

Crashkurs Optik

Peter Pfalzer
Lehrstuhl für Experimentalphysik II
Universität Augsburg

Juni/Juli 1999

überarbeitet für Franziska
im März 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Grundlagen	1
1.1	Licht als Welle:	1
1.2	Licht als Teilchen:	1
1.3	Reflexions- und Brechungsgesetze	3
1.3.1	Das Huygens'sche Prinzip	3
1.3.2	Das Reflexionsgesetz	3
1.3.3	Das Snellius'sche Brechungsgesetz	4
1.3.4	Fresnel'sche Gleichungen	4
1.3.5	Totalreflexion	4
1.3.6	Brewsterwinkel	5
2	Geometrische Optik	6
2.1	Grundannahmen	6
2.1.1	Einleitung	6
2.1.2	Grundaxiome	6
2.1.3	Wichtige Einschränkungen	7
2.2	optische Abbildungen	7
2.2.1	Einführung	7
2.2.2	optische Elemente	8
2.2.3	Linsenfehler	13
2.2.4	optische Instrumente	14
2.3	Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit	19
3	Wellenoptik	21
3.1	Interferenz und Beugung	21
3.1.1	Kohärenz	21
3.1.2	Zweistrahlinterferenz	21
3.1.3	Beugung	22
3.1.4	Das Auflösungsvermögen optischer Geräte	24
3.2	Polarisation	26
3.2.1	Beschreibung polarisierter Wellen	26
3.2.2	Erzeugung polarisierten Lichts	27
3.3	Absorption, Dispersion und Streuung	31
3.3.1	Absorption	31
3.3.2	Dispersion	31
3.3.3	Streuung	31

Abbildungsverzeichnis

1	Elektromagnetisches Spektrum	2
2	Huygens'sches Prinzip	3
3	Reflexion und Brechung	3
4	Glasfaser als Lichtleiter.	4
5	Brewsterwinkel	5
6	Wellenfronten	6
7	Brechung an sphärisch gewölbter Fläche	7
8	Linsentypen	9
9	Dicke Linsen	11
10	Hohlspiegel	12
11	Prisma	12
12	Sphärische Aberration	13
13	Koma	14
14	Astigmatismus	15
15	Lupe	15
16	Mikroskop	16
17	Fernrohr	17
18	Diaprojektor	17
19	Fehlsichtigkeit	18
20	Brille für Kurzsichtige	18
21	Brille für Weitsichtige	19
22	Doppelspalt	22
23	Einfachspalt	23
24	Gitter	24
25	Lochblende	25
26	Auflösungsvermögen	25
27	Polarisator	27
28	Polarisation durch Reflexion	28
29	Dichroismus	28
30	Kalkspat	29
31	optische Aktivität	30
32	Spannungsdoppelbrechung	30

1 Grundlagen

1.1 Licht als Welle:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

Licht gehört zum Spektrum der elektromagnetischen Strahlung.

beschreibt Phänomene wie:

- Brechung
- Dispersion
- Streuung
- Polarisation

1.2 Licht als Teilchen:

$$E = \hbar\omega$$

Photonen als Energiequanten.

beschreibt Phänomene wie:

- Strahlungsdruck
- Emission und Absorption
- Spektrallinien
- schwarze Strahlung

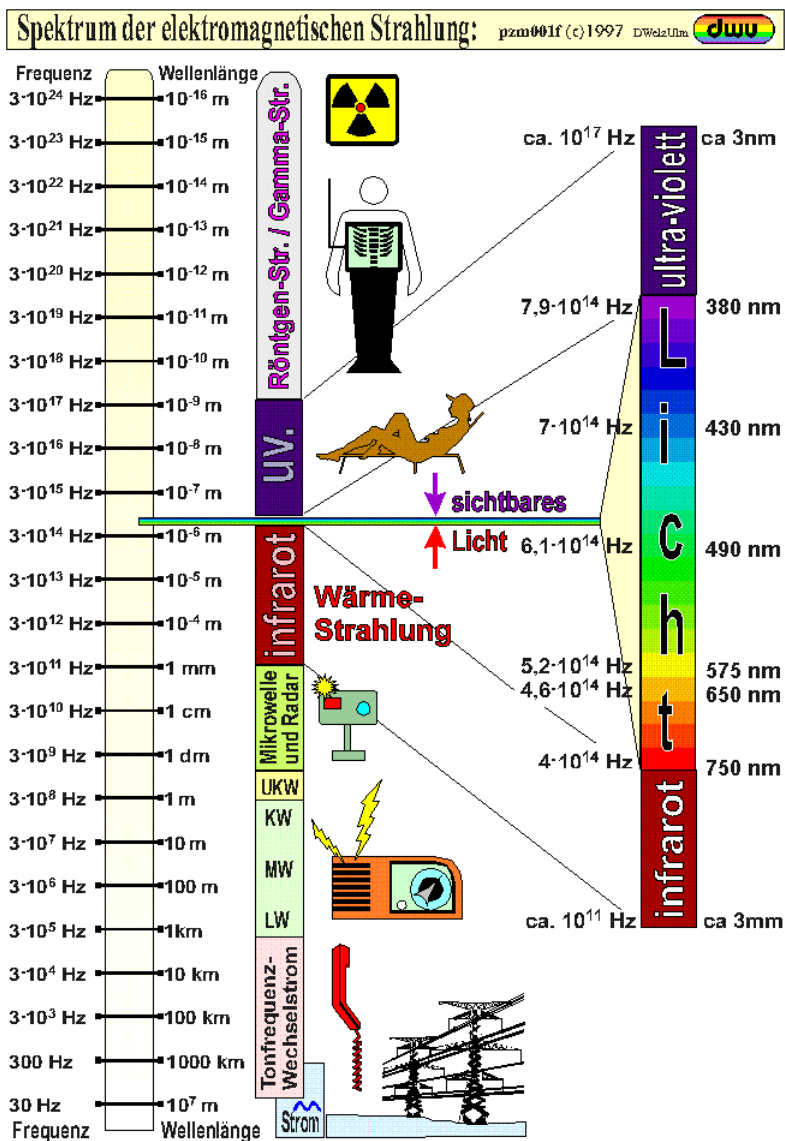


Abbildung 1: Sichtbares Licht ist ein kleiner Ausschnitt aus dem gesamten elektromagnetischen Spektrum.

1.3 Reflexions- und Brechungsgesetze

1.3.1 Das Huygens'sche Prinzip

Vorstellung: In jedem Punkt einer Wellenfront sitzt ein Streuzentrum, von dem eine Kugelwelle ausgeht.

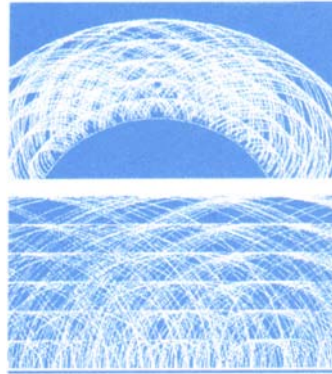


Abbildung 2: Die Huygens-Sekundärwellen, die von einer Wellenfront ausgehen, überlagern sich automatisch zur nächsten Wellenfront.

1.3.2 Das Reflexionsgesetz

Einfallswinkel = Ausfallswinkel

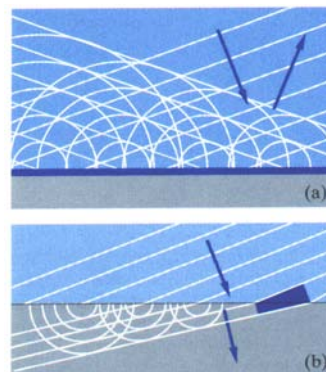


Abbildung 3: Das Huygens'sche Prinzip erklärt (a) Reflexion und (b) Brechung. Die von links oben einfallende Wellenfront löst an der Grenzfläche Sekundärwellen aus, die sich zu reflektierten bzw. gebrochenen Wellenfronten überlagern (Tangentialebenen an die Sekundärwellenberge).

1.3.3 Das Snellius'sche Brechungsgesetz

Eine ebene Welle bewegt sich in einem Medium (Brechungsindex n_1) mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_i und trifft auf die Grenzfläche zu einem anderen Medium. Ihre Ausbreitungsrichtung schließt mit der Flächennormale einen Winkel θ_i ein. In dem zweiten Medium (Brechungsindex n_2) breitet sich die Welle mit der Geschwindigkeit v_t aus. Dadurch ändert sich die Ausbreitungsrichtung (Winkel zur Flächennormale θ_t) und es gilt:

$$\frac{\sin(\theta_i)}{\sin(\theta_t)} = \frac{v_i}{v_t} = \frac{n_2}{n_1}$$

Es gilt: Einfallender, reflektierter und gebrochener Strahl liegen in einer Ebene!

1.3.4 Fresnel'sche Gleichungen

Brechungsgesetz und Reflexionsgesetz machen keine Aussagen zu Intensität und Polarisation! Diese werden von den

Fresnel'schen Gleichungen¹

geliefert.

1.3.5 Totalreflexion

Totalreflexion tritt auf, wenn ein Lichtstrahl aus einem optisch dichteren Medium in ein optisch dünneres Medium läuft.

Aus dem Brechungsgesetz und der Bedingung $\sin \theta_t \leq 1$ folgt, dass für alle Winkel θ_i mit $\sin \theta_i \geq \frac{n_2}{n_1}$ das einfallende Licht nur noch reflektiert werden kann. Der Winkel θ_g für den gilt

$$\sin \theta_g = \frac{n_2}{n_1}$$

heißt daher

Grenzwinkel der Totalreflexion.

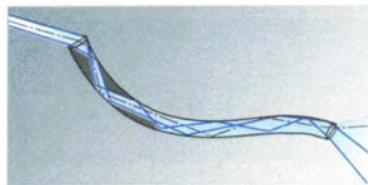


Abbildung 4: Glasfaser als Lichtleiter.

¹vgl. z.B. Demtröder, S. 227ff

1.3.6 Brewsterwinkel

Der Einfallswinkel θ_B , für den die Ausbreitungsrichtungen von gebrochener und reflektierter Welle aufeinander senkrecht stehen heißt

Brewsterwinkel.

