

## 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 Dammanhur 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 Polarisation (-)*

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  $\omega$  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  $\alpha$  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  $\varphi$  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  $\pi$  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  $\lambda$  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  $\lambda$  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

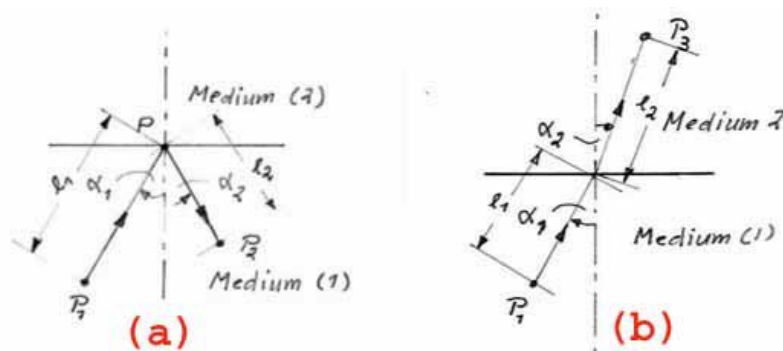


Abb. 1 Reflexion (Teil a) und Brechung (Teil b) eines Lichtstrahls beim Auftreffen auf die Grenzfläche zwischen den Medien (1) und (2)

(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  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ ), 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  $\alpha$  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*  $\Lambda$

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

$n$  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<sup>†</sup> 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

---

<sup>†</sup>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  $\pi$  phasenverschoben ist. Bei einer Reflexion an der Grenzfläche zu einem *optisch dichteren* Medium tritt also ein Phasensprung von  $\pi$  auf!

Wir behandeln nun den Grenzfall des *nahezu senkrechten* Einfalls,  $\alpha_1 \rightarrow 0$ . Für kleine Werte von  $\alpha_1$  (und damit auch von  $\alpha_2$ ) 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

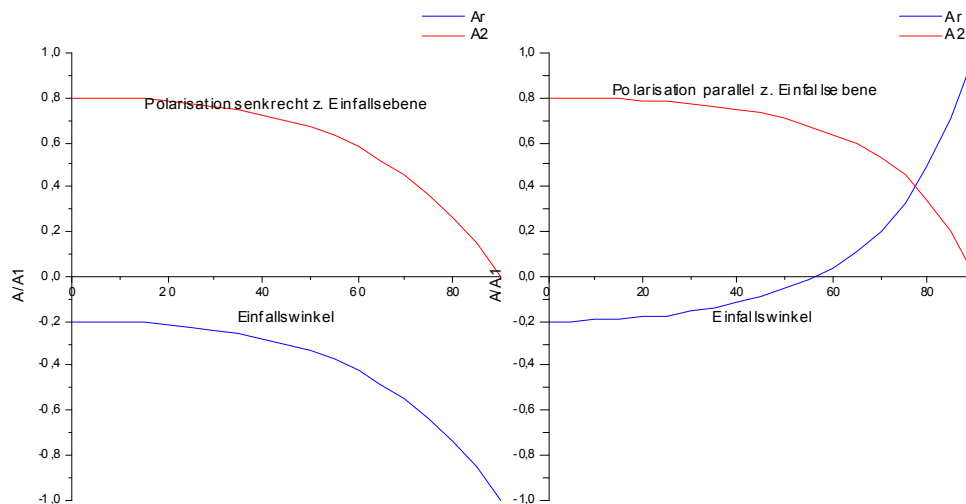


Abb. 2 Amplitudenverhältnis des reflektierten ( $A_r/A_1$ ) und des gebrochenen Strahls ( $A_2/A_1$ ) an einer Grenzfläche Luft-Glas ( $n = 1,5$ )

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  $\pi$  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!

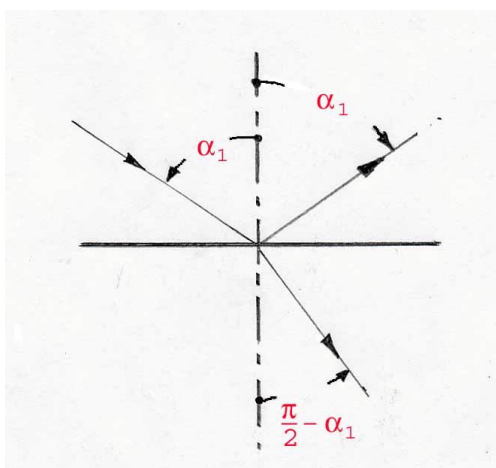


Abb. 3 Geometrische Konfiguration von reflektiertem und gebrochenem Strahl bei unter dem Brewsterwinkel einfallendem Licht

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

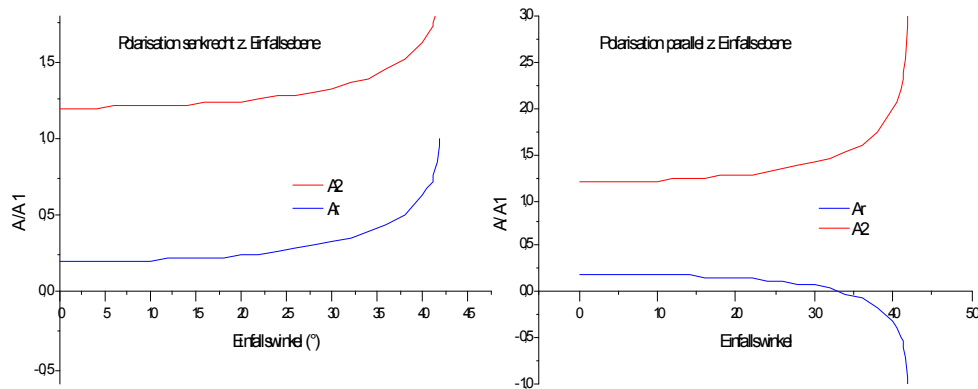


Abb. 4 Amplitudenverhältnis des reflektierten ( $A_r/A_1$ ) und des gebrochenen Strahls ( $A_2/A_1$ ) an einer Grenzfläche Glas-Luft ( $n = 1,5$ )

kleinen Einfallswinkeln  $\alpha_1$  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  $\pi$ , 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  $\alpha_2$  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  $\alpha_2$  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

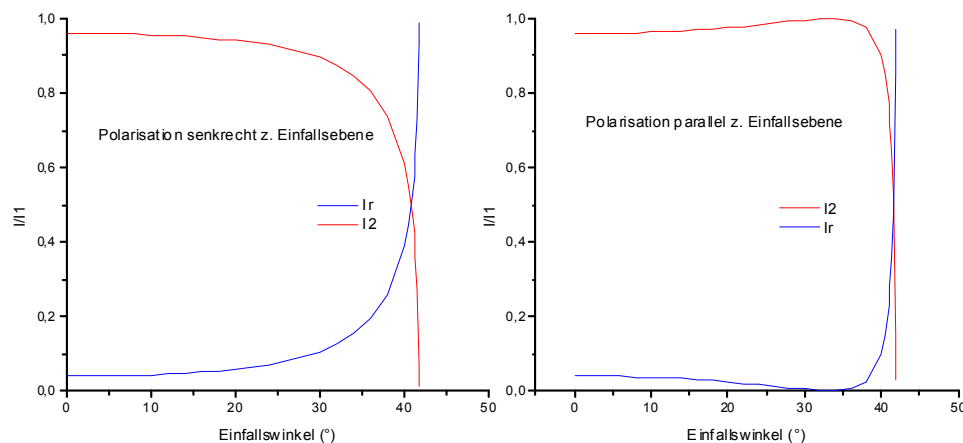


Abb. 5 Verhältnis der Strahlungsströme des reflektierten ( $\Phi_r/\Phi_1$ ) und des gebrochenen Strahls ( $\Phi_2/\Phi_1$ ) an einer Grenzfläche Glas-Luft ( $n = 1,5$ )

