

Heft 11

OPTIK - SCHWERPUNKT AKTUELLER FORSCHUNG (-)

Die Optik war schon sehr früh Gegenstand der naturwissenschaftlicher Forschung, auch wenn die physikalische Natur des Lichtes lange Zeit ein Rätsel blieb. Bereits in der Blütezeit der arabisch beherrschten Wissenschaften (etwa um 1000 n.Chr.) wurde mit der Abbildung von Licht durch transparente Glaskörper experimentiert. Belegt sind insbesondere die umfangreichen experimentellen Arbeiten von *Ibn al-Haitham* (* ca. 965 in Basra; † ca. 1039 in Misr al-Qahira/heute Kairo), der in Europa unter dem Namen Alhazen bekannt geworden ist. Er entwickelte das Konzept der geometrischen Optik, deutete also Licht als Gesamtheit von sich geradlinig fortpflanzenden Strahlen und studierte die Gesetzmäßigkeiten von Brechung und Reflexion. Ihm gelang bereits die Herstellung von Bikonvexlinsen, und er untersuchte deren Verwendung als Brennglas und als Lupe.

Belegt sind auch Arbeiten von Roger Bacon um die Mitte des 13. Jahrhunderts über die Abbildungsgesetze konvexer Linsen und die Verwendung von Glaslinsen als Sehhilfen. Die ältesten bisher in Europa gefundenen Brillen stammen aus der Zeit um 1320. Man fand sie unter dem Chorgestühl des Nonnenklosters Wienhausen bei Celle. Ein weiterer Meilenstein in der historischen Entwicklung insbesondere der geometrischen Optik war 1611 die Erfindung der später als *Keplersches Fernrohr* bezeichneten Version eines optischen Systems zur vergrößerten Betrachtung weit entfernter Objekte, s. Kapitel 11.11. Keplers Beiträge zur geometrischen Optik sind insbesondere in seinem Werk *Dioptrice* ([?]) zusammengefasst. Galilei baute 1609 sein 1. Fernrohr.

Bei der Glasherstellung gelang der entscheidende Sprung vom alchemistischen handwerklichen Metier zur wissenschaftlich angetriebenen industriellen Präzisionsfertigungstechnik erst gegen Ende des 19. Jahrhunderts. Dieser Technologiesprung ist unmittelbar verknüpft mit der Gründung des *Glastechnischen Laboratoriums Schott und Genossen* in Jena im Jahr 1884

- durch den Chemiker und Glastechniker *Friedrich Otto Schott* (* 1851 in Witten; † 1935 in Jena),
- den Universitätsmechaniker Carl Zeiss und
- den Physiker und Sozialreformer *Ernst Abbé* (* 1840 in Eisenach; † 1905 in Jena).

Ihnen gelang schon bald nach Gründung ihres Unternehmens die reproduzierbare Herstellung von Glasrohlingen in einer breiten Abstufung von optischen Eigenschaften und in bis dahin nicht erreichten Abmessungen bis zu 1·m und mehr. Bereits 1846 hatte Carl Zeiss in Jena seine *Werkstatt für Feinmechanik und Optik* gegründet. Damit war die Grundlage geschaffen für die systematische Entwicklung optischer Elemente und Geräte. Als typische Beispiele nenne ich Sehbrillen, Fernrohre in allen ihren Varianten für terrestrische bzw. astronomische Anwendungen, Stehbild- und Laufbild-Kameras und Filmprojektoren. Diese optischen Geräte fanden schnell breit gefächerte kommerzielle, private und militärische Anwendungen.

Die historische Entwicklung der technischen und der theoretischen Optik ist eng verknüpft mit den Namen *Thomas Young*, englischer Augenarzt und Physiker (* 1773 in Milverton/Somersetshire(Engl.); † 1829 in London), *Augustin Jean Fresnel*, französischer Ingenieur und Physiker (* 1788 in Broglie b. Bernay (Frankreich); † 1827 in Ville-d'Avray b. Sèvres), Gauss, Bunsen, Kirchhoff, Maxwell und Abbé. Etwa ab dem Ende des 19. Jahrhunderts betrachtete man die physikalische Theorie der Optik als weitgehend abgeschlossen. Selbst die Erfindung des Lasers 1957 konnte an dieser Einschätzung zunächst wenig ändern. So überließen die Physiker die weitere Entwicklung der optischen Methoden und Geräte den Ingenieuren. Bis in die 60-er Jahre des 20. Jahrhunderts spielte daher die Optik in der universitären Physik-Ausbildung und im universitären Bereich unserer Forschungslandschaft fast so etwas wie ein Schattendasein. Seit geraumer Zeit bildet sie jedoch wieder einen Schwerpunkt der aktuellen Forschung. Eine wichtige Ursache für dieses wieder erwachte Interesse an der Optik ist mit Sicherheit die explodierende technische und wirtschaftliche Bedeutung der optischen Nachrichtenübertragung. Im Zuge dieser Entwicklung sind dann wiederum Baugruppen und Geräte entstanden, z.B. neue Laser und Detektoren, die auch für sehr grundlagenorientierte physikalische Experimente neue bisher nicht vorhandene Möglichkeiten eröffneten. Daher umspannt der Einsatz optischer Aufbauten und Messsysteme in der aktuellen physikalischen Forschung ein außerordentlich breites Feld. Ich nenne hier stellvertretend

- die Entwicklung interferometrischer Sensoren für die medizinische Diagnostik,
- den Aufbau von *Large Scale Interferometern* zum Nachweis von Gravitationswellen,
- die Experimente mit sog. *verschränkten* quantenmechanischen Zuständen und die damit zusammenhängenden Konzepte zur Entwicklung von sog. Quanten-Computern;
- die oft als *Femtochemie* bezeichnete zeitaufgelöste Analyse chemischer Prozesse durch auf Pulslasern basierende Anregungs- und Detektionstechniken. Dieses Gebiet befindet sich aktuell in einem Stadium besonders stürmischer Entwicklung. Für seine bahnbrechenden Arbeiten auf diesem Gebiet erhielt *Ahmed H.*

Zewail (* 1946 in Damanhur b. Alexandria (Ägypten); heute Pasadena/Cal. (USA)) vom Californian Institute of Technology 1999 den Nobelpreis für Chemie.

Der Umgang mit optischen Bauelementen, Strahlungsquellen und -detektoren ist also wieder zu einem wichtigen Rüstzeug des Experimentalphysikers geworden. Daher werde ich in diesem Heft dem klassisch-experimentellen Teil der Optik, also der Theorie der optischen Abbildung, der Abbildungsfehler, dem Aufbauprinzip klassischer optischer Geräte wie Mikroskop und Fernrohr usw. einen relativ breiten Raum geben. Denn genau diese Kenntnisse benötigt der Experimentalphysiker für die sachkundige Planung und Durchführung seiner Experimente, auch wenn diese z.B. die Klärung bisher nicht ausreichend gelöster Grundsatzfragen der Quantenmechanik zum Ziel haben.

Theoretische Grundlage der Optik sind bis heute und ohne Einschränkung die Maxwell'schen Gleichungen. Die Beschränkung der Optik auf den sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums ist im Grund unnötig, denn die grundlegenden Zusammenhänge sind weitgehend frequenz-unabhängig. Allerdings ändern sich die für die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung relevanten Eigenschaften der Materialien i.a. deutlich, wenn man vom sichtbaren Licht zu deutlich niedrigeren oder höheren Frequenzen übergeht. Eine konsequente Trennung der Optik in die sog. *geometrische Optik*, in der das sich ausbreitende Licht als aus *Strahlen* bestehend aufgefasst werden darf, und in die *Wellenoptik*, in der die Interferenz eine dominierende Rolle spielt, halte ich für unnötig und störend. Denn in nahezu jeder konkreten Fragestellung spielen beide Aspekte eine - wenn auch oft deutlich unterschiedlich gewichtete - Rolle.

Der Abschnitt *Tipps, Tricks und Spezialitäten* ist in diesem Heft besonders umfangreich geworden, eine unmittelbare Folge meiner langjährigen beruflichen Auseinandersetzung mit optischen Fragestellungen.

11.1 Grundfakten der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung (-)

Wie wir bereits im Abschnitt 6.2.3 diskutiert haben, ist die Existenz elektromagnetischer Strahlung eine unmittelbare Folge der mathematischen Struktur der Maxwell'schen Gleichungen. Wir werden nun die dort erläuterten Fakten vertiefen und so die Grundlage schaffen für

- die Behandlung der physikalischen Phänomene der Erzeugung und des Transports elektromagnetischer Strahlung sowie
- der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit der Materie.

Diese Phänomene werden üblicherweise unter dem Begriff *Optik* zusammengefasst.

11.1.1 Das Superpositionsprinzip (-)

Wie bereits mehrfach betont ist die Existenz elektromagnetischer Strahlung eine unmittelbare Folge der mathematischen Struktur der Maxwell'schen Gleichungen der Elektrodynamik. Und da diese Gleichungen linear in den Feldgrößen \vec{E} und \vec{H} sind, bilden die Lösungen der aus ihnen resultierenden allgemeinen Wellengleichung (Gl. 6.73 und 6.74) einen linearen Vektorraum. Das bedeutet insbesondere, dass sich elektromagnetische Strahlungsanteile im Raum linear überlagern:

$$\text{Strahlungsfeld (1)} : \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_1(\vec{r}, t) \quad (11.1)$$

$$\text{Strahlungsfeld (2)} : \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_2(\vec{r}, t) \quad \Rightarrow \quad (11.2)$$

$$\text{Strahlungsfeld (1} \oplus \text{2)} : \vec{\mathcal{E}}_{1 \oplus 2}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}_1(\vec{r}, t) + \vec{\mathcal{E}}_2(\vec{r}, t) \quad (11.3)$$

Diese als *Superpositionsprinzip* bezeichnete Gesetzmäßigkeit gibt uns einerseits die Möglichkeit, das Strahlungsfeld auszurechnen, das von mehreren i.a. an unterschiedlichen Stellen im Raum positionierten Strahlungsquellen erzeugt wird. Es erlaubt uns aber auch, in jedem konkreten Fall das real vorhandene Strahlungsfeld in eine beliebige Linearkombination aus uns geeignet erscheinenden Anteilen zu zerlegen, das Verhalten dieser Komponenten getrennt zu berechnen und die einzelnen Ergebnisse dann wieder additiv zusammenzufassen. Diese Zerlegung muss jedoch immer bzgl. der zeitabhängigen **Amplituden** $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ bzw. $\vec{B}(\vec{r}, t)$ erfolgen! Die **Intensitäten** verschiedener elektromagnetischer Strahlungsanteile überlagern sich i.a. **nicht** additiv. Wir werden von dieser Möglichkeit der gedanklichen Zerlegung eines Strahlungsfeldes in uns vorteilhaft erscheinende Anteile in diesem Heft noch häufig Gebrauch machen.

Eine häufig benutzte Möglichkeit dieser Zerlegung eines Strahlungsfeldes ist die Entwicklung nach *ebenen Wellen*:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T})} \quad (11.4)$$

Diese Zerlegung ist grundsätzlich immer möglich, sie ist jedoch je nach der Struktur des vorliegenden konkreten Problems mehr oder weniger hilfreich.

Bereits an dieser Stelle halte ich folgenden Hinweis für wichtig: Insbesondere im Falle eines stark gedämpften Strahlungsfeldes ist besondere Vorsicht angezeigt: Jetzt ist die Funktion $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ bzgl. ihrer Ortsabhängigkeit nicht mehr streng periodisch. Daher muss streng genommen die Summe in der Gl. 11.4 durch das Integral ersetzt werden. Und es muss bis zu ausreichend hohen Werten von t und \vec{r} integriert werden. Werden diese Vorschriften nicht eingehalten, kann die dann "naive" Rechnung zu völlig falschen Ergebnissen führen.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Das Superpositionsprinzip* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.2 *Beugung und Interferenz (-/-)*

(XXX: Der Text des Abschnitts *Beugung und Interferenz* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.3 *Die Polarisierung (-)*

Elektromagnetische Strahlung ist eine *transversale* Wellenerscheinung (Abschnitt 6.2.3), daher muss zur vollständigen Beschreibung eines Schwingungszustands außer Frequenz, Amplitude und Phase auch noch die **Orientierung** der Schwingungsrichtung relativ zu einer Referenzebene angegeben werden. Diese Größe bezeichnen wir als die *Polarisation* der elektromagnetischen Welle. Um die weitere Diskussion nicht unnötig zu erschweren, beschränken wir uns unmittelbar auf die Behandlung monochromatischer Strahlung und überdies auf ebene Wellen. Wie wir bereits wissen (Abschnitt 11.1.1), stellt letzteres keine Beschränkung der Allgemeinheit dar, denn wir können wir jeden anderen Schwingungszustand als Linearkombination von ebenen Wellen darstellen. Überdies können wir uns auf die Diskussion der Verhältnisse an einer beliebig herausgegriffenen Stelle \vec{r} beschränken, da die Werte von $\vec{\mathcal{E}}$ an einem anderen Ort (über die Gl. 6.76) berechnet werden können. Der Einfachheit halber werde ich daher im folgenden die Ortskoordinate \vec{r} nicht mehr explizit aufführen. Im Rahmen dieses Abschnitts beziehen sich also alle nachfolgenden Ausdrücke auf dieselbe Ortskoordinate \vec{r} .

Zur vollständigen quantitativen Charakterisierung einer ebenen Welle $\vec{\mathcal{E}}(t)$ benötigen wir eine ebene Referenzschwingung von derselben Frequenz wie die zu charakterisierende ebene Welle $\vec{\mathcal{E}}(t)$, die sich in dieselbe Richtung ausbreitet. Erst relativ zu dieser Referenzwelle lässt sich dann die Phasenlage von $\vec{\mathcal{E}}(t)$ angeben. Der Einfachheit halber legen wir für die folgenden Betrachtungen die z -Achse des von uns verwendeten rechtwinkligen Koordinatensystems in eben diese Ausbreitungsrichtung. Damit auch die Lage der Schwingungsebene von $\vec{\mathcal{E}}(t)$ wohl definiert ist, sei auch die Schwingungsebene der Referenzschwingung fest relativ zu diesem Koordinatensystem. Z.B. verlaufe diese in der x/z -Ebene. Durch diese Vereinbarungen verbleiben noch 4 unabhängige Parameter zur quantitativen Festlegung einer ebenen Welle $\vec{\mathcal{E}}(t)$.

Eine Möglichkeit (von vielen anderen) zur Festlegung dieser Werte ist die folgende:

- Zerlegung von $\vec{\mathcal{E}}(t)$ in die beiden Komponenten parallel und senkrecht zur Schwingungsebene der Referenzwelle; die Amplituden dieser beiden Komponenten bezeichnen wir mit A_{\parallel} und A_{\perp} ;

$$\mathcal{E}_{\parallel}(t) = A_{\parallel} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_{\parallel}) \quad ; \quad \mathcal{E}_{\perp}(t) = A_{\perp} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_{\perp}) \quad (11.5)$$

Da wir, wie oben bereits zitiert, das Koordinatensystem derart wählen wollen, dass die Schwingungsebene der Referenzschwingung mit der x/z -Ebene identisch ist, lautet die Gl. 11.5 einfach

$$\mathcal{E}_y(t) = A_y \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_y) \quad ; \quad \mathcal{E}_x(t) = A_x \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_x) \quad (11.6)$$

- Darstellung jeder dieser beiden Komponenten als Summe eines Sinus- und eines Cosinustermes,

$$\mathcal{E}_y(t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t) + B \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (11.7)$$

$$\mathcal{E}_\perp(t) = C \cdot \sin(\omega \cdot t) + D \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (11.8)$$

- Zu dieser Darstellung (Gl.-en 11.7 und 11.8) äquivalent ist die Darstellung als *komplexe Amplituden* (s. Absatz *Komplexwertige physikalische Größen* ab S. 507 und insbesondere Gl. 4.124)

$$\mathcal{E} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \end{pmatrix} ; \quad \tilde{A}_x, \tilde{A}_y \in \hat{\mathbf{C}} \quad (11.9)$$

Nach Angabe der Frequenz ω und Festlegung der (ebenen) Referenzwelle ist daher die betrachtete ebene Welle $\vec{\mathcal{E}}(t)$ durch die 4 reellen Zahlen ($A; B; C; D$) oder durch die beiden komplexen Zahlen $(\tilde{A}_x; \tilde{A}_y)$ eindeutig festgelegt. Z.B. entspricht einer in der Ebene der Referenzwelle schwingenden ebenen Welle der (komplexen) Amplitude \tilde{A} der Vektor

$$\mathcal{E} = \tilde{A} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \tilde{A} \in \hat{\mathbf{C}} \quad (11.10)$$

$$\tilde{A} = A_1 + i \cdot A_2 ; \quad A_1, A_2 \in \mathbb{R}^1 \quad (11.11)$$

Einer ebenen Welle der Amplitude \tilde{A} , die in einer Ebene schwingt, die gegenüber der Referenzwelle um $+\alpha$ verkippt ist, entspricht der Vektor

$$\mathcal{E} = A \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (11.12)$$

Diese Darstellung wurde insbesondere durch die Arbeiten des amerikanischen Physikers *R. Clark Jones* (* 1916 in Toledo/Ohio (USA); † 2004)(XXX: präzisieren) bekannt ([1]). Man bezeichnet die über die Gl. 11.9 definierten komplexwertigen Vektoren daher meist als *Jones-Vektoren*.

Zur Gewöhnung an diesen Formalismus betrachten wir einige einfache Beispiele:

1. Die *linear polarisierte* Strahlung haben wir bereits angeführt. Für sie gilt die Gl. 11.11. Die Schwingungsebene ist gegenüber der Schwingungsebene der Referenzwelle (also der x/z -Ebene) um den Winkel α verkippt und ihre Phase ist gegenüber der Referenzwelle um den Winkel

$$\varphi = \arctan \frac{-A_2}{A_1} \quad (11.13)$$

verschoben.

2. Die *elliptisch polarisierte* Strahlung. Der Einfachheit halber wollen wir uns auf den Fall beschränken, dass die Richtung der beiden Halbachsen mit der x - bzw. y -Achse des gewählten Koordinatensystems übereinstimmt. Für diesen Fall gilt

$$\mathcal{E} = e^{i\cdot\varphi} \cdot \begin{pmatrix} A_x \\ i \cdot A_y \end{pmatrix} \quad ; \quad A_x, A_y \in \mathbb{R}^1 \quad ; \quad A_x, A_y > 0 \quad (11.14)$$

Die in der x -Richtung schwingende Komponente ist gegenüber der Referenzschwingung um den Winkel φ verschoben und die in der y -Richtung schwingende Komponente um den Winkel $\varphi + \frac{\pi}{2}$. (XXX: Der an dieser Stelle noch fehlende Text ist noch nicht verfügbar.)

