Inhalt der Vorlesung Physik A2 / B2

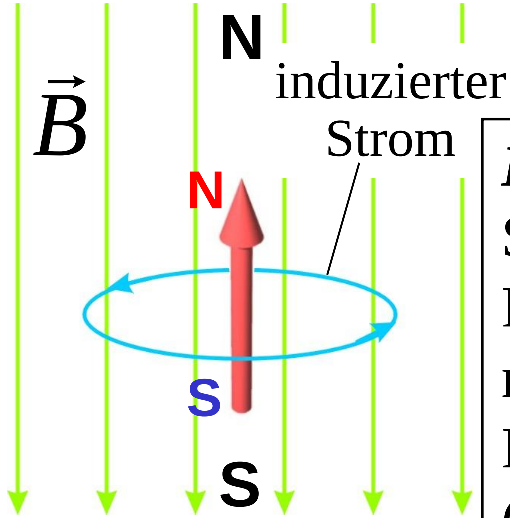
3. Wärmelehre

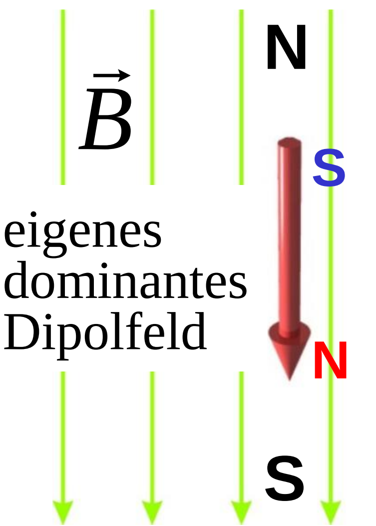
Druck und Temperatur: Das ideale Gas
Wärmemenge, spezifische Wärme
Die Hauptsätze der Wärmelehre

4. Elektrizitätslehre, Elektrodynamik

Die Ladung und elektrostatische Felder
- SEMESTERENDE -
Elektrischer Strom
Magnetische Felder und Magnetostatik
Zeitlich veränderliche Felder, Elektrodynamik, Maxwellgleichungen
Wechselstromnetzwerke
Elektrodynamik in Materie
Elektromagnetische Wellen und Strahlung
Relativität der Felder – Relativitätstheorie

Anschauliche Deutung

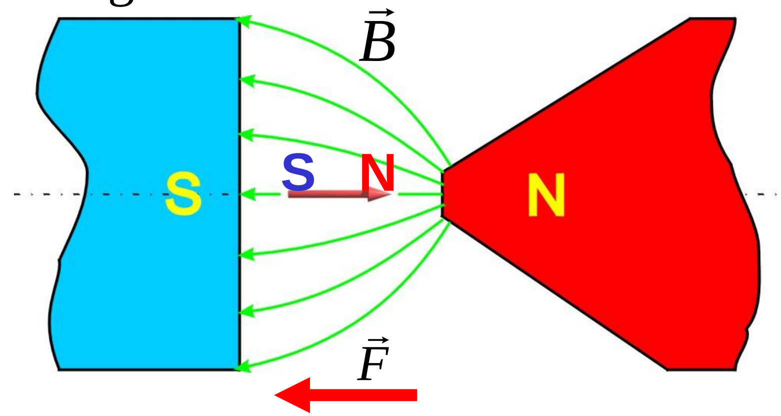




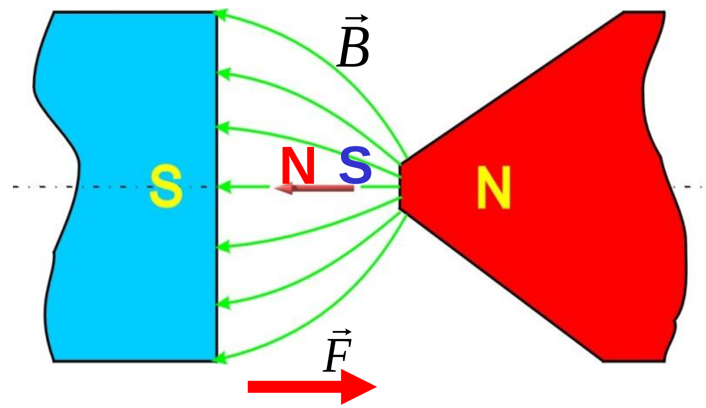
Diamagnet:
Stoff besitzt ohne B-Feld keine atomaren magnetische Dipole. B-Feld erzeugt (induziert) dem Feld entgegengerichtete Dipole

Paramagnet:
Stoff besitzt ohne B-Feld bereits atomare magnetische Dipole, die sich im B-Feld ausrichten.

Diamagnetische Stoffe werden im inhomogenen Feld in den Bereich kleinerer Feldstärke gedrängt



inhomogenes B-Feld

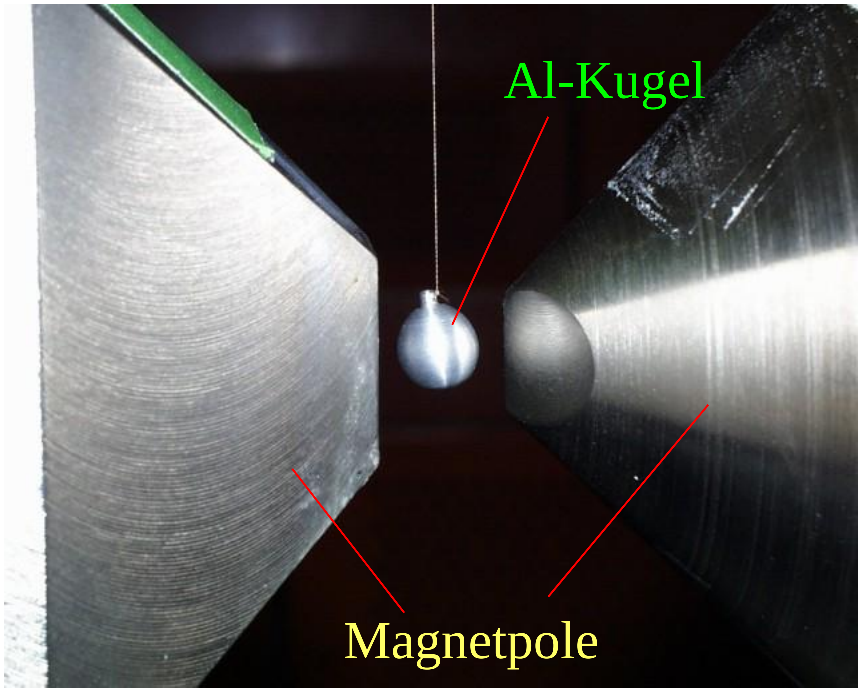


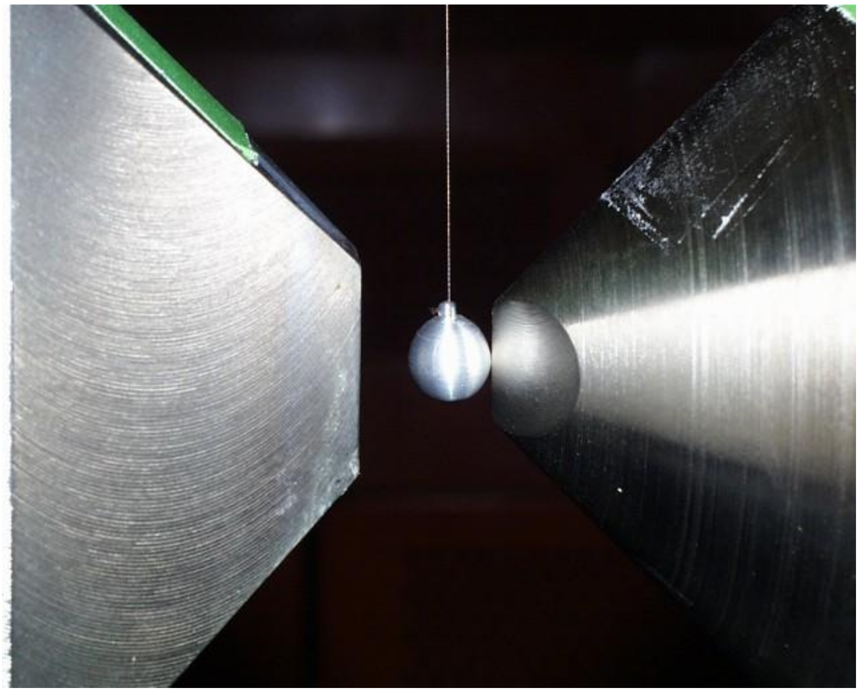
Paramagnetische Stoffe werden in den Bereich höherer Feldstärke gezogen.

Experiment: **Dia- und Paramagnet im inhomogenen Feld**

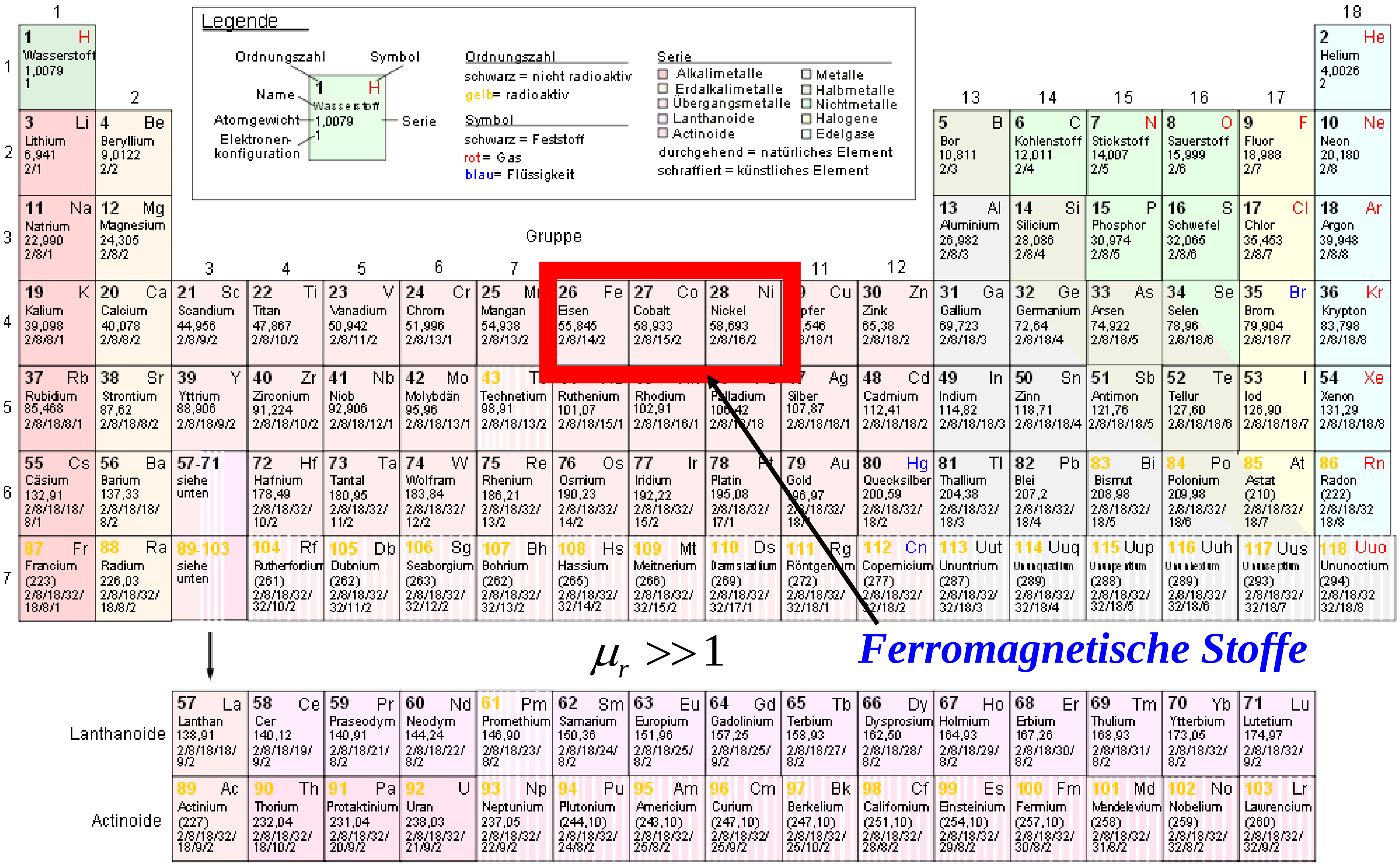
Magnetfeld aus. Die paramagnetische Al-Kugel hängt frei am Faden

Magnetfeld ein. Die Kugel wird in den Bereich dichterer Feldlinien gezogen.





