{aligned}$$

$$\Rightarrow dK_i = (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}_i) df$$

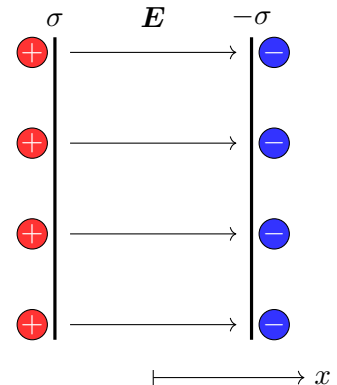
$$d\mathbf{f} = \mathbf{n} df$$

$$\Rightarrow \left[\frac{dK_i}{df} \right] = \frac{\text{Kraft}}{\text{Fläche}} = \text{Druck}$$



Beispiel: Plattenkondensator

$$\mathbf{E} = \begin{cases} E \mathbf{e}_x & \text{innen} \\ 0 & \text{außen} \end{cases} \quad \mathbf{B} = 0$$



Krafttensor innen:

$$T_{ik} = \underbrace{\varepsilon E_i E_k}_{=\varepsilon_0 E^2 \delta_{ix} \delta_{kx}} + \underbrace{\frac{1}{\mu} B_i B_k}_{=0} - \frac{1}{2} \delta_{ik} \left(\underbrace{\varepsilon \mathbf{E}^2}_{=\varepsilon_0 E^2} + \underbrace{\frac{1}{\mu} \mathbf{B}^2}_{=0} \right)$$

Krafttensor außen:

$$T_{ik} = 0$$

$$T_{xx} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \quad T_{yy} = T_{zz} = -\frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \quad \text{sonst} = 0$$

$$T_{ik} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Kraft in x-Richtung:

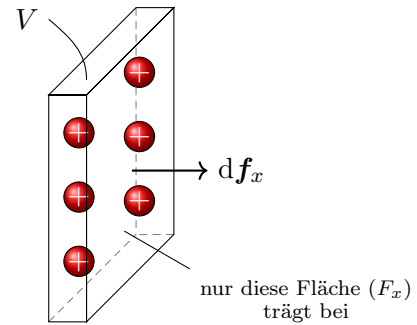
$$K_x = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \underbrace{\mathbf{T}_x}_{=(T_{xx}, T_{xy}, T_{xz}) = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \mathbf{e}_x} = \int_{\partial V} d\mathbf{f} \cdot \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 \mathbf{e}_x$$

$$d\mathbf{f} = dydz\mathbf{e}_x$$

$$K_x = \int_{F_x} df \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 F_x$$

$$\rightarrow \frac{\text{Kraft}}{\text{Fläche}} : \quad \frac{K_x}{F_x} = \frac{\varepsilon_0}{2} E^2 = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon_0}$$

$$\mathbf{K} = (K_x, 0, 0)$$



3.4 Elektromagnetische Wellen

3.4.1 Maxwell-Gleichungen in einem Isolator - Homogene Wellengleichung

$$\rho_f = 0 = j_f$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \qquad \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0$$

$$0 = \underbrace{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})}_{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E}} + \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\nabla \times \mathbf{B}}_{=\varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}} = -\Delta \mathbf{E} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\varepsilon \mu = \varepsilon_r \mu_r \varepsilon_0 \mu_0 = \frac{\varepsilon_r \mu_r}{c^2} \qquad n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

n ist der Brechungsindex des betrachteten Materials $v = \frac{c}{n}$ die Geschwindigkeit der EM-Welle in diesem Material.

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

außerdem gilt:

$$0 = \underbrace{\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B})}_{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \Delta \mathbf{B}} - \varepsilon \mu \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\nabla \times \mathbf{E}}_{=-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{B} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0$$

homogene Wellengleichung ($\Psi(\mathbf{r}, t)$)

$$\Delta \Psi - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

$$\Psi = E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z$$

Wiederholung

Maxwell-Gl für Isolator: $\rho_f = 0 = \mathbf{j}_f$ $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad \nabla \times \mathbf{B} - \epsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0$$

$$\epsilon \mu = \epsilon_r \mu_r \epsilon_0 \mu_0 = \frac{\epsilon_r \mu_r}{c^2} = \frac{n^2}{c^2} = \frac{1}{v^2} \quad n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \text{ homogene Wellengleichungen:}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \Rightarrow \Delta \mathbf{B} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0$$

für jede Komponente von \mathbf{E} und \mathbf{B} gilt:

$$\Delta \Psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

Aus den Maxwell-Gleichungen ist aber zu sehen, dass \mathbf{E} und \mathbf{B} -Felder **nicht** unabhängig voneinander sind.

3.4.2 Homogene Wellengleichung für skalare Funktion in einer Raumdimension

$$\Psi(x, t) \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0$$

Funktionen der Form $\Psi_{\pm}(x, t) = f(x \pm vt)$ erfüllen die Wellengleichung.

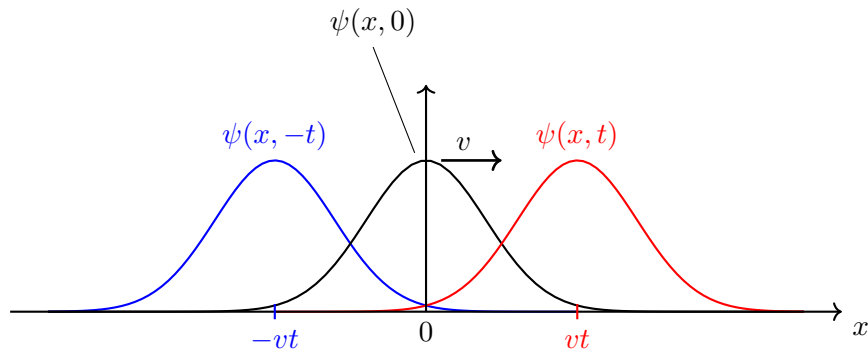
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} f(x \pm vt) = f''(x \pm vt)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} f'(x \pm vt) \cdot (\pm v) = v^2 f''(x \pm vt)$$

Wie sehen diese Lösungen nun aus?

$$\Psi_{-}(x, t) = f(x - vt)$$

$$\Psi_{-}(x, 0) = f(x) \leftarrow t = 0$$



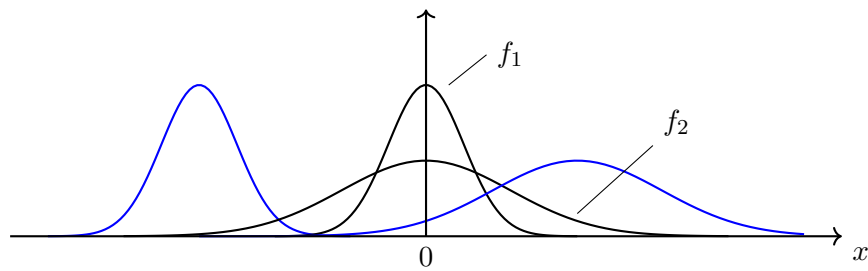
$$t > 0: \quad \Psi_-(x, t) = f(x - vt)$$

$$\Psi_+(x, t) = f(x + vt)$$

Wellengleichungen sind linear \Rightarrow Linearkombinationen von Lösungen sind wieder Lösungen.

$$\begin{aligned} \Psi(x, t) &= a_1 \Psi_1(x, t) + a_2 \Psi_2(x, t) \\ &= a_1 f_1(x + vt) + a_2 f_2(x - vt) \end{aligned}$$

Im allgemeinen muss es aber nicht sein, dass eine Welle bei Zeittransformationen ihre Form beibehält!



Man kann zeigen, dass die allgemeine Lösung der Wellengleichung in einer Dimension geschrieben werden kann als:

$$\Psi(x, t) = f(x + vt) + g(x - vt)$$

Besonders Wichtig:

Ebene Wellen (1D)

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm}(x, t) &= a \cos(kx \pm \omega t) \\ &= a \cos(k(x \pm \frac{\omega}{k}t)) \end{aligned}$$

$$a \in \mathbb{R} \quad \omega, k \in \mathbb{R} \quad \omega, k > 0$$

Ψ_{\pm} löst die Wellengleichung: (siehe später explizit bei §D ebener Welle)

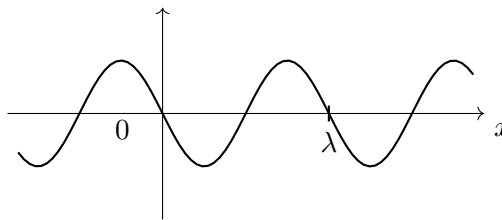
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Psi = 0$$

$$\text{falls } \frac{\omega}{k} = v$$

Dispersionsrelation:

$$\omega = kv = \omega(k)$$

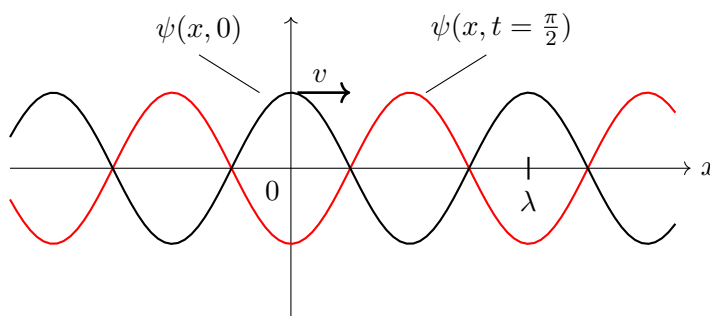
$$\text{Wellenzahl } k, \text{ Wellenlänge } \lambda = \frac{2\pi}{k}$$



$$\begin{aligned}\Psi_{\pm}(x + n\lambda, t) &= a \cos(k(x + n\lambda) \pm \omega t) \\ &= a \cos(kx \pm \omega t + kn\lambda) \\ &= a \cos(kx \pm \omega t) \\ &= \Psi_{\pm}(x, t)\end{aligned}$$

Die Kreisfrequenz ω , Frequenz $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$, Schwingungsdauer $\tau = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega}$

$$\begin{aligned}\Psi_{\pm}(x, t + n\tau) &= a \cos(kx \pm \omega(t + n\tau)) = a \cos(kx \pm \omega t \pm n \underbrace{\omega\tau}_{=2\pi}) \quad n \in \mathbb{Z} \\ &= a \cos(kx \pm \omega t) = \Psi_{\pm}(x, t)\end{aligned}$$



Die Phasengeschwindigkeit v :

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{\lambda}{2\pi} \omega = \lambda \nu = \frac{\lambda}{\tau}$$

Ebenso wird die Wellengleichung mit einem Sinus gelöst:

$$\Psi_{\pm}(x, t) = a \sin(kx \pm \omega t)$$

Beide Lösungen sind also enthalten in:

$$\Psi(x, t) = a e^{i \overbrace{(kx - \omega t)}^{\varphi \text{ Phase}}}$$

$$a \in \mathbb{C} \quad k \in \mathbb{R}$$

$$\omega = v|k|$$

Für Physikalische Felder gilt:

$$\Psi(x, t) = \Re \left(a e^{i(kx - \omega t)} \right)$$

3.4.3 Ebene Wellen in 3 Raumdimensionen

$$\Delta \Psi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Psi(\mathbf{r}, t) = 0$$

eben Welle:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

Mit dem Wellenvektor:

$$\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)^{\top}$$

und der Frequenz
 $\omega \geq 0$

$$\begin{aligned}\Delta \Psi &= \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ &= i^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ &= -k^2 \Psi\end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -\omega^2 \Psi$$

$$\Delta \Psi - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \overbrace{\left(-k^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \right)}^{=0} \Psi = 0$$

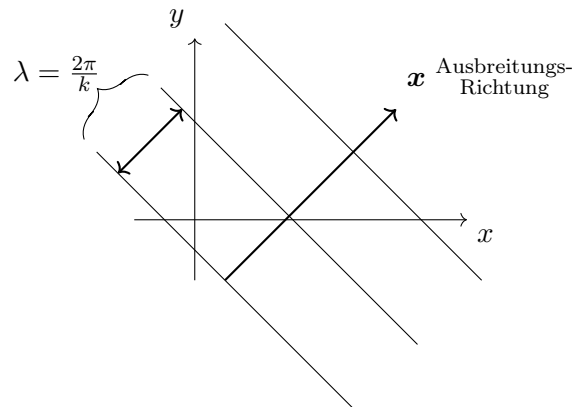
$$k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} \quad \omega = v|\mathbf{k}|$$

Bemerkung:

- i) ebene Welle:
 $\Psi(\mathbf{r}, t)$ konstant falls Phase konstant.
 $\varphi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t = \text{const.}$
Für festes t : $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{const.}$

- ii) Phasengeschwindigkeit

$$v = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|}$$



- iii) Wellengleichung linear
 \Rightarrow Linearkombinationen von Lösungen sind wieder Lösungen.