Für diesen Winkel verschwindet das Reflexionsvermögen für Licht, dessen Polarisationsvektor in der Einfallsebene liegt. Es gilt die Brewsterbedingung:

$$\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$$

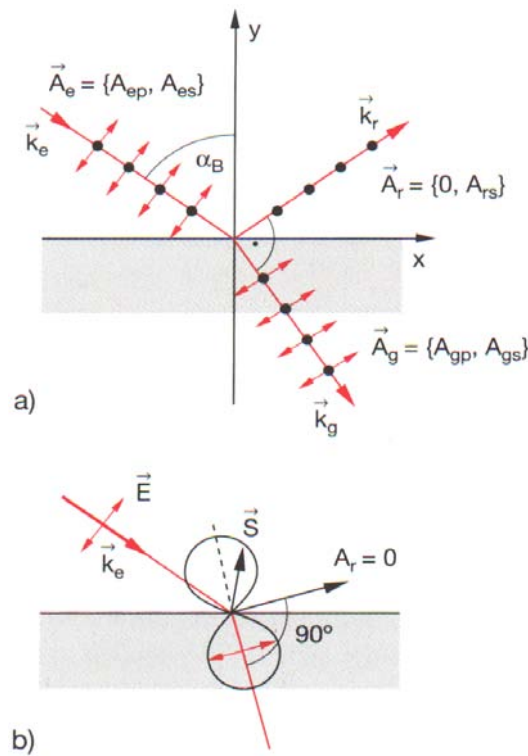


Abbildung 5: Linearpolarisation des reflektierten Lichts beim Einfall unter dem Brewsterwinkel α_B . (a) Schematische Darstellung; (b) Erklärung mit Hilfe der Abstrahlcharakteristik der schwingenden Dipole.

2 Geometrische Optik

2.1 Grundannahmen

2.1.1 Einleitung

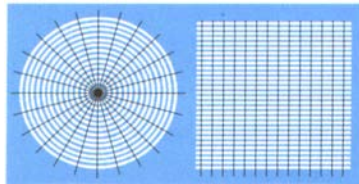


Abbildung 6: Wellenfronten (*weiß*) und Strahlen (*schwarz*) einer Kreiswelle (Strahlenbündel) von einer Punktquelle und einer ebenen Welle (Parallelbündel).

Die Wellennatur des Lichts ist oft von untergeordneter Bedeutung. Stattdessen wird die

Ausbreitungsrichtung

und deren Änderung durch abbildende Elemente betrachtet. Die Ausbreitungsrichtung wird durch die

Normale auf die Phasenflächen

bestimmt. Meist wird das von einer Quelle emittierte Licht räumlich (durch Blenden, etc.) eingegrenzt. Man erhält dann

Lichtbündel.

Ziel der geometrischen Optik ist die Untersuchung von

optischen Abbildungen

mit Hilfe eines

optischen Systems.

Das optische System dient dazu, von einem *gegebenen Objekt* ein *reelles* oder *virtuelles Bild* zu erzeugen. Das Bild soll *ähnlich* sein und eine *hohe Strahlungsstärke* aufweisen.

2.1.2 Grundaxiome

- Lichtstrahlen sind in einem optisch homogenen Medium *Geraden*.
- Mehrere Strahlenbündel, die sich durchdringen, beeinflussen sich nicht gegenseitig (*Superpositionsprinzip*).
- Jeder Weg ist umkehrbar.
- Licht wählt immer den kürzesten optischen Weg (*Fermatsches Prinzip*²).

²vgl. z.B. Feynman, Bd. 1, S. 355ff

2.1.3 Wichtige Einschränkungen

Bedingung ist, dass die mit dem Lichtbündel wechselwirkenden Objekte groß gegen die Wellenlänge des Lichts sind. Oft betrachtet man nur achsennahe oder *paraxiale* Strahlen (*Gauß-Optik*).

2.2 optische Abbildungen

2.2.1 Einführung

Eine optische Abbildung zu erzeugen bedeutet, die von einem Objektpunkt S ausgehenden Strahlen in einem Bildpunkt P wieder zu vereinigen.

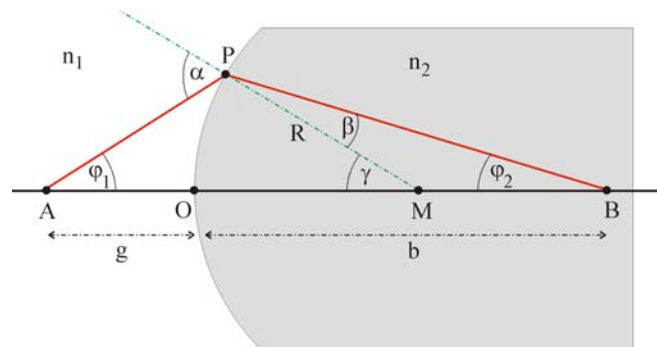


Abbildung 7: Eine der einfachsten möglichen optischen Abbildungen ist die Brechung an einer sphärisch gewölbten Fläche.

Eine grundlegende optische Abbildung ist die Brechung an einer sphärisch gekrümmten Fläche, wie in Abbildung 7 gezeigt: Ein Lichtstrahl geht von Punkt A in einem Medium der Brechzahl n_1 aus. Er wird an einer sphärisch gekrümmten Fläche durch die Punkte O und P mit dem Mittelpunkt in M und dem Krümmungsradius R in ein Medium der Brechzahl n_2 gebrochen und erreicht die optische Achse bei Punkt B wieder.

Beschränkt man sich auf kleine Winkel φ_1 und φ_2 , kann man die Linie OP ($y := \overline{OP}$) als eine senkrecht auf der optischen Achse stehende Strecke betrachten. Mit dieser Vereinfachung erhält man

$$\varphi_1 = \frac{y}{g}, \quad \varphi_2 = \frac{y}{b}, \quad \gamma = \frac{y}{R}$$

sowie mit dem Außenwinkelsatz für Dreiecke

$$\alpha = \gamma + \varphi_1, \quad \beta = \gamma - \varphi_2$$

Weiter gilt das Brechungsgesetz

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \approx \frac{\alpha}{\beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

im Grenzfall kleiner Winkel. In dieses setzt man nun die obigen Beziehungen für α und β ein:

$$\frac{\frac{1}{R} + \frac{1}{g}}{\frac{1}{R} - \frac{1}{b}} = \frac{n_2}{n_1}$$

Daraus folgt der Zusammenhang zwischen Gegenstands- und Bildweite bei Brechung an einer sphärisch gewölbten Fläche:

$$\frac{n_1}{g} + \frac{n_2}{b} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

Jetzt kann man noch zwei Spezialfälle betrachten:

1. ein einfallendes Parallelbündel ($\hat{=} g = \infty$) wird in einem Punkt mit der *hinteren Brennweite* f vereinigt:

$$f = b(g = \infty) = \frac{n_2}{n_2 - n_1} R$$

2. Strahlen, die von dem Punkt mit der *vorderen Brennweite* F ausgehen, werden nach dem Durchgang durch die Grenzfläche parallel ($\hat{=} b = \infty$):

$$F = g(b = \infty) = \frac{n_1}{n_2 - n_1} R$$

Der Zusammenhang zwischen Gegenstands- und Bildweite der sphärische gewölbten Fläche vereinfacht sich damit zu

$$\boxed{\frac{F}{g} + \frac{f}{b} = 1}$$

2.2.2 optische Elemente

Dünne Linsen Für dünne Linsen (im Vakuum) gilt die sog. *Linsenschleiferformel*:

$$\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

Der Spezialfall $g = \infty$ (und daher $b = f$) liefert $f = \frac{1}{n-1} \frac{R_1 \cdot R_2}{R_2 - R_1}$ und damit die *Abbildungsgleichung für dünne Linsen*:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}$$

Durch Ersetzen von g durch $g = f + x$ und b durch $b = f + x'$ erhält man die *Newton'sche Abbildungsgleichung*:

$$f^2 = x \cdot x'$$

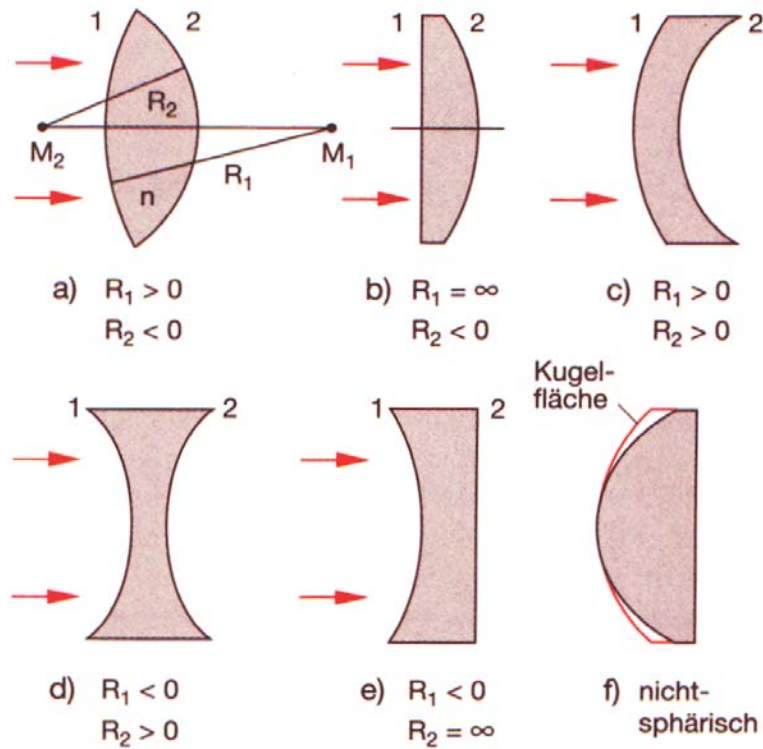


Abbildung 8: Beispiele für verschiedene Linsentypen: (a) bikonvex; (b) plan-konvex; (c) konvex-konkav; (d) bikonkav; (e) konkav-plan; (f) nichtsphärische Linse.

