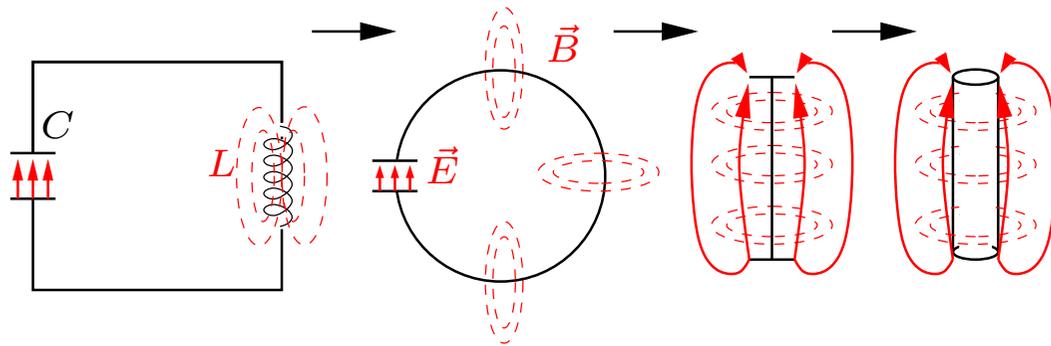


Repetition: Hertzscher Dipol



Bei jeder Realisierung einer Antenne (Hertzscher Dipol) muss die dissipierte Leistung auch nachgeführt werden. Dazu sind Verstärker erforderlich, die die Energie nachliefern. Wohin aber

verschwindet sie denn? Die Abfolge von elektrischem und magnetischem (**elektromagnetischem**) Feld kann sich nicht in der Umgebung "stauen", sondern muss abgestrahlt werden. Weil die Speicherung der Energie abwechselnd im elektrischen und im magnetischen Feld geschieht, müssen beide Felder die gleiche Energiedichte haben. An einem Punkt neben dem Dipol wird man eine Abfolge von elektrischem und magnetischem Feld messen. Das elektromagnetische Feld muss sich als **elektromagnetische Welle** fortpflanzen und trägt so die Energie vom Dipol weg.

Abstrahlung des Hertzschen Dipols, der Poyntingvektor

Der Energiefluss, der von einem schwingenden Dipol ausgeht, lässt sich nun berechnen. Die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes ist

$$w = \frac{1}{2}\varepsilon_0 (E^2 + c^2 B^2) = \varepsilon_0 E^2.$$

Diese Energiedichte fließt mit Lichtgeschwindigkeit und damit lässt sich der Energiefluss (Energiestromdichte) S leicht angeben, $S = w \cdot c = \varepsilon_0 \cdot c \cdot E^2$. Da \vec{E} senkrecht auf \vec{B} und beide senkrecht auf \vec{r} stehen, steht $\vec{E} \times \vec{B}$ parallel zu \vec{r} . Der **Poyntingvektor**

$$\vec{S} \doteq \vec{E} \times \vec{B} / \mu_0 = \vec{E} \times \vec{H}$$

zeigt in Richtung des Energieflusses und gibt die Leistung pro Fläche in W/m^2 an.

Übungen:

- Wie groß ist die von der Sonne total abgestrahlte Leistung?
- Wie groß ist das elektrische und das magnetische Feld von Sonnenlicht bei der Erde und an der Sonnenoberfläche?
- Wie vergleichen sich diese mit denen einer 100 W Glühbirne?

Tipp: Solarkonstante $S = 1367 \text{ W/m}^2$ verwenden, wo sinnvoll vereinfachen.

Lösungen:

Die Solarkonstante beträgt $S = 1367 \text{ W/m}^2$ bei der Erde, also bei einem Abstand von einer astronomischen Einheit von der Sonne. Wir denken uns in diesem Abstand eine Kugeloberfläche um die Sonne. Zwischen Sonne und dieser Kugeloberfläche geht keine Energie verloren (Energieerhaltung), deshalb muss die gesamte Leistung der Sonne auch durch diese Kugeloberfläche fließen. Die Fläche ist $A = 4\pi r^2 = 4\pi(1,49 \cdot 10^{11})^2 \text{ m}^2$ und die Leistung der Sonne demnach $P_{\odot} = S \cdot A = S \cdot 4\pi(1,49 \cdot 10^{11})^2 = 3,84 \cdot 10^{26} \text{ Watt}$. Das sind 384000000000000000000000000000 Watt, was etwa der Leistung von 384000000000000000000000000000 Kerkraftwerken oder 384000000000000000000000000000 100 W Glühbirnen entspricht.

Davon fallen $1,8 \cdot 10^{17} \text{ W}$ auf die Erde, das entspricht immerhin noch 180'000'000 Kernkraftwerken (oder 1800000000000000000 100 W Glühbirnen).

Das elektrische Feld von Licht an der Sonnenoberfläche kann mit $S = \varepsilon_0 \cdot c \cdot E^2$ berechnet werden. Eine astronomische Einheit beträgt etwa 215 Sonnenradien (r_{\odot} ca. 700'000 km). Bei der Erde beträgt das elektrische Feld

