1. GA: Das von einer vorgegebenen Quellverteilung verursachte Feld

Elektrodynamik

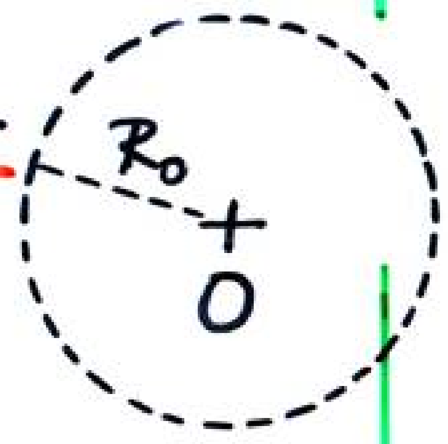
$\rho(\vec r,t), \vec j(\vec r,t)$ vorgegeben, KG

$\operatorname{div}\vec j(\vec r,t) + \frac{\partial \rho(\vec r,t)}{\partial t} = 0$ erfüllt

Elektrostatik

$\rho(\vec r)$ vorgegeben $(\vec j \equiv \vec 0)$

Annahme: Quellverteilung räumlich lokalisiert



$$\left.\begin{aligned} \rho(\vec r,t) &= 0 \\ \vec j(\vec r,t) &= \vec 0 \end{aligned}\right\} r > R_0,\ \forall t$$

$\rho(\vec r) = 0$ für $r > R_0$

Hinreichend für $\exists$ aller im folgenden auftretenden (formal) uneigentlichen Integrale.

FG für Potentiale $\varphi(\vec r,t), \vec A(\vec r,t)$:

$$\boxed{\begin{aligned} \Delta\varphi(\vec r,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi(\vec r,t)}{\partial t^2} &= -4\pi\rho(\vec r,t) \\ \Delta\vec A(\vec r,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec A(\vec r,t)}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c}\vec j(\vec r,t) \\ \operatorname{div}\vec A(\vec r,t) + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi(\vec r,t)}{\partial t} &= 0 \end{aligned}}$$

FG für Potential $\varphi(\vec r)$ $(\vec A \equiv \vec 0)$

$$\boxed{\Delta\varphi(\vec r) = -4\pi\rho(\vec r)}$$

$[\ \vec E(\vec r) = -\operatorname{grad}\varphi(\vec r) \quad (\vec B \equiv \vec 0)\ ]$

"Eleganter": $\Box \underline{A} = \frac{4\pi}{c}\underline{j}$

$\underline{\partial}\cdot\underline{A} = 0$

$(A^\mu) = (\varphi, \vec A)$

$(j^\mu) = (c\rho, \vec j)$, $(\partial^\mu) = \left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}, -\vec\nabla\right)$

Räumlich asymptotische Bedingung, welche die Feldstärke(n)

$\vec{E}(\vec{r},t)$, $\vec{B}(\vec{r},t)$	$\vec{E}(\vec{r})$ $\quad (\vec{B} \equiv \vec{0})$

eindeutig festlegt und das von der vorgegebenen Quellverteilung verursachte Feld ergibt, welche also die Potentiale (das Potential)

$\varphi(\vec{r},t)$, $\vec{A}(\vec{r},t)$	$\varphi(\vec{r})$

bis auf Eichtransformationen (Lorenzeichklasse) festlegt:

Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung:	Asymptotische Bedingung:
physikalisch: asymptotisch nur auslaufende Wellen	physikalisch: Feldstärke muß im Unendlichen "verschwinden"
mathematisch: komplizierte asympt. Bdgn. für Komponenten von $\vec{E}(\vec{r},\omega)$, $\vec{B}(\vec{r},\omega)$	mathematisch: $\vec{E}(\vec{r}) = -\operatorname{grad}\varphi(\vec{r}) \xrightarrow[r\to+\infty]{} \vec{0}$
"Bricht" Bewegungsumkehrsymmetrie der Grundgln.: Zeitpfeil, Irreversibilität!	
$\Downarrow$ (Rechnung schwierig)	$\Downarrow$ (Rechnung einfach[er])
Lsg. $\exists$, eindeutig für E, B!	Lsg. $\exists$, eindeutig für $\vec{E}$!
$\varphi_{ret}(\vec{r},t)$, $\vec{A}_{ret}(\vec{r},t)$ retard. Potentiale	$\varphi_c(\vec{r})$ Coulombpotential
$\vec{E}_{ret}(\vec{r},t)$, $\vec{B}_{ret}(\vec{r},t)$ retard. Felder	$\vec{E}_c(\vec{r})$ Coulombfeld

$$\left.\begin{array}{l}\varphi_{ret}(\vec{r},t),\ \vec{A}_{ret}(\vec{r},t)\\ \vec{E}_{ret}(\vec{r},t),\ \vec{B}_{ret}(\vec{r},t)\end{array}\right\}$$ "Hätten wir gerne..."

$$\left.\begin{array}{l}\varphi_c(\vec{r})\\ \vec{E}_c(\vec{r})\end{array}\right\}$$ "Kennen wir..."

