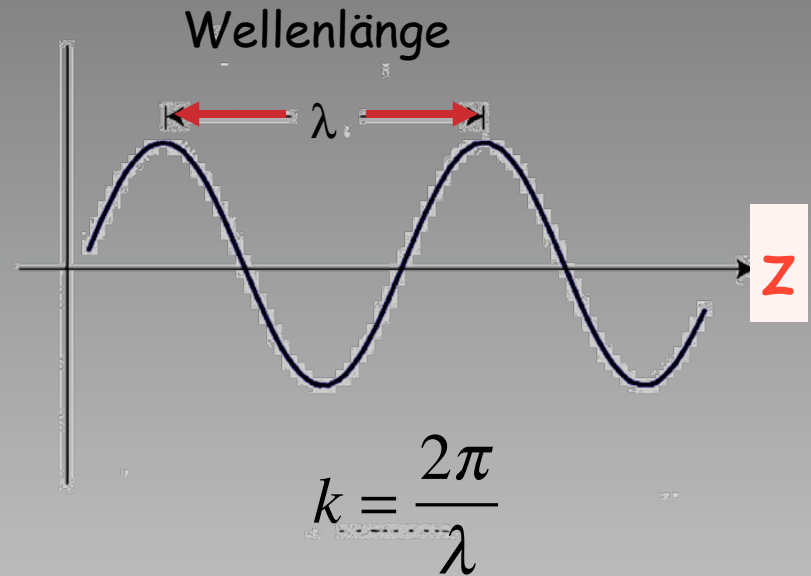
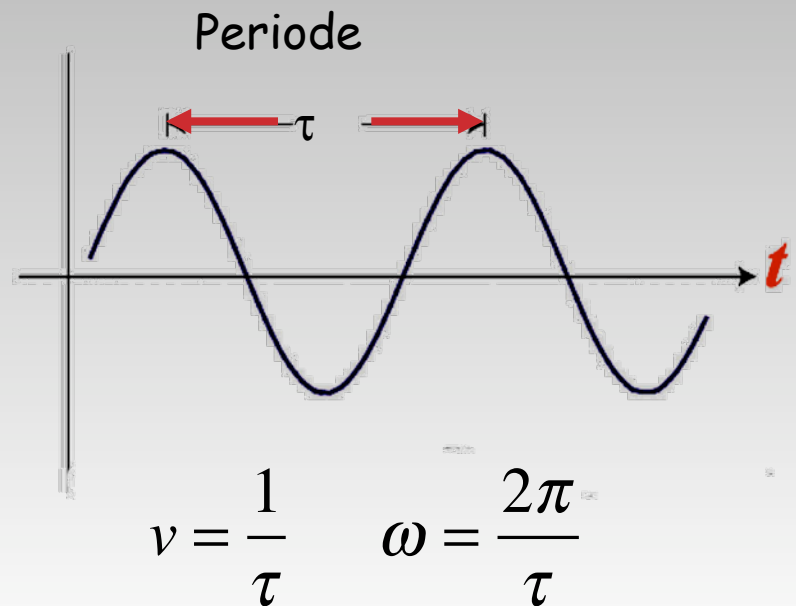


Definitionen

Räumliche Ausbreitung:



Zeitliches Verhalten



Wellen mit komplexen Größen

Aus:

$$f(x,t) = A \cos(kz - \omega t - \theta)$$

Da $\exp(i\varphi) = \cos(\varphi) + i \sin(\varphi)$, $\Rightarrow f(x,t)$ kann auch so geschrieben werden:

$$f(z,t) = \operatorname{Re} \{ A \exp[i(kz - \omega t - \theta)] \}$$

Bzw.

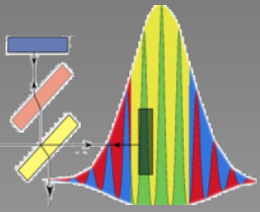
$$f(z,t) = 1/2 A \exp[i(kz - \omega t - \theta)] + c.c.$$

Möglichkeiten zur Wellendarstellung (ebene Welle)

$$\begin{aligned} f(z, t) &= A \sin(\omega t - kz) = \\ A \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(vt - z)\right] &= \\ = A \sin\left[2\pi(vt - z/\lambda)\right] \end{aligned}$$

$$\frac{\omega z_1}{v} + 2\pi = \frac{\omega z_2}{v}$$

$$\rightarrow \lambda = z_2 - z_1 = 2\pi \cdot \frac{v}{\omega} = \frac{v}{\nu}$$



Welle:

$$\psi(z, t) = A \cos(\omega \cdot t - k \cdot z)$$

Amplitude

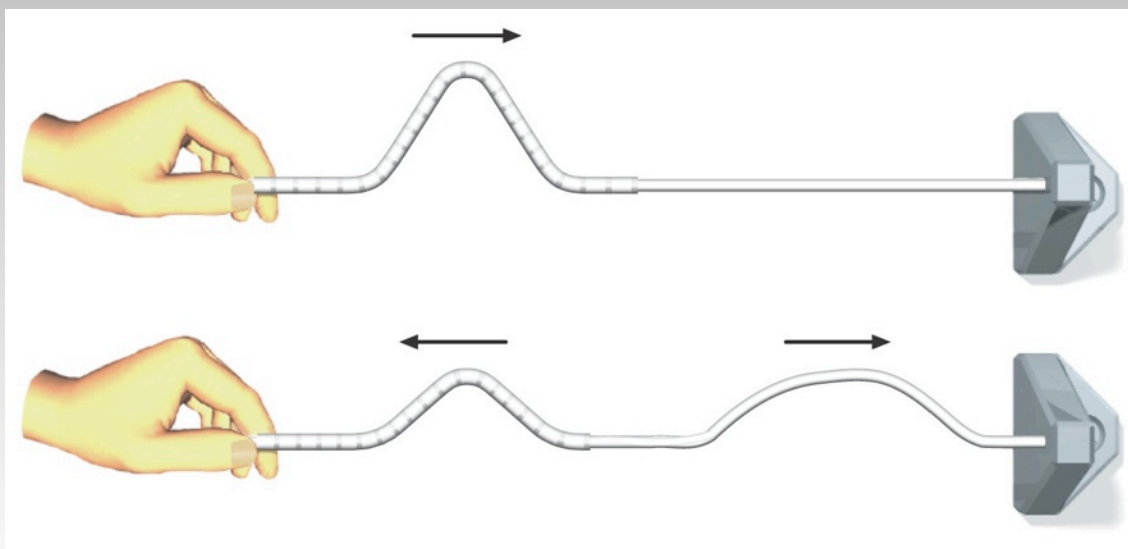
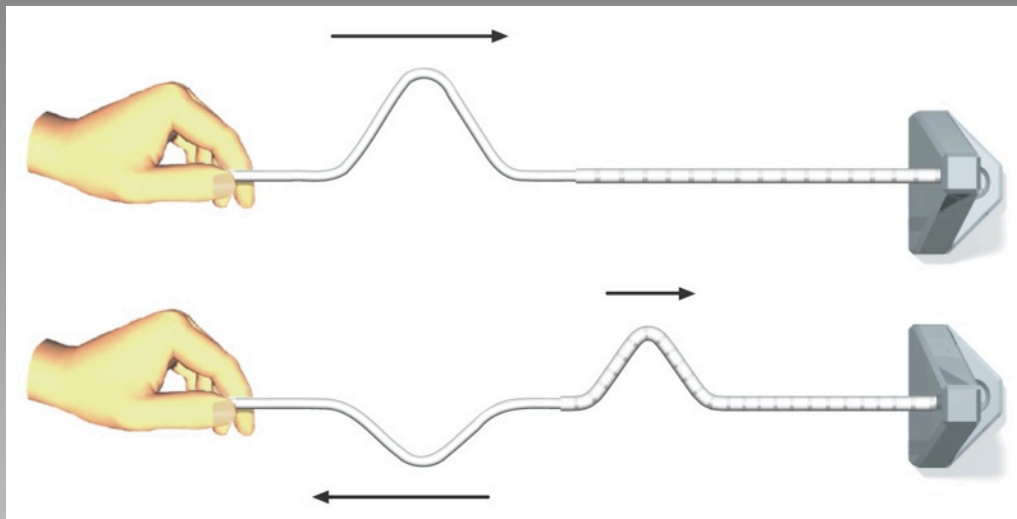
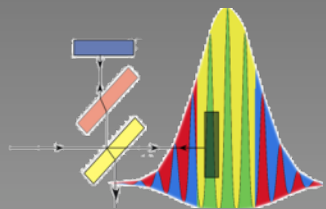
Phase

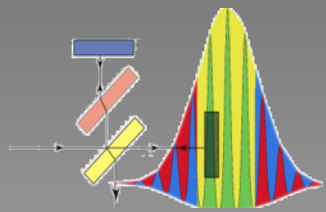
$$\frac{d}{dt}[\omega t - kz] = 0 \rightarrow \omega - k \cdot \frac{dz}{dt} = 0$$

$$\rightarrow \frac{dz}{dt} = v_{\text{Phase}} = \frac{\omega}{k}$$

$$v_{\text{Phase}} = \frac{\text{Weg einer Periode}}{\text{Zeit}} = \frac{\lambda}{1/\nu} = \lambda \cdot \nu = \frac{\omega}{2\pi / \lambda}$$

$k \dots \text{Kreiswellenzahl}$



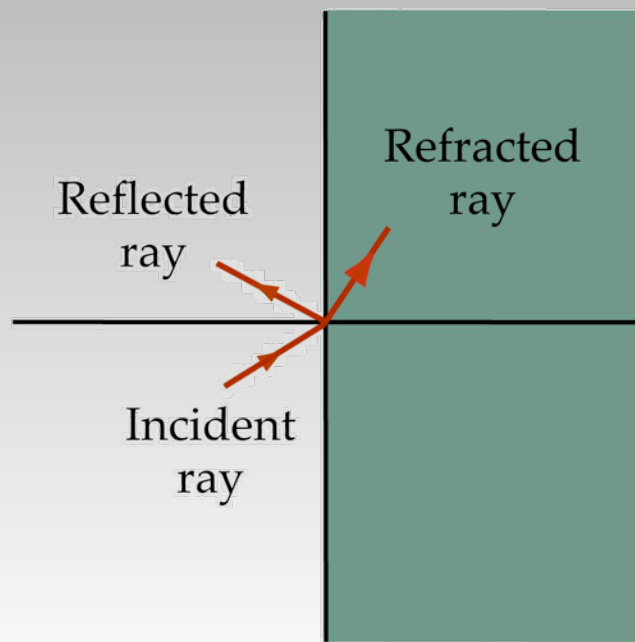


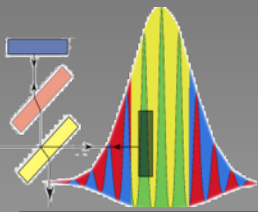
$$\overrightarrow{v_{\text{in}}} = v_1$$

$$\overrightarrow{v_{\text{t}}} = v_2 = \frac{1}{2} v_1$$



$$\overleftarrow{v_{\text{r}}} = v_1$$





- ❶ Die Eigenschwingungen der Saite können auch als stehende Wellen interpretiert werden.
- ❷ Die Randbedingungen ergeben einen Zusammenhang zwischen Wellenlängen und Frequenzen:

$$v_1 = v_{\text{Phase}} / \lambda_1, \quad v_2 = 2 v_1, \quad v_3 = 3 v_1, \dots$$

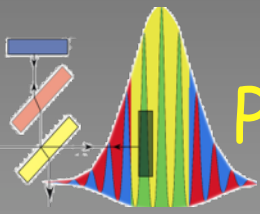
- ❸ Die Frequenzen v_2, v_3, \dots heißen zweite, dritte Harmonische der Grundfrequenz.

Elastische Saite

$$v_{\text{Phase}} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}$$

$$\sigma = \frac{F}{A} \dots \dots \dots \text{Saitenspannung}$$

$$\rho \dots \dots \dots \text{Massendichte}$$

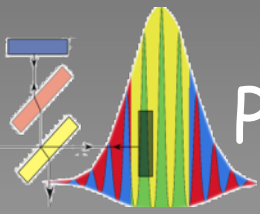


Phasen und Gruppengeschwindigkeit

- Die Beziehung zwischen ω und k bestimmt v , die Phasengeschwindigkeit einer Welle.
- In einem **dispersionsfreien Medium** wie Vakuum gilt daher:

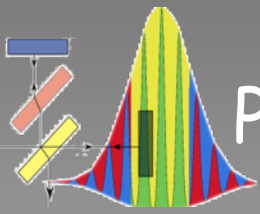
$$v_{Phase} = \frac{\omega}{k} = \frac{const \cdot k}{k} = const$$

Alle Wellen eines bestimmten Typs
(zum Beispiel alle elektromagnetischen Wellen)
breiten sich in einem dispersionsfreien Medium
mit derselben Phasengeschwindigkeit aus.



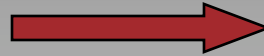
Phasen und Gruppengeschwindigkeit

- Wenn mehrere Wellen einander überlagern, so bewegt sich die einhüllende Modulationskurve der Gesamtwelle mit einer anderen Geschwindigkeit als die einzelnen Wellen.
- Dies führt uns zum Begriff der Gruppengeschwindigkeit
 - und deren Zusammenhang mit der Phasengeschwindigkeit.



Phasen und Gruppengeschwindigkeit

$$\psi = A \cdot \left(\cos[\omega_1 \cdot t - k_1 z] + \cos[\omega_2 \cdot t - k_2 z] \right)$$



$$\psi = \underbrace{2A \cos\left[\frac{\Delta\omega}{2} \cdot t - \frac{\Delta k}{2} \cdot z\right]}_{\text{Langsam veränderliche Amplitude}} \cdot \underbrace{\cos[\bar{\omega} \cdot t - \bar{k}z]}_{\text{Trägerwelle}}$$

Langsam veränderliche Amplitude

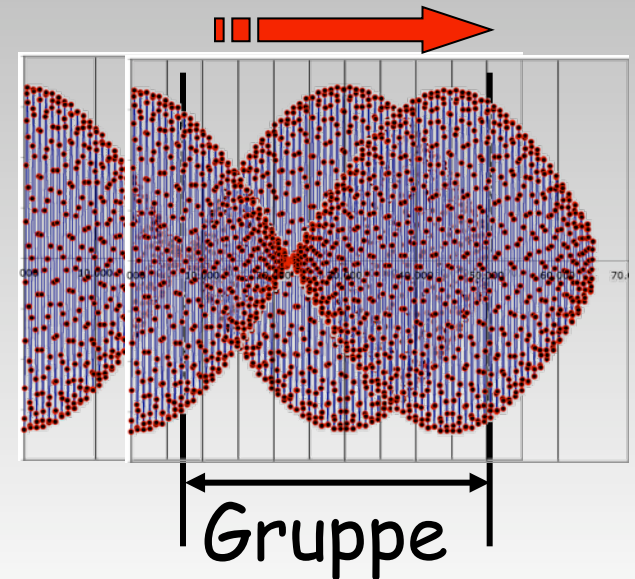
Trägerwelle

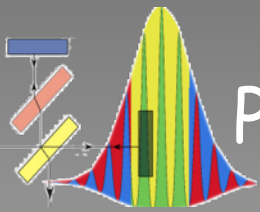
$$\Delta\omega = \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2)$$

$$\Delta k = \frac{1}{2}(k_1 - k_2)$$

$$\bar{\omega} = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$$

$$\bar{k} = \frac{1}{2}(k_1 + k_2)$$





Phasen und Gruppengeschwindigkeit

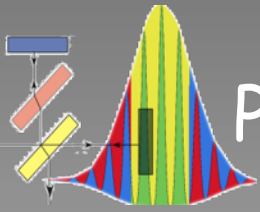
$$\psi = \underbrace{2A \cos \left[\frac{\Delta\omega}{2} \cdot t - \frac{\Delta k}{2} \cdot z \right]}_{\text{red}} \cdot \underbrace{\cos [\bar{\omega} \cdot t - \bar{k} z]}_{\text{blue}}$$

$$\frac{d}{dt} [\bar{\omega} \cdot t - \bar{k} z] = 0$$

$$\bar{\omega} - \bar{k} \frac{dz}{dt} = 0$$

$$\frac{dz}{dt} \equiv v_{Ph} = \frac{\bar{\omega}}{\bar{k}}$$

Für einen Beobachter, der sich mit der Welle, z.B. im Maximum, mit der Phasengeschwindigkeit mitbewegt, bleibt die Phase konstant (also ein Maximum)



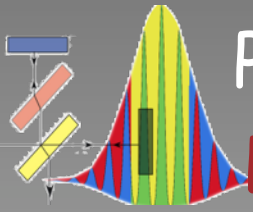
Phasen und Gruppengeschwindigkeit

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\Delta\omega}{2} \cdot t - \frac{\Delta k}{2} \cdot z \right] = 0 \quad \psi = \underbrace{2A \cos \left[\frac{\Delta\omega}{2} \cdot t - \frac{\Delta k}{2} \cdot z \right]}_{\text{Envelope}} \cdot \underbrace{\cos[\bar{\omega} \cdot t - \bar{k}z]}_{\text{Carrier}}$$

$$\frac{\Delta\omega}{2} - \frac{\Delta k}{2} \cdot \frac{dz}{dt} = 0$$

$$\frac{dz}{dt} \equiv v_{Gr} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k} \quad \Rightarrow \quad v_{Gr} = \frac{d\omega}{dk}$$