Bei einem diamagnetischen Stoff (z.B. Glaskugel) wirkt die Kraft in entgegengesetzter Richtung, die Kugel wird aus dem Bereich dichterer Feldlinien verdrängt.

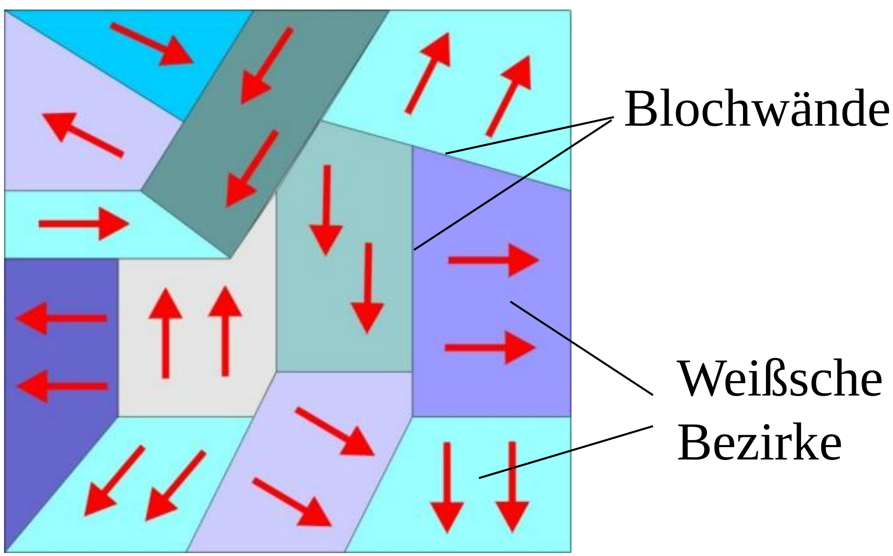


$$\mu_r \gg 1$$

Ferromagnetische Stoffe

Ferromagnetika:

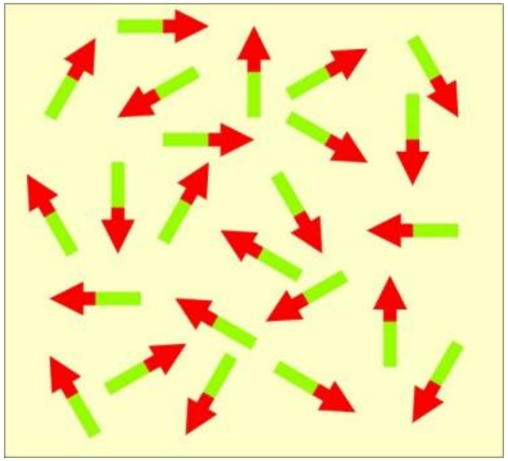
Jedes ferromagnetische Material besteht aus Bereichen mit permanenten magnetischen Dipolen, die man als *„Weißsche Bezirke"* bezeichnet. Sie sind durch *„Blochsche Wände"* getrennt.



Innerhalb eines Weißschen Bezirks, sind alle atomaren Dipole durch Wechselwirkung miteinander in einer Vorzugsrichtung ausgerichtet. Durch ein äußeres Magnetfeld können die Weißschen Bezirke in eine Vorzugsrichtung polarisiert werden. Das geht solange, bis alle Bezirke in Richtung des erregten Feldes zeigen. Dann ist die „Sättigung" erreicht.

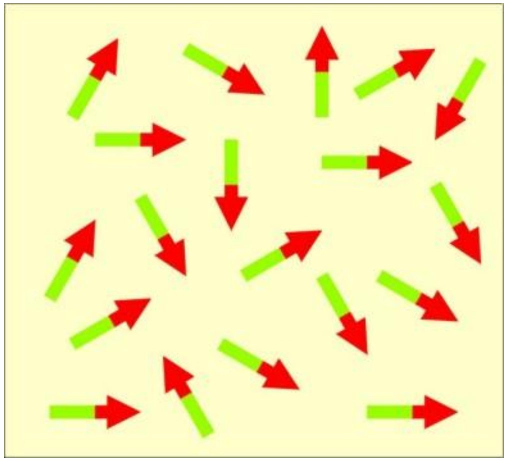
Hinweis:
Diese Sättigung wird etwa erreicht bei B = 1,5 – 2 T

$B = 0$



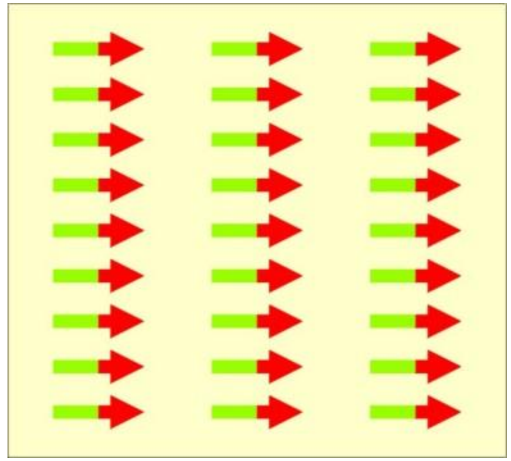
Alle Richtungen der Weißschen Bezirke sind mit gleicher Wahrscheinlichkeit vertreten. Der ferromagnetische Körper hat nach außen kein Magnetfeld.

$0 < B < B_{Sättigung}$



Durch das äußere Magnetfeld werden die Weißschen Bezirke teilweise in Richtung dieses Feldes orientiert und zwar umso stärker, je stärker das Feld ist.

$B = B_{Sättigung}$



Bei extrem starkem Feld sind alle Bezirke ausgerichtet. Damit ist die Sättigung erreicht.

