

Handbuch für Augenoptik

Herausgegeben von
Carl Zeiss,
Markenoptik

Neu bearbeitet von
Dr. Helmut Goersch



ZEISS

Nachdruck mit Quellen-
angabe wird gern
gestattet, jedoch ist die
Genehmigung des
Herausgebers
erforderlich.

© Carl Zeiss
D-73446 Oberkochen
Germany
4. Auflage 2000

Druck und Herstellung:
C. Maurer Druck+Verlag
73312 Geislingen/Steige

Gedruckt auf umweltfreundlichem,
chlorfrei gebleichtem Papier

Printed in Germany

Vorwort zur vierten Auflage

Seit dem Erscheinen der dritten Auflage dieses nun schon als Klassiker zu bezeichnenden Nachschlagewerkes für die Augenoptik und Optometrie ist mehr als ein Jahrzehnt vergangen. In dieser Zeit wurden Fortschritte in Wissenschaft und Technik erzielt, die eine umfangreiche Überarbeitung erforderlich machten. Insbesondere wurden neue Erkenntnisse zum Binokularsehen berücksichtigt. Auch der zunehmenden Ablösung optomechanischer Instrumententechnologie durch optoelektronische Lösungen mußte Rechnung getragen werden. Gravierende Fortschritte gibt es auch im Bereich der Gleitsicht-Brillengläser. Aufgrund der zunehmenden Differenzierung der Produktprogramme aller großen Brillenglashersteller und verbesserten Anpaßhilfen für das System Brille-Auge erfolgt die Korrektur immer stärker nach Maßgabe einer individuellen Sehaufgabe.

Wir danken allen, die zum Entstehen dieser vierten Auflage beigetragen haben. Dabei gilt unser besonderer Dank Herrn Dr. Helmut Goersch. Es ist ein Glücksfall, wenn der Bearbeiter der beiden vorangegangenen Auflagen eines solchen Werkes auch die Überarbeitung der vierten Auflage gestalten kann.

Die Arbeiten an dieser Auflage wurden durch den plötzlichen Tod von Herrn Dr. Wolfgang Grimm überschattet, der nicht nur über viele Jahre die Brillenglasentwicklung bei Carl Zeiss, sondern auch international und firmenübergreifend die Augenoptik maßgeblich geprägt hat. Ihm gilt unser Dank und unser chrendes Andenken.

Carl Zeiss
Oberkochen

Physikalische Optik

Ausführliche Übersicht Seite 8

Strahlenoptik	Elemente der Strahlendarstellung. Reflexion des Lichtes. Brechung des Lichtes. Linsen. Optische Abbildung durch Linsen und Systeme. Abbildungsfehler.
Wellenoptik	Elektromagnetische Strahlung. Interferenz und Beugung. Polarisation.
Lichttechnik	Photometrie. Materialeigenschaften. Lichtquellen. Lichtleiter.

Physiologische Optik

Ausführliche Übersicht Seite 62

Das Auge	Aufbau des Auges. Akkommodation. Pupille. Sehleistung. Farbsehen. Monokulare Rechtsichtigkeit. Monokulare Fehlsichtigkeit. Monokulare Sehprüfung.
Das Augenpaar	Fusion und Vergenz. Binokulare Raumwahrnehmung. Ruhestellungsfehler. Binokulare Ungleichheiten. Binokulare Sehprüfung.

Brillenoptik

Ausführliche Übersicht Seite 114

Brillengläser	Grundlagen. Einstärken-Brillengläser mit sphärischer Wirkung. Einstärken-Brillengläser mit astigmatischer Wirkung. Einstärken-Brillengläser mit prismatischer Wirkung. Gleitsicht-Brillengläser. Mehrstärken-Brillengläser. Sonderformen. Bestimmung der Gläserstärken. Abbildungseigenschaften. Lichttechnische Eigenschaften.
System Brille – Auge	Grundlagen. Monokulare Zentrierung. Binokulare Zentrierung. Akkommodationsaufwand und -erfolg. Raumwahrnehmung. Vergrößernde Sehhilfen.

Kontaktoptik

Ausführliche Übersicht Seite 172

Kontaktlinsen	Grundlagen. Kontaktlinsen mit sphärischer Wirkung. Kontaktlinsen mit astigmatischer Wirkung. Mehrstärkenkontaktlinsen. Abbildungseigenschaften. Lichttechnische Eigenschaften.
System Kontaktlinse – Auge	Grundlagen. Harte Kontaktlinsen und sphärische Ametropie. Harte Kontaktlinsen und astigmatische Ametropie. Weiche Kontaktlinsen. Optische Unterschiede zur Brillenglaskorrektur. Anwendungen. Reinigungs- und Pflegemittel.

Instrumentenoptik Ausführliche Übersicht Seite 206

Optische Instrumente	Lupen. Mikroskope. Fernrohre. Fotoobjektive. Projektionsobjektive. Innensehrohre. Geodätische Instrumente.
Augenoptische und ophthalmologische Geräte	Scheitelbrechwert-Meßgeräte. Geräte zur objektiven Sehprüfung. Geräte zur subjektiven Sehprüfung. Geräte zur Brillenanpassung. Geräte zur Kontaktlinsenanpassung. Weitere Geräte.

Werkstoffe Ausführliche Übersicht Seite 268

Gläser	Zusammensetzung und Eigenschaften. Formgebung. Festigkeitssteigerung.
Kunststoffe	Aufbau und Einteilung. Kunststoffe für Brillengläser. Kunststoffe für Kontaktlinsen. Kunststoffe für Brillenfassungen.
Metalle und Weitere Stoffe	Edelmetalle. Legierungen für Brillenfassungen. Weitere Stoffe.

Anhang

Zusatztabellen	Seite 309
Zeichen	Seite 319
Literatur	Seite 328
Stichwortverzeichnis	Seite 337

Hinweis: Im Handbuch für Augenoptik genannte Produktnamen von Zeiss und anderen Firmen können auch dann geschützt sein, wenn sie nicht mit einem ® gekennzeichnet sind.



Strahlenoptik

Elemente der Strah- darstellung	Lichtstrahl	11
	Bündel und Büschel	11
	Winkel, Strecken und Punkte	11
	Optische Abbildung	12
	Gaußscher Raum	12
Reflexion des Lichtes	Reflexionsgesetz	13
	Totalreflexion	13
	Ebene Spiegel	14
	Gewölbte Spiegel	15
Brechung des Lichtes	Brechzahl	16
	Brechungsgesetz	16
	Dispersion	17
	Planparallele Platte	19
	Prisma	20
Linsen	Optische Achse und Meridianebene	22
	Linsen mit sphärischer Wirkung	22
	Flächenbrechwert	23
	Brechwert und Brennweite	23
	Scheitelbrechwert und Schnittweite	25
	Hauptpunkte	26
	Linsen mit astigmatischer Wirkung	26
Optische Abbildung durch Linsen und Systeme	Optische Systeme	28
	Bestimmung des Bildes	28
	Reelle Abbildung	32
	Virtuelle Abbildung	32
	Newtonsche Formeln	32
	Astigmatische Abbildung	33
	Strahlenbegrenzung	34
Abbildungsfehler	Forderungen an eine Abbildung	35
	Sphärische Aberration	35
	Koma	36
	Astigmatismus schiefer Bündel	36
	Bildfeldwölbung	37
	Verzeichnung	37
	Farbenfehler	38
	Korrigierte optische Systeme	38

 Wellenoptik

Elektromagnetische Strahlung	Licht	39
	Lichtgeschwindigkeit	40
Interferenz und Beugung	Kohärente Wellen	41
	Interferenz	41
	Newtonsche Ringe	41
	Reflexminderung	41
	Interferenzfilter	42
	Beugung	43
	Holografie	43
Polarisation	Brewstersches Gesetz	44
	Doppelbrechung	44
	Dichroismus	45
	Optische Aktivität	45

 Lichttechnik

Photometrie	Begriffe	46
	Strahlungsäquivalent	48
	Kontrast	49
Materialeigenschaften	Begriffe	50
	Schichtdickeneinfluß	51
Lichtquellen	Tageslicht	53
	Glühlampen	53
	Leuchtstofflampen	54
	Spektrallampen	54
	Laser	54
	Farbtemperatur und Verteilungstemperatur	55
	Normlichtarten	56
Lichtleiter	Prinzip	57
	Numerische Apertur	57
	Dämpfung	58
	Massive und Flüssigkeits-Lichtleiter	58
	Lichtleitfasern und Faserbündel	58
	Bildleiter und Querschnittswandler	59
	Konische Lichtleiter	60
Optische Wellenleiter	60	

Strahlenoptik

Elemente der Strahlendarstellung

- Lichtstrahl** Ein Lichtstrahl ist eine gedachte mathematische Linie zur Kennzeichnung derjenigen Richtung, in welcher sich die Energie des Lichtes fortpflanzt (Lichtrichtung); einzelne Lichtstrahlen existieren in Wirklichkeit nicht.
Die Lichtstrahlen stehen auf den Wellenfronten der Wellenoptik senkrecht und dienen in der Strahlenoptik (geometrischen Optik) dazu, die durch optische Elemente bewirkte Veränderung der Lichtausbreitung darzustellen.
- Bündel und Büschel** Lichtstrahlen mit einem gemeinsamen Kreuzungspunkt bilden ein homozentrisches Bündel. Kommen die Strahlen von einem im Endlichen gelegenen Kreuzungspunkt, so ist das Bündel divergent, laufen sie darauf zu, so ist es konvergent. Bei einem Parallelstrahlenbündel liegt der Kreuzungspunkt im Unendlichen.
Ein Büschel zeigt den Strahlenverlauf in einer Ebene und enthält den Kreuzungspunkt der Strahlen.
- Winkel, Strecken und Punkte** Die in der geometrischen Optik zur Beschreibung des Strahlenverlaufes benutzten Winkel und Strecken sind in mathematischem Sinne orientiert, das heißt sie werden nach folgenden Regeln mit einem Vorzeichen versehen.
Orientierte Winkel rechnen gegen den Uhrzeigersinn positiv, im Uhrzeigersinn negativ. Der richtige Drehsinn ergibt sich für Einfallswinkel, Reflexionswinkel und Brechungswinkel, wenn das Lot zum Strahl hin gedreht wird. Beim Ablenkungswinkel wird die alte Strahlrichtung in die neue gedreht. Bei Winkeln zwischen einem Strahl und der optischen Achse wird der Strahl zur Achse gedreht.
Orientierte Strecken werden in Lichtrichtung positiv und gegen die Lichtrichtung negativ gerechnet; senkrecht zur optischen Achse orientierte Strecken rechnen nach oben positiv, nach unten negativ. Der Krümmungsradius einer Grenzfläche wird als orientierte Strecke vom Scheitelpunkt zum Krümmungsmittelpunkt hin gemessen. Nach Möglichkeit soll die Lichtrichtung in grafischen Darstellungen von links nach rechts verlaufen.
Die Parallelversetzung eines Strahls nach (in Lichtrichtung betrachtet) rechts rechnet positiv, nach links negativ.
Winkel werden mit kleinen griechischen, Strecken mit kleinen lateinischen und Punkte mit großen lateinischen Buchstaben

bezeichnet (siehe Formelzeichen und Kurzzeichen, S. 320). Formelzeichen sind Symbole für physikalische Größen und nach DIN 1313 unabhängig von der Schriftart des umgebenden Textes stets kursiv (schräg) zu schreiben, Hochzahlen und Indizes dagegen meist senkrecht (gerade). Kurzzeichen sind in Texten oder graphischen Darstellungen verwendbare Abkürzungen, wobei Kurzzeichen von Größen nicht als Formelzeichen in physikalischen Gleichungen verwendet werden dürfen. Beispiele aus der Optometrie: Hornhaut-Scheitelabstand (Kurzzeichen HSA, Formelzeichen e), Pupillenabstand (Kurzzeichen PD, Formelzeichen p).

Optische Abbildung

Durch eine optische Abbildung entsteht für jeden Objektpunkt O ein zugehöriger Bildpunkt O' , es ändert sich die Lage des Kreuzungspunktes für die Strahlen eines jeden Bündels.

Der Winkel zwischen zwei Bündelstrahlen (die Vergenz des Strahlenbündels) kann bei einer optischen Abbildung erhalten bleiben (z. B. bei der Abbildung durch eine planparallele Platte, wenn beiderseits der Platte die gleiche Brechzahl herrscht) oder aber verändert werden (Änderung der Vergenz des homozentrischen Strahlenbündels, z. B. bei Abbildung durch eine Linse). Da Lichtwege (Strahlrichtungen) umkehrbar sind, können Objekt und Bild ihre Rollen vertauschen. Zwei Punkte heißen optisch konjugiert, wenn einer das Bild des anderen ist. Optisch konjugierte Punkte und die zur Kennzeichnung ihrer Lage dienenden orientierten Strecken und Winkel werden mit jeweils demselben Buchstaben bezeichnet, wobei der Buchstabe für die bildseitige Größe gestrichen wird.

Bei paarigen Größen, die nicht optisch konjugiert sind, wird der Buchstabe für die objektseitige Größe quergestrichen (Brennpunkte und Brennweiten).

Gaußscher Raum

Derjenige paraxiale Raum (Bereich um die optische Achse), in welchem die bei einer optischen Abbildung vorhandenen strahlenoptischen Fehler vernachlässigbar klein sind, wird als Gaußscher Raum bezeichnet. Der Durchmesser des Gaußschen Raums wird durch die Größe der tolerierbaren geometrisch-optischen Fehler bestimmt. Außerdem bleibt die stets vorhandene wellenoptische Beugung bei der geometrisch-optischen Konstruktion eines Strahlenverlaufes unberücksichtigt.

Reflexion des Lichtes

Reflexionsgesetz Bei der Reflexion liegt der reflektierte Strahl AR in der Einfallsebene, die durch das Einfallslot LA und den einfallenden Strahl PA bestimmt ist (Bild 1). Der Reflexionswinkel ε'_r ist entgegengesetzt gleich dem Einfallswinkel ε :

$$(1) \quad \varepsilon'_r = -\varepsilon.$$

Der Reflexionswinkel ist unabhängig von der Wellenlänge (Farbe) des Lichtes.

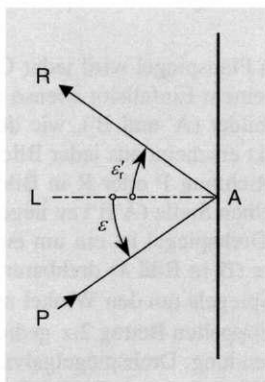


Bild 1
 Reflexion des Lichtes

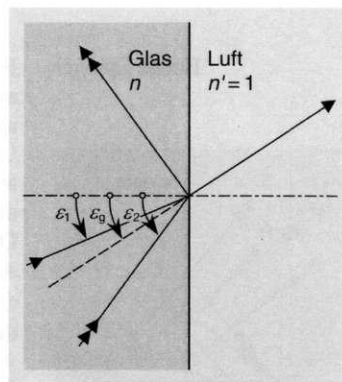


Bild 2
 Grenzwinkel der Totalreflexion ε_g

Totalreflexion An unverspiegelten Glas- oder Kristallflächen und an Flüssigkeitsoberflächen tritt totale (verlustfreie) Reflexion auf, wenn

1. die Reflexion im Inneren des optisch dichteren Stoffes (Brechzahl n) an einer Fläche gegen einen optisch dünneren Stoff (Brechzahl n') erfolgt und
2. der Einfallswinkel ε größer ist als der Grenzwinkel der Totalreflexion ε_g . Für diesen gilt:

$$(2) \quad \sin \varepsilon_g = \frac{n'}{n} \quad (\text{mit } n' < n).$$

Bei Reflexion gegen Luft ($n' = 1$, Bild 2 und Tabelle 1) ist

$$(3) \quad \sin \varepsilon_g = \frac{1}{n}.$$

Tabelle 1
Grenzwinkel der Totalreflexion ϵ_g
gegenüber Luft

Stoff	Brechzahl n	ϵ_g
Wasser	1,333	48,6°
Kronglas	1,518	41,2°
Barytkronglas	1,569	39,7°
Flintglas	1,613	38,3°
Diamant	2,417	24,5°

Der Grenzwinkel der Totalreflexion ist von der Wellenlänge (Farbe) des Lichtes abhängig. Luftspiegelungen an erhitzten bodennahen Luftschichten (z. B. über Autostraßen) beruhen auf totaler Reflexion.

Anwendungen: Umlenkprismen, Lichtleiter.

Ebene Spiegel

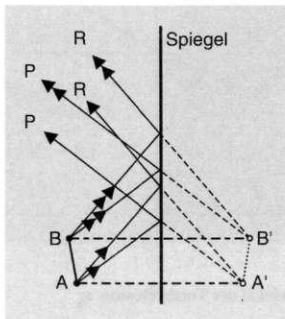


Bild 3
Planspiegel

Beim Planspiegel wird jeder Objektpunkt (A und B in Bild 3) auf seinem Einfallslot ebenso weit hinter dem Spiegel virtuell abgebildet (A' und B'), wie der Objektpunkt davor liegt. Das Objekt erscheint aus jeder Blickrichtung auf den Spiegel (etwa aus Richtung P oder R in Bild 3) "spiegelverkehrt" an genau derselben Stelle (A'B') zu liegen.

Der Drehspegel ist ein um eine in der Spiegelebene liegende Achse (D in Bild 4) drehbarer Planspiegel. Bei einer Drehung des Spiegels um den Winkel α wird der reflektierte Strahl um den doppelten Betrag 2α gedreht.

Anwendung: Drehspiegelgalvanometer.