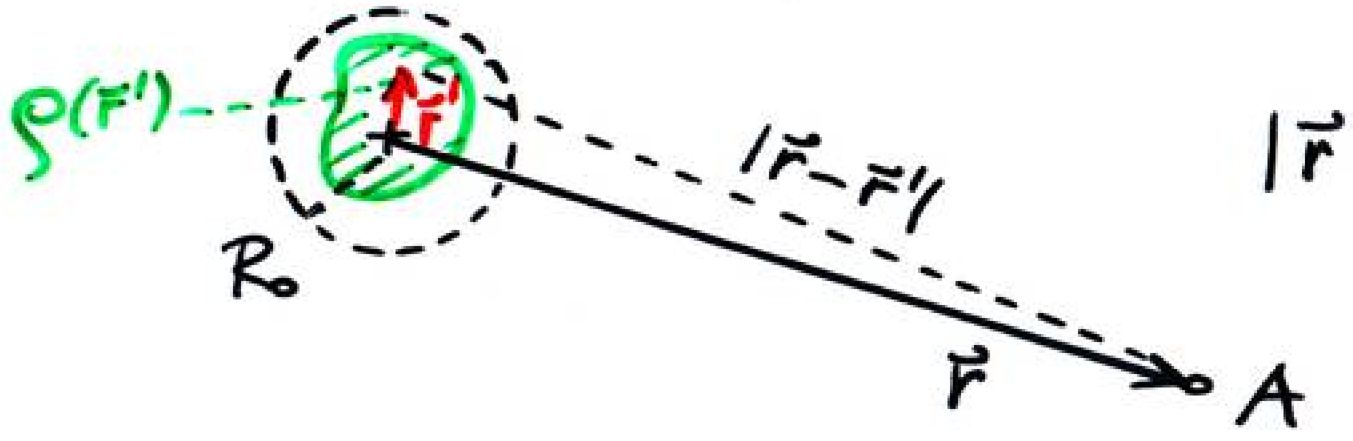
(Eichfreiheit nur additive Konstante im Potential, da nur $\varphi_0(\vec{r}) = \text{konst.}$ eine überall stetige Lsg. von $\Delta\varphi_0(\vec{r}) = 0$ ist)

$$\boxed{\varphi_c(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}} \qquad \varphi_c \sim \frac{1}{r}$$

(Formel gilt, wenn $\int \exists$)

$$\boxed{\vec{E}_c(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}\,')(\vec{r}-\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|^3}} \qquad E_{cj} \sim \frac{1}{r^2}$$

✓ (asympt. Bdg. erfüllt)



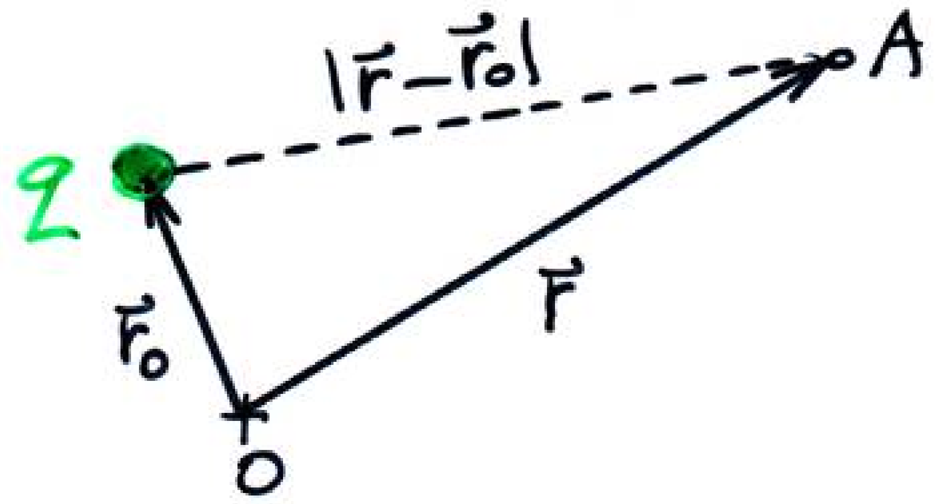
$|\vec{r}-\vec{r}\,'| \sim r$ für $r \gg R_0$, $r' < R_0$

Weiter Elektrostatik:

Näher angeschaut, da "Sprungbrett" zum Erraten von φ_{ret}, $\vec{A}_{ret}$ in Dynamik.

$$\varphi_c(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} \qquad (1)$$

Spezialfall:



$$\rho(\vec{r}\,') = q\,\delta(\vec{r}\,'-\vec{r}_0)$$

$$\Downarrow$$

$$\varphi_c(\vec{r}) = \frac{q}{|\vec{r}-\vec{r}_0|} \quad \checkmark$$

Wie verifiziert man am einfachsten, daß $\varphi_c(\vec{r})$ Gl. (1) Partikulärlösung von $\Delta\varphi(\vec{r}) = -4\pi\rho(\vec{r})$ ist?