Ferromagnetismus

$$\chi_m = f(H) = f(j_{wahr})$$

$$\mu_r = f(H) = f(j_{wahr})$$

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$

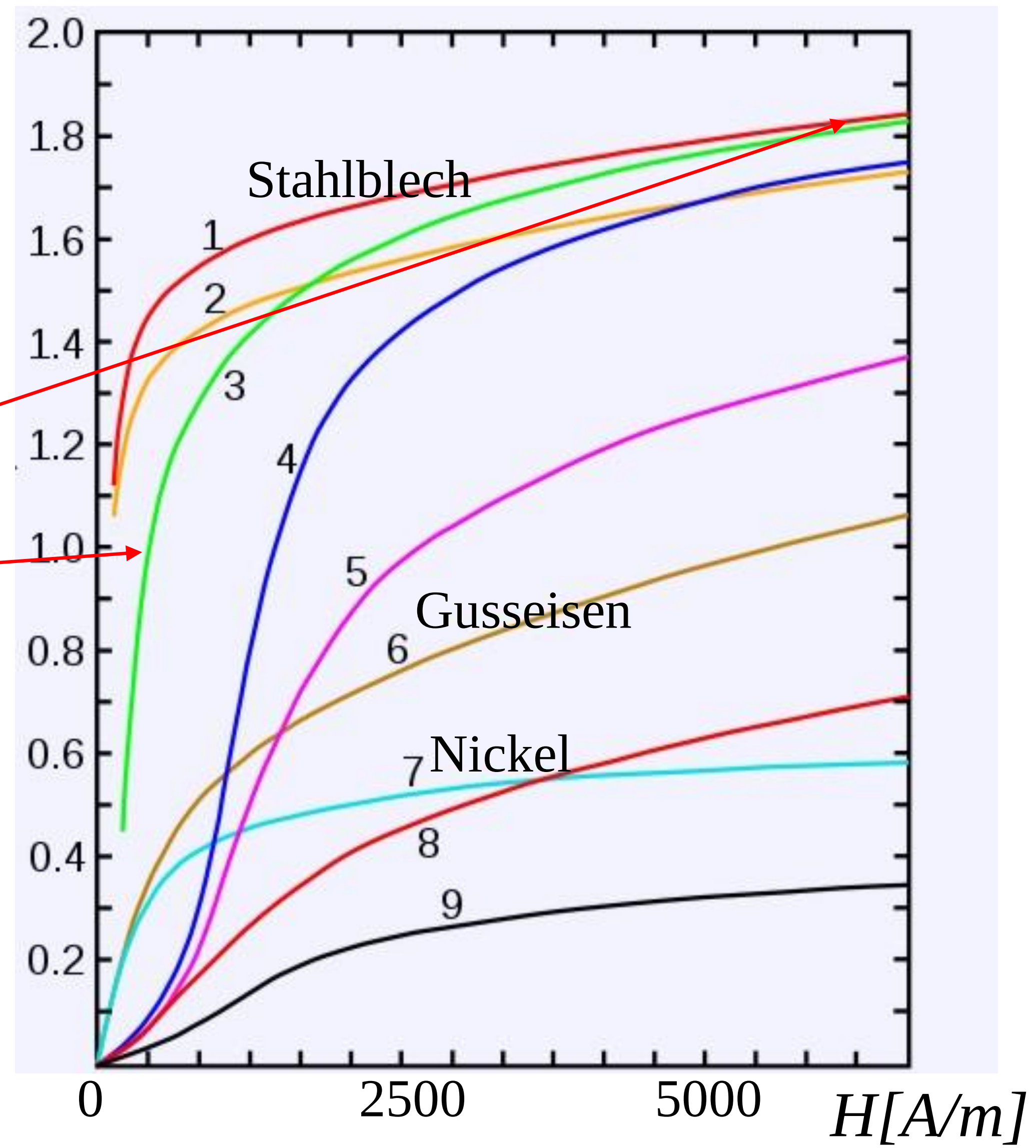
$$B = \mu_0 \mu_r H$$

$$\langle \mu_r \rangle = 200$$

$$\langle \mu_r \rangle = 2000$$

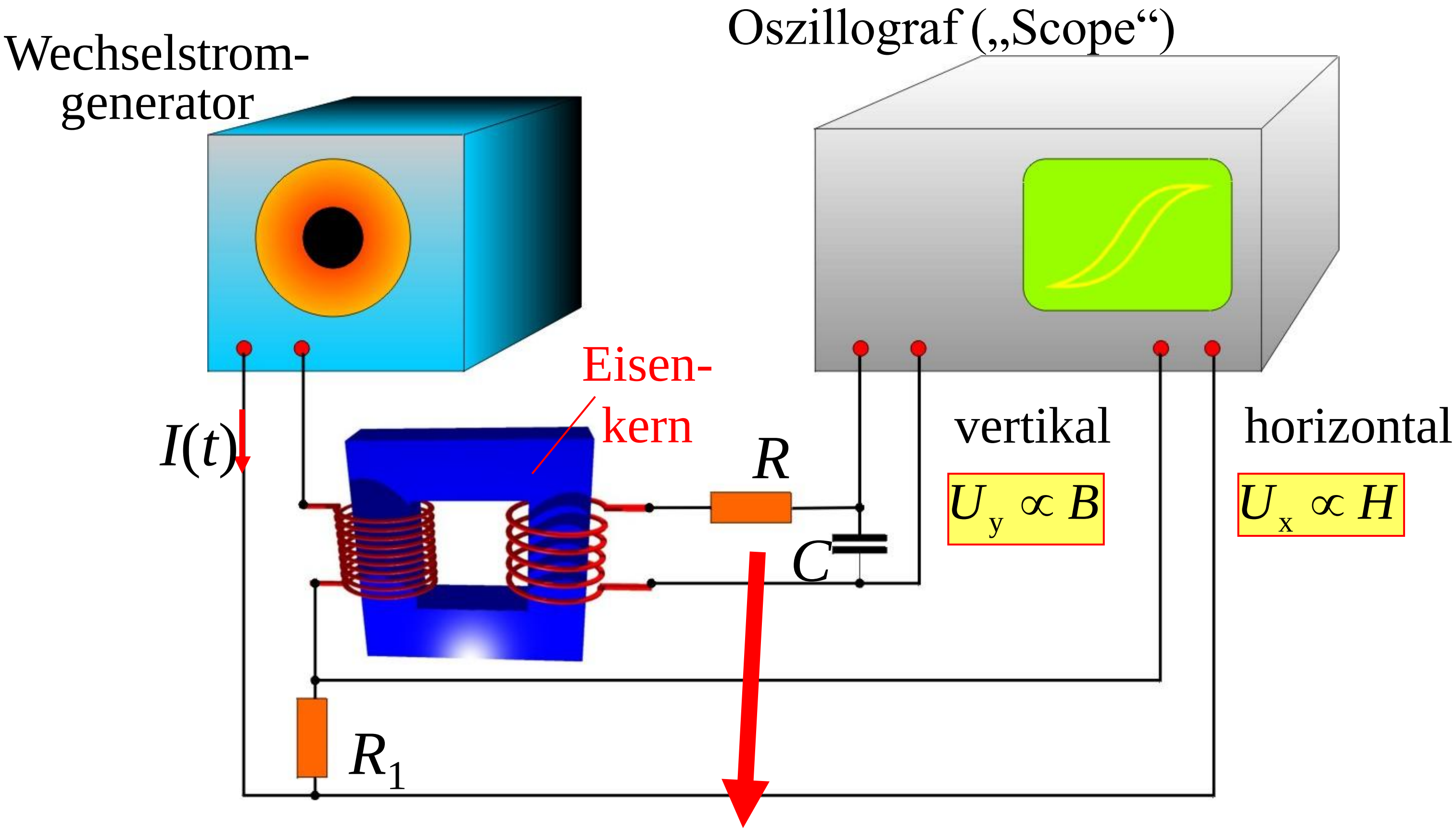
μ_r *bis* 140.000

μ–Metall bei kleinen Feldern !!!!!



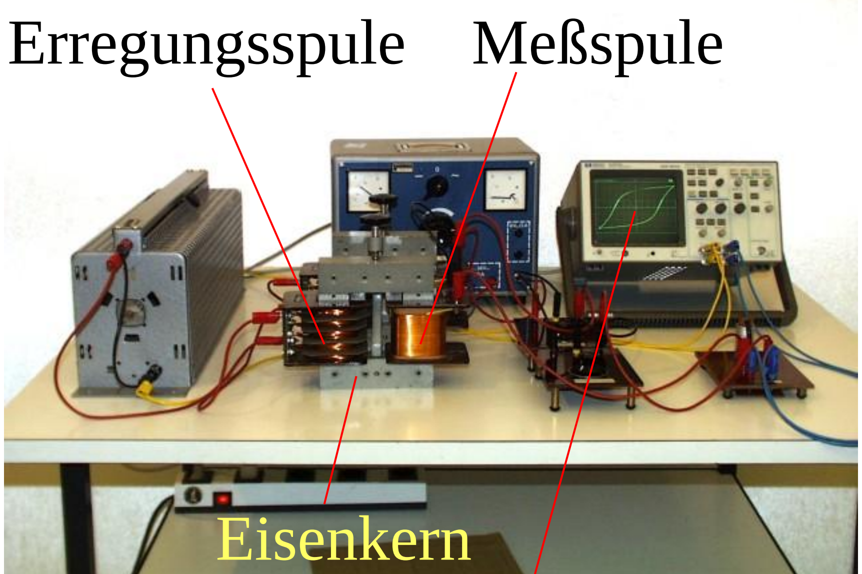
Experiment:

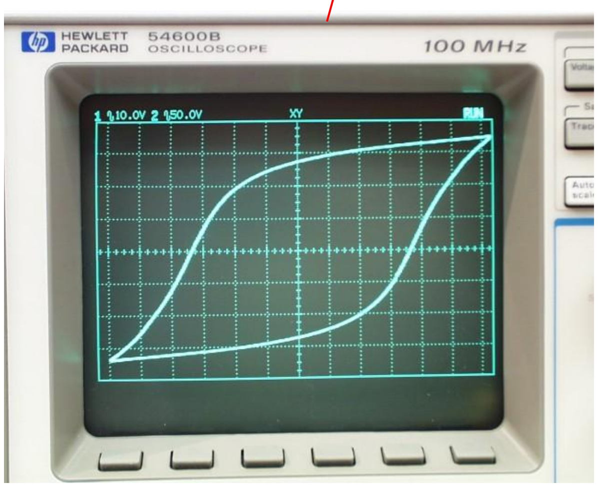
Versuchsaufbau zur Messung der Erregungskurve B = B(H)

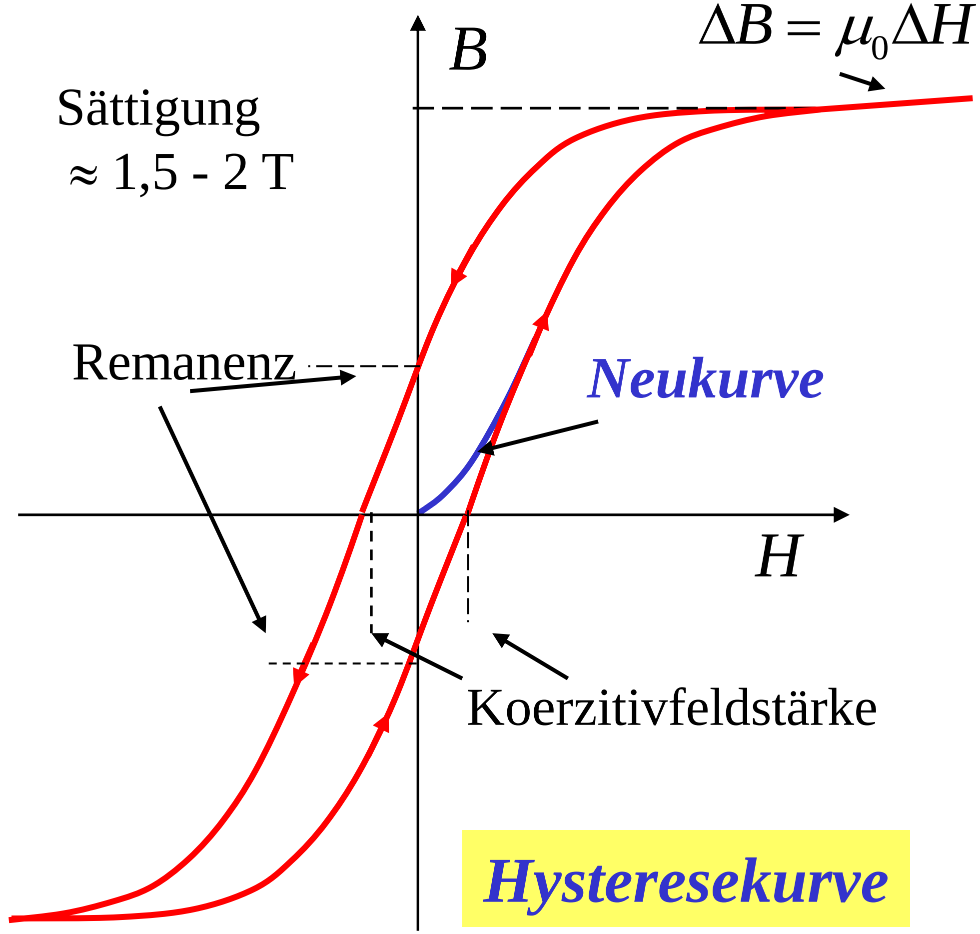


RC-Integrator: Spannung an der Kapazität entspricht *B(t)* $B(t) = \int \dot{B}(t)dt \sim \int U_{ind}dt$

Experiment: ***Hysteresekurve***



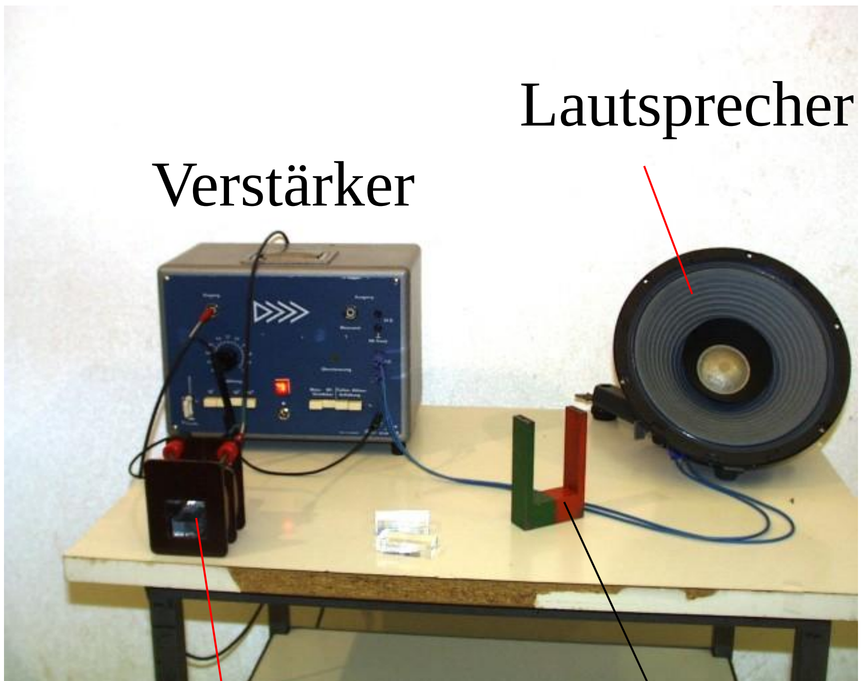


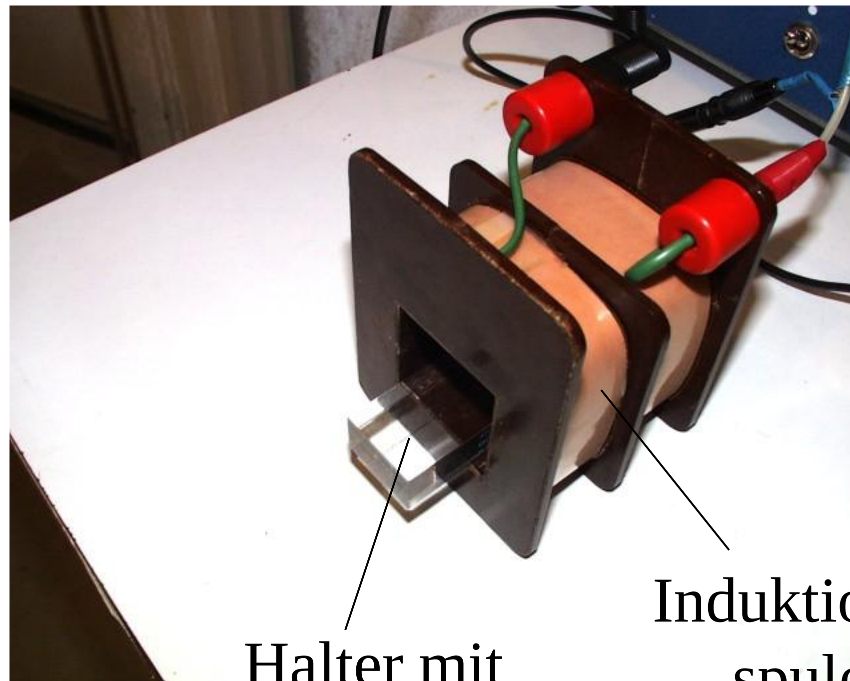


Bei Eisen ist der Zusammenhang von Feldstärke H und Flußdichte B stark nichtlinear und zeigt eine ***Hysterese.***