3. Die *zirkular polarisierte* Strahlung ist ein Sonderfall der elliptisch polarisierten Strahlung, für sie gilt nämlich

$$A_x = A_y \quad (11.15)$$

Durchläuft nun eine ebene Welle ein Objekt, das in der Lage ist, den Polarisationszustand der Welle zu verändern, so können wir diesen Vorgang wieder nach dem Konzept des System-Responses (Kapitel 4.2) beschreiben: Wir wollen an dieser Stelle voraussetzen, dass die das Objekt verlassende Strahlung ebenfalls eine ebene Welle ist, wenn auch nicht notwendig mit unveränderter Ausbreitungsrichtung. Wenn wir nun diese eventuelle Veränderung der Ausbreitungsrichtung separat behandeln, können wir das für die Beschreibung der das Objekt verlassenden Strahlung benutzte Koordinatensystem so legen, dass deren z -Achse mit der (neuen) Ausbreitungsrichtung übereinstimmt. Dann lassen sich sowohl die Eingangsgröße, also die auf das Objekt auftreffende ebene Welle, als auch die Ausgangsgröße, also die aus dem Objekt austretende ebene Welle, durch einen Jones-Vektor beschreiben,

$$J_e = \begin{pmatrix} \tilde{A}_x \\ \tilde{A}_y \end{pmatrix} \quad ; \quad J_a = \begin{pmatrix} \tilde{B}_x \\ \tilde{B}_y \end{pmatrix} \quad (11.16)$$

wobei sich beide Jones-Vektoren auf dasselbe Koordinatensystem beziehen. Diese beiden Größen J_e und J_a sind nun über eine Response-Funktion F mit einander verknüpft,

$$J_a = F(J_e) \quad (11.17)$$

Wenn wir diesen Zusammenhang als linear annehmen dürfen, lässt sich diese Gleichung als Matrix-Gleichung schreiben,

$$J_a = \mathbf{M}^{(J)} \bullet J_e \quad ; \quad \mathbf{M}^{(J)} = \begin{pmatrix} \tilde{M}_{xx} & \tilde{M}_{xy} \\ \tilde{M}_{yx} & \tilde{M}_{yy} \end{pmatrix} \quad (11.18)$$

Durch diese 4 komplexen Zahlen \tilde{M}_{ik} ist das polarisationsverändernde Verhalten des physikalischen Objektes eindeutig beschrieben. $\mathbf{M}^{(J)}$ bezeichnet man als die *Jones-Matrix* des betrachteten Objektes. Im Abschnitt 11.3 werden wir derartige polarisationsverändernden Objekte kennen lernen, nachdem wir vorher im Kapitel 11.6.11

die hierfür einsetzbaren Materialien behandelt haben. In beiden Bereichen wird uns der Formalismus der Jones-Vektoren und -Matritzen gute Dienste leisten.

Allerdings werden wir auch einsehen müssen, dass diese Werkzeuge nicht immer optimal an die experimentelle Praxis bei der Vermessung und Charakterisierung derartiger Materialien und Objekte angepasst sind. Wir werden daher in vielen Fällen einen modifizierten Formalismus verwenden, nämlich den der *Stokes-Vektoren* und *Stokes-Matrizen*. Für deren nachvollziehbare und logisch korrekte Einführung benötigen wir jedoch noch einen weiteren, für die Optik fundamentalen Begriff, nämlich den der *Kohärenz* bzw. *Inkohärenz*, s. Abschnitt 11.1.5. Im Zuge dieser Überlegungen werden wir einsehen, dass der Formalismus der Jones-Vektoren und -Matritzen nur angewendet werden darf, wenn das Messlicht kohärent ist.

11.1.4 Die Prinzipien von Huygens und Fermat (-)

Das ältere dieser beiden Prinzipien wurde von *Pierre de Fermat* (* 1601 in Lomagne b. Montauban; † 1665 in Castres) formuliert, der als Jurist die Mathematik nur als Freizeitbeschäftigung betrieb, aber dennoch als der bedeutendste französische Mathematiker seiner Epoche gilt. Das *Fermatsche Prinzip* besagt, dass das Licht immer den schnellsten Weg nimmt, also insbesondere bei der auf einander folgenden Durchstrahlung von Medien mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten für Licht immer den Weg nimmt, der die Gesamtlaufzeit vom Startpunkt P_1 bis zum Zielpunkt P_2 minimiert. Wie wir später sehen werden, lassen sich allein mit Hilfe dieses Prinzips bereits eine Reihe von Gesetzen der (geometrischen) Optik herleiten, s. insbesondere Abschnitt 11.2.1. Wir stellen den Beweis dieser Aussage für einen Moment zurück und wenden uns sofort dem nach dem Mathematiker, Physiker, Astronom und Uhrenbauer *Christiaan Huygens* (* 1629 in Den Haag; † 1695 ebenda) benannten *Huygens-Prinzip* zu. Dieses ist ein nützliches Hilfsmittel zur Konstruktion und plausiblen Erklärung von Interferenz- und Beugungs-Effekten von Licht an mikro- und makroskopischen Hindernissen. Es besagt, dass man (auch) im Bereich eines derartigen Hindernisses jeden Punkt innerhalb der Wellenfront der ankommenden ebenen Welle als Ausgangspunkt einer phasenstarr mit der ankommenden Welle gekoppelten Kugelwelle ansehen darf. Mit Hilfe dieses Prinzips lässt sich z.B. der relative Intensitätsverlauf des an einem Spalt, Doppelspalt oder Spaltgitter gebeugten Lichtes unmittelbar berechnen. Der Beweis dieser Aussage resultiert unmittelbar aus dem Superpositionsprinzip, insbesondere aus dem Satz über die Äquivalenz von ebener Welle und einer senkrecht zu deren Ausbreitungsrichtung angeordneten flächigen Anordnung von Kugelwellen.

Wir betrachten bei einer sich ausbreitenden Kugelwelle für einen beliebigen Zeitpunkt t eine Fläche gleicher Phasenlage. Bei einer Kugelwelle ist dies eine Kugeloberfläche, die üblicherweise als deren Wellenfront bezeichnet wird. Von dieser Wellenfront mögen nun eine kontinuierlich verteilte Mannigfaltigkeit von gleichmäßig in den äußeren Halbraum abstrahlenden (Elementar-)Kugelwellen ausgehen, die alle miteinander und mit der Ausgangswelle in Phase oszillieren. Dann lässt sich auf ma-

thematischem Wege zeigen, dass die Überlagerung aller dieser Kugelwellen eine Kugelwelle ergibt, die sich senkrecht zur Wellenfront der Ausgangs-Kugelwelle ausbreitet, also mit dieser identisch ist. Also sind diese beiden Darstellungen einander äquivalent: Auf jeder beliebigen Wellenfront einer Kugelwelle dürfen wir diese durch die bereits präzierte Mannigfaltigkeit von Elementar-Kugelwellen ersetzen. Dies gilt unabhängig davon, ob im weiteren Verlauf der Strahlungsausbreitung ein Hindernis existiert oder nicht. Dies genau ist die Aussage des Huygens-Prinzips. Eine anschauliche Erläuterung dieses Prinzips, die man auch in den meisten Lehrbüchern findet, basiert auf der Erkenntnis, dass man in einem beliebigen Aufpunkt hinter der betrachteten Wellenfront zu jedem nicht senkrecht zur Wellenfront verlaufenden Lichtweg einen benachbarten etwas stärker geneigten Lichtweg findet, dessen optische Weglänge sich von dem ersten um π unterscheidet, so dass sich diese beiden Strahlungsamplituden gerade auslöschen. Bei korrekter Aufintegration aller Strahlungsbeiträge verbleibt also lediglich der Beitrag, der zur Richtung senkrecht zur Wellenfront gehört.

Der mathematisch saubere Beweis dieser Aussage ist gleichzeitig auch ein Beweis des Fermat-Prinzips! Denn er zeigt, dass sich das Licht (in einem homogenen Medium) immer senkrecht zur Wellenfront ausbreitet, also die kürzeste Entfernung wählt. Diese Beweiskette bleibt auch bei einem Lichtweg erhalten, der Medien mit unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit enthält.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Die Prinzipien von Huygens und Fermat* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.5 Die Kohärenz elektromagnetischer Strahlung (-)

Bei der Diskussion fortschreitender Wellen denken wir z.B. an Kugelwellen mit einer Amplitudenfunktion von der Form

$$A(\vec{r}, t) = A(r) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\frac{r}{\lambda} - \frac{t}{T})} \quad (11.19)$$

bzw. an eine Superposition derartiger Funktionen. Die Größen λ und T sind dabei über die Beziehung

$$c = \frac{\lambda}{T} \quad (11.20)$$

miteinander verknüpft. c ist die (Phasen-)Geschwindigkeit der Wellenausbreitung. Insbesondere gehen wir davon aus, dass die durch die Größe

$$\left(\frac{r_1}{\lambda} - \frac{t_1}{T} \right) \quad (11.21)$$

vorgegebene Phase von $A(\vec{r}, t)$ für jedes Paar $(\vec{r}_1; t_1)$ von Koordinaten einen wohl bestimmten Wert hat. Überlagern sich nun 2 derartige Funktionen, so sollte es zu Interferenzeffekten kommen, sobald diese dieselbe Wellenlänge λ haben (und damit auch dieselbe Schwingungszeit T). Wenn also *natürliches Licht*, wie es z.B. von der Sonne oder von elektrischen Glühlampen ausgestrahlt wird, nach Reflexion von unterschiedlichen Flächen und Gegenständen, also nach unterschiedlichen Weglängen in

unser Auge gelangt, dann sollten die jeweils zu derselben Wellenlänge gehörenden Anteile miteinander interferieren. Alle von uns betrachteten Gegenstände sollten daher mit den farbigen Streifenmustern durchzogen sein, die für derartige Interferenzeffekte typisch sind, und die wir in den nachfolgenden Abschnitten noch näher kennenlernen werden. Wie wir alle wissen, ist dies **nicht** der Fall! Die realen Objekte in der von uns beobachtbaren Welt zeigen bei einer Beleuchtung z.B. durch das Sonnenlicht keine Interferenzstreifen. Wir sind hier wieder an einer Stelle angekommen, an der unsere bereits gewonnenen physikalischen Grundkenntnisse uns dahin bringen, dass wir vordergründig einfache Sachverhalte nicht mehr verstehen. Erst eine deutlich tiefer gehende Behandlung der physikalischen Theorie wird uns in die Lage versetzen, diesen Widerspruch aufzulösen. Zur korrekten Behandlung der hier diskutierten Fragestellung müssen wir den Begriff der *Kohärenz* (von *cohaerere* (lat.) zusammen hängen) von Wellenerscheinungen in die Behandlung derartiger Fragestellung mit einbeziehen.

Einen anschaulichen Zugang zu dieser Begriffsbildung erhalten wir aus der experimentellen Erfahrung, dass der Elementarprozess der Emission von elektromagnetischer Strahlung, nämlich der Übergang eines Atoms oder Moleküls von einem höher angeregten in einen niedriger angeregten Zustand, z.B. in den Grundzustand (Abschnitt 7.13.3), im Fall der sog. *elektronischen Übergänge* innerhalb einer Zeit von der Größenordnung einiger $10^{-10} \cdot s$ abläuft. Danach ist der Vorgang abgeschlossen und die so entstandene Störung des Grundzustands des elektromagnetischen Feldes breitet sich als *Wellenzug* von der Strahlungsquelle ausgehend in den Raum aus. Die *Länge* eines derartigen Wellenzugs hat also die Größenordnung von $1 \cdot m$. Die von einer sog. *natürlichen* Strahlungsquelle emittierte elektromagnetische Strahlung besteht nun aus der Überlagerung von einer Vielzahl derartiger Wellenzüge. Zwischen diesen einzelnen Wellenzügen besteht jedoch **keinerlei** Phasenverknüpfung. Überlagert man also an einer Stelle im Raum (z.B. in unserem Auge) 2 unterschiedliche Anteile von natürlichem Licht aus derselben Lichtquelle, deren Wege von der Quelle bis zu dieser Stelle der Überlagerung sich um mehr als diese typische Länge eines Wellenzuges unterscheiden, so treffen nun zu jedem Zeitpunkt ausschließlich Beiträge von unterschiedlichen Wellenzügen auf einander und die Phasendifferenz ändert sich im Laufe der zeitlichen Entwicklung rein statistisch. Es tritt also **keine** Interferenz auf! Derartiges Licht bezeichnet man als *inkohärent*.

Wählen wir dagegen einen optischen Aufbau unserer Anordnung, in der sich die beiden Lichtwege um deutlich weniger als diese typische Länge von ca. $1 \cdot m$ unterscheiden, so stammt ein Teil des benutzten Messlichtes jeweils aus demselben ursprünglichen Wellenzug, und es tritt weiterhin (partielle) Interferenz auf. Ein derartiger Aufbau ist im Grundsatz eine Methode zur Messung der sog. Kohärenzlänge. Diese die *räumliche Kohärenz* einer elektromagnetischen Strahlung charakterisierende Messgröße kann man z.B. wie folgt definieren: Eine optische 2-Strahl-Interferenzanordnung sei derart aufgebaut, dass die optische Weglänge (s. Absatz S. 1448) beider Strahlengänge in guter Näherung identisch sind. Sodann wird einer dieser beiden Strahlengänge solange verlängert, bis am Detektor das 1. Intensitäts-

maximum auftritt. Dessen Wert sei I_0 . Nun wird dieser Wert erneut verlängert und es werden die Intensitäten der dabei auftretenden Intensitätsmaxima beobachtet, die im Laufe dieses Prozesses i.a. kontinuierlich abnehmen. Die geometrische Länge l , um die der eine Strahlengang verlängert werden muss, damit das zugehörige Intensitätsmaximum den Wert $\frac{I_0}{2}$ abnimmt, ist identisch mit der Kohärenzlänge der benutzten Strahlung.

Eine allgemein gültige quantitative Erfassung des Begriffes der Kohärenz gelingt über die Autokorrelationsfunktion (Absatz S. 7.4.10):

(XXX: Der weitere, noch fehlende Text des Abschnitts *Die Kohärenz elektromagnetischer Strahlung* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.6 Die Optische Abbildung (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die optische Abbildung* ist noch nicht verfügbar.)

11.1.7 Die Näherung der geometrischen Optik (-/-)

Unter *geometrischer* oder *Strahlenoptik* wird allgemein der Teil der Optik verstanden, bei dem es zulässig ist, die Wellennatur des Lichtes zu vernachlässigen und das Licht als aus *Strahlen* zusammengesetzt aufzufassen, die sich in homogenen Medien geradlinig ausbreiten und an Grenzflächen gebrochen und reflektiert werden. Aber natürlich ist der Übergang fließend.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Die Näherung der geometrischen Optik* ist noch nicht verfügbar.)

11.2 Lineares optisches Materialverhalten (-)

In diesem Abschnitt werden wir die Mechanismen behandeln, mit deren Hilfe physikalische Objekte die auf sie auftreffende optische Strahlung verändern. Ändert sich primär die Intensität der Strahlung, spricht man von *Absorption*. Ändert sich dagegen nur die Richtungsverteilung der Strahlung, so handelt es sich um *Reflexion*, *Brechung* oder *Streuung*. Die Mechanismen, die dazu führen, dass diese Effekte von dem Polarisationszustand der Strahlung abhängen, werde ich in den nachfolgenden Kapiteln 11.3 und 11.4 behandeln. Im Kapitel 11.6 werden wir dann die Wirkungen kennenlernen, die man mit derartigen Materialien durch ihren Einsatz in einer spezifischen Konstruktion, einem (passiven) *optischen Element*, erzielen kann.

Ich werde mich in diesem Kapitel überwiegend auf eine phänomenologische Charakterisierung der materialspezifischen Grundphänomene beschränken und die diesen Effekten zugrunde liegenden mikroskopischen Prozesse nur skizzieren. Einige dieser Effekte werde ich an anderer Stelle ausführlicher behandeln, z.B. innerhalb des Heftes 9, *Kristallphysik*. (XXX: präzisieren)

11.2.1 Reflexion und Brechung (*)

Trifft optische Strahlung, die sich in einem Medium* (1) ausbreitet, auf die Grenzfläche zu einem Medium (2), wird das Licht an dieser Grenzfläche teilweise reflektiert, teilweise dringt es in das Medium (2) ein und setzt seine Ausbreitung hierin fort. Die geometrisch-optischen Verhältnisse bei diesen Prozessen lassen sich bereits allein über das Fermat-Prinzip ermitteln, für die Berechnung der Intensitätsverhältnisse werden die Maxwell-Gleichungen selbst benötigt. Eine wichtige geometrische Kenngröße dieser Problemstellung ist die sog. *Einfallsebene*. Hierunter verstehen wir die Ebene, die durch die Ausbreitungsrichtung der als ebene Welle angenommenen optischen Strahlung einerseits und durch die Flächennormale der Grenzfläche zwischen den Medien (1) und (2) andererseits gebildet wird. Wir beschränken uns an dieser Stelle auf den Fall, dass diese Grenzfläche als eben angenähert werden darf. Außerdem setzen wir voraus, dass das Medium optisch isotrop ist, dass es also in seinem optischen Verhalten insbesondere keine Richtung im Raum auszeichnet. Aus dieser optischen Isotropie folgt, dass auch die reflektierte und ebenso die in das Medium eindringende Strahlung in derselben Ebene verlaufen wie die einfallende Strahlung, eben der Einfallsebene. Denn wenn einer dieser beiden Strahlen, der reflektierte oder der in das Medium eindringende, seinen Weg in eine Richtung außerhalb dieser Ebene fortsetzen würde, wäre die Richtung von allen anderen ausgezeichnet.

Für den 1. Teil dieser Fragestellung betrachten wir die Abb. 1(a). In dieser Abb. ist - ebenso wie in der Abb. 1(b) - die Zeichenebene identisch mit der Einfallsebene: Ein Lichtstrahl, der von einem vorgegebenen Punkt P_1 ausgehend an einem

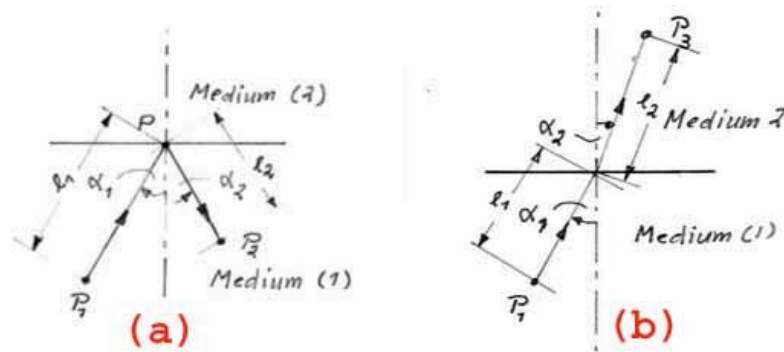


Abb. 1 Reflexion (Teil a) und Brechung (Teil b) eines Lichtstrahls beim Auftreffen auf die Grenzfläche zwischen den Medien (1) und (2)

(zunächst beliebigen) Punkt P auf die Grenzfläche trifft, und nach der Reflexion an

*Bei den in diesem Kapitel diskutierten Effekten wird i.a. vorausgesetzt, daß die von den Materialien bewirkte Strahlungsabsorption keine dominierende Rolle spielt. Verbal äußert sich das darin, daß die Materialien, in denen sich die Strahlung ausbreitet, nicht mehr als Materialien sondern als *Medien* bezeichnet werden.

dieser Grenzfläche zu einem Punkt P_2 gelangt, benötigt hierfür die Zeit

$$t = c_1 \cdot (l_1 + l_2) \quad (11.22)$$

c_1 : Lichtgeschwindigkeit im Medium (1)

Das Fermatsche Prinzip besagt in diesem Fall, dass das Licht denjenigen Weg nimmt, also diejenigen Werte l_1 und l_2 auswählt (und damit diejenigen Werte α_1 und α_2), durch die diese Zeit t minimal wird. Nach einigen elementargeometrischen Rechnungen (s. Aufgabe 1) folgt aus dieser Bedingung

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha_2 \quad (11.23)$$

Da aus der Definition des Einfallswinkels α seine Begrenzung auf den Wertebereich

$$0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{2} \quad (11.24)$$

folgt, ist die Gl. 11.23 gleichbedeutend mit der Aussage

$$\alpha_1 = \alpha_2 \quad (11.25)$$

Dieses *Reflexionsgesetz* ist meist in Form der verbalen Beschreibung *Einfallswinkel = Ausfallswinkel* bekannt.