Der Winkelspiegel (Bild 5) besteht aus zwei Planspiegeln, die Strahlenablenkung beträgt das Doppelte des Winkels α zwischen den Spiegeln und ändert sich nicht beim Drehen des Winkelspiegels um jede zur Kante K parallele Drehachse. Eine nicht spiegelverkehrte Beobachtung ergibt sich bei $\alpha = 90^\circ$ wegen der doppelten Spiegelung beider Spiegelbilder.

Anwendungen: Spiegelsextant (α variabel), Abstecken rechter Winkel in der Geodäsie ($\alpha = 45^\circ$).

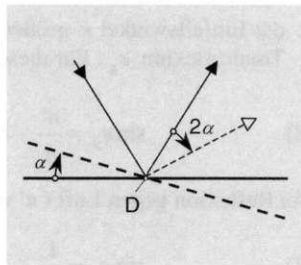


Bild 4
Drehspiegel

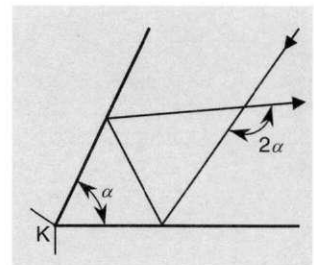


Bild 5
Winkelspiegel

Gewölbte Spiegel

Abhängig davon, ob die innere oder die äußere Fläche der Spiegelung dient, handelt es sich bei gewölbten Spiegeln um Konkavspiegel (Hohlspiegel) oder um Konvexspiegel (Wölbspiegel).

Ein konkaver Kugelspiegel sammelt die im Gaußschen Raum einfallenden Parallelstrahlen in einem Punkt. Dieser Brennpunkt F' halbiert den Radius $SC = r$ der Kugel (Bild 6). Die Brennweite f' beträgt:

$$(4) \quad f' = \frac{r}{2}.$$

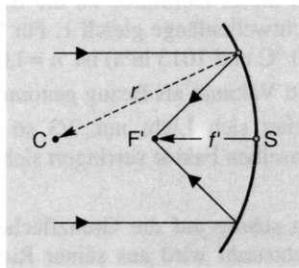


Bild 6
Konkaver Kugelspiegel

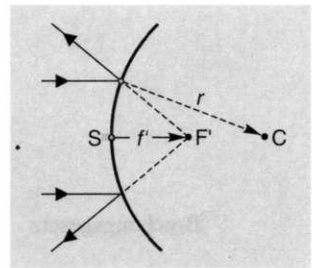


Bild 7
Konvexer Kugelspiegel

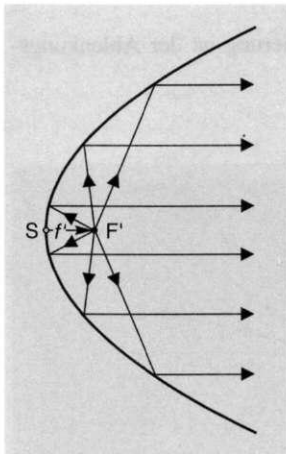


Bild 8
Parabolspiegel

Bei Spiegelung eines reellen Objektes im konkaven Kugelspiegel ergibt sich ein reelles Bild, wenn das Objekt außerhalb der Brennweite steht, ein Objekt innerhalb der Brennweite liefert ein virtuelles Bild.

Beim konvexen Kugelspiegel ist der Brennpunkt virtuell (Bild 7). Es gilt ebenfalls Formel (4). Konvexe Kugelspiegel mit großem Radius dienen zur Erzeugung verkleinerter virtueller Bilder.

Anwendung: Rückspiegel von Kraftfahrzeugen.

Alle sphärischen Spiegel (Kugelspiegel) besitzen Abbildungsfehler. Für den Gaußschen Raum gilt die Abbildungsgleichung entsprechend Formel (32) auf Seite 28.

Der Parabolspiegel (Bild 8) entsteht durch die Rotation einer Parabel ($y^2 = 2px$ im rechtwinkligen Koordinatensystem), seine Brennweite beträgt die Hälfte des Halbparameters p . Strahlen, die von einer im Brennpunkt F' befindlichen punktförmigen Lichtquelle ausgehen, werden auch bei beliebig großem Öffnungskegel als parallele Strahlen reflektiert.

Anwendung: Spiegel für Scheinwerfer.

Brechung des Lichtes

Brechzahl Die Brechzahl n eines Stoffes ist das Verhältnis der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_0 des Lichtes im Vakuum zu derjenigen c_n in dem betreffenden Stoff (bzw. das Verhältnis der zugehörigen Wellenlängen λ):

$$(5) \quad n = \frac{c_0}{c_n} = \frac{\lambda_0}{\lambda_n}.$$

Mit dieser Definition ist die Brechzahl des Vakuums für jede Lichtwellenlänge gleich 1. Für Luft unter Normalbedingungen (20 °C und 1013 hPa) ist $n \approx 1,0003$. Daher wird auch oft Luft statt Vakuum als Bezug genommen. In einem Glas mit $n = 1,5$ breitet sich Licht nur $2/3$ so schnell aus wie in Luft; um denselben Faktor verringert sich seine Wellenlänge.

Brechungsgesetz Ein schräg auf die Grenzfläche zweier Medien auftreffender Lichtstrahl wird aus seiner Richtung abgelenkt (Bild 9). Der gebrochene Strahl AB liegt in der durch das Einfallslot LL' und den einfallenden Strahl PA bestimmten Einfallsebene. Der Einfallswinkel ε und der Brechungswinkel ε' gehorchen dem Snelliusschen Brechungsgesetz:

$$(6) \quad n \cdot \sin \varepsilon = n' \cdot \sin \varepsilon'.$$

Unter Berücksichtigung der Orientierung ist der Ablenkungswinkel δ :

$$(7) \quad \delta = \varepsilon' - \varepsilon.$$

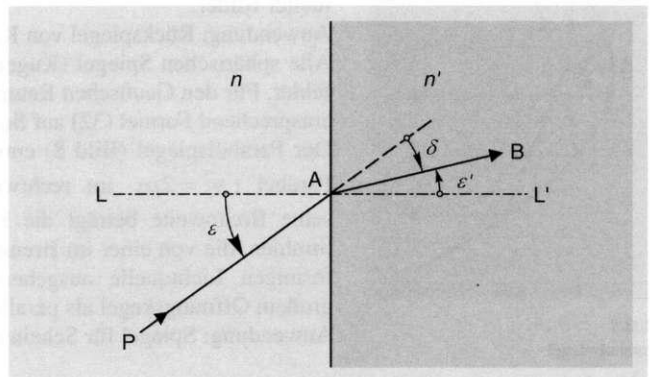


Bild 9

Brechung des Lichtes:

n Brechzahl vor der Grenzfläche

n' Brechzahl hinter der Grenzfläche

Dispersion Die Brechzahl eines Stoffes hängt von der Frequenz (bzw. Wellenlänge oder Farbe) des Lichtes ab, was zur Farbzerlegung bei der Brechung von weißem Licht führt (Dispersion). Um die Brechungseigenschaften einer Glassorte zu kennzeichnen, werden die Werte von n für die Wellenlängen einer ausgewählten Reihe von Spektrallinien angegeben (Tabelle 2).

Tabelle 2
Wellenlängen λ in Luft und emittierende Elemente der zur Kennzeichnung der Brechungseigenschaften einer Glassorte verwendeten Spektrallinien

Spektralbereich	Zeichen	λ (nm)	Element
Infrarot	t	1013,98	Hg
	s	852,11	Cs
Rot	r	706,52	He
	C'	643,85	Cd
Grün	e	546,07	Hg
Blau	F'	479,99	Cd
	g	435,83	Hg
Violett	h	404,66	Hg
Ultraviolett	i	365,01	Hg

Die Brechzahl für das Licht der grünen Quecksilberlinie (e) wird dabei als Hauptbrechzahl n_e des Stoffes bezeichnet, und die Differenz der Brechzahlen für das Licht der blauen (F') und der roten (C') Spektrallinie des Cadmium ist die Hauptdispersion Δn :

$$(8) \quad \Delta n = n_{F'} - n_{C'}$$

Brechzahldifferenzen für andere Wellenlängen heißen Teildispersionen.

Eine wichtige Größe für die Korrektur von Farbenfehlern ist die Abbesche Zahl v_e einer Glassorte, die das Verhältnis vom mittleren Ablenkungswinkel δ_e in Luft zum Hauptdispersionswinkel $\delta_{F'C'}$ darstellt:

$$(9) \quad v_e = \frac{\delta_e}{\delta_{F'C'}} = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}}$$

Besitzen zwei Medien für Licht einer bestimmten Frequenz (Farbe) verschiedene Brechzahlen, so heißt das Medium mit der größeren Brechzahl optisch dichter, das andere optisch dünner. Die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl ist für einige Stoffe in Bild 10 dargestellt.

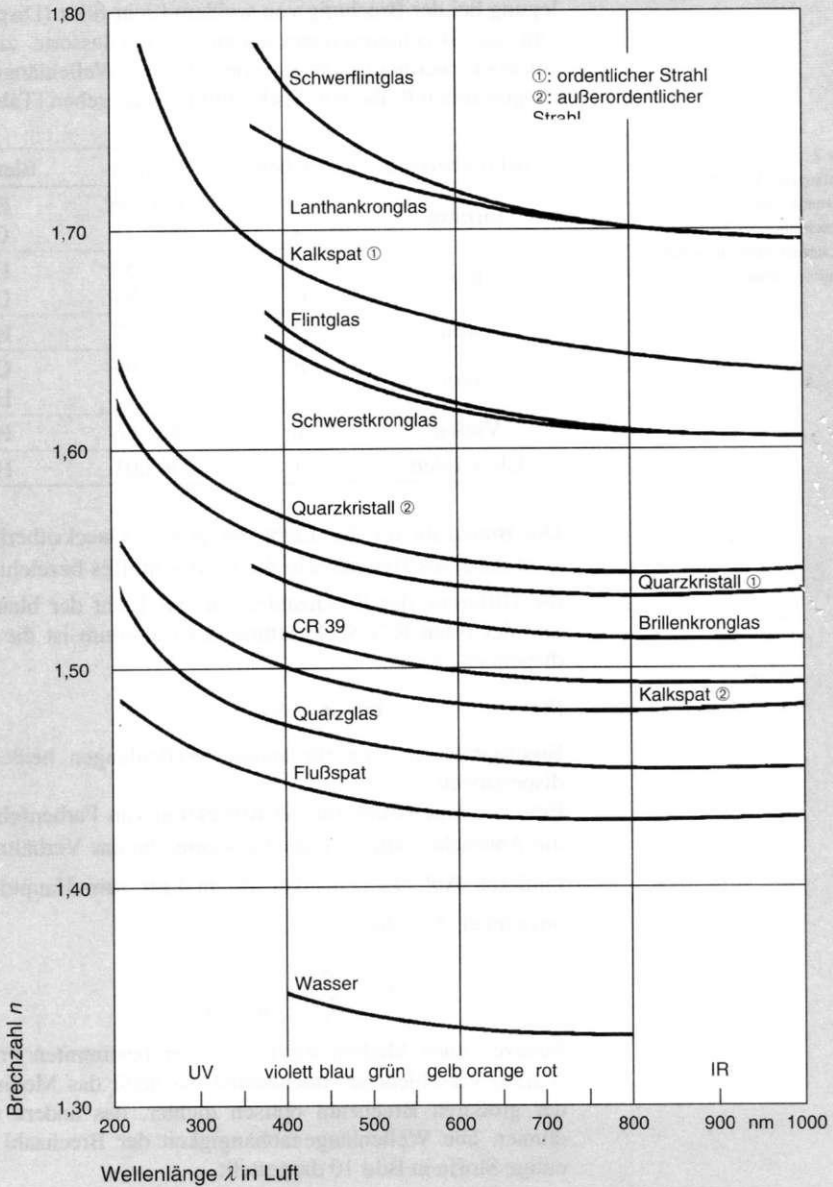


Bild 10

Brechzahlen n einiger Stoffe in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ in Luft

Planparallele Platte

Befindet sich beiderseits einer planparallelen Platte das gleiche Medium, so wird ein schräg auftreffender Lichtstrahl parallel versetzt die Platte verlassen (Bild 11). Diese Parallelversetzung wächst mit

1. der Plattendicke d ,
2. dem Einfallswinkel ε und
3. dem Quotienten der Brechzahlen vom Plattenmaterial n' und vom umgebenden Medium n .

Die Parallelversetzung v rechnet positiv, wenn sie in Lichtrichtung betrachtet nach rechts erfolgt und beträgt:

$$(10) \quad v = d \cdot \frac{\sin(\varepsilon - \varepsilon')}{\cos \varepsilon'}$$

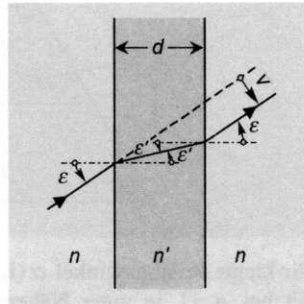


Bild 11
Parallelversetzung eines Lichtstrahls an einer planparallelen Platte ($n' > n$)

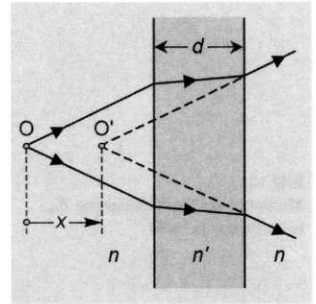


Bild 12
Durchgang eines Strahlenbündels durch eine planparallele Platte ($n' > n$)

Der Kreuzungspunkt O eines Strahlenbündels im Gaußschen Raum wird durch die Parallelversetzung der Lichtstrahlen um die Strecke x entlang des ungebrochen durch die Platte gehenden Bündelstrahles nach O' (Richtung der Normalen der Plattenoberfläche) verschoben:

$$(11) \quad x = d \cdot \left(1 - \frac{n}{n'}\right)$$

Bei einer Platte mit $n' = 1,5$ in Luft ($n = 1$) beträgt die Verschiebungsstrecke x demnach $1/3$ der Plattendicke. Ist das umgebende Medium optisch dünner als das Plattenmaterial (Bild 12), so erfolgt die Verschiebung in Lichtrichtung (x ist positiv bei $n' > n$), im umgekehrten Fall gegen die Lichtrichtung (x ist negativ bei $n' < n$).

- Prisma Ein Prisma in einem optisch dünneren Medium lenkt einen hindurchgehenden Lichtstrahl zur Prismenbasis hin ab. Die Größe des Ablenkungswinkels δ ist abhängig von
1. dem Prismenwinkel α ,
 2. dem Einfallswinkel ε und
 3. dem Quotienten der Brechzahlen vom Prismenmaterial n' und vom umgebenden Medium n .
- Ist der Strahlenverlauf symmetrisch zur Winkelhalbierenden von α , dann ist der Ablenkungswinkel ein Minimum (Bild 13).

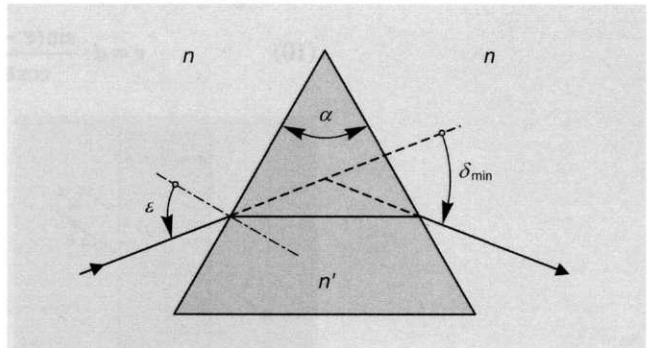


Bild 13
Minimum der Strahlablenkung δ_{\min}
beim Prisma ($n' > n$)

Für kleine Prismenwinkel α (Keil) und kleine Einfallswinkel ε gilt bei $n=1$ in guter Näherung für den Betrag des Ablenkungswinkels:

$$(12) \quad |\delta| = (n' - 1) \cdot \alpha .$$

Dann ist für ein Prismenmaterial mit $n' = 1,5$ der Ablenkungswinkel etwa halb so groß wie der Prismenwinkel.

In der Brillenoptik wird die Ablenkung eines Lichtstrahls aus seiner ursprünglichen Richtung in der Einheit cm/m (internationale Bezeichnung Prismendioptrie, Einheitenzeichen Δ) angegeben (Bild 14).

Die Ablenkung beträgt 1 cm/m ($= 1\Delta$), wenn die seitliche Auslenkung auf einem 1 m entfernten Schirm senkrecht zur Richtung des ursprünglichen Strahls 1 cm beträgt.

Der Zusammenhang zwischen der prismatischen Ablenkung P und dem Ablenkungswinkel δ ist (Bild 15):

$$(13) \quad P = 100 \frac{\text{cm}}{\text{m}} \cdot \tan \delta .$$

Für Prismen aus Brillenkonglas mit $n' = 1,525$ führt nach Formel (12) und (13) ein Prismenwinkel von $\alpha = 1^\circ$ zu einer Ablenkung in Luft von $P = 0,916 \text{ cm/m}$.