Lineare Theorie: "LEGO-Baukastenmethode"

$$G_c(|\vec{r}-\vec{r}\,'|) := \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}$$

Greensche Fkt. von Δ für unendl. Raum ("natürl. RB")

Homogenität & Isotropie des Bezugsraumes bzgl. I

physikalische Bedeutung:

Potential am Ort $\vec{r}$, welches von einer Einheitspunktladung ($q = 1$ el.st. LE) am Ort $\vec{r}\,'$ "verursacht" wird

"LEGO-Baukastenmethode" (Methode der Greenschen Fkt.):

$$\varphi_c(\vec{r}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \frac{\rho(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} \quad , \quad G_c(|\vec{r}-\vec{r}\,'|) = \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}$$

$$\Delta \left| \quad \begin{aligned} \varphi_c(\vec{r}) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\vec{r}\,') \, G_c(|\vec{r}-\vec{r}\,'|) \\ -4\pi\rho(\vec{r}) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\vec{r}\,') \left[-4\pi\delta(\vec{r}-\vec{r}\,')\right] \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\boxed{\begin{array}{c} \varphi_c(\vec{r}) \text{ Partikulärlösung von } \Delta\varphi(\vec{r}) = -4\pi\rho(\vec{r}) \\ \Updownarrow \\ G_c(|\vec{r}-\vec{r}\,'|) \text{ Partikulärlösung von } \Delta G(\vec{r};\vec{r}\,') = -4\pi\delta(\vec{r}-\vec{r}\,') \end{array}}$$

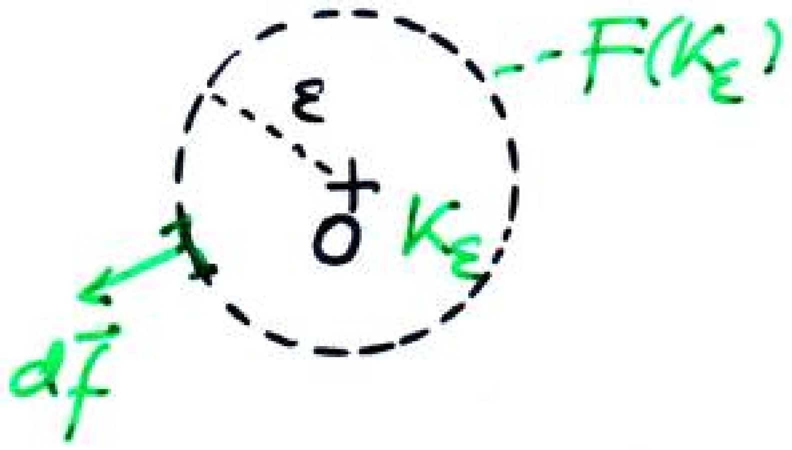
Jede Lsg. dieser Dgl. heißt Greensche Fkt. des Laplaceoperators. Es gibt auch Lsg., welche nicht nur von $|\vec{r}-\vec{r}\,'|$ abhängen! (z.B. bei RB im Endlichen)

Zu verifizieren bleibt also nur

$$\Delta \frac{1}{|\vec r - \vec r\,'|} = -4\pi\,\delta(\vec r - \vec r\,') \quad \text{bzw.} \quad \underline{\Delta \frac{1}{r} = -4\pi\,\delta(\vec r)}$$

1) $\Delta \frac{1}{r} = 0$ für $r \neq 0$ ✓

2) $\int\limits_{K_\varepsilon} d^3r\, \Delta \frac{1}{r} = -4\pi$ ✓



Heuristischer Rateweg für φ_{ret}, $\vec A_{ret}$

Elektrostatik:

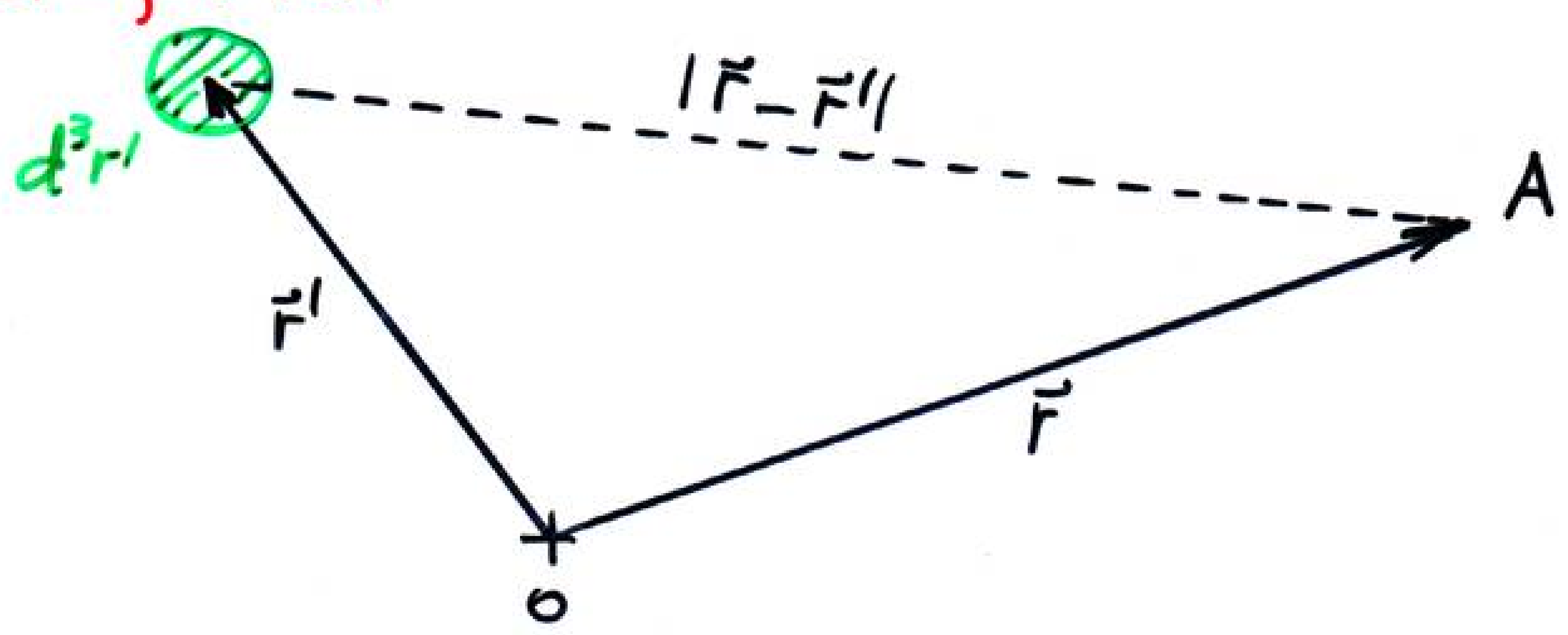
FG für φ: $\quad \Delta\varphi(\vec r) = -4\pi\rho(\vec r)$