Auf analoge Weise lässt sich der Zusammenhang zwischen der Richtung des im Medium (1) auf die Grenzfläche einfallenden Strahls und der Richtung des danach im Medium (2) fortschreitenden Strahls berechnen, s. Abb. 1(b). Das Licht, das ausgehend vom Punkt P_1 durch die Grenzfläche hindurch zum Punkt P_3 gelangt, benötigt hierfür die Zeit

$$t = c_1 \cdot l_1 + c_2 \cdot l_2 \quad (11.26)$$

Diese wird minimal, wenn

$$\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1} = \frac{c_2}{c_1} \quad (11.27)$$

Dieses nach Willibrord Snel van Rojen (* 1580 in Leiden; † 1626 ebenda) benannte *Snellius-Brechungsgesetz* wird meist in der Formulierung

$$n_2 \cdot \sin \alpha_2 = n_1 \cdot \sin \alpha_1 \quad (11.28)$$

$$n_i = \frac{c_0}{c_i} \quad (11.29)$$

c_0 : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,

c_i : Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium i ,

verwendet. Die Größe n_i bezeichnet man als *Brechungsindex* des Mediums i . Bis auf wenige Ausnahmen gilt

$$n_i \geq 1 \quad (11.30)$$

Die in diesen Beziehungen auftretenden Lichtgeschwindigkeiten c_i sind **immer** die Phasengeschwindigkeiten, s. Absatz S. 332. Zum besseren Verständnis weise ich an dieser Stelle explizit darauf hin, dass bei diesen linearen und absorptionsfreien Prozessen der Reflexion und Brechung sich die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung **nicht** verändert. Es ist die Wellenlänge, die sich beim Übergang von einem Medium in ein anderes ändert.

Eng verknüpft mit der Definition des Brechungsindex ist der Begriff der einer geometrischen Strecke s zugeordneten *optischen Weglänge* Λ

$$\Lambda(s) = n \cdot s \quad (11.31)$$

n ist hierbei der Brechungsindex des Mediums, in dem sich diese Strecke befindet. Die optische Weglänge ist unmittelbar verknüpft mit der Phasenverschiebung, die ein Lichtstrahl entlang dieser Strecke s erfährt,

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \pi \cdot \frac{s}{\lambda} = 2 \cdot \pi \cdot \frac{s}{\lambda_0} \cdot n = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0} \cdot \Lambda \quad (11.32)$$

Bei allen Prozessen, bei denen die Phasenverschiebungen verschiedener Teilstrahlen eine dominierende Rolle spielen, also bei allen Interferenzproblemen, werden wir daher intensiv von dem Begriff der optischen Weglänge Gebrauch machen.

Wir werden nun die bei diesen Prozessen der Reflexion und der Brechung auftretenden Intensitätsverhältnisse berechnen. Hierfür benötigen wir einige Ergebnisse, die wir im Abschnitt 6.2.3 mit Hilfe der Maxwellschen Gleichungen hergeleitet haben, und zwar

- die Aussage, dass sich die Tangenzialkomponente des elektrischen Feldes an einer Grenzfläche zwischen 2 Medien stetig durch diese Grenzfläche hindurch fortsetzt, und
- die Beziehung für die Strahlungsstärke[†] der elektromagnetischen Strahlung.

Bei der konkreten Herleitung der gesuchten Beziehungen müssen wir den Fall des parallel zur Einfallsebene und den des senkrecht zu dieser Ebene polarisierten Lichtes getrennt betrachten. Wir beginnen mit dem Fall des senkrecht zur Einfallsebene linear polarisierten Lichtes. Dann schwingt das elektrische Feld beim Auftreffen auf die Grenzfläche in deren Tangentialebene und die 1. oben genannte Bedingung lautet

$$\mathcal{E}_1^{(\perp)} + \mathcal{E}_r^{(\perp)} = \mathcal{E}_2^{(\perp)} \quad (11.33)$$

$\mathcal{E}_1^{(\perp)}$ ist die Amplitude des elektrischen Feldes der auf die Grenzfläche auftreffenden ebenen Welle. Um bei der Formulierung der aus der Energieerhaltung resultierenden 2. Bedingung nicht in argumentative Schwierigkeiten zu geraten, empfiehlt sich

[†]Ich verwende an dieser Stelle bereits die physikalischen Einheiten der optischen Strahlung, deren präzise Definition wir erst im Kapitel 11.7 kennen lernen werden.

eine Präzisierung des physikalischen Objektes "ebene Welle", das wir an dieser Stelle betrachten: Es handelt sich nämlich um eine *ebene Welle von senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung endlicher Ausdehnung!* D.h. seine Querschnittsfläche A ist wohl definiert, deren Durchmesser ist aber so groß gegen seine Wellenlänge, dass die Näherung der ebenen Welle für die überwiegende Zahl der Fragestellungen zulässig ist. Insbesondere bleibt die Querschnittsfläche im Zuge der Ausbreitung innerhalb eines homogenen Mediums in ausreichender Näherung konstant (vgl. Abschnitt 11.1.7). Erst diese Präzisierung auf die endliche Querschnittsfläche der betrachteten Strahlung ermöglicht es uns, eventuelle Veränderungen dieser Fläche bei den betrachteten Prozessen zu berücksichtigen. Zusammen mit der Gl. für die Strahlungsstärke der elektromagnetischen Strahlung führt die Bilanzierung der insgesamt auf die Grenzfläche auftreffenden und sie wieder verlassenden Energieströme auf die Beziehung

$$\left(\mathcal{E}_1^{(\perp)}\right)^2 \cdot n_1 \cdot \cos \alpha_1 = \left(\mathcal{E}_2^{(\perp)}\right)^2 \cdot n_2 \cdot \cos \alpha_2 + \left(\mathcal{E}_r^{(\perp)}\right)^2 \cdot n_1 \cdot \cos \alpha_1 \quad (11.34)$$

Aus diesen beiden Gl. 11.33 und 11.34 folgt nach einigen Rechenschritten und unter Verwendung der für die trigonometrischen Funktionen von Summen zweier Winkel geltenden Beziehungen (Gl. 3.42 und 3.43)

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} = \frac{2 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \sin \alpha_2}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11.35)$$

$$\frac{\mathcal{E}_r^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} = -\frac{\sin (\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11.36)$$

Im Fall des parallel zur Einfallsebene linear polarisierten Lichtes geht in die Tangentialkomponente der Amplitude des elektrischen Feldes der Einfallswinkel zusätzlich explizit ein, und die 1. Bedingung wird zu

$$\mathcal{E}_1^{(\parallel)} \cdot \cos \alpha_1 + \mathcal{E}_r^{(\parallel)} \cdot \cos \alpha_1 = \mathcal{E}_2^{(\parallel)} \cdot \cos \alpha_2 \quad (11.37)$$

Die 2. Bedingung führt weiterhin auf die Gl. 11.34. Aus diesen beiden Gl. erhalten wir in ähnlicher Vorgehensweise wie bei dem Fall des parallel polarisierten Lichtes nun die Beziehungen

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\parallel)}}{\mathcal{E}_1^{(\parallel)}} = \frac{2 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \sin \alpha_2}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \cos (\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (11.38)$$

$$\frac{\mathcal{E}_r^{(\parallel)}}{\mathcal{E}_1^{(\parallel)}} = -\frac{\tan (\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (11.39)$$

Diese 4 Gl. 11.35, 11.36, 11.38 und 11.39 werden allgemein als die *Fresnelschen Gleichungen* bezeichnet. Fresnel leitete sie ca. 1823 her.

Wir beginnen die Diskussion der physikalischen Inhalte dieser Gl.-en mit der Frage des Vorzeichens von \mathcal{E}_r . Für nicht zu große Einfallswinkel (s.u.) gilt offenbar für beide Polarisationsrichtungen

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_1} < 0 \iff \alpha_1 > \alpha_2 \iff n_1 < n_2 \quad (11.40)$$

Da die Amplituden alle als komplexwertige Größen anzusehen sind, genauer gesagt als solche, die auch komplexe Werte annehmen können, ist die Aussage der Gl. 11.40 identisch mit der Aussage, dass die reflektierte ebene Welle gegenüber der ankommenden Welle um den Winkel π phasenverschoben ist. Bei einer Reflexion an der Grenzfläche zu einem *optisch dichteren* Medium tritt also ein Phasensprung von π auf!

Wir behandeln nun den Grenzfall des *nahezu senkrechten* Einfalls, $\alpha_1 \rightarrow 0$. Für kleine Werte von α_1 (und damit auch von α_2) können wir die Fresnelschen Gleichungen nicht direkt in der obigen Form verwenden, da sie zu unbestimmten Ausdrücken würden (s. Absatz *Unbestimmte Ausdrücke* auf S. 170). Wir kehren daher zu der Formulierung in den Produkten der trigonometrischen Funktionen zurück und ersetzen gleichzeitig die Funktion $\sin \alpha_2$ mit Hilfe der Gl. 11.28. Dann wird die Gl. 11.35 zu

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} = \frac{2 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1}{\sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 + \cos \alpha_1 \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1} \quad (11.41)$$

Da aber die Funktion $\cos x$ für kleine Argumente eine quadratische Funktion in x ist,

$$\cos x \cong 1 - \frac{x^2}{2} \quad \text{für } |x| \ll 1 \quad (11.42)$$

dürfen wir in der Gl. 11.41 für den Grenzfall des senkrechten Lichteinfalls die cos-Funktionen durch 1 ersetzen,

$$\frac{\mathcal{E}_2^{(\perp)}}{\mathcal{E}_1^{(\perp)}} \approx \frac{2 \cdot \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1}{\sin \alpha_1 + \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \alpha_1} = \frac{2 \cdot n_1}{n_1 + n_2} \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.43)$$

Wie man bei analoger Vorgehensweise leicht nachrechnen kann, führt die Gl. 11.38 in dieser Näherung $\alpha_1 \rightarrow 0$ auf denselben Ausdruck. Dies entspricht der physikalischen Zwangsläufigkeit, denn bei senkrechtem Einfall ist eine Einfallsebene nicht mehr definiert und daher eine Unterscheidung nach der Orientierung der Polarisationsrichtung relativ zu dieser Einfallsebene nicht mehr sinnvoll. In analoger Weise erhalten wir für den reflektierten Anteil die Beziehung

$$\frac{\mathcal{E}_r}{\mathcal{E}_1} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.44)$$

Die in der experimentellen Praxis i.a. relevanten Intensitätsverhältnisse, genauer das Verhältnis der Strahlungsströme, erhält man aus den Gl. 11.43 und 11.44 durch

erneute Anwendung der Energiebilanz (Gl. 11.34)

$$\frac{\Phi_r}{\Phi_1} \approx \left(\frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.45)$$

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} \approx \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2} \cdot \frac{n_2}{n_1} \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.46)$$

Betrachten wir den Fall der Reflexion an einer Grenzfläche zwischen dem Vakuum (oder Luft) und einem Festkörper mit dem Brechungsindex n , so folgt

$$\frac{\Phi_r}{\Phi_1} \approx \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.47)$$

Bei optischen Bauelementen aus Glas ($n \approx 1,5$) werden also an **jeder** Grenzfläche etwa 4% des ankommenden Lichtes an der Oberfläche reflektiert. Auf die hierdurch bedingten Störeffekten in optischen Geräten und auf die Maßnahmen zu deren Reduzierung werde ich an anderer Stelle näher eingehen, s. insbesondere Abschnitt 11.6.2.

Für das Beispiel der Reflexion und Brechung eines Lichtstrahl an einer Luft-Glas-Grenzfläche ($n = 1,5$) ist der Verlauf der Amplitudenverhältnisse in der Abb. 2 wiedergegeben. Bei hohen Werten des Einfallswinkels nimmt der reflektierte Anteil

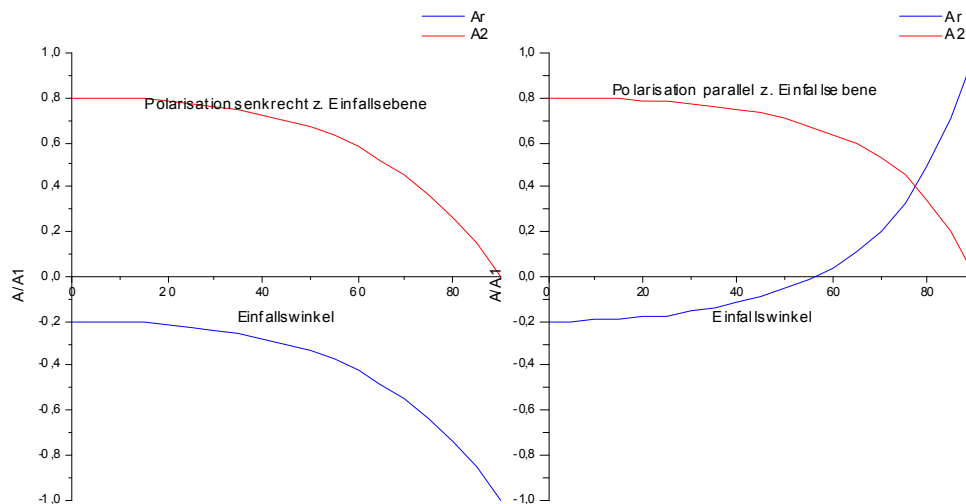


Abb. 2 Amplitudenverhältnis des reflektierten (A_r/A_1) und des gebrochenen Strahls (A_2/A_1) an einer Grenzfläche Luft-Glas ($n = 1,5$)

der Strahlung für beide Polarisationsrichtungen stark zu und erreicht im Grenzfall

$\alpha_1 \lesssim \frac{\pi}{2}$ dem Betrage nach den Wert 1. Diese Abb.-en zeigen uns insbesondere, dass ein bestimmter Einfallswinkel $\alpha_{1,pol}$ ausgezeichnet ist, nämlich derjenige, in dem bei parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht die reflektierte Amplitude ihr Vorzeichen wechselt:

$$\frac{\mathcal{E}_r^{(||)}}{\mathcal{E}_1^{(||)}} = -\frac{\tan(\alpha_{1,pol} - \alpha_2)}{\tan(\alpha_{1,pol} + \alpha_2)} = 0 \Rightarrow \alpha_{1,pol} + \alpha_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \sin \alpha_2 = \cos \alpha_{1,pol} \quad (11.48)$$

Wir verwenden an dieser Stelle nochmals das Brechungsgesetz in der Form der Gl. 11.28 und erhalten

$$n_2 \cdot \cos \alpha_{1,pol} = n_1 \cdot \sin \alpha_{1,pol} \Rightarrow \tan \alpha_{1,pol} = \frac{n_2}{n_1} \quad (11.49)$$

Dieser Winkel $\alpha_{1,pol}$ wird nach dem britischen Physiker *Sir (seit 1831) David Brewster* (* 1781 in Jedburgh (Schottland); † 1868 in Allerly (Schottland)) als *Brewsterwinkel* bezeichnet. Bei der Reflexion an einer Luft/Glas/Grenzfläche ($n = 1,5$) beträgt dieser Winkel

$$\alpha_{1,pol}(n = 1,5) \approx 56,3^\circ \quad (11.50)$$

Die oft in den Lehrbüchern zu findende Aussage, dass für beide Polarisationsrichtungen des Lichtes der reflektierte Strahl um π gegenüber dem einfallenden Strahl phasenverschoben ist, gilt also lediglich für einen gewissen Wertebereich des Einfallswinkels! Parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht, das unter einem Winkel $\alpha_1 > \alpha_{1,pol}$ einfällt, wird dagegen in Phase reflektiert!

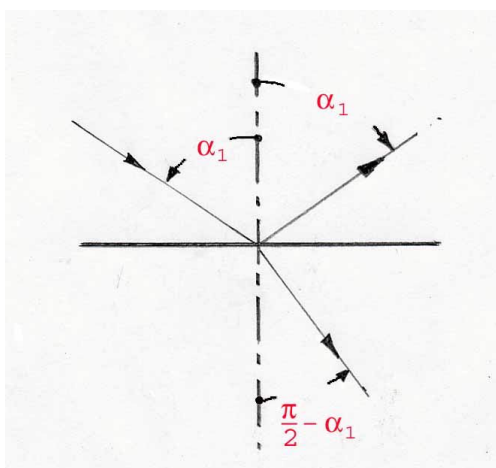


Abb. 3 Geometrische Konfiguration von reflektiertem und gebrochenem Strahl bei unter dem Brewsterwinkel einfallendem Licht

Wie man unmittelbar an Hand der Abb. 3 erkennt, stehen unter diesen Bedingungen der reflektierte und der gebrochene Strahl aufeinander senkrecht. In dieser Konfiguration verschwindet also der parallel zur Einfallsebene polarisierte Anteil des

reflektierten Lichtes. M.a.W. (auch) bei Verwendung von unpolarisiertem Licht ist unter diesen geometrischen Bedingungen das reflektierte Licht linear polarisiert und zwar senkrecht zur Einfallsebene. Hiervon wird in der experimentellen Optik des öfteren Gebrauch gemacht, s. Abschnitt 11.6.4.