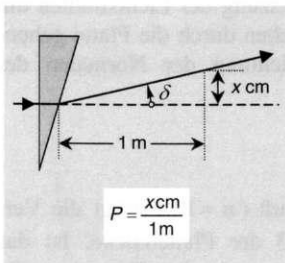


Bild 14
Prismatische Ablenkung P

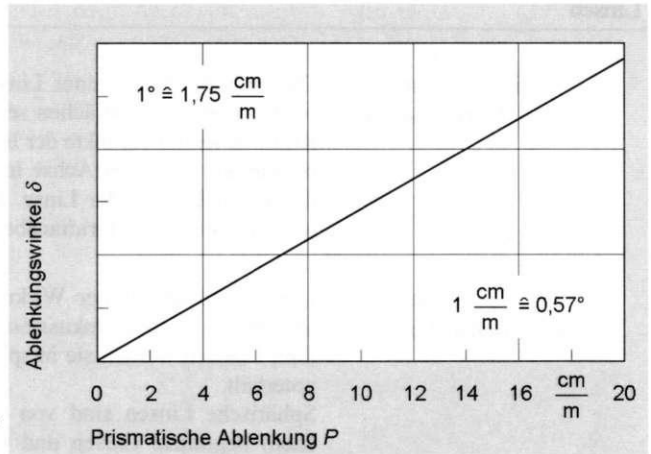


Bild 15
Zusammenhang zwischen Ablenkungswinkel und prismatischer Ablenkung nach Formel (13)

Bei einem Drehkeilpaar (Bild 16) als Einstell- und Meßelement für die Entfernungsmessung werden zwei gleiche Glaskeile mit dem Prismenwinkel α in ihren Ebenen gegensinnig um gleiche Beträge β gedreht. Damit ergibt sich ein veränderlicher Ablenkungswinkel δ des hindurchgehenden Strahls AB entsprechend dem parallaktischen Winkel für die jeweilige Entfernungseinstellung bei gleichbleibender Ablenkungsebene:

$$(14) \quad \delta = 2(n' - 1) \cdot \alpha \cdot \cos \beta .$$

Weitere Anwendungen: Herschelsches Doppelpisma zur Messung der Fusionsbreite eines Augenpaares, Prismenkompensator.

Infolge der Dispersion werden verschiedenfarbige Strahlen durch ein Prisma verschieden stark abgelenkt (Tabelle 3). Beim Durchgang von weißem Licht erzeugt das Prisma daher ein Spektrum, wobei das kurzwellige Licht stärker gebrochen wird als das langwellige.

Anwendung: Prismen für Spektralapparate mit großen Prismenwinkeln.

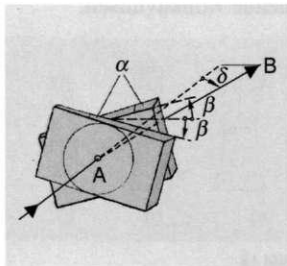


Bild 16
Drehkeilpaar

Tabelle 3
Beispiel für die Farbenabhängigkeit des Minimum der Ablenkung δ_{\min} für ein Prisma mit $\alpha = 60^\circ$ in Luft

Farbe	Rot	Gelb	Grün	Blau
Brechzahl n	1,611	1,620	1,623	1,641
δ_{\min}	47,6°	48,0°	48,6°	50,4°

Linsen

Optische Achse und Meridianebene

Die optische Achse einer Linse ist diejenige Gerade, die auf beiden Begrenzungsflächen senkrecht steht; auf ihr liegen die Krümmungsmittelpunkte der Begrenzungsflächen. Die Schnittpunkte der optischen Achse mit den Begrenzungsflächen sind die Scheitelpunkte der Linse. Jede die optische Achse enthaltende Ebene heißt Meridianebene.

Linsen mit sphärischer Wirkung

Linsen mit sphärischer Wirkung besitzen in allen Meridianebenen die gleiche fokussierende Wirkung. Nach der Form ihrer Flächen werden sie in sphärische und asphärische Linsen unterteilt.

Sphärische Linsen sind von sphärischen Flächen (Kugelflächen) begrenzte Linsen und werden ihrer Form nach weiter eingeteilt in

1. Konvexlinsen (in der Mitte dicker als am Rande) und
2. Konkavlinsen (in der Mitte dünner als am Rande).

Bild 17 zeigt Konvexlinsen unterschiedlicher Form aber gleicher Brennweite, Bild 18 entsprechende Konkavlinsen.

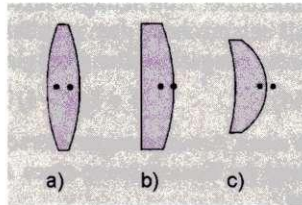


Bild 17
Konvexlinsen (• Hauptpunkte):
a) bikonvex,
b) plankonvex,
c) konkavkonvex

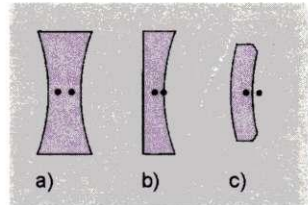


Bild 18
Konkavlinsen (• Hauptpunkte):
a) bikonkav,
b) plankonkav,
c) konvexkonkav

Sind die Linsen von optisch dünneren Medien umgeben, so wirken Konvexlinsen als Sammellinsen (Positiv- oder Pluslinsen) und Konkavlinsen als Zerstreuungslinsen (Negativ- oder Minuslinsen).

Beim Durchgang durch Sammellinsen werden (im Gaußschen Raum) Parallelstrahlen zu konvergenten homozentrischen Bündeln, beim Durchgang durch Zerstreuungslinsen zu divergenten Bündeln.

Zur Verringerung der Abbildungsfehler werden Linsen mit sphärischer Wirkung auch mit von der Kugelform abweichenden, aber zur optischen Achse rotationssymmetrischen Flächen ausgeführt (asphärische Linsen).

Flächenbrechwert Besitzt eine sphärische Begrenzungsfläche den Krümmungsradius r , und befindet sich davor ein Medium der Brechzahl n , dahinter ein Medium mit n' , so ist als Flächenbrechwert D dieser Kugelfläche festgelegt:

$$(15) \quad D = \frac{n' - n}{r}.$$

Die Einheit für Brechwerte heißt Dioptrie (dpt). Es ist:

$$(16) \quad 1 \text{ dpt} = \frac{1}{1 \text{ m}}.$$

Hinweis: In der englischen Fachsprache wird für die Einheit Dioptrie das Einheitenzeichen D verwendet.

Befindet sich vor einer Linse aus einem Material der Brechzahl n' ein Medium der Brechzahl n_1 und dahinter ein Medium mit n'_2 , so ist der Flächenbrechwert der ersten Fläche:

$$(17) \quad D_1 = \frac{n'_1 - n_1}{r_1},$$

und der Flächenbrechwert der zweiten Fläche:

$$(18) \quad D_2 = \frac{n'_2 - n'_1}{r_2}.$$

Eine vom optisch dünneren Medium aus betrachtet konvexe Fläche besitzt einen positiven, eine konkave Fläche einen negativen Flächenbrechwert.

Krümmungsradien von sphärischen Flächen werden mit einem Sphärometer gemessen; die Dioptrienskala der zugehörigen Flächenbrechwerte gilt für eine bestimmte Brechzahl (meist $n' = 1,525$) gegenüber Luft ($n = 1$) und liefert den sogenannten Sphärometerwert (siehe auch den Hinweis zur Zusatz-tabelle 11, S. 316).

Brechwert und Brennweite Ist d (in m) die Mittendicke einer sphärischen Linse (Brechzahl n'_1), so ist der Brechwert D dieser Linse (Gullstrand-Formel):

$$(19) \quad D = D_1 + D_2 - d_r \cdot D_1 \cdot D_2,$$

wobei d_r die reduzierte Dicke ist:

$$(20) \quad d_r = \frac{d}{n'_1}.$$

Bei vernachlässigbarer Mittendicke ist für die unendlich dünne Linse:

$$(21) \quad D = D_1 + D_2 .$$

Für eine unendlich dünne Linse der Brechzahl n' in Luft gilt:

$$(22) \quad D = (n' - 1) \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) .$$

Treffen Strahlen parallel zur optischen Achse auf eine Linse, so besitzen die gebrochenen Strahlen einen gemeinsamen Kreuzungspunkt auf der optischen Achse; dieser heißt bildseitiger Brennpunkt F' . Verläßt ein Strahlenbündel eine Linse parallel zur optischen Achse, so gehört zu den ungebrochenen Strahlen ein gemeinsamer Kreuzungspunkt auf der optischen Achse; dieser heißt objektseitiger Brennpunkt \bar{F} .

Bei positivem Brechwert der Linse sind beide Brennpunkte reell (Bild 19), das heißt die tatsächlichen Strahlen schneiden sich. Bei negativem Brechwert der Linse sind beide Brennpunkte virtuell (Bild 20), das heißt anstelle der tatsächlichen Strahlen schneiden sich ihre gedachten Verlängerungen.

Zu den Brennpunkten gehören die von den entsprechenden Hauptpunkten aus als orientierte Strecken gemessenen Brennweiten (Bild 19 und 20):

- Die bildseitige Brennweite f' ist gleich der Strecke von H' nach F' ,
- die objektseitige Brennweite \bar{f} ist gleich der Strecke von H nach \bar{F} .

Der Zusammenhang zwischen dem Brechwert D und den Brennweiten einer Linse ist:

$$(23) \quad D = \frac{n'_2}{f'} = -\frac{n_1}{\bar{f}} .$$

Befindet sich beiderseits der Linse das gleiche Medium ($n_1 = n'_2$) dann ist:

$$(24) \quad f' = -\bar{f} .$$

Nur für eine Linse in Luft ($n_1 = n'_2 = 1$) wird:

$$(25) \quad D = \frac{1}{f'} = -\frac{1}{\bar{f}} .$$

Damit sich der Brechwert in dpt ergibt, muß die Brennweite in der Einheit Meter eingesetzt werden.

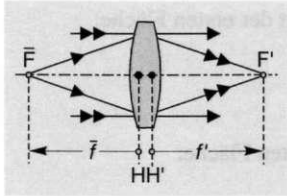


Bild 19
Brennpunkte einer Sammellinse

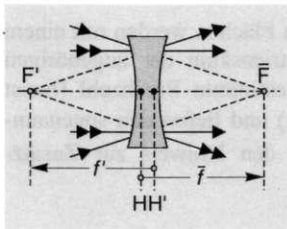


Bild 20
Brennpunkte einer Zerstreuungslinse

Scheitelbrechwert
und Schnittweite

Von den Scheitelpunkten einer Linse aus längs der optischen Achse gemessene orientierte Strecken heißen Schnittweiten und werden objektseitig mit s und bildseitig mit s' bezeichnet. In der Brillenoptik wird die Stärke eines Brillenglasses durch seinen Scheitelbrechwert gekennzeichnet. Der Scheitelbrechwert S' eines Brillenglasses in Luft ist der Kehrwert der (vom Scheitelpunkt S_2 aus gemessenen) bildseitigen (augenseitigen) Schnittweite $s'_{F'}$ des Brennpunktes F' (Bild 21 und 22):

$$(26) \quad S' = \frac{1}{s'_{F'}}.$$

Die fokale Schnittweite $s'_{F'}$ in m ergibt S' in dpt.

Je stärker eine Linse durchgebogen ist, um so mehr unterscheiden sich (bei gleicher Mittendicke) Brechwert D und Scheitelbrechwert S' voneinander (bzw. Brennweite f' und fokale Schnittweite $s'_{F'}$). Den Zusammenhang dieser Größen für eine Linse in Luft gibt die Eigenvergrößerung N der Linse:

$$(27) \quad N = \frac{S'}{D} = \frac{1}{1 - d_r \cdot D_1}.$$

Nur für eine unendlich dünne Linse ist $S' = D$.

Hauptpunkte

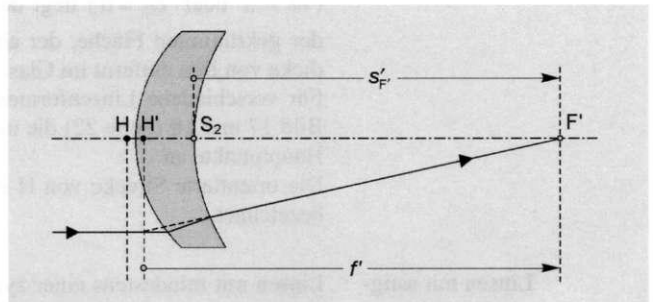


Bild 21
Schnittweite des bildseitigen Brennpunktes für ein positives Brillenglas

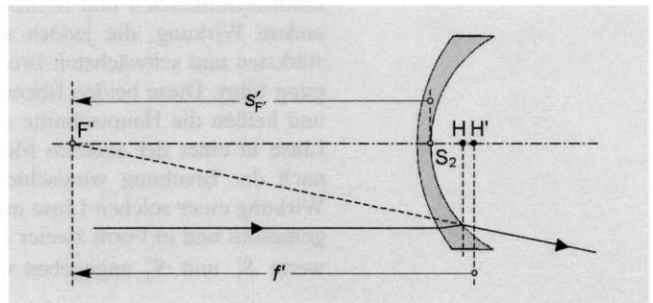


Bild 22
Schnittweite des bildseitigen Brennpunktes für ein negatives Brillenglas

Hauptpunkte Die Hauptpunkte einer Linse sind die Schnittpunkte der optischen Achse mit den zur Achse senkrecht stehenden Hauptebenen. Diese sind optisch konjugiert mit dem Abbildungsmaßstab $\beta' = +1$.

Die Lage der Hauptpunkte einer Linse ist abhängig von ihrer Mittendicke, ihrer Form (Durchbiegung) und den Brechzahlen der Medien. Je weiter eine Linse von der symmetrischen Bi-form abweicht, um so mehr verschieben sich die Hauptpunkte in Richtung der stärker gewölbten Fläche.

Für eine Linse in Luft beträgt der Abstand des Hauptpunktes H vom Scheitel der ersten Fläche:

$$(28) \quad s_H = \frac{D_2}{D} \cdot d_r,$$

derjenige des Hauptpunktes H' vom Scheitel der zweiten Fläche:

$$(29) \quad s_{H'} = -\frac{D_1}{D} \cdot d_r.$$

Die Hauptpunkte symmetrischer Bi-Linsen liegen innerhalb der Linse und teilen bei nicht zu großer Dicke und bei $n' = 1,5$ die Linsendicke in drei praktisch gleiche Intervalle (wegen $D_1 = D_2 \approx D/2$). Bei Plankonvex- und bei Plankonkavlinen ($D_1 = 0$ oder $D_2 = 0$) liegt der eine Hauptpunkt im Scheitel der gekrümmten Fläche, der andere um etwa $1/3$ der Linsendicke von ihm entfernt im Glas.

Für verschiedene Linsenformen in Luft deuten die Punkte in Bild 17 und 18 (Seite 22) die ungefähren Lagen der jeweiligen Hauptpunkte an.

Die orientierte Strecke von H nach H' wird als Interstitium i bezeichnet.

Linsen mit astigmatischer Wirkung

Linsen mit mindestens einer zylindrischen, torischen oder arotischen Begrenzungsfläche sind nicht zur optischen Achse rotationssymmetrisch und besitzen in jeder Meridianebene eine andere Wirkung, die jedoch nur in den beiden Ebenen der stärksten und schwächsten Brechung zu einer Strahlenvereinigung führt. Diese beiden Ebenen stehen aufeinander senkrecht und heißen die Hauptschnitte der Linse. Strahlen, die vor der Linse in einer der anderen Meridianebenen verlaufen, stehen nach der Brechung windschief zueinander. Daher kann die Wirkung einer solchen Linse nur in den beiden Hauptschnitten gemessen und in Form zweier Brechwerte bzw. Scheitelbrechwerte S'_1 und S'_2 angegeben werden. Der Unterschied dieser

beiden Scheitelbrechwerte heißt astigmatische Differenz (Zylinder):

$$(30) \quad C = S'_2 - S'_1 .$$

Für jeden der beiden Hauptschnitte gelten die Formeln der Linse mit sphärischer Wirkung. Die einfachste Linse mit astigmatischer Wirkung ist ein Planzylinder (Bild 23).

Hinweis: Zur unterschiedlichen Benennung der beiden Hauptschnitte (erster Hauptschnitt und zweiter Hauptschnitt) bei Linsen (Brillengläsern) und beim Auge siehe Seite 33 und Seite 89 (Astigmatismus).

Eine torische Fläche entsteht durch Rotation eines Kreisbogens um eine Achse, die nicht durch den Mittelpunkt dieses Kreisbogens verläuft. Sie besitzt in den beiden Hauptschnitten (Meridianschnitt und Rotationsschnitt) unterschiedliche Krümmungsradien (r_1 und r_2 in Bild 24). Bei einer atorischen Fläche weichen Meridianschnitt und Rotationsschnitt von der Kreisform ab.

Anwendung: Brillengläser zur Korrektur astigmatischer Ametropien, Anamorphote für Breitwandfilm.

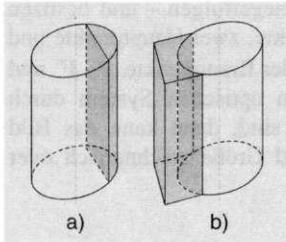


Bild 23
 Planzylinderlinsen:
 a) positiv,
 b) negativ

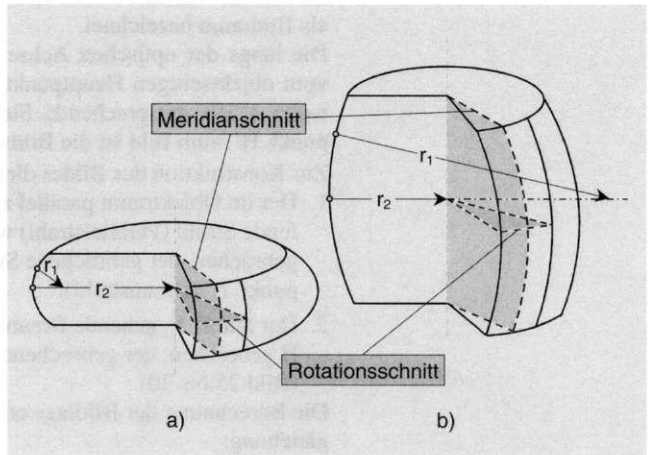


Bild 24
 Torische Flächen:
 a) „wurstförmig“ ($r_1 < r_2$),
 b) „tonnenförmig“ ($r_1 > r_2$)

Optische Abbildung durch Linsen und Systeme

Optische Systeme

Optische Systeme sind axial zentrierte Linsenfolgen (Objektive, Okulare usw.) – oder auch Spiegelfolgen – und besitzen in ihrer Gesamtheit zwei Brennpunkte, zwei Hauptpunkte und einen Brechwert. Wenn die Lagen der Brennpunkte \bar{F} , F' und der Hauptpunkte H , H' in einem optischen System durch Rechnung oder Messung bekannt sind, dann kann das Bild eines Gegenstandes nach Lage und Größe zeichnerisch oder rechnerisch bestimmt werden.