Durch ρ "verursacht":

$$\varphi_c(\vec r) = \int\limits_{\mathbb{R}^3} d^3r'\, \frac{\rho(\vec r\,')}{|\vec r - \vec r\,'|}$$

Interpretiert als lineare Superposition von "Teilwirkungen" (FG für φ linear): Beitrag des Volumselementes d^3r'

$dQ = \rho(\vec r\,')\,d^3r'$



$$\frac{dQ}{|\vec r - \vec r\,'|} = \frac{\rho(\vec r\,')\,d^3r'}{|\vec r - \vec r\,'|}$$

"Teilursache"

"Teilwirkung" im Aufpunkt

Elektrodynamik:

Was würde man bei unendlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wirkung erwarten?

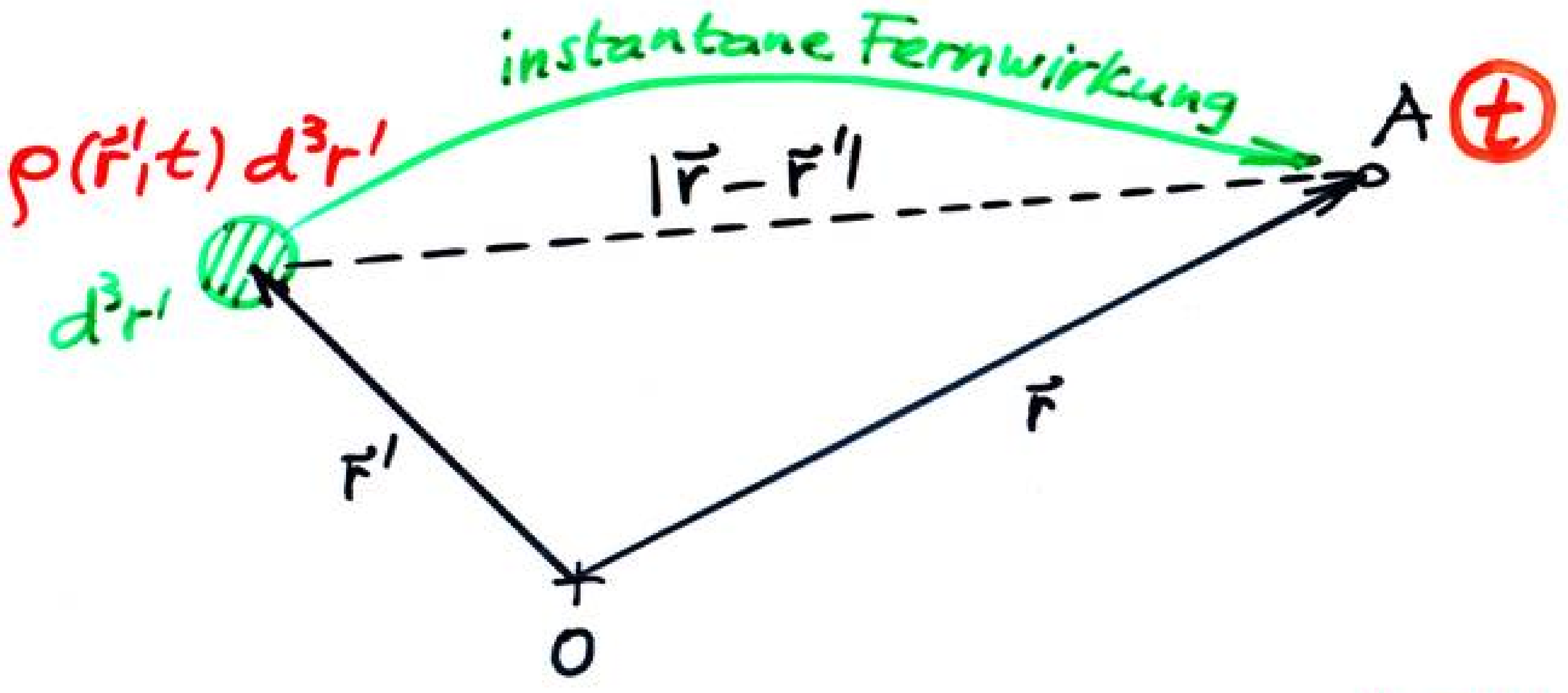
Analog wie in Newtonscher Gravitationstheorie hätte man als FG für φ:

$$\Delta\varphi(\vec{r},t) = -4\pi\rho(\vec{r},t)$$

und für das durch ρ "verursachte" Potential:

$$\varphi_c(\vec{r},t) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}\,',t)}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}$$