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = a_1 e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + a_2 e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)}$$

Allgemeine Lösung der Wellengleichung

$$\begin{aligned}\Psi(\mathbf{r}, t) &= \int d^3 k \, a(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \\ \omega(\mathbf{k}) &= v|\mathbf{k}|\end{aligned}$$

3.4.4 Ebene elektromagnetische Wellen

$$\Rightarrow \boxed{\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\Delta \mathbf{B} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0}$$

Lösungen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{i(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\omega} t)}$$

$$\omega = v|\mathbf{k}| \quad \tilde{\omega} = v|\tilde{\mathbf{k}}| \quad \mathbf{k}, \tilde{\mathbf{k}} \in \mathbb{R}^3$$

$$\text{i)} \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$i(\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0)e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = i\tilde{\omega} \mathbf{B}_0 e^{i(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\omega} t)} \quad \forall \mathbf{r}, t$$

$$\Rightarrow \tilde{\mathbf{k}} = \mathbf{k} \quad \tilde{\omega} = \omega$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mathbf{B}_0 \rightarrow \mathbf{B}_0 = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}_0$$

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

$$\Rightarrow \mathbf{B} = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}$$

$$\text{ii)} \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$$

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

$$= i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 \rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0$$

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$$

$$\text{iii)} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \Rightarrow \mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$\mathbf{B} \perp \mathbf{k}$ nichts neues, wissen wir schon aus i)

$$\text{iv)} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow i\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = -i\frac{1}{v^2} \omega \mathbf{E}_0$$

$$\Rightarrow \mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 = -\frac{\omega}{v^2} \mathbf{E}_0$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = -\frac{v^2}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{B}$$

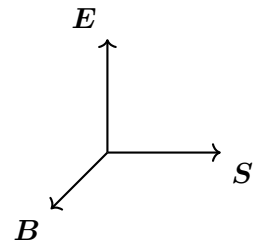
$\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{k}$ orthogonal zueinander

\Rightarrow transversale Welle

Beziehung zwischen der Amplitude von \mathbf{B}, \mathbf{E} :

$$|\mathbf{B}| = \frac{1}{\omega} |\mathbf{k} \times \mathbf{E}| = \frac{|\mathbf{k}|}{\omega} |\mathbf{E}| = \frac{1}{v} |\mathbf{E}|$$

$$\text{o.B.d.A.} \quad \mathbf{k} = k \mathbf{e}_z$$



$$\mathbf{E} = (E_{0x} \mathbf{e}_x + E_{0y} \mathbf{e}_y) e^{i(k \cdot z - \omega t)}$$

$$\mathbf{B} = \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{k}{\omega} \mathbf{e}_z \times (E_{0x} \mathbf{e}_x + E_{0y} \mathbf{e}_y) e^{i(k \cdot z - \omega t)}$$

$$= \frac{1}{v} (-E_{0y} \mathbf{e}_x + E_{0x} \mathbf{e}_y) e^{i(k \cdot z - \omega t)}$$

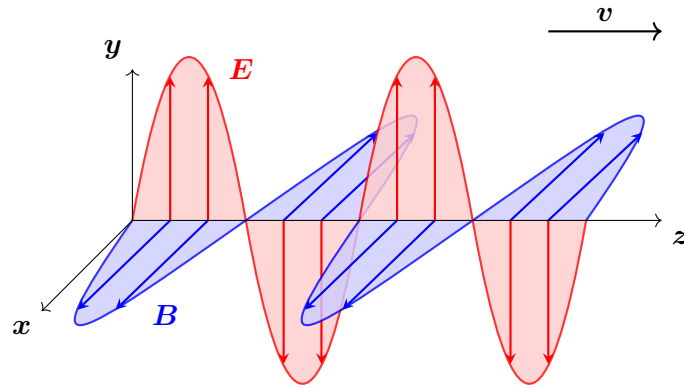
$$\text{i.A. } E_{0x}, E_{0y} \in \mathbb{C}$$

$$\mathbf{E} = \Re \left(\mathbf{E}_0 e^{i(k \cdot z - \omega t)} \right)$$

$$\text{Beispiel: } E_{0y} = 0 \quad E_{0x} \in \mathbb{R}$$

$$\mathbf{E} = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_x$$

$$\mathbf{B} = \frac{E_{0x}}{v} \cos(kz - \omega t) \mathbf{e}_y$$



3.4.5 Polarisation ebener EM-Wellen

Charakterisierung der Schwingungsrichtung $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$

$$\mathbf{E} = (E_{0x}\mathbf{e}_x + E_{0y}\mathbf{e}_y)e^{i(kx - \omega t)}$$

$$E_{0x} = |E_{0x}|e^{i\varphi} \quad E_{0y} = |E_{0y}|e^{i(\varphi + \delta)}$$

Physikalisches Feld:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \Re \left[(E_{0x}\mathbf{e}_x + E_{0y}\mathbf{e}_y)e^{i(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right] \\ &= |E_{0x}| \cos(kz - \omega t + \varphi)\mathbf{e}_x + |E_{0y}| \cos(kz - \omega t + \varphi + \delta)\mathbf{e}_y \end{aligned}$$

Fälle:

i) $\delta = 0$ oder $\delta = \pm\pi$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = \underbrace{(|E_{0x}|\mathbf{e}_x \pm |E_{0y}|\mathbf{e}_y)}_{\text{orts- und Zeitunabh.}} \cos(kz - \omega t)$$

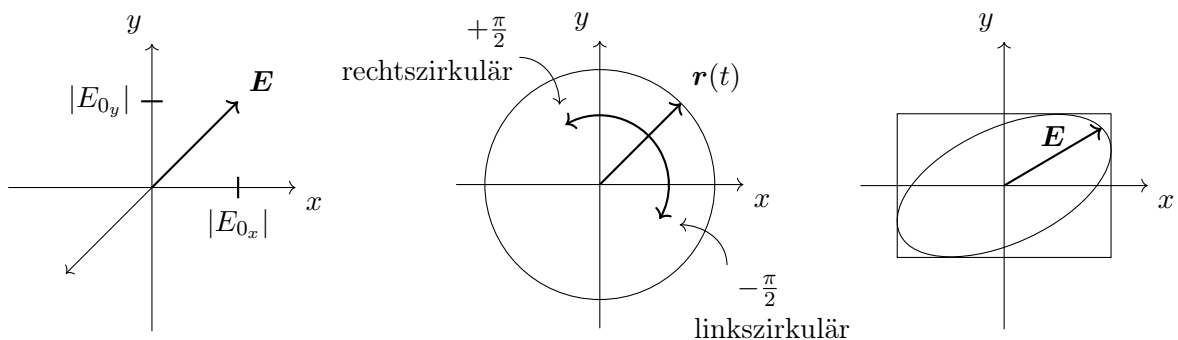
→ \mathbf{E} schwingt in fester Richtung! Die **Polarisationsrichtung** → **linear Polarisiert**

ii) $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$ $|E_{0x}| = |E_{0y}| = E$ **Zirkulär Polarisiert**

$$\mathbf{E} = E \underbrace{(\mathbf{e}_x \cos(kz - \omega t + \varphi) \mp \mathbf{e}_y \sin(kz - \omega t + \varphi))}_{=\mathbf{r}(t)}$$

$|\mathbf{r}| = 1$ und \mathbf{r} läuft mit ω um die z -Achse

iii) $\delta, |E_{0x}|, |E_{0y}|$ beliebig: **elliptisch Polarisiert**



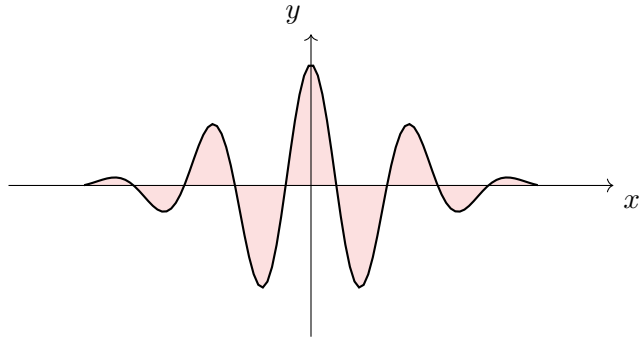
Wiederholung

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} & \omega &= |\mathbf{k}|v \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 e^{i(\tilde{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - \tilde{\omega} t)} & \stackrel{!}{=} & \frac{1}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \end{aligned}$$

andere Formen der EM-Wellen

Wellenpakete:

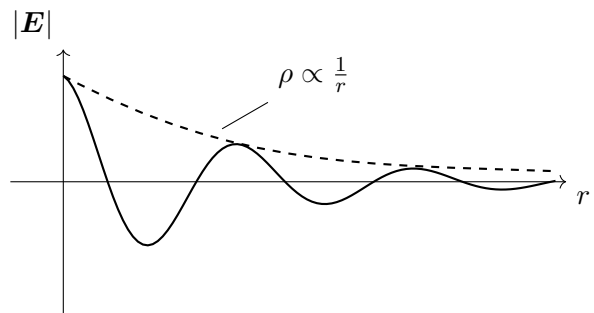
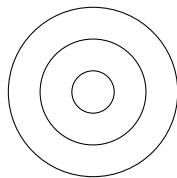
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int d^3k \mathbf{a}(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega(k)t)}$$



Kugelwellen

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \frac{e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}}{r}$$

eine Kugelwelle hat Amplitude $\rho \propto \frac{1}{r}$
Flächen gleicher Phase (wie im Bild zu sehen).



3.5 Reflexion und Brechung von EM-Wellen an Grenzflächen

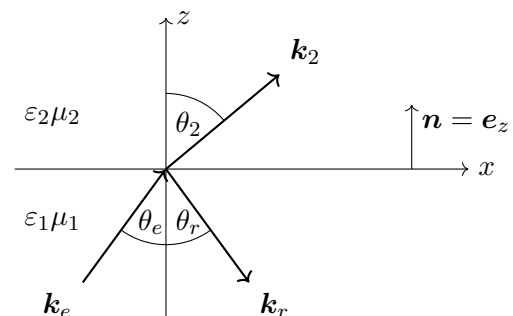
Wir betrachten eine ebene Grenzfläche (x - y -Ebene) zwischen zwei ungeladenen, nicht leitenden Medien.