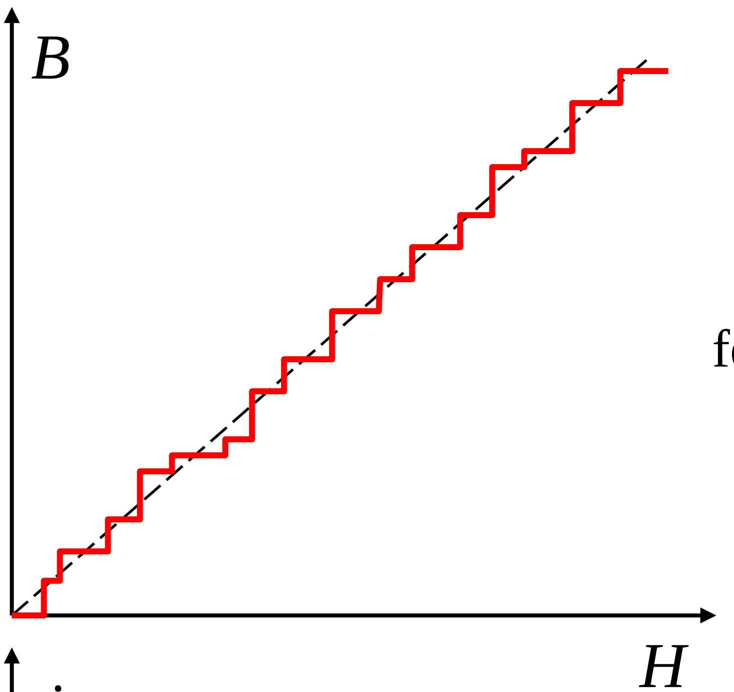
Experiment: Der Barkhausen-Effekt

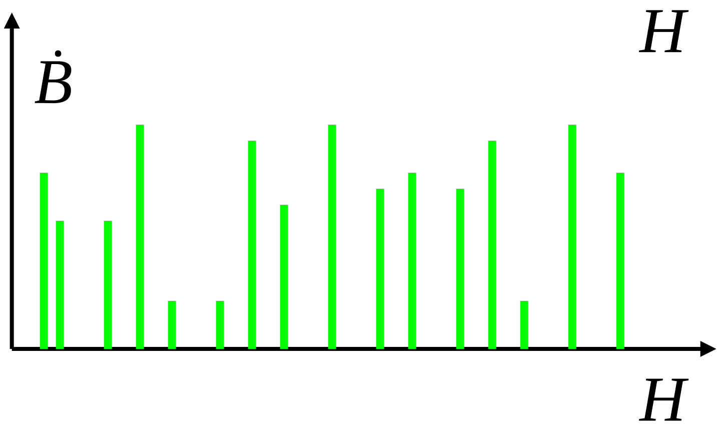
Ursache für das Hystereseverhalten ist das verzögerte Umklappen der Weißschen Bezirke, die wie kleine Dipolmagnete wirken. Das Umklappen kann man akustisch hörbar machen (Barkhausen-Effekt).



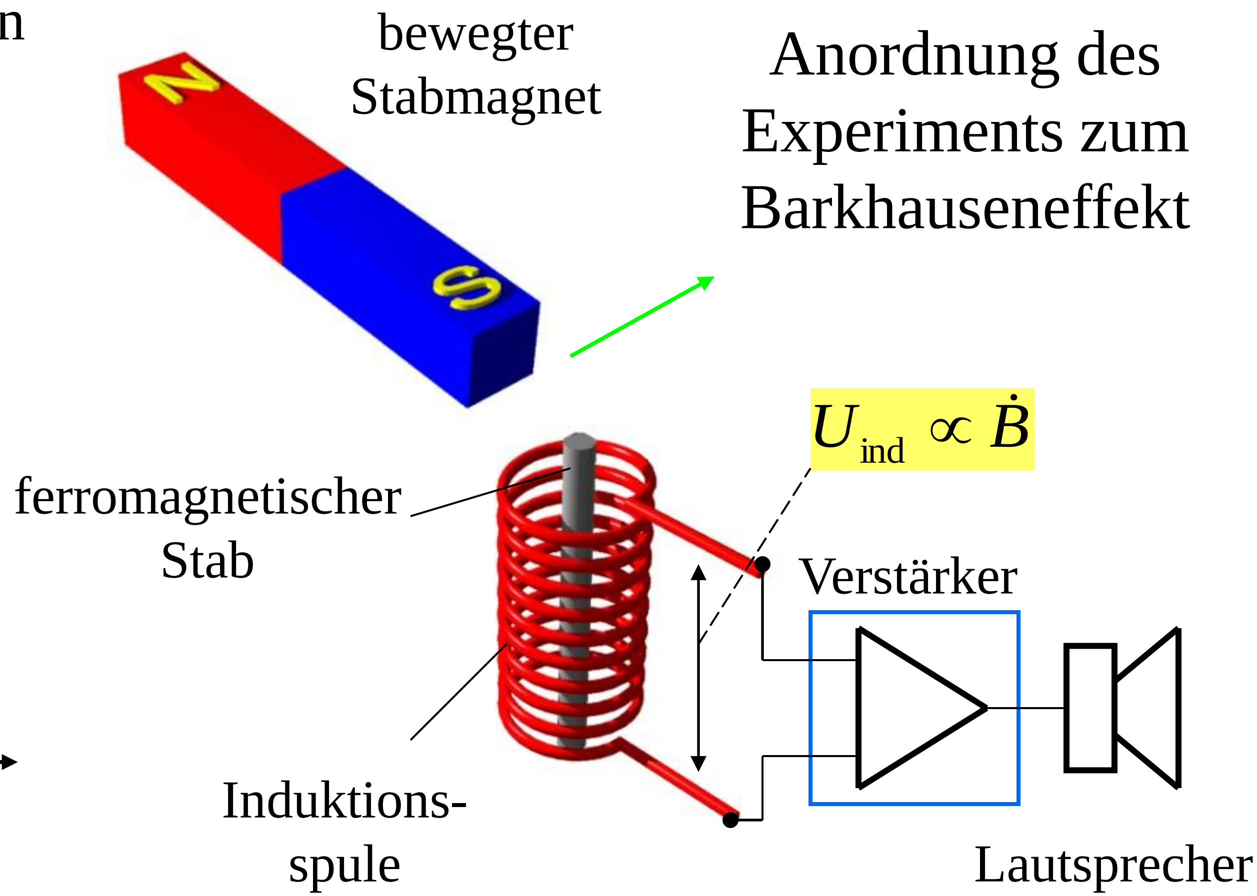


Das Umklappen der Weißschen Bezirke erfolgt sprunghaft:





Anordnung des Experiments zum Barkhauseneffekt



Beim Umklappen gibt es kleine Sprünge in der Feldstärke, die in der Spule Spannungspulse induzieren.

Übersicht über die Maxwellgleichungen in Materie

Integrale Form ⇔ **Differentielle Form**

(1) $\oiint_{A(V)} \vec{D}\cdot d\vec{A} = \iiint_{V(A)} \rho\, dV = Q \quad \Leftrightarrow \quad \vec{\nabla}\cdot\vec{D} = div\vec{D} = \rho$

(2) $\oiint_{A(V)} \vec{B}\cdot d\vec{A} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \vec{\nabla}\cdot\vec{B} = div\vec{B} = 0$

(3) $\oint_{S(A)} \vec{E}\cdot d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t}\iint_{A(S)} \vec{B}\cdot d\vec{A} \quad \Leftrightarrow \quad \vec{\nabla}\times\vec{E} = rot\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$

(4) $\oint_{S(A)} \vec{H}\cdot d\vec{s} = \iint_{A(S)} \left(\vec{j} + \frac{\partial}{\partial t}\vec{D}\right)\cdot d\vec{A} \quad \Leftrightarrow \quad \vec{\nabla}\times\vec{H} = rot\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t}\vec{D}$

Q, ρ, j sind die wahren Ladungen und Ströme

Dazu kommen die ***Materialgleichungen:***

$$\vec{B} = \mu_0\left(\vec{H} + \vec{M}\right)$$

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \qquad \vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H}$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}$$

$$\vec{P} = \varepsilon_0\chi_e\vec{E} \qquad \vec{D} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}$$

Bemerkungen zu den Feldern H, B und D, E

- Die Felder *E* und *B* sind über die Kräfte auf Ladungen definiert.
- Die Felder *H* und *D* dienen der Berechnung von Feldern auch komplizierter Materialverteilungen
- In homogener und isotroper Materie gelten die einfachen Materialgleichungen

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \qquad \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$$

- An Grenzflächen verhalten sich jedoch die Felder *H* und *B* sowie *D* und *E* vollständig unterschiedlich. Man unterscheidet dabei die Feldkomponenten parallel und senkrecht zur Grenzfläche zweier Materialien.
- Wer hier mehr wissen will, schaue in die dann etwas anspruchsvollere Literatur.

Die im elektrischen und magnetischen Feld gespeicherte Energie

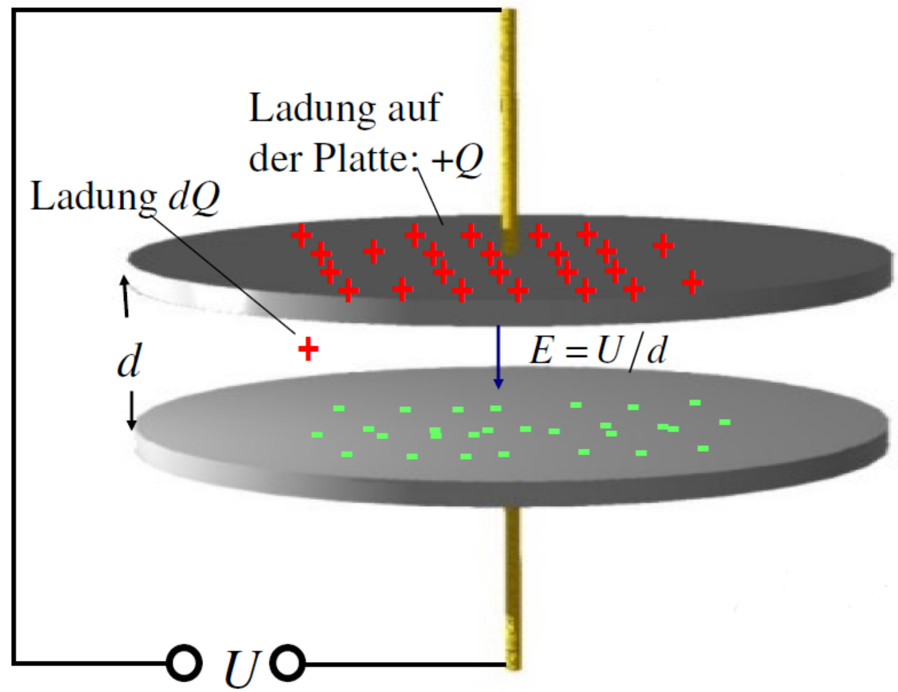
Wir betrachten einen Plattenkondensator mit Kapazität C, auf der sich die Ladung Q befindet und die Spannung U anliegt.