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;

$\kappa$  : materialspezifische Kenngröße der Dimension (Länge)<sup>-1</sup>

Dieser Effekt wird als *Absorption* bezeichnet, entsprechend heißt der Materialparameter  $\kappa$  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  $\lambda$  enthält (realistischer formuliert: das nur Licht enthält mit Wellenlängen  $\lambda'$  aus einem sehr schmalen um die Schwerpunkts-Wellenlänge  $\lambda$  konzentrierten Bereich), so erhält man als Messwert die Größe  $\kappa(\lambda)$ . Ändert man

im Laufe eines Messzyklusses Schritt für Schritt diese Messwellenlänge  $\lambda$ , 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  $\kappa_{eff}$  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 Druckerzeugnissen) 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\ddot{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  $0^\circ$ ) und der Erfassung ausschließlich des ungestreuten Anteils (dies entspricht einer Detektionsoptik mit dem Öffnungswinkel  $0^\circ$ ) 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  $(4 \times 4)$ -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  $-45^\circ$  linear polarisierend:

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

$\lambda/4$ -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  $\alpha$  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

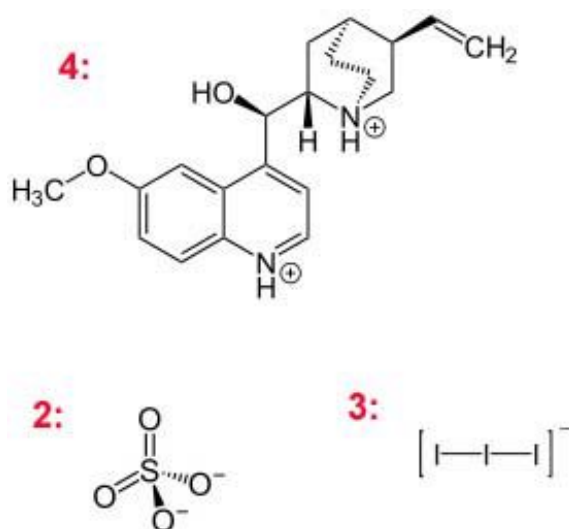


Abb. 6 Chemische Funktionsgruppen des Farbstoffs Herapathit

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  $\pi$ -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  $\lambda$  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  $\Delta n$  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  $\alpha$  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,

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

$\zeta$  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  $\delta n$  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  $180^\circ$ . 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  $\Delta n$  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  $\Delta n$  und dem äußeren Feld  $\vec{\mathcal{E}}$  schreibt man als

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

$\varrho_{eff}$  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

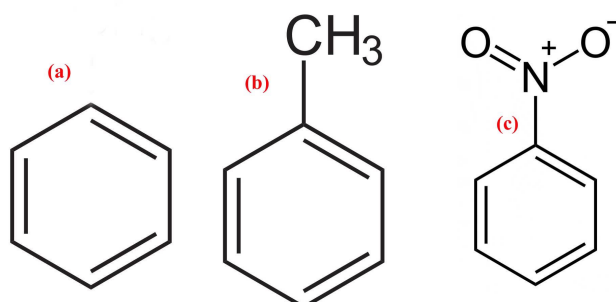


Abb. 7 Flüssigkeiten mit starkem Cotton-Mouton-Effekt:  
(a) Benzol (b) Methylbenzol (Toluol) (c) Nitrobenzol

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 ( $\text{SiO}_2$ ) und einer Beimengung verschiedener Oxide von Alkali- und Erdalkalimetallen wie  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{MgO}$  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

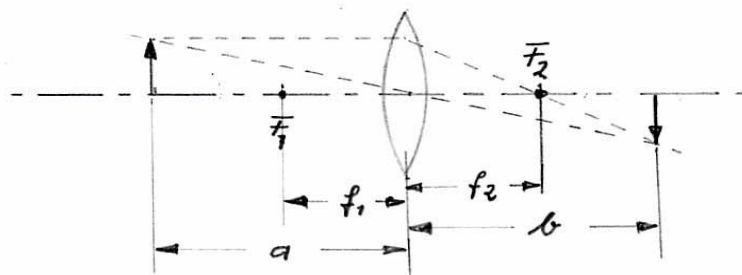


Abb. 8 Strahlungsfokussierung durch eine Linse

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

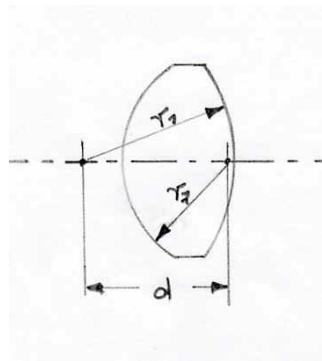


Abb. 9 Geometrische Form einer Linse mit Kugelausschnitten als Begrenzungsflächen

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  $180^\circ$  um die

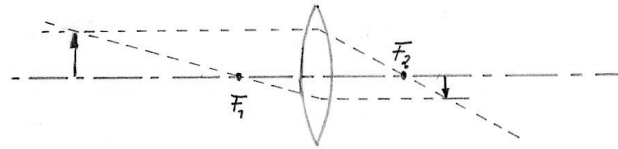


Abb. 10 Abbildung eines Gegenstands in  $a > 2 \cdot f$

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  $\Gamma$  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 ver- lassen, bilden linksseitig ein konvergentes Strahlenbündel, deren rechtsseitige geradlinige Verlängerung sich in einen 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

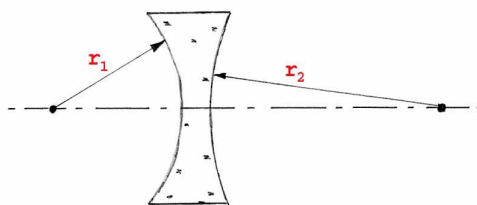


Abb. 11 Sphärische Linse mit Krümmungsradien  $r_1 < 0$  und  $r_2 < 0$

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.

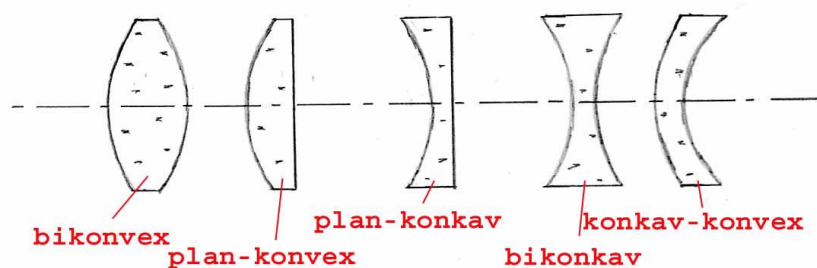


Abb. 12 Gebräuchliche Linsentypen

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.

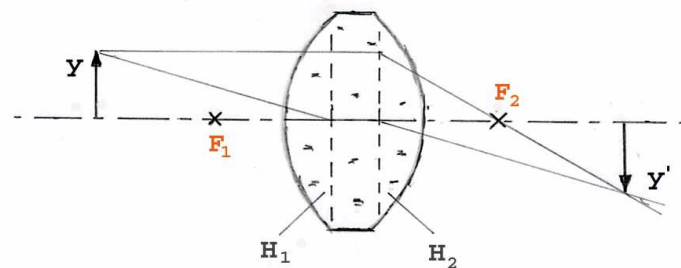


Abb. 13 Hauptebenenkonzept für dicke Linsen und Konstruktion des Strahlengangs

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-

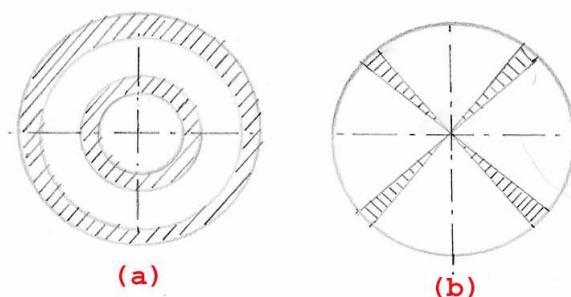


Abb. 14 Teilbereiche gleicher Brennweite von Linsen mit (a) sphärischer Aberration; (b) Astigmatismus.