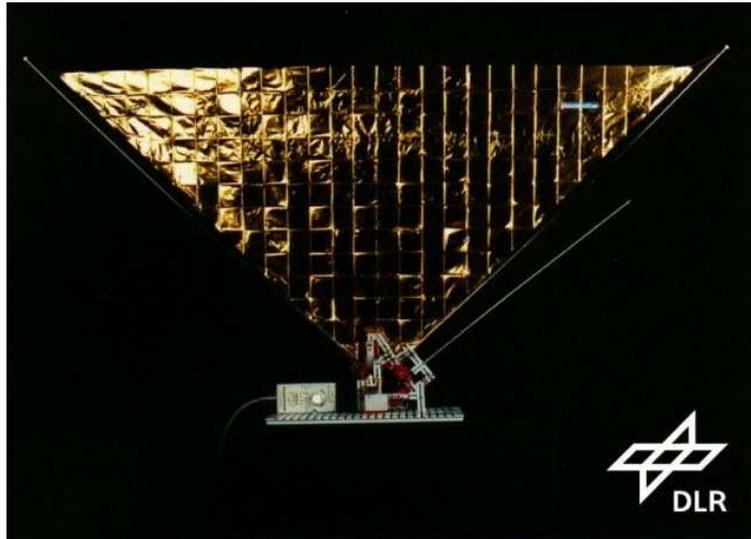
$$E = \sqrt{S/(\varepsilon_0 \cdot c)} = \sqrt{1367/(8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 3.0 \cdot 10^8)} \approx 720 \text{ V/m},$$

das ist größer, als das elektrische Feld der Erde (aber sehr schnell veränderlich). Bei der Sonne ist das elektrische Feld ca. 215 mal größer. Das magnetische Feld ist um einen Faktor c kleiner.

Das elektrische Feld einer 100 W Glühbirne lässt sich ähnlich berechnen. In einem Meter Abstand beträgt es

$$E = \sqrt{S/(\varepsilon_0 \cdot c)} = \sqrt{7.96/(8,854 \cdot 10^{-12} \cdot 3.0 \cdot 10^8)} \approx 55 \text{ V/m}.$$

Poyntingvektor II



Der durch den Poyntingvektor beschriebene Energiefluss kann auch anders aufgefasst werden. Die Energiedichte $w = \varepsilon_0 E^2$ entspricht auch einem Druck,

$$[w] = \text{J} / \text{m}^{-3} = \text{N m} / \text{m}^{-3} = \text{N} / \text{m}^{-2} = [P].$$

Der Druck entspricht aber auch einer Impulsübertragung. Absorbiert ein Körper ein Photon (Lichtquant), so wird ihm ein Impuls $p = E_\gamma / c$ übertragen, wo $E_\gamma = h\nu$ die Energie des Photons ist. Reflektiert er es, wird $\Delta p = 2p$ übertragen. Man spricht deshalb auch von Strahlungsdruck, der z. B. auf kleine Teilchen mit einer Ausdehnung von etwa der Wellenlänge von Licht eine ganz wesentliche Kraft ausübt oder für das sog. solar sailing ausgenutzt werden soll.

Strahlungsfeld beschleunigter Ladungen

Der Hertzsche Dipol ist natürlich nur ein einfacher Spezialfall für die Abstrahlung eines elektromagnetischen Feldes durch beschleunigte Ladungen. Warum beschleunigte Ladungen? Weil gleichförmig bewegte Ladungen (Ströme oder Ladungsdichten) nur statische Felder verursachen. Beschleunigte Ladungen strahlen Energie ab!

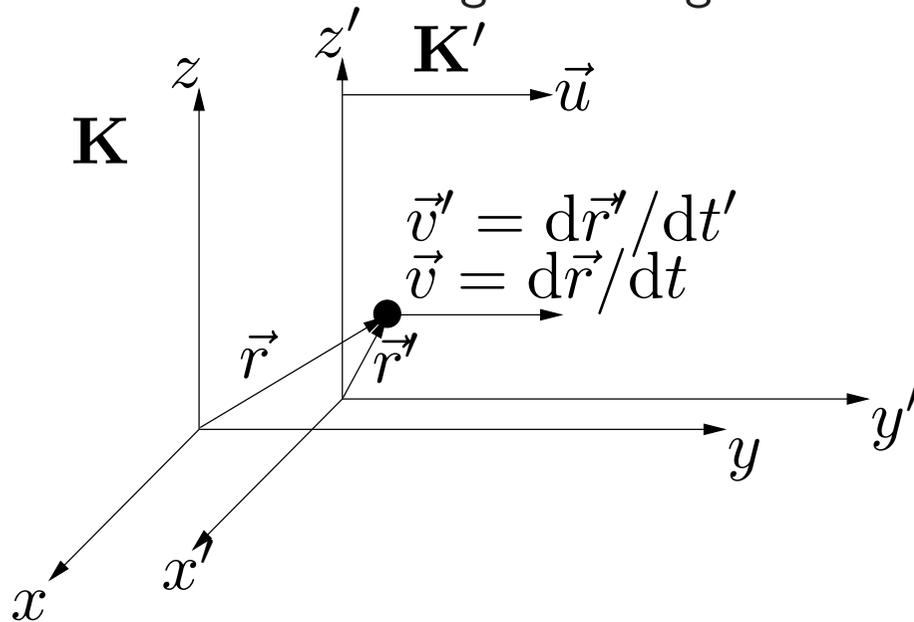
Animationen finden sich unter

<http://www.cco.caltech.edu/~phys1/java/phys1/MovingCharge/MovingCharge>.

Diese Abstrahlung ist die Ursache für Röntgenstrahlung (entsteht durch starke Abbremsung energiereicher Elektronen, daher **Bremsstrahlung** genannt) oder für die Synchrotronstrahlung.