$$Q = CU$$

Wir verschieben nun die Ladung dQ von der negativen Platte auf die positive Platte. Die dazu aufzuwendende Arbeit dW beträgt:

$$dW = \int_d \vec{F} \cdot d\vec{r} = dQ \int_d \vec{E} \cdot d\vec{r}$$

$$= dQ \frac{U}{d} d = U dQ = \frac{Q dQ}{C}$$



Die gesamte aufzuwendende Arbeit W, um den Kondensator auf die Spannung U aufzuladen folgt aus der Integration

$$W = \int_0^{Q_0} \frac{Q}{C} dQ = \frac{1}{2C} Q_0^2 = \frac{1}{2} C U^2$$

Die im Kondensator mit der Spannung *U* gespeicherte Energie W_e beträgt daher

$$W_e = \frac{1}{2} C U^2$$

Wir wollen U durch E ersetzen und erhalten im Fall des Plattenkondensators

$$W_e = \frac{1}{2} C U^2 = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d}\right)(Ed)^2$$

$$= \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon_r E^2 (Ad) = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon_r E^2 V$$

mit dem Volumen des Kondensators V. Die ***Energiedichte des elektrischen Feldes*** folgt dann sofort zu

$$w_e = \frac{W_e}{V} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon_r E^2$$

Es überrascht nicht, dass dieses Ergebnis allgemein gilt

$$w_e = \frac{dW_e}{dV} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon_r E^2$$

Das kann auch mit dem Feld der dielektrischen Verschiebungsdichte *D* geschrieben werden

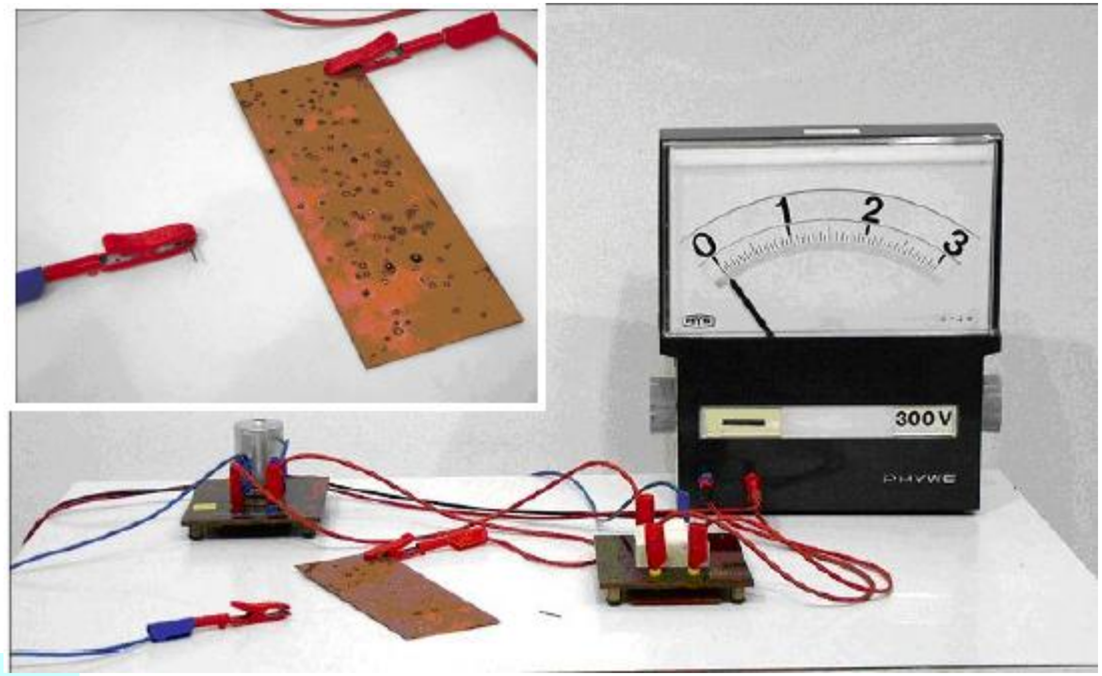
$$w_e = \frac{dW_e}{dV} = \frac{1}{2} D E$$

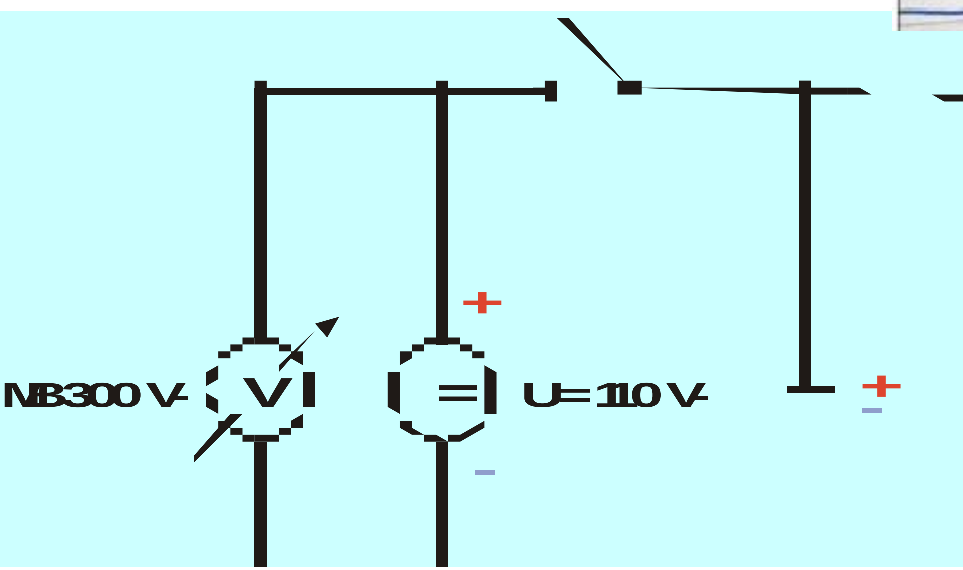
Experiment: Gespeicherte Energie im Kondensator

$$W = \frac{1}{2} C U^2 =$$

$$= \frac{1}{2} 2{,}5 \cdot 10^{-3} F \cdot 1{,}21 \cdot 10^4 V^2$$

$$= 15{,}1\ J \qquad Q = CU = 0{,}275 As$$





Auch im magnetischen Feld wird Energie gespeichert. Wir betrachten eine Spule mit N Windungen und dem Magnetfeld

$$B = \mu_r \mu_0 \frac{NI}{l}$$

Ändert sich *B*, so wird eine Spannung *U* induziert

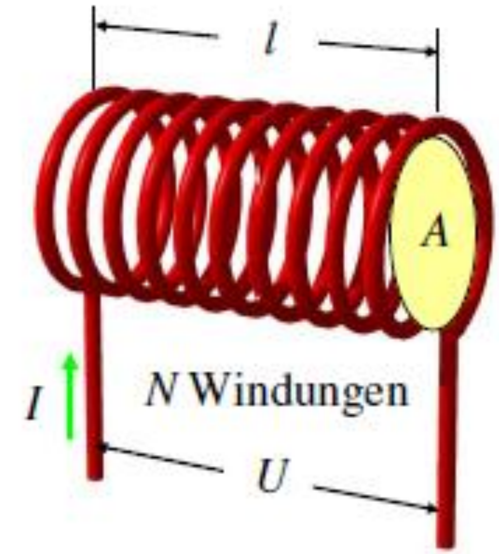
$$U = -L\frac{dI}{dt}$$

mit *L* als Selbstinduktivität der Spule

$$L = \mu_0 \mu_r \frac{N^2 A}{l}$$

Die von der Spannungsquelle geforderte Leistung ist gegeben durch

$$P = U \cdot I = L\frac{dI}{dt} I$$



Diese Leistung *P* bewirkt eine Änderung der magnetischen Feldenergie in der Spule, also

$$P = L\frac{dI}{dt} I = \frac{dW_m}{dt}$$

und weiter $dW_m = LIdI$

Wir integrieren wieder und erhalten die in der Spule gespeicherte Feldenergie

$$W_m = \int_0^I LI'dI' = \frac{1}{2}LI^2$$

Die magnetische Feldenergie einer Spule beträgt daher

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2$$

Auch hier können wir wieder über das Volumen der Spule die Dichte der magnetischen Feldenergie berechnen und erhalten

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}\mu_0\mu_r\frac{N^2A}{l}I^2$$

$$= \frac{1}{2\mu_0\mu_r}\left((\mu_0\mu_r)^2\right)\frac{N^2I^2}{l^2}Al$$

$$= \frac{1}{2\mu_0\mu_r}\left(\mu_0\mu_r\frac{NI}{l}\right)^2 V = \frac{1}{2\mu_0\mu_r}B^2V$$

und weiter

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{2\mu_0\mu_r}B^2$$

Auch dies gilt wieder allgemein und wir erhalten für die ***magnetische Energiedichte***

$$w_m = \frac{dW_m}{dV} = \frac{1}{2\mu_0\mu_r}B^2$$

Wegen

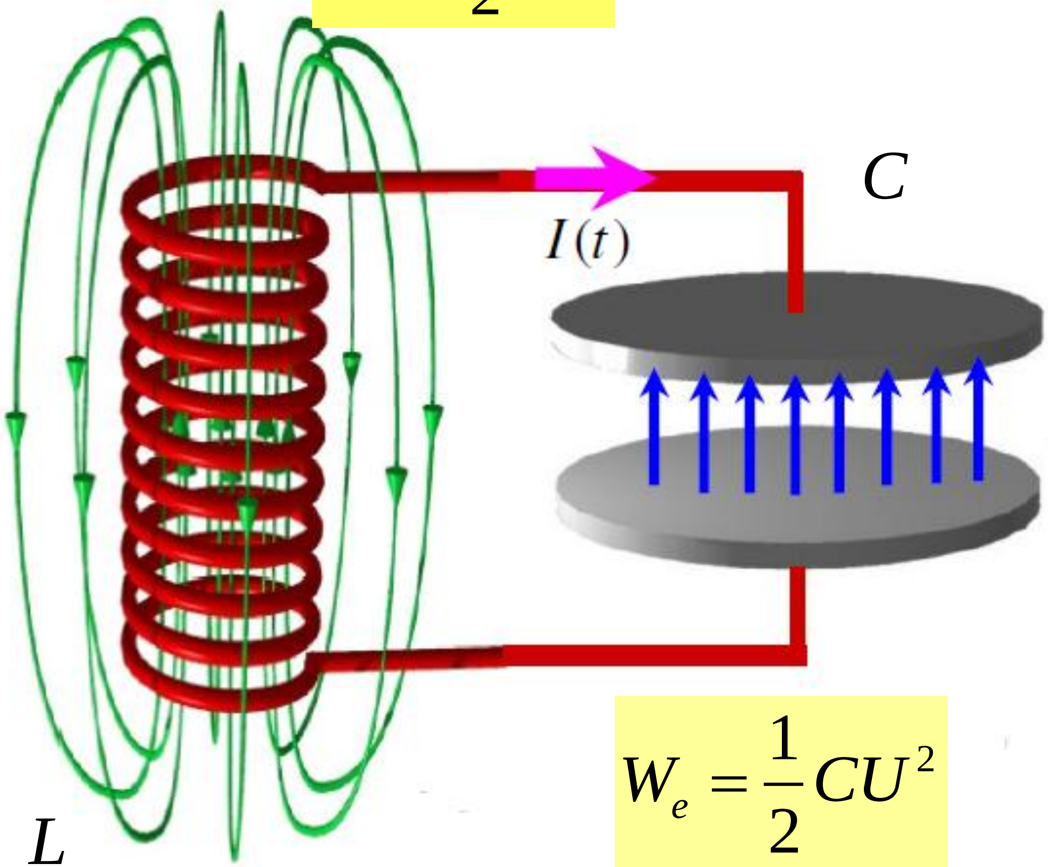
$$B = \mu_0\mu_r H$$

gilt auch

$$w_m = \frac{dW_m}{dV} = \frac{1}{2}HB$$

Bemerkungen zum LCR-Schwingkreis:

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2$$



$$W_e = \frac{1}{2} C U^2$$

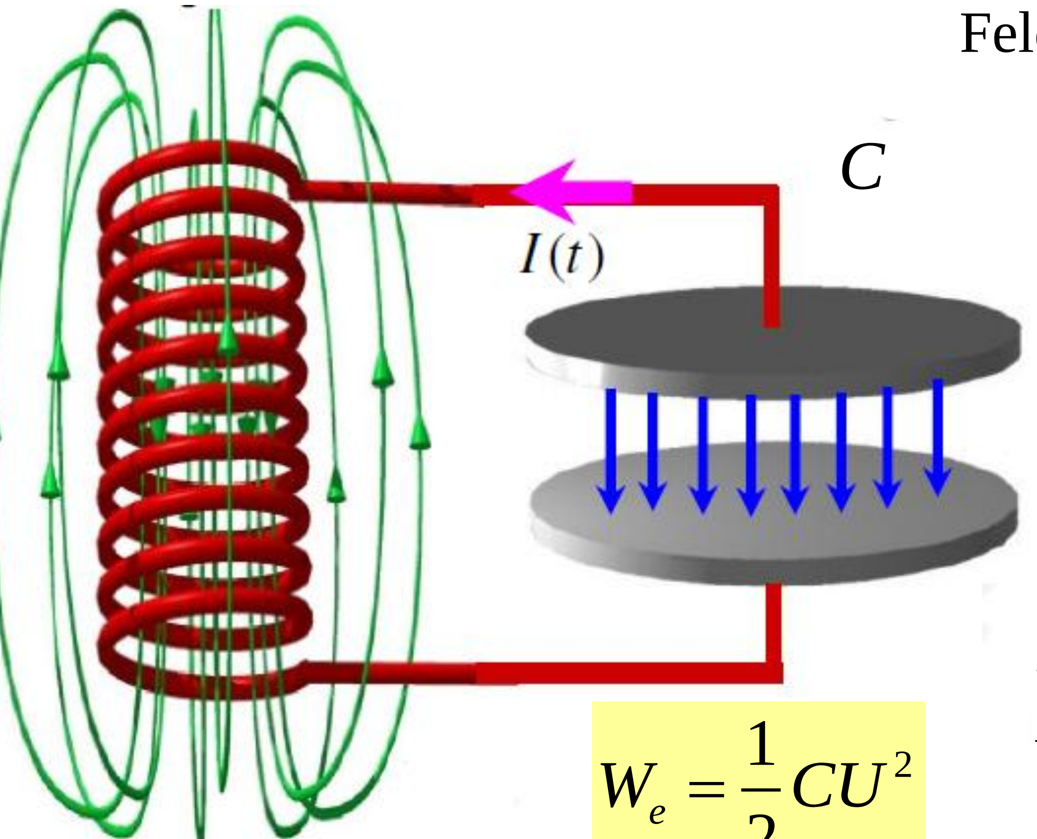
Für $R = 0$ haben wir keine Dämpfung im System und bei der Schwingung wird periodisch magnetische Feldenergie in elektrische Feldenergie umgewandelt.

Zu jeden Zeitpunkt t gilt:

$$\frac{dW_e}{dt} = -\frac{dW_m}{dt}$$

Der Ladestrom I lädt die Kapazität C auf. Magnetische Feldenergie wird abgebaut und elektrische Feldenergie entsprechend aufgebaut.

$$W_m = \frac{1}{2} L I^2$$



$$W_e = \frac{1}{2} C U^2$$

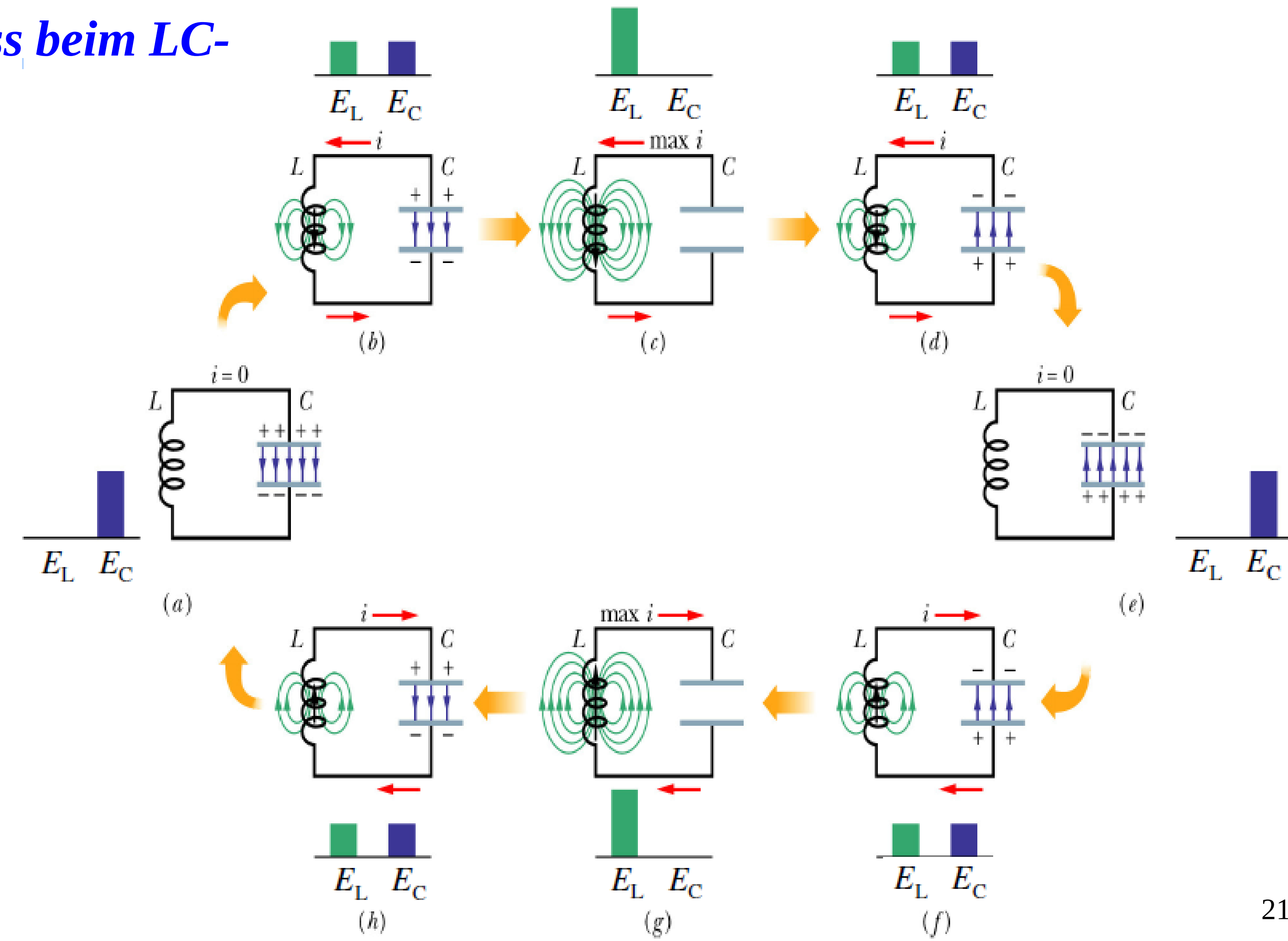
Eine halbe Schwingungsperiode später wird der Kondensator C entladen. Elektrische Feldenergie wird abgebaut und magnetische Feldenergie entsprechend aufgebaut.

Dieses Verhalten ist vollkommen analog zum mechanischen Oszillator, bei dem potentielle und kinetische Energie ineinander umgewandelt werden

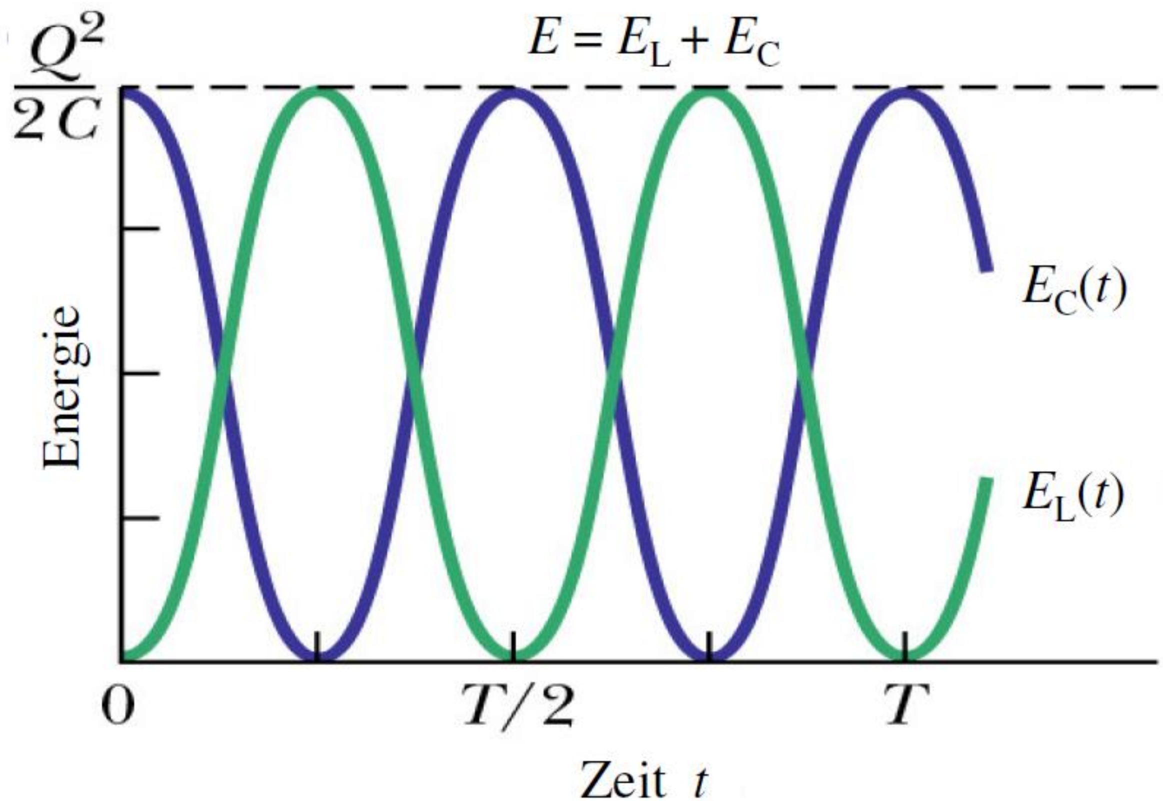
$$\frac{dE_{pot}}{dt} = -\frac{dE_{kin}}{dt}$$

Reibung bzw. der ohmsche Widerstand R entnehmen dem System Energie.

Energiefluss beim LC-Kreis



Magnetische E_L und elektrische Energie E_C sind beim Schwingkreis gleich groß und wandeln sich periodisch ineinander um. Ohne Dämpfung ist die Summe der Energien eine Erhaltungsgröße, d.h. bleibt konstant.