Bestimmung des Bildes

Sind die gebrochenen Strahlen im reellen Teil des Bildraumes (Raum hinter der Linse) konvergent, so entsteht in ihrem Kreuzungspunkt ein reelles Bild, sind sie divergent, so liefert der Kreuzungspunkt der rückwärtigen Verlängerungen ein virtuelles Bild im virtuellen Teil des Bildraumes (Raum vor der Linse).

Anmerkung: Der Objektraum ist vor der Linse reell, dahinter virtuell; für den Bildraum ist es umgekehrt. Ungenau wird aber oft nur der Raum vor der Linse als Objektraum, der dahinter als Bildraum bezeichnet.

Die längs der optischen Achse gemessene orientierte Strecke vom objektseitigen Hauptpunkt H zum Objekt ist die Objektweite a , die entsprechende Strecke vom bildseitigen Hauptpunkt H' zum Bild ist die Bildweite a' .

Zur Konstruktion des Bildes dienen zwei Hilfsstrahlen:

1. Der im Objektraum parallel zur optischen Achse verlaufende Strahl (Parallelstrahl) wird an der Hauptebene H' gebrochen, der gebrochene Strahl geht durch den Brennpunkt F' (Brennstrahl).
2. Der durch \bar{F} gehende Brennstrahl wird an der Hauptebene H gebrochen, der gebrochene Strahl wird Parallelstrahl (Bild 25 bis 30).

Die Berechnung der Bildlage erfolgt mit Hilfe der Abbildungsgleichung:

$$(31) \quad D = \frac{n_2'}{a'} - \frac{n_1}{a}.$$

In Luft ($n_1 = n_2' = 1$) gilt wegen Formel (25):

$$(32) \quad \frac{1}{f'} = \frac{1}{a'} - \frac{1}{a}.$$

Diese Konstruktion und Berechnung gelten exakt nur für den Gaußschen Raum.

Die Größe des Bildes ergibt sich aus dem Abbildungsmaßstab β' (im englischen Sprachraum als laterale Vergrößerung bezeichnet), der das Verhältnis von orientierter Bildgröße y' zu orientierter Objektgröße y ist:

$$(33) \quad \beta' = \frac{y'}{y} \quad (= \frac{a'}{a} \text{ in Luft}).$$

Ist der Betrag von β' größer als 1, so liegt eine Vergrößerung vor.

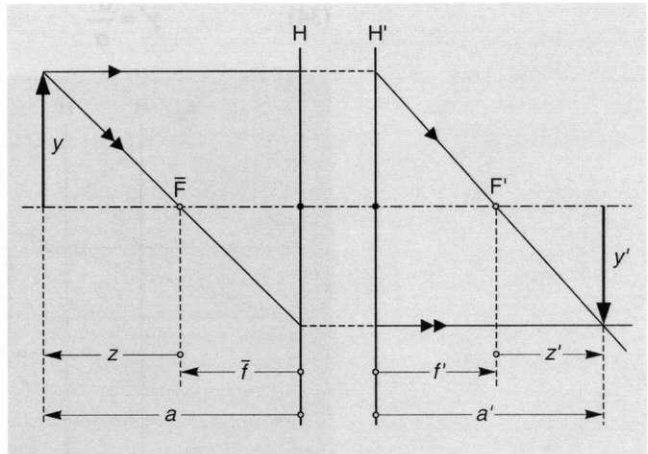


Bild 25
Reelle Abbildung durch ein positives System bei negativem β'

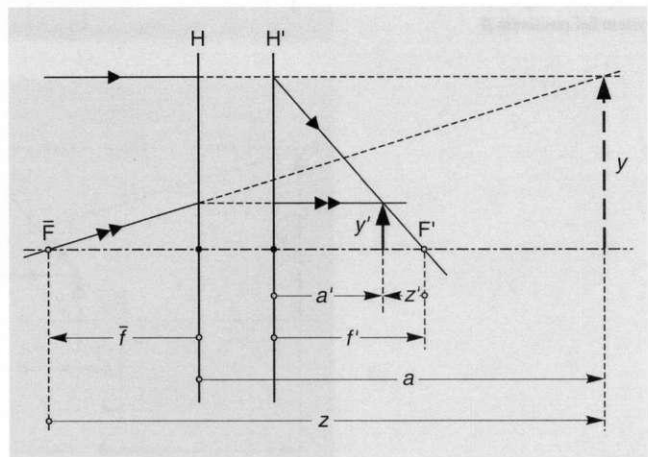


Bild 26
Reelle Abbildung durch ein positives System bei positivem β'

Ist β' positiv, so sind Bild und Objekt gleichgerichtet und eins von beiden ist virtuell. Ist β' negativ, so sind Bild und Objekt entgegengesetzt gerichtet und beide sind gleichartig (entweder reell oder virtuell).

Ist σ der Winkel, unter dem ein objektseitiger Strahl die optische Achse schneidet, und σ' der entsprechende Winkel für den gebrochenen Strahl, so ist das Winkelverhältnis γ' (im englischen Sprachraum als Winkelvergrößerung bezeichnet) der Quotient:

$$(34) \quad \gamma' = \frac{\sigma'}{\sigma}.$$

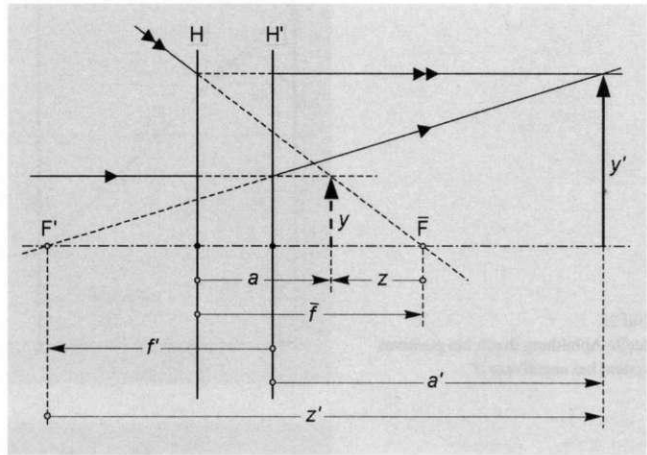


Bild 27
Reelle Abbildung durch ein negatives System bei positivem β'

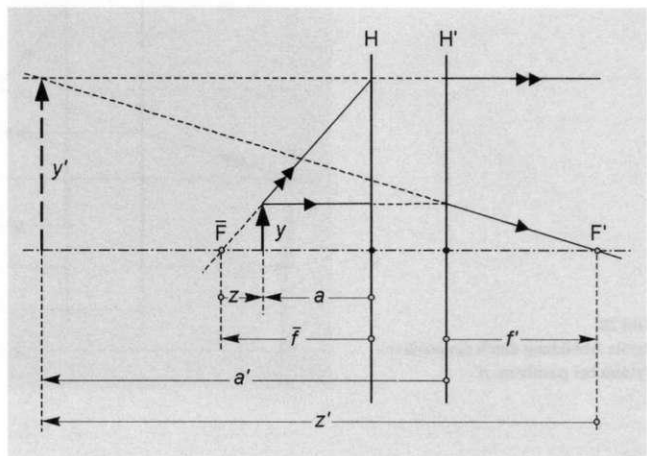


Bild 28
Virtuelle Abbildung durch ein positives System bei positivem β'

Die optisch konjugierten Achsenpunkte mit dem Winkelverhältnis $\gamma' = +1$ heißen Knotenpunkte K und K' der Linse (oder des Systems). Da objektseitige und bildseitige Knotenpunktstrahlen die optische Achse unter gleichen Winkeln schneiden, können sie ebenfalls zur Bildkonstruktion verwendet werden.

Befindet sich beiderseits einer Linse das gleiche Medium, dann fallen H und K sowie H' und K' zusammen. Sind die Medien vor und hinter der Linse verschieden, so liegen die Knotenpunkte bei positivem Brechwert in Richtung des optisch dichteren Mediums gegenüber den Hauptpunkten verschoben, bei negativem Brechwert in Richtung des optisch

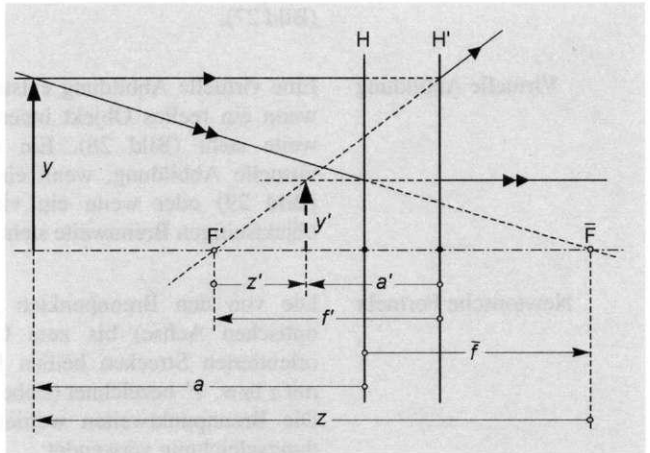


Bild 29
Virtuelle Abbildung durch ein negatives System bei positivem β'

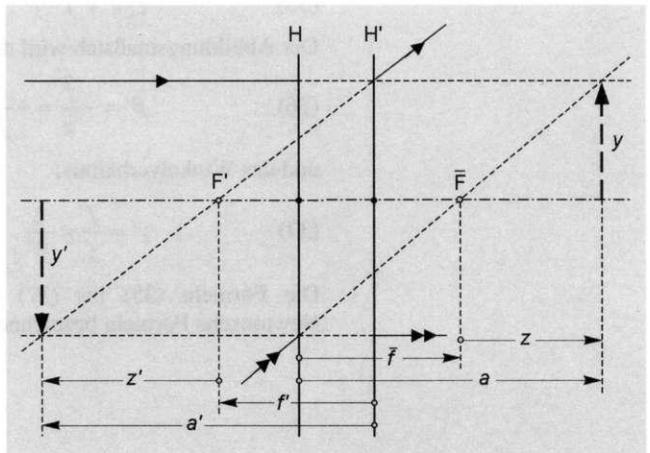


Bild 30
Virtuelle Abbildung durch ein negatives System bei negativem β'

dünnenen. Der gegenseitige Abstand der Knotenpunkte bleibt stets erhalten und ist gleich dem Interstitium.

Hauptpunkte, Brennpunkte und Knotenpunkte sind die sogenannten Kardinalpunkte des optischen Systems. Zusammen mit dem Objektpunkt und dem Bildpunkt bilden sie die Kardinalpunkte einer optischen Abbildung.

Reelle Abbildung

Eine reelle Abbildung entsteht durch ein positives System, wenn ein reelles Objekt außerhalb der objektseitigen Brennweite steht (Bild 25) oder wenn ein virtuelles Objekt vorhanden ist (Bild 26).

Ein negatives System liefert eine reelle Abbildung, wenn ein virtuelles Objekt innerhalb der objektseitigen Brennweite steht (Bild 27).

Virtuelle Abbildung

Eine virtuelle Abbildung entsteht durch ein positives System, wenn ein reelles Objekt innerhalb der objektseitigen Brennweite steht (Bild 28). Ein negatives System liefert eine virtuelle Abbildung, wenn ein reelles Objekt vorhanden ist (Bild 29) oder wenn ein virtuelles Objekt außerhalb der objektseitigen Brennweite steht (Bild 30).

Newtonsche Formeln

Die von den Brennpunkten \bar{F} und F' aus (entlang der optischen Achse) bis zum Objekt bzw. Bild gemessenen orientierten Strecken heißen Brennpunktweiten und werden mit z bzw. z' bezeichnet (siehe Bild 25 bis 30).

Die Brennpunktweiten werden in der Newtonschen Abbildungsgleichung verwendet:

$$(35) \quad z \cdot z' = \bar{f} \cdot f'$$

Der Abbildungsmaßstab wird damit:

$$(36) \quad \beta' = -\frac{\bar{f}}{z} = -\frac{z'}{f'}$$

und das Winkelverhältnis:

$$(37) \quad \gamma' = \frac{\bar{f}}{z'} = \frac{z}{f'}$$

Die Formeln (35) bis (37) werden zusammenfassend als Newtonsche Formeln bezeichnet.

Astigmatische Linsen mit astigmatischer Wirkung erzeugen von einem reellen Objektpunkt statt eines Bildpunktes zwei Bildlinien mit unterschiedlichen Bildweiten. Die zu einem axialen Objektpunkt gehörigen Bildlinien stehen senkrecht zur optischen Achse und liegen in den senkrecht aufeinander stehenden Hauptschnitten der Linse. Das zu einem Objektpunkt gehörige Strahlenbündel, welches vor der Brechung an jeder Stelle einen kreisförmigen Querschnitt besitzt, weist nach der Brechung einen elliptischen Querschnitt auf, wobei Größe und Form der Ellipse an jeder Stelle verschieden sind. Die beiden Bildlinien sind die Extremfälle dieses Querschnittes und zwischen ihnen liegt die einzige Stelle, an welcher der Bündelquerschnitt kreisförmig (nicht punktförmig!) ist. Dieser Kreis kleinster Verwirrung ist in der Darstellung des Querschnittsverlaufs ("Sturmsches Konoid") in

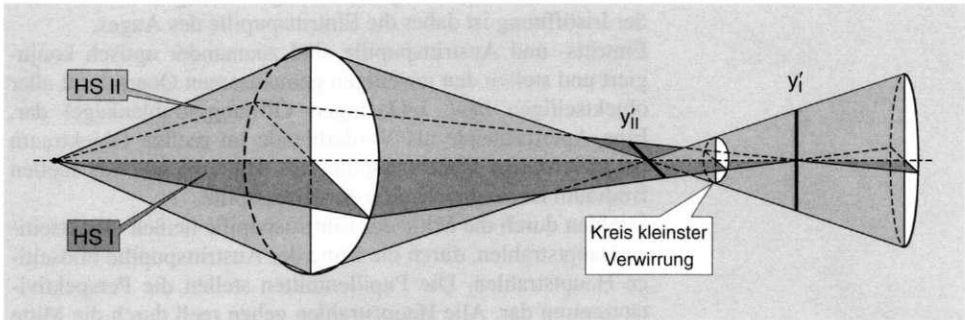


Bild 31
Sturmsches Konoid einer astigmatischen Abbildung

Bild 31 gekennzeichnet.

Der Hauptschnitt mit dem mathematisch kleineren (d. h. schwächer positiven oder stärker negativen) Brechwert D_I heißt erster Hauptschnitt (HS I), der andere heißt zweiter Hauptschnitt (HS II) und besitzt den mathematisch größeren Brechwert D_{II} .

Die vom ersten Hauptschnitt HS I erzeugte Bildlinie y'_I liegt in der Ebene des zweiten Hauptschnittes, die vom zweiten Hauptschnitt HS II erzeugte Bildlinie y'_{II} in der Ebene des ersten. Für jeden Hauptschnitt gelten die Formeln der Abbildung durch Linsen mit sphärischer Wirkung.

Die Bildweite a'_{Kr} des Kreises kleinster Verwirrung Kr ergibt sich aus:

$$(38) \quad \frac{1}{2}(D_I + D_{II}) = \frac{n'_2}{a'_{Kr}} - \frac{n_1}{a}.$$

Strahlenbegrenzung Die räumliche Begrenzung der abbildenden Strahlenbündel erfolgt durch Blenden (mechanische Blenden, Linsenfassungen oder "Fokussieren" der Strahlen). Diese Blenden sind im allgemeinen zentriert, d. h. ihre Mittelpunkte liegen auf der optischen Achse des Systems und ihre Ebenen stehen senkrecht zur optischen Achse. Ihre Wirkung erstreckt sich auf Bildhelligkeit, Auflösungsvermögen, Abbildungsfehler, Schärfentiefe, Perspektive und Sehfeld.

Diejenige Blende, die alle Strahlenbündel am stärksten einschnürt und damit für die Helligkeit des Bildes maßgebend ist, heißt Aperturblende (Öffnungsblende) und befindet sich oft als Irisblende im Innern des optischen Systems. Strahlen, die am Rande dieser Blende durch die Öffnung gehen, heißen Öffnungsstrahlen. Die Aperturblende erscheint vom Objekt aus gesehen als Eintrittspupille, vom Bild aus als Austrittspupille. Das bei der Betrachtung eines Auges wahrgenommene Bild der Irisöffnung ist daher die Eintrittspupille des Auges.

Eintritts- und Austrittspupille sind zueinander optisch konjugiert und stellen den jeweiligen gemeinsamen Querschnitt aller objektseitigen bzw. bildseitigen Öffnungsstrahlenkegel dar. Eine Aperturblende als Vorderblende im reellen Objektraum ist gleichzeitig Eintrittspupille, als Hinterblende im reellen Bildraum ist sie gleichzeitig Austrittspupille.

Strahlen durch die Mitte der Eintrittspupille heißen objektseitige Hauptstrahlen, durch die Mitte der Austrittspupille bildseitige Hauptstrahlen. Die Pupillenmitten stellen die Perspektivitätszentren dar. Alle Hauptstrahlen gehen reell durch die Mitte der Aperturblende. Hauptstrahl und Öffnungsstrahl sind in Bild 37 (Seite 38) gekennzeichnet.