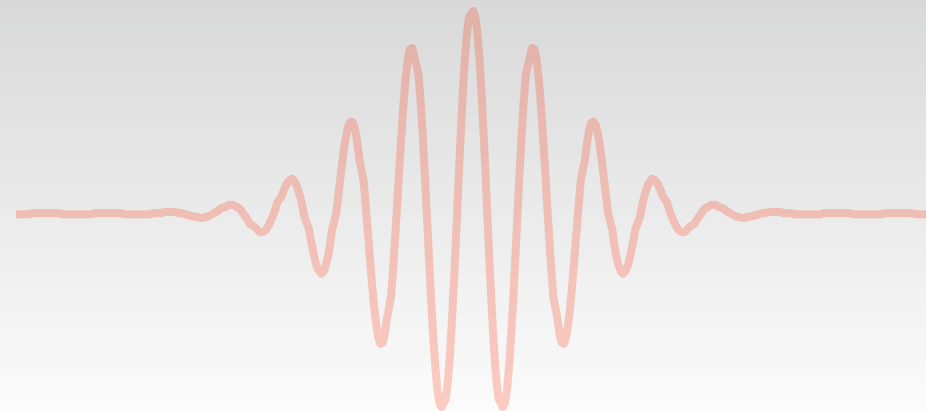
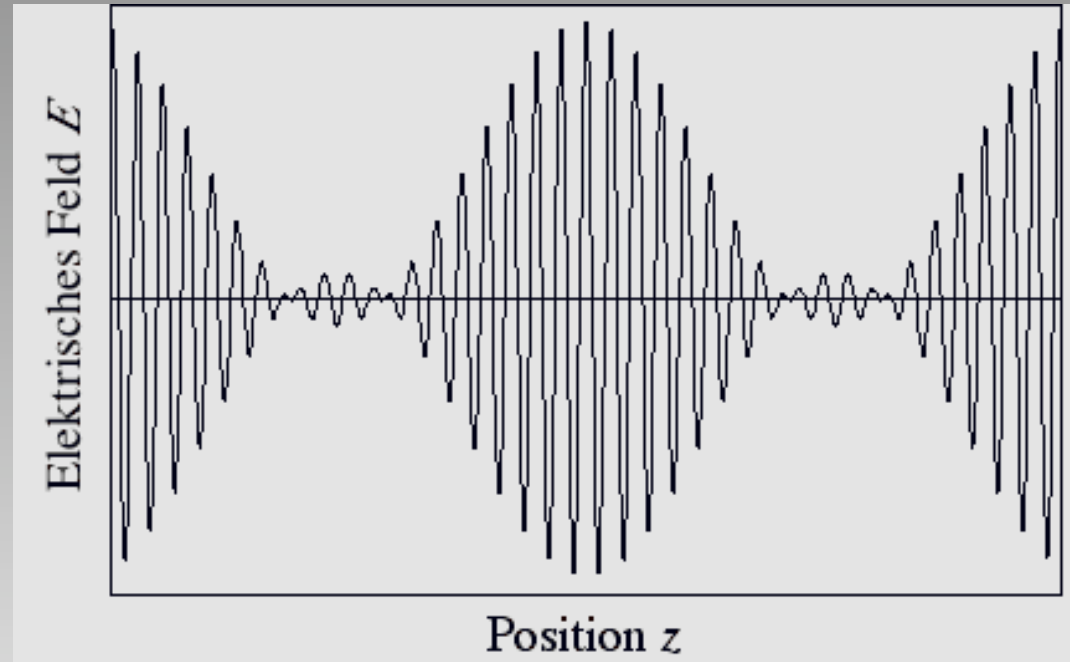
Für einen Beobachter, der sich mit der Welle, z.B. im Maximum der Amplitude, mit der Gruppengeschwindigkeit mitbewegt, bleibt die Amplitude konstant (also ein Maximum)

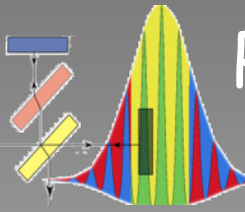


Phasen und Gruppengeschwindigkeit

Beispiele

$$v_{Ph} = v_g$$

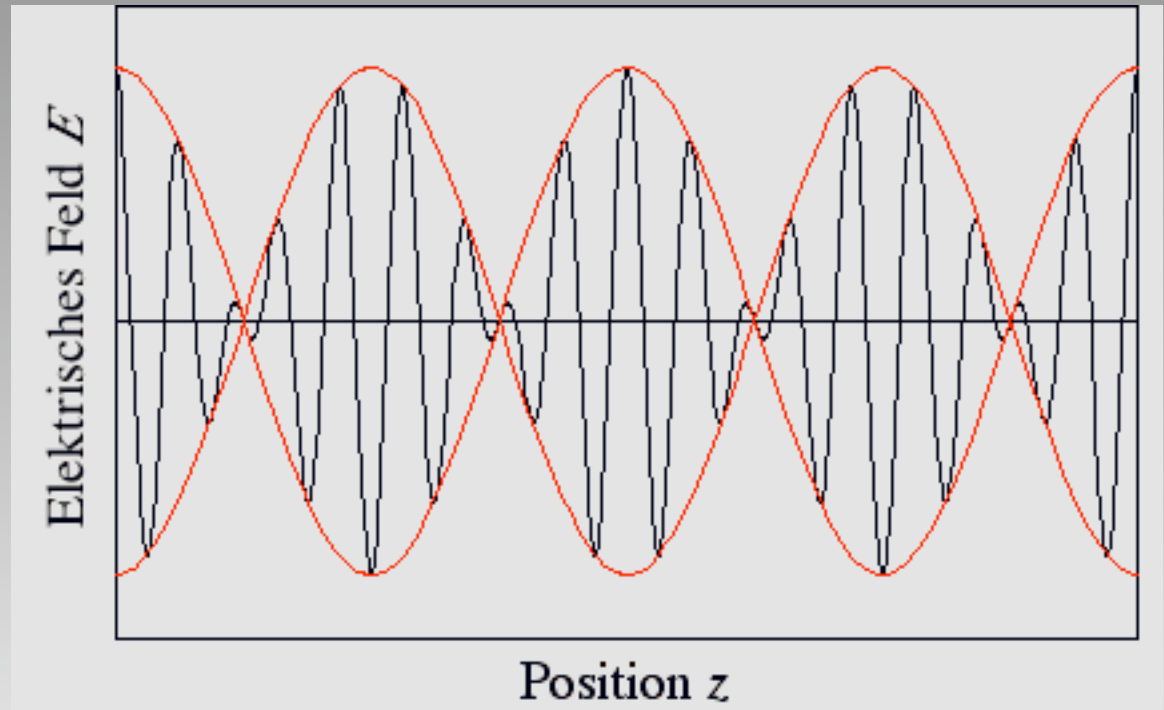


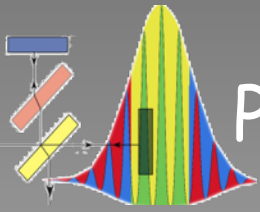


Phasen und Gruppengeschwindigkeit

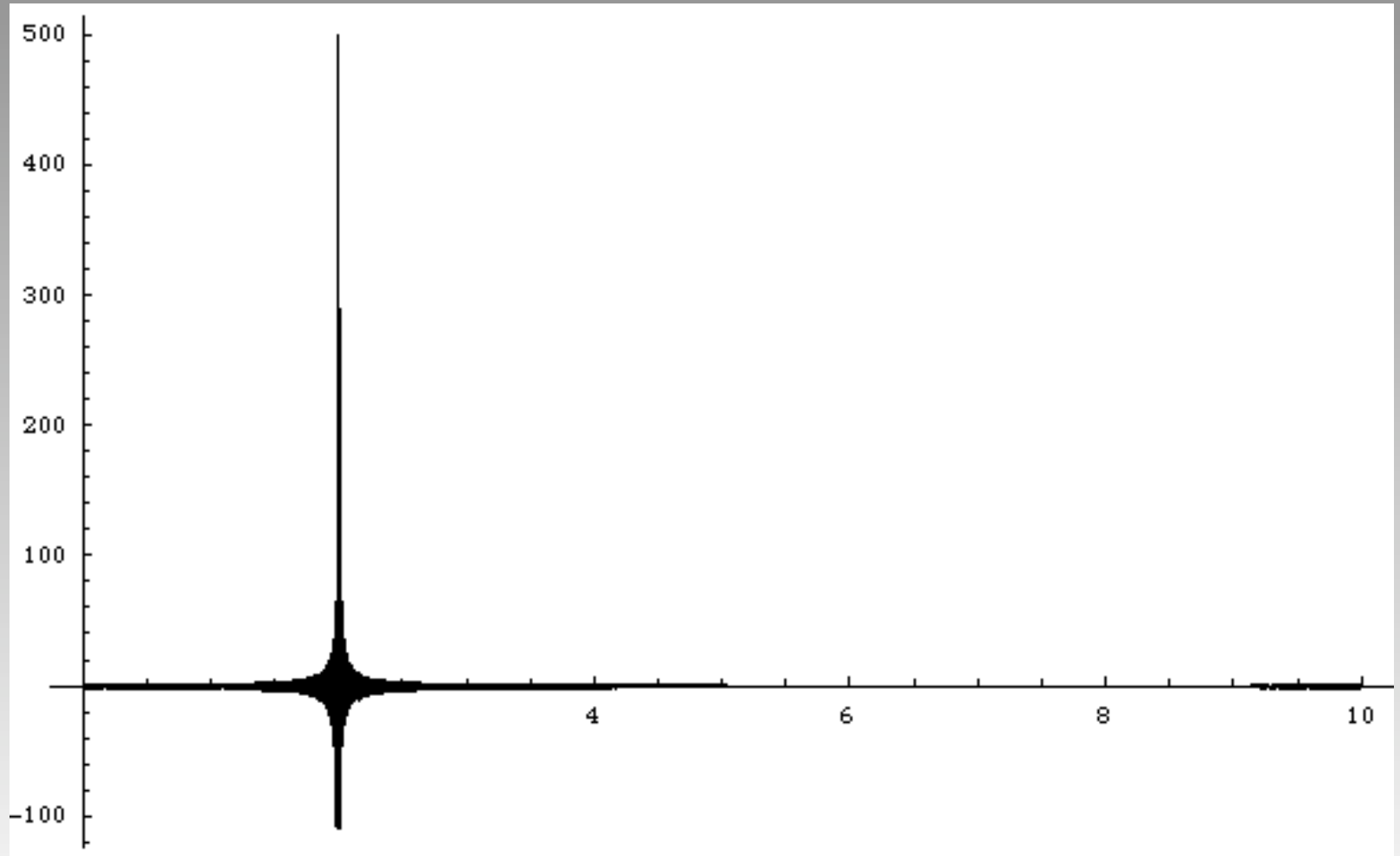
Beispiele

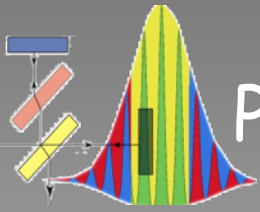
$$v_{Ph} \neq v_g$$





Phasen und Gruppengeschwindigkeit





Phasen und Gruppengeschwindigkeit

$$\Rightarrow v_{Gr} = \frac{d\omega}{dk}$$

In einem dispersionsfreien Medium gilt wieder

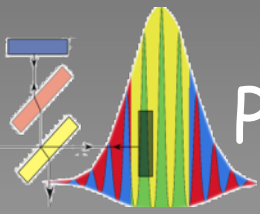
$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk}(\text{const.} \cdot k) = \text{const}$$

$$v_{Ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{\text{const.} \cdot k}{k} = \text{const}$$

Applet 1

Applet 2

Applet
Neg_vel



Phasen und Gruppengeschwindigkeit

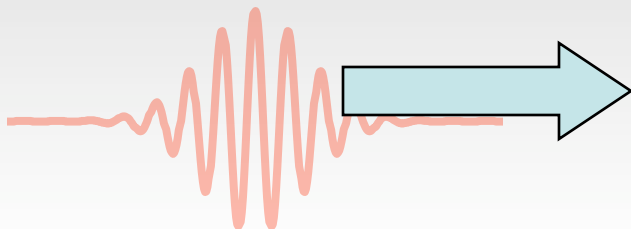
$$\rightarrow v_{Gr} = \frac{d\omega}{dk}$$

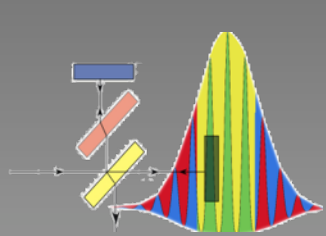
$$\frac{dv_{Ph}}{dk} = \frac{d}{dk} \left(\frac{c}{n} \right) = \frac{-c}{n^2} \frac{dn(k)}{dk}$$

$$\rightarrow v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d}{dk} (v_{Ph} k) = v_{Ph} + k \frac{dv_{Ph}}{dk}$$

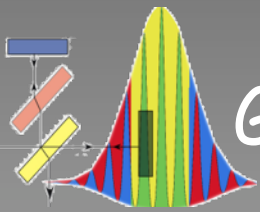
$$\frac{c}{n} + k \frac{d}{dk} \left(\frac{c}{n} \right) = \frac{c}{n} - \frac{ck}{n^2} \frac{dn(k)}{dk}$$

$$v_g = v_{Ph} \left(1 - \frac{k}{n} \frac{dn(k)}{dk} \right)$$





$$\begin{aligned}
 v_g &= v_{Ph} \left(1 - \frac{k}{n} \frac{dn(k)}{dk} \right) = v_{Ph} \left(1 - \frac{\omega}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega} \frac{d\omega}{dk} \right) = \\
 &= \left(\frac{c}{n} - \frac{\omega}{n} \frac{dn(\omega)}{d\omega} v_g \right) \rightarrow \\
 v_g &= \frac{v_{Ph}}{1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn(\omega)}{d\omega}}
 \end{aligned}$$



Gruppengeschwindigkeit

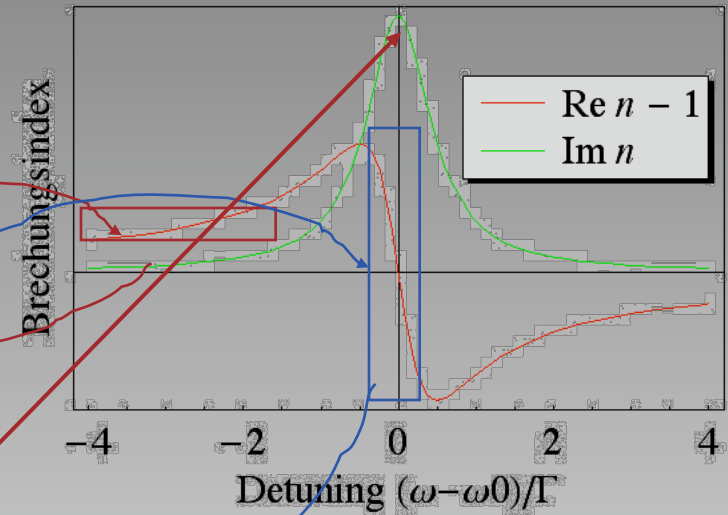
$$v_g = \frac{v_{Ph}}{1 + \frac{\omega}{n} \frac{dn(\omega)}{d\omega}}$$

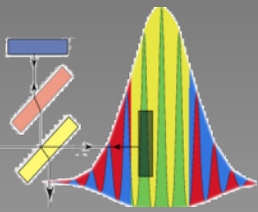
$$v_g < v_{Ph}$$

Häufigster Fall!

$$v_g > v_{Ph}$$

Schwierig zu realisieren!

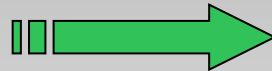




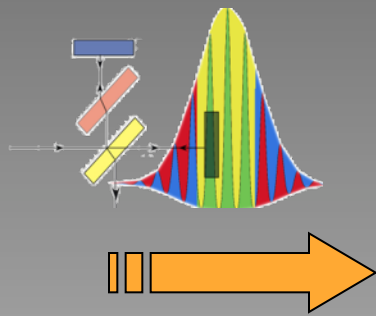
Harmonische Analyse, Fourier-analyse-synthese

Viele Aspekte von schwingenden Systemen sind von allgemeiner Natur und in vielen Gebieten der Physik von Bedeutung.

Der Grund dafür liegt in der Tatsache, dass eine Vielzahl von physikalischen Phänomenen durch lineare Differentialgleichungen beschrieben werden.