→ ***Übungsaufgabe***

Inhalt der Vorlesung Physik A2 / B2

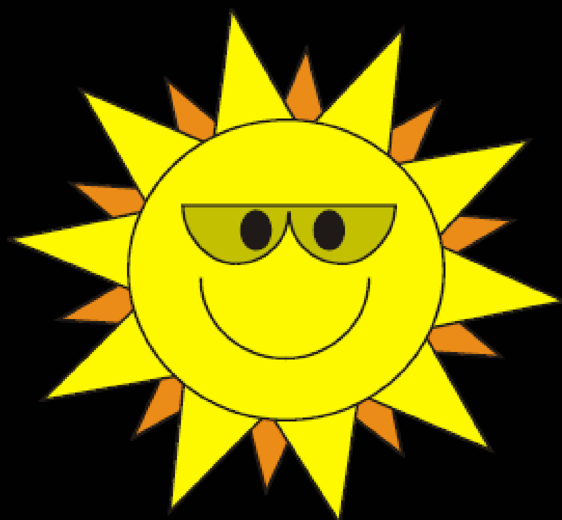
3. Wärmelehre

Druck und Temperatur: Das ideale Gas
Wärmemenge, spezifische Wärme
Die Hauptsätze der Wärmelehre

4. Elektrizitätslehre, Elektrodynamik

Die Ladung und elektrostatische Felder
- SEMESTERENDE -
Elektrischer Strom
Magnetische Felder und Magnetostatik
Zeitlich veränderliche Felder, Elektrodynamik
Wechselstromnetzwerke
Elektrodynamik in Materie
Elektromagnetische Wellen und Strahlung
Relativität der Felder – Relativitätstheorie

Gott sprach



$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

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

$$\vec{\nabla}\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

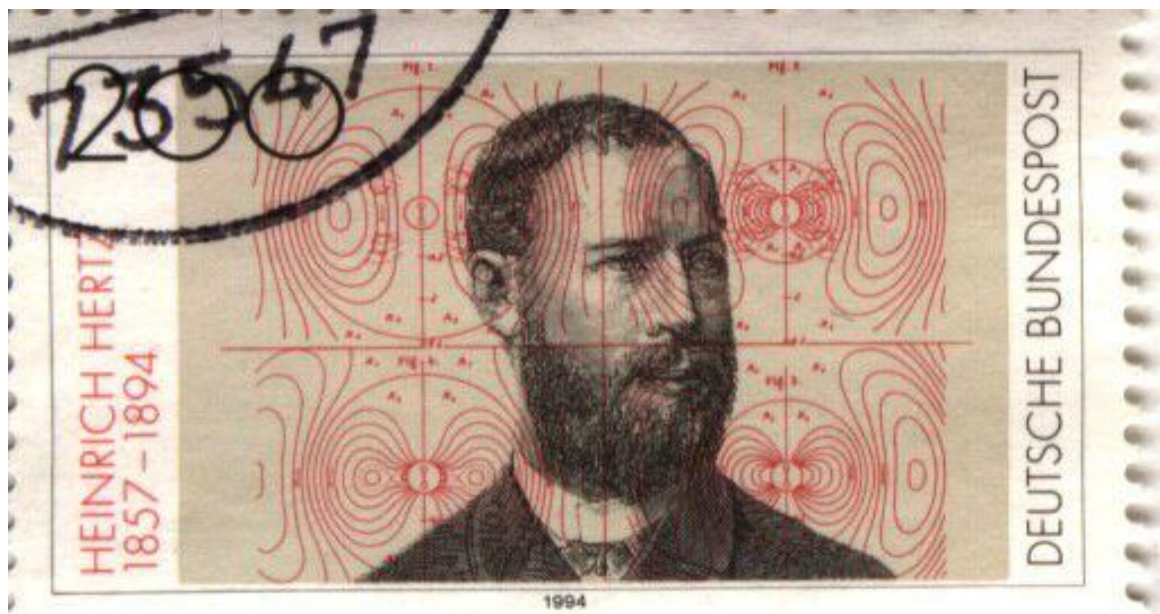
$$\vec{\nabla}\times\vec{B}=\mu_0\left(\vec{j}+\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$$

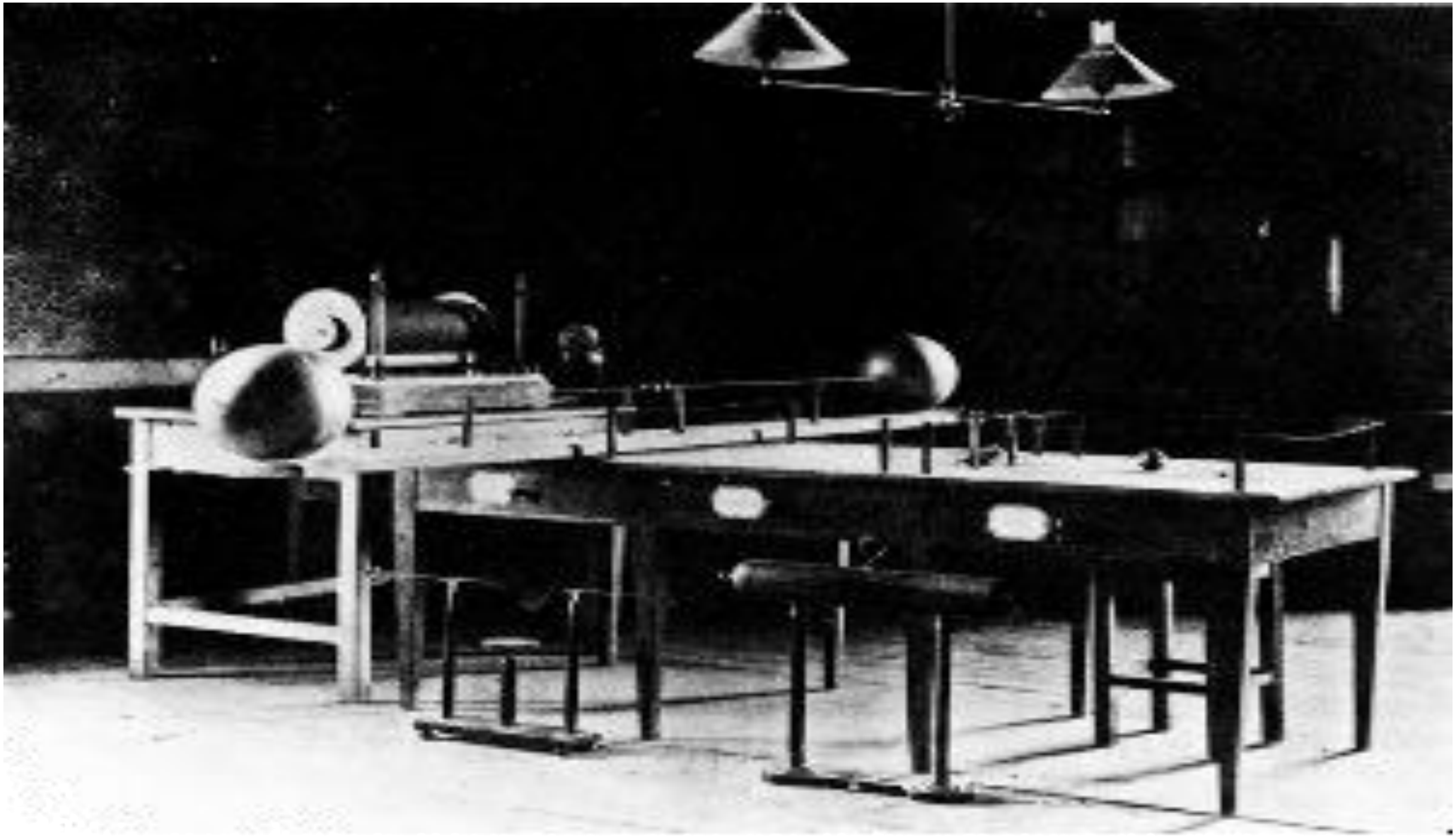
... und es wurde Licht !

Die Universität Fridericiana zu Karlsruhe

Heinrich Rudolf Hertz
(1857-1894)

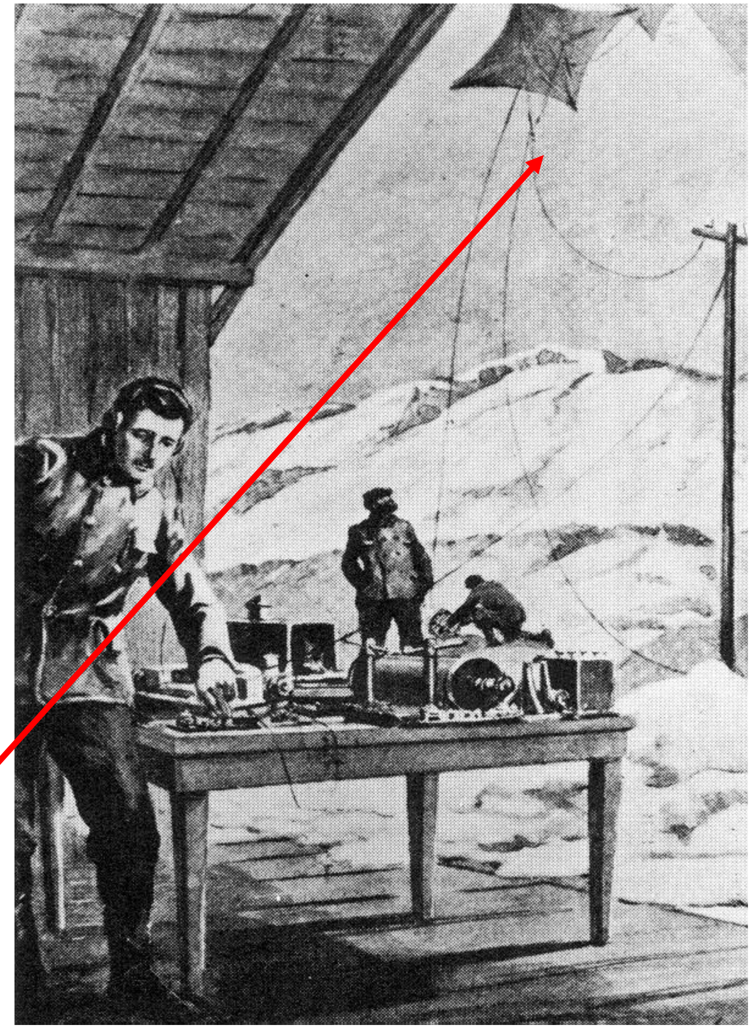
Nachweis der elektromagnetischen Wellen in den Jahren 1885-1889 an der Universität in Karlsruhe.





Dieses Bild zeigt den Hertz'schen UKW-Sender.
Es handelt sich dabei um ein Originalphoto von
Heinrich Hertz.