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  $\Omega_{EP}$  verlaufende Anteil zum Bildaufbau bei.  $\Omega_{EP}$  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  $\Omega_{EP}$  die Größe

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

zu verwenden.  $\alpha$  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-

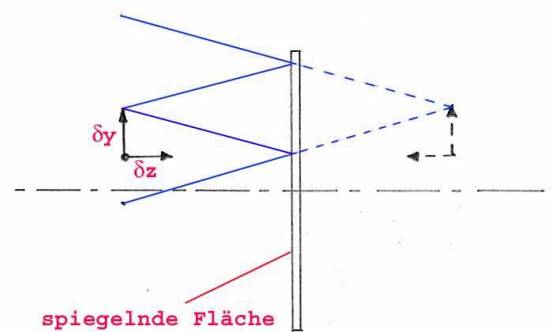


Abb. 15 Strahlengang am ebenen Spiegel

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  $\lambda$  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  $\alpha_0$  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

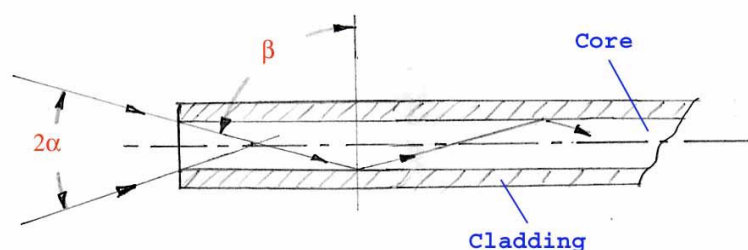


Abb. 16 Aufbau und Strahlengang einer optischen Faser

Grenzfläche Core/Cladding unter einem Winkel

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

Wählt man als die in die Gl. 11.113 einzusetzende Größe  $\beta_0$  den Grenzwinkel der Totalreflektion, wie er sich aus den Brechungsindizes dieser beiden Materialien ergibt, so wird das innerhalb der Faser verlaufende Licht immer unter den Bedingungen der Totalreflexion reflektiert, insbesondere also **ohne** Intensitätsverlust. Dieser Vorgang wiederholt sich vielfach im Zuge des Lichtdurchgangs durch die Faser, bis das Licht schließlich nahezu ungedämpft am Faserende wieder austritt.

Optische Fasern haben i.a. eine kreisförmige Querschnittsfläche. Auf Grund allgemeiner Gepflogenheiten in der technischen Optik (s. z.B. Abschnitt 11.6.2) hat es sich eingebürgert, die Größe

$$NA = \sin \alpha \quad (11.115)$$

als die *numerische Apertur* der optischen Faser zu bezeichnen. Sie bestimmt (in Verbindung mit der Strahlungsdichte der benutzten Strahlungsquelle) den Strahlungsenergiestrom, der in die Faser eingekoppelt werden kann.

Wie man leicht nachrechnen kann, liegt die geometrisch-lineare Dichte der beim Strahlungstransport in einer Faser auftretenden Totalreflexionen in der Größenordnung von  $2 \cdot 10^3 \cdot m^{-1}$  (Polymerfaser mit den Kenndaten  $d = 0,5 \cdot mm$ ;  $NA = 0,49$ ) bis  $10^4 \cdot m^{-1}$  (Glasfaser mit den Kenndaten  $d = 100 \cdot \mu m$ ;  $NA = 0,35$ ). Damit die Faserdämpfung, häufig als logarithmische Einheit  $D$  in  $dB$  angegeben,

$$D = 10 \cdot \log \frac{I_0}{I_1} \cdot dB \quad (11.116)$$

anwendungstechnisch tolerierbare Werte annimmt (s. Kapitel 11.17), muss **jede** dieser Totalreflexionen nahezu perfekt erfolgen. Dies bedeutet insbesondere, dass die Grenzfläche, an der diese Reflexion stattfindet, geometrisch und chemisch perfekt sein muss. Nun zeigt aber jede den Umwelteinflüssen ausgesetzte Oberfläche signifikante Degradationseffekte. M.a.W. die optisch wirksame Oberfläche muss vor diesen Einflüssen geschützt werden. Sie wird daher mit einer Schutzschicht versehen, dem sog. *Cladding*. Damit hierdurch der Grenzwinkel der Totalreflexion nicht zu groß wird und dem zufolge der maximal zulässige Eintrittswinkel  $\alpha$  zu klein, muss der Brechungsindex dieser Claddingschicht deutlich kleiner sein als der des Materials, aus dem das meist als *Core* bezeichnete Faserinnere gefertigt ist.

Optische Fasern werden überwiegend aus speziellen, für diese Anwendung optimierten anorganische Glassorten hergestellt. Für Anwendungen, bei denen etwas höhere Werte der Absorption toleriert werden, kommen auch hochreine amorphe Polymere (PMMA (Polymethylmetacrylat) bzw. PC (Polycarbonat)) zum Einsatz.

Sowohl durch die geometrischen Abmessungen ihres Faser-Querschnitts als auch über ihre jeweils typischen Anwendungsgebiete grundsätzlich verschieden sind die sog. *Monomode-* bzw. *Multimode-Fasern*. Diese Unterschiede werden wir nun näher betrachten.

**Monomode-Fasern (-/-)**

(XXX: Der Text des Absatzes *Monomode-Fasern* ist noch nicht verfügbar.)

**Multimode-Fasern (-)**

Multimode-Fasern haben eine Querschnittsfläche, die groß ist gegenüber der benutzten Lichtwellenlänge,

$$A \gg \lambda^2 \quad (11.117)$$

Dadurch ist es in der Praxis nicht mehr möglich, bei der Einstrahlung mit Licht nur eine oder einige wenige der im Abschnitt 6.2.2 erläuterten Schwingungsmoden der Faser anzuregen. Sobald jedoch ein ganzes Kollektiv an Moden angeregt wird, ist bei der Beschreibung des Lichttransports innerhalb der Faser der Übergang zum vereinfachten Konzept der geometrischen Optik zulässig. Hiervon habe ich im Kopftext zu diesem Abschnitt bereits Gebrauch gemacht, allerdings ohne eine nachvollziehbare Erklärung hierfür bereits zu nennen.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Multimode-Fasern* ist noch nicht verfügbar.)

Zum Abschluss dieses Abschnitts stelle ich einige typische Kenndaten der verschiedenen Typen von optischen Fasern vergleichend einander gegenüber.

Fasertyp	Core Material	Cladding <i>D</i>	Material	<i>D</i>	Länge	Dämpfung <i>dB/m</i>	Reisskraft <i>N</i>
Multimode	Glas						
Monomode	Glas						
Multimode	PC						
Multimode	PMMA						

(XXX: Die für diese Tabelle vorgesehenen Kenndaten sind noch nicht verfügbar.)

Für die Signalübertragung über größere Strecken der Größenordnung *km* werden ausschließlich Glasfaserkabel eingesetzt. Im Bereich kurzer Entfernungen der Größenordnung *m* hat sich heute (2015) weitgehend die POF (polymer-optische Faser) etabliert. Eine typische, kommerziell relevante Anwendung ist die Übertragung eines Digital-Audio-Signals von einem Consumer-Gerät zu einem anderen.