Als Brechkraft bezeichnet man den Kehrwert der Brennweite:

$$D = \frac{1}{f}$$

Die Lateralvergrößerung (*Abbildungsmaßstab*) ist gegeben durch $M = \frac{\text{Bildgröße}}{\text{Objektgröße}}$. Aus dem Strahlensatz folgt damit:

$$M = -\frac{b}{g}$$

Vorzeichenkonventionen

Parameter	Bezeichnung	+	-
Brennweite	f	Sammellinse	Zerstreuungslinse
Gegenstandsweite	g	reelles Objekt	virtuelles Objekt
Bildweite	b	reelles Bild	virtuelles Bild
Gegenstandsgröße	y	aufrechtes Objekt	umgekehrtes Objekt
Bildgröße	y'	aufrechtes Bild	umgekehrtes Bild
Lateralvergrößerung	M	aufrechtes Bild	umgekehrtes Bild

Abbildungen mit dünnen Linsen

Objekt Lage	Bild			
	Art	Lage	Ausrichtung	rel. Größe
$\infty > g > 2f$	reell	$f < b < 2f$	umgekehrt	verkleinert
$g = 2f$	reell	$b = 2f$	umgekehrt	identisch
$2f > g > f$	reell	$2f < b < \infty$	umgekehrt	vergrößert
$g = f$	—	∞	umgekehrt	—
$f > g$	virtuell	$ b > g$	aufrecht	vergrößert

Dicke Linsen Bei dicken Linsen kann man die zwei Brechungen an den Grenzflächen der Linse nicht mehr vereinfachend durch eine Brechung in der Linsenmitte ersetzen. Man führt stattdessen zwei

Hauptebenen H_1 und H_2

ein, an denen die Brechungen stattfinden. Zwischen den Hauptebenen soll der Strahl parallel zur Achse laufen. Die Schnittpunkte der Hauptebenen mit der optischen Achse, S_1 und S_2 werden als **Hauptpunkte** bezeichnet.

Formal hat man damit die dicke Linse durch zwei dünne Linsen im Abstand $\overline{S_1 S_2}$ der Hauptebenen ersetzt. Man kann zeigen, dass die für dünne Linsen gültige Abbildungsgleichung erhalten bleibt, wenn man die Gegenstandsweite g vom Gegenstand bis zur ersten Hauptebene (H_1) und die Bildweite b von der zweiten Hauptebene (H_2) bis zum Bild misst. Die Brennweite einer dicken Linse der Dicke $d = \overline{O_1 O_2}$ beträgt

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - 1)d}{n R_1 R_2} \right].$$

Für die Abstände der Hauptebenen von den Schnittpunkten der Grenzflächen der Linse mit der optischen Achse (O_1, O_2), $h_i = \overline{O_i S_i}$, erhält man

$$h_1 = -\frac{(n - 1)f \cdot d}{n \cdot R_2}$$

$$h_2 = -\frac{(n - 1)f \cdot d}{n \cdot R_1}.$$

Linsensysteme Auch für Systeme aus zwei (und mehreren) Linsen kann man eine Brennweite für das Gesamtsystem definieren. Für ein System aus zwei Linsen im Abstand d beträgt sie

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}.$$

Für den Fall $d \ll f_1$ und $d \ll f_2$ nahe benachbarter Linsen addieren sich also die reziproken Brennweiten.

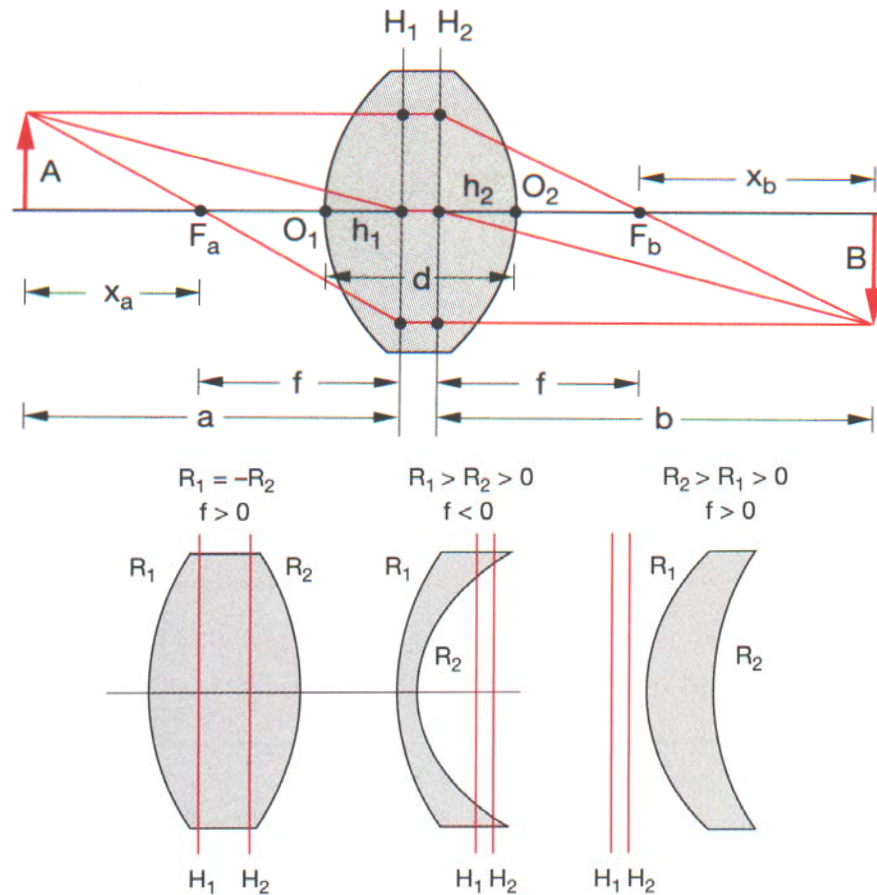


Abbildung 9: Strahlenkonstruktion der Abbildung mit einer dicken Linse und Lage der Hauptebenen bei verschiedenen Linsenformen.

Spiegel

- *ebene Spiegel*
- *sphärischer Hohlspiegel*
Für paraxiale Strahlen ist die Brennweite f der halbe Krümmungsradius:

$$\overline{OF} = f = R/2$$

Für große Winkel wird dies falsch ($\overline{OF} = R(1 - \frac{1}{2\cos\alpha})$), d.h. der Brennpunkt ist eigentlich eine „Brennstrecke“, was zu einem Intensitätsverlust des Bildes führt.

- *parabolischer Hohlspiegel*
Ein parabolischer Hohlspiegel vereinigt unabhängig vom Achsabstand alle parallel zur Symmetrieachse einfallenden Strahlen in einem Punkt. Für paraxiale Strahlen haben der sphärische Spiegel und der Parabolspiegel die gleichen Eigenschaften.

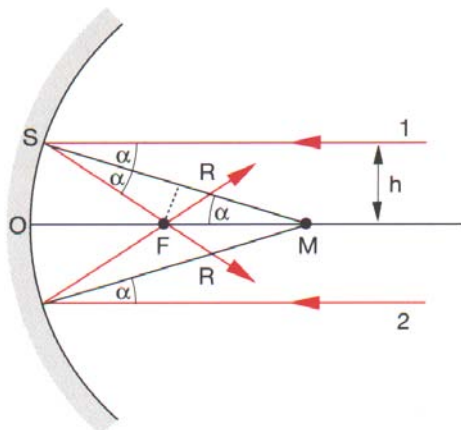


Abbildung 10: Sphärischer Hohlspiegel.

Prismen Beim Durchgang von Licht durch ein Prisma mit dem Prismenwinkel γ wird die Ablenkung für den symmetrischen Strahlengang mit $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ am geringsten. Der Ablenkwinkel δ beträgt dann

$$\delta = 2\alpha - \gamma.$$

In der Regel ist der Brechungsindex von der Wellenlänge des einfallenden Lichts abhängig (*Dispersion*). Für die meisten durchsichtigen Materialien herrscht im sichtbaren Spektralbereich *normale* Dispersion, d.h. die Funktion $n(\lambda)$ fällt oder $\frac{dn}{d\lambda} < 0$. In diesen Fällen wird blaues Licht stärker gebrochen als rotes.³

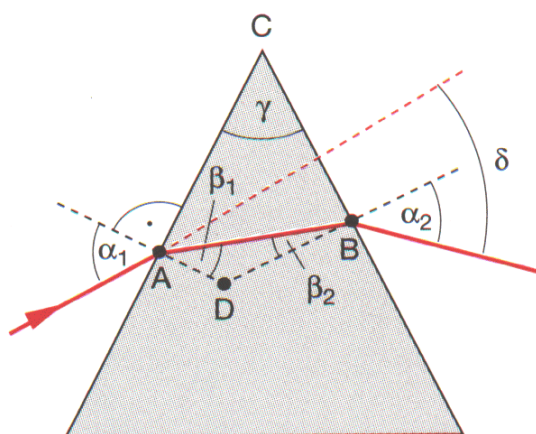


Abbildung 11: Ablenkung eines Lichtstrahls durch ein Prisma.

³Genauerer zu Prismen: s. Demtröder, S. 258f

2.2.3 Linsenfehler

Chromatische Aberration Der Brechungsindex $n(\lambda)$ einer Linse hängt i.d.R. von der Wellenlänge λ des Lichts ab. Daher ist auch die Brennweite $f(\lambda)$ eine Funktion der Wellenlänge. Bei der *normalen Dispersion* (vgl. Paragraph „Prismen“) liegt der Brennpunkt des blauen Lichts vor dem des roten Lichts. Die chromatische Aberration kann man teilweise verringern, indem man Sammellinsen und Zerstreuungslinsen verschiedener Brechzahlen miteinander verkittet. Ein solches Linsensystem heißt

Achromat .

Sphärische Aberration Die Abbildungsgleichungen gelten nur für paraxiale Strahlen. Für weiter von der optischen Achse entfernte Strahlen gilt die Näherung $\sin \alpha \approx \tan \alpha \approx \alpha$ nicht mehr. Die Brennweiten für achsennahe und achsenferne Strahlen sind deswegen auch bei monochromatischem Licht unterschiedlich.

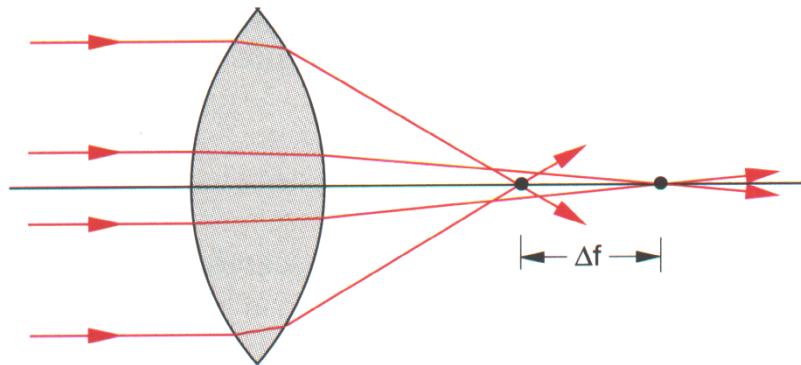


Abbildung 12: Sphärische Aberration bei der Abbildung durch eine sphärische Bikonvexlinse.