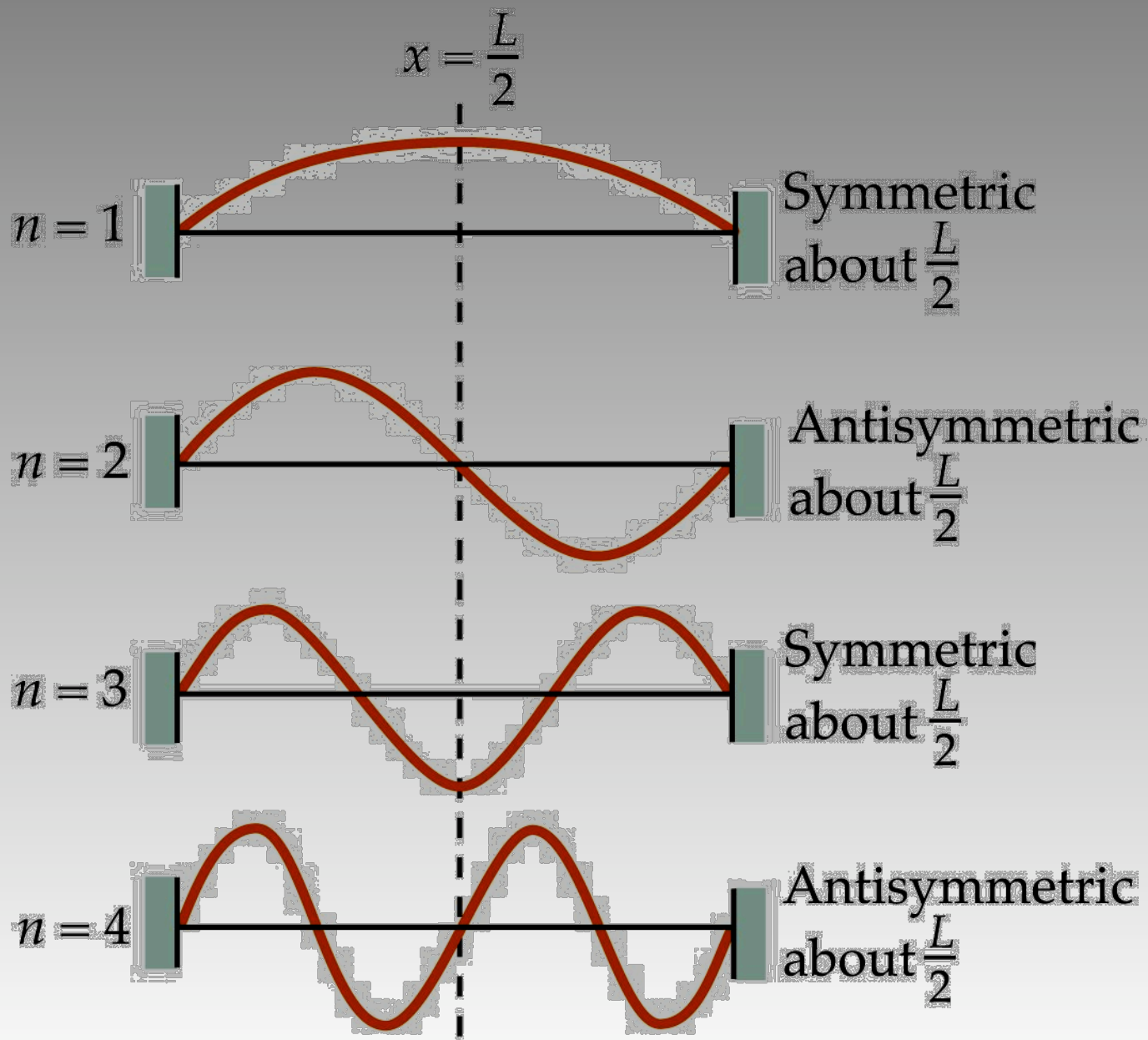
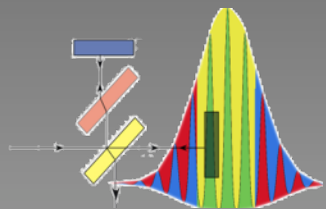
Wenn $f(x)$ und $q(x)$ Lösungen sind, ist auch eine beliebige Linearkombination $a \cdot f(x) + b \cdot q(x)$ eine Lösung

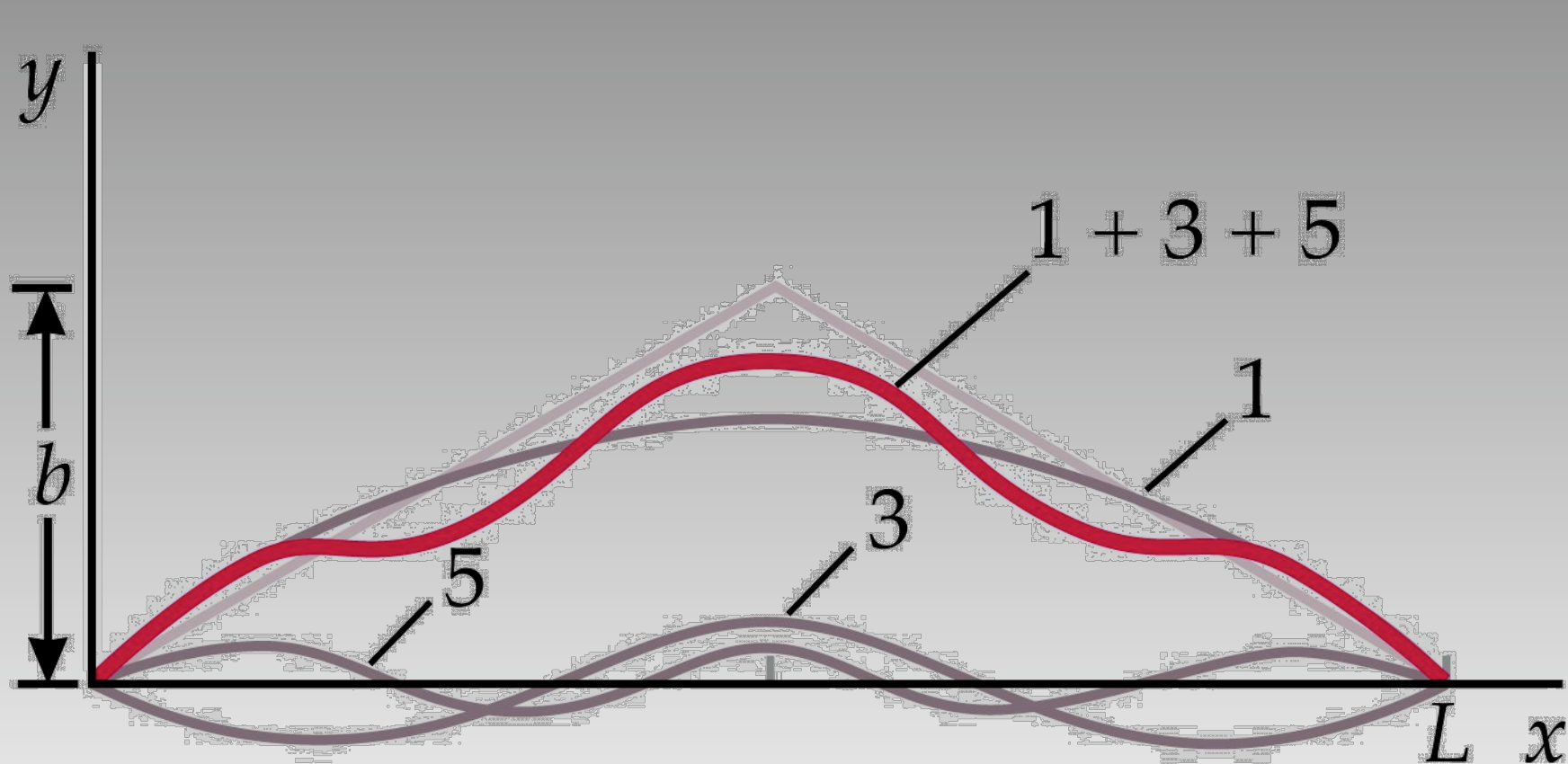
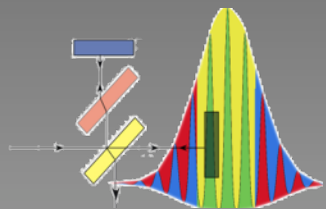


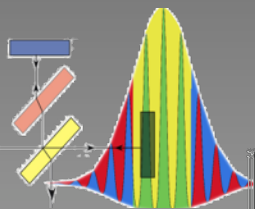
Superpositionsprinzip

Eine beliebiger Zustand eines Systems (vorausgesetzt das System ist durch lineare Diffgleichungen; Schwingungsgleichung beschrieben) kann als Überlagerung der Eigenschwingungen des Systems dargestellt werden.

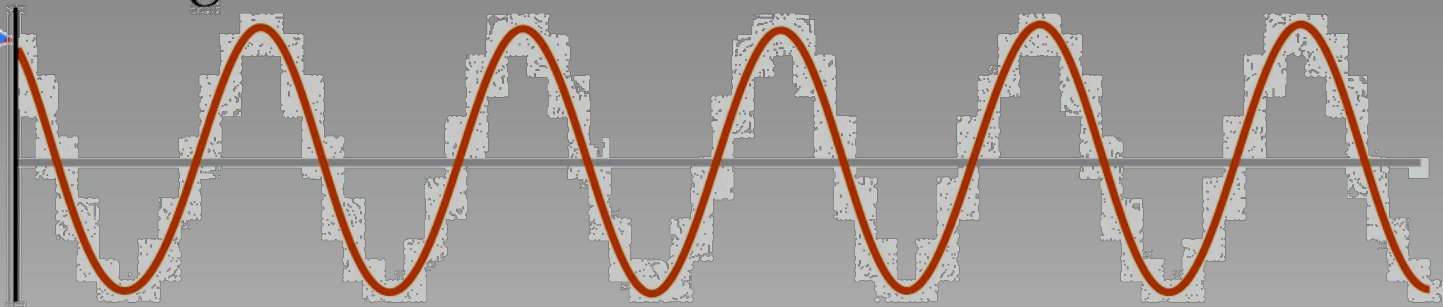
Eine beliebige periodische Funktion eines Systems kann als Überlagerung von Sinus und Cosinus Funktionen dargestellt werden.



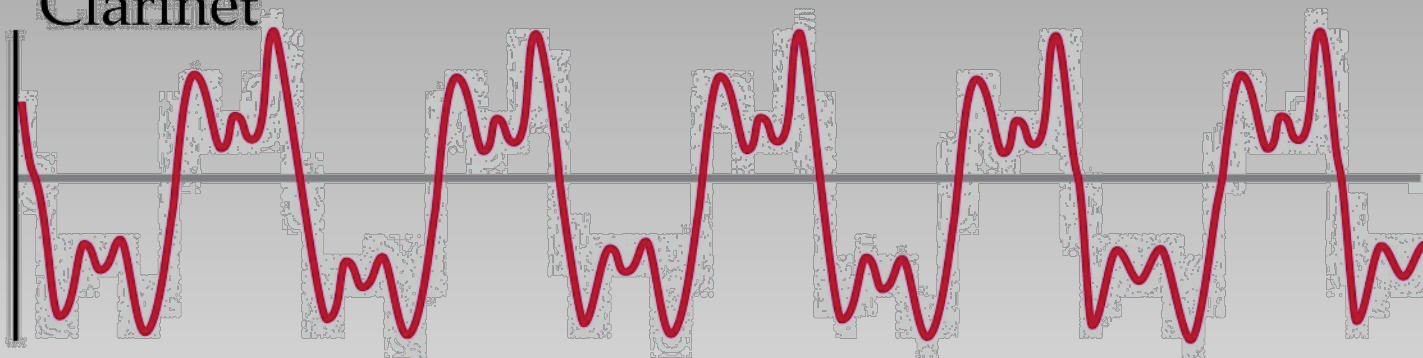




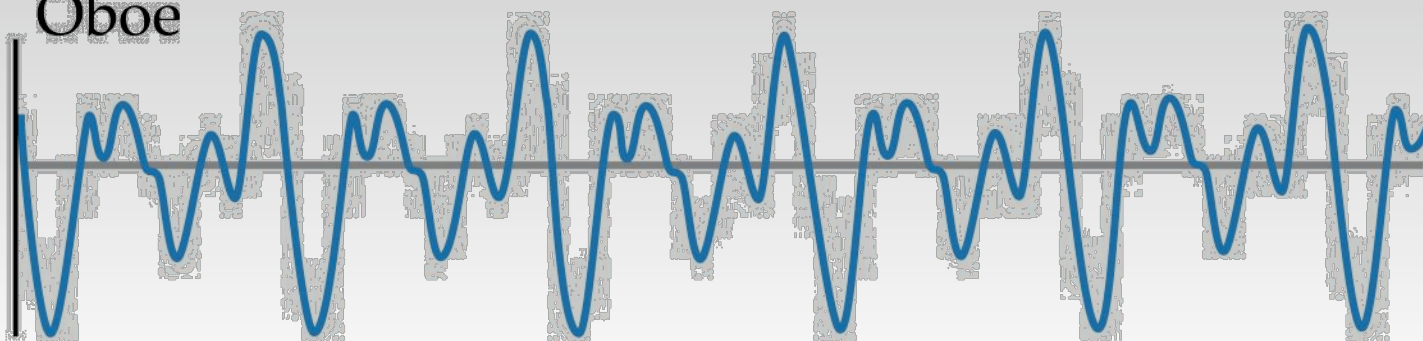
Tuning fork

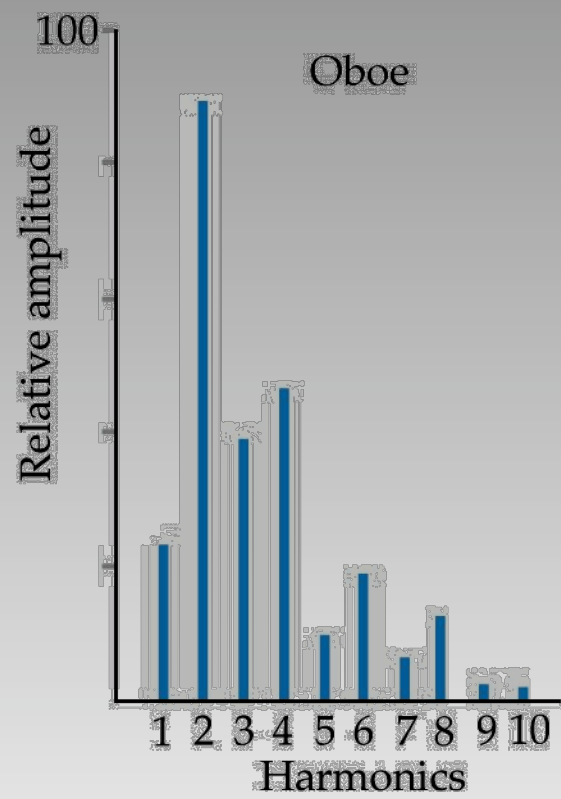
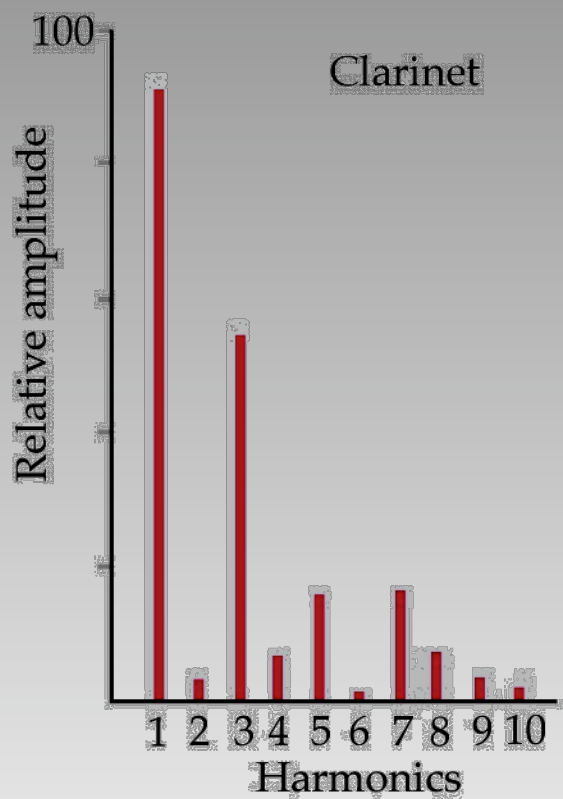
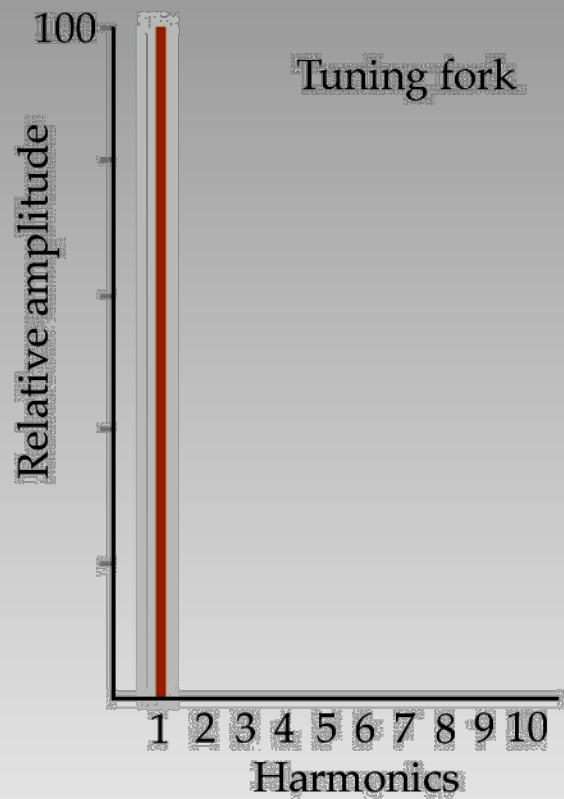
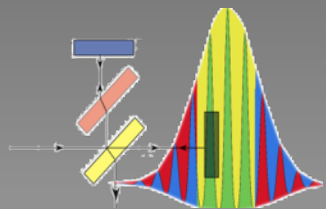