Galilei-Transformation

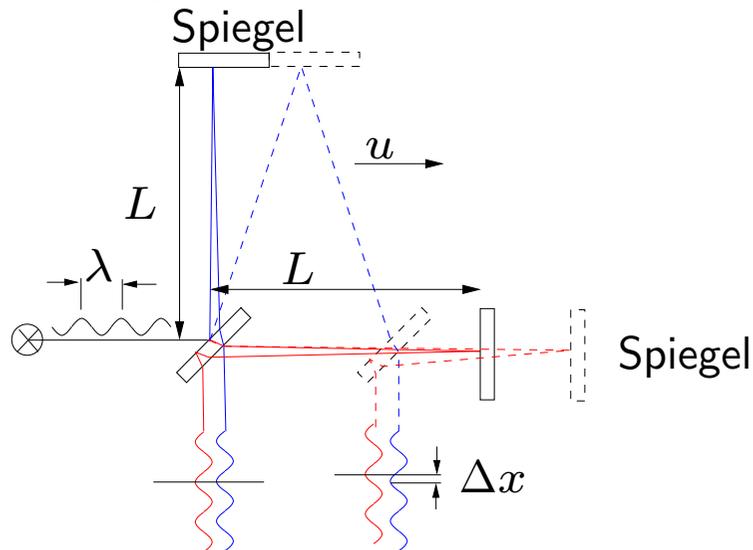
Wir sind der Lichtgeschwindigkeit nun mehrmals begegnet, so dass es nun Zeit ist, uns zu fragen ob denn diese überall und in jede Richtung gleich groß ist. Dazu überlegen wir uns, wie sich Licht in einem bewegten Bezugssystem verhält. Analog zur Luftkissenbahn gilt die sog. **Galilei-Transformation**.



$$y' = y - ut$$
$$t' = t$$

Das Michelson-Morley Experiment

Ende des des 19. Jahrhunderts suchte man nach einem “absoluten” Bezugssystem, dem Äther, in dem sich “alles” bewegen sollte. Michelson und Michelson und Morley haben das skizzierte Experiment in Potsdam (Michelson) und Cleveland, Ohio (Michelson & Moreley) durchgeführt¹.



$$(ct_1)^2 = L^2 + (ut_1)^2$$

$$2t_1 = 2(L/c) / \sqrt{1 - u^2/c^2}$$

$$ct_2 = L + ut_2$$

$$ct_3 = L - ut_3$$

$$\rightarrow t_2 + t_3 = 2(L/c) / (1 - u^2/c^2)$$

¹Weil die Messapparatur so empfindlich war, schwamm sie auf einem Quecksilberbad und der Tram- und Kutschenverkehr wurde für die Messung lahmgelegt.

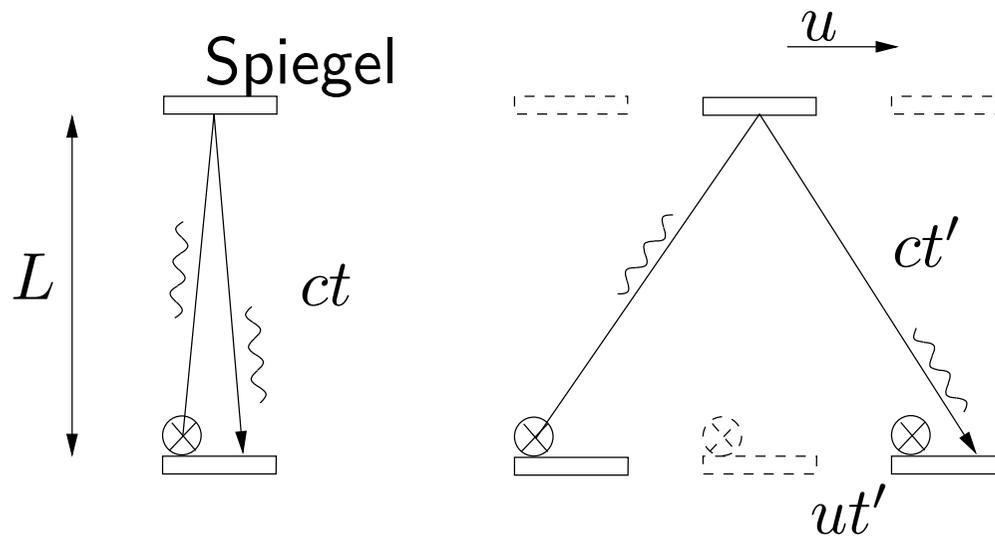
Lorentz-Kontraktion

Das Experiment von Michelson-Morley ergibt ein Null-Resultat, d. h. keinen Unterschied in den Gangzeiten des Lichtes zwischen den beiden senkrechten Armen. Wir wissen aber sehr wohl, dass allein aufgrund der Erdrotation, ihrer Bewegung um die Sonne, oder der Bewegung der Sonne um das galaktische Zentrum ein Geschwindigkeitsunterschied existiert! Mögliche Erklärung für das Null-Resultat:

Die Länge entlang der bewegten Achse ist “geschrumpft” (kontrahiert) um genau den Faktor $\sqrt{1 - u^2/c^2}$

$$y' = \frac{y - ut}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}.$$

Zeitdilatation



$$c^2t^2 = c^2t'^2 - u^2t'^2$$
$$t' = t / \sqrt{1 - u^2/c^2}$$

Eine Erklärung für diese Beobachtung könnte auch sein, dass die Zeit in den beiden Bezugssystemen anders geht. Im schneller bewegten vergeht die Zeit langsamer. Dies wird tatsächlich für energiereiche Müonen (Reaktionsprodukte der Wechselwirkung der galaktischen kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre) gemessen. Diese sind in niedriger Höhe viel häufiger, als man nach ihrer Lebensdauer und Geschwindigkeit klassisch erwarten würde.