Die Reduzierung der sphärischen Aberration kann erfolgen

- durch Ausblenden der achsenfernen Strahlen,
- durch Verwendung einer plan-konvexen Linse, die mit ihrer gekrümmten Seite zum Gegenstand weist,
- durch Kombination verschiedener Sammel- und Zerstreuungslinsen,
- durch Verwendung *asphärischer* Linsen.

Koma Für ein paralleles Strahlenbündel, das durch eine schief zur optischen Achse stehende Linse fällt, oder für die von einem abseits der optischen Achse liegenden Punkt ausgehenden Strahlen liegen die Brennpunkte nicht mehr (alle) auf der optischen Achse.

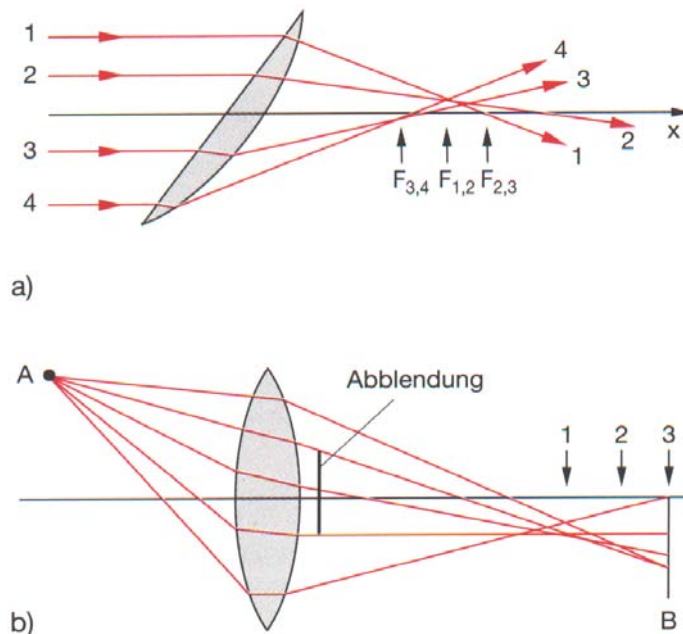


Abbildung 13: a) Koma beim Durchlauf eines parallelen Lichtbündels durch eine schiefe Linse. Die einzelnen Teilbündel führen zu räumlich verschiedenen Brennpunkten F_i . — b) Unterschiedliche Bildpunkte bei der Abbildung eines Punktes außerhalb der optischen Achse.

Astigmatismus Ein schräges Lichtbündel von einem Punkt außerhalb der optischen Achse trifft in einem „horizontal“ eng begrenzten Bereich auf die Linse auf. In „vertikaler“ Richtung ist die Ausdehnung wesentlich größer und die an unterschiedlichen Stellen auftreffenden Strahlen werden verschieden stark gebrochen. Statt eines Bildpunktes erhält man daher eine horizontale und eine vertikale Bildlinie (vgl. Skizze).

2.2.4 optische Instrumente

Ein Hauptzweck von optischen Instrumenten ist die vergrößerte Abbildung kleiner Objekte.

$$\text{Vergrößerung} = \frac{\text{Sehwinkel mit Instrument}}{\text{Sehwinkel ohne Instrument}}$$

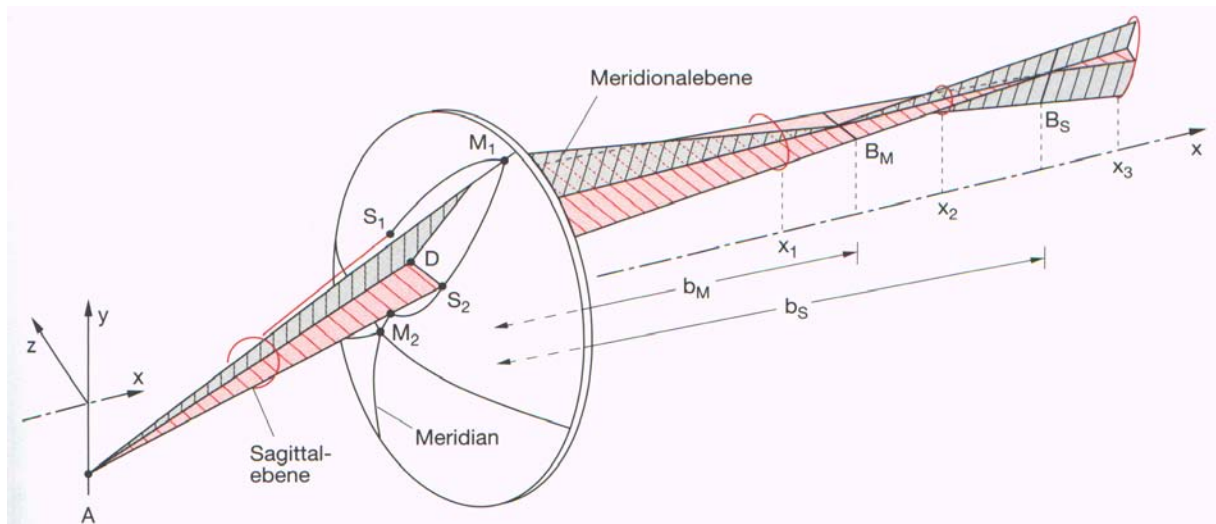


Abbildung 14: Astigmatismus bei der Abbildung eines schrägen Lichtbündels.

Die Lupe Die Lupe ist eine einfache Sammellinse, mit der man Objekte noch „näher“ betrachten kann. Sie wird so zwischen Auge und Gegenstand gehalten, dass der Gegenstand in der Brennweite der Linse liegt. Für das Auge erscheint der Gegenstand dann im Unendlichen. Die Vergrößerung durch eine Lupe beträgt

$$v_L = \frac{s_0}{f}$$

wobei s_0 die Bezugssehweite und f die Brennweite der Lupe sind.

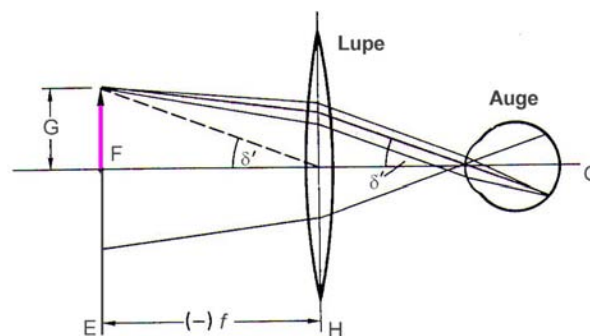


Abbildung 15: Lupe: Der Betrachter „sieht“ ein vergrößertes, virtuelles Bild des Gegenstands (Größe G) unter dem Sehwinkel δ' .

Das Mikroskop Mit einem Mikroskop erreicht man wesentlich größere Vergrößerungen als mit der Lupe, da sich hier die Wirkungen zweier Linsen multiplizieren. Die Vergrößerung beträgt

$$v_M = \frac{t}{f_{Ob}} \frac{s_0}{f_{Ok}}.$$

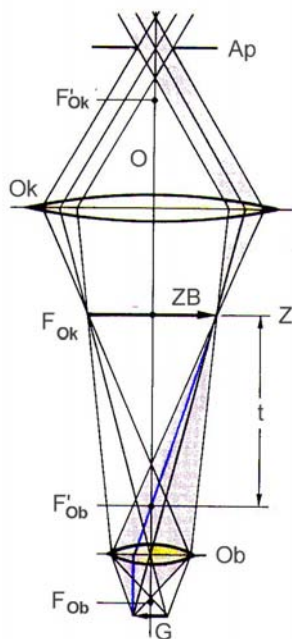


Abbildung 16: Mikroskop (schematisch): Ein Gegenstand der Größe G liegt knapp außerhalb der vorderen Brennweite der Objektivlinse Ob auf der optischen Achse O . Ob erzeugt ein Zwischenbild der Größe ZB in der Ebene Z , welche um die Tubuslänge t vom hinteren Brennpunkt (F'_{ob}) des Objektivs entfernt ist. Z ist gleichzeitig die Brennebene der Okularlinse Ok , welche als Lupe wirkt.

Das Fernrohr Im Gegensatz zum Mikroskop vergrößert ein Fernrohr weit entfernte Objekte. Die Vergrößerung eines Fernrohres beträgt

$$v_F = \frac{f_1}{f_2}.$$

Entscheidender als die Vergrößerung sind bei einem Fernrohr allerdings das *Auflösungsvermögen* und die *Lichtstärke*.

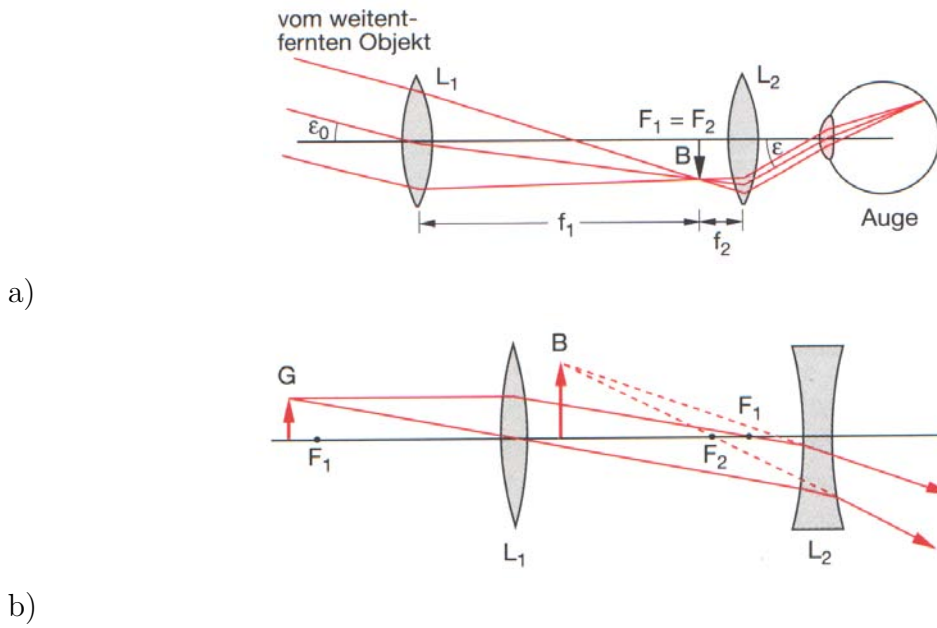


Abbildung 17: a) Strahlengang durch ein Keplersches Fernrohr. b) Terrestrisches Fernrohr mit Zerstreulinse als Okular.