Aus der Skizze:

$$v_1 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}}, \quad \omega_e = v_1 k_e$$

und \mathbf{k}_e ohne y -Komponente

$$\mathbf{k}_e = \begin{pmatrix} k_{ex} \\ 0 \\ k_{ez} \end{pmatrix}$$



Die **einfallende Welle** sieht folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_e &= \mathbf{E}_{e0} e^{i(\mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} - \omega_e t)} \\ \mathbf{B}_e &= \frac{1}{\omega_e} \mathbf{k}_e \times \mathbf{E}_e = \frac{1}{v_1} \frac{\mathbf{k}_e}{k_e} \times \mathbf{E}_e \end{aligned}$$

reflektierte Welle

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_r &= \mathbf{E}_{r0} e^{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t)} \\ \mathbf{B}_r &= \frac{1}{v_1} \frac{\mathbf{k}_r}{k_r} \times \mathbf{E}_r\end{aligned}$$

gesamtes Feld in Medium 1:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_r$$

transmittierte Welle

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_2 &= \mathbf{E}_{20} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} \\ \mathbf{B}_2 &= \frac{1}{v_2} \frac{\mathbf{k}_2}{k_2} \times \mathbf{E}_2\end{aligned}$$

3.5.1 Stetigkeitsbedingungen an Grenzflächen

Hier: ungeladene, nicht leitende Medien: $\rho_f = 0 = \mathbf{j}_f$

Maxwell-Gl. \Rightarrow Stetigkeitsbedingungen für $\mathbf{r} = (x, y, 0)$

i) mit $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = 0 \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_1 \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_2 = 0$$

ii) mit $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ und $\mathbf{t} \sim \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0$$

iii) mit $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0$$

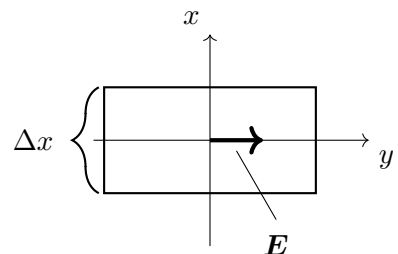
iv) mit $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{\mu_1} \mathbf{t} \cdot \mathbf{B}_1 - \frac{1}{\mu_2} \mathbf{t} \cdot \mathbf{B}_2 = 0$$

Erläuterung zu Punkt ii) und iv):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \rightarrow \quad \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0$$

$$\begin{aligned}\int_F d\mathbf{f} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) &= - \int_F d\mathbf{f} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = - \underbrace{\frac{d}{dt} \int_F d\mathbf{f} \cdot \mathbf{B}}_{\Delta x \rightarrow 0} \\ &= \int_F d\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} \quad \rightarrow \quad \int ds \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0\end{aligned}$$



Aus den vier Stetigkeitsbedingungen ergeben sich folgende Schlussfolgerungen:

ii)

$$\begin{aligned}\mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_2 &= \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_1 = \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_e + \mathbf{E}_r) \\ \Rightarrow \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_{20} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} &= \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_{e0} e^{i(\mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} - \omega_e t)} + \mathbf{t} \cdot \mathbf{E}_{r0} e^{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t)}\end{aligned}$$

$\forall \mathbf{r} = (x, y, 0), \forall t \rightarrow$ Die Orts- und Zeitabhängigkeit im Exponenten muss gleich sein!

$$\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} - \omega_e t = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_r t$$

$$\mathbf{r} = 0 : \Rightarrow \omega_2 = \omega_e = \omega_r := \omega$$

Die gleiche Schlussfolgerung geht für die Wellenvektoren nicht, da wir hier die z -Komponente gar nicht beachten und damit keine Aussagen über die Gleichheit der Vektoren machen können.

Für die einfallende und reflektierte Welle im Medium 1 gilt:

$$v_1 = \frac{\omega_e}{|\mathbf{k}_e|} = \frac{\omega_r}{|\mathbf{k}_r|} \rightarrow |\mathbf{k}_e| = |\mathbf{k}_r| := k_1$$

Somit sind auch beide Wellenlängen λ_1 gleich!

Für die Welle im Medium 2 gilt:

$$\begin{aligned} k_2 &= \frac{\omega_2}{v_2} = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} \\ &= \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \underbrace{\frac{\omega}{v_1}}_{k_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} = k_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} = k_1 \cdot \frac{n_2}{n_1} \end{aligned}$$

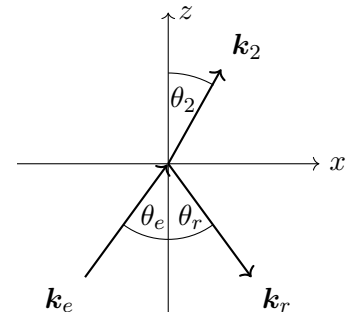
$$\text{weiterhin: } t = 0 : \Rightarrow \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}$$

$$k_{2x}x + k_{2y}y = k_{ex}x + \underbrace{k_{ey}y}_{=0} = k_{rx}x + k_{ry}y =$$

$k_{ey} = 0 \Rightarrow k_{2y} = 0 = k_{ry} \Rightarrow \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_r, \mathbf{k}_2$ liegen in einer Ebene (hier: x - z -Ebene), der Einfallsebene.

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_e &= k_e(\sin \theta_e \mathbf{e}_x + \cos \theta_e \mathbf{e}_z) \\ \mathbf{k}_r &= k_r(\sin \theta_r \mathbf{e}_x - \cos \theta_r \mathbf{e}_z) \\ \mathbf{k}_2 &= k_2(\sin \theta_2 \mathbf{e}_x + \cos \theta_2 \mathbf{e}_z) \end{aligned}$$

$$k_e = k_r := k_1$$



Reflexionsgesetz

$$\mathbf{r} = (x, 0, 0) : \quad \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}$$

$$\mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r} = x k_1 \sin \theta_e$$

$$\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} = x k_1 \sin \theta_r$$

Reflexionsgesetz

$$\theta_e = \theta_r$$

Brechungsgesetz

$$\mathbf{r} = (x, 0, 0) : \quad \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r}$$

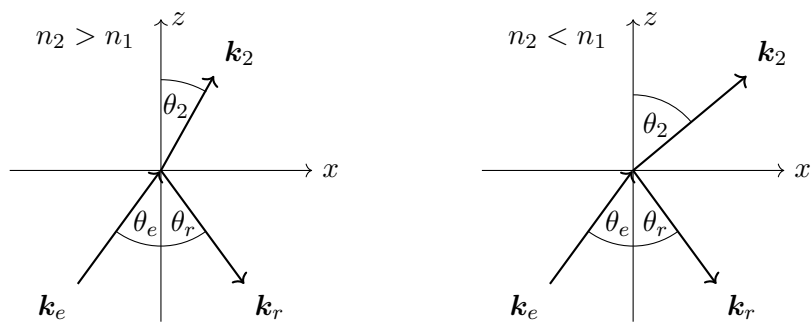
$$k_2 \sin \theta_2 = k_1 \sin \theta_1$$

$$k_2 = k_1 \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1}} = k_1 \frac{n_2}{n_1}$$

n : Brechungsindex

Snellius'sches Brechungsgesetz

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}$$



Für $n_2 > n_1$: Grenzfall $\theta_1 := \theta_g$ bei dem **Totalreflexion** auftritt (d.h. $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$)

$$\sin \theta_g = \frac{n_2}{n_1} \sin \frac{\pi}{2} = \frac{n_2}{n_1}$$

z.B. Wasser $n_1 \approx 1,33$, Luft $n_2 \approx 1 \Rightarrow \theta_g \approx 49^\circ$

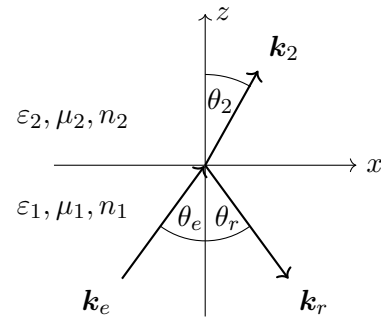
3.5.2 Intensitätsbeziehungen bei Reflexion und Brechung

Wiederholung

$$\mathbf{E}_l = \mathbf{E}_{l0} e^{i(\mathbf{k}_l \mathbf{r} - \omega t)} \quad l = e, r, 2$$

$$\mathbf{B}_l = \frac{1}{\omega} \mathbf{k}_l \times \mathbf{E}_l$$

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_e + \mathbf{E}_r$$



Stetigkeitsbedingungen an der Grenzfläche $\mathbf{r} = (x, y, 0)$ hier: $\mathbf{r} = 0$, $t = 0$ $\mathbf{t} \sim \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$

i)

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \mathbf{e}_z \cdot (\varepsilon_2 \mathbf{E}_{20} - \varepsilon_1 (\mathbf{E}_{e0} + \mathbf{E}_{r0})) = 0$$

ii)

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \mathbf{t} \cdot (\mathbf{E}_{20} - \mathbf{E}_{e0} - \mathbf{E}_{r0}) = 0$$

iii)

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \mathbf{e}_z \cdot \left[\mathbf{k}_2 \times \mathbf{E}_{20} - \mathbf{k}_e \times \mathbf{E}_{e0} - \mathbf{k}_r \times \mathbf{E}_{r0} \right] = 0$$

iv)

$$\mathbf{t} \cdot (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad \mathbf{H}_i = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}_i$$

$$\Rightarrow \mathbf{t} \cdot \left[\frac{1}{\mu_2} \mathbf{k}_2 \times \mathbf{E}_{20} - \frac{1}{\mu_1} \mathbf{k}_r \times \mathbf{E}_{r0} - \frac{1}{\mu_1} \mathbf{k}_e \times \mathbf{E}_{e0} \right] = 0$$

Wir zerlegen die Amplitude der einfallenden Welle in Anteile parallel und senkrecht zur Einfallsebene (x - z -Ebene).

$$\mathbf{E}_{e0} = \mathbf{E}_{e0\parallel} + \mathbf{E}_{e0\perp}$$

$$\mathbf{E}_{e0\perp} = (\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{E}_{e0}) \cdot \mathbf{e}_y$$

$$\Rightarrow \mathbf{E}_e = \mathbf{E}_{e\parallel} + \mathbf{E}_{e\perp}$$

ebenso für \mathbf{E}_r und \mathbf{E}_2

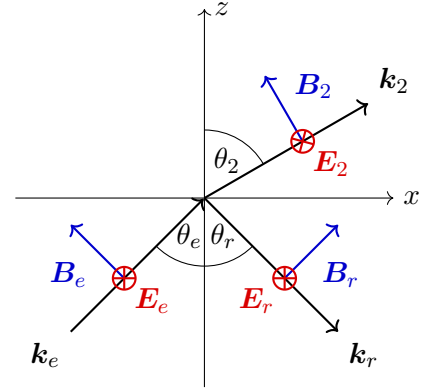
Den einen Fall betrachten wir genauer die anderen sind ähnlich und werden deswegen nicht genauer besprochen.