**11.6.7 Blenden (\*)**

Blenden haben die Aufgabe, die optisch wirksame Querschnittsfläche des Strahlengangs an einer vorgegebenen Stelle zu begrenzen z.B. in der Eintrittspupille eines Objektivs oder in der Ebene eines Zwischenbildes. Dies kann dazu dienen,

- den Strahlungsstrom in seiner Gesamtintensität zu begrenzen,

- die wirksame Öffnung eines Abbildungs-Objektivs vorzugeben und damit u.a. die Abbildungsqualität zu beeinflussen,
- Streulicht aus dem Strahlengang fernzuhalten,
- oder auch - in der kohärenten Optik - die Moden-Reinheit des Laserlichtes zu verbessern.

Damit diese Aufgabe optimal erfüllt wird, muss das Blendenmaterial diesen Anteil der Gesamtstrahlung möglichst vollständig absorbieren oder reflektieren. Dabei ist jedoch die Verwendung primär **reflektierender** Blenden experimentell sehr problematisch. Denn es muss sicher gestellt werden, dass das von der Blende reflektierte Licht nicht wieder in den aktiven Strahlengang gerät, und sei es auch nur partiell und auf Umwegen. Von besonderer Bedeutung für die Qualität einer Blende ist deren Materialstärke an der aktiven Öffnung. Denn diese bestimmt die Größe der Fläche, die von der aktiven Strahlung getroffen wird. Und es ist unvermeidbar, dass diese Fläche einen merklichen Teil dieses Strahlungsstroms nicht absorbiert, sondern in unkontrollierter Weise zurückstreut. Es muss daher damit gerechnet werden, dass ein Teil dieses Streulichtes letztlich wieder in den aktiven Strahlengang gerät. Hochwertige Blenden bestehen daher aus einem extrem dünnen geschwärzten Metallblech. Soll der Blendendurchmesser verstellbar sein, ist dieses Blech in ineinander greifende Lamellen aufgeteilt. Ein derartiges Element bezeichnet man als *Irisblende*.

#### 11.6.8 Filter (-)

Optische Filter haben die Aufgabe, den Durchlassbereich eines optischen Strahlengangs spektral auf einen von der Anwendung vorgegebenen Bereich einzuengen. Am häufigsten sind

- *Bandfilter*, also solche, die nur einen mehr oder weniger schmalen Bereich des Spektrums passieren lassen, und
- *Passfilter*: *Langpassfilter* lassen alles Licht passieren, dessen Wellenlänge größer ist als eine gewisse Grenzwellenlänge. Umgekehrt lassen *Kurzpassfilter* alles Licht passieren mit einer Wellenlänge, die kleiner ist als die Grenzwellenlänge des Filters.

In ihrem jeweiligen Durchlassbereich haben diese Filter im Idealfall eine konstante und sehr niedrige Restabsorption. Je nach Art des physikalischen Effektes, der zur Realisierung eines derartigen Filters eingesetzt wird, sind diese idealisierten Eigenschaften in unterschiedlich guter Näherung umsetzbar.

Das wohl naheliegendste Konzept zum Aufbau eines optischen Filters ist die Ausnutzung der Absorption (Abschnitt 11.2.2). Wir benötigen also einen für die jeweilige Anwendung optimal ausgewählten Farbstoff (oder eine geeignete Mischung von Farbstoffen) und eine möglichst absorptions- und streuungsfreie Matrix, in der sich der

(die) Farbstoff(e) bei der Herstellung molekular-dispers (s. Abschnitt 8.1.17) verteilen lässt. Als Matrix hat sich zum einen *Gelatine* durchgesetzt, vermutlich auf Grund der guten Erfahrungen mit diesem Material in der Photographie. Die verwendeten Farbstoffe sind in diesem Fall spezielle besonders bestrahlungsbeständige organische Farbstoffe. Denn sie dürfen ja unter den anwendungsspezifischen Bestrahlungsbedingungen ihr Absorptionsverhalten über eine ausreichend lange Zeit nur akzeptabel wenig verändern. Derartige Filter wurden in der Vergangenheit insbesondere von den Marktführern der Photo-Industrie hergestellt und vertrieben, also von Kodak Industries und der Agfa-Gevaert AG. Ich bin unsicher, ob es heute (2010) überhaupt noch Firmen gibt, die Gelatinefilter herstellen und vertreiben. Vermutlich werden nur noch Restbestände von Spezialanbietern vertrieben.

Historisch deutlich älter als die Gelatinefilter auf Basis organischer Farbstoffe sind die *Glasfilter*. Hierbei handelt es sich um Gläser, in die während des Herstellungsprozesses gezielt Verunreinigungen eingebracht werden, die dann als *Farbzentren* (s. Abschnitt 9.2) wirken. Glasfilter sind i.a. langzeitstabil und beständig gegen Strahlungsbelastungen. Es ist jedoch keine große Variabilität im spektralen Verlauf der Absorption verfügbar, so dass für besonders steile und schmalbandige Filter i.a. auf andere Filtertypen übergegangen werden muss. Sofern die Herstellungskosten von untergeordneter Relevanz sind, kann man Glasfilter mit einem vorgegebenen spektralen Verlauf der Absorption dadurch herstellen, dass man eine geeignete Auswahl von kommerziell verfügbaren Glasfiltern auf vorher berechnete Solldicken herunterschleift und dann verkittet (s. auch Abschnitt 11.15.6).

In neuerer Zeit immer bedeutender geworden sind sog. *Interferenzfilter*. Diese oft auch als *dichroitische Filter* bezeichneten Bauelemente bestehen aus einem transparenten Träger, z.B. Quarzglas, auf das ein Paket von dünnen, abwechselnd metallischen und nichtmetallischen (dielektrischen) Schichten im sub- $\mu\text{m}$ -Bereich aufgetragen wurde. Die optischen Weglängen dieser Schichten sind so berechnet, dass es zu wohl bestimmten Interferenzeffekten zwischen den Strahlungsanteilen kommt, die von den verschiedenen Grenzflächen dieses Schichtenpakets reflektiert bzw. durchgelassen werden. Insgesamt hat dann die relative durchgelassene Strahlungsintensität  $\frac{I(\lambda)}{I_0}$  (oder auch die reflektierte) in akzeptabler Näherung den von der Anwendung her gewünschten Verlauf. Vorteil dieses Filterkonzeptes ist der nahezu frei wählbare Verlauf der relativen Transmission  $\frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)}$ . Ein wichtiger Nachteil besteht darin, dass nur sehr eingeschränkt ein spektral sehr steiler Abfall der Transmission realisierbar ist und noch schwieriger eine in einem größeren Spektralbereich hohe Absorption. Man hilft sich oft, indem man das Interferenzfilter zusammen mit einem Glas-Passfilter einsetzt. Ein weiterer Nachteil ist die starke Veränderung der Filterkurve  $\frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)}$ , sobald man das Filter gegenüber der Messstrahlung verkippt. Interferenzfilter eignen sich daher primär für annähernd parallele Strahlenbündel.

Zumindest in Geräten, die mit sichtbarem Licht arbeiten, ist eine der häufigsten Aufgaben für ein Filter die möglichst vollständige Abtrennung des infraroten Strahlungsanteils aus dem Beleuchtungslicht. Hierzu enthält nahezu jede Beleuch-

tungseinheit in einem derartigen Gerät ein sog. *Wärmeschutzfilter*. Dieses ist meist ein Glasfilter, und eine wichtige Aufgabe des Geräte-Konstrukteurs besteht darin, eine Überhitzung dieses Filters ebenso zu vermeiden wie eine inhomogene Erwärmung. Anderenfalls zerspringt das Filter während des Betriebs des Gerätes.