$dQ = \rho(\vec{r}\,',t)\, d^3r'$



$$\frac{dQ}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} = \frac{\rho(\vec{r}\,',t)\, d^3r'}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}$$

Beitrag des Volums- elementes d^3r' zur Wirkung im Aufpunkt A zum Zeitpunkt t

"Teilursache"

"Teilwirkung" im Aufpunkt zum Zeitpunkt t
("Wirkung" instantan)

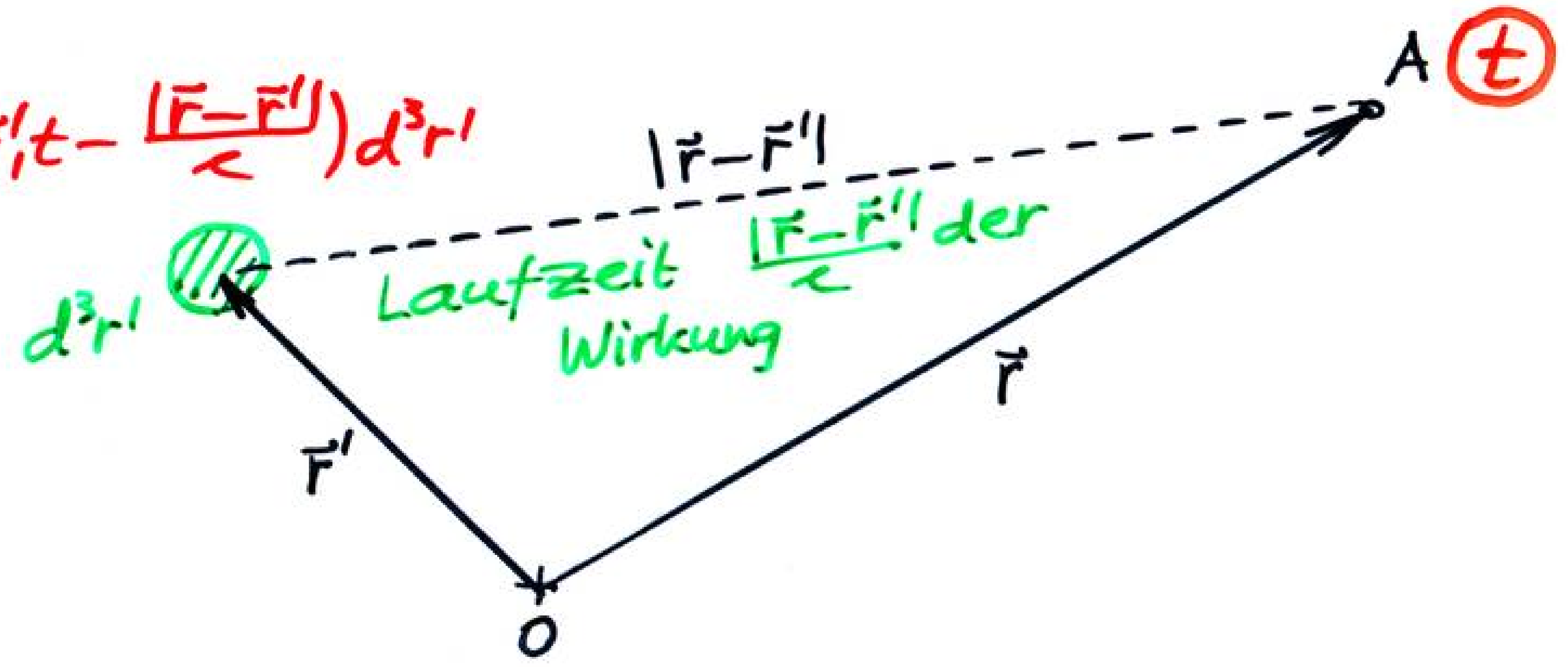
Da aber die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Wirkungen endlich ($= c$) ist, hat man als FG für φ:

$$\Delta\varphi(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -4\pi\rho(\vec{r},t)$$

Vermutung für das von ρ "verursachte" Potential:

$$\varphi_{ret}(\vec{r},t) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$$

$$dQ_{ret} = \rho\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}\right) d^3r'$$



$$\frac{dQ_{ret}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{\rho\left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}\right) d^3r'}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$$

Beitrag des Volumselementes d^3r' zur Wirkung im Aufpunkt A zum Zeitpunkt

"Teilursache" Kausalitätsargument "Teilwirkung" im Aufpunkt zum Zeitpunkt t

(Wirkung retardiert)

Also: Vermutung, daß

$$\boxed{\begin{aligned} \varphi_{ret}(\vec{r},t) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}\,', t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}{c})}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} \\ \vec{A}_{ret}(\vec{r},t) &= \frac{1}{c}\int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\vec{j}(\vec{r}\,', t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}{c})}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} \end{aligned}}$$

Partikulärlösungen von

$$\Delta\varphi(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -4\pi\rho(\vec{r},t)$$

$$\Delta\vec{A}(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\vec{j}(\vec{r},t)$$

und

$$\operatorname{div}\vec{A}(\vec{r},t) + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi(\vec{r},t)}{\partial t} = 0$$

sind, und daß $\vec{E}_{ret}(\vec{r},t)$, $\vec{B}_{ret}(\vec{r},t)$ asymptotisch die Ausstrahlungsbedingung erfüllen (asymptotisch nur auslaufende Wellen).