Bei einem telezentrischen Strahlengang liegt eine der Pupillen im Unendlichen, was bei einer Einzellinse durch eine Aperturblende in einer Brennebene realisiert wird.

Befindet sich eine zusätzliche Blende am Ort des Objektes, des Bildes oder eines reellen Zwischenbildes, so hängt von dieser Feldblende (früher Gesichtsfeldblende) die größtmögliche Neigung von Hauptstrahlen zur optischen Achse ab. Dadurch bestimmt die Feldblende allein die Größe des Sehfeldes und liefert eine scharfe Begrenzung des Bildfeldes. Die Feldblende erscheint vom Objekt aus gesehen als Eintrittsluke, vom Bild aus als Austrittsluke.

Befindet sich eine zusätzliche Blende an einem anderen Ort, so bestimmt diese Abschattblende zusammen mit der Aperturblende die Größe des Bildfeldes. Abschattblenden verursachen eine von der optischen Achse nach außen abnehmende Helligkeit des Bildrandes („Vignettierung“).

Abbildungsfehler

Forderungen an eine
Abbildung

Optische Abbildungen sollten punktscharf, maßstabsgetreu in
in der Bildebene und farbenrichtig sein.

Abweichungen von diesen Forderungen werden als Abbil-
dungsfehler bezeichnet.

Sphärische Aberration

Bei einer sphärischen Linse besitzen konzentrisch zur opti-
schen Achse liegende kreisringförmige Zonen unterschiedliche
Brechwerte. Nur die im Gaußschen Raum einfallenden Paral-
lelstrahlen werden im Brennpunkt F'_0 gesammelt. Strahlen, die
parallel zur optischen Achse einfallen und außerhalb des par-
axialen Raumes durch die Linse gehen, treffen den Brennpunkt
nicht (Bild 32 und 33), sondern bilden einen konzentrischen
Lichthof in der Brennpunktebene. Diese Unschärfe wird als
sphärische Aberration (Öffnungsfehler) bezeichnet, die Ein-
hüllende der Strahlen im Bildraum als Kautistik.

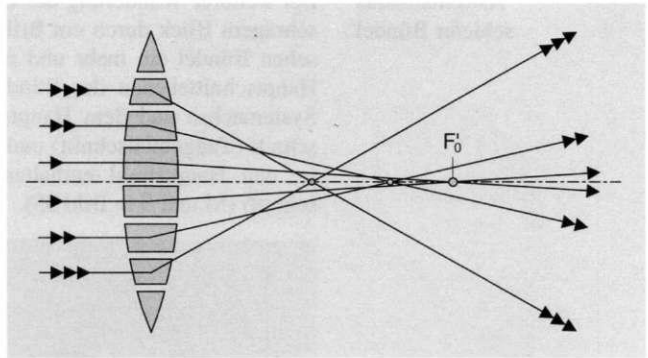


Bild 32
Sphärische Aberration bei einer
Pluslinse

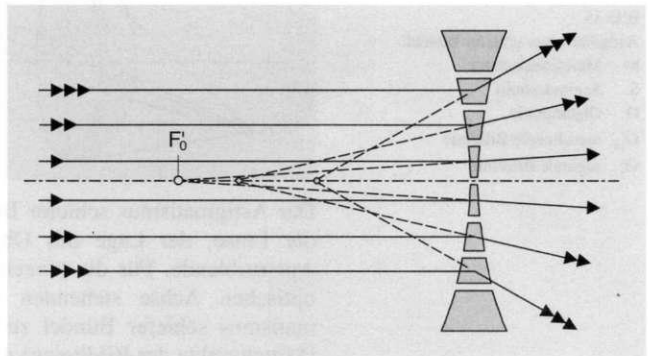


Bild 33
Sphärische Aberration bei
einer Minuslinse

Koma Wandert der unendlich ferne Objektpunkt in Bild 32 aus der Feldmitte heraus, dann kann der unscharfe Lichthof eine kometenschweifähnliche Asymmetrie erhalten. Der unsymmetrische Anteil dieser mit sphärischer Aberration überlagerten Unschärfe heißt Koma (Bild 34). Die Strahlen der mittleren Zone werden punktförmig (stigmatisch) gesammelt.

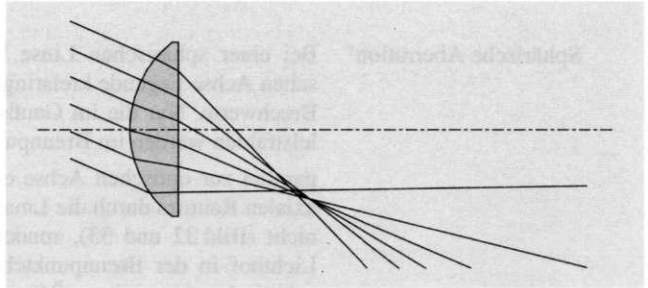


Bild 34
Prinzipielle Darstellung der
Entstehung einer Koma

**Astigmatismus
schiefer Bündel**

Bei weiterer Wanderung des Objektpunktes ins Feld (z. B. bei schrägem Blick durch ein Brillenglas) wird aus dem stigmatischen Bündel ein mehr und mehr astigmatisches. Die beiden Hauptschnittebenen des Bündels sind einerseits der von der Systemachse und dem Hauptstrahl aufgespannte Meridionalschnitt (Tangentialschnitt) und andererseits der dazu senkrechte, den Hauptstrahl enthaltende Sagittalschnitt (Äquatorialschnitt) (M und S in Bild 35).

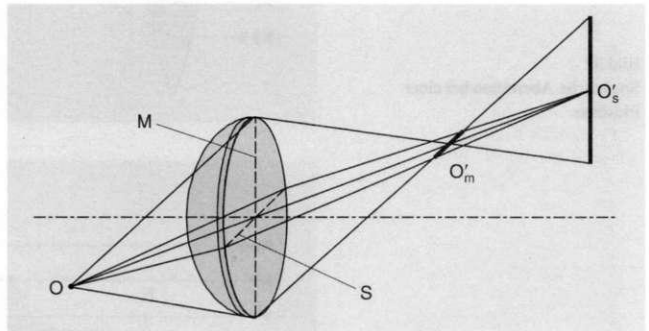


Bild 35
Astigmatismus schiefer Bündel:
M Meridionalschnitt
S Sagittalschnitt
O Objektpunkt
 O'_m meridionale Bildlinie
 O'_s sagittale Bildlinie

Der Astigmatismus schiefer Bündel ist abhängig von der Art der Linse, der Lage des Objektpunktes und dem Ort der Aperturblenne. Für die einzelnen Punkte einer senkrecht zur optischen Achse stehenden Objektebene führt der Astigmatismus schiefer Bündel zu zwei gekrümmten Bildflächen (Mittelpunkte der Bildlinien) anstelle einer Bildebene; er heißt daher auch Zweischalenfehler.

Bildfeldwölbung

Wenn die astigmatischen Differenzen bei korrigiertem Zweischalenfehler für alle schiefen Bündel gleich Null sind, so bleibt noch eine gekrümmte Bildfläche für die punktscharfe Abbildung übrig. Diese Abweichung von der Bildebene heißt Bildfeldwölbung.

Verzeichnung

Die zuvor genannten Abbildungsfehler beziehen sich auf die Abbildung eines Objektpunktes und führen zur Unschärfe in der Bildebene. Die Abbildung eines ausgedehnten Objektes ist zusätzlich nicht mehr maßstabsgetreu, wenn sich die Aperturblende nicht am Ort der Linse befindet. Diese Verzeichnung hängt von der Art der Linse und der Lage der Aperturblende ab.

Bei einer Sammellinse mit Hinterblende wächst der Abbildungsmaßstab mit zunehmender Entfernung von der optischen Achse; dadurch entsteht eine kissenförmige Verzeichnung. Bei einer Sammellinse mit Vorderblende wird der Abbildungsmaßstab mit zunehmender Entfernung von der optischen Achse geringer, wodurch eine tonnenförmige Verzeichnung entsteht (Bild 36). Bei Zerstreuungslinsen wirkt die Lage der Aperturblende umgekehrt.

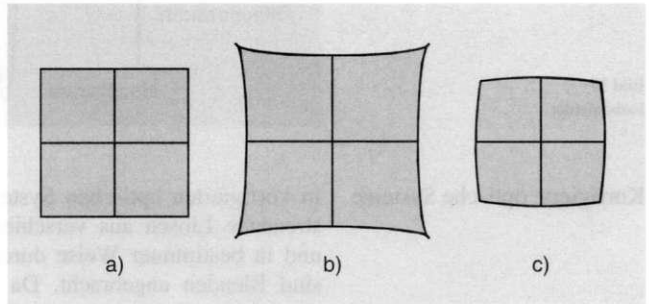


Bild 36
Verzeichnung:
Ein senkrecht zur optischen Achse
stehendes zentriertes Quadrat (a)
wird kissenförmig (b) oder
tonnenförmig (c) abgebildet

Das System Brillenglas – Auge besitzt eine Hinterblende, weshalb eine Pluslinse als Brillenglas eine kissenförmige, eine Minuslinse eine tonnenförmige Verzeichnung liefert.

Bei einer Linse mit astigmatischer Wirkung sind die Abbildungsmaßstäbe in den beiden Hauptschnitten unterschiedlich, was zu einer anamorphotischen Abbildung führt („Verzerrung“). So wird beispielsweise ein senkrecht zur optischen Achse stehender Kreis als Ellipse abgebildet, ein Quadrat als Parallelogramm oder (wenn Hauptschnitt- und Seitenrichtungen zusammenfallen) als Rechteck.

Farbenfehler

Durch die Dispersion besitzt eine Linse für verschiedene Wellenlängen (Farben) des Lichtes unterschiedliche Brechwerte. Dadurch entstehen Farbenfehler (chromatische Aberration) bei einer Abbildung im weißen (polychromatischen) Licht. Die Brennweite ist für kurzwelliges (blaues) Licht kleiner als für langwelliges (rotes) Licht; dadurch entsteht der Farbenlängsfehler. Außerdem besitzen die bildseitigen Hauptstrahlen schiefer Bündel eine farbenabhängige Neigung zur optischen Achse; dieser Farbenquerfehler führt für jede Farbe zu einem anderen Abbildungsmaßstab in der jeweiligen Bildebene (farbige Vergrößerungsdifferenz). Beide Farbenfehler sind in Bild 37 für den Fall dargestellt, daß die Aperturblende eine Vorderblende ist.

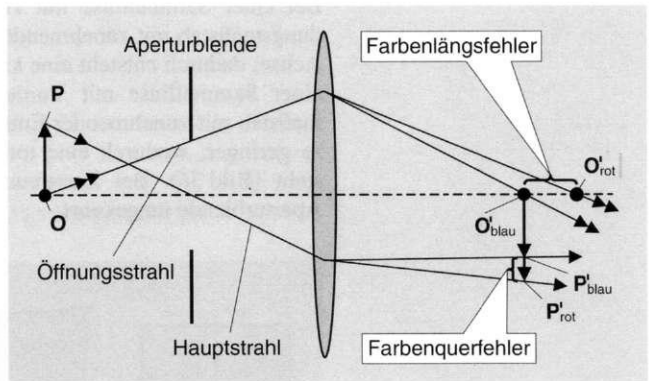


Bild 37
Farbenfehler

Korrigierte optische Systeme

In korrigierten optischen Systemen sind sammelnde und zerstreue Linsen aus verschiedenartigen Gläsern kombiniert und in bestimmter Weise durchgebogen; an passender Stelle sind Blenden angebracht. Da es unmöglich ist, alle Abbildungsfehler gleichzeitig und vollständig zu korrigieren, richtet sich die Art der Korrektur nach dem Anwendungszweck.

Achromate sind Systeme für kleine Gesichtsfelder mit für zwei Farben korrigiertem Farbenlängsfehler und meist auch in einer Farbe korrigiertem Öffnungsfehler. Apochromate sind für drei Farben im Farbenlängsfehler korrigiert.

Anastigmaten sind Systeme für große Gesichtsfelder mit korrigiertem Astigmatismus und korrigierter Bildfeldwölbung.

In aplanatischen Systemen für kleine Gesichtsfelder sind Öffnungsfehler und Koma korrigiert, meist auch der Farbenlängsfehler (achromatische Aplanate).

Wellenoptik

Elektromagnetische Strahlung

Licht Licht ist das mit dem Auge wahrnehmbare Teilgebiet im Spektrum der elektromagnetischen Strahlung (Bild 38). Dieses sichtbare Spektrum besitzt in Luft Wellenlängen von $\lambda = 380 \text{ nm}$ bis 780 nm (1 Nanometer = 10^{-9} m).

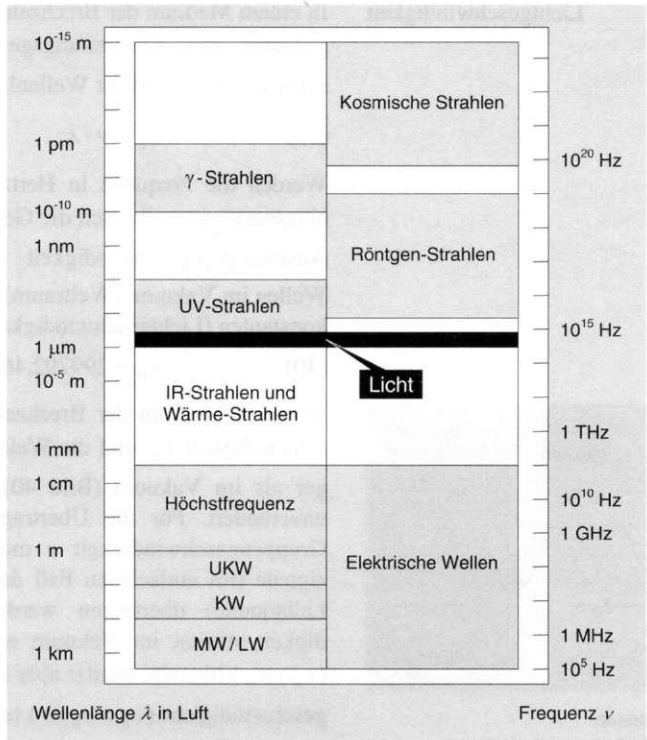


Bild 38
Das elektromagnetische Spektrum

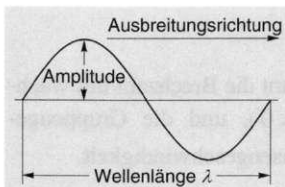


Bild 39
Transversale Schwingung

Elektromagnetische Wellen schwingen transversal, das heißt die Amplitude des Feldes steht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Welle (Bild 39).

Die Frequenz ν (Schwingungszahl) ist die Anzahl der Schwingungen des elektromagnetischen Feldes pro Sekunde und wird in der Einheit Hertz gemessen ($1 \text{ Hz} = 1/\text{s}$). Sie ist für alle elektromagnetischen Wellen unabhängig vom Medium, in dem sich die Wellen ausbreiten. Daher ist für die Farbe des Lichtes die Frequenz (Tabelle 4) die entscheidende Größe und nicht die (von der Brechzahl abhängige!) Wellenlänge.

Tabelle 4

Die Frequenz ν als Kennzeichen der Lichtfarbe (λ : Wellenlänge in Luft)

Spektralbereich	ν (10^{14} Hz)	λ (nm)
Rot	4,0 ... 4,7	750 ... 640
Orange	4,7 ... 5,0	640 ... 600
Gelb	5,0 ... 5,4	600 ... 555
Grün	5,4 ... 6,2	555 ... 485
Blau	6,2 ... 7,0	485 ... 430
Violett	7,0 ... 8,0	430 ... 375

Lichtgeschwindigkeit

In einem Medium der Brechzahl n gilt für den Zusammenhang zwischen der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_n (Phasengeschwindigkeit) und der Wellenlänge λ_n :

$$(39) \quad c_n = \nu \cdot \lambda_n.$$

Werden die Frequenz in Hertz und die Wellenlänge in km eingesetzt, so ergibt sich die Geschwindigkeit c_n in km/s. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_0 aller elektromagnetischen Wellen im Vakuum (Weltraum) ist eine der wichtigsten Naturkonstanten (Lichtgeschwindigkeit) und beträgt:

$$(40) \quad c_0 = 299792,46 \text{ km/s.}$$

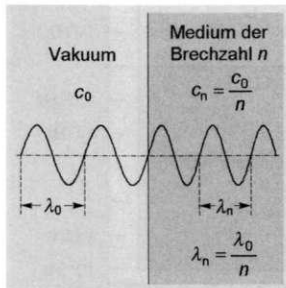


Bild 40

Änderung von Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenlänge an der Grenzfläche zweier Medien

In einem Medium der Brechzahl n sind die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_n und die Wellenlänge λ_n des Lichtes geringer als im Vakuum (Bild 40), die Frequenz (Farbe) bleibt unverändert. Für die Übertragung von Information ist die Gruppengeschwindigkeit ν maßgebend, mit welcher Lichtsignale (im einfachsten Fall das Ein- und Ausschalten einer Lichtquelle) übertragen werden. Diese Gruppengeschwindigkeit stimmt im Vakuum mit der Phasengeschwindigkeit ($c_n = c_0$) überein, besitzt aber in Materie den von der Phasengeschwindigkeit ($c_n = c_0/n$) verschiedenen Wert:

$$(41) \quad \nu = \frac{c_0}{n - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0}}.$$

Im Gebiet normaler Dispersion nimmt die Brechzahl mit wachsender Wellenlänge ab ($dn/d\lambda_0 < 0$), und die Gruppengeschwindigkeit ist kleiner als die Phasengeschwindigkeit.