Der Diaprojektor Beim Diaprojektor ist die Hauptaufgabe, das Diapositiv möglichst gut auszuleuchten. Dazu wird ein Kondensator verwendet, der möglichst nah an der Lichtquelle stehen soll und ein Bild der Lichtquelle in der Ebene der Projektionslinse erzeugt.

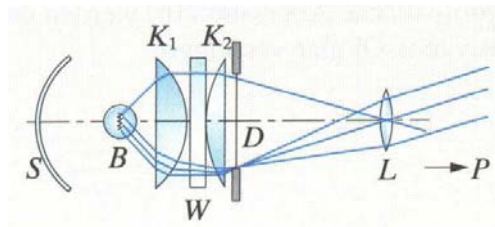


Abbildung 18: Der Kondensator besteht aus zwei Konvexlinsen (K_1 und K_2) sowie einem Wärmeschutzfilter (W). Er vereinigt möglichst viel Licht der Lampe (B) auch auf die Randpunkte des Dias (D). Der vom Kondensator erfasste Raumwinkel wird durch den Spiegel (S) fast verdoppelt. Die Bildebene des Kondensators liegt nah bei der Projektionslinse (L).

Die Brille Brillen gleichen Fehlsichtigkeit des Auges⁴ aus. Man unterscheidet *Myopie* (Kurzsichtigkeit) und *Hyperopie* (Weitsichtigkeit). Bei der Myopie wird das scharfe Bild

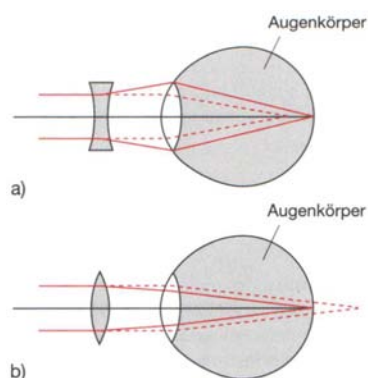


Abbildung 19: a) Kurzsichtigkeit wird durch eine Zerstreuungslinse korrigiert. b) Weitsichtigkeit wird durch eine Sammellinse korrigiert.

vor der Netzhaut erzeugt. Sie wird daher mit einer Zerstreuungslinse korrigiert, die virtuelle Bilder mit Bildweiten erzeugt, die kleiner sind als ihre Brennweite. So werden alle Entfernungen zwischen „unendlich“ und dem Nahpunkt eines gesunden Auges in den Bereich abgebildet, auf den das myope Auge akkomodieren kann. Bei der Hyperopie

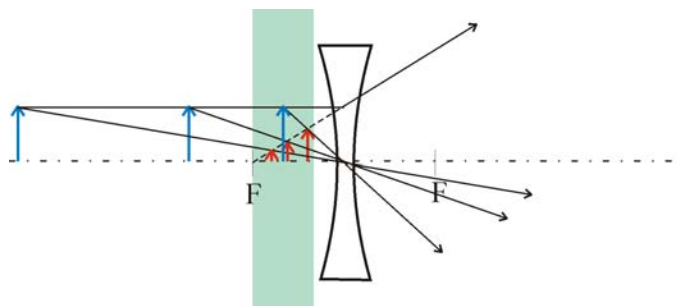


Abbildung 20: Bilderzeugung bei einer Brille zur Korrektur der Myopie. Der Bereich, auf den das Auge akkomodieren kann ist grün unterlegt.

liegt die bildseitige Brennebene hinter der Netzhaut, die Brechkraft der Augenlinse ist zu klein. Dies kann korrigiert werden, indem sie durch eine weitere Sammellinse ergänzt wird.

⁴Genauer zum Auge: vgl. Gerthsen, S.498f (18. Auflage)

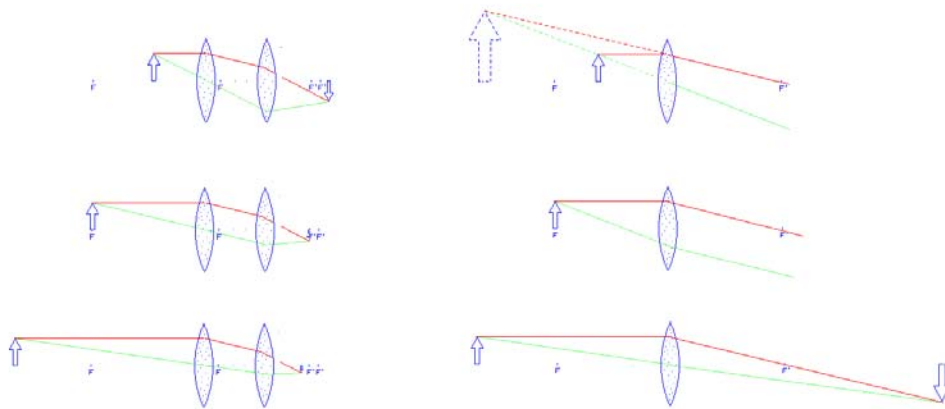


Abbildung 21: Bei einer Brille für Weitsichtige bildet das Auge (jeweils rechte Linse in der linken Spalte) in manchen Fällen ein *virtuelles Objekt* ab. (Die Akkomodation des Auges ist in der Abbildung nicht berücksichtigt.) In der rechten Spalte ist die Abbildung der Brille allein gezeigt.

2.3 Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

vgl. *Gerthsen*, S. 500ff (18.Auflage) oder *Demtröder*, S. 191ff

*Finding the Speed of Light with Marshmallows*⁵

Material: Microwave, marshmallows (Jumbo), Microwave safe dish, ruler

Intro — Mapping the Energy Nodes

Microwave ovens cook unevenly because a pattern of standing waves forms inside the oven chamber, and the pattern creates an array of hotspots throughout the oven's volume. An operating frequency of around 2000 MHz will produce a wavelength of around 10 cm, and the hotspots should be at halfwave points, or every 5 cm, but in a complex 3D pattern.

Procedure

1. First open the marshmallows and place them on the casserole dish, completely covering it with a layer one marshmallow thick.
2. Next put the dish of marshmallows in the microwave and cook on low heat. The microwave does not cook evenly and the marshmallows will begin to melt at the hottest spots in the microwave.
3. Heat the marshmallows until they begin to melt in 4 or 5 different spots.
4. Remove the dish from the microwave oven and observe the spots.

⁵Aus: <http://www.magicnet.net/~inertia/marsh.html>

5. Take the ruler and measure the distance between the melted spots. You will soon find that one distance repeats over and over. This distance will correspond to the wavelength of the microwave. That should be a little over 12 centimeters.
6. Now, turn the microwave around and look for a small sign that tells you the frequency of the microwave. Most commercial microwaves operate at 2450 MHz

3 Wellenoptik

3.1 Interferenz und Beugung

3.1.1 Kohärenz

Sollen zwei oder mehrere Lichtwellen Interferenzerscheinungen zeigen, so müssen sie **kohärent**

sein, d.h. die sich überlagernden Teilwellen müssen eine *feste Phasenbeziehung* haben. Man unterscheidet dabei zwischen *zeitlicher Kohärenz* und *räumlicher Kohärenz*.

Zeitliche Kohärenz Betrachtet wird ein fester Punkt P . Das Zeitintervall in dem sich die Phasendifferenz der (beiden) Teilwellen um weniger als π ändert heißt *Kohärenzzeit* τ_{koh} . Dies entspricht einer Länge des „Wellenzugs“, der *Kohärenzlänge*, $l_{koh} = c \cdot \tau_{koh}$.

Räumliche Kohärenz In diesem Fall werden die Phasenbeziehungen einer Welle an räumlich getrennt Punkten (zu einem bestimmten Zeitpunkt) betrachtet. Die Menge aller Punkte, für an denen sich die Phasen um weniger als π unterscheiden heißt *Kohärenzfläche*. Das Produkt aus Kohärenzfläche und Kohärenzlänge wird als *Kohärenzvolumen* bezeichnet.

Erzeugung kohärenter Wellen Zur Erzeugung kohärenter Lichtwellen gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

- phasenstarre Kopplung der Sender (nur mit Lasern) oder
- Aufspaltung der von einer Quelle ausgehenden Welle in mehrere Teilwellen (durch *Wellenfrontaufspaltung* [Fresnel-Doppelspiegel, Doppelspalt (Young), Lloydscher Spiegel] oder *Amplitudenaufspaltung* [Interferenzen gleicher Neigung / gleicher Dicke]).

Im zweiten Fall muss die Quelle praktisch punktförmig sein, beim Doppelspalt bedeutet das genauer: die maximale Ausdehnung b der Quelle ist begrenzt durch

$$b < \frac{D}{d} \cdot \lambda,$$

wobei D der Abstand zwischen der Quelle und dem Doppelspalt ist, d der Abstand der Spalte des Doppelspalts und λ die Wellenlänge des von der Quelle emittierten Lichts.