Photometer enthalten oft ein Filter, das die spektrale Empfindlichkeit der Messung auf den gewünschten Bereich einengt. Bei diesen sog. *Messfiltern* kommt es in besonderem Maße auf eine ausreichende Langzeitstabilität sowohl bzgl. der Strahlungsbelastung als auch bzgl. beliebiger anderer Mechanismen an (s. auch Abschnitt 11.15.6). Sobald sich nämlich die spektrale Transmissionskurve  $T = T(\lambda)$  des Messfilters verändert, ändert sich i.a. auch der bei der Messung einer Probe von dem Photometer angezeigte Wert.

Die Festlegung auf einen bestimmten Filtertyp kann in jedem Fall nur anwendungsspezifisch erfolgen. Kriterien für die Auswahl eines Filters (bzw. Filtertyps) sind insbesondere folgende Kennwerte:

- die mittlere Abweichung der relativen spektralen Transmission  $\frac{T(\lambda)}{T(\lambda_0)}$  von der aus der Anwendung resultierenden Sollkurve  $T_s(\lambda)$ ;
- der Absolutwert der Transmission an einer ausgewählten, durch die Anwendung vorgegebenen Wellenlänge  $\lambda_0$ ; in vielen Anwendungen ist dies die Absorption im Maximum der Sollkurve  $T_s(\lambda)$ ;
- der Absolutwert der Transmission im sog. Sperrbereich des Filters, also in einem Spektralbereich, in dem gilt:

$$T_s(\lambda) = 0$$

- die maximal zulässige Bestrahlungsstärke;
- die maximal zulässige Temperatur;
- die Bestrahlungsstabilität, ausgedrückt durch die typische Veränderung der Transmissionskurve  $T(\lambda)$ , die unter den aus den Anwendung resultierenden typischen Betriebsbedingungen innerhalb einer gewissen Zeit auftritt; die diese Veränderungen bewirkenden Prozesse sind hochgradig nichtlinear; sie müssen immer unter realistischen Bestrahlungsbedingungen gemessen werden;
- die Langzeitstabilität, ausgedrückt durch die typische Veränderung der Transmissionskurve  $T(\lambda)$ , die auch ohne Bestrahlung des Filterspro Zeiteinheit auftritt.

### 11.6.9 Die Ulbricht-Kugel (-)

Die Aufgabe dieses nach dem Ingenieur *Fritz Richard Ulbricht* (\* 1849 in Dresden; † 1923 ebenda) benannten Elementes besteht darin, von dem Strahlungsstrom, der auf seine Eingangsfläche auftrifft, einen von dessen Eingangswinkel und spektraler Verteilung unabhängigen festen Anteil auf den an die Ulbricht-Kugel angeschlossenen Strahlungsdetektor zu lenken. Eine derartige aus Ulbricht-Kugel und Detektor bestehende Empfangseinheit bildet demnach das komplementäre Detektor-Element zum Sender-Element des Lambert-Strahlers (Abschnitt 11.8.1).

Eine technische Realisierung dieser Aufgabenstellung erreicht man mit einer Hohlkugel mit 2 Öffnungen, deren Innenfläche mit einem diffus remittierenden weißen Material beschichtet ist. Eine der genannten Öffnungen bildet die Eingangsfläche des Detektionssystems, an die andere wird der Detektor montiert. Die beiden Öffnungen sind so angeordnet, dass das in die Kugel eintretende Licht nur auf dem Umweg über eine oder mehrere Remissionen von der Innenwand der Kugel zum Detektor gelangen kann. Damit diese Bedingung in ausreichendem Umfang erfüllt ist, sollte die Fläche aller Öffnungen insgesamt weniger als 5% der Kugel-Innenfläche ausmachen. Für Präzisionsmessungen im sichtbaren Spektrum wird als Beschichtungsmaterial meist Bariumsulfat ( $BaSO_4$ ) eingesetzt. Mit ihm erreicht man

$$R_{BaSO_4} > 0,97 \quad \text{für } 300 \cdot nm < \lambda < 1,3 \cdot \mu m \quad (11.118)$$

Eine optimierte Teflonbeschichtung (Teflon<sup>®</sup>) ist die Handelsbezeichnung der Fa. Dupont/Wilmington/Del.(USA) für das Polymer *Polytetrafluoräthylen*) ist für einen etwas erweiterten Spektralbereich geeignet, mit ihm erreicht man

$$R_{Teflon} > 0,95 \quad \text{für } 250 \cdot nm < \lambda < 2,5 \cdot \mu m \quad (11.119)$$

Für die Messung im nahen und mittleren Infrarot schließlich empfiehlt sich eine Goldbeschichtung, denn es gilt

$$R_{Gold} > 0,95 \quad \text{für } 1,1 \cdot \mu m < \lambda < 20 \cdot \mu m \quad (11.120)$$

Eine kostengünstige und kompaktere Alternative zur Ulbricht-Kugel ist die *Diffusorscheibe*, eine mikroporöse Glas- oder Polymerplatte, die das auffallende Licht nur geringfügig absorbiert, aber sehr stark streut. Die beste Annäherung an das Verhalten eines idealen Streuelementes wird durch eine nur wenige  $100 \cdot \mu m$  dicke (aber trotzdem noch ausreichend stark streuende) Schicht erreicht, die (zur Gewährleistung der mechanischen Festigkeit) auf einen transparenten Träger aufgebracht ist. Insbesondere wegen der Reflexionen an seinen äußeren Grenzflächen ist jedoch das optische Verhalten einer derartigen Diffusorscheibe nicht völlig mit dem einer Ulbricht-Kugel identisch.

### 11.6.10 Optisch-diffraktive Elemente (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Optisch-diffraktive Elemente* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.6.11 *Polarisationsspezifische Elemente* (-)

(XXX: Der Kopftext zum Abschnitt *Polarisationsspezifische Elemente* ist noch nicht verfügbar.)

#### **Polarisationsfilter** (-)

Bauelemente, die den im Absatz S. 1464 beschriebenen Effekt des Dichroismus ausnutzen, bezeichnet man als *Polarisationsfilter*. Mit ihnen lässt sich aus unpolarisiertem Licht linear polarisiertes Licht erzeugen, dessen Polarisationsebene durch einfaches Drehen des Polarisationsfilters in jede beliebige Winkelposition eingestellt werden kann. Die erste kommerzialisierbare technische Realisierung einer Polarisationsfolie gelang Herbert Land 1932 durch die Erfindung eines Verfahrens zur Herstellung polarisierender Folien auf Basis von Herapathit und Polyvinylalkohol, s. wieder Absatz S. 1464. Er gründete 1937 die Fa. Polaroid, die zunächst primär diese Polarisationsfolie produzierte und vertrieb. Als wichtigste kommerzielle Anwendung seiner Folie galt der Einsatz in Sonnenbrillen. Da das auf die Erdoberfläche auftreffende direkte Sonnenlicht partiell polarisiert ist, kann man durch eine polarisierende Zusatzschicht die blendende Wirkung von direktem und von hochglänzenden Oberflächen reflektiertem Sonnenlicht abmindern. Ab 1947 konzentrierte sich Polaroid dann auf ein völlig andersartiges Projekt, die Entwicklung einer photographischen Sofortbild-Technik.

Heute findet die Polarisationsfolie ihre kommerziell wichtigste Anwendung in Flüssigkristall-Anzeigen (engl. **liquid crystal display** LCD), s. Absatz S. 1951.

(XXX: Der weitere Text zum Absatz *Polarisationsfilter* ist noch nicht verfügbar. In diesem wird auch eine Beschreibung der nachfolgenden Abb. 17 enthalten sein:).