Interferenz und Beugung

Kohärente Wellen Kohärente Wellen haben denselben Ursprung und dieselbe Schwingungsebene, sie durchdringen sich und besitzen eine gleichbleibende Phasendifferenz. Zwei Wellen von gleicher Wellenlänge besitzen eine Phasendifferenz, wenn die Wellenberge nicht zusammenfallen.

Interferenz Interferenz ist Überlagerung der Schwingungen zweier oder mehrerer Wellen an bestimmtem Ort zu bestimmter Zeit. Interferenz tritt nur bei kohärenten Wellen auf und ist bei Lichtwellen beobachtbar in Form von abwechselnd hellen Streifen (Wellenberg plus Wellenberg) und dunklen Streifen (Wellenberg plus Wellental).

Newton'sche Ringe

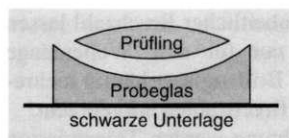


Bild 41
Interferenzprüfung von Linsenflächen

Zwischen zwei Flächen mit geringem Abstand voneinander interferieren bei Beleuchtung die beiden reflektierten Lichtwellenzüge je nach der Dicke der eingeschlossenen dünnen Luftschicht, es bilden sich Newton'sche Ringe.

Zwischen benachbarten Interferenzstreifen ist die Schichtdicke um je $1/2$ Lichtwellenlänge verschieden. Bei guter Passung rücken die Interferenzstreifen weit auseinander.

Anwendung: Prüfung von Linsenflächen mittels Probeglas (Bild 41).

Reflexminderung

Linsenoberflächen werden zur Reflexminderung ("Entspiegelung") im Hochvakuum mit einer ungefähr 100 nm dicken, nicht absorbierenden Schicht eines Stoffes kleinerer Brechzahl bedampft. Grenzt diese Aufdampfschicht mit der Brechzahl n_2 an Luft ($n_1 = 1$), so können sich die beiden Wellenzüge des an der Schicht und der Linse (n_3) reflektierten Lichtes durch Interferenz auslöschen, wenn die folgenden zwei Bedingungen erfüllt sind (Bild 42).

1. Phasenbedingung:

Der Wellenberg des einen Wellenzuges I muß mit dem Wellental des anderen Wellenzuges II zusammenfallen. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn die Schichtdicke d ein ungerades Vielfaches von einem Viertel der Wellenlänge in der Schicht ist:

$$(42) \quad d = \frac{1}{4} \cdot \frac{\lambda}{n_2}$$

2. Amplitudenbedingung:

Die Amplituden beider Wellenzüge müssen gleich sein. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn das Quadrat der Brechzahl der Schicht gleich der Brechzahl des Glases ist:

$$(43) \quad n_2^2 = n_3.$$

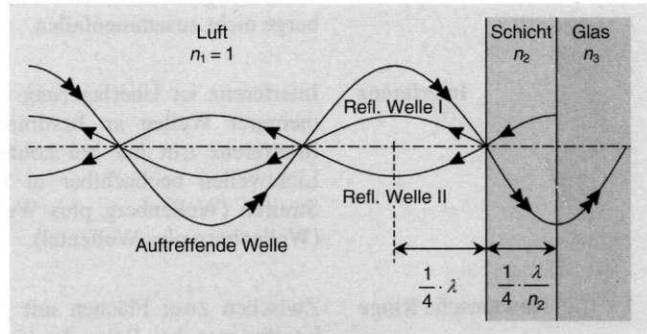


Bild 42
„Entspiegelung“

Durch eine einzelne Schicht mit einheitlicher Brechzahl lassen sich die Interferenzbedingungen nur für eine Wellenlänge exakt erfüllen. Deshalb werden auf Brillengläser häufig mehrere Schichten mit unterschiedlichen Brechzahlen aufgebracht. Durch die reflexmindernde Beschichtung werden Transmission und Kontrast verbessert: „Vergütete Optik“.

Interferenzfilter

Während die selektive Lichtdämpfung gewöhnlicher Filtergläser auf Absorption (teilweise auch auf Reflexion) beruht, nutzen Interferenzfilter die Möglichkeit selektiver Auslöschung durch Interferenz von Strahlen. Interferenzfilter tragen auf einer Glasplatte mindestens zwei sehr dünne und deshalb teilweise durchsichtige Metallspiegelschichten, zwischen denen je eine dünne nichtmetallische Schicht von etwa 250 bis 500 nm Dicke eingeschlossen ist. Die in dieser Schicht hin und her reflektierten Lichtwellen werden durch entsprechende Interferenz ausgelöscht.

Linienfilter (Bandpaßfilter) besitzen für einen schmalen Wellenlängenbereich einen hohen Transmissionsgrad und ergeben Interferenzfarbfilter verschiedener Bandbreite, Kantenfilter besitzen einen Transmissionsgrad, der von einer bestimmten Wellenlänge an steil abfällt oder ansteigt.

Interferenzfilter werden auch mit rein dielektrischen Spiegeln hergestellt, das sind Pakete von $\lambda/4$ -Schichten aus nicht leitenden und nicht absorbierenden Stoffen mit abwechselnd großer und kleiner Brechzahl.

Beugung

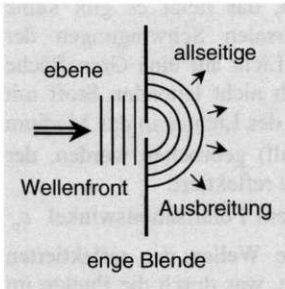


Bild 43
Prinzip der Beugung

Beugung besteht in einer Ausbreitung elektromagnetischer Wellen seitlich der geometrisch-optischen Strahlenrichtung (Bild 43). Sie tritt auf beim Durchgang von Lichtwellen durch Blenden, Linsenfassungen, Gitterspalte, kontrastreiche mikroskopische Objektstrukturen (sogenannte Amplitudenobjekte) oder durch ein feines Mosaik von kontrastarmen lichtdurchlässigen Objekten unterschiedlicher Brechzahl (Phasenobjekten), sowie beim Durchtritt von Röntgenstrahlen durch die Atomgitter der Kristalle. Bei zusätzlichen Interferenzwirkungen zwischen mehreren benachbarten Beugungszentren erfolgt die Ausbreitung streifenförmig. Der Streifenabstand wächst mit der Lichtwellenlänge. Daher können mit Beugungsgittern (bis 6000 Furchen je mm) Beugungsspektren erzeugt werden.

Anwendung: Auf Beugung und zusätzlicher, nach Amplitude und Phase gesteuerter Interferenz beruht das Phasenkontrastverfahren der Mikroskopie.

Wegen der Beugung ist die optische Abbildung niemals punktscharf; es entstehen Beugungsscheibchen, wodurch die Auflösung im Bilde begrenzt ist. Deshalb sollte bei Forderung guter Auflösung ein Fotoobjektiv nicht unter $f':25$ abgebildet werden. Die obere Grenze der förderlichen Vergrößerung von Fernrohren und Mikroskopen liegt wegen der Beugung dann vor, wenn bei Objektiv-Okular-Kombinationen die Austrittspupille etwa 0,5 mm Durchmesser hat.

Auf Beugung an atmosphärischen Dunstteilchen beruhen die Lichthöfe um Sonne und Mond.

Holografie

Während die klassische Fotografie lediglich ein ebenes Bild mit einer verbesserten Lochkamera liefert, wird bei der Holografie die gesamte räumliche Struktur eines Objektes gespeichert.

Das Objekt wird mit kohärentem Licht beleuchtet, und die vom Objekt gestreuten Lichtwellen werden mit kohärentem Referenzlicht aus derselben Quelle überlagert. Das dabei entstehende Interferenzmuster wird (ohne abbildende Optik!) in einer hochauflösenden Filmschicht gespeichert. Ein solches Hologramm enthält in dem Beugungsbild die Informationen über Amplitude und Phase der vom Objekt ausgegangenen Lichtwellen und läßt diese daher bei geeigneter monochromatischer Beleuchtung rekonstruieren. Dadurch entsteht ein räumliches Bild des Objektes. Für die Betrachtung sogenannter Weißlichthologramme ist sogar Tageslicht (oder ein "Spotlight") ausreichend.

Polarisation

Brewstersches Gesetz

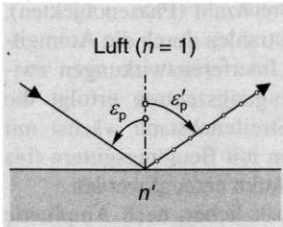


Bild 44
Polarisation durch Reflexion

Natürliches Licht ist unpolarisiert, das heißt es gibt keine Vorzugsrichtung für die transversalen Schwingungen der Wellenzüge. Trifft unpolarisiertes Licht auf eine Grenzfläche zwischen Luft und einen elektrisch nicht leitenden Stoff mit der Brechzahl n' , so wird ein Teil des Lichtes in das Medium eintreten und (bei schrägem Einfall) gebrochen werden, der andere Teil wird an der Grenzfläche reflektiert.

Wenn der Einfallswinkel gleich dem Polarisationswinkel ε_p ist (Bild 44), dann schwingen die Wellen des reflektierten Lichtes senkrecht zur Einfallsebene, was durch die Punkte im reflektierten Strahl in Bild 44 angedeutet ist. Solches Licht heißt linear polarisiert. Reflektierter und gebrochener Strahl stehen in diesem Fall aufeinander senkrecht. Die von der Ausbreitungsrichtung des Lichtes und der Schwingungsebene (des elektrischen Feldes) aufgespannte Ebene heißt Schwingungsebene, die dazu senkrechte Ebene ist die Polarisations-ebene (gleich der Einfallsebene in Bild 44).

Daraus folgt für den Polarisationswinkel ε_p (Brewsterscher Winkel) das Brewstersche Gesetz:

$$(44) \quad \tan \varepsilon_p = n'.$$

Für Kronglas und Fensterglas ist $\varepsilon_p = 56,7^\circ$, bei Wasseroberflächen 53° , bei glattgefahrenen Autostraßen, Eisbahnen, Schneefeldern, glänzenden Anstrichen usw. von ähnlichem Betrage. In der Nachbarschaft vom Polarisationswinkel ist der Polarisationsgrad gemindert, aber noch merklich.

Die Ausbeute an polarisiertem Licht durch Reflexion ist gering, da von Glasoberflächen nur etwa 8% des Lichtes reflektiert wird, das unter dem Polarisationswinkel einfällt.

Doppelbrechung

Alle nichtkubischen Kristalle besitzen (außer entlang der sogenannten optischen Achsen) für jede Wellenlänge (Farbe) des Lichtes zwei verschiedene Brechzahlen. Diese Eigenschaft heißt Doppelbrechung (optische Anisotropie), und die beiden unterschiedlich gebrochenen Teilstrahlen sind linear polarisiert.

Die Polarisationsrichtungen von ordentlichem und außerordentlichem Strahl stehen aufeinander senkrecht.

Ausgenutzt wird die Doppelbrechung bei der Konstruktion von Polarisatoren (Ausbeute an polarisiertem Licht bis 45%) und Analysatoren. Polarisationsapparate enthalten zwei dieser

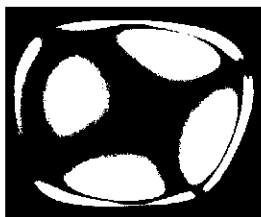


Bild 45
Thermisch gehärtetes Brillenglas
im Spannungsprüfgerät

Elemente. In gekreuzter Stellung läßt der Analysator kein vom Polarisator kommendes Licht durch (empfindliche Auslöschungsstellung).

Anwendung: Polarisationsmikroskope zur Bestimmung von Kristallen und Mineralien auf Grund ihres Einflusses auf polarisiertes Licht.

Einfach brechende, durchsichtige Stoffe werden doppelbrechend, wenn sie unter mechanischer Spannung stehen. Diese Spannungsdoppelbrechung tritt z. B. in Gläsern auf, die durch schlechte Kühlung, durch äußeren Druck oder durch thermische Härtung verspannt sind.

Doppelbrechende Platten erzeugen zwischen gekreuzten Polarisatoren Gangunterschiede der durchgehenden Lichtwellen und somit Interferenzfarben.

Anwendung: In Polarisations-Interferenz-Filtern und zur Spannungsprüfung (Bild 45)

Dichroismus

Einige doppelbrechende Stoffe besitzen die Eigenschaft, das polarisierte Licht von ordentlichem und außerordentlichem Strahl unterschiedlich stark zu absorbieren. Dieser Dichroismus kann zur praktisch völligen Absorption des einen Teilstrahls führen.

Anwendung: Polarisationsfilter und -folien.

Optische Aktivität

Ein Stoff heißt optisch aktiv, wenn er die Schwingungsebene von hindurchgehendem linear polarisiertem Licht dreht (nach „rechts“ bedeutet entgegen der Lichtrichtung gesehen im Uhrzeigersinn). Die Größe des Drehwinkels hängt unter anderem von der Farbe des polarisierten Lichtes ab: Rotationsdispersion.

Anwendung: Polarimeter zur Konzentrationsbestimmung von Zuckerlösungen.

Lichttechnik

Photometrie

Begriffe Da das Licht eine elektromagnetische Strahlung ist, können seine Energie und seine Leistung objektiv gemessen werden. Der Lichtempfindung durch das Auge liegen jedoch physiologische Prozesse zugrunde, wodurch das Sehen ein subjektiver Vorgang ist. Der objektiven Strahlungsmessung steht deshalb in der Photometrie die subjektive visuelle Bewertung des Lichtes durch das menschliche Auge gegenüber. Um die Leistung einer Lichtquelle zu messen, muß diese in den Mittelpunkt einer Kugel gebracht und die pro Zeiteinheit auf die Kugeloberfläche auftreffende Lichtenergie bestimmt werden. Der Raumwinkel Ω ist das Verhältnis eines Oberflächenstücks A einer Kugel zum Quadrat des Kugelradius r (Bild 46):

$$(45) \quad \Omega = \frac{A}{r^2} \cdot \Omega_0.$$

Dabei ist Ω_0 derjenige Raumwinkel, der die Fläche $A = 1 \text{ m}^2$ von der Oberfläche der Einheitskugel (Radius $r = 1 \text{ m}$) ausschneidet. Diese Einheit für Raumwinkel heißt Steradian:

$$(46) \quad \Omega_0 = 1 \text{ sr (Dimension 1)}.$$

Der ebene Öffnungswinkel des zu Ω_0 gehörigen Kegels, dessen Spitze im Mittelpunkt der Kugel liegt, beträgt $65,54^\circ$. Dem gesamten Raum einer Vollkugel entspricht der Raumwinkel $\Omega = 4\pi \text{ sr}$ (Oberfläche der Einheitskugel).

Die vom Auge bewertete Lichtleistung, die von einer Strahlungsquelle in einen bestimmten räumlichen Winkel Ω ausgesendet wird, ist der Lichtstrom Φ . Die Einheit des Lichtstroms heißt Lumen (lm). Mit dem Lichtstrom wird das gesamte Licht gemessen, das von einem Punkt aus durch eine bestimmte Blendenöffnung hindurchgeht. Soll die Lichtleistung in einer einzelnen Richtung beurteilt werden (Lichtstrahl), so muß der Lichtstrom durch den zugehörigen Raumwinkel dividiert werden. Damit ergibt sich die Lichtstärke I :

$$(47) \quad I = \frac{\Phi}{\Omega}.$$

Die Einheit der Lichtstärke ist die Candela (cd). Sie war bis 1979 durch einen sogenannten Normalstrahler festgelegt (schwarze Fläche von $A = 1/60 \text{ cm}^2$ bei der Temperatur 2045 K des erstarrenden Platins; 273,15 Kelvin entspricht

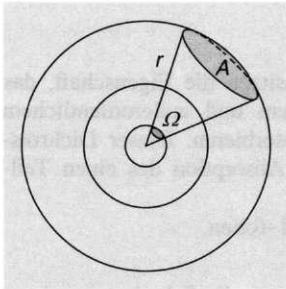


Bild 46
Strahlung in den Raumwinkel

0 °C.) Die heutige Definition stützt sich auf das Strahlungs-äquivalent: „Die Candela ist die Lichtstärke in einer bestimmten Richtung einer Strahlungsquelle, die monochromatische Strahlung der Frequenz $540 \cdot 10^{12}$ Hz aussendet, und deren Strahlstärke in dieser Richtung $1/683$ W/sr beträgt.“

Ein Strahler mit der Lichtstärke $I = 1$ cd strahlt in den Raumwinkel $\Omega_0 = 1$ sr den Lichtstrom $\Phi = 1$ lm ($1 \text{ lm} = 1 \text{ cd} \cdot \text{sr}$).

Eine gleichmäßig in den Raum der Vollkugel strahlende Lichtquelle mit der Lichtstärke $I = 1$ cd würde den Lichtstrom $\Phi = 4\pi$ lm aussenden.

Die Helligkeit einer Fläche, welche selbst strahlt oder von welcher Licht reflektiert wird, ist durch ihre Leuchtdichte L gekennzeichnet. Die Leuchtdichte gibt die abgestrahlte Lichtstärke pro Einheit der Fläche an, wobei die Fläche bei Beobachtung unter dem Winkel ε gegen die Flächennormale um den Faktor $\cos \varepsilon$ verkleinert erscheint:

$$(48) \quad L = \frac{I}{A \cdot \cos \varepsilon} .$$

Ihre Einheit ist cd/m^2 .

(Eine ältere Einheit heißt Apostilb: $1 \text{ asb} = 1/\pi \text{ cd}/\text{m}^2$).