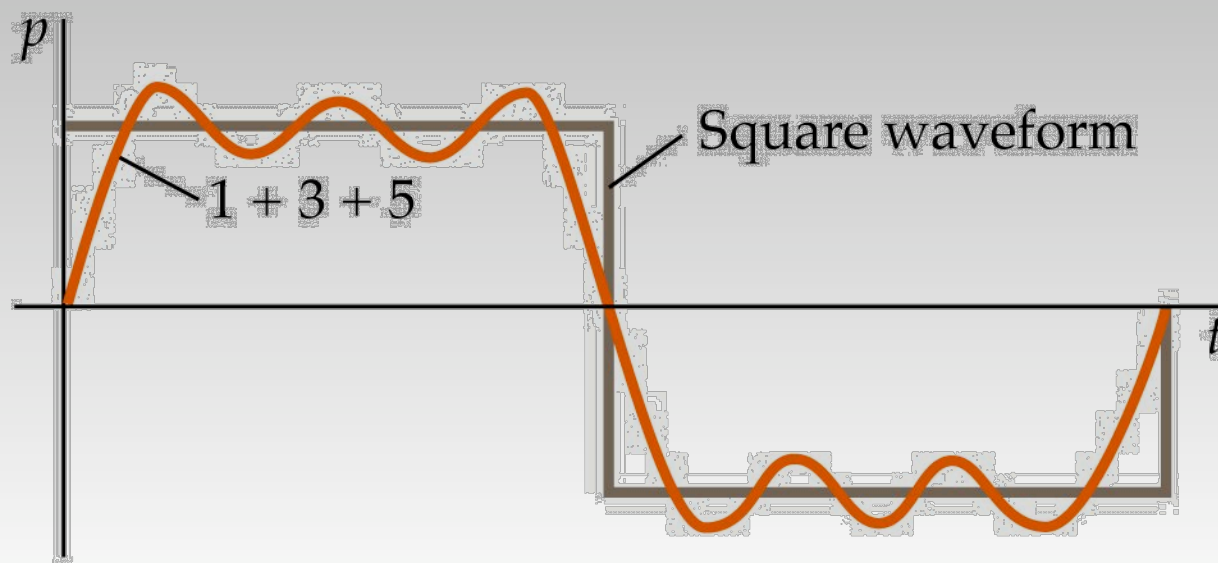
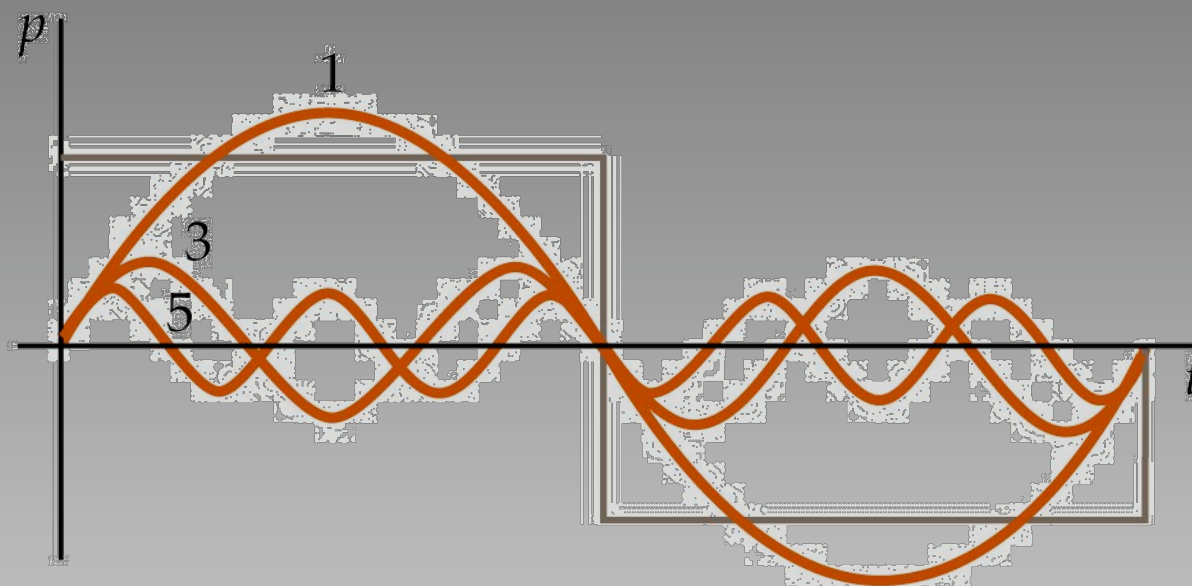
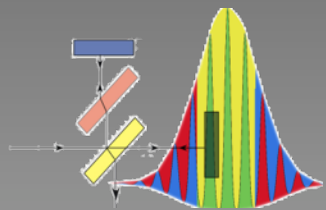
Clarinet

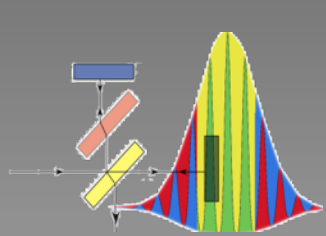


Oboe





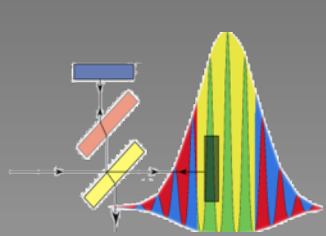




$$\begin{aligned}
 x(t) = f(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cdot \cos \left[\underbrace{\omega_n}_{n \cdot \omega_0} \cdot t \right] + \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cdot \sin \left[\underbrace{\omega_n}_{n \cdot \omega_0} \cdot t \right] = \\
 &= \text{const} + \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \cos[\omega_n \cdot t] + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \sin[\omega_n \cdot t]}_{\text{Fourierreihe}}
 \end{aligned}$$

Fourierreihe

$$\omega_n = n \cdot \omega_0 = n \cdot \frac{2\pi}{2L}$$



$$f(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \cos[n \cdot \omega_0 \cdot t] + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \sin[n \cdot \omega_0 \cdot t]$$

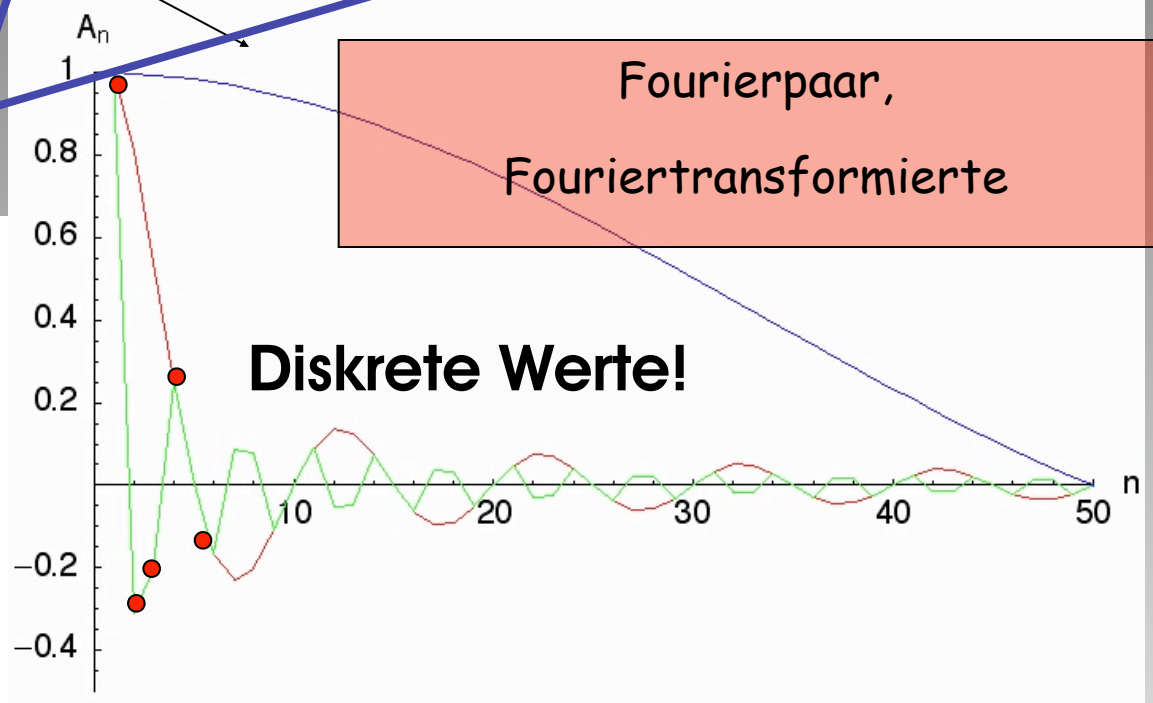
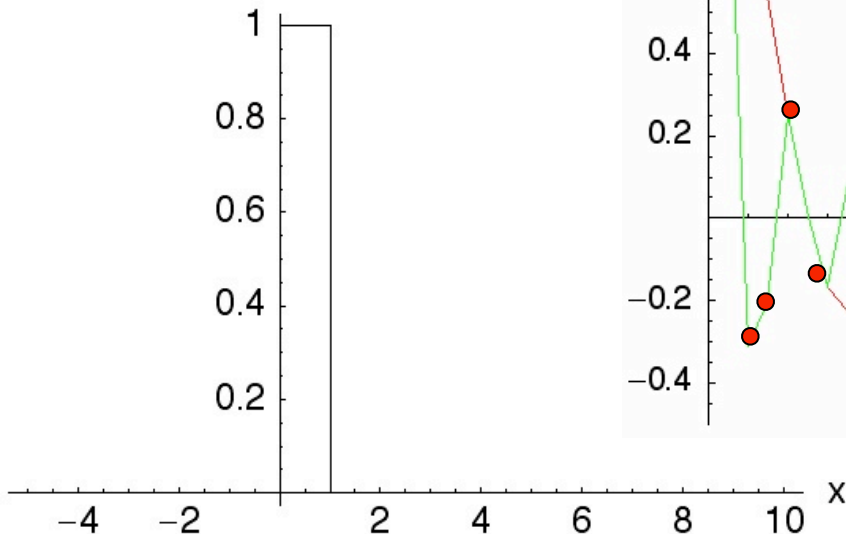
$$A_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \cdot dt$$

$$A_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cdot \cos[n \cdot \omega_0 \cdot t] \cdot dt$$

$$B_n = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cdot \sin[n \cdot \omega_0 \cdot t] \cdot dt$$

$$ff(x) \equiv cons \neq \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \cos[\omega_n \cdot t] \neq \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \sin[\omega_n \cdot tx]$$

$f(x)_{\text{original}}$



Fourierpaar,
Fouriertransformierte

Diskrete Werte!

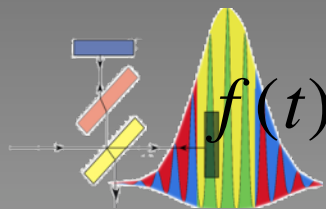
Funktion der Zeit:

Zeit

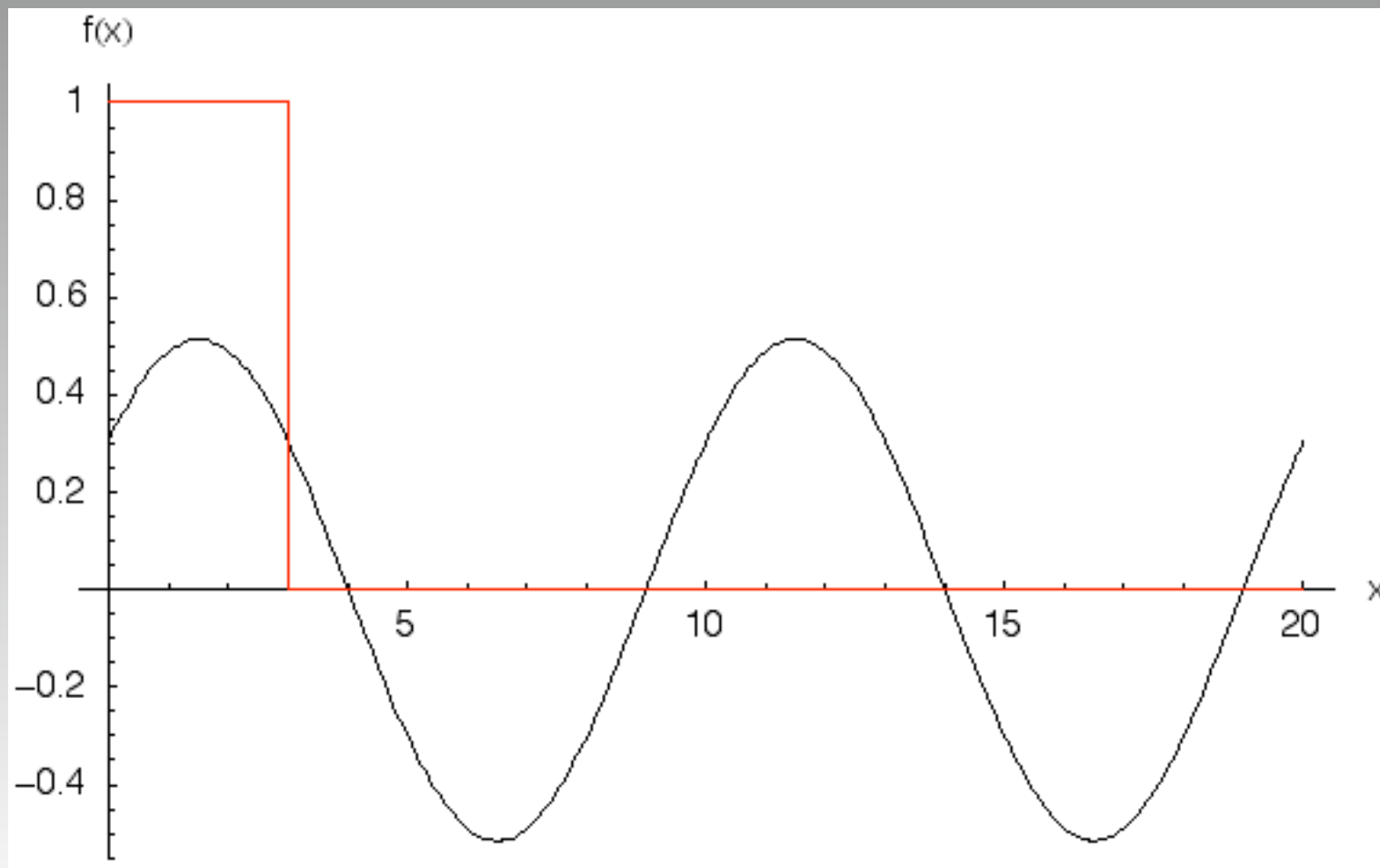
Funktion der Frequenz Frequenz;
Energie

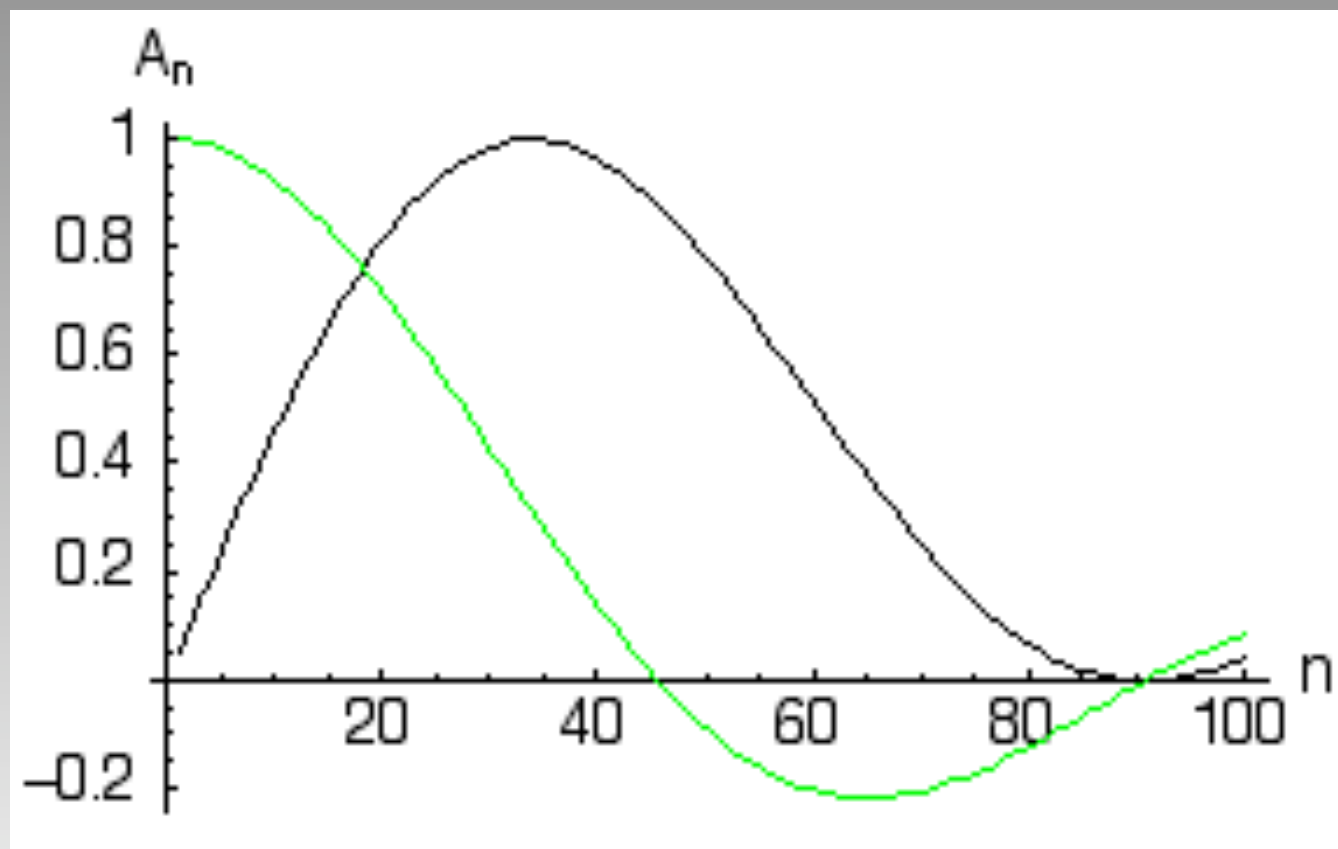
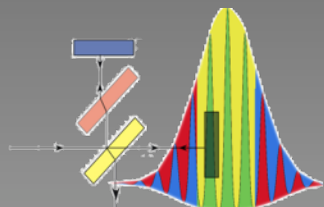
Ort