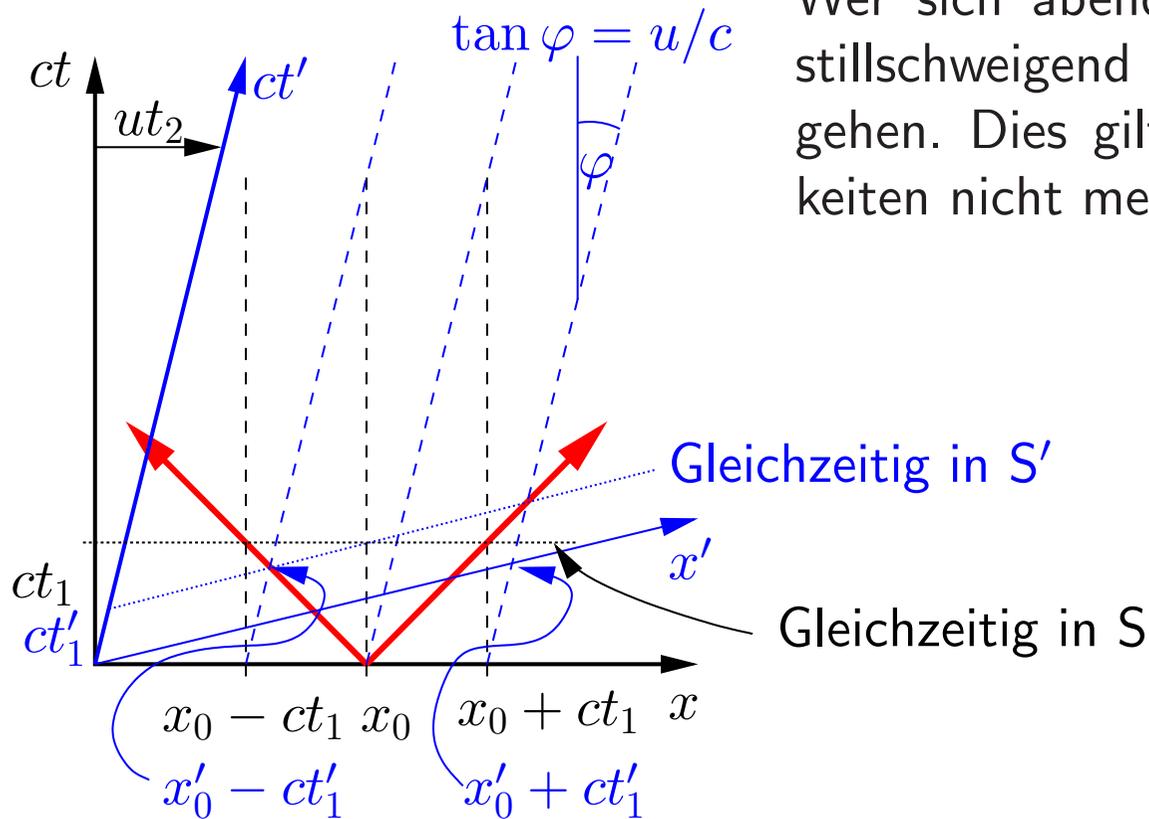
Konstanz der Lichtgeschwindigkeit

Wer gut aufgepasst hat, hat gesehen, dass in diesen Rechnungen die Lichtgeschwindigkeit nie transformiert wurde, d. h. als konstant in allen Bezugssystemen betrachtet werden musste. In der Tat folgt die spezielle Relativitätstheorie aus dieser Beobachtung: Unter Annahme einer konstanten Lichtgeschwindigkeit in allen Bezugssystemen folgen die Gleichungen für die Lorentz-Transformationen.

Interessanterweise sind die Gleichungen der Elektrodynamik² “invariant” gegenüber Lorentz-Transformationen. Sie sind es nicht gegenüber den “intuitiv einleuchtenden” Galilei Transformationen. Genaueres Betrachten zeigt aber, dass die Galilei-Transformationen für kleine Geschwindigkeiten aus den Lorentztransformationen hervorgehen, also in diesen als “Spezialfall” enthalten sind.

²die wir hier nur angekratzt haben...

Gleichzeitigkeit



Wer sich abends zum Kino verabredet, setzt stillschweigend voraus, dass alle Uhren gleich gehen. Dies gilt bei sehr hohen Geschwindigkeiten nicht mehr!

Lorentz-Transformation

Aus der vorigen Skizze lassen sich die Lorentztransformationen herleiten

$$x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \frac{u}{c^2}x}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}.$$

Der immer wiederkehrende Wurzelfaktor wird oft γ genannt:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - u^2/c^2}}.$$

Das Zwillingsparadoxon

Das berühmteste Beispiel aus der speziellen Relativitätstheorie ist wohl das Zwillingsparadoxon (Paradoxon: “Gegenmeinung”). Ein Astronaut und sein Zwillingsbruder verabschieden sich auf der Erde. Nach -zig Jahren kehrt der Astronaut von seiner Reise bei sehr hohen Geschwindigkeiten zurück und ist jünger als sein Bruder!

Während zwar in jedem Paar von Inertialsystemen die für den anderen bewegt erscheinende Uhr langsamer geht, so muss der Astronaut kurz vor seiner Rückreise das Inertialsystem wechseln in eines das gerade in die entgegengesetzte (zurück) Richtung fliegt. Deshalb sind die Messungen der beiden Brüder nicht äquivalent und das Paradoxon real. Es manifestiert sich in unserem Leben nicht, weil die dafür erforderlichen Geschwindigkeiten außerordentlich hoch sind.