3.1.2 Zweistrahlinterferenz

Wir betrachten als Beispiel den *Doppelspalt*. Um ein Maximum (der Ordnung n) zu erhalten, muss der Gangunterschied Δs zwischen den interferierenden Strahlen aus den beiden Spalten ein Vielfaches der Wellenlänge λ sein:

$$\Delta s = n \cdot \lambda$$

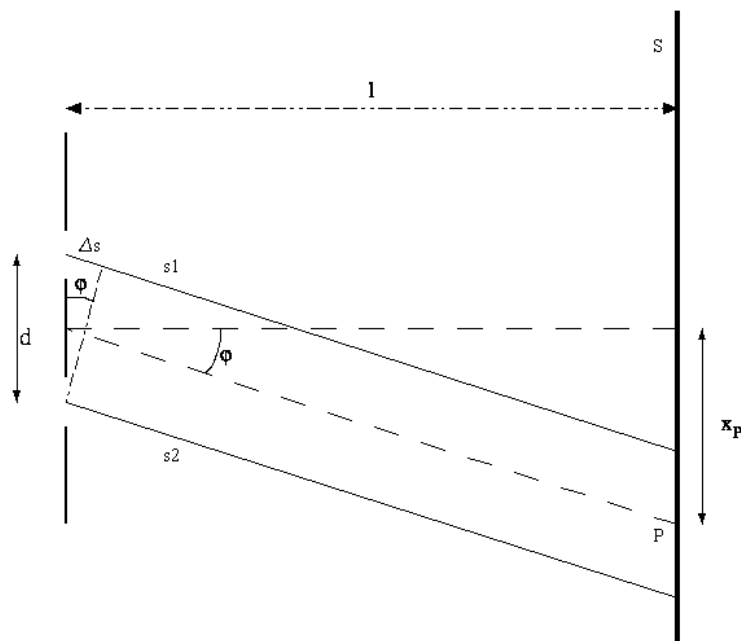


Abbildung 22: Geometrische Anordnung beim Doppelspalt.

Für den Gangunterschied gilt (siehe Abbildung 22):

$$\Delta s = d \cdot \sin \varphi$$

Im Fall kleiner Winkel erhält man daher Maxima der Intensitätsverteilung für

$$\varphi = \frac{n \cdot \lambda}{d},$$

Minima ergeben sich aus der Bedingung $\Delta s = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda$ bei den Winkeln

$$\varphi = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d}.$$

Eine wichtige Anwendung findet die Zweistrahlinterferenz im *Michelson-Interferometer*, mit dem im *Michelson-Morley-Experiment* auch die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit nachgewiesen wurde (Stichwort: „Weltäther“).⁶

3.1.3 Beugung

$\lambda \ll d \approx l$	geometrische Optik
$\lambda \approx d \ll l$	Fraunhofer-Beugung
$\lambda \approx d \approx l$	Fresnel-Beugung

⁶vgl. Demtröder, S. 289ff

Im Rahmen des »Crashkurs Optik« wird nur auf die Fraunhofer-Beugung näher eingegangen. Die Fresnel-Beugung hat aber ebenso wichtige Anwendungen (z.B. sogenannte *Fresnel-Zonenplatten*) über die Sie sich unbedingt in der einschlägigen Literatur informieren sollten.⁷

Beugung am Einfachspalt Die Winkelverteilung der am Einfachspalt der Breite b gebeugten Strahlung, $I(\theta)$ ist

$$I(\theta) = I_0 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)^2}$$

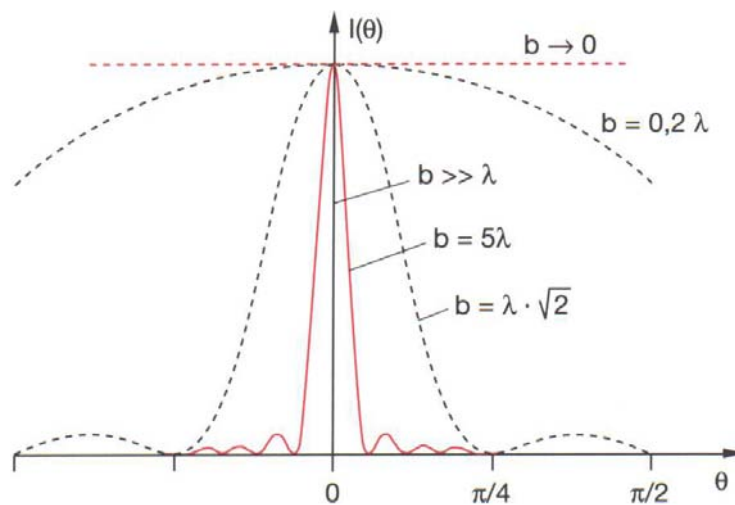


Abbildung 23: Winkelabhängige Intensitätsverteilung bei der Beugung am Einfachspalt für verschiedene Werte von $\frac{\lambda}{b}$.

Beugung am Gitter Die Beugung an einem optischen Gitter erhält man indem man zwei Intensitätsverteilungen überlagert:

- Diejenige von der Interferenz der Lichtbündel der N verschiedenen Spalte⁸ im Abstand d und
- diejenige durch Beugung an einem Spalt (s.o.) der Breite b .

⁷Wenn Sie die Optik etwas genauer studieren wollen als Sie es mit *Demtröder* oder *Gerthsen* können, empfehle ich Ihnen die Lektüre von *Hecht, Optics*.

⁸vgl. *Demtröder*, S. 215ff

Daraus erhält man:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \underbrace{\frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta\right)^2}}_{\text{Einfachspalt}} \cdot \underbrace{\frac{\sin^2\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}}_{N \text{ Streuzentren}}$$

Hauptmaxima treten auf, wenn der Gangunterschied von Teilbündeln aus benachbarten Spal-

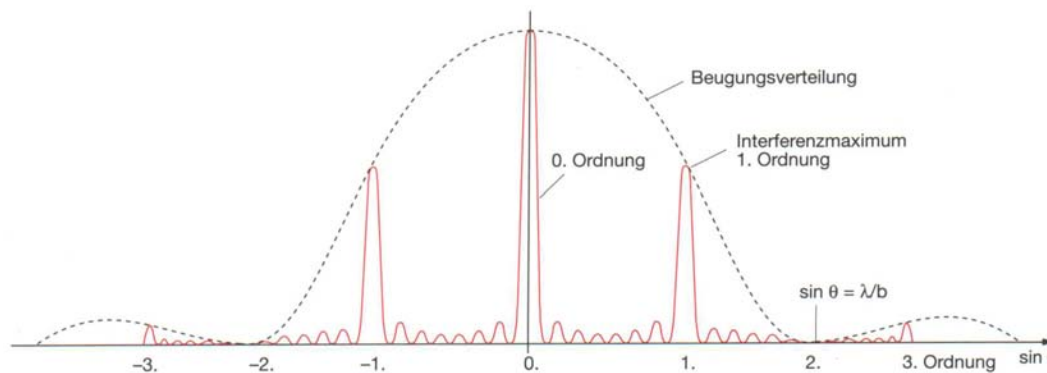


Abbildung 24: Intensitätsverteilung bei einem Beugungsgitter. In die zweite Interferenzordnung fällt wegen des Beugungsminimums kein Licht. Wie viele Spalte des Gitters sind beleuchtet?

ten ein Vielfaches der Wellenlänge ist:

$$\Delta s = d \cdot \sin \theta = m \cdot \lambda$$

Zwischen den Hauptmaxima liegen $N - 2$ Nebenmaxima und $N - 1$ Minima. Neben den Transmissionsgittern, die technisch schwer herzustellen sind, gibt es *Reflexionsgitter*, zu denen Sie Informationen z.B. bei *Demtröder*, S. 305f finden.

3.1.4 Das Auflösungsvermögen optischer Geräte

Das Auflösungsvermögen optischer Geräte wird durch Beugungserscheinungen begrenzt.

Auflösungsvermögen eines Fernrohrs Die Objektivlinse des Fernrohrs hat nur einen endlichen Durchmesser D . Sie wirkt daher als „Lochblende“ und es entsteht ein Beugungsbild. Das Zwischenbild einer weit entfernten, punktförmigen Lichtquelle (d.h. auf das Objektiv treffen ebene Wellen) ist daher kein Punkt, sondern es entsteht eine radialsymmetrische Intensitätsverteilung (vgl. Abbildung 25). Das zentrale Maximum wird auch als *Beugungsscheibchen* bezeichnet. Der Öffnungswinkel θ_{Beug} des zentralen Beugungsmaximum ist gegeben⁹ durch

$$\theta_{Beug} \approx 2.44 \cdot \frac{\lambda}{D}$$

⁹vgl. *Hecht*, Optics, S. 422

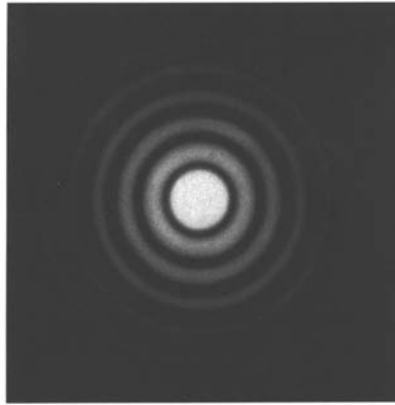


Abb.10.33. Ringförmige Beugungsstruktur hinter einer Kreisblende, die mit parallelem Licht beleuchtet wird. Aus M. Cagnet, M. Françon, J. C. Thierr: *Atlas optischer Erscheinungen* (Springer, Berlin, Göttingen 1962)

Abbildung 25: Beugungsbild einer Lochblende, die mit parallelem Licht beleuchtet wurde.

Zwei Objekte können gerade noch aufgelöst werden, wenn das zentrale Beugungsmaximum des einen in das erste Minimum des anderen fällt, wenn sie also einen Winkelabstand haben von

$$\theta_{min} = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{D}.$$

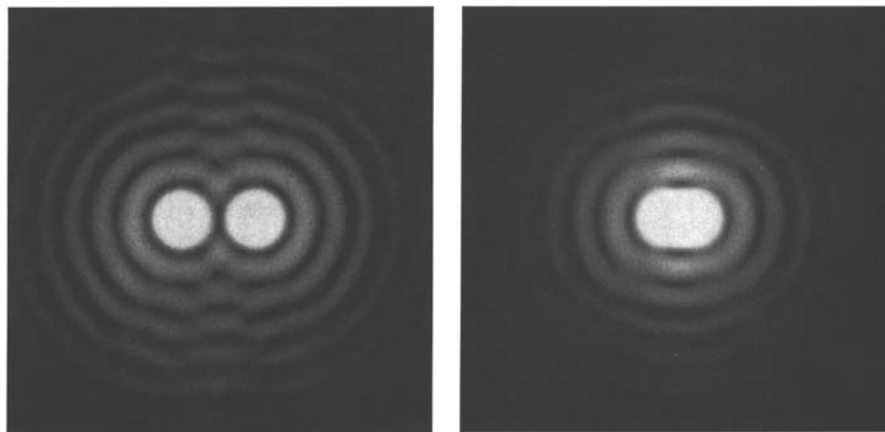


Abbildung 26: Wenn die Beugungsscheibchen zweier punktförmiger Lichtquellen sich zu stark überlappen kann man sie nicht mehr getrennt auflösen. Hier: Abbildung mit einem Fernrohr.