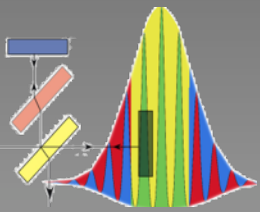
Impuls (k)



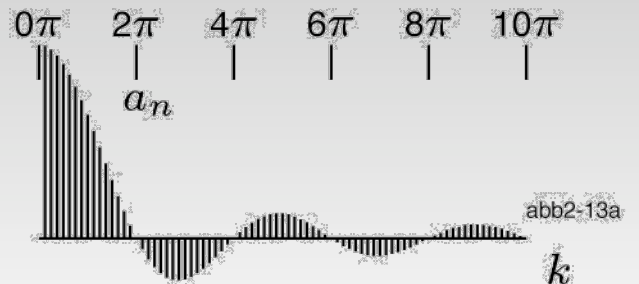
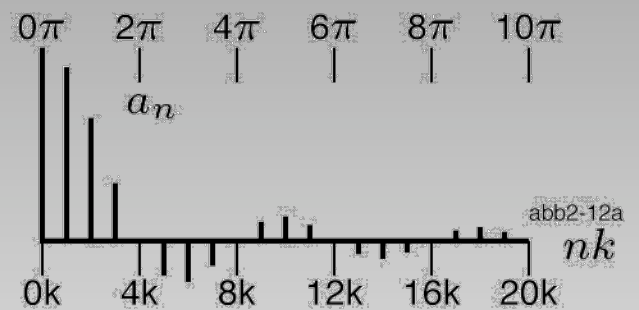
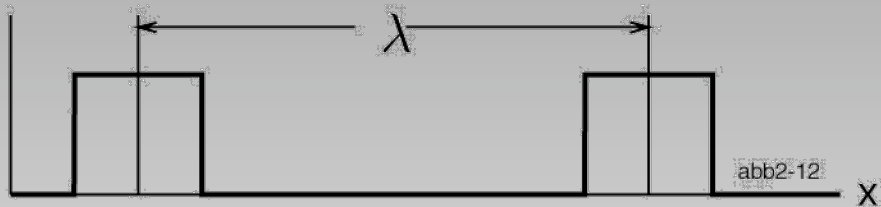
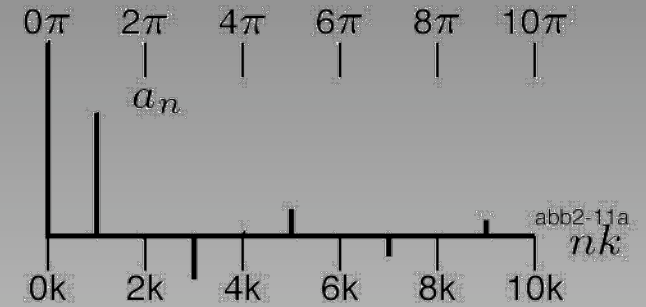
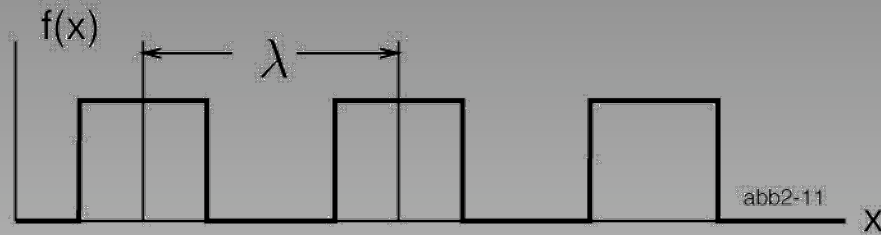
$$f(t) = \text{cons} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \cos[\omega_n \cdot t] + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cdot \sin[\omega_n \cdot t]$$



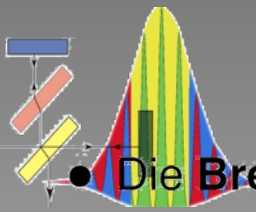




FOURIERTRANSFORMATION



Periode gegen unendlich



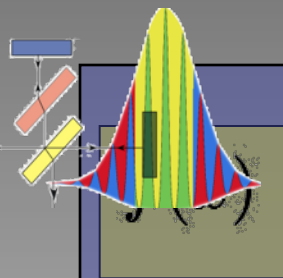
- Die **Breite** des Wellenzuges bleibt unverändert
- Der Impuls nimmt einen immer **kleineren Bruchteil** der Grundwellenlänge ein
- Einzelheiten von $f(x)$ werden immer **kürzer** bezüglich λ
- Fourierkomponenten mit kleinem λ (großes f) erhalten immer **mehr Gewicht**
- Für $\lambda \rightarrow \infty$ entsteht ein Impuls

Diskretes Fourier Spektrum **n. ω**

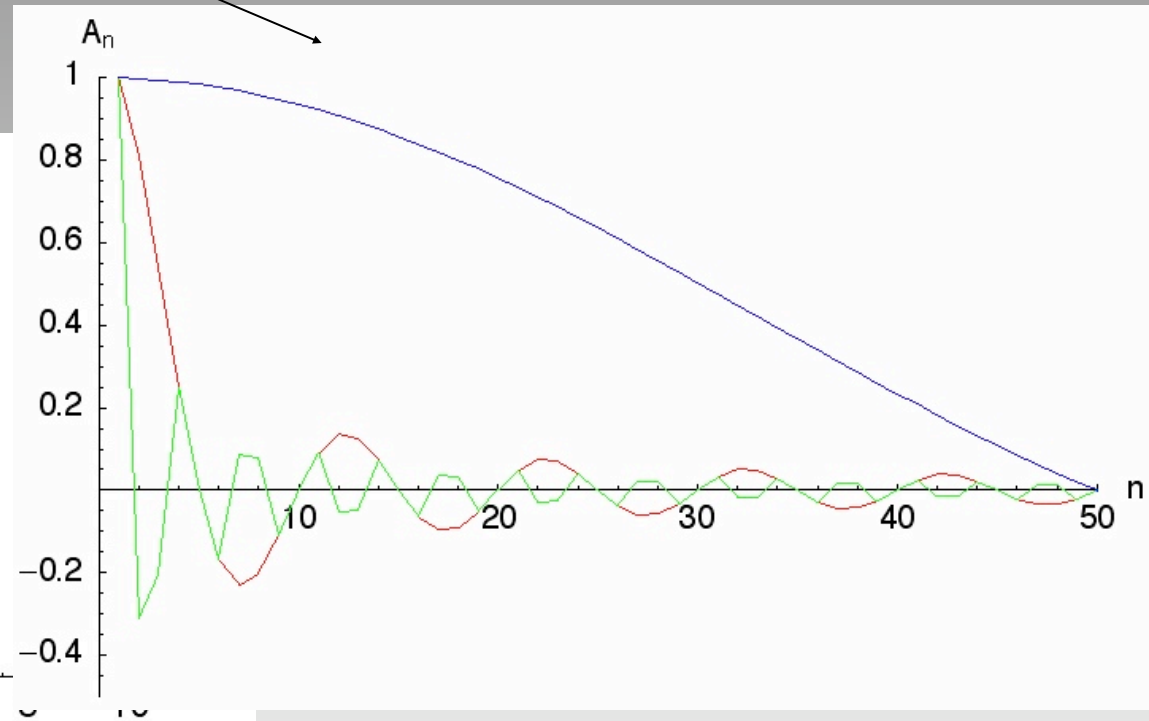
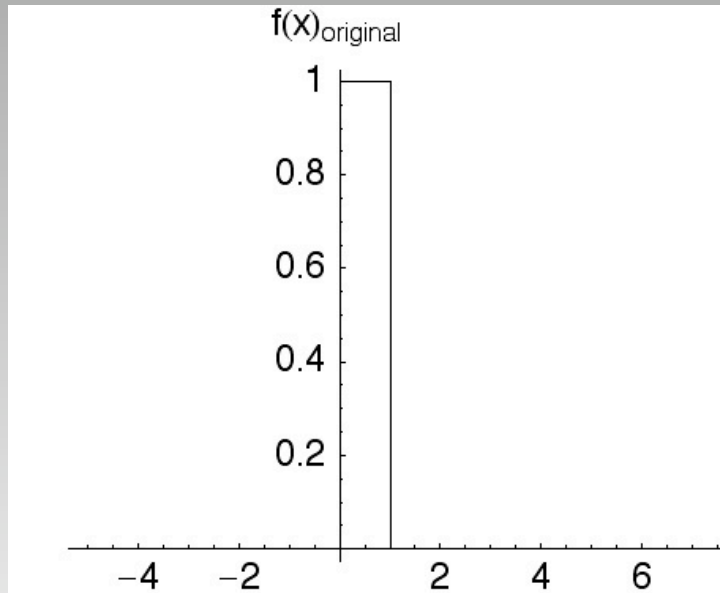
Kontinuierliche Verteilung **ω .d ω**

Periodische Funktion \rightarrow Impuls

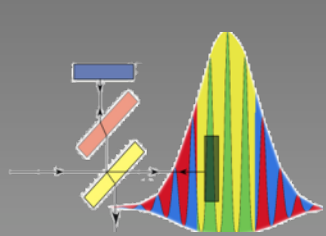
Fourier Reihe \sum \rightarrow Fourier Integral \int



$$f(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} A(k) \cos kx \, dk + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} B(k) \sin kx \, dk$$



Fourierpaar,
Fouriertransformierte



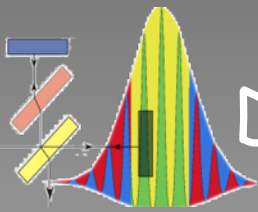
$$f(t) = \int_0^{\infty} A(\omega) \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot d\omega + \int_0^{\infty} B(\omega) \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot d\omega$$

$$A(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot \cos(\omega \cdot t) \cdot dt$$

$$B(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot dt$$

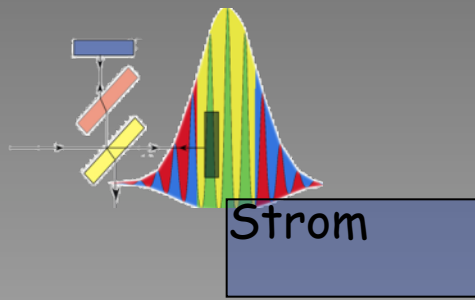
$$f(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) \cdot e^{-i\omega t} d\omega$$

$$g(\omega) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{i\omega t} dt$$



Der elektrische Strom

- Elektrische Ströme haben magnetische, thermische und chemische Wirkungen, mit denen man sie identifizieren und messen kann.
- **Die magnetische Wirkung des elektrischen Stroms**
 - Die Existenz des magnetischen Feldes um einen geraden Leiter kann auch mit einer Kompaßnadel (magnetischer Dipol) nachgewiesen werden
 - Zwei gleichsinnig von einem Strom durchflossene Leiter ziehen sich an
- **Chemische Wirkung des elektrischen Stroms**
 - Eine chemische Wirkung des Stromes tritt nur in Sonderfällen auf: Bei den elektrolytischen Leitern. In ihnen sorgen Ionen, also geladene Atome für den Ladungstransport. Die Ionen wandern zu den Elektroden (Anode positiv, Kathode negativ), geben dort ihre Ladung ab und werden als Atome oder Moleküle abgeschieden
- **Thermische Wirkung des elektrischen Stroms**
 - Jeder stromdurchflossene Leiter erwärmt sich und kann dadurch zum Glühen gebracht werden.



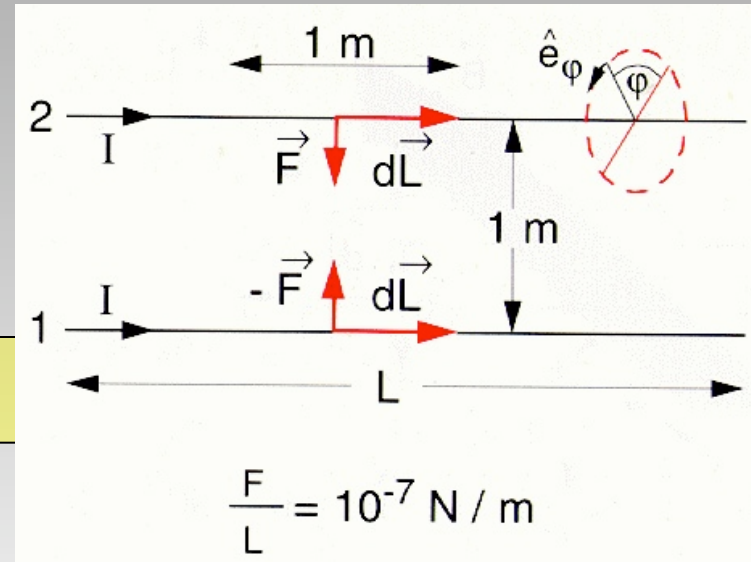
$$I = \frac{dQ}{dt}$$

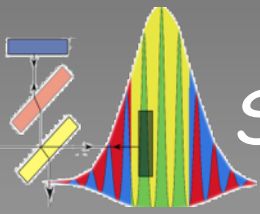
$$[I] = 1 \text{ Ampere} = 1 \text{ A}$$

Zwei unendlich lange parallele Drähte im Abstand 1 m voneinander, die von einem Strom von 1 Ampere (1A). gleichsinnig durchflossen werden, ziehen sich mit einer Kraft von $2 \cdot 10^{-7} \text{ N}$ pro Meter Leiterlänge an

$$I = \frac{dQ}{dt} = \int_A \vec{j} \cdot d\vec{A}$$

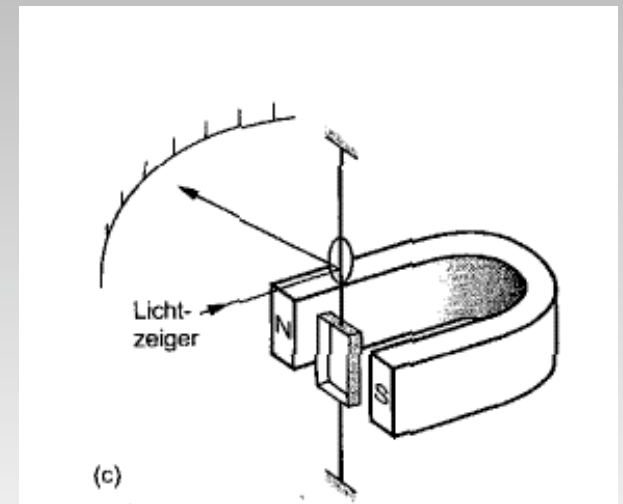
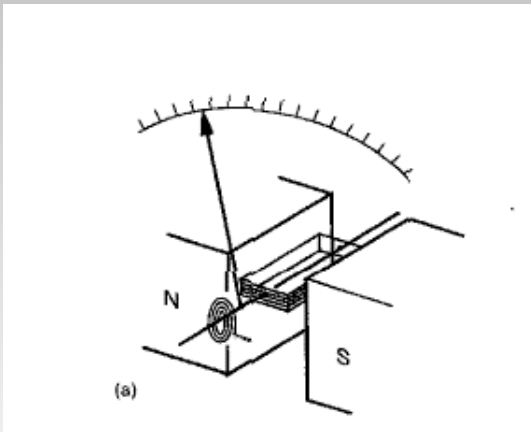
Stromdichte

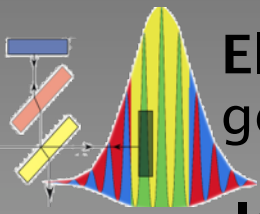




Strommessung

- Magnetische Wirkung des Stroms
- Konvertierung in Spannung über kleinen Widerstand - Messung der Spannung mit Operationsverstärker.





Elektronische Leiter: Strom hauptsächlich von Elektronen getragen

Ionen Leiter: Hauptsächlich Ionen; Elektrolyte

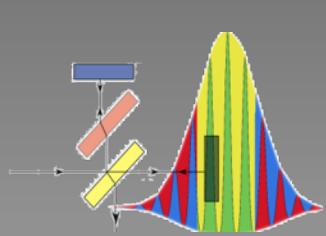
Gemischte Leiter: Ionen und Elektronen; Gasentladungen und Plasmen

$$I = n \cdot q \cdot A \cdot v$$

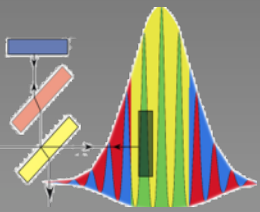
$$j = \underbrace{n \cdot q}_{\rho_{el}} \cdot v = \underbrace{n^+ \cdot q^+}_{\rho_{el}^+} \cdot v^+ + \underbrace{n^- \cdot q^-}_{\rho_{el}^-} \cdot v^- =$$

$$= \underbrace{n^+ \cdot e}_{\rho_{el}^+} \cdot v^+ - \underbrace{n^- \cdot e}_{\rho_{el}^-} \cdot v^-$$

Stromrichtung: Definiert als die Flussrichtung positiver Ladungsträger



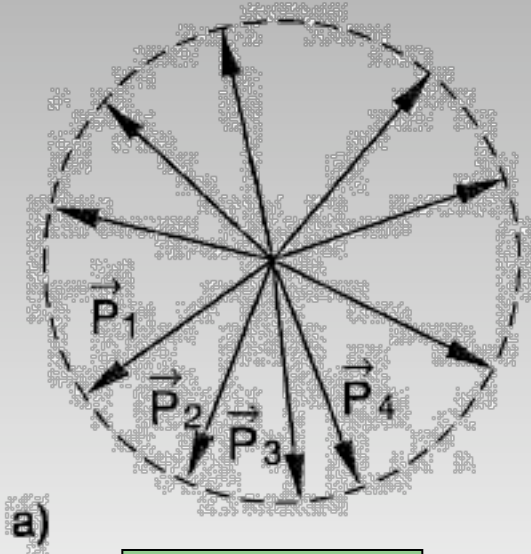
Kontinuitätsgleichung: Die zeitliche Änderung der Ladung in einem Volumen ist gleich der gesamten Stromstärke durch die Oberfläche des Volumens.