Relativistische Addition von Geschwindigkeiten

Wenn die Lichtgeschwindigkeit konstant sein muss, wie erklärt sich dann die Geschwindigkeit des Lichtes einer Taschenlampe auf einer Rakete? Die hier auftretenden Geschwindigkeiten müssen *relativistisch* addiert werden. Der Vollständigkeit halber sind die Formeln hier gegeben. Im Bezugssystem K gilt

$$\vec{v} = (v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{dx}{dt}, \frac{dy}{dt}, \frac{dz}{dt} \right),$$

während im mit u bewegten Bezugssystem K' gilt

$$\vec{v}' = (v'_x, v'_y, v'_z) = \left(\frac{dx'}{dt'}, \frac{dy'}{dt'}, \frac{dz'}{dt'} \right).$$

Wir verwenden die Transformationsregel für x , $x' = \gamma(x - ut)$ und für t , $t' = \gamma(t - ux/c^2)$ und schreiben

$$\begin{aligned}v'_x &= \frac{dx'}{dt'} = \frac{dx'}{dt} \cdot \frac{dt}{dt'}, \\ &= \gamma \left(\frac{dx}{dt} - u \right) \cdot \gamma \left(1 + \frac{uv'_x}{c^2} \right).\end{aligned}$$

Wir lösen nach v'_x auf

$$\begin{aligned}v'_x &= \gamma \left(\frac{dx}{dt} - u \right) \cdot \gamma \left(1 + \frac{uv'_x}{c^2} \right), \\ \frac{v'_x}{\gamma^2} &= (v_x - u) + v'_x \left(\frac{v_x u}{c^2} - \frac{u^2}{c^2} \right),\end{aligned}$$

$$v'_x \left(\frac{1}{\gamma^2} - \left(\frac{v_x u}{c^2} - \frac{u^2}{c^2} \right) \right) = (v_x - u),$$

$$v'_x = \frac{v_x - u}{1 - \frac{v_x u}{c^2}}, \quad \text{bzw.} \quad v_x = \frac{v'_x + u}{1 + \frac{v'_x u}{c^2}}.$$

Ähnlich leitet man her:

$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma \left(1 - \frac{v_x u}{c^2} \right)}, \quad \text{bzw.} \quad v_y = \frac{v'_y}{\gamma \left(1 + \frac{v'_y u}{c^2} \right)},$$

$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma \left(1 - \frac{v_x u}{c^2} \right)}, \quad \text{bzw.} \quad v_z = \frac{v'_z}{\gamma \left(1 + \frac{v'_z u}{c^2} \right)}.$$

Ebene Wellen

Für elektrische Felder, die nur von einer Koordinate (z. B. z) abhängen, $\partial \vec{E} / \partial x = \partial \vec{E} / \partial y = 0$, lautet die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

Wegen der Ladungsfreiheit des Vakuums gilt auch $\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0$. Darum kann E_z in einem geeigneten System zum Verschwinden gebracht werden. Das elektrische Feld hat deshalb nur noch eine x und eine y Komponente, die beide zudem nur von z abhängig sind. Die allgemeinste Lösung ist

$$E_x = f_x(z - ct) + g_x(z + ct),$$

$$E_y = f_y(z - ct) + g_y(z + ct),$$

$$E_z = 0.$$

f und g sind beliebige stetig differenzierbare Funktionen mit den Argumenten $(z - ct)$ bzw. $(z + ct)$. Die Lösung beschreibt eine ebene Welle, die an allen Punkten der Ebene $z = z_0$ den gleichen Wert hat, also konstant ist, d. h. auf einer solchen Ebene sind $z \pm ct$ konstant. Damit ist klar, dass f eine nach rechts laufende und g eine nach links laufende Welle beschreibt, denn Differentiation des Arguments von f nach der Zeit liefert $dz/dt - c = 0$ also $dz/dt = c$ und umgekehrt für g .

Die Lösung beschreibt **transversale** Wellen, weil der Feldvektor \vec{E} senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung $\vec{z}/|\vec{z}|$ steht. Elektrische Felder sind im Vakuum transversal. In einem Medium gilt die Voraussetzung der Ladungsfreiheit nicht mehr, und folglich muss auch die Transversalität nicht unbedingt mehr gelten.

Periodische Wellen

Oft vereinfachen wir ebene Wellen durch ebene periodische Wellen, die sich durch Sinus- und Cosinuswellen beschreiben lassen. Dabei nennt sich die räumliche Periode Wellenlänge λ ,

$$f(z + \lambda - ct) = f(z - ct).$$

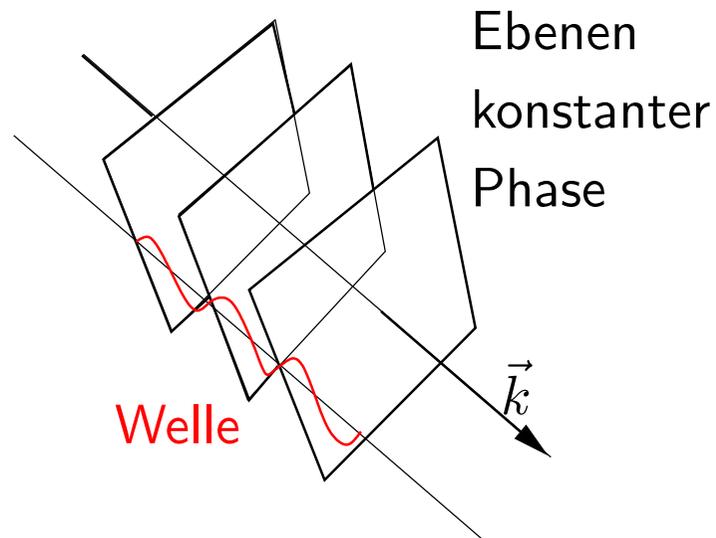
Ist die Welle wirklich periodisch und lässt sich z. B. beschreiben durch $E = E_0 \sin k(z - ct)$, so muss für die Konstante k gelten

$$k \cdot \lambda = 2\pi \Rightarrow k = \frac{2\pi}{\lambda},$$

wo k als **Wellenzahl** bezeichnet wird. In drei Dimensionen gilt dies immer noch, nur muss k durch einen **Wellenvektor** \vec{k} ersetzt werden. Die Ebenen mit

konstanter Phase stehen dann senkrecht auf \vec{k} , d. h. er fällt zusammen mit dem Normalenvektor der Ebenen konstanter Phase. Sein Betrag ist

$$|\vec{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$



Polarisation

Die Polarisation einer elektromagnetischen Welle ist durch die Richtung von \vec{E} definiert. Dabei können vier Fälle unterschieden werden:

- linear polarisierte Wellen
- zirkular polarisierte Wellen
- elliptisch polarisierte Wellen
- unpolarisierte Wellen

Bei linear polarisierten Wellen, die sich in z -Richtung ausbreiten, schwingen die x und die y Komponenten in Phase und beschreiben deshalb eine Welle, die immer in einer Ebene liegt.

Übung: Zeichnen sie dies!

Polarisation II

Zirkular polarisierte Wellen ergeben sich, wenn die Phasen der x und der y Komponente um $\pi/2$ phasenverschoben sind. Dann beschreibt die Spitze des Vektors $\vec{E}(z = 0, t)$ einen Kreis in der x - y -Ebene mit der Kreisfrequenz ω und die Spitze des Vektors beschreibt mit der Zeit eine Spirale um die z -Richtung. Rechtsschrauben heißen links zirkular polarisiert. . .

Elliptisch polarisierte Wellen treten auf, wenn die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zwischen den beiden Komponenten E_x und E_y nicht 90 Grad beträgt.

Unpolarisierte Wellen liegen vor, wenn sich die Richtung des Wellenvektors zwischen zwei benachbarten Zeit- oder Raumpunkten zufällig ändert. Weil die emittierenden Dipole oft nicht ausgerichtet sind, ist dies der Normalfall.

Man kann die Polarisation von Licht z. B. mit Polarisationsfiltern messen.

Messung der Lichtgeschwindigkeit

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen im Vakuum hängt **nicht** von ihrer Frequenz ω ab. D. h. Phasen- und Gruppengeschwindigkeit im Vakuum sind immer gleich, es gibt keine Dispersion:

$$v_{Ph} = v_G = \frac{\omega}{k} = c.$$

Der Wert von c kann daher bei beliebigen Frequenzen bestimmt werden. Die meisten Messungen wurden bisher bei optischen Frequenzen durchgeführt. Deshalb wird c auch allgemein als **Lichtgeschwindigkeit** bezeichnet, obwohl ihr Wert für das gesamte elektromagnetische Spektrum gleich ist.

Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit 1676: $c < \infty$

Die älteste Methode zur Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit basiert auf astronomischen Beobachtungen der Umlaufzeit der Jupitermonde. Diese Umlaufzeiten ließen sich mit großer Genauigkeit bestimmen. *Ole Christensen Rømer* (1644-1710) fand heraus, dass die beobachteten Umlaufzeiten gut mit Berechnungen übereinstimmten, wenn die Erde dem Jupiter nahe war. Er sagte voraus, dass die beobachteten Verfinsterungen 22 Minuten zu spät eintreten sollten, wenn der Jupiter in Konjunktion stand. Mit dem damals bekannten Durchmesser der Erdbahn ($D \approx 2.8 \cdot 10^{11} \text{m}$) konnte Huygens die Lichtgeschwindigkeit bestimmen:

$$c \approx \frac{2.8 \cdot 10^{11} \text{m}}{22 \cdot 60 \text{ s}} \approx 2,12 \cdot 10^8 \text{m/s}.$$

In der Tat hat Rømer nur eine untere Grenze angegeben, nämlich dass das Licht zur Durchquerung eines Erddurchmessers weniger als eine Sekunde brauchen sollte.

Zahnradmethode von Fizeau

Armand Fizeau (1819-1896) konnte die Lichtgeschwindigkeit mit einer Messstrecke auf der Erde bestimmen, indem er die zeitliche Messgenauigkeit steigerte. Dazu hat er eine Lichtquelle zu einem parallelen Strahl gebündelt, welcher von einem Spiegel in der Entfernung d reflektiert wurde.

Ein Teil des reflektierten Lichtstrahls gelangte durch einen Strahlteiler in das Okular des Fernrohres und konnte dort beobachtet werden.

Mit einem schnell rotierenden Zahnrad wird der Strahl periodisch unterbrochen, so dass Lichtblitze der Dauer T_1 und der Frequenz $f = 1/(2T_1)$ ausgesandt werden, wenn Steg und Lücke im Zahnrad die gleiche Breite haben.

Dreht sich das Zahnrad mit einer Winkelgeschwindigkeit ω gerade so schnell, dass der von der Lücke n durchgelassene Lichtblitz nach Reflexion am Spiegel die nächste Lücke $N + 1$ wieder passiert, sieht man Helligkeit. Bei schnellerer

Umdrehung trifft der reflektierte Lichtpuls auf einen Steg und man beobachtet Dunkelheit, bei 2ω passiert er die Lücke $n + 2$ usw.

Die Zeit zwischen zwei Lücken ist bei N Zähnen und N Lücken

$$\Delta T = \frac{1}{f \cdot N} = \frac{2\pi}{\omega} \frac{1}{N},$$

so dass die Lichtgeschwindigkeit zu

$$c = \frac{2d}{\Delta T} = \frac{d \cdot N \cdot \omega}{\pi} = 2dN \cdot f$$

bestimmt werden kann, wobei f die Drehfrequenz des Zahnrads ist. Mit einer Messstrecke von $d = 8,6$ km, einem Zahnrad mit 720 Zähnen, das sich mit einer Frequenz von 24 Hz drehte, ergibt sich: $c = 2,97216 \cdot 10^8$ m/s.