Die beim Einfall von Licht auf eine Grenzfläche zum optisch dünneren Medium ($n_2 < n_1$) auftretenden Amplitudenverhältnisse sind in der Abb. 4 dargestellt: Bei

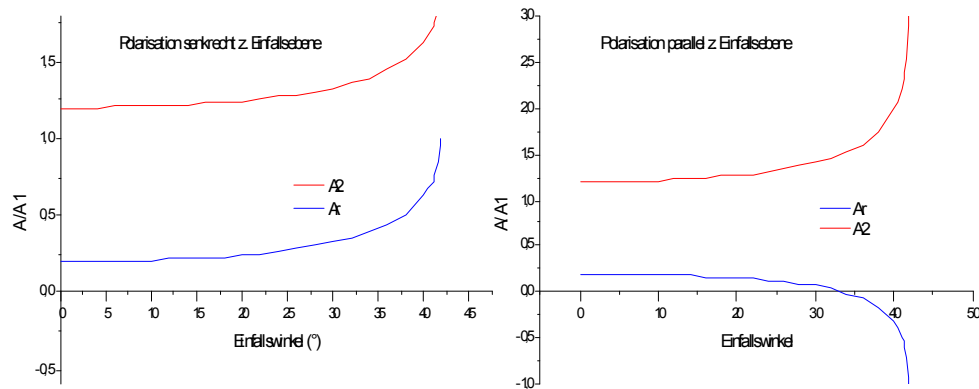


Abb. 4 Amplitudenverhältnis des reflektierten (A_r/A_1) und des gebrochenen Strahls (A_2/A_1) an einer Grenzfläche Glas-Luft ($n = 1,5$)

kleinen Einfallswinkeln α_1 erfolgt die Reflexion jetzt **ohne** Phasensprung. Bei parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht geht die reflektierte Amplitude jedoch wieder bei einem Winkel $\alpha_{1,pol}$ durch den Wert $\mathcal{E}_r = 0$. Für diesen Winkel gilt weiterhin die Gl. 11.49, im Fall der Reflexion an einer Grenzfläche Glas($n = 1,5$)/Luft ergibt sich der Wert

$$\alpha_{1,pol} = \arctan \frac{1}{1,5} \approx 33,7^\circ \quad (11.51)$$

Bei Einfallswinkeln $\alpha_1 > \alpha_{1,pol}$ erfährt der reflektierte Strahl einen Phasensprung von π , jedoch nur, wenn das Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

Das System besitzt jetzt noch einen weiteren ausgezeichneten Einfallswinkel, nämlich den Winkel $\alpha_{1,tr}$, bei dem der Winkel α_2 dem Wert $\frac{\pi}{2}$ beliebig nahe kommt. Dieser Winkel beträgt (Gl. 11.28)

$$\alpha_2 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \alpha_1 = \alpha_{1,tr} = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (11.52)$$

in unserem Zahlenbeispiel ($n_1 = 1,5$; $n_2 = 1$) also

$$\alpha_{1,tr} \approx 41,8^\circ \quad (11.53)$$

Bei Winkeln $\alpha_1 > \alpha_{1,tr}$ gibt es keinen reellen Wert α_2 mehr, der die Gl. 11.35 und/oder 11.38 erfüllt, die Fresnelschen Gl. sind in der o.a. Form nicht mehr anwendbar. Die Systematik dieser Abhängigkeiten erkennt man besser, wenn man auch die Verhältnisse der Strahlungsströme betrachtet, in die u.a. die von den verschiedenen Strahlen jeweils eingenommenen Flächen maßgeblich eingehen. Der Vollständigkeit halber führe ich die für die Verhältnisse der Strahlungsströme geltenden Beziehungen an dieser Stelle noch einmal explizit auf:

$$\frac{\Phi_2^{(\perp)}}{\Phi_1^{(\perp)}} = \left(\frac{2 \cdot \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 \quad (11.54)$$

$$\frac{\Phi_r^{(\perp)}}{\Phi_1^{(\perp)}} = - \left(\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 \quad (11.55)$$

$$\frac{\Phi_2^{(\parallel)}}{\Phi_1^{(\parallel)}} = \left(\frac{2 \cdot \sin \alpha_2}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \right)^2 \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \alpha_2 \quad (11.56)$$

$$\frac{\Phi_r^{(\parallel)}}{\Phi_1^{(\parallel)}} = - \left(\frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 \quad (11.57)$$

Die aus diesen Beziehungen für den Übergang vom optisch dichteren zum dünneren Medium berechneten Verhältnisse der **Strahlungsströme** zeigt die Abb. 5 und zwar für das bereits benutzte Zahlenbeispiel Glas($n = 1,5$)/Luft. Wir verstehen nun

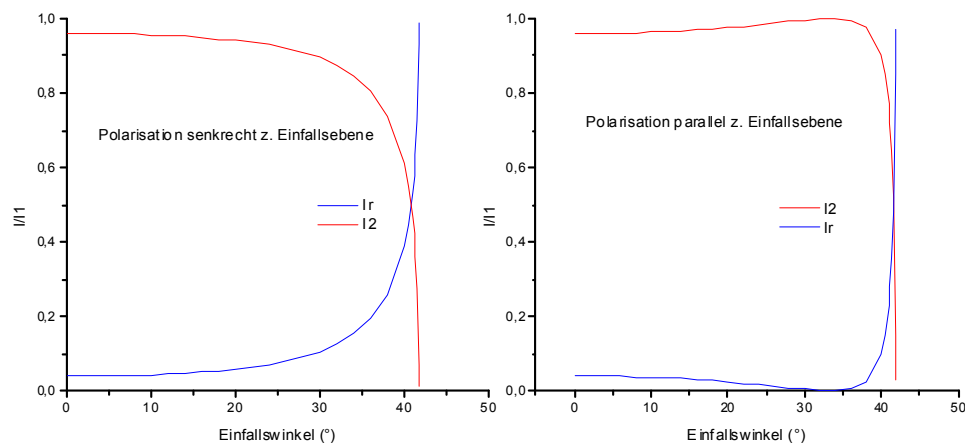


Abb. 5 Verhältnis der Strahlungsströme des reflektierten (Φ_r/Φ_1) und des gebrochenen Strahls (Φ_2/Φ_1) an einer Grenzfläche Glas-Luft ($n = 1,5$)

unmittelbar die in der Nähe von $\alpha_{1,tr}$ auftretenden Effekte: Der relative Anteil der reflektierten Strahlung steigt stark an und erreicht bei $\alpha_{1,tr}$ den Wert 1. Da oberhalb

von $\alpha_{1,tr}$ das Licht nicht mehr in das optisch dünnere Medium eindringen kann, bleibt der reflektierte Anteil bei diesem Wert 1, das Licht wird *totalreflektiert*.

Abschließend weise ich noch einmal darauf hin, dass alle in diesem Abschnitt hergeleiteten Beziehungen für Licht hergeleitet wurden, das als ebene Welle dargestellt werden kann. Sobald diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt ist, z.B. weil das Licht in dem betrachteten Medium in signifikantem Umfang absorbiert wird, können diese Beziehungen nicht mehr ohne weiteres verwendet werden, s. hierzu auch Abschnitt 4.2.7.

11.2.2 Absorption, Streuung, Fluoreszenz (*)

Optische Strahlung wird beim Durchgang durch jedes reale Material geschwächt, also partiell vernichtet, allerdings in stark variierendem Umfang. Im einfachsten Fall ist die relative Änderung der Lichtintensität I der Dicke des infinitesimal durchdrungenen Materials proportional,

$$dI = \kappa \cdot I \cdot dx \Rightarrow I = I_0 \cdot e^{-\kappa \cdot x} \quad (11.58)$$

x : Entfernung des Messorts von der Oberfläche;

I_0 : Intensität im Material direkt unterhalb der Oberfläche;

κ : materialspezifische Kenngröße der Dimension (Länge)⁻¹

Dieser Effekt wird als *Absorption* bezeichnet, entsprechend heißt der Materialparameter κ der *Absorptionskoeffizient* des Materials für eine bestimmte ausreichend spezifizierte optische Strahlung. Die eine Absorption von elektromagnetischer Strahlung bewirkenden primären Prozesse sind meistens quantenmechanische Elementarprozesse: Die Strahlung wechselwirkt mit den in der Probe enthaltenen Atomen, Molekülen oder einem Quasiteilchen des Festkörpers (Abschnitte 9.2 und 9.3) in der Weise, dass der Strahlung Energie (und Impuls) in Form eines Photons entzogen und zur Anregung eines dieser Atome, Moleküle oder Festkörper-Quasiteilchen genutzt wird. Danach kehrt dieses angeregte Teilchen über eine Serie von strahlungslosen (!) Prozessen wieder in seinen Ruhezustand zurück. Entscheidendes Charakteristikum des als *Absorption* bezeichneten Typs von Wechselwirkungsprozess ist also, dass dieses Photon völlig vernichtet und nicht etwa in modifizierter Form re-emittiert wird.

Für die meisten Materialien gilt in sehr guter Näherung und bis zu sehr hohen Strahlungsintensitäten

$$\frac{d\kappa(I)}{dI} = 0 \quad (11.59)$$

Materialien mit einer die Gl. 11.59 messbar **verletzenden** Funktion $\kappa(I)$ werden als *optisch nichtlinear* bezeichnet. Diese Effekte werden wir im Kapitel 11.5 behandeln. Arbeitet man mit monochromatischem Licht, also einem Messlicht, das nur Licht von einer bestimmten Wellenlänge λ enthält (realistischer formuliert: das nur Licht enthält mit Wellenlängen λ' aus einem sehr schmalen um die Schwerpunkts-Wellenlänge λ konzentrierten Bereich), so erhält man als Messwert die Größe $\kappa(\lambda)$. Ändert man

im Laufe eines Messzyklusses Schritt für Schritt diese Messwellenlänge λ , erhält man die als *Absorptionsspektrum* des Materials bezeichnete Messkurve $\kappa = \kappa(\lambda)$. Benutzt man nicht-monochromatisches Messlicht, also Licht mit einer gewissen spektralen Intensitätsverteilung $I_\lambda^{(0)}(\lambda)$, so darf man bei linearem Materialverhalten voraussetzen, dass sich die Absorption spektral ebenfalls linear überlagert, dass also die Funktion $\kappa = \kappa(\lambda)$ nicht nur unabhängig von $I_\lambda^{(0)}(\lambda)$ ist, sondern auch von $I_\lambda^{(0)}(\lambda' \neq \lambda)$. D.h. es gilt

$$I_\lambda(\lambda; x) = I_\lambda^{(0)}(\lambda) \cdot e^{-\kappa(\lambda) \cdot x} \Rightarrow \quad (11.60)$$

$$I(x) = \int I_\lambda(\lambda'; x) \cdot d\lambda' = \int I_\lambda^{(0)}(\lambda') \cdot e^{-\kappa(\lambda') \cdot x} \cdot d\lambda' \quad (11.61)$$

An dieser Stelle ist es wichtig anzumerken, dass sich diese Gl. **nicht** in eine der Gl. 11.58 entsprechende Form auflösen lässt, es sei denn der Absorptionskoeffizient ist wellenlängenunabhängig. Definiert man also sozusagen *mit Gewalt* eine derartige Beziehung

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\kappa_{eff} \cdot x} \quad (11.62)$$

so ist der auf diese Weise definierte effektive Absorptionskoeffizient κ_{eff} keineswegs eine Konstante, sondern i.a. nicht nur von den jeweiligen Form der Intensitätsverteilung $I_\lambda^{(0)}(\lambda)$, sondern auch von der Eindringtiefe x abhängig! Denn es verändert sich die Intensitätsverteilung $I_\lambda^{(x)}(\lambda)$ mit der Eindringtiefe: Bei genügend hohen Werten von x überwiegt immer stärker der Bereich der Strahlung, in dem $\kappa(\lambda)$ seinen kleinsten Werte annimmt. Dieses Verhalten ist in der Theorie der Farbgebung von essentieller Bedeutung, s. Abschnitt 11.14.9. Obwohl diese Vorgehensweise gem. Gl. 11.62 eigentlich unsinnig ist, werden wir ihr dennoch gelegentlich in der Literatur begegnen.

Eine Platte der Dicke d aus einem Material mit dem Absorptionskoeffizienten $\kappa(\lambda)$ schwächt das Licht auf einen Anteil

$$T(\lambda) = \frac{I}{I_0} = e^{-\kappa(\lambda) \cdot d} \quad (11.63)$$

Diese Größe wird als *spektrale Transmission* des betrachteten Objektes bezeichnet. Da die Transmission realer Objekte Werte annehmen kann, die sich um viele Größenordnungen unterscheiden, hat sich in bestimmten Bereichen der optischen Messtechnik (z.B. bei der Charakterisierung von photographischen Materialien oder von Druckergebnissen) eine logarithmische Begriffsbildung durchgesetzt,

$$D = \log_{10} \frac{I_0}{I} = \kappa \cdot d \cdot \log_{10} e \approx 0,4343 \cdot \kappa \cdot d \quad (11.64)$$

D wird als die *optische Dichte* des Objektes bezeichnet. Im Bereich der Spektroskopie wird diese Größe meist als *Extinktion* bezeichnet, eine etwas unglückliche Formulierung, denn von ihrem sprachlichen Ursprung her bedeuten Absorption und Extinktion dasselbe.

Die Materialkonstante $\kappa(\lambda)$ hat die Dimension $(L\ddot{a}nge)^{-1}$ und besitzt eine anschauliche Bedeutung. Ihr Kehrwert gibt n\ddot{a}mlich an, auf welcher L\ddot{a}nge die Strahlung auf den Bruchteil e^{-1} abgeschw\ddot{a}cht wird. Ich werde sie als die *Absorptionskonstante* des betrachteten Materials (bzgl. der benutzten Messstrahlung) bezeichnen. Bezieht man $\kappa(\lambda)$ zus\ddot{a}tzlich noch auf die (Massen-)Dichte,

$$\kappa(\lambda) = \rho \cdot \sigma_m(\lambda) \quad (11.65)$$

so wird das materialspezifische Absorptionsverhalten jetzt durch die Gr\ddot{o}\ddot{B}e $\sigma_m(\lambda)$ von der Dimension $\frac{Fl\ddot{a}che}{Masse}$ beschrieben. Der Kehrwert von $\sigma_m(\lambda)$ gibt an, welche Fl\ddot{a}chenmasse (= Masse pro Fl\ddot{a}che) des betrachteten Materials n\ddot{o}tig ist, um die Strahlung auf den Bruchteil e^{-1} abzuschw\ddot{a}chen. Eine weitere, h\ddot{a}ufig verwendete Begriffsbildung ist der Bezug auf die Teilchendichte,

$$\kappa(\lambda) = \frac{\rho \cdot \sigma_n(\lambda)}{\tilde{m}} = c_n \cdot \sigma_n(\lambda) \quad \Rightarrow \quad (11.66)$$

$$D = c_n \cdot \sigma_n(\lambda) \cdot d \cdot \log_{10} e \quad (11.67)$$

\tilde{m} : Molmasse des Materials

c_n : Teilchenkonzentration

Die derart definierte Gr\ddot{o}\ddot{B}e $\sigma_n(\lambda)$ hat die Dimension $\frac{Fl\ddot{a}che}{Teilchenzahl}$, und deren Kehrwert gibt die Anzahl Teilchen des betrachteten Materials pro Fl\ddot{a}che an, die n\ddot{o}tig ist, um die (als ebene Welle einfallende) Strahlung auf den Bruchteil e^{-1} abzuschw\ddot{a}chen. Wegen ihrer Dimension wird $\sigma_n(\lambda)$ oft auch als *Absorptionsquerschnitt* (besser eigentlich *Absorptionsquerschnitt pro Teilchen*) bezeichnet. Diese Gr\ddot{o}\ddot{B}e hat jedoch i.a. **nichts** mit der realen geometrischen Ausdehnung des die Absorption bewirkenden Teilchens zu tun!

Gl. 11.67 gilt i.a. auch noch, wenn der absorbierende Stoff sich nicht alleine im Strahlengang befindet. In diesem Fall \ddot{u}berlagern sich die Absorptionseffekte der im Probenraum anwesenden Stoffe additiv,

$$\kappa^{(ges)}(\lambda) = \sum_i c_n^{(i)} \cdot \sigma_n^{(i)}(\lambda) \quad (11.68)$$

Auch ist h\ddot{a}ufig (aber keinesfalls immer !) die materialspezifische Gr\ddot{o}\ddot{B}e $\sigma_n(\lambda)$ unabh\ddot{a}ngig vom Aggregatzustand dieses Materials, so dass es erlaubt ist, das Material in einem nur wenig absorbierenden L\ddot{o}sungsmittel in f\ddot{u}r die Messung optimaler Verd\ddot{u}nnung zu l\ddot{o}sen. Diese die Linearit\ddot{a}t zwischen optischer Dichte und Schichtdicke der Probe einerseits und der Materialkonzentration andererseits beschreibende Gl. wird nach dem els\ddot{a}ssischen Universalgelehrten und Autodidakten Johann Heinrich Lambert (* 1728 in M\dd{u}lhausen; † 1777 in Berlin) und dem Physiker August Beer (* 1825 in Trier; † 1863 in Bonn) als *Lambert-Beersches Gesetz* bezeichnet. Wie wir bereits gelernt haben, gilt dieses Gesetz nur f\ddot{u}r die Messung mit monochromatischem Licht.

Es bleibt noch anzumerken, dass alle diese Beziehungen nur für die sog. *innere Transmission* oder *Reintransmission* einer Probenplatte gelten, weil sie ja die Lichtschwächung durch Reflexion an Probengrenzflächen nicht einschließen. Bei einer realen Messung der Transmission (oder der optischen Dichte) wird aber i.a. die gesamte Lichtschwächung gemessen. Die Reflexionseffekte sind also der Fragestellung entsprechend zu berücksichtigen. Hat die Reintransmission der Probe ausreichend kleine Werte (ist also die innere Absorption ausreichend hoch), so dürfen die aus Mehrfachreflexionen herrührenden Effekte vernachlässigen. Es müssen also lediglich die durch Reflexion an der vorderen und an der rückseitigen Grenzfläche der Probe herrührende Strahlungsverluste berücksichtigt werden. Diese betragen bei senkrechtem Einfall (s. Gl. 11.47)

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_d}{\Phi_1} \approx 2 \cdot \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad \text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (11.69)$$

Im Fall von Glas ($n \sim 1,5$) entspricht dieser Verlust etwa 8%.

Wir wenden uns nun einem nur vordergründig verwandten Effekt der Schwächung von elektromagnetischer Strahlung zu, nämlich der *Streuung*. Hierunter verstehen wir den Vorgang, dass eine auf die Probe auftreffende ebene Welle nach dem Durchgang durch diese Probe nicht mehr ausschließlich eine ebene Welle darstellt, sondern auch noch Strahlungsanteile enthält, die sich in andere Richtungen hin ausbreiten, also aus der Hauptausbreitungsrichtung *herausgestreut* worden sind. Wenn dieser Vorgang abläuft, ohne dass sich dabei die Frequenz der Strahlung ändert, bezeichnet man ihn als *elastische Streuung*. Er kann aber auch mit einer Frequenzabnahme verknüpft sein. Dann bezeichnet man ihn als *inelastische Streuung*. Eine wichtige Ursache für die elastische Streuung von Licht sind mikroskopische Inhomogenitäten des Materials, z.B. innere Grenzflächen zwischen einem Matrixmaterial und kleinen Einschlüssen und Verunreinigungen. An jeder dieser kleinen Grenzflächen wird das Licht reflektiert und gebrochen (vgl. Absatz S. 1448). Die Gesamtheit dieser Prozesse führt dann makroskopisch betrachtet zu einer Streuung. Eine weitere Ursache für Streuung ist die bereits im Abschnitt 4.4.6 behandelte *Rayleigh-Streuung*.