I) \mathbf{E}_e senkrecht zur Einfallsebene polarisiert:

$$\mathbf{E}_{e0} = E_{e0} \mathbf{e}_y$$

Es folgt aus der Skizze:

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_2 &= k_2(\sin \theta_2 \mathbf{e}_x + \cos \theta_2 \mathbf{e}_z) \\ \mathbf{k}_e &= k_e(\sin \theta_1 \mathbf{e}_x + \cos \theta_1 \mathbf{e}_z) \\ \mathbf{k}_r &= k_r(\sin \theta_1 \mathbf{e}_x + \cos \theta_1 \mathbf{e}_z) \end{aligned}$$



Aus den Stetigkeitsbedingungen folgt:

$$\mathbf{E}_{r0} = E_{r0} \mathbf{e}_y \quad \mathbf{E}_{20} = E_{20} \mathbf{e}_y$$

ii) $\mathbf{t} = \mathbf{e}_y$

$$\Rightarrow 0 = E_{20} - E_{e0} - E_{r0}$$

iii) Diese Bedingung liefert im wesentlichen das Brechungsgesetz

iv) $\mathbf{t} = \mathbf{e}_x$:

$$0 = \frac{1}{\mu_2} \underbrace{\mathbf{e}_x \cdot (\mathbf{k}_2 \times \mathbf{E}_{20})}_{= -\mathbf{k}_2 \cdot (\mathbf{e}_x \times \mathbf{E}_{20})} - \frac{1}{\mu_1} \underbrace{\mathbf{e}_x \cdot (\mathbf{k}_e \times \mathbf{E}_{e0})}_{= -E_{e0} k_e \cos \theta_1} - \frac{1}{\mu_1} \underbrace{\mathbf{e}_x \cdot (\mathbf{k}_r \times \mathbf{E}_{r0})}_{= E_{r0} k_r \cos \theta_1}$$

$$= -\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{e}_x E_{20} = -E_{20} k_2 \cos \theta_2$$

$$\Rightarrow 0 = -\frac{k_2}{\mu_2} E_{20} \cos \theta_2 + \frac{k_e}{\mu_1} E_{e0} \cos \theta_1 - \frac{k_r}{\mu_1} E_{r0} \cos \theta_1$$

$$E_{r0} = E_{20} - E_{e0}$$

$$k_e = k_r = k_1 = \frac{\omega}{v_1} = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$$

$$k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$$

$$\Rightarrow 0 = -\omega \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} E_{20} \cos \theta_2 + \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} E_{e0} \cos \theta_1 - \omega \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} (E_{20} - E_{e0}) \cos \theta_1$$

Umformen mit Brechungsindex $n_i = \sqrt{\varepsilon_{r_i} \mu_{e_i}}$

$$\Rightarrow \left(\frac{E_{20}}{E_{e0}} \right)_{\perp} = \frac{2 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \theta_1}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \theta_1 + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \cos \theta_2} = \frac{2 n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + \frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos \theta_2}$$

Einfalls- und Ausfallswinkel können wir mit dem Brechungsgesetz ineinander umformen:

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} = \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_1} \quad \text{und} \quad E_{r0} = E_{20} - E_{e0}$$

Senkrechter Einfall

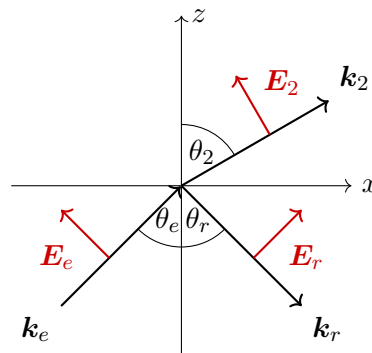
$$\Rightarrow \left(\frac{E_{20}}{E_{e0}} \right)_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + \frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos \theta_2}$$

II) \mathbf{E}_e parallel zur Einfallsebene

Paralleler Einfall

$$\left(\frac{E_{20}}{E_{e0}}\right)_{\parallel} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{\frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$

$$\left(\frac{E_{r0}}{E_{e0}}\right)_{\parallel} = \frac{\frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{\frac{\mu_1}{\mu_2} n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$



Bemerkungen:

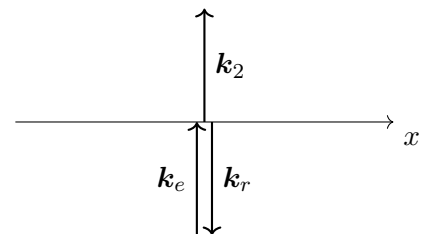
i) **Fresnelsche Formeln:** da meist gilt $\frac{\mu_1}{\mu_2} \approx 1$

ii) Senkrechter Einfall:

$$\frac{E_{20}}{E_{e0}} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad \frac{E_{r0}}{E_{e0}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

für $n_1 = n_2$ erfüllt ✓

für $n_2 \gg n_1$: $\frac{E_{20}}{E_{e0}} = \frac{2}{1 + \frac{n_2}{n_1}}$ erfüllt ✓



iii) **Brewster-Winkel:**

$$\left(\frac{E_{r0}}{E_{e0}}\right)_{\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$

Wir wollen für θ_B : $\left(\frac{E_{r0}}{E_{e0}}\right)_{\parallel} = 0$ also Zähler = 0:

$$n_2 \cos \theta_1 = n_1 \cos \theta_2 \quad = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} = n_1 \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_1}$$

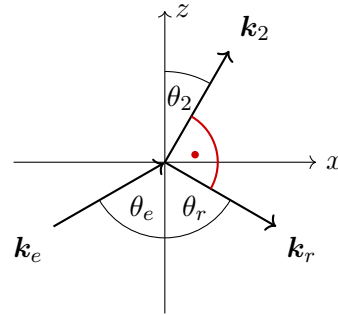
$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_B}}{\cos \theta_B}$$

$$\Rightarrow \tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$$

Beispiel:

$$\text{Luft} \rightarrow \text{Glas } \frac{n_2}{n_1} \approx 1,5 \quad \rightarrow \quad \theta_B \approx 56^\circ$$

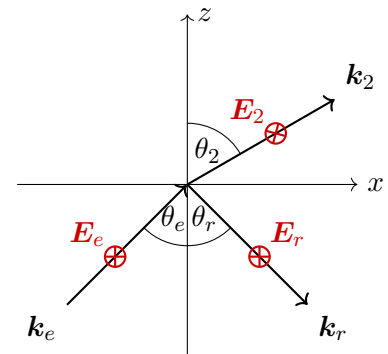
$$\text{Es gilt: } \theta_B + \theta_w = \frac{\pi}{2}$$



Einschub

Nun noch eine Erklärung die etwas umständlicher ist: (Zu senkrechtem Einfall)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{e_0} &= E_{e_0} \mathbf{e}_y \\ \mathbf{E}_{r_0} &= E_{r_0} \mathbf{e}_y \quad \mathbf{E}_{2_0} = E_{2_0} \mathbf{e}_y \end{aligned}$$



ii) $\mathbf{t} = \mathbf{e}_x$:

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{e}_x \cdot (\mathbf{E}_{2_0} - \mathbf{E}_{r_0} - \mathbf{E}_{e_0}) \\ \Rightarrow E_{2_{0x}} &= E_{r_{0x}} \end{aligned}$$

i)

$$\begin{aligned} 0 &= \mathbf{e}_z \cdot (\varepsilon_2 \mathbf{E}_{2_0} - \varepsilon_1 \mathbf{E}_{r_0} - \varepsilon_1 \mathbf{E}_{e_0}) \\ \Rightarrow \varepsilon_2 E_{2_{0z}} &= \varepsilon_1 E_{r_{0z}} \end{aligned}$$

$\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_r, \mathbf{k}_2$ in x - z -Ebene

$$\mathbf{k}_r = \begin{pmatrix} k_{rx} \\ 0 \\ k_{rz} \end{pmatrix} \quad \mathbf{k}_2 = \begin{pmatrix} k_{2x} \\ 0 \\ k_{2z} \end{pmatrix}$$

$$0 = \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{E}_{r_0} = k_{rx} E_{r_{0x}} + k_{rz} E_{r_{0z}} \quad \leftarrow \quad 0 = k_{rx} E_{2_{0x}} + k_{rz} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} E_{2_{0z}}$$

$$0 = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{E}_{2_0} = k_{2x} E_{e_{0x}} + k_{2z} E_{2_{0z}} \quad \rightarrow \quad E_{2_{0x}} = -\frac{k_{rz}}{k_{rx}} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} E_{2_{0z}}$$

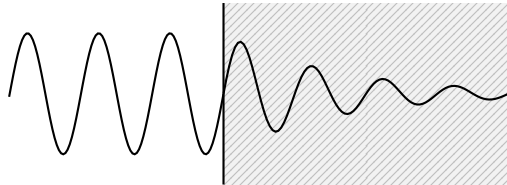
$$\Rightarrow 0 = \left[-\cancel{k_{rz}} \frac{k_{rz}}{\cancel{k_{rx}}} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + k_{2z} \right] E_{2_{0z}} \quad \parallel \quad 0$$

$$k_{2x} = k_{rx}$$

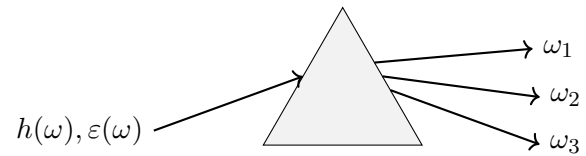
3.6 Aspekte der Absorption und Dispersion elektromagnetischer Felder

bisher galt: freie Ausbreitung der EM-Wellen
in Medien gilt:

Absorption:



und **Dispersion:**



3.6.1 Elektromagnetische Wellen in elektrischen Leitern

bisher galt: **Isolator/Vakuum** freie Ladungen und freie Ströme = 0 $\rho_f = 0 = \mathbf{j}_f$
im Leiter gilt: **Ohmsche Leiter** $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ $\rho = 0$ σ : Leitfähigkeit

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

Maxwell-Gleichungen:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 & \nabla \times \mathbf{B} - \mu \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu \mathbf{j} = \mu \sigma \mathbf{E} \end{aligned}$$

Bemerkung:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{j} = -\sigma \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \rho$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = e^{-\frac{\sigma}{\varepsilon} t} \rho(\mathbf{r}, t=0)$$

somit ist die Annahme $\rho = 0$ gerechtfertigt.

$$\begin{aligned} 0 &= \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \\ &= \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} (\mu \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \sigma \mathbf{E}) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0$$

Analog kann man auch nach $\Delta \mathbf{B}$ auflösen:

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{B} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

Diese Beiden Gleichungen nennt man auch **Telegraphen-Gleichungen**.

Ansatz zur Lösung: monochromatische, ebene Welle $\mathbf{k} = k \mathbf{e}_z$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = \mathbf{E}_0 e^{i(kr - \omega t)}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 e^{i(kr - \omega t)}$$

$$\Rightarrow 0 = -k^2 + \mu\epsilon\omega^2 + i\omega\mu\sigma = -k^2 + \underbrace{\mu\omega^2 \left(\epsilon + i\frac{\sigma}{\omega}\right)}_{=: \eta}$$

η : verallgemeinerte Dielektrizitätskonstante

Dispersionsrelation im leitenden Medium ($k(\omega)$)

$$\Rightarrow k^2 = \mu\eta\omega^2 = \mu\omega^2 \left(\epsilon + i\frac{\sigma}{\omega}\right)$$

Hieraus folgt, dass \mathbf{k} komplex ist und einen Imaginärteil haben muss: $k = k_R + ik_I$

$$\begin{aligned} \Rightarrow k^2 &= k_R^2 - k_I^2 + 2ik_Rk_I \\ &\stackrel{!}{=} \mu\epsilon\omega^2 + i\mu\sigma\omega \end{aligned}$$

$$\Rightarrow k_{R/I} = \omega \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\epsilon\omega}\right)^2} \pm 1 \right]^{\frac{1}{2}}$$

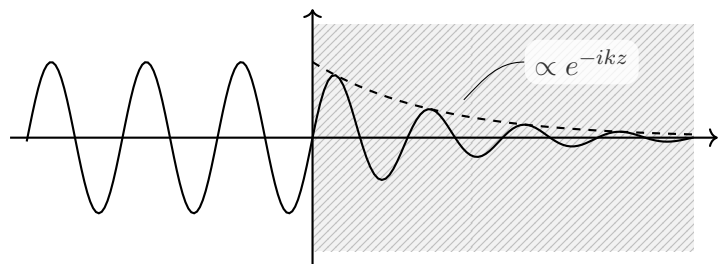
$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \\ &= \mathbf{E}_0 e^{i(k_R + ik_I)z - \omega t} \\ &= \mathbf{E}_0 e^{-k_I z} e^{i(k_R z - \omega t)} \end{aligned}$$

Eindringtiefe: $d = \frac{1}{k_I}$

typische Werte:

Kupfer: $\sigma = 5,81 \cdot 10^7 \frac{1}{\Omega\text{m}}$

ν	d
1 MHz	66 μm
$6 \cdot 10^{14}$ Hz	2,7 nm



Bemerkung: Man kann Zeigen, dass, anders als im Vakuum, im Medium das \mathbf{B} -Feld Phasenverschoben zum \mathbf{E} -Feld ist. Wir werden hierauf aus Zeitgründen nicht genauer eingehen.