Beachte: $\varphi_{ret} \sim \frac{1}{r}$, $A_{ret,j} \sim \frac{1}{r}$, aber

i.a. $E_{ret,j} \sim \frac{1}{r}$, $B_{ret,j} \sim \frac{1}{r}$ (Strahlung!)

(sonst $\sim \frac{1}{r^2}$).

Diese Vermutung wird sich als richtig erweisen!

Ferner: Formeln auch gültig, wenn Quellverteilung nicht lokalisiert (im engeren Sinne), wofern nur obige Integrale $\exists$

Warum "heuristischer Rateweg"?
War das Kausalitätsargument nicht physikalisch zwingend?

1) Potentiale werden nicht "verursacht" (sind nur mathematische Hilfsgrößen, unendlich vieldeutig [Eich=transformationen], keine meßbaren Größen)

2) Gleichartige "Argumentation" für $\vec{E}$-Feld ($\vec{E}$-Felder werden "verursacht") wäre aber "danebengegangen":

$$\vec{E}_{ret}(\vec{r},t) \neq \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c})\,(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} \sim \frac{1}{r^2} \quad !$$

Analog für $\vec{B}$-Feld, wenn man Biot-Savart-Feld der Magnetostatik auf diese Weise "adaptiert" hätte.

(Dagegen führt die "Adaptierung" des Vektorpotentials des Biot-Savart-Feldes sehr wohl auf $\vec{A}_{ret}(\vec{r},t)$.)

Avancierte Potentiale

Offensichtlich: Falls $\varphi_{ret}, \vec{A}_{ret}$ Partikulärlösungen der inhomogenen WG für $\varphi, \vec{A}$ sind, so gilt dies auch für

$$\boxed{\begin{aligned} \varphi_{av}(\vec{r},t) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho(\vec{r}', t + \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c})}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \\ \vec{A}_{av}(\vec{r},t) &= \frac{1}{c} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\vec{j}(\vec{r}', t + \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c})}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \end{aligned}}$$

$\sim \frac{1}{r}$

Weitere Vermutung: Falls ferner $\varphi_{ret}, \vec{A}_{ret}$ die LK erfüllen, so tun dies auch $\varphi_{av}, \vec{A}_{av}$.

$\vec{E}_{av}, \vec{B}_{av}$ nicht Lsg. der 1. GA, aber trotzdem nicht "wertlos" (s. später).

asymptotisch einlaufende Wellen!

i.a. $\sim \frac{1}{r}$

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

1. Schritt: Verifikation, daß $\varphi_{\substack{ret\\av}}$, $\vec{A}_{\substack{ret\\av}}$ Partikulärlösungen der inhom. WG für φ, $\vec{A}$ sind

Wie in Elektrostatik "LEGO-Baukastenmethode" (Methode der Greenschen Fkt.)

$$\varphi_{\substack{ret\\av}}(\vec{r},t) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \, \frac{\rho\left(\vec{r}\,', t \mp \frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}{c}\right)}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \int_{\mathbb{R}} dt' \, \rho(\vec{r}\,', t') \underbrace{\frac{\delta\left(t-t' \mp \frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}{c}\right)}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}}_{=: G_{\substack{ret\\av}}(|\vec{r}-\vec{r}\,'|, t-t')}$$

$\vec{A}_{\substack{ret\\av}}$ analog

$$G_{\substack{ret\\av}}(|\vec{r}-\vec{r}\,'|, t-t') = \frac{\delta\left(t-t' \mp \frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}{c}\right)}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}$$

Greensche Fktn. von $-\Box = \Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}$ für unendlichen Raum

($\substack{\text{auslauf.}\\\text{einlauf.}}$ Wellen im Unendlichen)

Homogenität & Isotropie des Raumes und Homogenität der Zeit in bezug auf ein Inertial=system

$$\left.\begin{aligned}\varphi_{\substack{ret\\av}}(\vec r,t) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \int_{\mathbb{R}} dt'\, \rho(\vec r\,',t')\, G_{\substack{ret\\av}}(|\vec r-\vec r\,'|,t-t') \\ 4\pi\rho(\vec r,t) &= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \int_{\mathbb{R}} dt'\, \rho(\vec r\,',t')\, 4\pi\,\delta(\vec r-\vec r\,')\,\delta(t-t')\end{aligned}\right\} \Rightarrow$$

$$\boxed{\begin{gathered}\varphi_{\substack{ret\\av}}(\vec r,t) \text{ Partikulärlösung von } \Box\varphi(\vec r,t) = 4\pi\rho(\vec r,t) \\ \Updownarrow \\ G_{\substack{ret\\av}}(|\vec r-\vec r\,'|,t-t') \text{ Partikulärlösung von } \Box G(\vec r,t;\vec r\,',t') = 4\pi\,\delta(\vec r-\vec r\,')\,\delta(t-t')\end{gathered}}$$