Die wichtigsten mikroskopischen Effekte, die eine inelastische Streuung bewirken, sind die *Fluoreszenz* (Abschnitt 7.13.3) und die *Raman-Streuung* (Abschnitt 7.13.4). Im Falle der Fluoreszenz-Streuung ist die Frequenz des gestreuten Lichtes immer niedriger, im Mittel sogar deutlich niedriger als die des eintreffenden Lichtes. Im Falle der Raman-Streuung ist neben der (im Vergleich zur Fluoreszenz nur sehr geringen) Erniedrigung der Frequenz auch eine Erhöhung der Frequenz möglich, wenn auch i.a. nur mit deutlich geringerer Wahrscheinlichkeit. Die Raman-Streuung ist ein spontaner Effekt, d.h. zwischen Anregung und Streuung besteht nahezu keine Zeitverzögerung (bzw. keine Phasendifferenz bei Anregung mit kohärentem Licht). Die Fluoreszenzstreuung dagegen ist gegenüber der Anregung zeitlich verzögert. Die mittlere Verzögerungszeit unterscheidet sich von Material zu Material und überstreicht hierbei viele Größenordnungen. Es hat sich eingebürgert, nur die Streuung mit einer

Verzögerung unter $1 \cdot \mu s$ als *Fluoreszenz* zu bezeichnen; am häufigsten sind in diesem Fall Verzögerungszeiten zwischen $10^{-8} \cdot s$ und $10^{-10} \cdot s$. Streuungseffekte mit einer Verzögerung über $1 \cdot \mu s$ werden dagegen als *Phosphoreszenz* bezeichnet. In besonderen Fällen kann diese Verzögerung im Bereich von s bis zu Tagen liegen. Die bei der Fluoreszenz bzw. der Phosphoreszenz zu Grunde liegenden physikalischen Effekte sind i.a. auch qualitativ verschieden. Dies äußert sich auch darin, dass die Fluoreszenz in ihren Kenndaten i.a. temperaturunabhängig ist, während die Phosphoreszenz sich immer stark mit der Temperatur ändert. Der Oberbegriff für die Fluoreszenz und die Phosphoreszenz ist die *Lumineszenz*. Hierunter versteht man generell die Erzeugung von Licht mit Hilfe einer nicht thermischen Energiequelle. An dieser Stelle haben wir daher in dieser Terminologie von *Photo-Lumineszenz* gesprochen, der Erzeugung von Licht durch Licht. Es gibt aber auch die Prozesse der *Elektro-Lumineszenz*, also der Erzeugung von Licht durch Zufuhr von elektrischer Energie, und auch z.B. die *Sono-Lumineszenz*, also die Emission von Licht, nachdem der Probe Schallenergie zugeführt worden ist.

Auch im Falle der Streuung ist die relative Änderung der Lichtintensität I der ungestreuten ebenen Welle der Dicke des infinitesimal durchdrungenen Materials proportional. Allerdings gilt eine der Gl. 11.58 analoge Beziehung nur, solange die Rückstreuung von Lichtanteilen, die sich bereits in andere Richtungen ausbreiteten, in die Hauptausbreitungsrichtung vernachlässigt werden darf. Dieser Prozess tritt aber - bis auf gewisse trigonometrische Korrekturfaktoren - mit der gleichen relativen Wahrscheinlichkeit auf wie der primäre Streuprozess. Nur ist er eben dem bereits gestreuten Lichtanteil proportional und nicht dem noch ungestreuten Anteil. Nur in dem Fall der sog. *Einfachstreuung* lassen sich daher für die Streuung von Licht die zur Gl. 11.58 und den daraus folgenden Gl.-en analogen Beziehungen aufstellen, und nur dann lässt sich z.B. ein *Streukoeffizient* definieren. Diese Größe darf also grundsätzlich nur an schwach streuenden Proben gemessen werden. Messtechnisch gestaltet sich die verlässliche Charakterisierung streuender Proben in jedem Falle deutlich schwieriger als die von ausschließlich absorbierenden. Denn man ist immer gezwungen, von der idealisierten Konzeption der Bestrahlung mit einer ebenen Welle (dies entspricht einer Beleuchtungsoptik mit dem Öffnungswinkel 0°) und der Erfassung ausschließlich des ungestreuten Anteils (dies entspricht einer Detektionsoptik mit dem Öffnungswinkel 0°) mehr oder weniger stark abzuweichen. Dann aber bestimmen die geometrischen Einzelheiten der Messanordnung (insbesondere eben die Öffnungswinkel der Beleuchtungs- und der Detektionsoptik) in starkem Maße das Messergebnis. Ich werde im Abschnitt 11.11.3 näher auf diese Problematik eingehen. Eine einfache und elegante Methode zur quantitativen Charakterisierung absorbierender, aber auch stark streuender Proben werden wir im Abschnitt 11.14.9 kennen lernen.

Zum Abschluss dieses Abschnitts weise ich darauf hin, dass sowohl in der Umgangssprache wie auch in manchen technischen Texten auch der Begriff der *Transparenz* verwendet wird. Umgangssprachlich bezeichnet man als transparent meist

Materialien, die weder absorbieren noch streuen. In der wissenschaftlichen Optik benutzt man dieses Wort gelegentlich zur Kennzeichnung von Materialien, die Licht wohl absorbieren, aber nicht streuen. Zur Unterscheidung davon nennt man dann die stark streuenden, aber kaum absorbierenden Materialien *transluzent*. Ich werde das Wort *transparent* nur in der Bedeutung weitgehend frei von Absorption **und** Streuung verwenden. Und unter der Transmission einer Probe werde ich immer die nach der Gl. 11.63 und unter Berücksichtigung sowohl der Absorption wie der Streuung berechnete Größe verstehen.

11.2.3 Reflexion und Brechung in absorbierenden Medien (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Reflexion und Brechung in absorbierenden Medien* ist noch nicht verfügbar.)

11.3 Polarisations-spezifisches Materialverhalten (-)

In diesem Abschnitt werden wir eine Reihe von optischen Phänomenen behandeln, bei denen die Polarisation des benutzten Lichtes eine wichtige Rolle spielt. Zum einen werden wir Materialien kennen lernen, bei denen gewisse optische Effekte, z.B. die Absorption oder die Brechung, in ihrem Zahlenwert vom Polarisationszustand des Messlichtes abhängig sind. Im Ergebnis wird sich dabei i.a. außer z.B. der Intensität und/oder der Ausbreitungsrichtung des Messlichtes auch dessen Polarisationszustand verändern. Zum anderen werden wir auch Materialien behandeln, die primär und unmittelbar den Polarisationszustand des Messlichtes verändern. Bei der Diskussion dieser Effekte werden wir insbesondere auch die materialwissenschaftlichen Voraussetzungen besprechen, die nötig sind, damit diese Effekte in messbarem Umfang auftreten.

Die mit Hilfe dieser Materialien jeweils möglichen technischen Anwendungen werden wir dann im Abschnitt 11.6.11 diskutieren.

11.3.1 Die Response-Funktion polarisationsverändernder Materialien (-)

Wir wenden uns also nun der Klasse von Materialien zu, deren primäre Wirkung auf optische Strahlung darin besteht, dass sie deren Polarisationszustand verändern. Wenn wir den Polarisationszustand des auf die Materialprobe auftreffenden Lichtes durch den Stokes-Vektor \vec{S}_1 und den Polarisationszustand des die Materialprobe verlassenden Lichtes durch den Stokes-Vektor \vec{S}_2 kennzeichnen, so können wir die Wirkung des Materials durch eine Response-Funktion R beschreiben,

$$\vec{S}_2 = R(\vec{S}_1) \quad (11.70)$$

Kann dieses Materialverhalten in ausreichender Näherung durch ein lineares Verhalten angenähert werden, so gilt einfach

$$\vec{S}_2 = \mathbf{M} \bullet \vec{S}_1 \quad (11.71)$$

wobei \mathbf{M} eine (4×4) -Matrix ist. Dieser Matrizen-Kalkül zur Berechnung von Polarisationsabläufen wurde 1943 von dem schweizer Physiker *Hans Mueller* (eigtl. Müller) (* 1900 in Amriswil/Thurgau (Schweiz); † 1965 als em. Prof. des MIT in Belmont/Mass. (USA)) entwickelt und später auch nach ihm benannt.

Ich werde diese *Mueller-Matrizen* insbesondere im Abschnitt 11.6.11 verwenden, um das Verhalten der dort behandelten polarisations-spezifischen optischen Elemente zu quantifizieren.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Polarisationverändernde Materialien* ist noch nicht verfügbar. Er wird auch die Herleitung und Diskussion der nachfolgend aufgeführten Beziehungen enthalten:)

linear horizontal polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.72)$$

linear vertikal polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.73)$$

in der Ebene $+45^\circ$ linear polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.74)$$

in der Ebene -45° linear polarisierend:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.75)$$

$\lambda/4$ -Platte, schnelle Achse vertikal:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.76)$$

$\lambda/4$ -Platte, schnelle Achse horizontal:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (11.77)$$

Zirkular-Polarisator, rechtshändig:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11.78)$$

Zirkular-Polarisator, linkshändig:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11.79)$$

11.3.2 Dichroismus (-)

Am einfachsten in der begrifflichen Behandlung polarisationsabhängiger Effekte ist der Fall eines Materials, dessen für linear polarisiertes Licht geltende Absorption abhängig ist von dem Winkel α zwischen der Polarisationsrichtung und einer ausgezeichneten Richtung der Probe. Dieser Effekt wird allgemein als *Dichroismus* (von $\delta\iota\chi\rho\omega\mu\alpha\tau\iota\kappa\omicron\sigma$ (griech.) zweifarbig) bezeichnet. Unglücklicherweise wird dieses Wort - vielleicht wegen seiner relativ unspezifischen sprachlichen Bedeutung - auch noch zur Kennzeichnung verschiedener anderer physikalischer Effekte benutzt, s. z.B. Abschnitt 11.6.8.

Wir legen nun die z -Achse unseres rechtwinklig karthesischen Koordinatensystems in die Ausbreitungsrichtung der betrachteten ebenen Welle und die x -Achse in die Richtung minimaler Absorption der Probe. Dann können wir dieser Probe eine Jones-Matrix der Struktur

$$\mathbf{M}^{(J)} = \begin{pmatrix} M_{xx} & 0 \\ 0 & M_{yy} \end{pmatrix} \quad ; \quad M_{xx}, M_{yy} \in \mathbb{R}^1 \quad ; \quad M_{xx} \gg M_{yy} \quad (11.80)$$

zuordnen. Die Koeffizienten dieser Matrix sind reell, es treten also keine Phasendrehungen auf. Die Quadrate dieser Matrixkoeffizienten M_{xx} und M_{yy} sind die (auf die **Intensitäten** der Strahlung bezogenen) Transmissionswerte der Probe in den beiden ausgezeichneten Richtungen x und y . Schickt man daher unpolarisiertes Licht durch eine ausreichend dicke Schicht aus diesem Material, so ist das austretende Licht nahezu vollständig linear polarisiert. Derartige Materialien sind also insbesondere zur

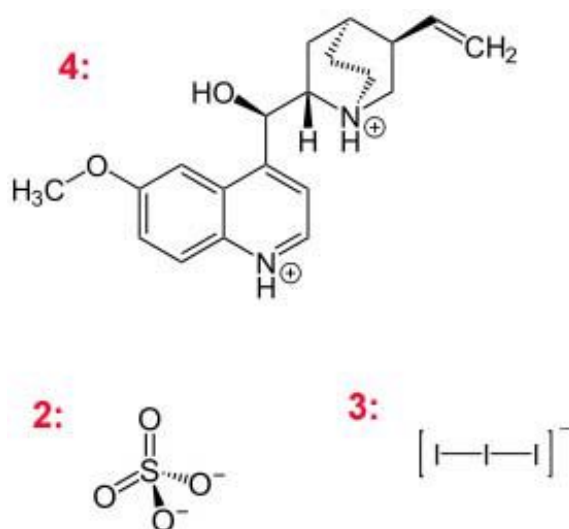


Abb. 6 Chemische Funktionsgruppen des Farbstoffs Herapathit

Herstellung von Filtern zur Erzeugung von polarisiertem Licht geeignet. Diese Filter bezeichnet i.a. als *Polarisationsfilter*, s. Absatz S. 1493.

Solange die für die Lichtabsorption relevanten Primäreffekte molekülspezifisch sind und nicht bereits eine kollektive Eigenschaft z.B. des betrachteten Festkörpers, ist ein gewisser Anteil an Dichroismus immer dann zu erwarten, wenn das Material makroskopisch nicht völlig isotrop ist, die Moleküle also eine gewisse Vorzugsorientierung zeigen. Denn die Wahrscheinlichkeit für den strahlungsinduzierten Übergang zwischen 2 elektronischen Zuständen eines (nicht rotationssymmetrischen) Moleküls ist immer von der Orientierung des Moleküls relativ zur Polarisation des Lichtes abhängig. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei Ausgangszuständen mit annähernd planar konzentrierten Elektronenzuständen, also z.B. bei den π -Bindungszuständen (s. Abschnitt 7.13.2) eines aromatischen C_6 -Ringes. Farbstoffe, die derartige Gruppen enthalten, sind also bevorzugte Kandidaten für den Aufbau eines dichroitischen Materials. Eine makroskopische Vorzugsorientierung kann man dem Farbstoffkollektiv z.B. dadurch aufprägen, dass man den Farbstoff in der Schmelze eines transparenten Polymers löst, hieraus eine Folie gießt und diese nach dem Erstarren (oder sogar bereits während des Erstarrungs-Prozesses) linear verstreckt. Dann orientieren sich die Polymerketten bevorzugt in Richtung der Verstreckung und - bei Auswahl der *richtigen* Rezeptur und bei Einsatz eines bzgl. dieses Effektes optimierten Verarbeitungsverfahrens - mit ihnen auch die Farbstoffmoleküle.

Ein typisches, kommerziell intensiv genutztes Beispiel aus der Klasse der dichroitischen Farbstoffe ist Chinin-Iodsulfat-Hexahydrat, das auch nach seinem Entdecker, dem englischen Arzt und Toxikologen *William Bird Herapath* (* 1796 in Bristol/England; † 1868 ebenda) als *Herapathit* bezeichnet wird. Diese Substanz

mit der Bruttoformel



ist in verschiedenen Alkoholen löslich und zerfällt in diesem Zustand in die in der Abb. 6 wiedergegebenen ionischen Gruppen und zwar in dem in dieser Abb. ebenfalls angegebenen Teilchenverhältnissen 4 : 2 : 3. Fällt man den Stoff aus, so bildet er nadelförmige, im Durchlicht farblose und im Auflicht stark grün gefärbte Kristalle. Die genaue Struktur dieser Kristalle konnte erst 2009 aufgeklärt werden ([3]). Die Chinin-haltigen Gruppen sind demnach alle planar angeordnet in linearen Ketten, die unter einander über die Sulfatgruppen verbunden sind. Die elektrische Neutralität wird durch lineare Iodid-Ketten hergestellt, die sich jeweils an die Kanten eines derartigen Chinin-Sulfat-Bandes anhängen. Insgesamt befinden sich alle diese Bänder in einer Schar von zu einander parallelen Netzebenen. Diese Struktur führt zwangsläufig zu dem beobachteten stark polarisationsabhängigen Absorptionsverhalten. Die maximale Absorption gilt für linear polarisiertes Licht, dessen elektrischer Vektor senkrecht zu den von den Chinin-Gruppen gebildeten Netzebene orientiert ist. Der US-amerikanische Physiker und Industrielle *Edwin Herbert Land* (* 1909 in Bridgeport/Conn.(USA); † 1991 in Cambridge/Mass. entwickelte 1932 als Student ein Verfahren, diesen Farbstoff in einer Polymerfolie zu lösen und danach durch mechanisches Verstrecken der Folie in eine Vorzugsrichtung zu orientieren.

Ein weiteres Beispiel eines dichroitischen Farbstoffs ist *Turmalin*. Dieses nicht nur dichroitische, sondern auch doppelbrechende Material werde ich im Abschnitt 11.3.3 näher beschreiben.

11.3.3 Doppelbrechung (-)

Als nächstes behandeln wir Materialien, deren für linear polarisiertes Licht geltender Brechungsindex von der Orientierung der Probe relativ zur Polarisationsrichtung des Lichtes abhängig ist. Jede Probe aus einem derartigen Material erzeugt eine Phasenverschiebung zwischen 2 linear polarisierten Strahlungsanteilen, deren Polarisationssebenen unterschiedlich orientiert sind. Wir beschränken uns der Einfachheit halber auf den Fall, dass die beiden ausgezeichneten Orientierungsrichtungen des Materials, für die der Brechungsindex maximal bzw. minimal wird, auf einander senkrecht stehen. Dann legen wir die z -Achse unseres rechtwinklig kartesischen Koordinatensystems in die Ausbreitungsrichtung der betrachteten Strahlung und die x -Achse in die Richtung mit maximalem Brechungsindex der Probe. Die Probendicke sei d . Für senkrecht einfallendes Licht wird dann das Verhalten der Probe durch eine Jones-Matrix der Struktur

$$\mathbf{M}^{(J)} = \begin{pmatrix} e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} & 0 \\ 0 & e^{i \cdot n_y \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \end{pmatrix} \quad (11.82)$$

beschrieben. Die in dieser Gl. 11.82 auftretende Wellenlänge λ ist die Wellenlänge der betrachteten monochromatischen Strahlung **im Vakuum** (!) (s. Abschnitt 11.2.1). Die evtl. zusätzlich auftretende Absorption in der Probe haben wir an dieser Stelle

vernachlässigt. Vereinbarungsgemäß gilt

$$n_x > n_y \quad (11.83)$$

Für die Diskussion vieler Anwendungen ist es hilfreich, die Gl. 11.82 in der Form

$$\mathbf{M}^{(J)} = e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i \cdot \Delta n \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \end{pmatrix} \quad ; \quad \Delta n = n_x - n_y \quad (11.84)$$

zu schreiben. Der gemeinsame Phasenfaktor $e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}}$ ist für viele Anwendungen irrelevant, so dass wir uns meist auf die Diskussion der Rumpfmatrix beschränken können. Ein für die experimentelle Anwendung wichtiger Sonderfall tritt nun auf, wenn die Bedingung

$$\Delta n \cdot d = \frac{\lambda}{4} \quad (11.85)$$

erfüllt ist. Eine derartige Probe bezeichnet man als ein $\lambda/4$ -Plättchen. Lenken wir linear polarisiertes Licht, dessen Polarisations Ebene (z.B.) um $\frac{\pm \pi}{4}$ gegen die x -Achse des Koordinatensystems verdreht ist, also Licht mit dem Jones-Vektor

$$J_e = A \cdot \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} \end{pmatrix} = A \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (11.86)$$

auf ein parallel zur x -Achse des Koordinatensystems orientiertes $\lambda/4$ -Plättchen, so ergibt sich hinter der Probe Licht mit dem Jones-Vektor

$$J_a = e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i \cdot \frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} \cdot \frac{A}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = e^{i \cdot n_x \cdot d \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}} \cdot \frac{A}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i \cdot \frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} \quad (11.87)$$

Das $\lambda/4$ -Plättchen hat also das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht (s. Abschnitt 11.1.3) umgewandelt! Da sich der Wert von Δn bei typischen doppelbrechenden Materialien in der Größenordnung von 0,1 bewegt, liegt die Schichtdicke einer $\lambda/4$ -Schicht in der Größenordnung von $10 \cdot \mu m$.