#### **Akusto-optische Modulatoren (AOM)** (-/-)

(XXX: Der Text des Absatzes *Akusto-optische Modulatoren (AOM)* ist noch nicht verfügbar.)

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

### 11.6.12 *Mikrostrukturierte Oberflächen* (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Mikrostrukturierte Oberflächen* ist noch nicht verfügbar. s. [7])

## **11.7 Messgrößen für optische Strahlungsströme** (-)

In diesem Kapitel werden wir uns mit einem Paket von strahlungsphysikalischen Begriffsbildungen befassen, deren präzise Kenntnis für die fehlerfreie Planung und

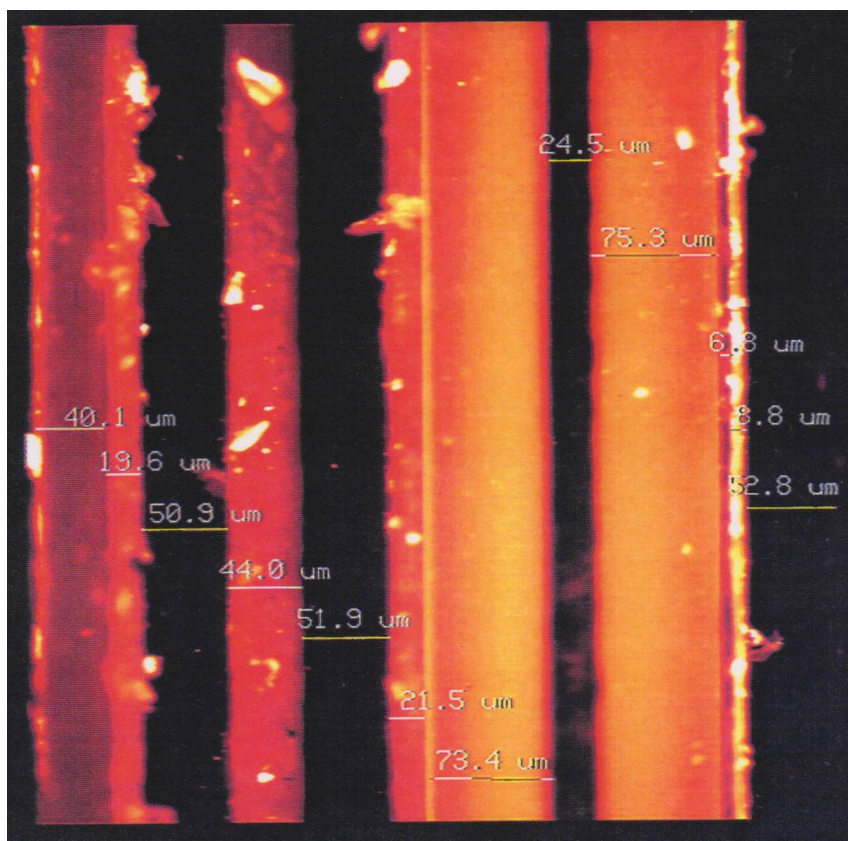


Abb. 17 Schichtstruktur einer kommerziellen Polarisationsfolie  
(Quelle: Aufnahme des Autors mit einem konfokalen Laserscanning-Mikroskop)

Durchführung von Strahlungsmessungen unverzichtbar ist, über deren logisch stringente Einführung in den Lehrbüchern aber dennoch oft relativ großzügig hinweggegangen wird. Diese Definitionen sind weitgehend unabhängig von der physikalischen Natur der betrachteten Strahlung. Sie gelten also nicht nur für elektromagnetische Strahlung sondern (unter geeigneten zusätzlichen Voraussetzungen) z.B. genau so für radioaktive Partikelstrahlung oder für akustischen Schall. Bei der Entwicklung dieser Begriffe wird vorausgesetzt, dass

- die (von der Strahlungsquelle aus nach *außen* gerichtete) Strahlungsemission auf die Oberfläche eines begrenzten Volumens, eben dem der Strahlungsquelle beschränkt ist (oder zumindest gedanklich dieser strahlenden Oberfläche zugeordnet werden darf);
- die Messung der Strahlung in einer Detektionsfläche erfolgt, die *ausreichend weit* von der Strahlungsquelle entfernt ist;
- Interferenzeffekte keine Rolle spielen, die Strahlung also insbesondere völlig

inkohärent ist; und dass

- die Strahlungsausbreitung in dem Raum zwischen Strahlungsquelle und Detektionsfläche geradlinig und absorptionsfrei erfolgt.

Dabei ist die letzte Voraussetzung nicht zwingend erforderlich, ihre Verwendung wird uns jedoch den Einstieg in diese Materie erleichtern und die Formulierung der verschiedenen Begriffsdefinitionen nicht noch weiter verkomplizieren. An einigen Stellen innerhalb dieses Buches werde ich dann gezwungen sein, diese Voraussetzung fallen zu lassen. Um nicht unnötig abstrakt werden zu müssen, werde ich mich bei der jeweiligen Formulierung dieser Begriffsdefinitionen und der zwischen ihnen geltenden Zusammenhänge an dem Fall der elektromagnetischen Strahlung orientieren. Z.B. werde ich die jeweils diskutierten Ströme meist als Energieströme bezeichnen. Außerdem werde ich zunächst keine Unterscheidung nach den zu unterschiedlichen Wellenlängen gehörenden Anteilen der Strahlung vornehmen. Da die im Folgenden zu behandelnden Messgrößen primär benötigt werden, um die **geometrisch** bedingten Zusammenhänge korrekt zu erfassen, lassen sich nämlich zu allen diesen Größen  $X$  unmittelbar die zugehörigen spektralen Dichten definieren derart, dass gilt

$$X = \int X_\lambda \cdot d\lambda \quad (11.121)$$

Die begriffliche Kennzeichnung lautet dann immer (*relative oder absolute*) *spektrale X-Dichte*. Und jede Beziehung, die zwischen verschiedenen Größen  $X^{(i)}$  gilt, bleibt dann auch für die zugehörigen spektralen Dichten  $X_\lambda^{(i)}$  erhalten. Voraussetzung für diese Vorgehensweise ist wieder insbesondere, dass jederlei Arten von Interferenzeffekten vernachlässigt werden dürfen, so dass sich die Beiträge der verschiedenen Wellenlängenbereiche zu der jeweils betrachteten Messgröße linear addieren.

Es sei noch erwähnt, dass ich an verschiedenen anderen Stellen in diesem Buch etwas unspezifisch von einer Strahlungs*intensität* (der Dimension *Leistung*) sprechen werde, also eine Präzisierung auf die in diesem Kapitel noch zu definierenden Größen vermeide. Das wird immer dann der Fall ein, wenn die genauen geometrisch-optischen Bedingungen der Strahlungsausbreitung entweder nicht genau bekannt oder relativ komplex sind, in jedem Fall aber für die zur Diskussion stehende Frage von untergeordneter Bedeutung.