Elektrischer Widerstand und Ohmsches Gesetz

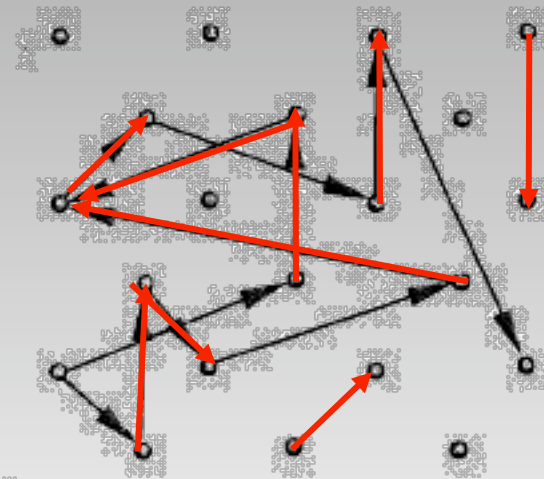
Mechanismen des Ladungstransportes in Leitern

Elektronen in Metall: 10^6 - 10^7 ms⁻¹

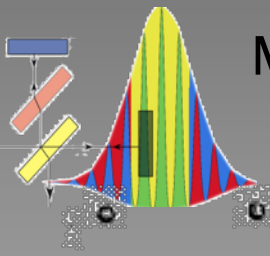


$$\sum \vec{p}_i = 0$$

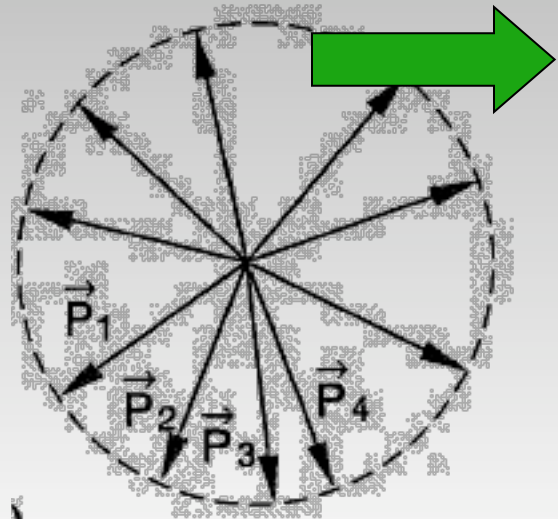
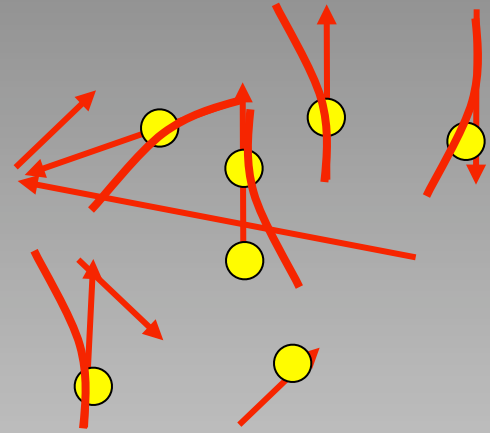
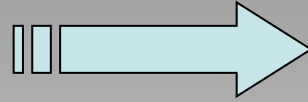
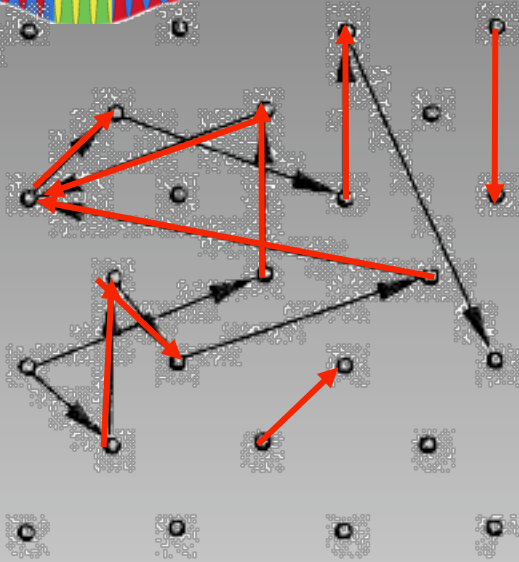
Mittelwert aller Elektronenimpulse ohne Feld 0



Bewegung der Ladungsträger



Mechanismen des Ladungstransportes in Leitern



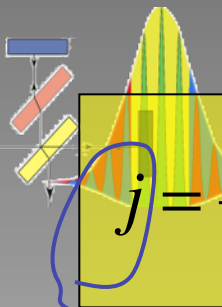
Durch äußeres Feld: Driftgeschwindigkeit

$$F = q \cdot E \rightarrow \langle \Delta v \rangle = \frac{F}{m} \tau_s = v_{Drift}$$

$$\underset{\rho \cdot v_{Drift}}{j} = \frac{n \cdot q^2 \tau_s}{m} E = \sigma_{el} E$$

Leitfähigkeit

Driftgeschwindigkeit klein, typisch 0.4mm/s



$$j = \frac{n \cdot q^2 \tau_s}{m} E = \sigma_{el} E$$

Ohmsches Gesetz

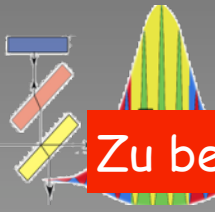
Bei homogenem Leiter mit Querschnitt A und Länge L
Durch Integration über Länge und Querschnitt ergibt sich

$$\sigma_{el} \int \int E dL dA = \sigma_{el} U A = \sigma_{el} E \cdot L \cdot A = \int j \cdot dA dL = I \cdot L = j \cdot A \cdot L$$

$$I = \frac{\sigma A}{L} U = \frac{1}{R} U$$

Elektrischer Widerstand

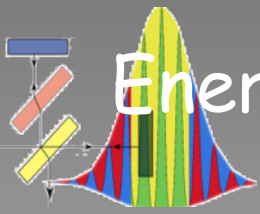
$[R] = 1 \text{ Ohm} = 1 \Omega$



Zu beachten:

$$\sigma_{el} \int E dL = U = \sigma_{el} E \cdot L$$

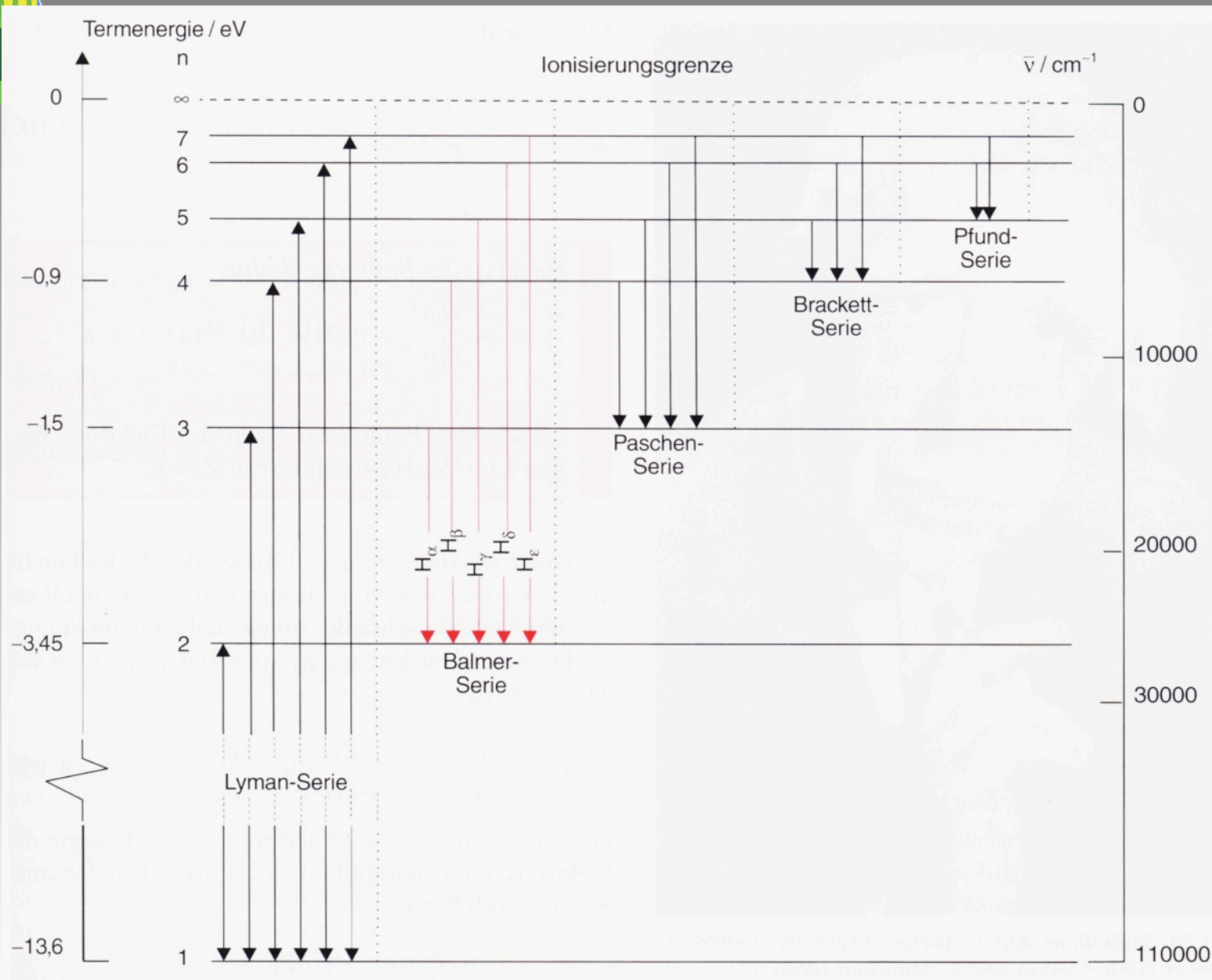
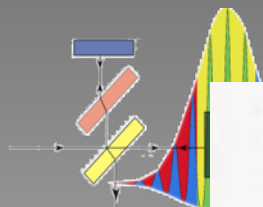
Entlang einem stromdurchflossenen Leiter tritt ein Potentialgefälle $U(x) = R x/L$ auf. Der Leiter ist nicht mehr auf konstantem Potential!
Seine Oberfläche ist keine Äquipotentialfläche.

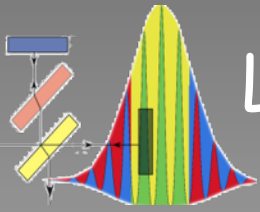


Energieniveaus der Atome

- Festkörper als Anordnung von periodischen Atomrümpfen
- Jedes Atom besteht aus positiven Protonen (Kern) und negativen Elektronen
 - Elektronen können im Atom nur ganz spezifische Energien besitzen.
 - Einer Energie entspricht eine ganz spezifische Verteilung (Bahn) des Elektrons um den Kern
 - Nur diese sind stabil, anderenfalls würde das Elektrons Energie verlieren.

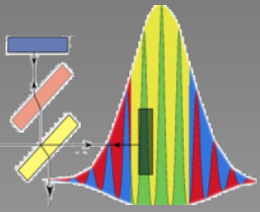
<http://www.walter-fendt.de/ph11d/bohr.htm>





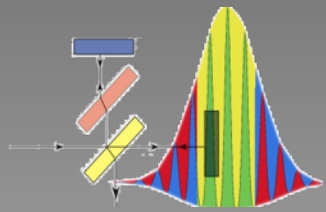
Leiter-Nichtleiter-Halbleiter

- Beim Festkörper sind Energiebereiche (Energiebänder) erlaubt.
- Die Elektronen können an den Atomrümpfen lokalisiert sein oder frei beweglich.



Leiter-Nichtleiter-Halbleiter

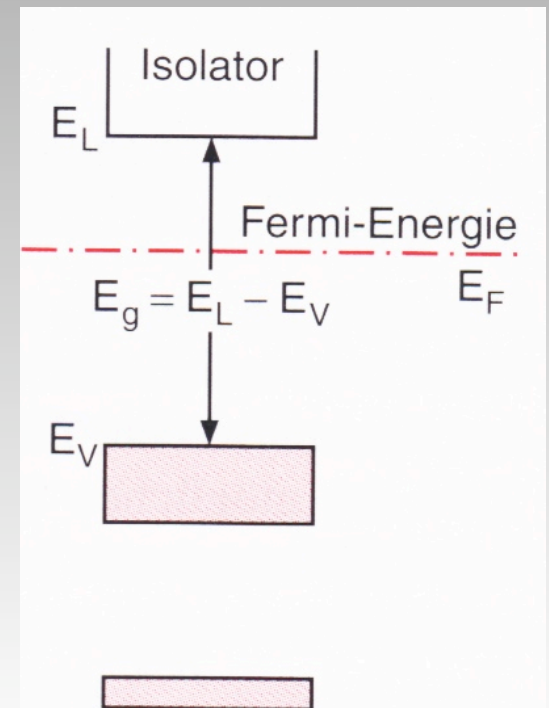
- Beim Festkörper sind Energiebereiche (Energiebänder) erlaubt.
- Die Elektronen können an den Atomrümpfen lokalisiert sein oder frei beweglich.

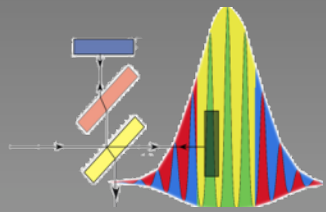


Elektronen an Kern gebunden

Keine Elektronen im
Leitungsband

Im Energiebild:

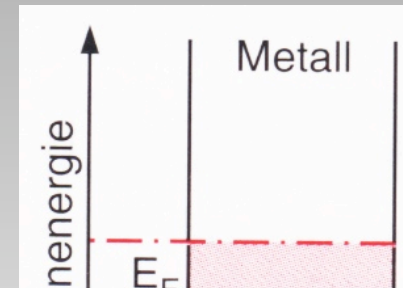




Teil der Elektronen frei
beweglich

Elektronen im
Leitungsband

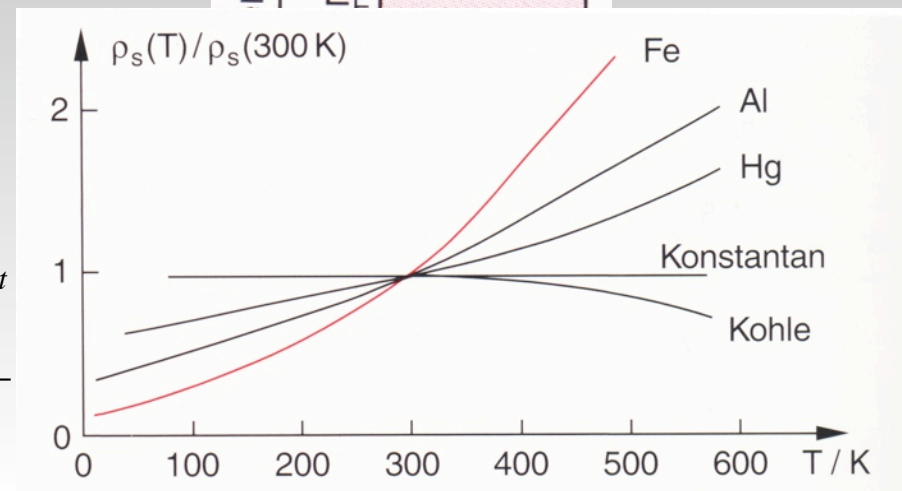
Im Energiebild:



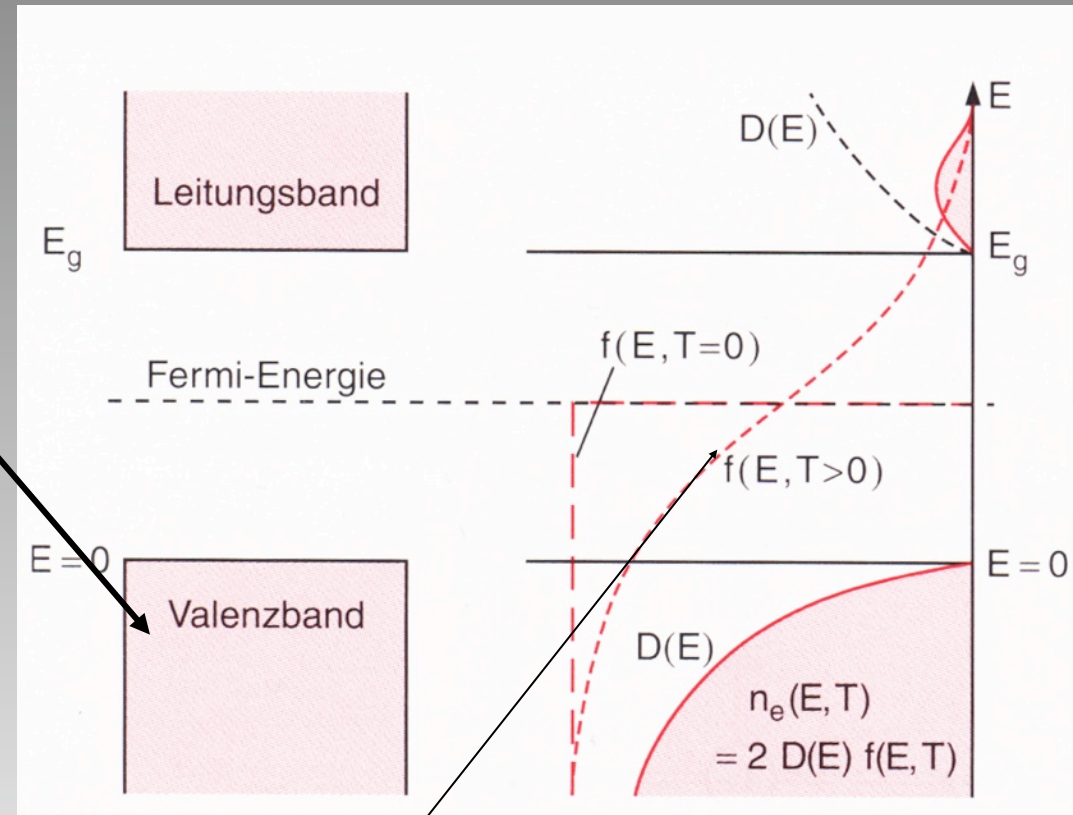
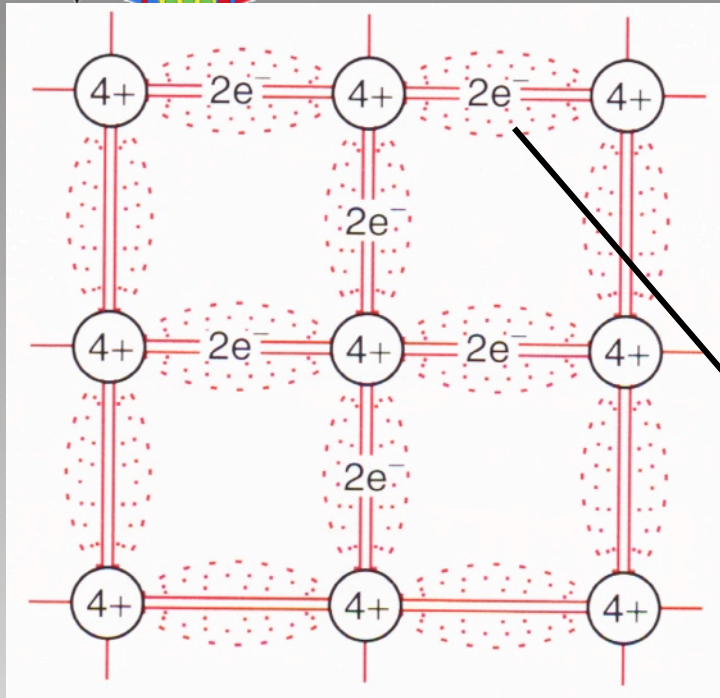
Metalle:

$$\sigma \propto \frac{\overline{\lambda}}{T}$$

Wärmeleitfähigkeit

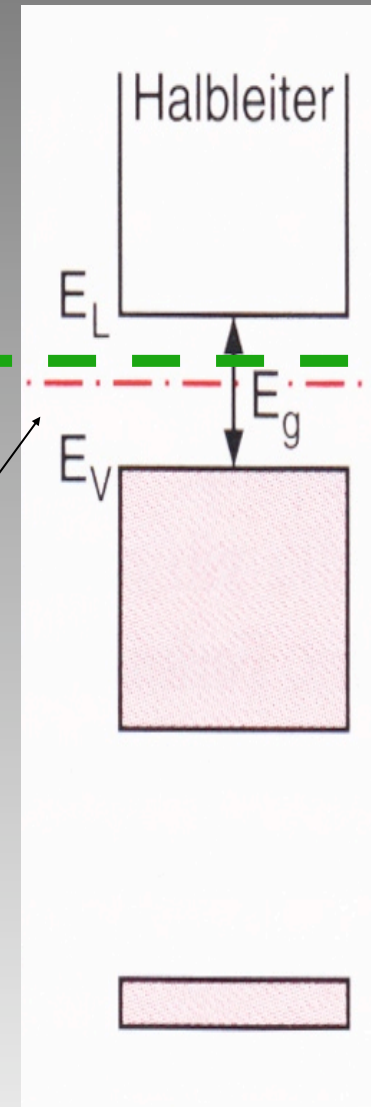
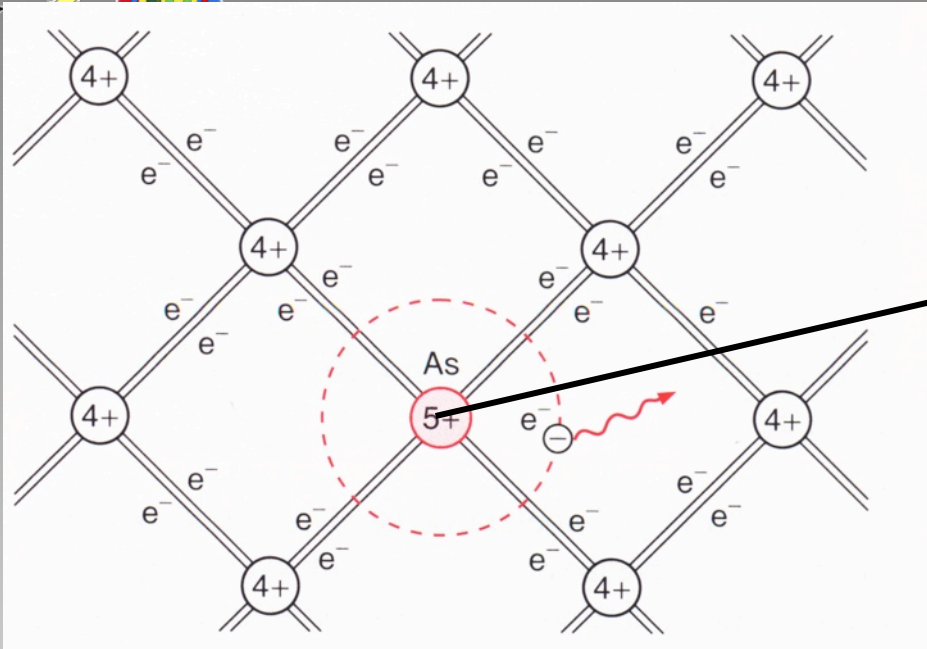


Halbleiter



Endliche Temperatur

Dotierung



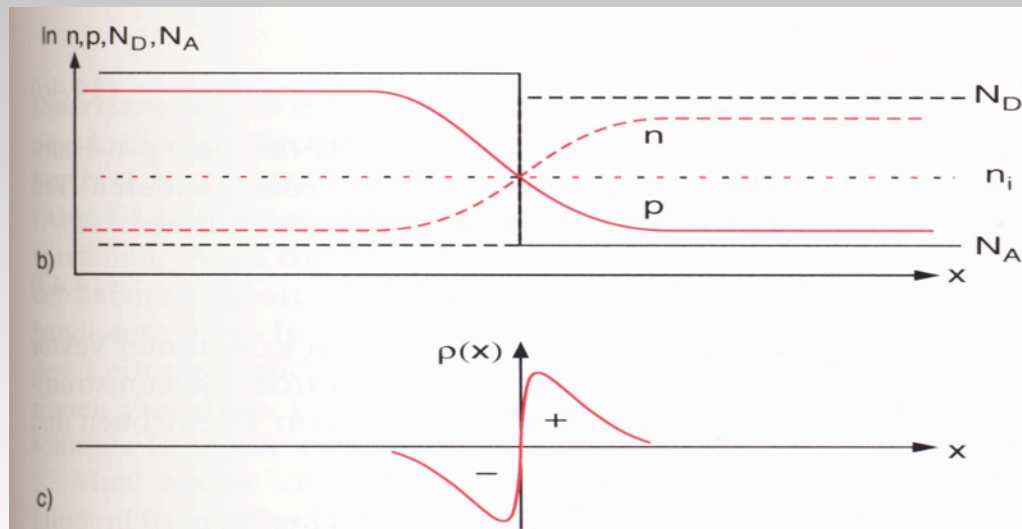
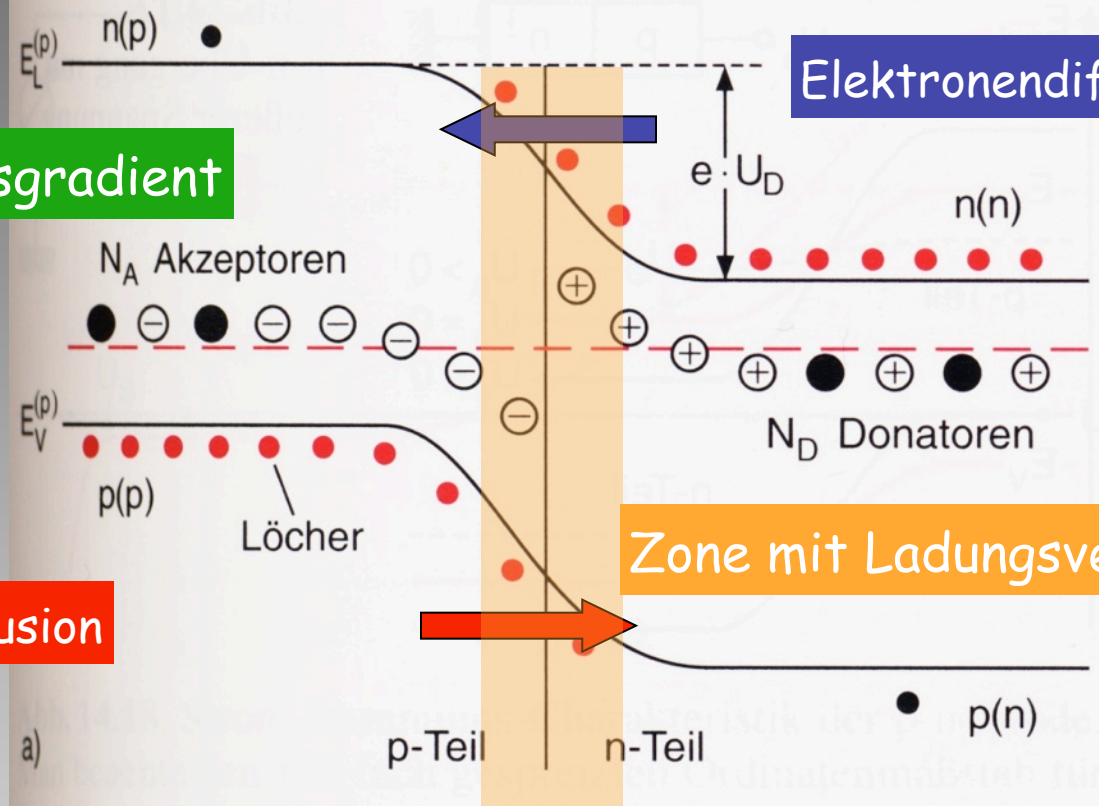
Energielevel des Donatormaterials

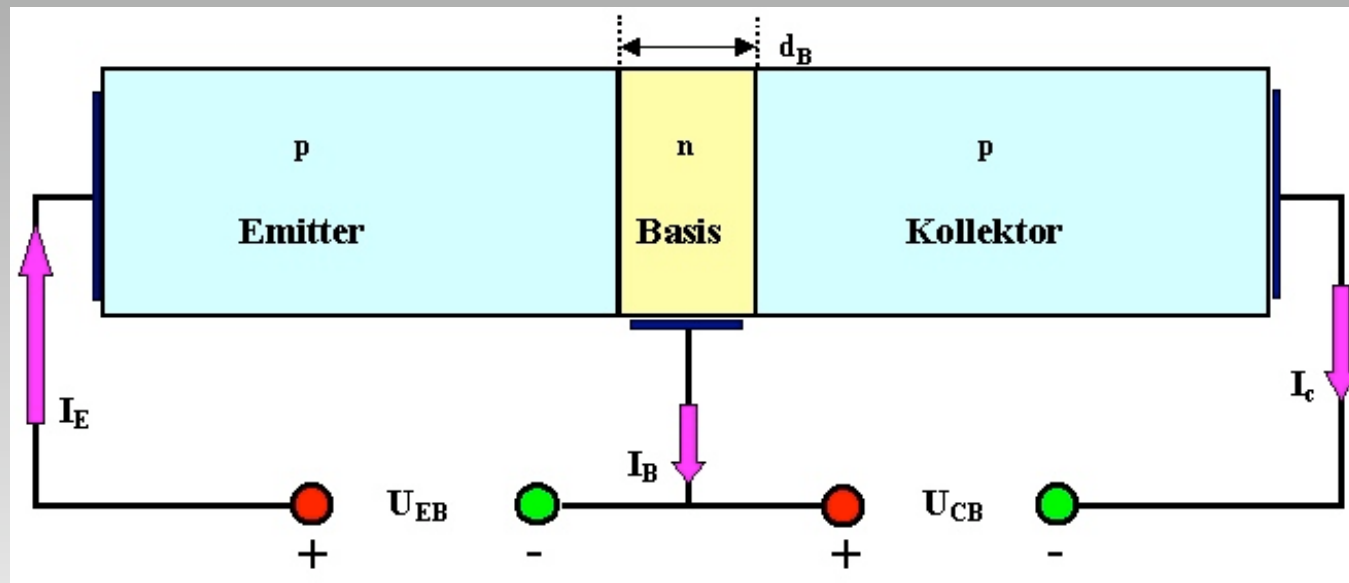
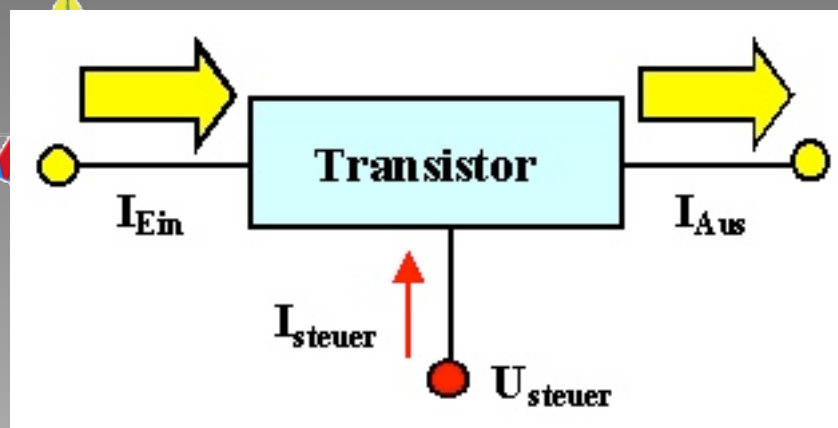
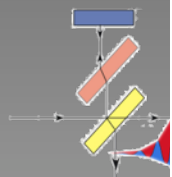