Wir diskutieren nun das Verhalten einer doppelbrechenden Probe in einer Situation, durch die diese Materialklasse ihren Namen erhalten hat, nämlich bei einem schrägen Auftreffen des Lichtes auf die Frontfläche der Probe. Die Probe nehmen wir der Einfachheit halber als planparallele Platte an. Dann wird das Licht sowohl an der Frontebene als auch an der rückseitigen Ebene gebrochen. Für einen Lichtstrahl, d.h. eine auf eine endliche Querschnittsfläche begrenzte ebene Welle, ergibt sich insgesamt ein Parallelversatz des Strahls bei unveränderter Ausbreitungsrichtung des Strahls. Die Größe dieses Parallelversatzes haben wir in der Aufgabe 2 berechnet. Er beträgt

$$\Delta = d \cdot \sin \alpha \cdot \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \quad (11.88)$$

Enthält also das Eingangslicht sowohl Anteile, die parallel zur Richtung maximalen Brechungsindex der Probe polarisiert sind, als auch Anteile mit zu dieser Richtung senkrecht orientierter Polarisierung, so erleiden diese beiden Strahlungsanteile einen unterschiedlichen parallelen Strahlenversatz. Dieser beträgt

$$\begin{aligned}\delta\Delta &\approx \frac{\partial\Delta(n, \alpha)}{\partial n} \cdot \delta n = \frac{d \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot 2 \cdot n}{(n^2 - \sin^2 \alpha)^{\frac{3}{2}}} \cdot \delta n \\ &= \left(\Delta - \frac{1}{d \cdot \sin \alpha} \right) \cdot \frac{\delta n}{(n^2 - \sin^2 \alpha)}\end{aligned}\quad (11.89)$$

Dieser Effekt hat zu der Bezeichnung *Doppelbrechung* geführt.

Die Doppelbrechung wurde bereits 1669 durch den dänischen Mathematiker und Universalgelehrten *Erasmus Bartholin* (* 1625 in Roskilde (Dänemark); † 1698 in Kopenhagen) an *Calcit* ($Ca(CO_3)$; umgangssprachlich *Kalkspat*) entdeckt. Dieses Material bildet Kristalle mit trigonaler Kristallordnung (s. Abschnitt 9.1.2) und einem besonders hohen maximalen Brechungsindex-Unterschied von

$$\Delta n_{\max}(Ca(CO_3)) = 0,172 \quad (11.90)$$

Dieser Wert gilt für das **reine** Material ohne jegliche Verunreinigungen.

Ein weiteres typisches Beispiel für doppelbrechende Kristalle sind die *Turmaline*, eine Familie von Silikat-Mineralien mit den unterschiedlichsten Anteilen an einer Vielzahl von unterschiedlichen Metallen und Halogenen. Gemeinsam ist all diesen Mineralien primär die aus dieser komplexen chemischen Zusammensetzung resultierende trigonale Kristallstruktur.

(XXX: Der weitere Text zur historischen Entwicklung der Forschung an doppelbrechenden Materialien ist noch nicht verfügbar.)

11.3.4 Zirkular-Dichroismus / Optische Drehung (-)

Wir kommen nun zu einer Klasse von Materialien, die ein völlig andersartiges polarisationsveränderndes Verhalten zeigt. Um ihr Verhalten zu verstehen, ist es günstig, als Grundelemente der Eingangsstrahlung, als Basisvektoren zu ihrer Darstellung, nicht linear polarisiertes Licht zu nehmen, sondern zirkular polarisiertes Licht. Diese beiden Darstellungsarten sind im logischen Sinne gleich berechtigt. Man kann jederzeit von der einen Darstellung zu der anderen übergehen, wenn man es denn für die aktuelle Fragestellung für vorteilhaft absieht. Unter *optischer Drehung* oder *optischer Aktivität* versteht man nun die Eigenschaft gewisser Materialien, an linear polarisiertem Messlicht unter Erhaltung der linearen Polarisierung die Polarisationssebene um einen bestimmten Winkel α zu **drehen**. Die Mueller-Matrix dieses Prozesses hat also die Form (XXX: Diese Angabe ist noch nicht verfügbar.)

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \cdot (XXX) \quad (11.91)$$

Der Winkel der optischen Drehung ist proportional zur Weglänge des Messlichtes in der Probe,

$$\delta = \zeta \cdot x \quad (11.92)$$

ζ ist eine Materialkonstante. Die optische Drehung ist eine molekül-spezifische Eigenschaft (s.u.) und daher i.a. sogar unabhängig von dem Aggregatzustand des Materials. Insbesondere bleibt diese Eigenschaft erhalten, wenn das Material in einem (optisch transparenten) nicht-drehenden Lösungsmittel gelöst wird. Dann aber ist die optische Drehung der Lösung proportional zur Konzentration des optisch drehenden Materials in der Lösung,

$$\delta = a \cdot n \cdot x \quad (11.93)$$

a bezeichnet man als die *spezifische Drehung* des Materials. Sie ist außer von der Temperatur insbesondere von der Wellenlänge des Messlichtes abhängig,

$$a = a(T, \lambda) \quad (11.94)$$

Ist der Wert a für eine bestimmte ausreichend stark optisch drehende Substanz bekannt, kann die Messung der optischen Drehung zur Konzentrationsmessung der betrachteten Substanz genutzt werden. Voraussetzung hierfür ist, dass sich in der Messlösung keine weiteren optisch drehenden Substanzen befinden. Dieses Verfahren wird z.B. in der Zuckerindustrie und im Weinanbau zur Messung des Zuckergehalts einer Lösung genutzt.

Eine anschauliche physikalische Deutung dieses Effektes gelingt, wenn man das linear polarisierte Messlicht in 2 zirkular polarisierte Teilstrahlen der Phasendifferenz 0 aufteilt, also z.B. (XXX: Diese Darstellung ist noch nicht verfügbar.)

$$\mathcal{E}(t) = XXX \quad (11.95)$$

Wenn wir nun annehmen, dass die (Phasen-)Geschwindigkeit des Lichtes, ausgedrückt durch den Brechungsindex n des optisch aktiven Materials, für diese beiden Teilstrahlen verschieden ist,

$$n_l = n_r + \delta n \quad (11.96)$$

dann wird diesen beiden Teilstrahlen beim Durchgang durch eine Materialprobe der Dicke x eine Phasendifferenz aufgeprägt von

$$\delta\varphi = 2 \cdot \pi \cdot \delta n \cdot \frac{x}{\lambda} \quad (11.97)$$

Diese beiden um den Winkel $\delta\varphi$ gegen einander phasenverschobenen zirkular polarisierten Teilstrahlen können wir nun wieder zu einem linear polarisierten Strahl vereinigen. Allerdings ist dessen Schwingungsebene nun um den Winkel $\delta\varphi$ verdreht und zwar im mathematisch negativen Sinn, sofern die Größe δn in der Gl. 11.96 negativ ist. Materialien mit diesem Materialverhalten bezeichnen wir als *rechtsdrehend*. Entsprechend heißen Materialien mit $(n_l - n_r) < 0$ *links-drehend*.

Wir erwarten also, dass ein Material immer dann optisch aktiv ist, wenn es einerseits ausreichend stark polarisierbar ist ($\epsilon_r > 1$) und andererseits eine von der Rotationssymmetrie abweichende Struktur aufweist, die so gestaltet ist, dass sie eine Drehrichtung auszeichnet. Dieses ist genau dann der Fall, wenn das Material (auf molekularer oder auf Kristall-Abmessung) die Spiegelungssymmetrie verletzt. Dann reproduziert man das Molekül erst durch eine Spiegelung **und** eine anschließende Drehung senkrecht zur Blickrichtung um 180° . Moleküle mit dieser Symmetrie-Eigenschaft bezeichnet man als *chiral* (von $\chi\epsilon\rho\iota$, (griech.) die Hand). Meist ist das zu einem chiralen Molekül spiegelbildliche Molekül (derselben Summenformel und identischen Bindungskonformation) chemisch ebenfalls möglich und im chemischen und physikalischen Verhalten überdies mit dem ersteren nahezu identisch. Es entsteht daher bei einer konventionellen chemischen Synthese i.a. zusammen mit dem ersteren und zu annähernd gleichen Teilen. Das Herstellungsprodukt ist dann als ganzes **nicht** optisch aktiv! Man bezeichnet es als das *Racemat* der beiden als *Enantiomere* bezeichneten Substanz-Anteile. Bei bestimmten biologischen Syntheseprozessen dagegen, z.B. bei der Bildung von Glucose (umgangssprachlich *Traubenzucker*) in Pflanzen, wird ausschließlich **eine** dieser beiden Varianten gebildet, nämlich die rechtsdrehende d-Glucose. Diese ist allerdings nicht besonders stabil. Es genügt bereits, die Glucose bei Raumtemperatur in Wasser zu lösen. Dann bildet sich aus der ursprünglich ausschließlich rechtsdrehenden Glucose eine Mischung unterschiedlicher Isomere mit jeweils unterschiedlicher spezifischer Drehung.

Nun ist aber die biologische Wirkung chiraler Moleküle, z.B. von Proteinen, Hormonen, Duftstoffen, Pharmazeutika etc., für die beiden Varianten *rechts-* bzw. *links-drehend* häufig stark unterschiedlich. Dann aber ist z.B. bei einem pharmazeutischen Produkt dessen enantiomeren-reine Herstellung unumgänglich! In vielen Fällen ist dies bis heute nur in der Weise möglich, dass man zunächst in einem konventionellen Herstellungsprozess das Enantiomeren-Gemisch herstellt und daraus in einem nachfolgenden i.a. sehr aufwändigen Trennprozess (s. Absatz S. 1804) die gewünschte enantiomeren-reine Fraktion gewinnt.

11.4 Feld-induziertes polarisationsabhängiges Verhalten (-/-)

Voraussetzung für das Auftreten der bereits im Kapitel 11.3 diskutierten optischen Phänomene ist eine optische Anisotropie des Materials mit einem für den jeweiligen Effekt spezifischen Symmetrieverhalten. Eine bisher noch nicht in Betracht gezogene Möglichkeit für das Auftreten dieser optischen Anisotropie ist eine durch (zusätzliche) elektrische und/oder magnetische Felder **induzierte** strukturelle Anisotropie des (im feldfreien Zustand isotropen) Materials. Die auf diese Weise erzielbaren feld-induzierten optischen Phänomene werden wir nun behandeln. Dabei werde ich mich an die im Kapitel 11.3 gewählte Reihenfolge in der Darstellung anlehnen und außerdem jeweils mit den bzgl. des äußeren Feldes linearen Effekten beginnen.

(XXX: Der weitere Kopftext des Kapitels *Feld-induziertes polarisationsab-*

hängiges Verhalten ist noch nicht verfügbar.)

11.4.1 Elektrisch induzierte Doppelbrechung (-/-)

Viele Materialien werden durch Anlegen eines elektrischen Feldes doppelbrechend.

Der Pockels-Effekt (-/-)

Eine bestimmte Klasse von Materialien wird durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes doppelbrechend in der Weise, dass der Zusammenhang zwischen der Stärke des äußeren Feldes und der induzierten, anisotropen Doppelbrechung Δn als linear angenommen werden kann. Typische und häufig in technischen Anwendungen eingesetzte Vertreter dieser Materialklasse sind Lithiumniobat ($LiNbO_3$) und Galliumarsenid ($GaAs$). Alle diese Materialien bilden Kristalle, deren Struktur die Punktsymmetrie verletzt, s. Abschnitt XXX. Diesen Mechanismus der elektro-optischen Doppelbrechung bezeichnet man oft auch als *Pockels-Effekt*. Der deutsche Physiker *Friedrich Carl Alwin Pockels* (* 1865 in Venedig; † 1913 in Heidelberg) untersuchte diesen Effekt, der heute seinen Namen trägt, 1889 im Rahmen seiner Dissertation ([5]).

Den Zusammenhang zwischen der Doppelbrechung Δn und dem äußeren Feld $\vec{\mathcal{E}}$ schreibt man als

$$\Delta n = -\frac{1}{2} \cdot n_0^3 \cdot \varrho_{eff} \cdot \vec{\mathcal{E}}$$

ϱ_{eff} ist der effektive Polarisationsensor.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Der Pockels-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

Der Kerr-Effekt (-/-)

Als nächstes diskutieren wir Materialien, die ebenfalls unter Einwirkung eines elektrischen Feldes \mathcal{E} doppelbrechend werden, wobei jedoch nun der Zusammenhang zwischen der Feldstärke des äußeren elektrischen Feldes und der induzierten Doppelbrechung quadratisch ist,

$$\frac{\Delta n}{\lambda} = K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2$$

Damit dieser Effekt messbar ist, muss der Pockels-Effekt dieses Materials gleich 0 sein. Einen derartigen Effekt entdeckte und beschrieb als erster der schottische Theologe und Physiker *John Kerr* (* 1824 in Ardrossan(Schottland); † 1907 in Glasgow) 1875. Man bezeichnet ihn heute allgemein als den (elektro-optischen) *Kerr-Effekt*.

Der Einfachheit halber setzen wir zunächst voraus, dass das äußere elektrische Feld zeitlich konstant und im Bereich des von dem Material erfüllten Volumens räumlich konstant ist.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Der Kerr-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

11.4.2 Magnetisch induzierte Doppelbrechung (-/-)

Wir wenden uns nun den Materialien zu, die durch Anlegen eines äußeren **magnetischen** Feldes doppelbrechend werden.

Der Faraday-Effekt (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Der Faraday-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

Der Cotton-Mouton-Effekt (-/-)

Wir kommen nun zu einem besonderen Fall von feld-induzierter Doppelbrechung, nämlich zu der Konfiguration, dass das magnetische Feld senkrecht zu der Ausbreitungsrichtung des Lichtes in dem verwendeten Material orientiert ist. Dieser Effekt wird heute nach dem französischen Physiker *Aimé Auguste Cotton* (* 1869 in Bourg-en-Bresse/Rhône-Alpes (Frankreich); † 1951 in Sèvres) und dem französischen Biologen und Physiko-Chemiker *Henri Mouton* (* 1869 in Cambrai (Frankreich); † 1935 in Bezons/Val-d'Oise) benannt. Typische Materialien mit einem gut messbaren Cotton-Mouton-Effekt sind aromatische Kohlenwasserstoffe wie Benzol (C_6H_6), Nitrobenzol ($C_6H_5NO_2$) oder Methylbenzol (Toluol $C_6H_5CH_3$) (s. Abb. 7). Essentiell

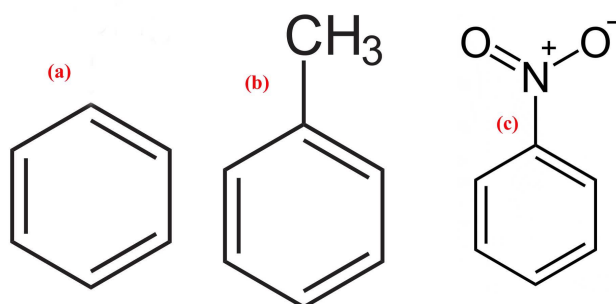


Abb. 7 Flüssigkeiten mit starkem Cotton-Mouton-Effekt:
(a) Benzol (b) Methylbenzol (Toluol) (c) Nitrobenzol

für das Auftreten dieses Effekts ist offenbar der aromatische C_6 -Ring.

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Der Cotton-Mouton-Effekt* ist noch nicht verfügbar.)

11.5 Nichtlineares optisches Materialverhalten (-/-)

(XXX: Der Kopftext des Kapitels *Nichtlineares optisches Materialverhalten* ist noch nicht verfügbar.)

11.5.1 (diverse Abschnitte der nichtlinearen Optik) (-/-)

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Kapitels *Nichtlineares optisches Materialverhalten* ist noch nicht verfügbar.)

11.6 Passive optische Elemente (-)

In diesem Kapitel werden wir die wichtigsten passiven Bauelemente zum Aufbau optischer Systeme und Geräte kennen lernen. Als *passiv* verstehe ich an dieser Stelle Elemente, die optische Strahlung weder *erzeugen* noch in eine andere Art von Energie- oder Informationsträger *umwandeln*. Derartige Bauelemente werden wir in nachfolgenden Kapiteln diskutieren. Mit in diesem Sinne passiven Elemente lässt sich optische Strahlung z.B. sammeln, umlenken, aufteilen, abschwächen oder in ihrer Phase oder ihrem Polarisationszustand verändern. Diese Elemente nutzen dabei die Effekte des linearen oder nicht-linearen optischen Materialverhaltens, die wir in den Kapiteln 11.2, 11.3 und 11.4 behandelt haben. Bei der Beschreibung dieser Elemente werde ich mich zumindest grob an die im Heft 1 (Einleitung), Kapitel 1.5) beschriebene Gliederung für die Behandlung von technischen Bauelementen halten.

11.6.1 Materialien für optische Elemente (-)

Für die Herstellung passiver optischer Elemente geeignete Materialien müssen in dem durch die Anwendung vorgegebenen Spektralbereich ausreichend absorptions- und streuungsarm sein. Außerdem müssen sie Verfahren der Materialbearbeitung erlauben, mit denen Bauteile von maßgeschneiderter Form und perfekter Oberfläche in großer Stückzahl und zu akzeptablen Kosten hergestellt werden können. Die Anforderung der minimalen Absorption ist insbesondere eine Forderung an die elektronische Struktur des Materials (s. Kap. 9.3). Wegen der starken optischen Absorption eines freien Elektronengases kommen nur Nichtmetalle in Frage. Und da alle *Farbzentren* (s. Kapitel 9.2) ebenfalls stark absorbieren, müssen die Materialien überdies hochrein sein. Die Streuungsarmut ist eine Forderung an die morphologische Struktur des Materials: Das Material muss optisch homogen sein. Dann muss es i.a. auch mechanisch homogen sein und zwar bis hinunter zu einer Längenskala deutlich unterhalb der benutzten Lichtwellenlänge. Das ist nur mit entweder einkristallinem oder amorphem Material möglich. Denn bei polykristallinen Materialien wirken die zwischen den Kristalliten eingelagerten Zwischenschichten als Streuzentren, auch bereits die im Idealfall **ohne** Zwischenschicht gebildeten Grenzflächen zweier unterschiedlich orientierter Kristallite. Einkristalle sind aber i.a. optisch anisotrop, d.h. der Brechungsindex ist für die den unterschiedlichen Kristallachsen entsprechenden Ausbreitungsrichtungen verschieden. Daher kommt diese Materialklasse nur für den Aufbau polarisationsspezifischer Elemente zum Einsatz (Abschnitt 11.6.11). Für die übrigen, also polarisationsunspezifischen Elemente kommen letztendlich nur amorphe Materialien in Frage. Diese sind aber bis auf ganz wenige Ausnahmen (s. Abschnitt 12.7.1) mechanisch spröde. Entsprechend schwierig ist ihre Materialbearbeitung, s. Abschnitt 11.10.5.

Die bis heute für optische Anwendungen wichtigste Materialklasse sind anorganische Gläser. Ihre chemische Zusammensetzung besteht mehrheitlich aus Quarz (SiO_2) und einer Beimengung verschiedener Oxide von Alkali- und Erdalkalimetallen wie Al_2O_3 , Na_2O , MgO etc. in einer Größenordnung von insgesamt maximal 20 · %. Durch die jeweilige Rezeptur werden gezielt der Brechungsindex, dessen Dispersion, die thermische Ausdehnung oder die Beständigkeit gegen bestimmte Säuren oder Basen eingestellt und das Material so für die jeweilige Anwendung optimiert.

Eine weitere Klasse von Materialien für optische Bauelemente sind amorphe Polymere (s. auch Absatz S. 1747), insbesondere Polycarbonate (**PC**), also Ester der Kohlensäure, z.B. Poly-Bisphenol-A-Carbonat, Polymethacrylmethacrylate (**PMMA**), Polyethylenterephthalat (**PET**) und Polyvinylchlorid (**PVC**). Ihr wichtigster Vorteil gegenüber den anorganischen Gläsern ist ihre Möglichkeit der thermoplastischen Verarbeitung (s. Absatz S. 1775). Daher finden diese Materialien ihre Anwendung insbesondere bei preiswerten Massenprodukten z.B. als Linsen für Billig-Kameras (s. Absatz S. 1582). Sie sind aber auch bei bestimmten sehr spezifischen Anwendungen unverzichtbar, z.B. als Implantate zum Ersatz der natürlichen Augenlinse, s. Absatz S. 1585. Nachteil polymerer Materialien für optische Anwendungen ist die nur beschränkte Variabilität im Brechungsindex und in der Dispersion.