Die Leuchtdichte des alten Normalstrahlers betrug:

$$L = 6 \cdot 10^5 \text{ cd}/\text{m}^2 .$$

In Tabelle 5 sind die Leuchtdichten einiger Strahler und die einzelnen Sehbereiche zusammengestellt.

Tabelle 5
Ungefähre Werte einiger
Leuchtdichten L

Objekt oder Sehbereich	L (cd/m ²)
Mond- und wolkenloser Nachthimmel	10^{-6} bis 10^{-3}
Skotopisches Sehen (reines Stäbchensehen)	unter 10^{-3}
Wolkenloser Nachthimmel bei Vollmond	10^{-2}
Mesopisches Sehen (gemeinsames Stäbchen- und Zapfensehen)	10^{-3} bis 10
Straßenbeleuchtung	10^{-1} bis 1
Photopisches Sehen (reines Zapfensehen)	über 10
Buchseite im Lampenlicht	mind. 10^2
Straße bei Tag im Schatten; Vollmondscheibe	10^3 bis 10^4
Leuchtstofflampe	10^4 bis 10^5
Tageshimmel; Blendungsgrenze	10^4 bis 10^6
Straße in Mittagssonne	10^5
Scheinwerfer	10^7
Sonnenscheibe	10^9

Die Leuchtdichte läßt sich durch optische Abbildung nicht erhöhen, weil bei verkleinerter Abbildung der Lichtstrom zwar auf eine kleinere Fläche konzentriert wird, aber einen größeren Raumwinkel erfüllt.

Die in der Praxis wichtige Beleuchtungsstärke E ist der auf die Fläche A auftreffende Lichtstrom Φ dividiert durch die Größe der Fläche:

$$(49) \quad E = \frac{\Phi}{A},$$

ihre Einheit heißt Lux (lx). Es ist:

$$(50) \quad 1 \text{ lx} = 1 \frac{\text{lm}}{\text{m}^2}.$$

Die Beleuchtungsstärke ist abhängig von der Lichtstärke I der Lichtquelle, von ihrer Entfernung r von der beleuchteten Fläche und vom Einfallswinkel ε („Entfernungsgesetz“):

$$(51) \quad E = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \varepsilon \cdot \Omega_0.$$

Steht eine Lichtquelle der Lichtstärke $I = 1 \text{ cd}$ im Mittelpunkt einer Einheitskugel, so wird die Kugeloberfläche mit der Beleuchtungsstärke $E = 1 \text{ lx}$ beleuchtet; ist $r = 2 \text{ m}$, so folgt

$$E = 1/4 \text{ lx}, \text{ u. s. w.}$$

Anwendung: Photometer zur Ausmessung von Lichtquellen.

Für die Schwärzung einer fotografischen Schicht ist außer der Beleuchtungsstärke E die Zeitdauer t der Beleuchtung maßgebend. Das Produkt beider Größen ist die Belichtung H :

$$(52) \quad H = E \cdot t,$$

gemessen in der Einheit Luxsekunden (lx·s).

Durchsetzt ein Lichtstrom Φ während der Zeitdauer t eine Blende, so ist die hindurchgegangene Lichtmenge Q :

$$(53) \quad Q = \Phi \cdot t \quad (\text{Einheit lm} \cdot \text{s}).$$

Die Lichtmenge stellt die während der Zeit t durch die Blende hindurchgetretene Lichtenergie dar (Lichtstrom ist Leistung).

Strahlungsäquivalent

Eine Leistung wird in der Physik üblicherweise in Watt (W) angegeben. Zu dieser Einheit steht die lichttechnische Einheit Lumen in bestimmter Beziehung. Für grünes Licht der Frequenz $540 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ (Wellenlänge in Luft: $\lambda = 555 \text{ nm}$; Maximum des spektralen Hellempfindlichkeitsgrades für photopisches Sehen) gilt:

$$(54) \quad 1 \text{ W} = 683 \text{ lm} .$$

Eine entsprechende grüne Lichtquelle, welche die Leistung 1 W abgibt, besitzt also für das Auge eine Lichtleistung von 683 lm, was für alle Adaptationszustände gilt. Beim Tagessehen ist dies gleichzeitig der Maximalwert für das photometrische Strahlungsäquivalent:

$$(55) \quad K_{\max} = 683 \text{ lm/W} .$$

Für andere Spektralfarben (Wellenlängen λ) ergibt sich entsprechend dem spektralen Hellempfindlichkeitsgrad des Auges für das Tagessehen $V(\lambda)$ (Bild 70, S. 82) ein kleinerer Wert $K(\lambda)$ für das Strahlungsäquivalent:

$$(56) \quad K(\lambda) = V(\lambda) \cdot K_{\max} .$$

Für das Nachtsehen liegt das Maximum des spektralen Hellempfindlichkeitsgrades $V'(\lambda)$ bei 507 nm und der Maximalwert des photometrischen Strahlungsäquivalentes beträgt

$$(57) \quad K'_{\max} = 1699 \text{ lm/W} .$$

Kontrast Der Unterschied in der Leuchtdichte verschiedener Felder wird als photometrischer Kontrast bezeichnet, wobei sich die formelmäßige Definition nach dem Anwendungszweck richtet. Für kleine Objekte der Leuchtdichte L_1 (Infeld) in einer größeren Umgebung der Leuchtdichte L_U (Umfeld) ist der Weber-Kontrast zweckmäßig:

$$(58) \quad K_W = \frac{L_1 - L_U}{L_U} ,$$

für Objekte mit periodischer Leuchtdichteverteilung oder benachbarte Felder ähnlicher Größe der Michelson-Kontrast:

$$(59) \quad K_M = \frac{L_{\max} - L_{\min}}{L_{\max} + L_{\min}}$$

mit L_{\max} als höchster und L_{\min} als niedrigster Leuchtdichte. Der Michelson-Kontrast wird auch Modulation genannt. Die Modulationsübertragung ist das Verhältnis des Kontrastes in einem Bild zu demjenigen im zugehörigen Objekt. Die für optische Systeme wichtige Modulationsübertragungsfunktion kennzeichnet die Abhängigkeit der Modulationsübertragung von der Ortsfrequenz. Siehe auch Seite 79 (Kontrastsehen).

Materialeigenschaften

Begriffe

Um den Einfluß von verschiedenen Medien und deren Grenzflächen auf die Verteilung eines bestimmten Lichtstroms zu kennzeichnen, werden die folgenden Größen der Dimension 1 benutzt (Bild 47).

Der Reflexionsgrad ρ einer Grenzfläche zwischen zwei Medien ist das Verhältnis des an dieser Fläche reflektierten Lichtstroms Φ_ρ zum auffallenden Lichtstrom Φ :

$$(60) \quad \rho = \frac{\Phi_\rho}{\Phi}.$$

In Bild 47 ist $\rho_1 = \frac{\Phi_{\rho 1}}{\Phi}$ und $\rho_2 = \frac{\Phi_{\rho 2}}{\Phi_{\text{ex}}}$.

Der Reintransmissionsgrad τ_i eines Körpers ist das Verhältnis des Lichtstroms Φ_{ex} , der die Austrittsfläche erreicht, zum Lichtstrom Φ_{in} , der durch die Eintrittsfläche eingedrungen ist:

$$(61) \quad \tau_i = \frac{\Phi_{\text{ex}}}{\Phi_{\text{in}}}.$$

Der Transmissionsgrad τ eines Körpers ist das Verhältnis des Lichtstroms Φ_τ , der aus der Austrittsfläche austritt, zum Lichtstrom Φ , der auf die Eintrittsfläche aufgetroffen ist:

$$(62) \quad \tau = \frac{\Phi_\tau}{\Phi}.$$

Der Reinabsorptionsgrad α_i eines Körpers ist das Verhältnis des Lichtstroms Φ_α , der zwischen Ein- und Austrittsfläche absorbiert wird, zum Lichtstrom Φ_{in} , der durch die Eintrittsfläche eingedrungen ist:

$$(63) \quad \alpha_i = \frac{\Phi_\alpha}{\Phi_{\text{in}}} = 1 - \tau_i;$$

dabei ist in einem optisch klaren (nicht streuenden) Körper:

$$(64) \quad \Phi_\alpha = \Phi_{\text{in}} - \Phi_{\text{ex}}.$$

Der Absorptionsgrad α eines Körpers ist das Verhältnis des Lichtstroms Φ_α , der zwischen Ein- und Austrittsfläche absorbiert wird, zum Lichtstrom Φ , der auf die Eintrittsfläche aufgetroffen ist:

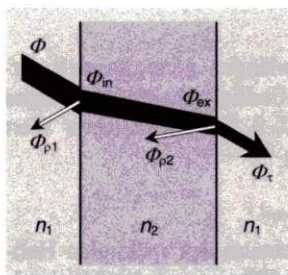


Bild 47
Einfluß eines Mediums auf den
Lichtstrom

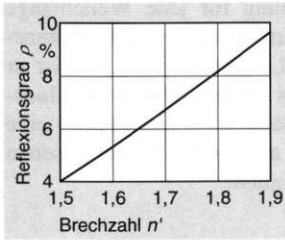


Bild 48
Senkrechte Reflexion an der Grenzfläche zwischen Luft ($n = 1$) und Glas (Brechzahl n')

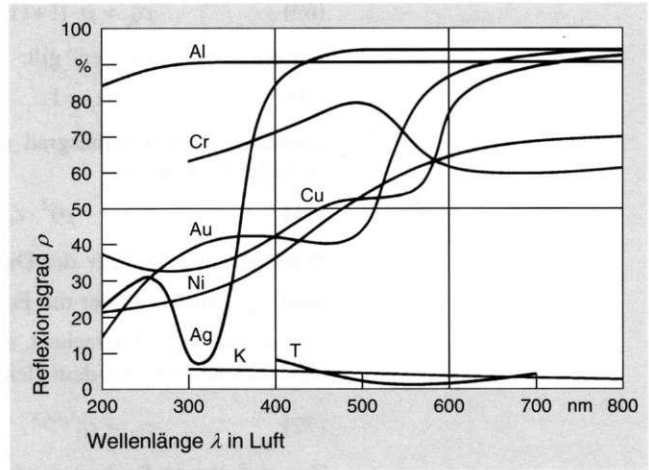
$$(65) \quad \alpha = \frac{\Phi_{\alpha}}{\Phi}$$

Befindet sich vor einer Grenzfläche ein Medium mit der Brechzahl n , dahinter mit n' , so ist bei senkrechtem Licht-einfall der Reflexionsgrad ρ (Fresnelsche Formel):

$$(66) \quad \rho = \left(\frac{n' - n}{n' + n} \right)^2$$

Bild 48 zeigt den Reflexionsgrad nach Formel (66) für die Grenzfläche zwischen Luft ($n = 1$) und Glas (Brechzahl n') und Bild 49 für einige Stoffe gegenüber Luft in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Farbe) des Lichtes.

Bild 49
Durchschnittswerte des spektralen Reflexionsgrades polierter Metallflächen (Al Aluminium, Cr Chrom, Au Gold, Cu Kupfer, Ni Nickel, Ag Silber) im Vergleich zu Brillenkronglas (K unbeschichtet, T reflexionsmindernd beschichtet)



Eine diffuse Reflexion wird auch Remission genannt. Die Lichtreduktion (Lichtdämpfung) eines Körpers ist das Verhältnis der Differenz zwischen auftreffendem Lichtstrom und ausfallendem Lichtstrom Φ_{τ} zum auftreffenden Lichtstrom:

$$(67) \quad \frac{\Phi - \Phi_{\tau}}{\Phi} = 1 - \tau$$

Schichtdickeneinfluß

Für Körper beliebiger Dicke aus homogenen, optisch klaren Stoffen (z. B. Farbgläser oder klare Lösungen) können die lichttechnischen Eigenschaften berechnet werden, wenn sie an einem Körper aus dem gleichen Stoff mit bekannter Dicke gemessen worden sind. Hängt eine Eigenschaft von der

Wellenlänge ab, so ist die Rechnung für jede Wellenlänge gesondert durchzuführen. Wird zum Beispiel der Lichttransmissionsgrad für eine bestimmte Lichtart benötigt, so ist er nach der Dickenumrechnung aus den Lichttransmissionsgraden für die einzelnen Wellenlängen zu berechnen, eine direkte Berechnung aus einem bei anderer Dicke gemessenen Lichttransmissionsgrad ist nicht möglich.

Bei optisch klaren Stoffen gilt:

$$(68) \quad \alpha + \rho_K + \tau = 1,$$

wobei der Reflexionsgrad ρ_K des Körpers aus dessen Reintransmissionsgrad τ_i und dem Reflexionsgrad ρ einer Grenzfläche zu bestimmen ist:

$$(69) \quad \rho_K = \rho \cdot [1 + (1 - \rho)^2 \cdot \tau_i^2].$$

Für die „inneren Größen“ gilt:

$$(70) \quad \tau_i + \alpha_i = 1.$$

Zwischen Transmissionsgrad und Reintransmissionsgrad besteht die Beziehung:

$$(71) \quad \tau = (1 - \rho)^2 \cdot \tau_i.$$

Wird an einem Körper der Dicke d_1 der Reintransmissionsgrad τ_{i1} gemessen oder mit Formel (71) aus dem gemessenen Transmissionsgrad berechnet, so ist der Reintransmissionsgrad τ_{i2} eines Körpers aus dem gleichen Stoff mit der Dicke d_2 :

$$(72) \quad \tau_{i2} = \tau_{i1}^{(d_2/d_1)}.$$

Zur einfacheren Rechnung wird das dekadische Absorptionsmaß A benutzt:

$$(73) \quad A = -\log \tau_i.$$

Zusatztable 1 (S. 309) gibt einige Werte nach Formel (73). Das auch Dämpfung (in der Chemie meist Extinktion) genannte dekadische Absorptionsmaß ist der Schichtdicke proportional, der Proportionalitätsfaktor heißt dekadischer Absorptionskoeffizient a :

$$(74) \quad A = a \cdot d.$$

In den vorstehenden Formeln sind Vielfachreflexionen innerhalb des Körpers vernachlässigt, was für die Reflexion an Glasflächen immer zulässig ist, auch wenn sie nicht entspiegelt sind.

Lichtquellen

Tageslicht Tageslicht hat je nach Sonnenstand und Wetter eine unterschiedliche spektrale Zusammensetzung und eine unterschiedliche Richtcharakteristik zwischen direkter Sonneneinstrahlung mit blauem Himmelsstreulicht und völlig diffuser Beleuchtung durch den bedeckten Himmel. Sein Spektrum ist kontinuierlich, aber die spektrale Energieverteilung ist keine glatte Kurve, bedingt durch die unterschiedliche Stärke und Dichte der zahlreichen sehr feinen Fraunhoferschen Absorptionslinien im Sonnenspektrum und die atmosphärischen Absorptionsbanden.

Glühlampen In Glühlampen wird ein gewendelter Wolframdraht bei Stromdurchfluß auf Temperaturen von etwa 2300 K bis 2700 K (Vakuumlampen), 2600 K bis 3000 K (Edelgaslampen) oder 3000 K bis 3400 K (Halogenlampen) erhitzt. Durch Füllung des Lampenkolbens mit einem Edelgas (Argon, Krypton, Xenon oder auch Stickstoff) wird die allmähliche Verdampfung des Wolframs verzögert.

Bei Halogenlampen wird der Edelgasfüllung Brom oder Jod zugesetzt, wodurch die Ablagerung von Wolfram auf der Kolbeninnenwand weitgehend verhindert wird. Kleine dickwandige Kolben mit hohem Schmelzpunkt (Hartglas oder Quarzglas) ermöglichen sowohl einen höheren Druck des Füllgases als auch höhere Temperaturen der Lampenwendel.

Das von Glühlampen ausgesendete Licht zeigt ein kontinuierliches Spektrum mit sehr glatter Energieverteilungskurve bei geringem Blauanteil und einem Maximum im nahen Infrarot. Die Lichtausbeute liegt zwischen 8 und 25 lm/W. Normale Glühlampen besitzen eine durchschnittliche Lebensdauer von 1000 Brennstunden; nach dieser Zeit ist der Lichtstrom auf 80% des Anfangswertes abgesunken.

Wird die Betriebsspannung gegenüber der Nennspannung erhöht, so steigen Lichtstrom und Lichtausbeute, aber die Lebensdauer sinkt beträchtlich. Bei verringerter Spannung werden umgekehrt Lichtstrom und Lichtausbeute kleiner bei steigender Lebensdauer.

Die Helligkeit des von einem optischen Gerät entworfenen Bildes hängt von der Leuchtdichte der verwendeten Lampe ab (nicht vom Lichtstrom!). Deshalb haben spezielle Glühlampen für Projektionsapparate eine hohe Leuchtdichte, jedoch eine verkürzte Lebensdauer.