3.6.2 Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten - Dispersion

Modell für $\epsilon(\omega)$

Wir betrachten hier nicht magnetisierbare Medien. Es soll gehen $\mu_r \approx 1$.

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e) \quad \mathbf{P} = \epsilon_0\chi_e\mathbf{E} = \frac{\text{Dipole}}{\text{Volumen}} = N\langle\mathbf{p}\rangle$$

Die Polarisation ist die mittlere Dipol-dichte pro Volumen.

Die Verschiebungssolarisation ist:

$$\langle\mathbf{p}\rangle = \alpha\mathbf{E}$$

α : atomare Polarisierbarkeit

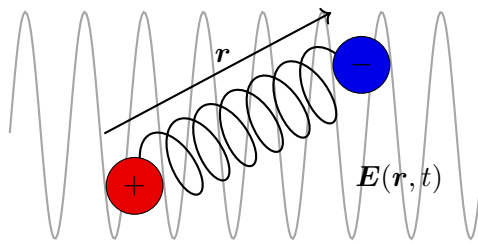
$$\chi_e = \frac{N\alpha}{\epsilon_0}$$

χ_e : elektrische Suszeptibilität

All diese Gleichungen würde man für langsam schwingende Felder erhalten also für $\omega \rightarrow 0$.

Bei Tieffrequenten Wellen können die Ladungen den Feldern folgen und schwächen diese dadurch ab. Bei Hochfrequenten Wellen können die Ladungen den Feldern nicht mehr folgen und der Effekt ist ein anderer.

Klassisches Oszillatormodell für die Bindung von Elektronen in Atomen



ω_0 : Frequenz

γ : Dämpfung

Dies können wir durch einen getriebenen, gedämpften, harmonischen Oszillator darstellen:

$$m(\ddot{\mathbf{r}} + \gamma\dot{\mathbf{r}} + \omega_0^2\mathbf{r}) = q\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$$

→ Dipolmoment: $\mathbf{p} = q\mathbf{r}$ $q = -e$

$$\Rightarrow m(\ddot{\mathbf{p}} + \gamma\dot{\mathbf{p}} + \omega_0^2\mathbf{p}) = e^2\mathbf{E}$$

statischer Grenzfall: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})$

$$\Rightarrow \dot{\mathbf{p}} = 0 = \ddot{\mathbf{p}}$$

$$\Rightarrow \mathbf{p} = \frac{e^2\mathbf{E}}{m\omega_0^2} = \alpha\mathbf{E} \quad \rightarrow \quad \alpha = \frac{e^2}{m\omega_0^2}$$

$$\Rightarrow \chi_e = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega_0^2}$$

zeitabhängiger Fall: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ $e^{ikz} = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z}$

Mechanik:

⇒ $\mathbf{p}(t)$: erzwungene Schwingung mit Frequenz ω

$$\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}_0 e^{-i\omega t}$$

$$m(-\omega^2 - i\gamma\omega + \omega_0^2)\mathbf{p}_0 e^{-i\omega t} = e^2\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$$

$$\Rightarrow \mathbf{p}_0 = \underbrace{\frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}}_{\alpha(\omega)} \mathbf{E}_0$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \chi_e(\omega) &= \frac{N\alpha(\omega)}{\varepsilon_0} \\ &= \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \varepsilon(\omega) &= \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega) \\ &= \varepsilon_0 (1 + \chi_e(\omega)) \end{aligned}$$

Dispersionsrelation im leitenden Medium $\varepsilon_r(\omega)$

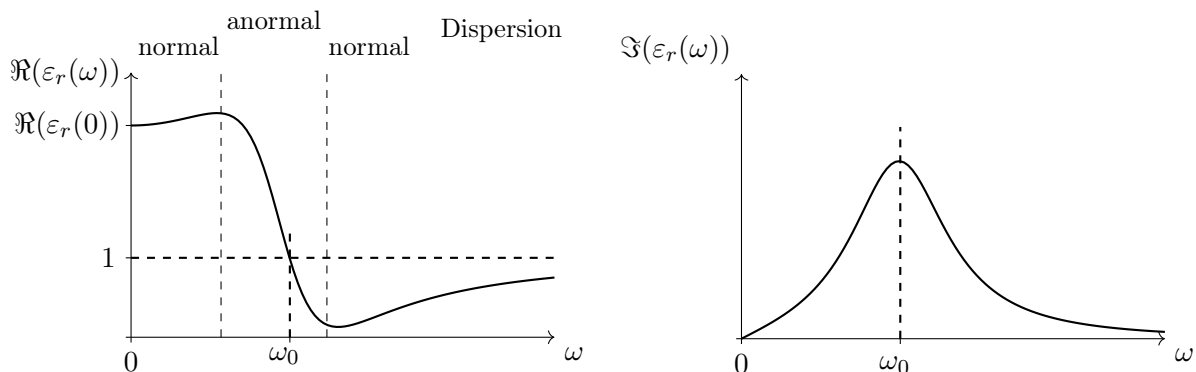
$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

Realteil:

$$\Re(\varepsilon_r(\omega)) = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

Imaginärteil:

$$\Im(\varepsilon_r(\omega)) = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$



Bemerkung: Dispersion

Frequenzabhängigkeit von $\varepsilon = \varepsilon(\omega) = \varepsilon_R + i\varepsilon_I$

Brechungsindex $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} = n(\omega)$

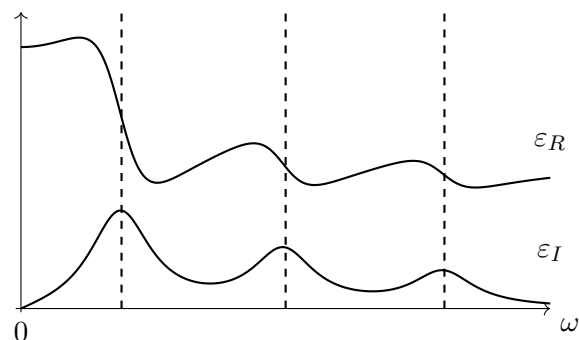
normale Dispersion: $\frac{d\varepsilon_R}{d\omega} > 0$

anormale Dispersion: $\frac{d\varepsilon_R}{d\omega} < 0$

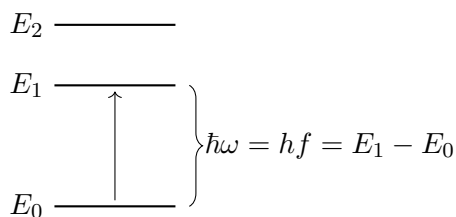
Verallgemeinert auf j Elektronen im Atom:

f_j : Elektronen mit Frequenz ω_j, γ_j

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\gamma_j \omega_j}$$



Die Quantenmechanik erklärt diese Sprünge durch Energieniveaus:



3.6.3 Bedeutung der komplexen/frequenzabhängigen Dielektrizitätskonstante

Wellengleichung im Medium $\varepsilon = \varepsilon(\omega) \quad \mu \approx \mu_0 \quad \sigma = 0$

$$\Delta \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad \left| \quad -k^2 + \mu_0 \varepsilon \omega^2 = 0 \right.$$

$$\Rightarrow k^2 = \mu_0 \varepsilon \omega^2 = \mu_0 (\varepsilon_R + i\varepsilon_I) \omega^2$$

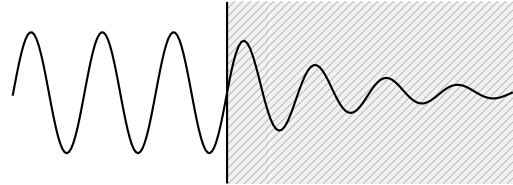
$$k = k_R + ik_I$$

$$k_R^2 - k_I^2 + 2ik_R k_I = \mu_0 \varepsilon_R \omega^2 + i\mu_0 \varepsilon_I \omega^2$$

$$k_{R/I} = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_R}{2}} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\varepsilon_I}{\varepsilon_R} \right)^2} \pm 1 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\varepsilon_I \approx 0 \quad k_I \approx 0 \quad k_R \approx \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_R(\omega)}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-k_I z} e^{i(k_R z - \omega t)}$$



Ausbreitungsgeschwindigkeit:

$$v = \frac{\omega}{k_R} = v(\omega) = \frac{c}{n(\omega)}$$

3.7 Allgemeine Lösung der Maxwell-Gl. - Retardierte Potentiale

Wir suchen Lösungen der Gleichungen:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\varepsilon_0} \rho & \nabla \times \mathbf{B} - \underbrace{\varepsilon_0 \mu_0}_{\frac{1}{c^2}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j} \end{aligned}$$

gegeben: $f(\mathbf{r}, t), \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$

gesucht: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$

zur formalen Lösung der Gleichungen verwenden wir die Potentiale Φ, \mathbf{A} der Elektrodynamik

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Lorenzbedingung:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$

Aus den inhomogenen Gleichungen erhalten wir die entkoppelten Wellengleichungen der Potentiale:

$$\Delta \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

Nebenbemerkung:

$$\Delta \Psi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} =: \square \Psi(\mathbf{r}, t)$$

mit \square : **d'Alembert Operator**

$$\square = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

Aus der Elektro-/Magnetostatik ist bekannt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi = 0 = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}$$

$$\begin{aligned}\Delta\Phi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho & \text{Poisson-Gleichung} \\ \Delta\mathbf{A}(\mathbf{r}) &= -\mu_0\mathbf{j}\end{aligned}$$

Die Lösungen waren:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{inh}}(\mathbf{r}) \quad \text{mit} \quad \Phi_{\text{inh}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

sowie für das Vektorpotential:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_{\text{hom}}(\mathbf{r}) + \mathbf{A}_{\text{inh}}(\mathbf{r}) \quad \text{mit} \quad \mathbf{A}_{\text{inh}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3\mathbf{r}' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

und $\Delta\mathbf{A}_{\text{hom}}(\mathbf{r}) = 0$

Wir können die Diskussion auf das skalare Potential Φ beschränken:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi_{\text{hom}} + \Phi_{\text{inh}}$$

wobei:

$$\Phi_{\text{hom}} : \text{allgemeine Lösung der homogenen DGL } \Delta\Phi_{\text{hom}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi_{\text{hom}} = 0$$

$$\Phi_{\text{inh}} : \text{spezielle Lösung der inhomogenen DGL } \Delta\Phi_{\text{inh}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi_{\text{inh}} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

Lösung der homogenen Wellengleichung liefert z.B. Kugelwellen oder ebene Wellen:

$$\Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r}, t) = \Re \left\{ a e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right\}$$

mit $\mathbf{k} \in \mathbb{R}^3$, $|\mathbf{k}| = \frac{\omega}{c}$ bzw.: $\omega(\mathbf{k}) = |\mathbf{k}|c$

Die allgemeine Lösung erhalten wir nun durch Linearkombination:

$$\Phi_{\text{hom}}(\mathbf{r}, t) = \Re \left\{ \int d^3\mathbf{k} a(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t)} \right\}$$

Bestimmung einer speziellen Lösung der inhomogenen Wellengleichung:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

zur Lösung der DGL betrachten wir eine Fouriertransformation von $\Phi(\mathbf{r}, t)$ bezüglich der Variablen t .