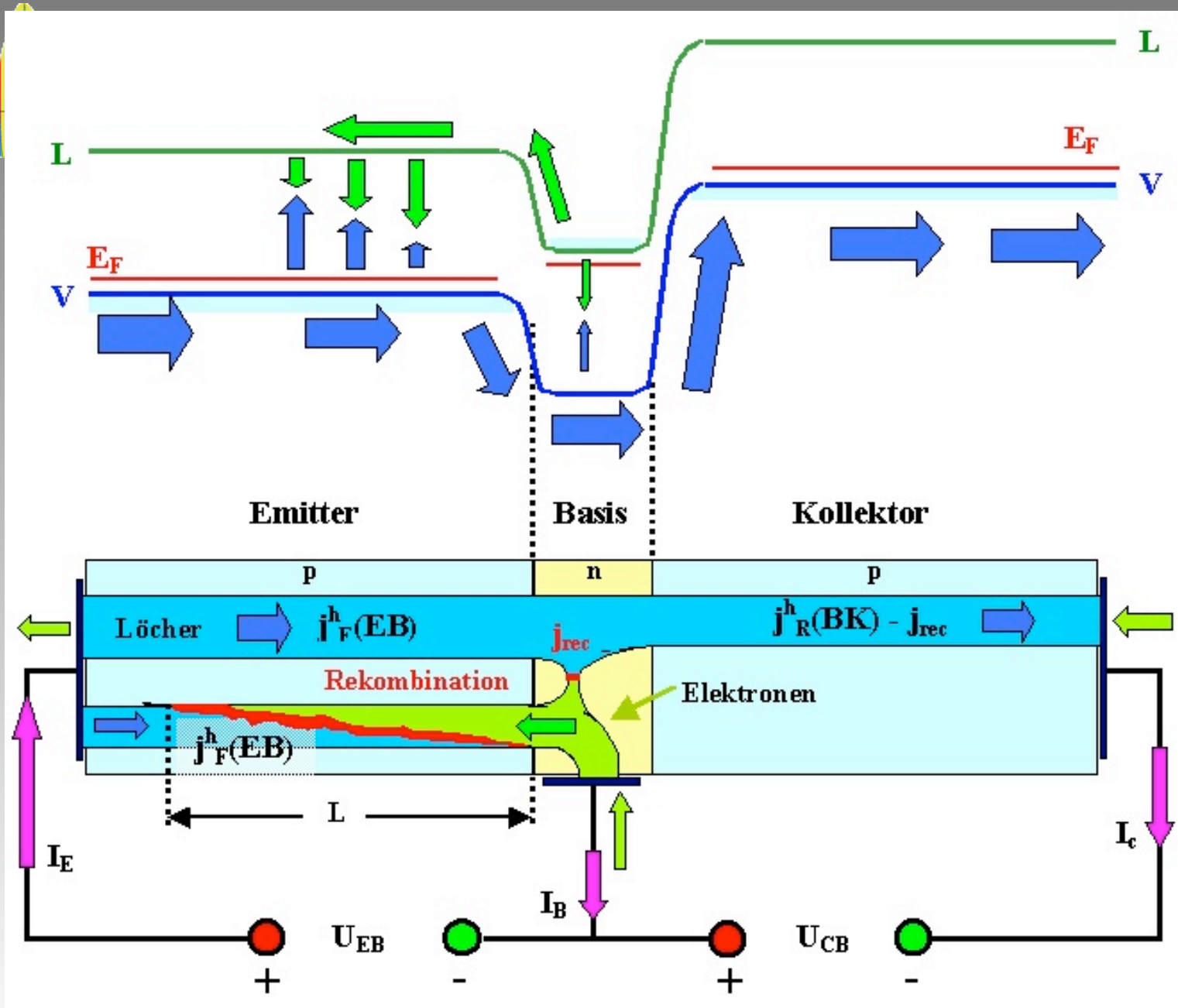
Konzentrationsgradient

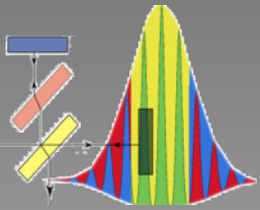
Löcherdiffusion

Elektronendiffusion





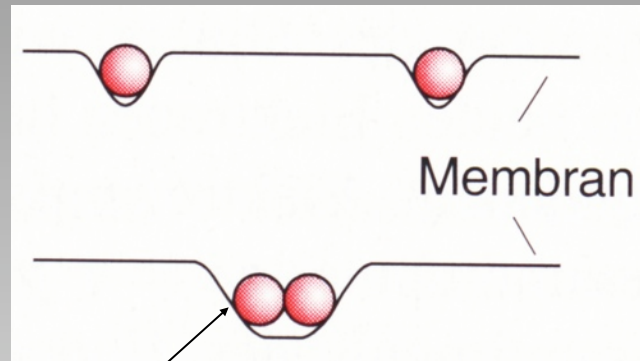




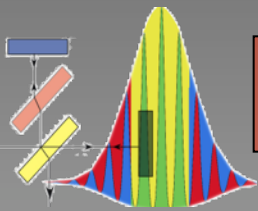
Supraleiter

Bei den meisten elektrisch leitenden Materialien verschwindet der Widerstand unterhalb einer charakteristischen Temperatur T_c (Sprungtemperatur).

Modellvorstellung

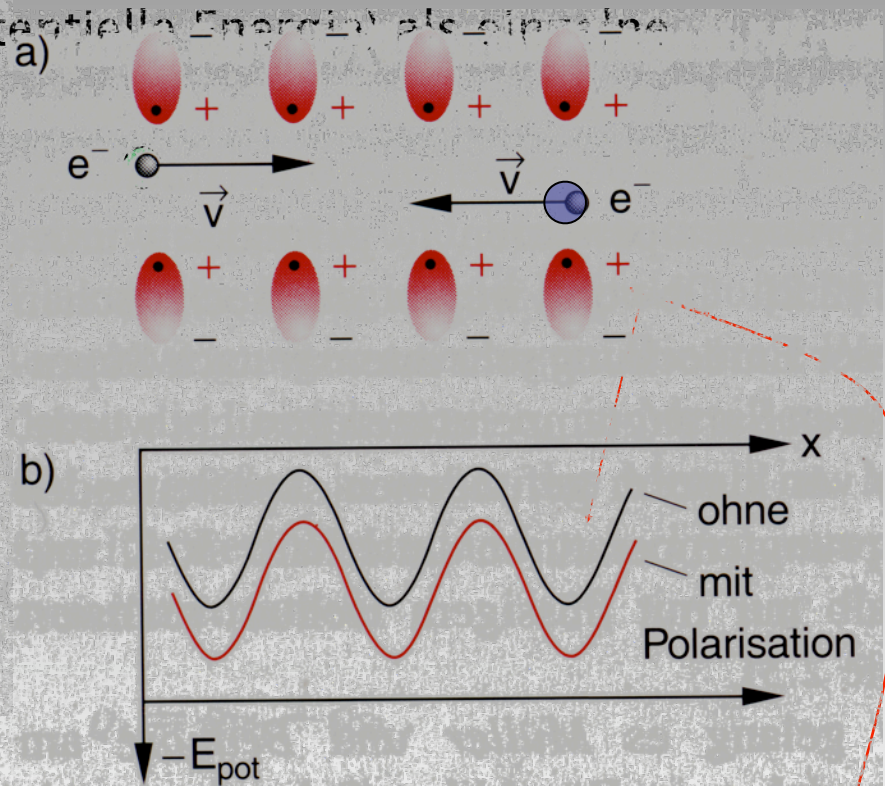
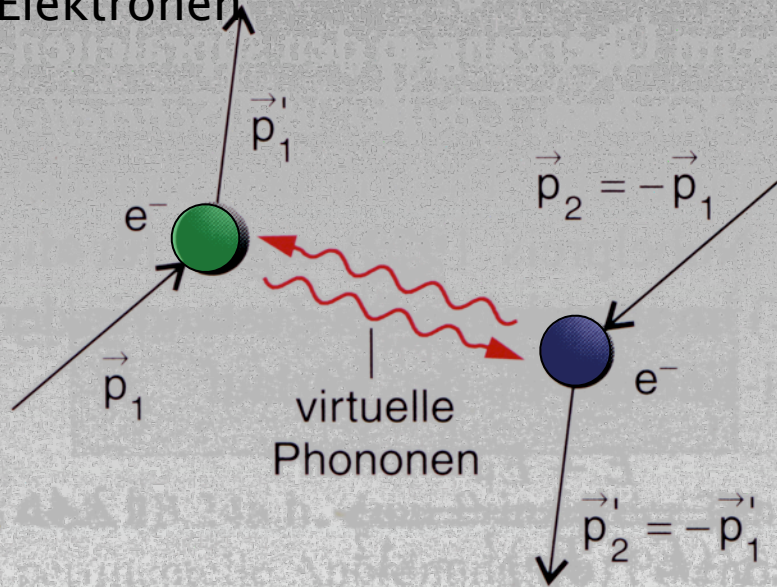


Potentielle Energie der beiden Kugeln kleiner als einzelner Kugeln, da tiefere Eindellung!

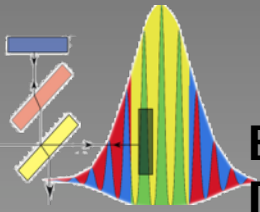


Supraleiter

In etwa kann man sich das Entstehen von Elektronenpaaren, den sogenannten Cooperpaaren vorstellen. Sie sind bei tiefen Temperaturen (d.h. sehr kleinen Energien der Gitteratome) energetisch günstiger (kleinere potentielle Energie) als einzelne Elektronen



- 1 Elektron mit p_1 polarisiert Gitter periodisch.
2. Elektron mit $-p_1$ „fühlt“ modifiziertes Gitter



Bei Anlegen eines Feldes erfahren die Cooperpaare eine Driftbewegung (Strom) .

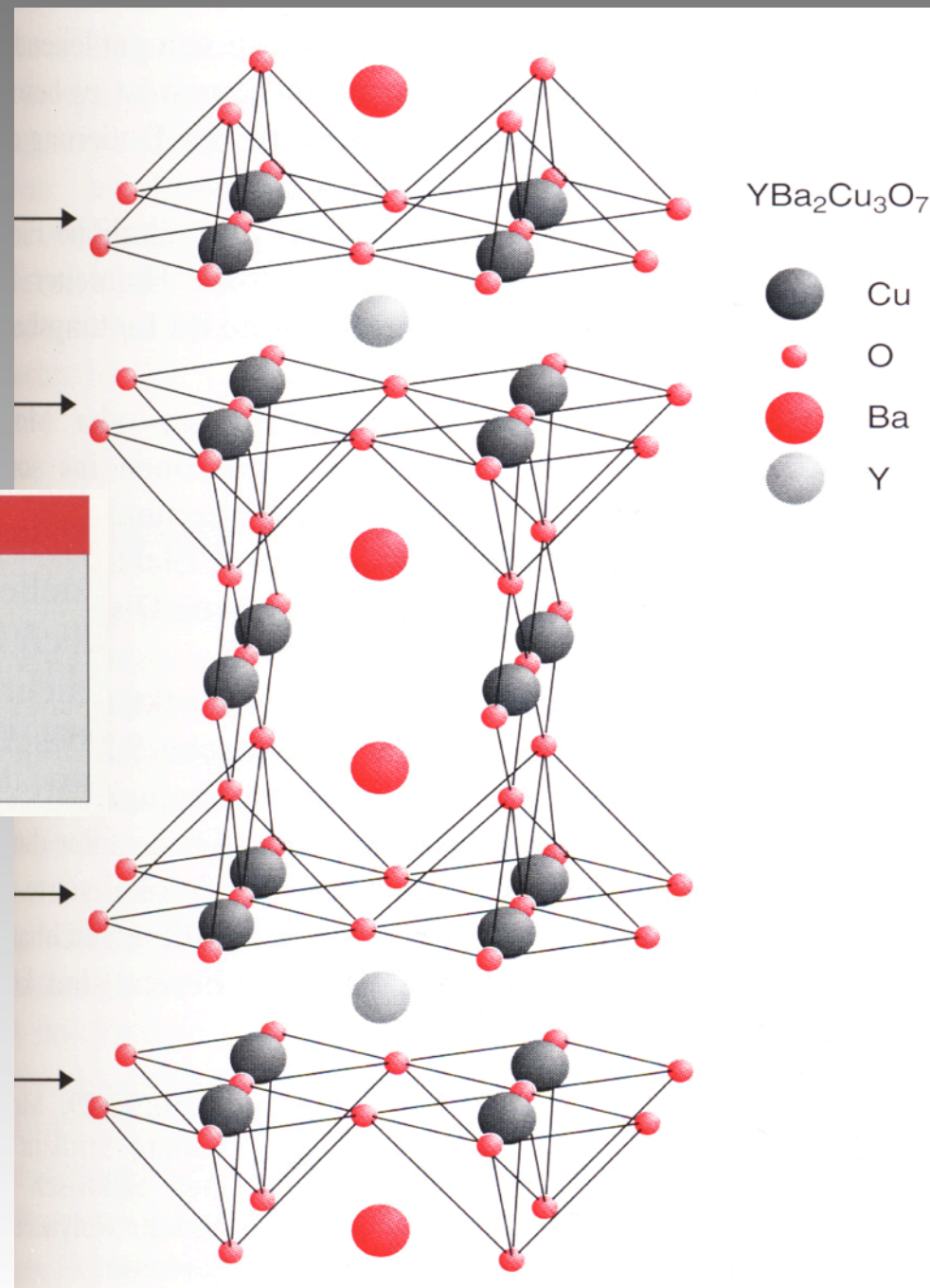
Da ihre potentielle Energie bezüglich des Ionengitters sehr klein ist, ist auch der widerstand verschwindend.

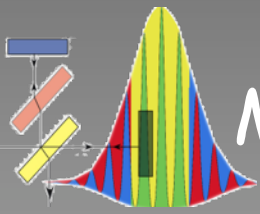
Der Strom bleibt auch nach Abschalten des Feldes lange aufrecht.



Hochtemperatur-Supraleiter

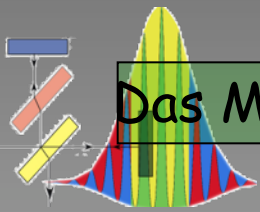
Element:	T_c/K	Verbindung	T_c/K
Al	1,17	Al_2CMo_3	10,0
Hg	4,15	InNbSn	18,1
La	6,0	$AlGeNb_3$	20,7
Nb	9,25	LaBaCuO	85
		Tl-Ca-Ba-CuO	125



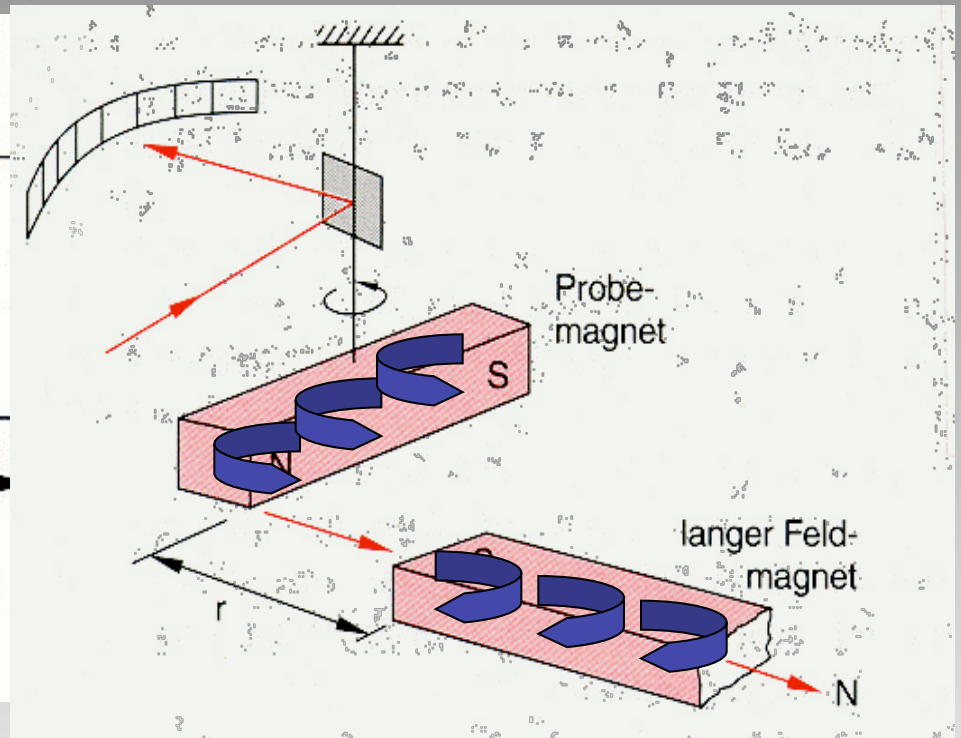
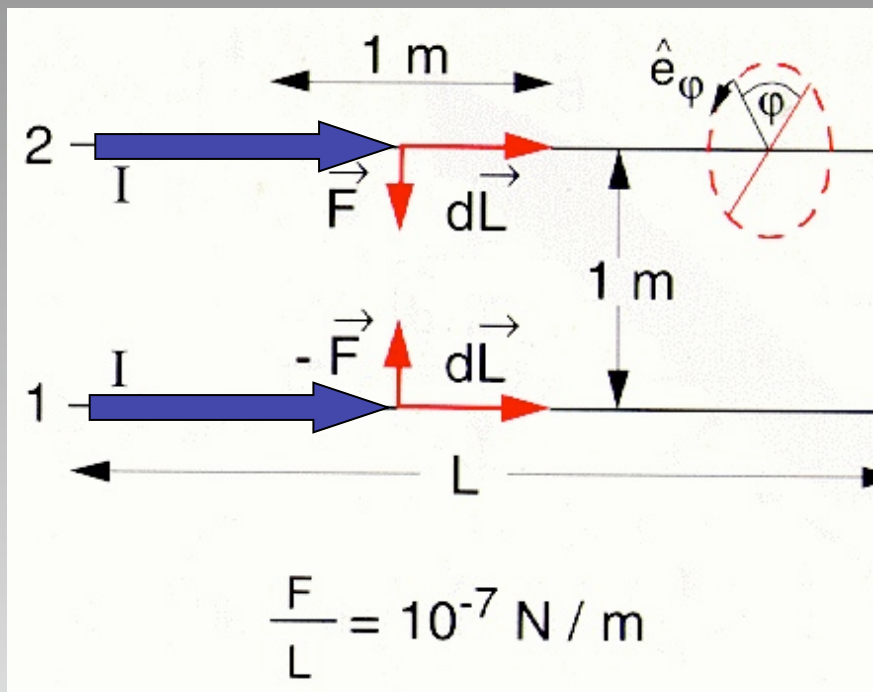


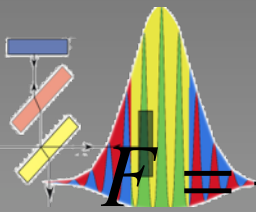
Magnetfelder

- Im ersten Augenblick könnte man das Magnetfeld als neues Kraftfeld und die dazugehörige Kraft als neue fundamentale Kraft ansehen.
- Man kann jedoch zeigen, dass das Magnetfeld direkt aus der Coulombkraft für bewegte Ladungen (Ströme) und unter Berücksichtigung der Relativitätstheorie hervorgeht.



Das Magnetfeld tritt immer auf, wenn Ströme vorhanden sind





$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$$

Magnetische Polstärke: gleichnamige stoßen einander ab, und ungleichnamige ziehen einander an.

Kraft $\propto \frac{1}{r^2}$

$$F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{p_1 \cdot p_2}{r^2}$$

Aber: Es gibt keine isolierten magnetischen Pole.
In der Natur kommen Nord- und Südpol immer gemeinsam vor

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

μ_0 ... magnetische Permeabilitätskonstante