### 11.7.1 Messgrößen der Strahlungsemission (\*)

Wir betrachten eine Konfiguration, die aus einer räumlich endlich ausgedehnten Strahlungsquelle mit zeitlich konstantem Abstrahlungsverhalten und einem sich daran anschließenden leeren Raum besteht. Im Inneren dieser Strahlungsquelle wird an einem Punkt  $\vec{r}$  einerseits Strahlungsstrom erzeugt, andererseits wird auch Strahlungsstrom durch Absorption vernichtet. Ein einfacher, aber realitätsnaher Ansatz

für dieses Verhalten lautet (s. Absatz S. 180)

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) &= \kappa(\vec{r}) - \varepsilon(\vec{r}) \cdot j(\vec{r}) \\ \kappa(\vec{r}) &: \text{volumenbezogene Dichte der Strahlungserzeugung} \\ \varepsilon(\vec{r}) &: \text{lokaler Absorptionskoeffizient des Materials der Strahlungsquelle} \end{aligned}$$

Voraussetzungsgemäss lassen sich für jede der von uns betrachteten Strahlungsquellen einfach zusammenhängende Volumina  $V_0$  finden, für die gilt

$$\begin{aligned} \kappa(\vec{r}) &= 0 \quad \forall (\vec{r} \notin V_0) \\ \varepsilon(\vec{r}) &= 0 \quad \forall (\vec{r} \notin V_0) \end{aligned}$$

Für eine beliebige geschlossene Fläche gilt nun der Gauss'sche Satz (Gl. 3.396):

$$\int_{\operatorname{Rd}(V)} \vec{P} * \vec{dA} = \int_V \nabla * \vec{P} \cdot dV$$

also auch für den Rand jedes dieser Volumina  $V_0$ . Aus der Sicht eines Beobachters außerhalb der Quelle tritt die von ihm beobachtete Strahlung aus einer wohl definierten, i.a. einfach zusammenhängenden Oberfläche aus, der *strahlenden Oberfläche*  $A_S$  der Quelle. Der Index  $S$  steht für **S**ender oder **S**ource (im Gegensatz zum später auftretenden Index  $D$  für **D**etector). Es gilt also

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) &> 0 \quad \forall \vec{r} \in A_S \\ &= 0 \quad \forall \vec{r} \notin A_S \end{aligned} \quad (11.122)$$

$\vec{j}$  ist die Dichte des beobachteten (Energie-)Strahlungsstroms, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}}$ . Wir bilden nun für eine beliebige Fläche  $A$ , die  $A_S$  ganz umschließt, folgenden Ausdruck:

$$\int_A \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA} = J_S \quad (11.123)$$

Über den Gaußschen Satz (Gl. 3.396) können wir diesen Ausdruck umformen in ein Integral über das von  $A_S$  (!) umschlossene Volumen  $V_S$ ,

$$\int_A \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA} = \int_{V_S} \operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) \cdot d^3r \quad (11.124)$$

Demn das übrig bleibende Volumen  $V - V_S$  enthält nur einen leeren Raum, in ihm ist trivialerweise  $\operatorname{div} \vec{j}(\vec{r}) = 0$ . Die Größe  $J$  ist also von der Wahl der die Quelle umhüllenden Fläche  $A$  unabhängig. Sie ist die fundamentale Kenngröße der Quelle, sie hat die Dimension einer *Leistung* und wird als *Strahlungsfluss* bezeichnet. Sie kennzeichnet den gesamten von der Quelle abgestrahlten Strahlungsenergiestrom.

Wir fragen nun, wie sich der gesamte Strahlungsfluss  $J$  der Quelle auf deren (reale) strahlende Fläche  $A_S$  verteilt. Hierzu betrachten wir eine einfach zusammenhängende Teilfläche  $\delta A_S$ , die ganz in  $A_S$  liegt, und den von uns betrachteten sog. Aufpunkt mit der Ortskoordinate  $\vec{r}$  als **inneren** Punkt enthält. Den aus dieser Teilfläche  $\delta A_S$  austretenden Strahlungsfluss bezeichnen wir als  $J_{\delta A_S}$ . Zu dieser Teilfläche konstruieren wir eine gegen den Flächeninhalt 0 konvergierende Folge von Flächen  $\delta A_S^{(i)}$ , die alle ebenfalls ganz in  $A_S$  liegen und die alle diesen Punkt  $\vec{r}$  als inneren Punkt enthalten. Wir bestimmen nun den Ausdruck

$$\lim_{\delta A_S \rightarrow 0} \frac{J_{\delta A_S}}{\delta A_S} = M(\vec{r}) \quad (11.125)$$

und bezeichnen diese Größe  $M(\vec{r})$  als die *spezifische Ausstrahlung* der Quelle an der Stelle  $\vec{r}$  ihrer strahlenden Oberfläche  $A_S$ .  $M(\vec{r})$  hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}}$ .

Durch Angabe dieser Funktion  $M(\vec{r})$  ist das Strahlungsverhalten einer Quelle noch **nicht** vollständig beschrieben, denn es fehlt noch die Aussage, in welcher Weise sich die Strahlung nach Verlassen von  $A_S$  jeweils auf die unterschiedlichen Raumrichtungen verteilt. Zur Beschreibung dieser Richtungsabhängigkeit verwenden wir ein räumliches Polarkoordinatensystem  $(r_S; \vartheta_S; \varphi_S)$ , das in folgender Weise mit der jeweiligen lokalen Orientierung des strahlenden Flächenelementes verknüpft ist: Der Winkel  $\vartheta_S = 0$  entspricht einer Abstrahlung senkrecht zu  $\delta A_S$ , und der Ursprung von  $(r_S; \vartheta_S; \varphi_S)$  liegt im Schwerpunkt von  $\delta A_S$ . Unter Verwendung dieses (lokalen) Koordinatensystems verwenden wir nun eine Konstruktion, die analog ist zu unserem Vorgehen zur Definition der spezifischen Ausstrahlung: Wir schlagen um den Ursprung des lokalen Koordinatensystems  $(r_S; \vartheta_S; \varphi_S)$  eine Kugel mit dem (hinreichend großen) Radius  $a$  und definieren auf der so entstehenden Detektionsfläche  $A_D$  an einem Punkt  $P$  mit den Koordinaten  $(a; \vartheta_S; \varphi_S)$  eine Teilfläche  $\delta A_D$ . Der von  $\delta A_S$  ausgehende und sodann auf  $\delta A_D$  auftreffende Strahlungsstrom sei  $J_{\delta A_S, \delta A_D}(a, \vartheta_S; \varphi_S)$ . Für jede reale Strahlungsquelle gilt dann wieder, dass der Ausdruck

$$L(\vartheta_S; \varphi_S) = a^2 \cdot \lim_{\substack{\delta A_S \rightarrow 0 \\ \delta A_D \rightarrow 0}} \frac{J_{\delta A_S, \delta A_D}(a, \vartheta_S; \varphi_S)}{\delta A_S \cdot \delta A_D} \quad (11.126)$$

für genügend große  $a$  nicht mehr von  $a$  abhängt. Diese Größe  $L$  ist in der hier dargestellten Form in den Lehrbüchern i.a. nicht zu finden. Ich möchte sie als die *spezifische Ausstrahlungsdichte* bezeichnen, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche} \cdot \text{Raumwinkel}}$ .

Die spezifische Ausstrahlung bzw. die spezifische Ausstrahlungsdichte sind die zur genaueren physikalischen Beschreibung der Quelle geeigneten Größen, z.B. bei der detaillierten Modellierung der Strahlungsvorgänge der Sonne. Für die Berechnung von **Bestrahlungssituationen** z.B. bei der Verwendung dieser Quelle in einem optischen Gerät sind sie jedoch kaum geeignet, wie wir weiter unten verstehen werden. Daher spielen diese Größen auch in der Literatur der konventionellen Optik eine eher untergeordnete Rolle.