- Leuchtstofflampen** Leuchtstofflampen sind Quecksilber-Niederdrucklampen, deren intensive Ultraviolettstrahlung (die nicht nennenswert nach außen dringt) einen Leuchtstoffüberzug auf der inneren Lampenwandung zur Lichtemission anregt. Dem kontinuierlichen Spektrum des fluoreszierenden Leuchtstoffs sind die ihn anregenden Linien des Quecksilberdampfes (kein Neon!) überlagert.
Die Zusammensetzung des Leuchtstoffes bestimmt die Lichtfarbe mit von „Warmton“ nach „Reinweiß“ ansteigendem Blauanteil. Der Lichtstrom hängt ab von der Umgebungstemperatur und der Brenndauer. Lichtausbeute und Lebensdauer sind wesentlich größer als bei Glühlampen.
- Spektrallampen** Spektrallampen sind Metaldampflampen zur Erzeugung von Linienspektren, um in Kombination mit geeigneten Farbfiltern monochromatisches Licht zu erzeugen. Bei Quecksilber-Hochdrucklampen überlagert sich dem Linienspektrum ein schwächeres kontinuierliches Spektrum, ihre Bogenentladung schnürt sich faden- oder punktförmig ein, wodurch die Leuchtdichte auf Sonnenhelligkeit ansteigt. Zur Straßenbeleuchtung werden auch noch bläuliche Quecksilberdampflampen und gelbe Natriumdampflampen verwendet, die ein Spektrum von wenigen Linien aussenden und Körperfarben stark verfälschen.
- Laser** „Laser“ steht für Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Lichtverstärkung durch angeregte Strahlungsemission). Laserstrahlung ist nahezu monochromatisch, weitgehend kohärent und parallel, und große Strahlungsleistungen sind möglich. Durch diese hervorragenden Eigenschaften haben Laserstrahlen zunehmende Bedeutung bei der Bearbeitung von Materialien, in der Meßtechnik und für die optische Übertragung von Informationen erlangt.
Beim Laser wird eine anregende Lichtwelle durch ein aktives Medium verstärkt. Nach der Art des Mediums werden Festkörperlaser, Flüssigkeitslaser und Gaslaser unterschieden. Die möglichen Wellenlängen der Laserstrahlung gehen vom Infrarot über Licht bis zum Ultraviolett. Die Leistung von Lasern kann kontinuierlich abgegeben werden (Dauerstrichlaser oder CW-Laser, cw: continuous wave) oder mit Unterbrechungen (Impulslaser), wobei besonders hohe Leistungen erreichbar sind.
Bei den Festkörperlasern hat der Neodym-YAG-Laser mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ als Impulslaser in der Augen Chirurgie Bedeutung erlangt (YAG: Yttrium-Alu-

minium-Granat), in der Materialbearbeitung auch als Dauerstrichlaser.

Die wichtigsten Flüssigkeitslaser enthalten gelöste organische Farbstoffe als Medium (Farbstofflaser) und emittieren in einem breiteren Wellenlängenbereich von zum Beispiel 60 nm. Wichtige Gaslaser sind der in der Augen Chirurgie zur Behandlung von Netzhautablösungen benutzte Argon-Laser ($\lambda = 488 \text{ nm}$ und $\lambda = 514,5 \text{ nm}$) und der in der Materialbearbeitung benutzte CO_2 -Laser ($\lambda = 10600 \text{ nm}$).

Farbtemperatur und Verteilungstemperatur

Die sogenannte Farbtemperatur eines stofflichen Strahlers (Glühwendel, usw.) ist gleich der Temperatur des glühenden schwarzen Hohlraumes (Planckscher Strahler), bei der dieser in der gleichen Farbart erscheint wie der Strahler. Die Farbtemperatur liefert jedoch keine Information über die spektrale Verteilung der von dem zu kennzeichnenden Strahler abgegebenen Strahlung.

Tageslichtfilme für Farbfotografie sind auf 5500 K, Kunstlichtfilme auf 3200 K abgestimmt. Mit speziellen Farbfiltern, sogenannten Konversionsfiltern, kann Anpassung zwischen Strahler und Fotoschicht herbeigeführt werden. Tabelle 6 gibt die Farbtemperaturen T_f einiger Strahler.

Tabelle 6
Farbtemperaturen T_f einiger
Lichtquellen

Lichtquelle	T_f (K)
Doppelwendelglühlampe (220 V, 60 W)	2750
Nitraphotlampe (220 V, 500 W, Typ B)	3220
Mondlicht	4100
Elektronenblitz	etwa 5600
Reines Sonnenlicht am Mittag	5450 bis 5800
Bedeckter Himmel	6800
Klarblauer Himmel am Mittag	12000 bis 26000

Stimmt die Farbe einer Lichtquelle mit der des schwarzen Strahlers bei keiner Temperatur überein, ist der Farbunterschied aber nicht zu groß, so wird dieser Lichtquelle die „ähnlichste Farbtemperatur“ T_n zugeordnet.

Da die spektrale Strahlungsverteilung vieler technischer Strahler derjenigen des Planckschen Strahlers sehr nahe kommt, wird zur Kennzeichnung des Strahlers die sogenannte Verteilungstemperatur T_v benutzt. Das ist diejenige Temperatur des Planckschen Strahlers, bei der er die gleiche Strahlungsfunktion hat. Die Verteilungstemperatur ist niedriger als die wahre Temperatur des Strahlers.

Normlichtarten Sollen Materialeigenschaften anstatt für monochromatische Strahlung für „weißes“ Licht angegeben werden, dann muß die Abhängigkeit von der spektralen Zusammensetzung dieses Lichtes berücksichtigt werden. So hängt die Durchsicht- oder Aufsichtfarbe bunter Körper außer von den spektralen Absorptions- und Reflektionseigenschaften des Materials auch von der spektralen Zusammensetzung des beleuchtenden Lichts ab. Um eindeutige Angaben zur beleuchtenden Lichtart machen zu können, wurden einige Normlichtarten festgelegt, von denen die wichtigsten A, D 65 und C sind:

1. Normlichtart A repräsentiert Glühlampenlicht mit der Farbtemperatur $T_f = 2856 \text{ K}$ und wird durch eine gasgefüllte Wolfram-Glühlampe mit der Verteilungstemperatur $T_v \approx 2856 \text{ K}$ angenähert,
2. Normlichtart D repräsentiert mittleres Tageslicht mit der ähnlichsten Farbtemperatur $T_n = 6500 \text{ K}$ und wird meistens durch eine Xenonlampe mit Filtern angenähert,
3. Normlichtart C ist eine frühere (weniger gute, da kein UV enthaltende) Annäherung an Tageslicht und wird durch eine gasgefüllte Wolfram-Glühlampe mit einem sogenannten C-Filter angenähert.

In Bild 50 ist die in DIN 5033 Teil 7 festgelegte Strahlungsfunktion (relative spektrale Strahldichte) S_λ dieser Normlichtarten dargestellt. Der Wert für $\lambda = 560 \text{ nm}$ ist dabei als Bezug gewählt: $S_{560} = 100$.

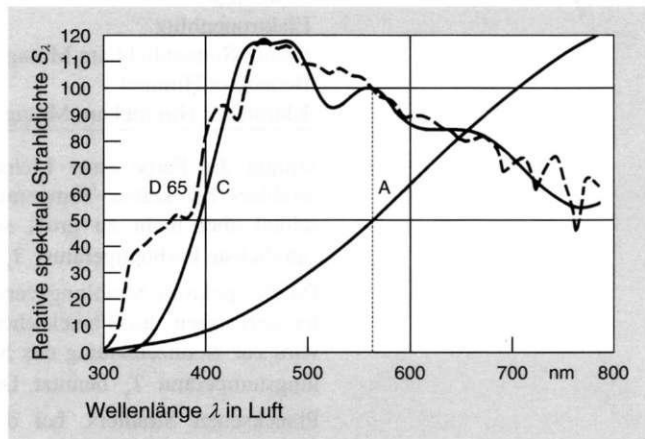


Bild 50
Relative spektrale Strahldichte der Normlichtarten A, D 65 und C (für A sind die Skalenwerte der Ordinate zu verdoppeln)

Lichtleiter

Prinzip Licht kann auch ohne Abbildung in einer (geraden oder gebogenen) Röhre fortgeleitet werden, wenn es nach Eintritt durch die Eintrittsöffnung bei jedem Auftreffen auf die Wand verlustlos reflektiert wird. In wenigen Sonderfällen und für sehr kurze Entfernungen können innen metallisch verspiegelte Röhre als Lichtleiter benutzt werden. Da auch die besten Metallspiegel den Reflexionsgrad 1 nicht erreichen, nehmen bei vielfacher Reflexion die Verluste rasch zu. Wird die Röhre jedoch mit einem lichtdurchlässigen Material gefüllt, dessen Brechzahl größer ist als die seiner Umgebung, so tritt für genügend große Einfallswinkel Totalreflexion auf und das Licht kann nahezu verlustlos auch über große Strecken weitergeleitet werden.

Numerische Apertur Besitzt ein gerader zylindrischer Lichtleiter (Bild 51) im Innern („Kern“) die Brechzahl n_i , und umgibt ihn ein Medium mit der kleineren Brechzahl n_a („Mantel“), dann werden bei Eintritt durch eine Fläche senkrecht zur Zylinderachse aus einem Medium mit der Brechzahl n_0 alle Strahlen durch Totalreflexion weitergeleitet, deren Winkel u gegen die Zylinderachse kleiner ist als ein Winkel u_{\max} , der sich aus der numerischen Apertur A_N des Lichtleiters ergibt:

$$(75) \quad A_N = \sqrt{n_i^2 - n_a^2} = n_0 \cdot \sin u_{\max} .$$

A_N kann leicht Werte über 1 annehmen. Ist die numerische Apertur $n_0 \cdot \sin u$ der Einstrahlung kleiner als die numerische Apertur A_N des Lichtleiters, so wird dieser nicht voll ausgenutzt. Das muß aber kein Nachteil sein, sondern bietet eine hohe Sicherheit gegen Lichtverluste durch Biegungen und Formfehler. Bei Einstrahlung aus einem Medium mit einer Brechzahl $n_0 < A_N$ ist es unmöglich, die numerische Apertur des Lichtleiters ganz auszunutzen.

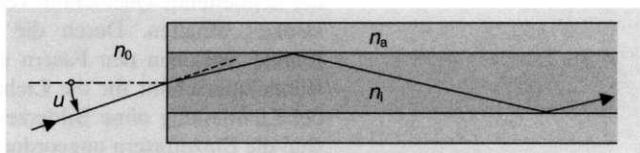


Bild 51
Totalreflexion im Lichtleiter

Dämpfung Trotz Totalreflexion treten im Lichtleiter Verluste auf im Kern (Absorption und Streuung), im Mantel (Absorption) und in der Kern-Mantel-Grenzfläche (Oberflächenstörungen). Die beiden ersten Effekte lassen sich prinzipiell nicht völlig vermeiden. Durch die Verluste nimmt der Reintransmissionsgrad mit wachsender Länge des Lichtleiters nach Formel (72) ab. Der Länge proportional ist nach Formel (74) das dekadische Absorptionsmaß A (Dämpfung).

Zur längenunabhängigen Kennzeichnung der Verluste eines Lichtleiters wird der Absorptionskoeffizient a (Dämpfungskoeffizient) verwendet und meistens in Dezibel (dB) pro Längeneinheit angegeben. 1 dB entspricht dem dekadischen Absorptionsmaß 0,1 (Zusatztable 1, S. 309). Übliche Einheit für die Kennzeichnung von Lichtleitern für Beleuchtungszwecke ist dB/m, für Nachrichtenfasern dB/km.

Der Dämpfungskoeffizient hängt von der Wellenlänge ab.

Massive und Flüssigkeits-Lichtleiter

Stäbe aus Glas, Quarzglas oder durchsichtigen Kunststoffen mit polierter oder feuerblanker Oberfläche können ohne Mantel (Außenmedium Luft mit $n_a = 1$) benutzt werden, wenn sie freitragend montiert werden. Es sind um so engere Krümmungen möglich, je höher die Brechzahl ist. Bei einem Aufbau mit Mantel stört die Berührung von außen nicht.

Bei Flüssigkeits-Lichtleitern muß die Flüssigkeit eine höhere Brechzahl besitzen als das Schlauchmaterial. Die Schläuche müssen innen glatt sein, und sie besitzen Biegsamkeit bei ähnlichen Querschnitten wie die Stäbe. Dichtheit, Blasenfreiheit und Haltbarkeit (auch Mikrobenbefall) sind technische Probleme.

Lichtleitfasern und Faserbündel

Bei Lichtleitfasern wird der Faserkern von einem Mantel mit niedrigerer Brechzahl umgeben, Kern und Mantel sind aus Glas oder Quarzglas. Darüber befinden sich zum Schutz noch Überzüge, meist aus Kunststoff. Da der Mantel die Fasern optisch von ihrer Umgebung isoliert, können sie in Kanälen oder Schläuchen geführt werden, ohne daß an den Berührungstellen Licht austritt.

Durch Zusammenfassung vieler Fasern zu einem Bündel wird der lichtleitende Querschnitt vergrößert und trotzdem die Biegsamkeit erhalten. Durch die Mäntel und die ungenutzten Räume zwischen den Fasern steht jedoch nicht der gesamte Bündelquerschnitt für die Lichtleitung zur Verfügung. In nur der Lichtleitung ohne Bilderzeugung dienenden Faserbündeln sind die Einzelfasern ungeordnet.

Bildleiter und Querschnittswandler

Faserbündel, die an den beiden Enden die Fasern in genau gleicher Anordnung enthalten, erlauben die Übertragung eines auf die eine Endfläche projizierten Bildes zur anderen Endfläche, allerdings mit einem dem Faserabstand entsprechenden Raster (Bild 52). Sind die Fasern nur in den beiden Endquerschnitten fixiert und dazwischen frei beweglich, so entsteht ein flexibler Bildleiter, wie er häufig für Endoskope benutzt wird. Über die ganze Länge fest geordnete Faserbündel sind starr und finden vorwiegend in Form sogenannter Faserplatten Anwendung zur Anpassung ebener Ein- und Austrittsflächen an gekrümmte Kathoden und Bildschirme elektro-optischer Bildverstärker und Bildwandler. Dabei ist die Faserlänge gleich der Plattendicke, und diese ist kleiner als der Plattendurchmesser. Die Fasern eines Bündels können an beiden Enden eines Lichtleiters zu Querschnitten verschiedener Form, aber gleicher Fläche geordnet werden (Querschnittswandler), zum Beispiel als Kreis und als schmales langes Rechteck zur Anpassung eines runden Strahlenquerschnittes an einen Spektrographenspalt. Außerdem können die Fasern eines Bündels in mehrere Bündel aufgeteilt werden (mehrarmige Lichtleiter), wobei die den Teilbündeln entsprechenden Fasern am gemeinsamen Querschnitt in bestimmten Zonen angeordnet, gleichmäßig gemischt oder ungeordnet sein können.

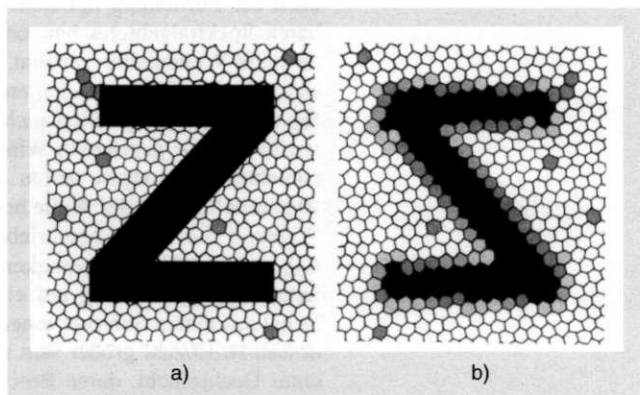


Bild 52
Bildübertragung durch ein licht-
leitendes Faserbündel:
a) Eingang,
b) Ausgang

Konische Lichtleiter

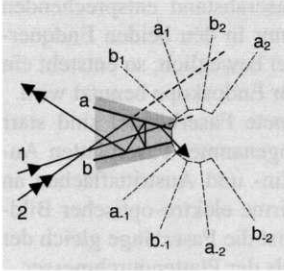


Bild 53
Überschreitung der Apertur beim
konischen Lichtleiter

Massive Lichtleiter und sogar Faserbündel können auch konisch ausgeführt werden. Durch einen solchen „Lichttrichter“ kann bei der Einstrahlung durch die größere Fläche Licht in gewissen Grenzen auf eine kleinere Fläche konzentriert werden. Das Produkt aus Durchmesser und numerischer Apertur des eingestrahelten Lichtes bleibt jedoch erhalten, die maximal mögliche numerische Apertur am Ausgang setzt der Verkleinerung des Durchmessers eine Grenze. Wird diese Grenze überschritten (ohne daß die numerische Apertur des Lichtleiters selbst überschritten wird), so kehrt ein Teil der Lichtstrahlen wieder um und verläßt den Lichtleiter durch den großen Querschnitt (Bild 53). Die Leuchtdichte läßt sich also damit ebensowenig erhöhen wie durch optische Abbildung.

In Bild 53 sind a_i und b_i die mehrfachen Spiegelbilder der Begrenzungsflächen a und b . Nur Strahlen wie 1, deren gestrichelte Verlängerung den Innenraum der Sektorenfigur trifft, können durch die kleine Fläche austreten. Strahlen wie 2, deren Verlängerung den Innenraum nicht trifft, verlassen den konischen Lichtleiter nach Vielfachreflexion wieder durch die große Eintrittsfläche.

Optische Wellenleiter

Abhängig von den Materialeigenschaften können Lichtleiter auch zur Fortleitung optischer Strahlung außerhalb des sichtbaren Spektralgebietes benutzt werden (UV, IR). Sie werden optische Wellenleiter genannt, wenn die bisher nicht berücksichtigten Welleneigenschaften des Lichtes eine Rolle spielen. Sie bewirken, daß Wellen auch innerhalb des durch die numerische Apertur gegebenen Winkelbereiches nur in bestimmten einzelnen Richtungen laufen können. Eine solche mögliche Ausbreitungsform der Welle heißt Modus.

Während die zuvor beschriebenen Lichtleiter eine allseitige Führung des Lichtes bewirken, beschränken „Schichtwellenleiter“ die Ausbreitung auf eine Ebene. Sie bestehen in der Regel aus einem Substrat, einem dünnen wellenleitenden Film, dessen Brechzahl größer sein muß als die des Substrates, und einer Deckschicht, deren Brechzahl nicht größer als die Substratbrechzahl ist und die auch Luft sein kann. In der Richtung senkrecht zur Filmebene wird die Strahlung durch Totalreflexion geführt.