Phasenmethode

Heute kann man Lichtstrahlen mit optischen Modulatoren mit wesentlich höherer Frequenz unterbrechen. Dazu wird ein Laserstrahl (paralleles, gebündeltes Licht) durch eine **Pockels-Zelle** geschickt (elektrooptischer Modulator, der die Polarisationssebene des Lichtes im Takt einer angelegten Hochfrequenz f dreht). Hinter einem Polarisator wird dadurch die transmittierte Lichtintensität moduliert:

$$I_t = I_0 (1 + \cos^2 (2\pi f t)) .$$

Der Strahl wird in einem Strahlteiler aufgeteilt. Ein Teil geht direkt an eine Photodiode, der andere Teil wird an einem Spiegel reflektiert und mit einer zweiten Photodiode nachgewiesen und die Phasenverschiebung zwischen den beiden Signalen gemessen. Die Laufzeit $\Delta T = 2d/c$ des Lichtes ist mit der Phasenverschiebung $\Delta\phi$ verknüpft: $\Delta T = \Delta\phi/(2\pi f)$.

Bestimmung von c aus der Messung von Frequenz und Wellenlänge

Mit der Beziehung

$$c = \lambda \cdot f$$

für elektromagnetische Wellen lässt sich die Lichtgeschwindigkeit c bestimmen, wenn man Frequenz f und Wellenlänge λ einer Lichtwelle eines frequenzstabilen Lasers gleichzeitig misst. Dieses ist heute sehr genau möglich, der genauest gemessene Wert ist:

$$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s.}$$

Dieser Wert wird heute als *Definitionswert* benutzt, um die Längeneinheit 1 m zu definieren. Damit wird also die Wellenlänge λ aus dem *Definitionswert* c und der gemessenen Frequenz f bestimmt.

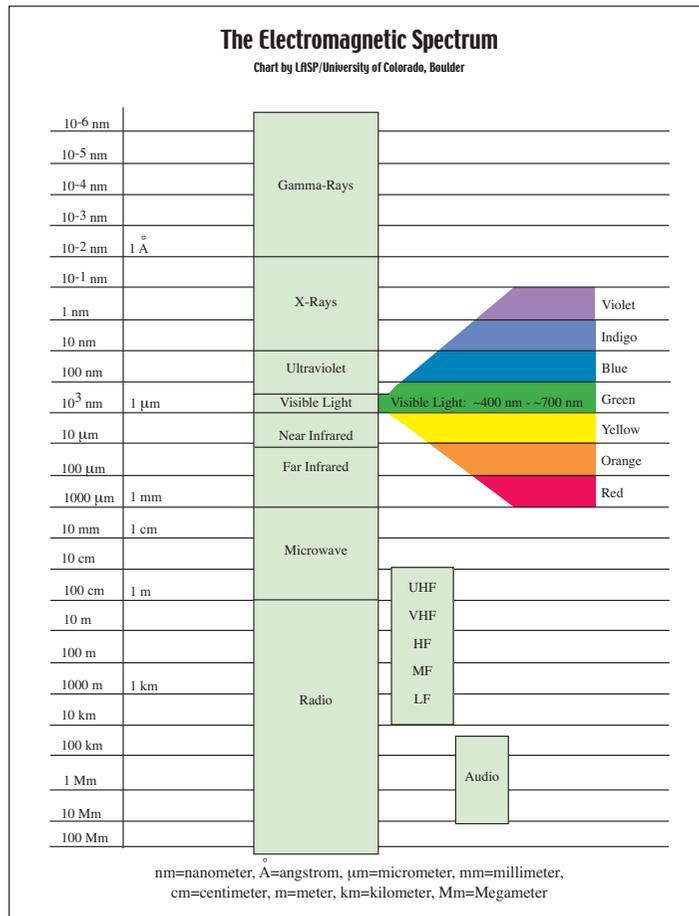
Stehende elektromagnetische Wellen

Genau wie mechanische Wellen können stehende elektromagnetische Wellen durch phasenrichtige Überlagerung von in verschiedene Richtung laufende Wellen gleicher Frequenz erzeugt werden. Eindimensionale stehende Wellen entstehen durch Reflexion einer ebenen Welle, die senkrecht auf eine leitende Ebene fällt. Betrachten wir eine linear polarisierte Welle in z -Richtung mit einem elektrischen Vektor in x - und dem magnetischen Vektor in y -Richtung. Am Ort der leitenden Ebene $z = 0$ gilt $E(z) = 0$, die Überlagerung der einfallenden und die der reflektierten Welle heben sich also gerade auf. Für den magnetischen Anteil herrscht dort gerade ein Maximum. Zwischen den Maxima von \vec{E} und \vec{B} tritt also eine räumliche Verschiebung von $\lambda/4$ und eine zeitliche Verschiebung von $T/4$ auf, im Gegensatz zur laufenden Welle, bei der \vec{E} und \vec{B} in Phase schwingen.