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \omega) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \Phi(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t}$$

Man kann danach zurücktransformieren:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}$$

wir können dies nun ineinander einsetzen um zu sehen ob dasselbe wieder herauskommt oder ob wir bei der Berechnung etwas verloren haben.

$$\begin{aligned}\Phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Phi(\mathbf{r}, t') e^{i\omega t'} \right\} e^{-i\omega t} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dt' \Phi(\mathbf{r}, t') \underbrace{\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega(t-t')}}_{=\delta(t-t')} \\ &= \Phi(\mathbf{r}, t)\end{aligned}$$

Somit haben wir keine Information gewonnen oder erzeugt. Wir haben den Ausdruck lediglich in eine andere Darstellung umgeformt.

Wir setzen nun die Fourierdarstellung in die DGL ein:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\Phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t) \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial t^2} e^{-i\omega t}}_{=-\omega^2 e^{-i\omega t}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega (-\omega^2) \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t}\end{aligned}$$

Damit gilt:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{-i\omega t} \left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t) &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\mathbf{r}, t) \\ \stackrel{\text{Fouriertrafo.}}{=} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{-i\omega t} \left(-\frac{1}{\varepsilon_0} \right) \tilde{\rho}(\mathbf{r}, \omega)\end{aligned}$$

Helmholtz-Gleichung

$$\Rightarrow \left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \tilde{\rho}(\mathbf{r}, \omega) \quad (*)$$

Zur Bestimmung der Lösung von (??) betrachten wir zunächst eine Analogie zur Elektrostatik:
 $\omega \rightarrow 0 \quad (\hat{=} \frac{\partial}{\partial t} = 0)$

$$\Rightarrow \Delta \tilde{\Phi} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \tilde{\rho} \quad \text{Poisson-Gleichung}$$

spezielle Lösung (ohne Randbedingungen)

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \omega = 0) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \int d^3r' \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}')$$

mit der Green'schen Funktion:

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Diese erfüllt die Laplace Gleichung:

$$\Delta_{\mathbf{r}} \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Wir benötigen eine Verallgemeinerung für $\omega \neq 0$:

$$\left(\Delta_{\mathbf{r}} + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathcal{G}_{\omega}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

Es zeigt sich, dass gilt:

$$\left(\Delta_{\mathbf{r}} + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^{\pm i k |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -4\pi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \mathcal{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

Mit $k = \frac{\omega}{c}$ folgt daraus:

$$\left(\Delta_{\mathbf{r}} + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^{\pm i \frac{\omega}{c} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

und somit:

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \underbrace{\frac{e^{\pm i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}_{\mathcal{G}_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')} \tilde{\rho}(\mathbf{r}', \omega)$$

Da die Lösung gleich der Green'schen Funktion (\mathcal{G}_ω) mal der inhomogenität ($\tilde{\rho}$) ist.

Für das Potential Φ erhalten wir nun durch Rücktransformation:

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{e^{\pm i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} e^{-i\omega t} \tilde{\rho}(\mathbf{r}', \omega) \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \underbrace{\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{\rho}(\mathbf{r}', \omega) e^{-i\omega(t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c})}}_{=\rho(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c})} \\ \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \end{aligned}$$

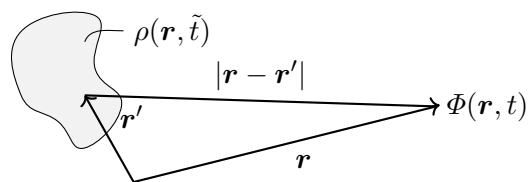
wie in der Elektrostatik, aber:

$$t \rightarrow \tilde{t} = t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c} \quad (*)$$

Die neue Zeit ist also die alte Zeit minus der räumliche Abstand durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit also die alte Zeit minus die Zeit in der die Änderung voranschreiten konnte.

physikalische Bedeutung:

Betrachte Änderung der Ladungsverteilung ρ in \mathbf{r}' zur Zeit \tilde{t} .



\Rightarrow Die Änderung des elektro-magnetischen Feldes (oder Φ) verbreitet sich mit Lichtgeschwindigkeit c . In der Entfernung $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ ändert sich das Feld erst zur späteren Zeit $t = \tilde{t} + \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c}$. Wegen der verzögerten Änderung heißt die Potential-Lösung auch **retardierendes Potential**.

Retardierendes Potential

$$\Phi_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

Dies ist eine spezielle Lösung der inhomogenen Wellengleichung:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho(\mathbf{r}, t)$$

Die entsprechende Lösung der Gleichung für das Vektorpotential \mathbf{A} :

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$$

ist:

Retardierendes Vektorpotential

$$\mathbf{A}_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Damit haben wir die spezielle oder auch partikuläre Lösung der inhomogenen Wellengleichung gefunden.

Die Felder erhalten wir gemäß:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Bemerkung: Wir haben vorhin nur die Lösung mit $e^{+i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ betrachtet, die uns auf die retardierenden Potentiale geführt hat. Die andere Lösung mit $e^{-i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ würde uns auf andere Potentiale führen: **avancierte Potentiale**

$$\Phi_{\text{av}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Diese Lösung der avancierten Potentiale führt uns darauf, dass die Änderung von ρ für $\tilde{t} = t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} > t$ die Felder zu einem früheren Zeitpunkt t beeinflusst. Dies **widerspricht dem Kausalitätsprinzip** und wurde deshalb vorhin von uns ignoriert. Die Lösung ist dennoch hilfreich falls man ein Problem nur mit der allgemeinen Lösung (\pm) lösen kann (Siehe: Feldtheorie, S-Matrix-Formalismus).

Wiederholung

Maxwellgleichungen:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\epsilon_0} \rho & \nabla \times \mathbf{B} - \underbrace{\epsilon_0 \mu_0}_{\frac{1}{c^2}} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j} \end{aligned}$$

Potentiale:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Lorenzbedingung:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$

Entkoppelte Wellengleichungen der Potentiale:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad \Delta\mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{j}$$

Retardierende Potentiale:

$$\Phi_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \mathbf{A}_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Zum Verständnis des Retardierenden Potentials Skizze (??).

3.8 Elektromagnetische Potentiale und Felder bewegter Punktladungen

$$\rho(\mathbf{r}, t) = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)) \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = q\mathbf{V}(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t))$$

mit $\mathbf{V}(t) = \dot{\mathbf{R}}(t)$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{q\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{R}(\tilde{t}))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

$$\tilde{t} = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c}$$

Wir wollen nun das folgende Integral lösen:

$$\begin{aligned} \int d^3r' \frac{q\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{R}(\tilde{t}))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} &= \int d^3r' \int_{-\infty}^{\infty} dt' \overset{t'}{\updownarrow} \frac{q\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{R}(\tilde{t}))}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \delta(t' - \tilde{t}) \\ &= \int d^3r' \int dt' \frac{\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{R}(t'))\delta(t' - t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \int dt' \int d^3r' \frac{\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{R}(t'))\delta(t' - t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \int dt' \frac{\overbrace{\delta(t' - t + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|}{c})}^{=f(t')}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|} \\ &= \int dt' \frac{\delta(f(t'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|} \end{aligned}$$

Wir benutzen eine Eigenschaft der δ -Funktion:

$$\delta(f(t')) = \sum_j \frac{\delta(t' - t_j)}{\left| \left(\frac{df}{dt'} \right)_{t'=t_j} \right|}$$

t_j : Nullstellen von $f(t')$

$f(t')$ hat höchstens eine Nullstelle: $t_j =: t_{\text{ret}} \quad t_{\text{ret}} : f(t_{\text{ret}}) = 0$

$$t_{\text{ret}} = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})|}{c}$$

gegeben: $t, \mathbf{r} \rightarrow t_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t)$

Berechnen wir zuerst die Ableitung:

$$\begin{aligned} \frac{df}{dt'} &= 1 + \frac{1}{c} \frac{d}{dt'} |\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')| \\ &= 1 - \frac{1}{c} \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')) \cdot \overset{=\mathbf{V}(t')}{\dot{\mathbf{R}}(t')}}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|} \\ &= 1 - \underbrace{\mathbf{e}_{\mathbf{r}-\mathbf{R}(t')} \cdot \frac{\mathbf{V}(t')}{c}}_{\leq |\mathbf{e} \cdot \frac{\mathbf{V}}{c}| \leq |\frac{\mathbf{V}}{c}| < 1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\int dt' \frac{\delta(f(t'))}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|} &= \int dt' \frac{\delta(t' - t_{\text{ret}})}{\left| \left(\frac{d\mathbf{f}}{dt'} \right)_{t'=t_{\text{ret}}} \right|} \cdot \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t')|} \\
&= \int dt' \frac{\delta(t' - t_{\text{ret}})}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})| - \frac{1}{c}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})) \cdot \mathbf{V}(t_{\text{ret}})} \\
&= \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})| - \frac{1}{c}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})) \cdot \mathbf{V}(t_{\text{ret}})}
\end{aligned}$$

Damit haben wir das Integral gelöst und erhalten:

Lienard-Wiechert-Potentiale

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \quad \Phi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})| - \frac{1}{c}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})) \cdot \mathbf{V}(t_{\text{ret}})} \\
\Rightarrow \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\mathbf{V}(t_{\text{ret}})}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})| - \frac{1}{c}(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})) \cdot \mathbf{V}(t_{\text{ret}})}
\end{aligned}$$

Beispiele:

i) statischer Grenzfall: ruhende Punktladung:

$$\mathbf{V} = 0 \quad \mathbf{R} = \mathbf{R}_0 \quad \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|}$$

ii) gleichförmig bewegte Punktladung:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 = \text{const.} \quad \mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_0 + \mathbf{V}_0 \cdot t$$

Bestimmung von t_{ret} :

$$t_{\text{ret}} = t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})|}{c}$$

$$\begin{aligned}
c(t - t_{\text{ret}}) &= |\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})| \\
&= |\underbrace{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}_{=: \mathbf{d}(\mathbf{r}, t)} + \underbrace{\mathbf{R}(t) - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})}_{= \mathbf{V}_0 \cdot (t - t_{\text{ret}})}|
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \quad c^2(t - t_{\text{ret}})^2 &= |\mathbf{d} - \mathbf{V}_0 \cdot (t - t_{\text{ret}})|^2 \\
&= d^2 + 2 \cdot \underbrace{\mathbf{d} \cdot \mathbf{V}_0}_{dV_0 \cos \alpha} \cdot (t - t_{\text{ret}}) + V_0^2 \cdot (t - t_{\text{ret}})^2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \quad t - t_{\text{ret}} &= \frac{dV_0 \cos \alpha}{c^2 - V_0^2} + \frac{d}{c^2 - V_0^2} \sqrt{V_0^2 \cos^2 \alpha + c^2 - V_0^2} \\
&= \frac{dV_0 \cos \alpha}{c^2 - V_0^2} + \frac{d}{c^2 - V_0^2} \sqrt{-V_0^2 \sin^2 \alpha + c^2} \\
&= \frac{|\mathbf{d}(\mathbf{r}, t)|}{c^2 - V_0^2} \left(V_0 \cos \alpha + \sqrt{c^2 - V_0^2 \sin^2 \alpha} \right)
\end{aligned}$$

Im Nenner des Retardierenden Potentials steht:

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})|}_{c \cdot (t - t_{\text{ret}})} - \frac{1}{c} \underbrace{(\mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}})) \cdot \mathbf{V}(t_{\text{ret}})}_{\mathbf{V}_0 \parallel} \\
 &= \mathbf{r} - \mathbf{R}(t) + \mathbf{R}(t) - \mathbf{R}(t_{\text{ret}}) \\
 &= \mathbf{d} + \mathbf{V}_0 \cdot (t - t_{\text{ret}}) \\
 &= c \cdot (t - t_{\text{ret}}) - \frac{1}{c} \mathbf{V}_0 \cdot (\mathbf{d} + \mathbf{V}_0(t - t_{\text{ret}})) \\
 &= \frac{1}{c} (c^2 - V_0^2)(t - t_{\text{ret}}) - \frac{1}{c} V_0 d \cos \alpha \\
 &= \frac{1}{c} |\mathbf{d}| \left(\cancel{V_0 \cos \alpha} + \sqrt{c^2 - V_0^2 \sin^2 \alpha} - \cancel{V_0 \cos \alpha} \right) \\
 &= |\mathbf{d}(\mathbf{r}, t)| \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2} \sin^2 \alpha} \\
 & \quad \downarrow \\
 & \quad \mathbf{r} - \mathbf{R}(t) \\
 \\
 & \Rightarrow \Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)| \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2} \sin^2 \alpha}} \\
 & \Rightarrow \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q \mathbf{V}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)| \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2} \sin^2 \alpha}}
 \end{aligned}$$

für langsame Teilchen gilt: $\frac{V_0}{c} \ll 1$ (nichtrelativistisch):

$$\rightarrow \Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|}$$

3.8.1 Felder einer gleichförmig-bewegten Punktladung

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

Komplikationen $\alpha = \alpha(\mathbf{r}, t)$ Dies wird z.B. im Griffithz genau hergeleitet, ist aber obwohl es nicht zu kompliziert ist, zu langwierig für die Vorlesung.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E} &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}{\left(1 - \frac{V_0^2}{c^2} \sin^2 \alpha\right)^{\frac{3}{2}}} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^3} \\
 \mathbf{B} &= \frac{1}{c^2} (\mathbf{V}_0 \times \mathbf{E})
 \end{aligned}$$

Bei kleinen Geschwindigkeiten gilt:

$$\frac{V_0}{c} \ll 1 :$$

$$\rightarrow \mathbf{E} \approx \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^3} \quad \mathbf{B} \approx 0$$

$\frac{V_0}{c}$: endlich

$$1) \mathbf{d} \perp \mathbf{R} \quad \alpha = \frac{\pi}{2}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}}} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^3} > \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^3}$$

$$2) \quad \mathbf{d} \parallel \mathbf{R} \quad \alpha = 0$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(1 - \frac{V_0^2}{c^2} \right) \frac{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^3} < \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|^3}$$

[Folie: \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Felder von Ladungen die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen.]

3.8.2 Felder einer (allgemein) bewegten Punktladung

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

Wird ebenfalls nicht in der Vorlesung berechnet da es zu langwierig ist.

$$\mathbf{d}_{\text{ret}} := \mathbf{r} - \mathbf{R}(t_{\text{ret}}) \quad \mathbf{e}_{\text{ret}} := \frac{\mathbf{d}_{\text{ret}}}{|\mathbf{d}_{\text{ret}}|} \quad \boldsymbol{\beta}(t) = \frac{\mathbf{v}(t)}{c}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{(\mathbf{e}_{\text{ret}} - \boldsymbol{\beta}(t_{\text{ret}}))(1 - \beta^2(t_{\text{ret}}))}{(1 - \mathbf{e}_{\text{ret}} \cdot \boldsymbol{\beta}(t_{\text{ret}}))^3 |\mathbf{d}_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t)|^2} \\ &\quad + \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{e}_{\text{ret}} \times \left[(\mathbf{e}_{\text{ret}} - \boldsymbol{\beta}(t_{\text{ret}})) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}(t_{\text{ret}}) \right]}{c (1 - \mathbf{e}_{\text{ret}} \cdot \boldsymbol{\beta}(t_{\text{ret}}))^3 |\mathbf{d}_{\text{ret}}(\mathbf{r}, t)|} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{c} \mathbf{e}_{\text{ret}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \end{aligned}$$

Bemerkung:

- a) Der erste Term des \mathbf{E} -Feldes:
 $\sim \frac{1}{d_{\text{ret}}^2} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r^2}$ wie in der Elektrostatik
 unabhängig von der Beschleunigung $\dot{\boldsymbol{\beta}}$
- b) Der zweite Term des \mathbf{E} -Feldes:
 $\sim \frac{1}{d_{\text{ret}}} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r}$ dominiert für $r \rightarrow \infty$
 $\sim \dot{\boldsymbol{\beta}}$ verschwindet für eine gleichförmig bewegte Ladung

3.9 Elektromagnetische Felder oszillierender Quellen - EM-Strahlung

oszillierende Ladungs-/Stromverteilung

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= \rho(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \\ \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{j}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \end{aligned}$$

Aus Einfachheit halber in der Notation bekommen die Orts- und Zeitabhängigen Funktionen dieselben Symbole wie die nur Ortsabhängigen.

Beispiele:

Vektorpotential:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} e^{-i\omega(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c})} \quad k = \frac{\omega}{c} \\ &= e^{-i\omega t} \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}_{=: \mathbf{A}(\mathbf{r})} = e^{-i\omega t} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Wir interessieren uns für zeitabhängige Felder in Raumbereichen außerhalb der Ladungs-/Stromverteilung

Annahmen:

- i) zeitabhängige Felder im großen Abstand zur Quelle

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}') = \begin{cases} 0 & r' > R_0 \\ \text{sonst} & \text{beliebig} \end{cases}$$

→ Betrachtung von \mathbf{A} (von \mathbf{A} ist Ausreichend)

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \checkmark$$

$\mathbf{E} = ?$

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \text{für } |\mathbf{r}| > R_0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= c^2 \nabla \times \mathbf{B} = c^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)) \\ &= e^{-i\omega t} c^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{i}{\omega} e^{-i\omega t} c^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})) + \mathbf{f}(\mathbf{r})$$

$$\omega \neq 0 \quad \mathbf{f} \equiv 0$$

- ii) Wellenlänge $\lambda \gg$ Ausdehnung R_0 (Langwellennäherung)

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi c}{\omega} \gg R_0$$

- i) & ii) $R_0 \ll \lambda, r$ Wir integrieren über

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

$$\begin{aligned} |\mathbf{r}-\mathbf{r}'| &= \sqrt{r^2 - 2\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}' + r'^2} \\ &= r \sqrt{1 - e_{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r} + \left(\frac{r'}{r}\right)^2} \\ &\approx r \left(1 - e_{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r}\right) \quad \mathbf{r}' \ll r \end{aligned}$$

$$e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \approx e^{ikr} \underbrace{e^{-ike_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'}}_{\approx 1 - ik e_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}'}$$

mit $kr' = 2\pi \frac{r'}{\lambda} \ll 1$, da $kR_0 \ll 2\pi$

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \approx \frac{1}{r} (1 + e_{\mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r})$$

(aus der Multipolentwicklung)

$$\begin{aligned}
 \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} &\approx e^{ikr} \left(1 - ik\mathbf{e}_r \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r}\right) \left(1 + \mathbf{e}_r \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r}\right) \\
 &= e^{ikr} \left[\frac{1}{r} - ik\mathbf{e}_r \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r} + \frac{1}{r}\mathbf{e}_r \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r} - ik \left(\cancel{\mathbf{e}_r \cdot \frac{\mathbf{r}'}{r}}^2 \right) \right] \\
 &\qquad\qquad\qquad \downarrow \\
 &\qquad\qquad\qquad \mathcal{O}\left(\left(\frac{r'}{r}\right)^2\right) \\
 &\approx \frac{e^{ikr}}{r} \left[1 + \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}' \left(\frac{1}{r} - ik \right) \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \\
 &= \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}')}_{\text{elektrischer Dipolanteil } E1} + \underbrace{\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \left(\frac{1}{r} - ik \right) \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') (\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}')}_{\text{el. Quadrupolanteil und magnetischer Dipolanteil (E2, M1)}}
 \end{aligned}$$

Wir betrachten nun den elektrischen Dipolterm, um zu erklären wie eine bewegte Ladung und die damit verbundene Stromdichte einen elektrischen Dipol darstellen.

elektrischen Dipolterm:

lokalisierte Stromverteilung \mathbf{j}_g :

$$\begin{aligned}
 \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') &= - \int d^3r' \mathbf{r}' \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}') \\
 \nabla \cdot (x \mathbf{j}(\mathbf{r}')) &= x \nabla \cdot \mathbf{j} + \mathbf{j} \cdot \underbrace{\nabla x}_{\mathbf{e}_x} = x \nabla \cdot \mathbf{j} + j_x \\
 \Rightarrow \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' j_x(\mathbf{r}') &= \underbrace{\int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \nabla \cdot (x' \mathbf{j}(\mathbf{r}'))}_{=0} - \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' x' \nabla \cdot \mathbf{j}
 \end{aligned}$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \rho(\mathbf{r}, t) + \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \\
 &= \frac{\partial}{\partial t} e^{-i\omega t} \rho(\mathbf{r}) + \nabla \cdot e^{-i\omega t} \mathbf{j}(\mathbf{r}) \\
 &= -i\omega t \rho(\mathbf{r}, t) + e^{-i\omega t} \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}) \\
 \nabla \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}) &= i\omega t e^{i\omega t} \rho(\mathbf{r}, t) = i\omega \rho(\mathbf{r}) \\
 \Rightarrow \int d^3r' \mathbf{j}(\mathbf{r}') &= -i\omega \underbrace{\int d^3r' \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r})}_{=\mathbf{p} \text{ Dipolmoment}} = -i\omega \mathbf{p} \\
 \Rightarrow \mathbf{A}_{E1}(\mathbf{r}) &= -i\omega \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \mathbf{p} \\
 \mathbf{A}_{E1}(\mathbf{r}, t) &= e^{-i\omega t} \mathbf{A}_{E1}(\mathbf{r}) = -i\omega \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \underbrace{e^{-i\omega t} \mathbf{p}}_{\int d^3r' \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}, t) = \mathbf{p}(t)}
 \end{aligned}$$

3.9.1 Elektrische Dipolstrahlung

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\omega t} \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = -i\omega \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \mathbf{p}$$

Wir wollen nun hieraus die elektrischen und magnetischen Felder berechnen.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\omega t} \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{A} &= -i\omega \frac{\mu_0}{4\pi} \underbrace{\nabla \times \left(\frac{e^{ikr}}{r} \mathbf{p} \right)}_{= -\mathbf{p} \times \underbrace{\nabla \frac{e^{ikr}}{r}}_{= \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial t} \frac{e^{ikr}}{r} = ik \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right)}} \\ &= i\omega \frac{\mu_0}{4\pi} ik \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) (\mathbf{p} \times \mathbf{e}_r) \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr} \right) \mathbf{e}_r \times \mathbf{p} \quad \mathbf{B} \perp \mathbf{e}_r, \mathbf{r}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{i}{\omega} e^{-i\omega t} c^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}))$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \left\{ \underbrace{k^2 (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r}_{\text{transversal Komponenten } (\perp \text{ zu } \mathbf{e}_r)} + \left(\frac{1}{r^2} - \frac{ik}{r} \right) \underbrace{[3\mathbf{e}_r(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}]}_{\text{auch Komponenten entlang } \mathbf{e}_r} \right\}$$

Grenzfall:

statischer Dipol $\omega \rightarrow 0 \quad k \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &\rightarrow \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3\mathbf{e}_r(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}}{r^3} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

Fernbereich (Strahlungszone)

$$kr \gg 1 \quad r \gg \lambda \quad \frac{1}{kr} \ll 1 \quad \frac{k^2}{r} = \frac{k^2 r^2}{r^3} \gg \frac{1}{r^3} \quad \frac{k}{r^2} = \frac{k^2}{kr r} \ll \frac{k^2}{r}$$

$$\Rightarrow \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e^{i(kr-\omega t)} \left\{ \frac{k^2}{r} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r + \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) [3\mathbf{e}_r(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \right\}$$

da, wie oben gezeigt, diese Terme $\frac{1}{r^3}$, $\frac{ik}{r^2}$ vernachlässigbar klein im Vergleich zu $\frac{k^2}{r}$ sind.