Jede Lsg. dieser Dgl. heißt
Greensche Fkt. von $-\Box = \Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}$.
Es gibt auch Lsgn., welche nicht
nur von $|\vec r-\vec r\,'|$, $t-t'$ abhängen!
(z.B. bei RB und AB im Endlichen)

Zu verifizieren bleibt also nur

$$\Box \frac{\delta\left(t-t' \mp \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}\right)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = 4\pi\,\delta(\vec{r}-\vec{r}')\,\delta(t-t') \quad \text{bzw.}$$

$$\Box \frac{\delta\left(t \mp \frac{r}{c}\right)}{r} = 4\pi\,\delta(\vec{r})\,\delta(t)$$

$$\left.\begin{array}{l} 1)\quad \Box \dfrac{\delta\left(t \mp \frac{r}{c}\right)}{r} = 0 \quad \text{für } r \neq 0,\ t \neq 0 \quad ✓ \\[2ex] 2)\quad \displaystyle\int_{K_\varepsilon} d^3r \int_{-\eta/2}^{+\eta/2} dt\, \underbrace{\Box}_{\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \underbrace{\operatorname{div}}_{\text{Gauß}} \operatorname{grad}} \frac{\delta\left(t \mp \frac{r}{c}\right)}{r} = 4\pi \quad ✓ \end{array}\right\} \text{Aufgabe } 5$$

2. Schritt: Verifikation, daß $\varphi_{ret}, \vec{A}_{ret}$ einerseits, $\varphi_{av}, \vec{A}_{av}$ andrerseits Lorenzkonvention erfüllen

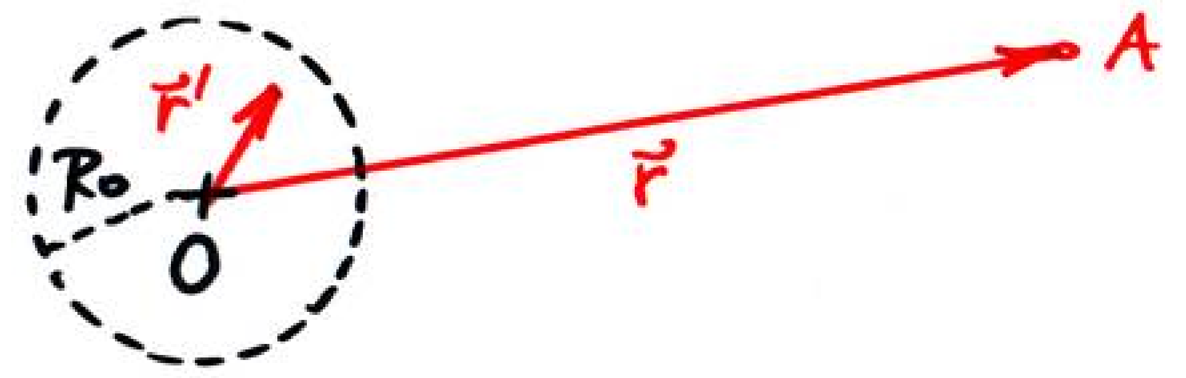
$$\operatorname{div} \vec{A}_{\substack{ret\\av}}(\vec{r},t) + \frac{1}{c}\frac{\partial \varphi_{\substack{ret\\av}}(\vec{r},t)}{\partial t} = \dots \quad \text{(s. Skriptum)}$$

$$= \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \int_{\mathbb{R}} dt'\, G_{\substack{ret\\av}}(|\vec{r}-\vec{r}'|, t-t') \underbrace{\left[\operatorname{div}' \vec{j}(\vec{r}',t') + \frac{\partial \rho(\vec{r}',t')}{\partial t'}\right]}_{0 \ (KG)}$$

$$= 0 \quad \checkmark$$

3. Schritt: Verifikation, daß bei $\vec{E}_{ret}, \vec{B}_{ret}$ [$\vec{E}_{av}, \vec{B}_{av}$] asymptotisch nur auslaufende [einlaufende] Wellen

Weg: $\varphi_{\substack{ret\\av}}, \vec{A}_{\substack{ret\\av}} \longrightarrow \vec{E}_{\substack{ret\\av}}, \vec{B}_{\substack{ret\\av}}$: Entwicklung von $|\vec{r}-\vec{r}'|$, $\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$, $\frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^2}$ etc. nach Potenzen von $\frac{r'}{r}$ gibt Multipolentwicklung für FS



asympt. führenden Term von $\vec{E}, \vec{B}, \vec{S}$ "anschauen"

Durchführung: Langwierig, können wir aus Zeitgründen nicht vorführen.

ABER: Werden wir später für Sonderfall (beschleunigt bewegte Punktladung) für $\vec{E}_{ret}, \vec{B}_{ret}$ explizit rechnen.

HIER STATTDESSEN ANDERE ÜBERLEGUNG (W. Thirring), welche zusätzlichen Einblick gibt: Bestärkt, daß retardierte Lsg. Lsg. der 1. GA ist, zeigt, daß avancierte Lsg. nicht nutzlos ist.