11.6.2 Linsen (*)

Optische Linsen haben die Aufgabe, Strahlung, die von einem Punkt im Raum ausgeht, wieder auf einen (anderen) Punkt im Raum zu konzentrieren bzw. - wie man meistens sagt - zu *fokussieren*, s. Abb. 8. Diese Aufgabe erfüllt eine Linse i.a. nicht

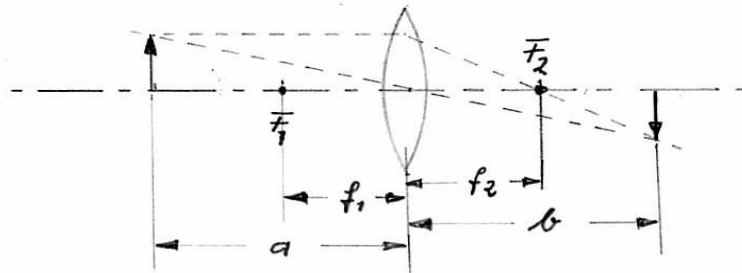


Abb. 8 Strahlungsfokussierung durch eine Linse

für beliebige Punkte im Raum, sondern nur für solche, die ausreichend nahe bei einer durch die Linse vorgegebenen ausgezeichneten Geraden liegen, ihrer *optischen Achse*. Den Punkt, von dem die Strahlung ausgeht, wollen wir als den *Gegenstand* (später auch als Teil eines Gegenstandes) bezeichnen und den Punkt, in den die Strahlung wieder vereinigt wird, als dessen *Bild*. Der Zusammenhang zwischen dem Abstand Gegenstand/Linse (in der Abb. 8, ebenso wie noch häufig im Laufe dieses Abschnitts,

mit a bezeichnet) und dem Abstand Linse/Bild (in der Abb. 8 mit b bezeichnet) wird durch die Linse festgelegt. Als Ebene der Linse, bzgl. der alle Abstände zu bestimmen sind, definieren wir b.a.w. die senkrecht zur optischen Achse orientierte durch den Linsenmittelpunkt gehende Ebene und bezeichnen diese als die *Linsenebene*. Die Bedeutung der Punkte F_1 und F_2 und der aus ihnen resultierenden Größen f_1 und f_2 werden wir sehr bald kennenlernen.

Es lässt sich nun allein unter Verwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes (Gl. 11.28) zeigen, dass *linsenförmige* Objekte (im umgangssprachlichen Sinne, also Objekte von der Form der *Linsenfrucht*) aus einem transparenten Material mit einem Brechungsindex $n > 1$ die soeben beschriebene Linsenfunktion näherungsweise erfüllen. Präziser ausgedrückt sind damit rotationssymmetrische Zylinder gemeint, deren dem Gegenstand zu- bzw. abgewandten Begrenzungsflächen sphärisch sind, also die Form von Kugelabschnitten mit den Radien r_1 und r_2 haben, s. Abb. 9. Die Symmetrieachse dieses Körpers ist dann mit der optischen Achse der Linse

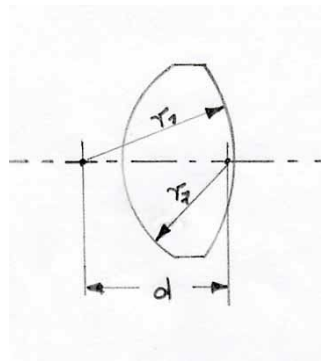


Abb. 9 Geometrische Form einer Linse mit Kugelausschnitten als Begrenzungsflächen

identisch und seine geometrisch-optische Funktionsweise ist durch eine einzige Größe vorgegeben, die als *Brennweite* f (engl. *focal length*) bezeichnet wird. Der Zusammenhang zwischen a und b beträgt

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (11.98)$$

und die Brennweite ergibt sich aus

$$f = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (11.99)$$

D.h. die Dicke der Linse (oder der in die Abb. 9 eingezeichnete Abstand d zwischen den Zentren der Kugelabschnitte) beeinflusst die Brennweite der Linse **nicht**. Dieses ist jedoch nur eine (grobe) Näherung für ausreichend *dünne Linsen*. Bei einer dünnen Linse haben also die gegenstandsseitige Brennweite f_1 und die bildseitige Brennweite f_2 (s. Abb. 8) denselben Wert,

$$f_1 = f_2 = f \quad (11.100)$$

Den Kehrwert der Brennweite,

$$\mathcal{D} = \frac{1}{f} \quad (11.101)$$

bezeichnet man auch als die *Brechkraft* \mathcal{D} der Linse. Dieser Begriff wird insbesondere in der Brillenindustrie verwendet. Die Einheit $1 \cdot m^{-1}$ hat in diesem Bereich die Bezeichnung *Dioptrie* erhalten und die Abkürzung *dpt*, die ich aber nicht verwenden werde. Als Kennzeichnung ist der Buchstabe D üblich, den ich aber zur Unterscheidung von der optischen Dichte oder dem (mittleren) Durchmesser eines (annähernd) kugelförmigen Objektes als \mathcal{D} schreiben werde.

Durch die Brennweite f sind 2 auf der optischen Achse liegende Punkte ausgezeichnet, nämlich der linksseitige und der rechtsseitige *Brennpunkt*. Diese sind in der Abb. 8 als F_1 bzw. F_2 gekennzeichnet.

Die wichtigsten Abbildungseigenschaften einer Linse lassen sich unmittelbar aus der Gl. 11.98 ablesen: Befindet sich der Gegenstand im Brennpunkt F_1 , so entsteht dessen Bild erst im Unendlichen,

$$a = f \Rightarrow b = +\infty \quad (11.102)$$

M.a.W. das aus F_1 kommende Licht verlässt die Linse rechtsseitig als paralleles Strahlenbündel. Umgekehrt wird ein von links aus dem Unendlichen ankommendes paralleles und parallel zur optischen Achse orientiertes Strahlenbündel in den rechtsseitigen Brennpunkt F_2 fokussiert,

$$a = +\infty \Rightarrow b = f \quad (11.103)$$

Auf der Grundlage dieser beiden Aussagen lässt sich andererseits eine einfache Regel zur Konstruktion einer beliebigen geometrisch-optischen Abbildung durch eine Linse angeben. Es seien die Größen a und f bekannt. Dann findet man die Größe b , also die Bildebene, auf folgende Weise: Als erstes zeichnet man vom Gegenstandspunkt ausgehend den zur optischen Achse parallelen Strahl bis zur Linse; dieser geht anschließend durch den bildseitigen Brennpunkt F_2 . Anschließend zeichnet man den vom Gegenstandspunkt ausgehenden und durch den gegenstandsseitigen Brennpunkt F_1 hindurchgehenden Strahl; dieser Strahl verlässt die Linse parallel zur optischen Achse. Der Bildpunkt befindet sich offenbar im Schnittpunkt dieser beiden Strahlen. Zur Konstruktion des Bildpunktes kann man auch die Tatsache benutzen, dass der durch das Zentrum der Linse gehende Strahl nicht gebrochen wird. Diese Aussage folgt unmittelbar aus den beiden zuvor genannten Aussagen über die durch den Brennpunkt gehenden Strahlen. Bei dieser Konstruktion des geometrisch-optischen Strahlengangs legen wir den Punkt, an dem die Brechung des Lichtstrahls erfolgt, nicht auf die reale Linsenoberfläche, sondern in die (oben bereits definierte) Linsenebene. In der Näherung der *dünnen Linse* ist dies zulässig. Nun besteht ein realer Gegenstand i.a. aus mehr als einem Punkt. Wir werden diesen Gegenstand im folgenden zur Beschreibung des generellen Verhaltens optisch-abbildender Systeme als einen von

der optischen Achse ausgehenden Pfeil darstellen. Der Pfeilanzfang stellt dann einen Punkt auf der optischen Achse dar und das Pfeilende den am weitesten von der optischen Achse entfernten Punkt des Gegenstands. Als erstes konstruieren wir auf die soeben beschriebene Weise die Abbildung eines Gegenstands in einer Position $a > 2 \cdot f$, s. Abb. 10. Es entsteht offensichtlich ein reelles, verkleinertes und um 180° um die

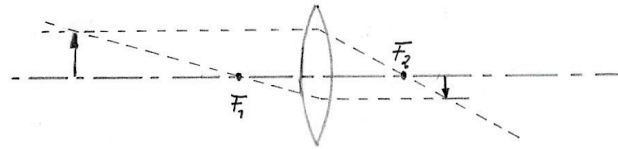


Abb. 10 Abbildung eines Gegenstands in $a > 2 \cdot f$

optische Achse gedrehtes Bild. Mit der Kennzeichnung *reell* beschreiben wir die Tatsache, dass die für die Abbildung eines Gegenstandspunktes benutzte Strahlung in der Bildebene real auf einen Punkt fokussiert wird (im Gegensatz zur im Abschnitt 11.13.6 erklärten *virtuellen* Abbildung). Das Abbildungsverhältnis ist offenbar

$$\Gamma = \frac{b}{a} = \frac{f}{a - f} = \frac{b - f}{f} \quad \Rightarrow \quad (11.104)$$

$$2 \cdot f < a < \infty \quad \Rightarrow \quad 1 > \Gamma > 0 \quad (11.105)$$

$$f < a < 2 \cdot f \quad \Rightarrow \quad 1 < \Gamma < \infty \quad (11.106)$$

D.h. der Gegenstand wird verkleinert oder vergrößert abgebildet, je nachdem ob er sich vor oder hinter dem Punkt $2 \cdot f$ befindet. Befindet sich der Gegenstand in einer Entfernung $a < f$ von der Linse, werden der durch die Gl. 11.98 berechnete Wert b und der über die Gl. 11.104 berechnete Wert Γ negativ: Es ergibt sich die bereits angedeutete *virtuelle Abbildung*. Was darunter zu verstehen ist, werde ich in Zusammenhang mit der Funktionsbeschreibung der optischen Geräte zur Unterstützung des Augensystems (Abschnitt 11.13.6) erläutern.

Bisher haben wir ausschließlich von Linsen gesprochen, die die Eigenschaft haben, die von einem Punkt ausgehenden Strahlen wieder auf einen Punkt zu fokussieren, vorausgesetzt dieser Punkt befindet sich in dem Bereich $+\infty > a > f$. Derartige Linsen wollen wir als *Sammellinsen* bezeichnen. Insbesondere sind alle Linsen mit beidseitig konvexen (sphärischen) Begrenzungsflächen Sammellinsen. Wir fragen nun nach der Existenz von Linsen mit folgenden Eigenschaften:

1. Alle (z.B. von links) parallel einfallenden Strahlen werden zu einem divergenten Strahlenbündel abgelenkt, deren rückseitige geradlinige Verlängerung sich in einen Punkt vereinigt, den wir wieder als den Brennpunkt F_2 bezeichnen. Dieser liegt nun links von der Linse.

2. Diejenigen Strahlen, die die Linse rechtsseitig als paralleles Strahlenbündel verlassen, bilden linksseitig ein konvergentes Strahlenbündel, deren rechtsseitige geradlinige Verlängerung sich in einem Punkt vereinigt, den Brennpunkt F_1 .

In dieser Definition hat die Linse eine negative Brennweite. Es lässt sich nun - wieder allein unter Verwendung des Snelliusschen Brechungsgesetzes - zeigen, dass Bikonkavlinsen, also achssymmetrische Zylinder mit nach innen gekrümmten sphärischen Begrenzungsflächen (Abb. 11) die soeben beschriebene Linsenfunktion

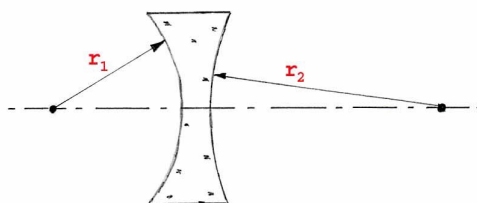


Abb. 11 Sphärische Linse mit Krümmungsradien $r_1 < 0$ und $r_2 < 0$

näherungsweise erfüllen. Und wenn wir die Krümmungsradien r_1 und r_2 in diesem Fall negativ zählen, ist auch weiterhin die Gl. 11.99 für die (nun ebenfalls negative) Brennweite erfüllt und ebenso die Gl. 11.98 für den Zusammenhang zwischen a , b und f . Wir dürfen die Anwendung dieser Gl.-en sogar auf den allgemeinen Fall einer Linse mit einer beliebigen Kombination von positiven und negativen Krümmungsradien erweitern, also auf Konkav-Konvex-, Plan-Konvex- sowie Plan-Konkav-Linsen, s. Abb. 12. Das Vorzeichen der Linsen-Brennweite ist dann mit dem Vorzeichen des absolut kleineren Krümmungsradius identisch. Die typischen Anwendungsbereiche dieser unterschiedlichen Linsentypen werden wir Zug um Zug kennen lernen, s. insbesondere Abschnitt 11.15.1.

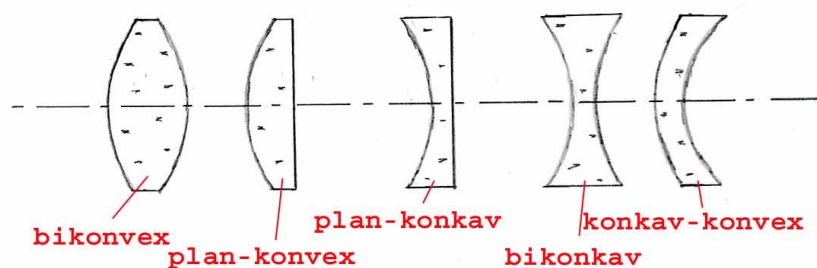


Abb. 12 Gebräuchliche Linsentypen

Die Linsengleichungen 11.98 und 11.99 gelten - zusätzlich zu der generellen Beschränkung auf achsnahe Gegenstands- und Bildpunkte - streng genommen nur für die bereits mehrfach so genannten *dünnen Linsen*, also für solche, deren Dicke d (Abb. 10) ausreichend klein ist gegen ihre Krümmungsradien R_1 und R_2 . Diese Bedingung ist bei realen optischen Abbildungselementen i.a. nur sehr eingeschränkt gültig. Man versucht nun, dennoch das Konzept der einfachen Linse und ihrer Abbildungsgleichungen zu bewahren, indem man die Definition der Gegenstandsweite a und der Bildweite b modifiziert. Hierzu führt man die *gegenstandsseitige* und die *bildseitige Hauptebene* der Linse ein und bestimmt a und b relativ zu diesen Hauptebenen, s. Abb. 13.

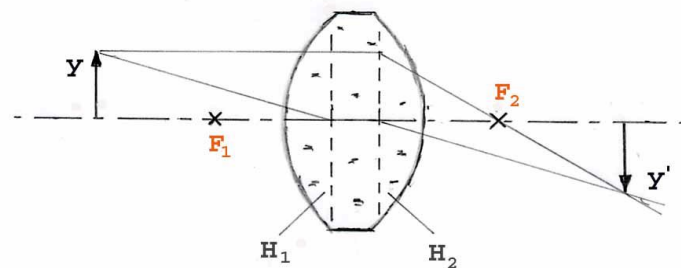


Abb. 13 Hauptebenenkonzept für dicke Linsen und Konstruktion des Strahlengangs

Bei richtiger Wahl der Position dieser Hauptebenen bleibt auch bei *dicken Linsen* die Gl. 11.98 näherungsweise gültig. Die Konstruktion des Strahlengangs erfolgt dann in der Weise, dass jeder gegenstandsseitige Strahl auf der gegenstandsseitigen Hauptebene endet und sich dann von der bildseitigen Hauptebene aus an der relativ zur optischen Achse identischen Stelle entsprechend den Abbildungseigenschaften der Linse fortsetzt, s. wieder Abb. 13. Im Grenzübergang zur dünnen Linse verschwindet der Abstand zwischen den Hauptebenen und diese verschmelzen zur vorher definierten *Linsenebene*.

Bei jeder realen Linse und bei jedem aus mehreren Linsen zusammengesetzten realen Abbildungssystem ist jedoch auch unter Verwendung des Hauptebenenkonzeptes die Linsengleichung 11.98 nicht für alle möglichen bzw. zulässigen Gegenstandspunkte korrekt erfüllt. Die in der Realität auftretenden Abweichungen hiervon werden als *Linsenfehler* bezeichnet. Sie sind primär keine durch Unzulänglichkeiten in der Produktion bedingten Abweichungen vom Sollverhalten, sondern sie folgen bereits aus der Konstruktion des vorliegenden Linsensystems. Es hat sich eingebürgert, die Gesamtheit dieser Abweichungen in gewisse Klassen einzuteilen und diesen jeweils einen Namen zu geben. Sie sind jedoch nicht unabhängig voneinander. Allerdings treten diese Linsenfehler bei den unterschiedlichen Konstruktionskonzepten schon in unterschiedlich starkem Maße auf. Ich werde diese Fehler stichwortartig skizzieren und danach angeben, durch welche Maßnahmen sie jeweils am besten minimiert werden können.

1. Alle Linsen mit sphärisch geformten, also einem Teil einer Kugeloberfläche entsprechenden Begrenzungsflächen zeigen den Effekt der *sphärischer Aberration*: Die äußeren, also von der optischen Achse weiter entfernten Bereiche der Linse haben eine andere Brennweite als der Kernbereich, s. Abb. 14. Ein zur opti-

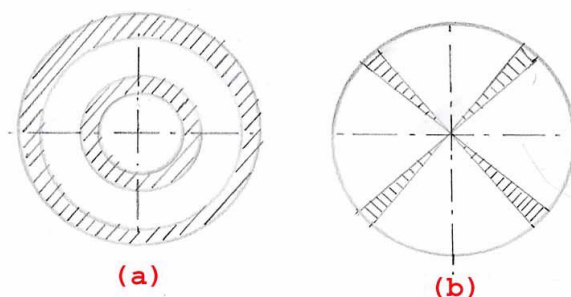


Abb. 14 Teilbereiche gleicher Brennweite von Linsen mit (a) sphärischer Aberration; (b) Astigmatismus.

schen Achse paralleles, die Linsenöffnung füllendes Strahlenbündel wird daher nicht mehr auf einen Punkt sondern nur noch auf eine Scheibe minimaler Querschnittsfläche fokussiert. Dieser Fehler ist insbesondere für Abbildungssysteme mit großem Öffnungsverhältnis relevant. Konstruktive Abhilfe schafft primär der Übergang zu Linsen mit asphärischen Begrenzungsflächen. Die Herstellung von asphärischen Glaslinsen mit durch Schleifen in die Sollform gebrachten Oberflächen ist jedoch sehr teuer. Für einfache Anwendungen (z.B. Beleuchtungsoptiken) werden gepresste asphärische Linsen hergestellt.