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &\approx \frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \mathbf{e}_r \times \mathbf{p} \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &\approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} k^2 \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r \\ &= c\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{e}_r \quad \mathbf{E} \perp \mathbf{B}, \mathbf{e}_r \end{aligned}$$

wir erhalten also sich transversal ausbreitende Kugelwellen.

Bemerkungen:

i) $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{e}_r$ orthogonal

ii) $|\mathbf{E}| \sim \frac{1}{r} \quad |\mathbf{B}| \sim \frac{1}{r}$

Strahlungsfelder

[Folie: Strahlungsfelder]

Widerholung

$$R_0 \ll \lambda \ll r$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \approx \frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \mathbf{e}_r \times \mathbf{p}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &\approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} k^2 \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} (\mathbf{e}_r \times \mathbf{p}) \times \mathbf{e}_r \\ &= c\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{e}_r \end{aligned}$$

$$\mathbf{E} \perp \mathbf{B}, \mathbf{e}_r$$

$$\text{mit } \mathbf{p} = \int d^3r' \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}')$$

3.9.2 Energiestromdichte

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \\ &= \frac{c}{\mu_0} \underbrace{(\mathbf{B} \times \mathbf{e}_r) \times \mathbf{B}}_{\substack{\mathbf{e}_r \mathbf{B}^2 + \mathbf{B}(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{B}) \\ \parallel \\ 0}} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{S} = \frac{c}{\mu_0} \mathbf{B}^2 \mathbf{e}_r$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \Re \left\{ \frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r} \mathbf{e}_r \times \mathbf{p} \right\} \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \mathbf{e}_r \times \mathbf{p} \frac{\cos(kr - \omega t)}{r} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{\mu_0} \left(\frac{\mu_0}{4\pi} ck^2 \right)^2 \underbrace{(\mathbf{e}_r \times \mathbf{p})^2}_{\parallel} \mathbf{e}_r \frac{\cos^2(kr - \omega t)}{r}$$

$$\Rightarrow \mathbf{S} = \frac{c}{16\pi^2\epsilon_0} \frac{k^4 p^2}{r^2} \sin^2 \theta \cos^2(kt - \omega t) \mathbf{e}_r$$

gemittelt über Periode $T = \frac{2\pi}{\omega}$

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T dt \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \\ &= \frac{c}{32\pi^2\epsilon_0} \frac{k^4 p^2}{r^2} \sin^2 \theta \mathbf{e}_r \end{aligned} \quad k = \frac{\omega}{c}$$

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{32\pi^2 \varepsilon_0} \frac{\omega^4 p^2}{c^3 r^2} \sin^2 \theta \mathbf{e}_r$$

- i) Abstrahlung $\propto \mathbf{e}_r$
- ii) Energieflussdichte $\propto \frac{1}{r^2}$
- iii) in Raumwinkelementen $d\Omega$ abgestrahlte Leistung

$$dP = \langle \mathbf{S} \rangle \cdot d\mathbf{f}$$

$$\text{mit } d\mathbf{f} = \mathbf{e}_r r^2 d\Omega$$

$$\Rightarrow dP = \frac{\omega^4 p^2}{32\pi^2 \varepsilon_0 c^3 r^2} r^2 \sin^2 \theta d\Omega$$

$$\frac{\partial P}{\partial \Omega} = \frac{\omega^4 p^2}{32\pi^2 \varepsilon_0 c^3} \sin^2 \theta$$

- iv) Winkelabhängigkeit: $\propto \sin^2 \theta$
- v) **gesamte abgestrahlte Leistung**

$$P = \int_{4\pi} d\Omega \frac{dP}{d\Omega} \stackrel{\int d\Omega \sin^2 \theta = \frac{8\pi}{3}}{=} \frac{1}{12\pi \varepsilon_0 c^3} \omega^4 p^2$$

$$P = \int_{4\pi} d\Omega \frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{12\pi \varepsilon_0 c^3} \omega^4 p^2$$

Der rest der Vorlesung ist nicht mehr Klausurrelevant.

Kapitel 4

Relativitätstheorie und Elektrodynamik

Ziel dieses Kapitels ist es, die Maxwellgleichungen relativistisch-kovariant darstellen zu können. Hierzu benötigen wir aber zunächst eine kurze Wiederholung der Formalismen der Relativitätstheorie.

4.1 Spezielle Relativitätstheorie (Wiederholung)

Inertialsysteme:

Bezugssysteme, in denen sich ein Kräftefreier Körper geradlinig und gleichförmig bewegt.

4.1.1 Newtonsche Mechanik und Galileitransformation (Exkurs)

Newtonsche Mechanik

in der **Newtonschen Mechanik** gilt das Galileische Relativitätsprinzip:

Alle IS sind gleichwertig, d.h. physikalische Gesetze haben in allen IS die gleiche Form.

Der Übergang zwischen IS verläuft mittels der **Galileitransformation**: $\mathbf{v} = v\mathbf{e}_x$ $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{v}t$
Transformationskoordinaten:

$$x' = x - vt \quad y' = y \quad z' = z \quad t' = t$$

Transformation von Geschwindigkeiten

$$u' := \frac{x'}{t'} = \frac{x - vt}{t} = \frac{x}{t} - v = u - v$$
$$u = u' + v$$

Geschwindigkeitsaddition ist also linear.

Exp: Lichtgeschwindigkeit c ist in allen Systemen gleich ⚡

Einsteinsches Relativitätsprinzip

Grundlagen:

- 1) Alle IS sind gleichwertig
- 2) Die Lichtgeschwindigkeit c ist in allen IS gleich

4.1.2 Lorentztransformation und relativistische Notation

Ereignis in S bei t, x, y, z hat in S' die Koordinaten t', x', y', z'

Der Zusammenhang ist gegeben durch die Lorentztransformation.

Lorentztransformation

$$t' = \gamma \left(-\frac{\beta}{c}x + t \right) \quad x' = \gamma(x - vt) \quad y' = y \quad z' = z$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Grenzfall: $\left| \frac{v}{c} \right| \ll 1 : \quad \beta \rightarrow 0, \gamma \rightarrow 1$

$$\Rightarrow \quad t' = t \quad x' = x - vt \quad y' = y \quad z' = z$$

relativistische Notation

t, x, y, z : Ereignis im **Minkowski-Raum**

Vierervektor

$$(x^\mu) : \quad x^\mu \quad \mu = 0, 1, 2, 3$$

$$x^0 = ct \quad x^1 = x \quad x^2 = y \quad x^3 = z \quad (x^\mu) = \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Darstellung: Raum-Zeit-Diagramme oder auch Minkowski-Diagramme: Abstand zweier Ereignisse

$$(x_A^\mu) = (x_A^0, x_A^1, x_A^2, x_A^3) = (ct_A, x_A, y_A, z_A)$$

$$(x_B^\mu) = (x_B^0, x_B^1, x_B^2, x_B^3) = (ct_B, x_B, y_B, z_B)$$

Abstand:

$$(\Delta s)^2 := (x_A^0 - x_B^0)^2 - (x_A^1 - x_B^1)^2 - (x_A^2 - x_B^2)^2 - (x_A^3 - x_B^3)^2$$

$$= c^2(t_A - t_B)^2 - (x_A - x_B)^2 - (y_A - y_B)^2 - (z_A - z_B)^2$$

Wegelement ds :

$$(ds)^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

$$= (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2$$

$$= \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

mit $g_{\mu\nu}$ dem metrischen Tensor: $g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$ Lorentztransformation: $S \rightarrow S'$

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu \rightarrow \begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \overbrace{\begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}^{=: \Lambda^\mu_\nu} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

Einsteinsche Summen-Konvention

$$x'^{\mu} = \sum_{\nu} \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} := \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu}$$

Bei gleichen Indices, einer oben, einer unten, wird die Summe weggelassen es wird dann über diesen Index aufsummiert.

4.1.3 Skalare, Vektoren, Matrizen, Tensoren in der vierdimensionalen Raum-Zeit

Skalare

Größen, die invariant sind unter Lorentztransformation (LT)

Beispiele:

- i) Abstand: $\Delta s, ds$
- ii) Eigenzeit: $d\tau = \sqrt{1 - \left(\frac{v(t)}{c}\right)^2} dt$
- iii) c, m_0, q

Vierervektoren

Ortsvektor: $x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu}$

Ein Vierervektor b ist eine vierkomponentige Größe (b^{μ}), welche sich bei LT wie die Komponenten des Ortsvektors transformiert:

$$b'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} b^{\nu}$$

Beispiele:

- i) Ortsvektor
- ii) Vierergeschwindigkeit $u = (u^{\mu})$
 Wurde eingeführt, da sich die normale Geschwindigkeit nicht wie der Ortsvektor transformiert.

$$u^{\mu} := \frac{\partial x^{\mu}}{\partial \tau}$$

$$\begin{aligned} dx^{\mu} &= (dx^0, dx^1, dx^2, dx^3) \\ &= (cdt, dx, dy, dz) \end{aligned}$$

$$d\tau' = d\tau$$

$$dx'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} dx^{\nu} \quad u'^{\mu} = \frac{\partial x'^{\mu}}{\partial \tau'} = \Lambda^{\mu}_{\nu} u^{\nu}$$

$$u^0 = \frac{dx^0}{d\tau} = \gamma \frac{d}{dt} ct = \gamma c$$

$$u^1 = \frac{dx^1}{d\tau} = \gamma \frac{dx}{dt} = \gamma v_x$$

$$(u^{\mu}) = \gamma \begin{pmatrix} c \\ \mathbf{v} \end{pmatrix}$$

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} \quad x'_{\mu} = \bar{\Lambda}_{\mu}^{\nu} x_{\nu}$$

„Skalarprodukt“ zweier Vierervektoren

$$\begin{aligned} (a^{\mu}), (b^{\mu}) : \quad a \cdot b &:= a^0 b^0 - a^1 b^1 - a^2 b^2 - a^3 b^3 \\ \rightarrow (\Delta s)^2 &= (x_A - x_B) \cdot (x_A - x_B) \end{aligned}$$

Kovariante und Kontravariante Vektorkomponenten

$$(a^\mu) = (a^0, a^1, a^2, a^3)$$

$$(a_\mu) := (a^0, -a^1, -a^2, -a^3)$$

a^μ : Kontravariante Komponenten

a_μ : Kovariante Komponenten

$$a \cdot b = \sum_{\mu} a^\mu b_\mu = a^\mu b_\mu$$

$$g_{\mu\nu} : \quad x_\mu = g_{\mu\nu} x^\nu \quad x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu$$

Dies nennt man auch das Herauf- oder Herunterziehen der Indizes.

$$\begin{aligned} x_1 &= g_{1\nu} x^\nu \\ &= g_{10} x^0 + g_{11} x^1 + g_{12} x^2 + g_{13} x^3 \\ &= -x^1 \end{aligned}$$

Tensoren

Größe mit oberen und/oder unteren Indizes, wobei sich jeder obere Index Kontravariant und jeder untere Index Kovariant transformiert.

Beispiel: Tensor 3. Stufe

$$T^{\alpha\beta}_{\gamma} : \quad T'^{\alpha\beta}_{\gamma} = \Lambda^{\alpha}_{\mu} \Lambda^{\beta}_{\nu} \bar{\Lambda}_{\gamma}^{\sigma} T^{\mu\nu}_{\sigma}$$

metrischer Tensor: $g_{\mu\nu}$, Feldstärketensor $F^{\mu\nu}$