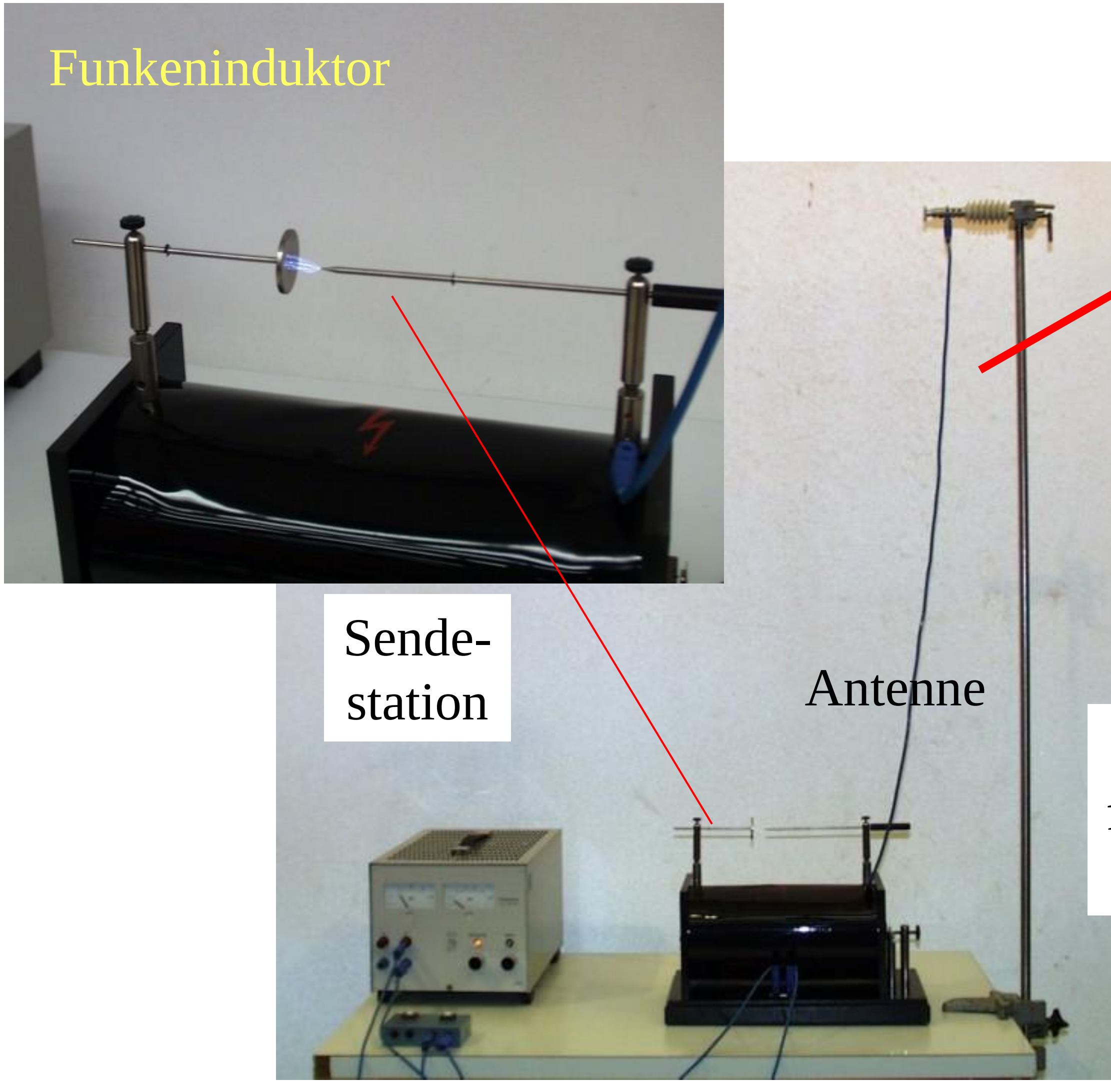
Erste Funkverbindung zwischen Cornwall (England) und Neufundland (G. Marconi 1901)

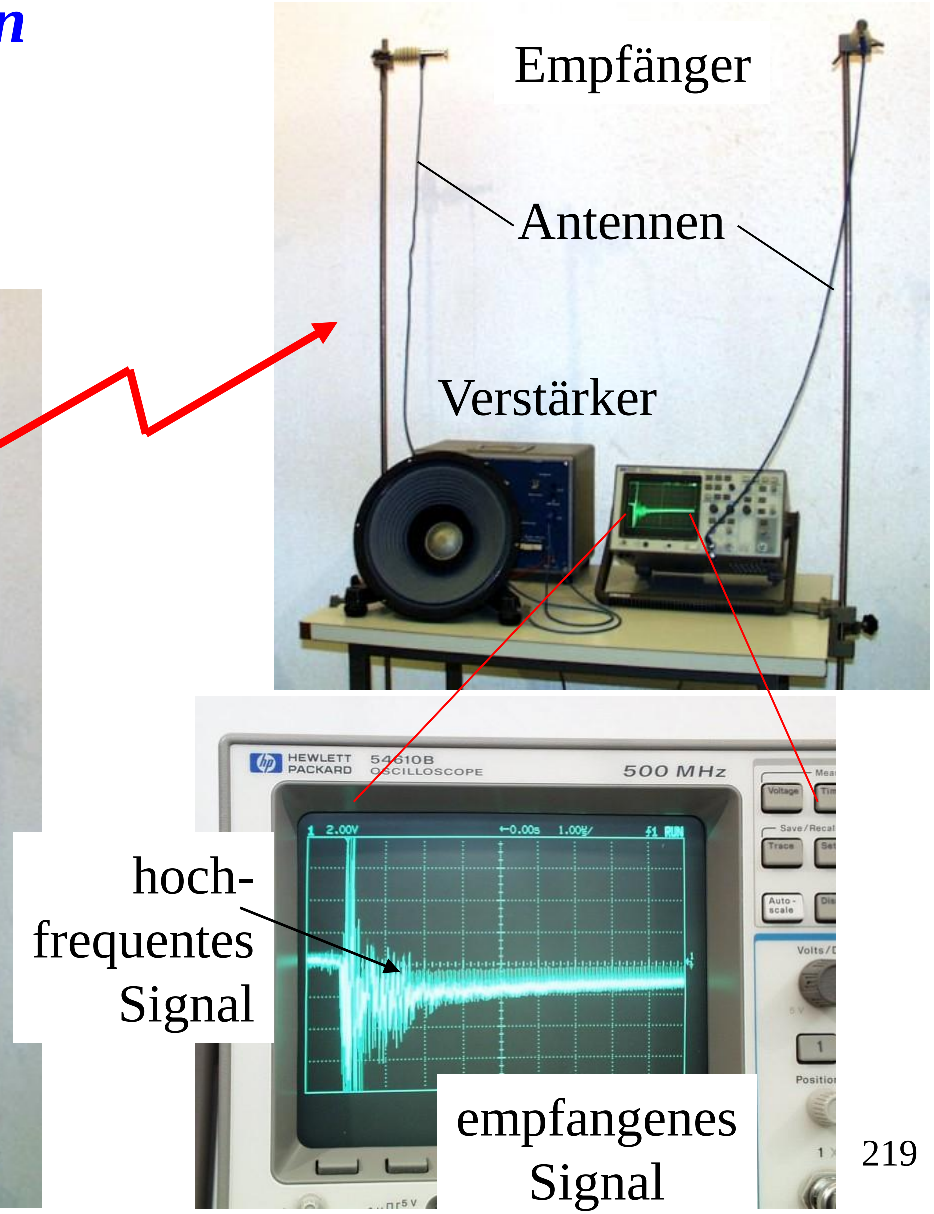


Morse Code: ● ● ● = ***„S" (success)***

Sendeantenne an 4 Masten von 61 m
Empfangsantenne 122 m am Drachen

Experiment: *Erzeugung von EM-Wellen durch Funkeninduktor*





Elektromagnetische Wellen / Strahlung

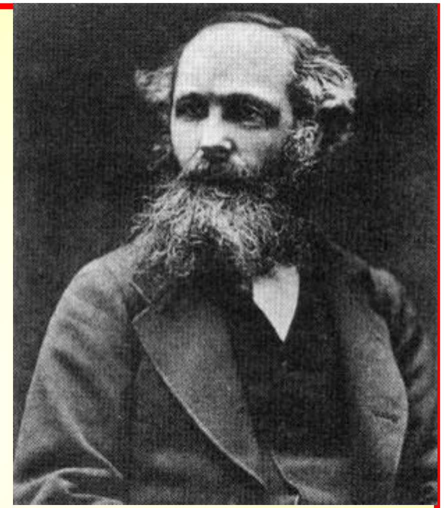
Die Maxwellschen Gleichungen (1864)

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

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

$$\vec{\nabla}\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{B}=\mu_0\left(\vec{j}+\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$$



Existenz elektromagnetischer Wellen mit Ausbreitungsgeschwindigkeit c im Vakuum

$$c=299.792.458\ ms^{-1}$$

heute exakt festgelegt !!


... und es wurde Licht !

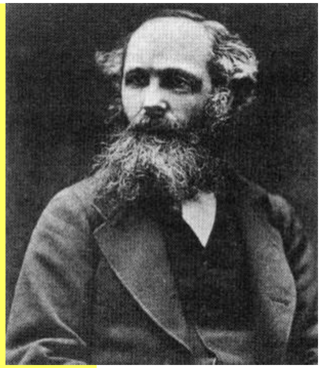
Herleitung der Wellengleichung aus den Maxwellgleichungen

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

(2) $\vec{\nabla}\cdot\vec{B} = 0$

(3) $\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$

(4) $\vec{\nabla}\times\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$



J.C. Maxwell 1864

Aus diesen Gleichungen folgt direkt eine Wellengleichung. Dies wollen wir zeigen, indem wir die Betrachtungen auf den materiefreien Raum (Vakuum) beschränken.

Hier gibt es weder Ladungen noch Ströme und es gilt

$$\vec{j}(\vec{r},t) = 0 \qquad \rho(\vec{r},t) = 0$$

Wir beginnen mir der 4. Maxwellgleichung und leiten einmal nach der Zeit ab. Aus

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

folgt

$$\vec{\nabla}\times\frac{\partial\vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t} = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2}$$

Wir benutzen nun Gleichung 3, um die zeitliche Ableitung des Magnetfeldes zu ersetzen und erhalten

$$-\vec{\nabla}\times\left(\vec{\nabla}\times\vec{E}(\vec{r},t)\right) = \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2}$$

Es handelt sich hier um eine partielle DGL 2. Ordnung mit räumlichen und zeitlichen Ableitungen, die nur noch die elektrische Feldstärke enthält.
Das doppelte Vektorprodukt lässt sich ersetzen durch

$$\vec{\nabla}\times\left(\vec{\nabla}\times\vec{E}\right)=\vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}\cdot\vec{E}\right)-\Delta\vec{E}$$

Hinweis: für Vektoren allgemein gilt:

$$\vec{a}\times\left(\vec{b}\times\vec{c}\right)=\vec{b}\left(\vec{a}\cdot\vec{c}\right)-\vec{c}\left(\vec{a}\cdot\vec{b}\right)$$

Nun gilt im Vakuum aber

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=\frac{\rho}{\varepsilon_0}=0$$

und wir erhalten

$$\vec{\nabla}\times\left(\vec{\nabla}\times\vec{E}\right)=-\Delta\vec{E}$$

Wir setzen ein in

$$-\vec{\nabla}\times\left(\vec{\nabla}\times\vec{E}\right)=\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$$

und erhalten

$$\Delta\vec{E}=\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$$

und damit schließlich

$$\Delta\vec{E}(\vec{r},t)-\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}\left(\vec{r},t\right)}{\partial t^2}=0$$

mit dem Laplace- oder Delta-Operator

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

Es verwundert nicht, dass wir eine analoge DGL für das Magnetfeld erhalten. Wir starten mit der 3. Maxwellgleichung und setzen in deren zeitliche Ableitung die 4. Gleichung ein, also

$$\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

und weiter mit

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

folgt

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) \right) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}$$

Wir ersetzen wieder das doppelte Kreuzprodukt und unter Berücksichtigung von

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

folgt:

$$\Delta \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

und schließlich

$$\Delta \vec{B}(\vec{r}, t) - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0$$

Beide DGL in *E* und *B* sind dreidimensionale Wellengleichungen, wie wir sie aus der Mechanik kennen. Elektrische und magnetische Felder sind daher im Vakuum ausbreitungsfähig.

→ ***Elektromagnetische Wellen***

Wellengleichungen elektromagnetischer Wellen

$$\Delta\vec{E}(\vec{r},t)-\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2}=0 \qquad \Delta\vec{B}(\vec{r},t)-\mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t^2}=0$$

- Die elektromagnetischen Wellen sind Lösungen der 3-dim. Wellengleichungen für die Felder *E* und *B*
- Jede der DGL ist eine Vektorgleichung, die in drei skalare Wellengleichungen für jede der Raumkomponenten zerfällt.
- Über die Maxwellgleichungen sind die E- und B-Felder miteinander verbunden. Eine elektromagnetische Welle besitzt daher gleichermaßen E- und B-Felder.
- Die Phasengeschwindigkeit ist die Lichtgeschwindigkeit c und es gilt:

$$c=\frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}$$