Auflösungsvermögen des Auges Die Rasterung der Netzhaut ist gerade so fein, dass der Abstand zweier Zäpfchen dem Durchmesser des Beugungsscheibchens ($\approx 7 \mu\text{m}$ für gelbes Licht) entspricht, das die Pupille auf der Netzhaut erzeugt.¹⁰

Auflösungsvermögen eines Mikroskops Wir betrachten ein Mikroskop mit der *numerischen Apertur* NA ¹¹, das mit Licht der Wellenlänge λ_{vak} abbildet und bei dem der Zwischenraum zwischen Objektiv und Objekt mit einem Medium der Brechzahl n gefüllt ist. Der kleinste Abstand zwischen zwei Objektpunkten, den das Mikroskop noch auflösen kann ist dann

$$\Delta x_{min} = 1.22 \cdot \frac{\lambda_{vak}}{n \cdot NA}.$$

Auflösungsvermögen von Gittern Die Hauptmaxima eines Gitters für eine bestimmte Wellenlänge λ liegen bei Winkeln $\theta_m \approx \frac{m \cdot \lambda}{d}$ (wobei m die Beugungsordnung ist; vgl. 3.1.3). Die Minima, welche die Hauptmaxima begrenzen sind $\Delta\theta \approx \frac{\lambda}{N \cdot d}$ von den Maxima entfernt. Nun werde das Gitter mit einer zweiten Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ bestrahlt. Deren Maximum der Ordnung m liegt bei $\frac{m(\lambda + \Delta\lambda)}{d}$, d.h. um $\frac{m \cdot \Delta\lambda}{d}$ vom Maximum des Lichts der Wellenlänge λ entfernt. Die zwei Maxima (bzw. Spektrallinien) lassen sich also trennen, wenn nur $\frac{m \cdot \Delta\lambda}{d} \geq \frac{\lambda}{N \cdot d}$, wenn also

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq m \cdot N.$$

Das *Auflösungsvermögen des Gitters* hängt also nur von der Ordnung des beobachteten Maximums und der Anzahl der beleuchteten Gitterstriche ab, nicht von der Gitterkonstanten!

3.2 Polarisation

3.2.1 Beschreibung polarisierter Wellen

Wie jede transversale Welle (\vec{E} und \vec{B} stehen immer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) kann Licht **polarisiert** werden. Breitet sich das Licht ($\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - k z)}$) in z-Richtung aus, heißt das:

$$\vec{E}_0 = A_{0x} \cdot \vec{e}_x + A_{0y} \cdot \vec{e}_y.$$

Dabei sind \vec{e}_x und \vec{e}_y die Einheitsvektoren in x- bzw. y-Richtung und A_{0x} und A_{0y} sind i.A. komplex, d.h. sie können noch eine Phase $e^{i\varphi_x}$ bzw. $e^{i\varphi_y}$ enthalten, also $A_{0x} = E_{0x} \cdot e^{i\varphi_x}$ und $A_{0y} = E_{0y} \cdot e^{i\varphi_y}$. Ändern sich die Beträge oder Phasen statistisch, ist das Licht *unpolarisiert*. Sind A_{0x} und A_{0y} in Phase ist das Licht *linear polarisiert*. Ist die Phasendifferenz zwischen A_{0x} und A_{0y} für $E_{0x} \neq E_{0y}$ genau $\frac{\pi}{2}$ oder gilt $|\varphi_x - \varphi_y| \notin \{0, \pi, \frac{\pi}{2}\}$ für $E_{0x} = E_{0y}$, heißt die Welle *elliptisch polarisiert* und der E-Vektor beschreibt eine Schraubenbahn um die z-Achse, deren Projektion auf die x-y-Ebene eine Ellipse ergibt. Im Spezialfall, dass die Beträge der x- und y-Komponente des E-Vektors gleich sind ($E_{0x} = E_{0y}$) „entartet“ diese Ellipse zum Kreis und die Welle wird deswegen als *zirkular polarisiert* bezeichnet. Liegt zirkular oder elliptisch polarisiertes Licht vor, kann es in zwei zueinander senkrechte, linear polarisierte Wellen aufgespalten werden.

¹⁰vgl. z.B. Gerthsen, S. 520 oder Demtröder, S. 326

¹¹Die numerische Apertur ist ein Maß für den maximalen Öffnungswinkel α , den die Objektivlinse (Durchmesser D , Brennweite f) erfassen kann: $NA = \frac{D}{f} = 2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$

3.2.2 Erzeugung polarisierten Lichts

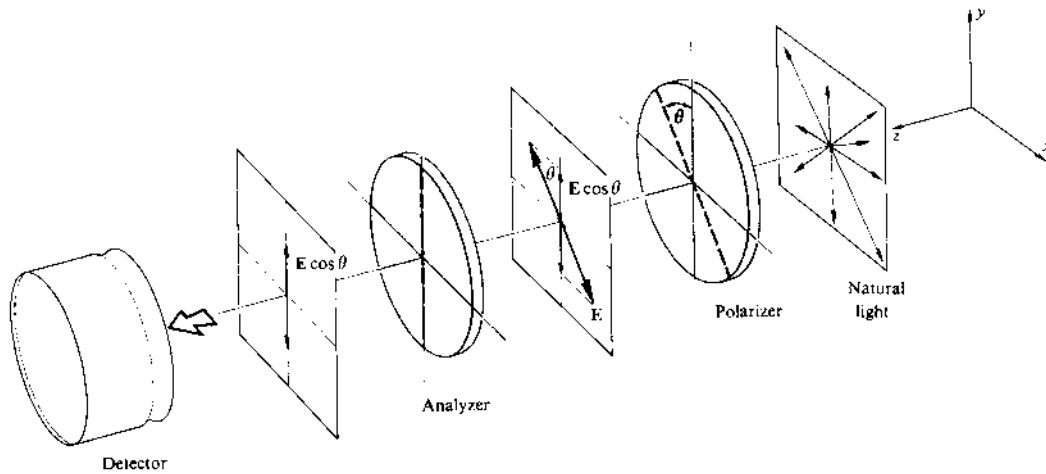


Figure 8.11 A linear polarizer and analyzer—Malus's law.

Abbildung 27: Linearer Polarisator und Analysator und das Gesetz von Malus.

Kristalle oder Filter, die aus „natürlichem“, unpolarisiertem Licht polarisiertes Licht machen heißen

Polarisatoren.

Mit den gleichen Vorrichtungen kann das polarisierte Licht untersucht werden. Dann bezeichnet man das Instrument als

Analysator.

Lineare Polarisatoren lassen nur Licht einer bestimmten Schwingungsebene passieren. Ein Analysator, der um den Winkel α gegen den Polarisator verdreht ist, transmittiert von dieser Amplitude nur den Bruchteil $\cos \alpha$. Für die Intensität nach dem Analysator I_f gilt daher das *Gesetz von Malus*:

$$I_f = I_i \cos^2 \alpha$$

mit der Intensität I_i , die nach dem Polarisator vorliegt.¹² Polarisiertes Licht kann mit verschiedenen Mechanismen erzeugt werden:

Polarisation durch Reflexion Bei der Reflexion unter dem Brewsterwinkel (vgl. 1.3.6) ist das reflektierte Licht vollständig, das transmittierte Licht teilweise¹³ linear polarisiert. Die Effektivität kann durch mehrmaligen Durchgang durch Brewster-Grenzflächen erhöht werden.

¹²Für unpolarisiertes Licht der Intensität I_0 und einen idealen Polarisator ist $I_i = \frac{1}{2}I_0$

¹³Polarisationsgrad für Glas ca. 8%

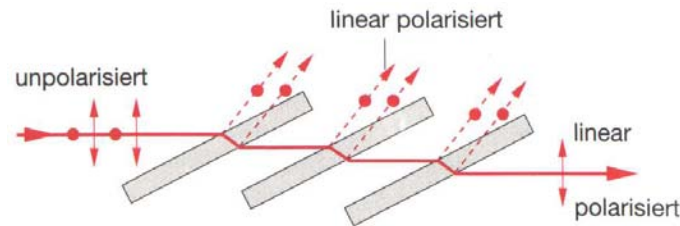


Abbildung 28: Erzeugung von linear polarisiertem Licht durch Transmission durch viele Brewsterflächen.

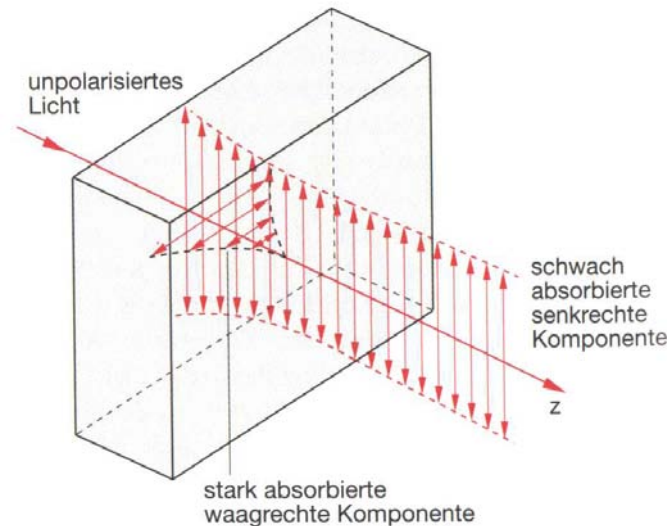


Abbildung 29: Grundprinzip des dichroitischen Polarisators (Polarisationsfolie).

Polarisation durch Dichroismus Dichroitische Materialien haben einen anisotropen Absorptionskoeffizienten. Licht einer Polarisationsrichtung wird stärker absorbiert als dazu senkrecht polarisiertes. In der Praxis ist dies die einfachste Methode zur Erzeugung von linear polarisiertem Licht. Allerdings ist die Absorption von dichroitischen Materialien i.d.R. auch in Durchlassrichtung relativ hoch, so dass bei großen Intensitäten (z.B. von Lasern) Probleme durch die Erhitzung auftreten können.