2. Bei einer mit *Astigmatismus* behafteten Linse ist die Rotationssymmetrie der Linse verletzt, so dass unterschiedliche Winkelsektoren der Linse unterschiedliche Brennweiten besitzen, s. wieder Abb. 11. Die Folge ist ebenfalls eine generelle Reduzierung der Abbildungsschärfe. Dieser Fehler ist jedoch unabhängig von der Linsenöffnung. Dieser Fehler ist immer ein Produktionsfehler und nicht etwa bereits konstruktiv bedingt. Selbst eine einfache Linse mit sphärischen Oberflächen ist (theoretisch) astigmatismusfrei. Z.B. ist dieser Fehler bei einem menschlichen Augensystem nicht selten. Als Kennwerte zu seiner Quantifizierung gibt man (z.B.) die Winkelposition des Sektors mit maximaler oder minimaler Brechkraft an sowie den maximalen Brechkraftunterschied. Abhilfe trifft man durch Korrektur mit einer Linse des umgekehrten Astigmatismusverhaltens.
3. Als *Bildfeldwölbung* bezeichnet man den Effekt, dass ein (senkrecht zur optischen Achse) ausgedehntes Objekt wohl als ganzes scharf abgebildet wird, aber nicht auf eine Ebene sondern auf eine gekrümmte, zur optischen Achse kreis-symmetrische Fläche. Bei einfachen Linsen mit positiver Brechkraft ist die

Bildfläche i.a. zur Linse hin gekrümmt. Eine gute Korrektur bzgl. der Bildfeldwölbung ist bei allen Anwendungen wichtig, bei denen ausgedehnte Objekte auf einen planen Detektor, z.B. auf einen photographischen Film oder auf einen CCD-Chip abgebildet werden. Die einfachste, aber nur selten von den Vorgaben her erlaubte Maßnahme zur Kompensation dieses Fehlers ist eine entsprechend gekrümmte aktive Fläche des Detektors.

4. Als *Verzeichnung* bezeichnet man eine Abweichung des Abbildungsverhaltens einer Linse von der Orthogonalität: Ein quadratisches Testobjekt wird dann nicht mehr als quadratisches Bild wiedergegeben, sondern im einfachen Fall z.B. *tonnenförmig* oder *kissenförmig* verzeichnet. Dann lässt sich dieser Fehler auch in der Weise beschreiben, dass der Abbildungsmaßstab von der Höhe des Gegenstandes abhängig ist. Objektive mit besonders großem gegenstandsseitigen Öffnungswinkel (Weitwinkelobjektive) neigen zur tonnenförmigen, Teleobjektive zur kissenförmigen Verzeichnung.
5. Der als die *Koma schräger Bündel* bezeichnete Fehler äußert sich darin, dass unter einem merklichen Winkel zur optischen Achse einfallende, die Linsenöffnung füllende Strahlenbündel unscharf, und zwar meist als kometenschweifähnliche Strukturen fokussiert werden. Die einfachste Möglichkeit zur Reduzierung dieses Fehlers ist die Reduzierung der Linsenöffnung. Mehrlinsensysteme, die insbesondere bzgl. dieses Fehlers korrigiert sind, bezeichnet man als *Aplanate*.
6. Die *chromatische Aberration* charakterisiert die Änderung der Brennweite mit der Wellenlänge. Sie stört bei **allen** Abbildungssystemen, die mit polychromatischem Licht arbeiten. Bei der Aufzeichnung von Schwarzweißbildern führt sie zu einer allgemeinen Unschärfe des Bildes. Denn auch hier führt sie zu einer Unschärfe des Bildes. Farbige Bilder erhalten durch diesen Linsenfehler Konturen mit farbigen Säumen. Ursache ist die bei allen Gläsern vorhandene Dispersion, also die Änderung der Brechungsindex mit der Wellenlänge. Man reduziert diesen Fehler dadurch, dass man Linsen aus Materialien mit unterschiedlichem Verhältnis von Brechungsindex und Dispersion derart mit einander kombiniert, dass die Brennweite der Linsenkombination zumindest für 2 ausgewählte Wellenlängen (oder sogar für 3 Wellenlängen) die gleiche ist. Derartige Linsensysteme bezeichnet man dann als *Achromate* bzw. als *Apochromate*. Die weltweit erste kommerzielle Herstellung von Apochromaten gelang 1866 der Fa. Carl Zeiss.

Will man die Auswirkungen dieser verschiedenen, sich in der Realität immer überlagernden Linsenfehler minimieren, muss man i.a. ein Mehrlinsensystem einsetzen. Hochwertige optische Systeme besitzen ein entsprechend optimiertes Design, das diese Fehler stark reduziert, allerdings primär nur für einen Strahlengang, der der vorgesehenen Anwendung entspricht. Bei Kamera-Objektiven ist dies z.B. die **reelle**

verkleinerte Abbildung eines ausreichend weit entfernten Objektes in eine sehr nahe der Fokusebene liegende Bildebene. Benötigt man also z.B. eine Relais-Abbildung (s. Abschnitt 11.11.1) mit dem Abbildungsverhältnis $\Gamma = 1$ bei einem Objektstand im m -Bereich, so besteht eine einfache technische Realisierung mit geringen Abbildungsfehlern in dem Einsatz 2-er identischer hochwertiger Kamera-Objektive, s. auch Abb. 29.

Verfolgt man innerhalb eines Mehrlinsensystems die jeweilige Begrenzung des genutzten Strahlquerschnitts, so gibt es bei der Verfolgung der vom Gegenstand einfallenden Strahlung eine bestimmte Position entlang der optischen Achse, an der dieser Strahlquerschnitt durch ein mechanisches Element begrenzt wird. Dieses Element mit einer i.a. kreisförmigen Öffnung bezeichnet man als die *Aperturblende* des Mehrlinsensystems. Sie kann auch mit der Fassung einer der Linsen des Linsensystems identisch sein. Befindet sich diese Blende innerhalb des Linsensystems, so bezeichnet man das im Objektraum befindliche Bild dieser Blende als die *Eintrittspupille* EP des Linsensystems. Befindet sich die Aperturblende außerhalb des Linsensystems, so ist die Eintrittspupille mit der Aperturblende identisch. Bei Betrachtung der Strahlung, die das Linsensystem verlässt, findet man aus der Richtung der Bildebene kommend ebenfalls eine Position auf der optischen Achse, an der dieses Strahlenbündel durch ein mechanisches Element begrenzt wird. Das im Bildraum befindliche Bild dieser Blende heißt entsprechend die *Austrittspupille* AP des Linsensystems. Sowohl die Größe von Ein- und Austrittspupille als auch deren Position relativ zu seinem Linsensystem sind wichtige Kenngrößen des Linsensystems, die bei der Konfiguration eines optischen Strahlengangs berücksichtigt werden müssen.

Der von dem objektseitigen Brennpunkt zur Eintrittspupille führende Kegel bildet den Raumwinkel

$$\Omega_{EP} = \frac{A(EP)}{f^2} \quad (11.107)$$

Von dem Licht, das von dem nahe der Fokusebene positionierten Objekt ausgeht, trägt nur der in diesem Raumwinkel Ω_{EP} verlaufende Anteil zum Bildaufbau bei. Ω_{EP} bestimmt daher maßgeblich die Begrenzung des Auflösungsvermögens des Objektivs, s. Abschnitt 11.1.6. Zur Charakterisierung dieses aufnehmenden Raumwinkels hat es sich jedoch eingebürgert, anstelle von Ω_{EP} die Größe

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{\Omega}{\pi}} \quad (11.108)$$

zu verwenden. α bezeichnet man dann als den *Öffnungswinkel* des Objektivs, und die für das Auflösungsvermögen eines Objektivs relevante Größe

$$NA = n \cdot \sin \alpha \quad (11.109)$$

n : Brechungsindex des zwischen Eintrittspupille
und Aufnahmeobjekt befindlichen Mediums

nennt man die *numerische Apertur* des Objektivs. Wie wir noch lernen werden, beträgt der minimale Abstand zweier Objekte, die das Objektiv noch getrennt abbilden kann,

$$a_{\min} = \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (11.110)$$

11.6.3 Spiegel (-)

Aufgabe eines *Planspiegels* ist die Umlenkung eines Strahlenbündels unter Ausnutzung der Reflexion von Licht an einer Grenzfläche. Man verwendet hierzu ganz überwiegend metallische Platten oder Platten mit einer metallbeschichteten Oberfläche, da Metalle in einem weiten Wellenlängenbereich (XXX: präzisieren) eine nahezu wellenlängenunabhängige und hohe Reflexion aufweisen (s. Kapitel 9.3). Benutzt man einen Planspiegel zur *Abbildung* eines Objektes (oder eines realen Bildes), so entsteht ein virtuelles Bild dieses Objektes, s. Abb. 15, das jedoch eine besondere Eigen-

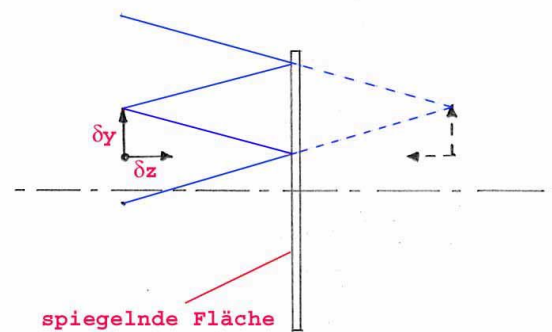


Abb. 15 Strahlengang am ebenen Spiegel

schaft aufweist: Ordnen wir nämlich dem Objektpunkt die Koordinaten (x, y, z) eines Koordinatensystems zu, dessen x/y -Ebene mit der spiegelnden Fläche identisch ist, so hat der zugehörige Bildpunkt in demselben Koordinatensystem die Koordinaten $(x, y, -z)$. Eine derartige Abbildung haben wir bereits im Absatz S. 129 kennengelernt und als *Spiegelung an einer Ebene* bezeichnet. Durch sie wird ein Objekt mit einer rechtshändigen Symmetrie, z.B. eine rechtsdrehende Spirale, in ein solches mit einer linkshändigen Symmetrie transformiert, in unserem Beispiel also in eine linksdrehende Spirale.

Die Qualität eines Planspiegels ist - außer durch das verwendete Reflexionsmaterial - durch die Qualität der reflektierenden Oberfläche bestimmt, also durch die Abweichungen der Oberflächentopographie von der einer ideal ebenen Fläche. Sofern sich diese Abweichungen auf einer mikroskopischen Längenskala abspielen, bezeichnet man die diese Abweichungen kennzeichnende Größe als *Rauhigkeit* (s. auch Kap.

12.11.6). Abweichungen von der ebenen Topographie über Abstände der Größenordnung mm bezeichnet üblicherweise als *Welligkeit*. Hochwertige optische Spiegel sind bis auf Bruchteile der relevanten Lichtwellenlänge λ plan; eine typische kommerziell verfügbare Spezifikation ist $\frac{\lambda}{10}$. Daher wirken sich bereits geringste Verunreinigungen der Oberfläche qualitätsmindernd aus. Die wirksame, aber trotzdem die Oberfläche noch nicht verletzende Reinigung von Spiegeloberflächen ist ein Arbeitsgang, den der optische Experimentator sicher beherrschen muss. In manchen Fällen versucht man, die gegenüber mechanischen Belastungen empfindliche reflektierende Oberfläche durch eine weitere Beschichtung zu schützen. Diese zusätzliche Oberfläche führt aber ebenfalls zu einer Reflexion, die je nach Anwendung unterschiedlich stark störende Zusatzeffekte bewirkt.

Spiegel mit gekrümmten Oberflächen wirken - weitgehend analog zu den Linsen - als abbildende optische Elemente, man kann ihnen eine Brennweite zuordnen. Umgangssprachlich werden sie meist als *Hohlspiegel* bezeichnet, obwohl es natürlich nicht nur nach innen gewölbte Hohlspiegel (Konvexspiegel) gibt, sondern auch nach außen gewölbte Konkavspiegel. Im einfachsten Fall ist die Krümmungsfläche rotations-symmetrisch, und die optische Achse des Spiegels fällt mit der Symmetrieachse der Krümmungsfläche zusammen. Für Spezialanwendungen werden aber auch Spiegel gefertigt mit einer optischen Achse, die nicht mittig zum Spiegel orientiert ist, sondern oft sogar deutlich außerhalb der Spiegelfläche liegt. Derartige Elemente werden (selbst im deutschen Sprachgebrauch) als *off-axis-Spiegel* bezeichnet. Die Anforderungen an die Qualität der Spiegeloberfläche sind identisch mit denen für einen Planspiegel. Zur Spezifizierung der Oberflächenqualität muss lediglich als Referenzfläche nicht die Ebene genommen werden, sondern die aus den geometrisch-optischen Anforderungen resultierende Sollfläche. Dieses ist i.a. ein Ausschnitt aus der Oberfläche eines Rotations-Paraboloids.

Die preisgünstigsten kommerziell verfügbaren Abbildungsspiegel sind sphärische Spiegel mit einer Oberfläche von der Form der Oberfläche eines Kugelabschnitts. Wie man durch elementar-geometrische Überlegungen leicht bestätigen kann, beträgt die Brennweite eines derartigen Spiegels

$$f = \frac{R}{2} \quad (11.111)$$

R : Radius des Kugelabschnitts

Allerdings gilt die dieser Beziehung zugrunde liegende Annahme, dass nämlich ein auf den Spiegel auftreffendes paralleles Strahlenbündel in einen Punkt fokussiert wird, nur für ein zur optischen Achse des Spiegels paralleles Bündel und auch nur für den ausreichend achsnahen Anteil. Der sphärische Hohlspiegel hat also eine ausgeprägte sphärische Aberration (s. Abschnitt 11.6.2). Beim Hohlspiegel lässt sich dieser Fehler vollständig beseitigen, wenn die Spiegeloberfläche die Form eines geeigneten Rotations-Paraboloids erhält. Derartige Spiegel werden als *Parabolspiegel* bezeichnet und insbesondere in Beleuchtungsoptiken eingesetzt.

Ein wichtiges Einsatzgebiet für Spiegeloptiken sind abbildende IR-Geräte, da ausreichend transparente Materialien für die Fertigung von IR-tauglichen Linsen für das nahe IR nur sehr eingeschränkt und für das fernere IR gar nicht zur Verfügung stehen.

Ich erwähne noch einen sehr speziellen Lösungsansatz für die Fertigung eines idealen abbildenden Spiegels: Jede kräftefreie, hochreine, horizontal orientierte freie Flüssigkeitsoberfläche bildet eine nahe ideal ebene Oberfläche. Wenn man nun einem derartigen Objekt eine konstante Rotationsbewegung aufzwingt, verformt sich die Oberfläche zu einem nahezu idealen Paraboloiden und damit zu einem idealen abbildenden Spiegel. Allerdings ist dieses Objekt nun extrem empfindlich gegenüber mechanischen Schwingungen, die von außen auf das Gerät übertragen werden. Außerdem muss die optische Achse des Spiegels nun zwangsweise senkrecht zur Erdoberfläche orientiert sein. Diese Möglichkeit wird dennoch bei modernen Teleskopen gelegentlich genutzt, z.B. beim *Large Zenith Telescope* im Malcolm Knapp Forest der University of British Columbia nahe Vancouver (Kanada).

11.6.4 Prismen (-/-)

Körper als optisch transparentem Material mit mindestens 2 vom Messlicht erfassten, zueinander nicht parallelen brechenden Grenzflächen bezeichnet man als *Prismen*. Sie existieren in einer Vielzahl von Bauformen und erfüllen sehr unterschiedliche Funktionen. Ich verzichte auf den Versuch einer mehr oder weniger vollständigen Aufzählung dieser unterschiedlichen Aufgaben und skizziere statt dessen in den nun folgenden Absätzen Aufbau und Funktion einiger mir typisch und wichtig erscheinender Prismen.

Geometrisch-optische Prismen (-/-)

. - Tripelprisma als Retroreflektor - Umkehrprisma in Ferngläsern -

Das Spektrographen-Prisma (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Das Spektrographen-Prisma* ist noch nicht verfügbar.)

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Prismen* ist noch nicht verfügbar.)

Polarisationsselektive Prismen (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Polarisationsselektive Prismen* ist noch nicht verfügbar.)

11.6.5 Gitter (-)

Die heute wichtigste technische Realisierung eines optischen Elementes zur kontinuierlichen spektralen Zerlegung von polychromatischem Licht ist eine planparallele Platte, die vom Messlicht durchstrahlt wird, und die eine Folge von aequidistanten linienförmigen Streuzentren enthält. Typischerweise werden diese Streuzentren mit einer Diamantspitze in die Platte eingeritzt. Ein derartiges Element bezeichnet man als *Gitter*.

Den Anteil des Primärlichtes, das aus der ursprünglichen Richtung des Messtrahls herausgestreut wird, bezeichnet man als die *Beugungseffizienz* des Gitters. Das Gitter kann auch in Reflexion betrieben. Dann verwendet man für den auf das Gitter folgenden Strahlengang nur das Licht, das von der Oberfläche des Gitters remittiert wird.

Als Erfinder des Beugungsgitters gilt der US-amerikanische Autodidakt und Astronom David Rittenhouse (* 1732 nahe Germantown/Pen (USA); † 1796 in Philadelphia/Pen). Er stellte 1785 sein erstes Beugungsgitter her, indem er 50 Haare nahezu aequidistant in einem Abstand von $0,25 \cdot \text{mm}$ in eine mechanische Vorrichtung einspannte. Fraunhofer fertigte sein erstes funktionsfähiges Beugungsgitter 1821 nach einem verwandten Prinzip. Er benutzte dünne Dräht, die er ebenfalls in eine mechanische Vorrichtung einspannte. Er erreichte so einen Wert von

$$\frac{N}{s} = 300 \cdot \frac{\text{Striche}}{\text{mm}} \quad (11.112)$$

Das erste mechanisch geritzte Beugungsgitter fertigte XXX

(XXX: Der weitere, eigentliche Text des Abschnitts *Gitter* ist noch nicht verfügbar.)

11.6.6 Optische Fasern (-)

Die Aufgabe von optischen Fasern ist es, das auf die Faser- Eingangsfläche geführte Licht möglichst vollständig bis an die Faser-Ausgangsfläche zu leiten. Man erreicht dies dadurch, dass man als Eingangslicht nur solches verwendet, das gegen die optische Achse der Faser um nicht mehr als einen gewissen Grenzwinkel α_0 geneigt ist,

$$\alpha \leq \alpha_0 = \frac{\pi}{2} - \beta_0 \quad (11.113)$$

s. Abb. 16. Dann trifft dieses Licht nach seinem Eintritt in die Faser auf die

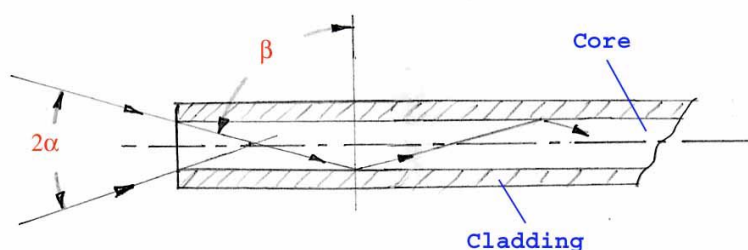


Abb. 16 Aufbau und Strahlengang einer optischen Faser

Grenzfläche Core/Cladding unter einem Winkel

$$\beta < \beta_0 \quad (11.114)$$