Das elektromagnetische Frequenzspektrum

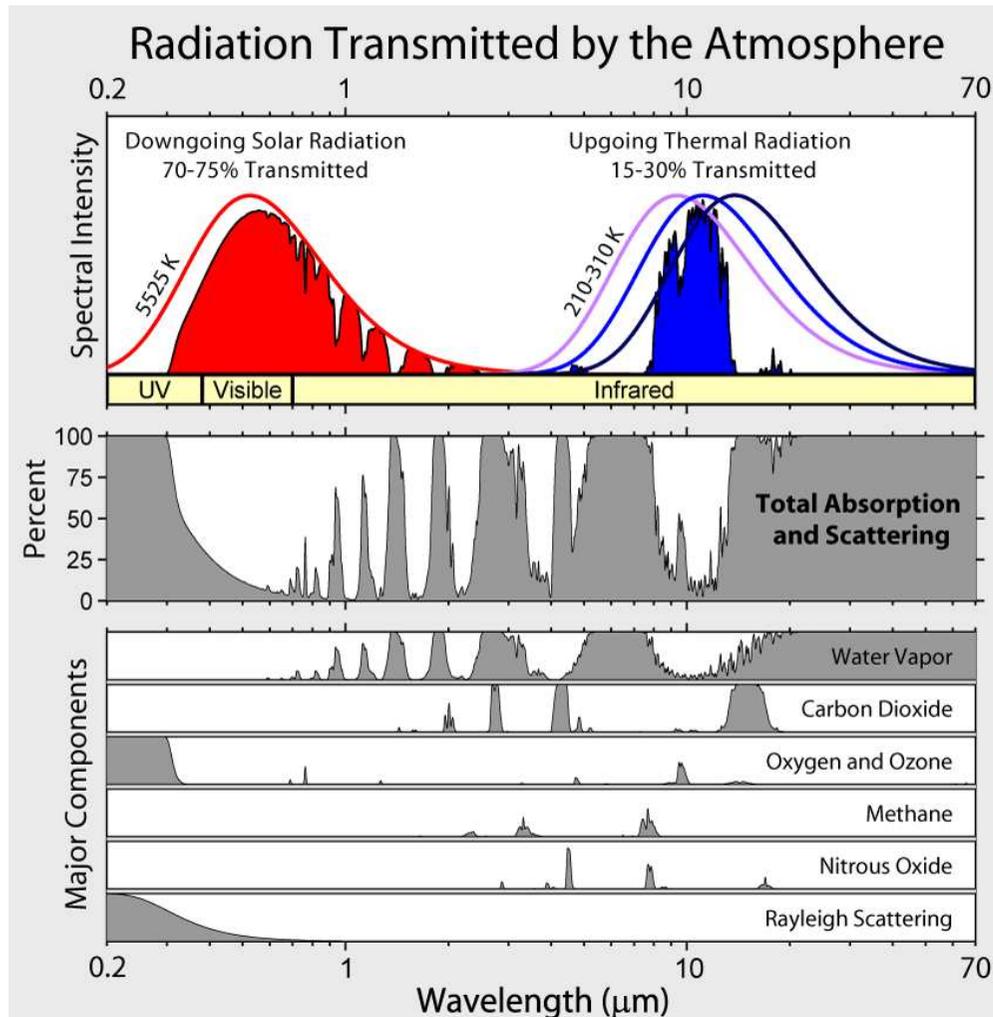
Das gesamte uns zur Zeit bekannte Frequenzspektrum elektromagnetischer Wellen umfasst über 24 Dekaden. Die kleinste Energieeinheit eines elektromagnetischen Feldes der Frequenz ν wird **Photon** genannt. Die Energie eines Photons beträgt $E = h \cdot \nu$, wobei h das **Plancksche Wirkungsquantum** heißt. Für das elektromagnetische Feld im Vakuum gelten im gesamten Spektralbereich dieselben Gleichungen mit den gleichen Konstanten ϵ_0 und μ_0 . Bei Wechselwirkung mit Materie ändert sich dieses jedoch grundlegend, frequenzabhängige Eigenschaften der Materie (Absorption, Streuung, Dispersion, Reflexion) spielen eine große Rolle. Die Untersuchung dieser Materialeigenschaften für die verschiedenen Frequenzbereiche hat unsere Kenntnisse über die submikroskopische Struktur der Materie entscheidend erweitert.

Das elektromagnetische Frequenzspektrum II



Der Spektralbereich des sichtbaren Lichts ($400 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$) wird in der *Optik* behandelt. Heute existieren auch Strahlungsquellen und Detektoren für den Infrarotbereich ($\lambda > 700 \text{ nm}$), für den Mikrowellenbereich ($1 \text{ mm} < \lambda < 1 \text{ m}$), für den Ultraviolettbereich ($\lambda < 400 \text{ nm}$), für den Röntgenbereich ($\lambda < 10 \text{ nm}$), für den Gammastrahlungsbereich ($\lambda < 0,01 \text{ nm}$) und natürlich für den Radiowellenbereich ($\lambda > 1 \text{ m}$).

Transmission von Licht durch die Atmosphäre



Die Erdatmosphäre ist nicht für alle Wellenlängen von Licht durchsichtig, sondern nur für sichtbares Licht, einige Radiofrequenzen, einige Fenster im nahen Infrarot und Ultraviolett und für Röntgen- und Gamma-Strahlung. Die Strahlung in anderen Bereichen wird durch Spurengase (CO_2 , H_2O , OH , CH_4) oder die Hauptkomponenten der Atmosphäre (N_2 , O_2) absorbiert. Beobachtungen in diesen Spektralbereichen müssen deshalb außerhalb der Atmosphäre gemacht werden.

“Falschfarbenaufnahmen”

Multiwavelength Milky Way

<http://mwmw.gsfc.nasa.gov/>

SOHO Bilder der Sonne im UV Licht

<http://sohowww.estec.esa.nl/>

<http://lws.gsfc.nasa.gov/>

<http://stargazers.gsfc.nasa.gov/epo/jsp/products.jsp>

<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap040606.html>

Bilder der Erde im Radarlicht

<http://www.infoterra.de/image-gallery/images.html>