Physikalische Situation: bekannte (vorgegebene) Quellverteilung im Endlichen vorhanden
bestimmtes (evt. nicht allein von den vorgegebenen Quellen im Endlichen verursachtes) elm. Feld vorhanden

Rein mathematisch muß für die Potentiale dieses vorhandenen Feldes gelten:

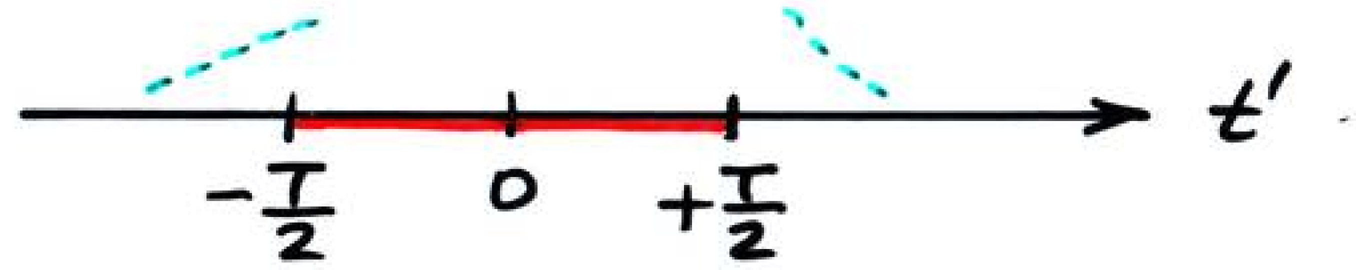
$$\boxed{\begin{aligned} A^\mu &= A^\mu_{ret} + A^\mu_{ein} \\ &= A^\mu_{av} + A^\mu_{aus} \end{aligned} \qquad \text{mit} \quad \Box A^\mu_{\substack{ein\\aus}} = 0\,, \quad \underline{\partial}\cdot\underline{A}_{\substack{ein\\aus}} = 0}$$

Frage: "Physikalische Bedeutung" von A^μ_{ret}, A^μ_{ein}, A^μ_{aus}, $A^\mu_{aus} - A^\mu_{ein} = A^\mu_{ret} - A^\mu_{av}$?

Antworten: Können wir mit dem "TRICK" herausfinden, daß wir fiktive zeitlich lokalisierte Quellen betrachten

keine Quellen im Endlichen vorhanden

$$\left.\begin{aligned} \rho(\vec r\,', t') &= 0 \\ \vec{j}(\vec r\,', t') &= \vec 0 \end{aligned}\right\} \text{ für } t' < -\frac{T}{2}\,,\ t' > +\frac{T}{2}$$



Quellen im Endlichen vorhanden

"Einschalten" "Ausschalten" von Quellen im Endlichen

$$A^\mu_{\substack{ret\\av}}(\underbrace{x^0, x^1, x^2, x^3}_{\hat{=}\ \vec r, t}) = \frac{1}{c}\int_{\mathbb{R}^3} d^3r'\, \frac{j^\mu\left(\vec r\,', t \mp \frac{|\vec r - \vec r\,'|}{c}\right)}{|\vec r - \vec r\,'|}$$

$t < -\frac{T}{2}$: $A^\mu_{ret}(\vec r, t) = 0$ für jeden (festen) Aufpunkt

$t > +\frac{T}{2}$: $A^\mu_{av}(\vec r, t) = 0$ für jeden (festen) Aufpunkt

Wegen $\Rightarrow A^\mu = A^\mu_{ret} + A^\mu_{ein}$
$= A^\mu_{av} + A^\mu_{aus}$

$t < -\frac{T}{2}$: $A^\mu = A^\mu_{ein}$ "einlaufendes Wellenfeld", Lsg. der homogenen FG, verursacht von Quellen im Unendlichen

$t > +\frac{T}{2}$: $A^\mu = A^\mu_{aus}$ "auslaufendes Wellenfeld, Lsg. der homogenen FG, verursacht a) von Quellen im Unendlichen,
b) von den für $t' \in \left[-\frac{T}{2}, +\frac{T}{2}\right]$ im Endlichen vorhandenen Quellen, d.h. Strahlung dieser Quellen beschreibend

Da T beliebig groß, physikalische Interpretation: Potentiale beschreiben:

$$A^\mu = A^\mu_{ret} + A^\mu_{ein}$$

A^μ_{ret}: das von den im Endlichen vorgegebenen Quellen verursachte Feld (Lsg. der 1. GA)

A^μ_{ein}: ein "einlaufendes Wellenfeld", verursacht von Quellen im Unendlichen

A^μ: das physikalisch tatsächlich vorhandene (allein meßbare!) Gesamtfeld

$$A^\mu_{aus} - A^\mu_{ein} = A^\mu_{ret} - A^\mu_{av} = A^\mu_{rad}$$

A^μ_{aus}: Wellenfeld verursacht von den im Endlichen vorgegebenen Quellen und von Quellen im Unendlichen

A^μ_{ein}: Wellenfeld verursacht von Quellen im Unendlichen

A^μ_{rad}: Wellenfeld verursacht von den im Endlichen vorgegebenen Quellen, d.h. Strahlungsfeld der im Endlichen vorgegebenen Quellen