Polarisation durch Doppelbrechung Die meisten Kristalle sind optisch (und in anderen Eigenschaften) anisotrop. Ein Beispiel sind dichroitische Kristalle (s.o.), ein anderes sind Kristalle, deren Brechungsindex richtungsabhängig ist (z.B. Kalkspat).¹⁴ Man kann für solche Kristalle eine *optische Achse* definieren, d.h. eine bestimmte Richtung auszeichnen. Die Lichtgeschwindigkeit ist in Richtung der optischen Achse c_o , unabhängig von der Polarisationsrichtung. Senkrecht zur optischen Achse ist die Lichtgeschwindigkeit ebenfalls c_o , wenn der E-Vektor senkrecht zur optischen Achse steht (*ordentliches Licht*). Ist er parallel dazu, läuft die Welle mit der Geschwindigkeit c_{ao} (*außerordentliches Licht*).¹⁵ Das Brechungsgesetz von

¹⁴Wenn Sie die Doppelbrechung interessiert: Eine gute Erklärung finden Sie (nur?) im *Hecht* ab S. 282.

¹⁵Für Kalkspat ist $c_{ao} > c_o$, genauer $c_{ao} = 1.116 c_o$.

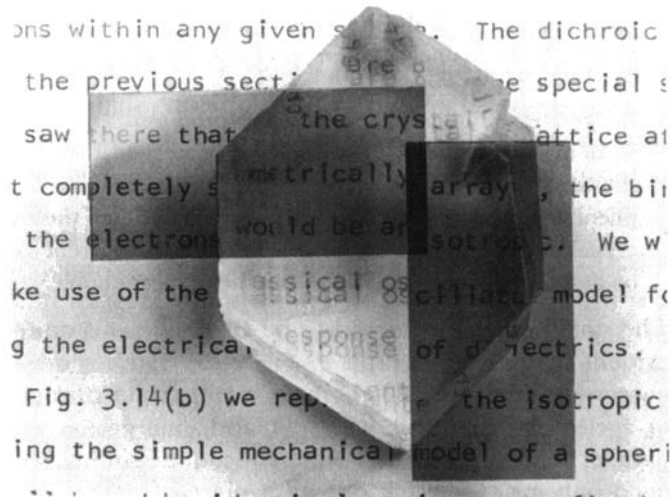


Figure 8.21 A calcite crystal (blunt corner on the bottom). The transmission axes of the two polarizers are parallel to their short edges. Where the image is doubled the lower, undeflected one is the ordinary image. Take a long look, there's a lot in this one. (Photo by E.H.)

Abbildung 30: Kalkspat (CaCO_3) Kristall. Das untere, nicht verschobene Bild kommt vom ordentlichen Licht. Die Transmissionsachsen der beiden Polarisationsfilter sind parallel zu ihren kurzen Seiten. »Take a long look, there's a lot in this one« (E. Hecht).

Snellius gilt i.A. nur noch für den ordentlichen Strahl, denn der außerordentliche Strahl setzt sich nicht aus elementaren Kugelwellen zusammen sondern vielmehr aus Ellipsoiden.

Wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes für das ordentliche und das außerordentliche Licht ist es möglich, die beiden Anteile zu trennen¹⁶, so z.B. in einem *Nicholschen Prisma*.

Wenn man den den Kristall senkrecht zur optischen Achse sägt und linear polarisiertes Licht dann senkrecht zur Oberfläche und z.B. unter einem Winkel von 45° zwischen optischer Achse und E-Vektor auftreffen läßt, werden weder das ordentliche noch das außerordentliche Licht gebrochen. Wegen der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten besteht aber nach dem Austreten ein Gangunterschied zwischen beiden Komponenten. Wird die Dicke des Plättchens so gewählt, dass eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ auftritt, ist das austretende Licht zirkular polarisiert ($\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen). Macht man den Kristall so dick, dass eine Phasenverschiebung von π auftritt und läßt linear polarisiertes Licht unter einem Winkel φ zwischen optischer Achse und E-Vektor auftreffen, so wird die Polarisationsrichtung von dem Kristall um $\Delta\alpha = 2\varphi$ gedreht ($\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen).

¹⁶meist durch Totalreflexion an einer Schicht mit einem Brechungsindex, der zwischen den Brechungsindizes für ordentliches und außerordentliches Licht liegt

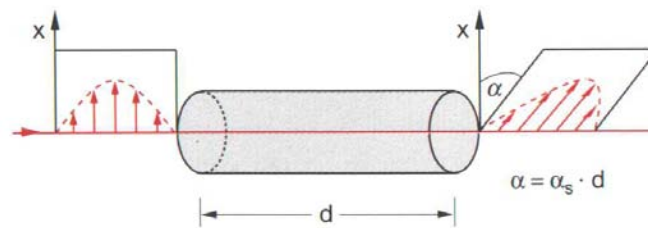


Abbildung 31: Ein optisch aktives Medium dreht die Polarisierungsebene von linear polarisiertem Licht.

Optisch aktive Medien Manche Stoffe drehen auch bei beliebiger Richtung der Polarisierungsebene des einfallenden, linear polarisierten Lichts diese Ebene um einen zur Schichtdicke d proportionalen Winkel α : $\alpha = \alpha_s \cdot d$. Der Proportionalitätsfaktor α_s heißt *spezifisches optisches Drehvermögen*. Anschaulich kann man die optische Aktivität durch Asymmetrien der Moleküle bzw. Kristalle erklären.

Erzwungene optische Effekte Durch äußere Druck- und Zugkräfte kann man auch in homogenen, isotropen Medien die Brechungsindizes orts- und richtungsabhängig ändern und so Doppelbrechung (s.o.) erzeugen. Man kann dieses Phänomen benutzen, um Informationen über Spannungen und deren räumliche Verteilung in Medien zu gewinnen.

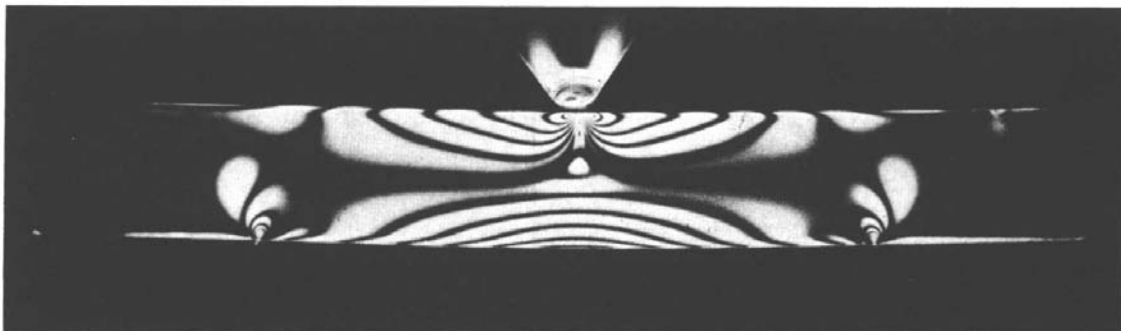


Abbildung 32: Spannungsdoppelbrechung eines Balkens aus Plexiglas, der auf zwei Stützen ruht und in der Mitte belastet ist.

Beim Durchgang von Licht durch ein Medium kann man die Schwingungsebene des Lichts drehen, indem man ein starkes magnetisches Feld längs der Ausbreitungsrichtung anlegt (*Faraday-Effekt*). Manche Substanzen kann man durch Anlegen eines elektrischen Feldes doppelbrechend machen (*Kerr-Effekt*).

3.3 Absorption, Dispersion und Streuung

3.3.1 Absorption

Beim Durchgang durch Materie wird Strahlung der Intensität I geschwächt, und zwar in einer kleinen Schichtdicke dx um den gleichen Bruchteil: $dI = -\alpha dx I$. Dabei ist α der Absorptionskoeffizient, der gemäß $\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \kappa$ mit dem Imaginärteil des Brechungsindex $n = n' - i\kappa$ zusammenhängt. Die Absorption in der gesamten Schicht der Dicke x gehorcht dann dem *Absorptionsgesetz* (Lambert-Beer-Bouguer-Gesetz):

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\alpha x}$$

3.3.2 Dispersion

Wellen verschiedener Frequenzen werden i.A. unterschiedlich stark gebrochen. Nimmt der Brechungsindex mit der Frequenz zu, spricht man von *normaler Dispersion*, andernfalls von *anormaler Dispersion*.¹⁷

3.3.3 Streuung

Kohärente Streuung an atomaren Oszillatoren führt zu Interferenzeffekten (vgl. 3.1). Sind die Atome unregelmäßig angeordnet oder befinden sie sich in thermischer Bewegung, gibt es keine festen Phasenbeziehungen mehr und man erhält *inkohärente Streuung*. Man kann einem Atom einen *Streuquerschnitt* σ zuordnen um seine streuende Wirkung zu beschreiben. σ ist die Fläche einer Kreisscheibe, so dass alles Licht, das auf diese Fläche fällt, vollständig gestreut wird.¹⁸

Ende.

Ich habe versucht, Ihnen im „Crashkurs Optik“ soviel zu vermitteln, dass Sie von den allerwichtigsten Sachen, die Ihnen in der (klassischen) Optik begegnen können, zumindest einmal gehört haben. Mehr geht in 5 Doppelstunden meiner Meinung nach einfach nicht. Jedenfalls ist der Stoff, den ich behandelt habe, nur eine kleine Auswahl, die Sie unbedingt selbst ergänzen müssen (z.B. fehlen die Teilchen- und Elektronenoptik (!) oder die Holographie vollständig), wenn Sie für das Anfängerpraktikum und/oder das Vordiplom / die Zwischenprüfung halbwegs gut vorbereitet sein wollen. Benutzen Sie dazu am besten mehr als ein Buch! (z.B. *Gerthsen, Vogel*; Physik — *Demtröder*; Experimentalphysik, Bd. 2 — *Hecht*; Optics)

¹⁷Eine „atomistische Deutung“ der Dispersion finden Sie z.B. im *Gerthsen* auf S. 549ff (18. Aufl.)

¹⁸Zu den Streuquerschnitten und ihrer Frequenzabhängigkeit, zur Farbe und Polarisation des Himmelslichts und zur *Mie-Streuung* erfahren Sie Näheres im *Demtröder*, S.218ff