Wir wählen nun als Fläche  $A_D$  eine Kugeloberfläche mit ausreichend großem (s.u.) Durchmesser  $a$  und mit einem Punkt aus dem Inneren der gesamten Quelle als Kugelmittelpunkt, und wir benutzen zur Darstellung der geometrischen Zusammenhänge ein festes räumliches Polarkoordinatensystem  $(r; \vartheta; \varphi)$  mit dem soeben genannten Punkt aus dem Inneren der Quelle als Ursprung. Die Richtung des Referenzstrahls für dieses Koordinatensystem (mit  $\vartheta = 0; \varphi = 0$ ) gibt man i.a. in Bezug auf die Quelle an (und nicht etwa mit Hilfe des Detektors). Z.B. entscheidet man sich für eine der Symmetrieachsen der Quelle (wenn vorhanden). Sodann bestimmen wir den auf eine einfach zusammenhängende Teilfläche  $\delta A_D$  auftreffenden Strahlungsfluss

$$\delta J = \int_{\delta A_D} \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA} \quad (11.127)$$

Der Schwerpunkt dieser Fläche  $\delta A_D$  habe die Koordinaten  $(a; \vartheta; \varphi)$ . Für jede reale Strahlungsquelle gilt nun, dass die Größe

$$I(\vartheta, \varphi) = a^2 \cdot \lim_{\delta A_D \rightarrow 0} \frac{\int_{\delta A_D} \vec{j}(\vec{r}) * \vec{dA}}{\delta A_D} \quad (11.128)$$

unabhängig von  $a$  wird, sobald nur ein gewisser Mindestabstand  $a_0$  eingehalten wird, den man auch als den *photometrischen Mindestabstand* bezeichnet. Geometrisch-optisch betrachtet ist dieser Mindestabstand dadurch gegeben, dass die für die unterschiedlichen Flächenelemente  $\delta A_S$  jeweils in unterschiedlichem Ausmaß wirksamen Abschattungseffekte sich nicht mehr signifikant verändern, wenn man bei konstanten Werten  $(\vartheta, \varphi)$ , also bei konstanter Abstrahlungsrichtung den Abstand zwischen Quelle und Detektor vergrößert. Den innerhalb des so festgelegten photometrischen Mindestabstands bezeichnet man als den *Nahfeldbereich* der Strahlungsquelle. Der Grenzübergangsprozess  $\delta A_D \rightarrow 0$  in Gl. 11.128 ist wieder derart zu führen, dass der Flächenschwerpunkt hierbei unverändert bleibt. Da in der strahlungsphysikalischen Messtechnik aus vielerlei Gründen eine Messgenauigkeit von besser als 1 · % nur schwierig zu erreichen ist, genügt es auch an dieser Stelle sicher zu stellen, dass sich  $I(\vartheta, \varphi)$  beim Übergang von  $a = a_0$  nach  $a \rightarrow \infty$  nur noch um weniger als 1 · % verändert. Die durch die Gl. 11.128 definierte Größe wird als *Strahlungsstärke* bezeichnet, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Raumwinkel}}$ . Sie hat offensichtlich eine enge logische Verwandtschaft zur spezifischen Ausstrahlungsdichte (Gl. 11.126), sie hat aber nicht dieselbe Dimension und lässt sich i.a. auch nicht auf einfache Weise aus dieser ausrechnen! Der relative Verlauf von  $I(\vartheta, \varphi)$  wird auch als die *Indikatrix* der Strahlungsquelle bezeichnet. Diese Größe verändert sich i.a. deutlich mit den Koordinaten  $\vartheta$  und  $\varphi$ . Wir werden hierauf im Kapitel 11.8 noch mehrfach genauer eingehen. Um ein Trivialbeispiel zu nennen: Bei einer konventionellen Glühlampe geht von deren Sockelbereich i.a. keine Strahlung aus, zumindest keine im sichtbaren Wellenlängenbereich. In diesem Winkelbereich beträgt der Wert von  $I(\vartheta, \varphi)$  daher annähernd 0.

Einem Beobachter, der sich an einem bestimmten Punkt auf der oben eingeführten Fläche  $A_D$  befindet, zeigt sich die Strahlungsquelle als strahlende Fläche  $A_S^*$ , die **nicht** mit  $A_S$  übereinstimmt, sondern sich (z.B.) aus der Punkt-Projektion von  $A_S$  auf die um den Beobachtungspunkt  $P$  mit demselben Radius  $a$  geschlagene Kugel ergibt, s. Abb. 18. Zur konsequenten Unterscheidung von  $A_S$  bezeichne ich  $A_S^*$  als die *effektive Strahlungsfläche* der Quelle. Flächenanteile von  $A_S$ , die von den vom

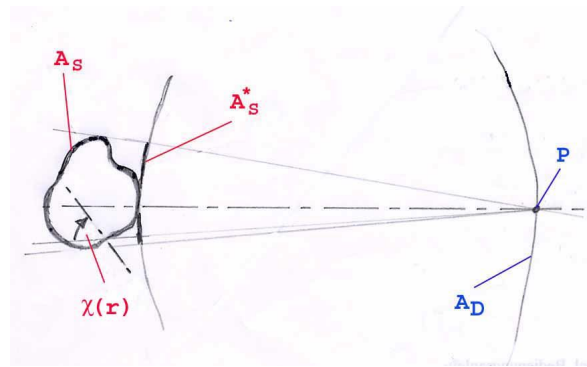


Abb. 18 Strahlende Oberfläche  $A_S$  einer Strahlungsquelle und die zur Definition der strahlungsphysikalischen Größen benötigten Hilfsflächen

Beobachtungspunkt  $P$  ausgehenden Projektionsstrahlen nicht erfasst werden, die also von  $P$  aus nicht *zu sehen* sind, tragen zu der Strahlung, die von  $A_S^*$  in die zum Punkt  $P$  weisende Richtung abgestrahlt wird, **nicht** bei. Die verbleibenden Flächenelemente  $dA_S$  werden entsprechend dem Winkel  $\chi(\vec{r})$  zwischen den beiden Flächenelementen  $\vec{dA}_S$  und  $\vec{dA}_S^*$  gestaucht, s. wieder Abb. 18,

$$dA_S^* = dA_S \cdot \cos \chi \quad (11.129)$$

Es erscheint mir wichtig noch einmal festzuhalten, dass sich die effektive Strahlungsfläche  $A_S^*$  i.a. deutlich von der realen strahlenden Fläche  $A_S$  unterscheidet, und dass dieser Unterschied sich i.a. auch noch signifikant mit der Beobachtungsrichtung  $(\vartheta, \varphi)$  ändert.

Auf dieser Fläche  $A_S^*$  führen wir nun einen verwandten Grenzübergangsprozess aus wie denjenigen, der uns zur Definition der Strahlungsstärke geführt hat. Wir betrachten ein Flächenelement  $\delta A_S^*$ , das ganz innerhalb von  $A_S^*$  liegt, und den Aufpunkt mit der Ortskoordinate  $\vec{r}^*$  als **inneren** Punkt enthält, und von dem der Strahlungsstrom  $\vec{j}_{\delta A_S^*}(\vec{r}^*)$  in die betrachtete, durch  $\vartheta$  und  $\varphi$  festgelegte Richtung ausgeht. Dies führt zu einer Strahlungsstärke in diese Richtung von

$$I_{\delta A_S^*}(\vartheta, \varphi) = a^2 \cdot \lim_{\delta A_S^* \rightarrow 0} \frac{\int \vec{j}_{\delta A_S^*}(\vec{r}^*) * \vec{dA}}{\delta A_S^*} \quad (11.130)$$

Bei dem nun folgenden Prozess  $\delta A_S^* \rightarrow 0$  bleibt der Aufpunkt innerer Punkt sämtlicher Teilflächen  $\delta A_S^*$ . Mit Hilfe dieser Vorbereitungen betrachten wir nun die Größe

$$\lim_{\delta A_S^* \rightarrow 0} \frac{I_{\delta A_S^*}(\vartheta, \varphi)}{\delta A_S^*} = L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi) \quad (11.131)$$

Vorsicht, es gilt unbedingt zu beachten: Die Koordinate  $\vec{r}^*$  ist die des ausgewählten Punktes auf der strahlenden Fläche  $A_0^*$ ,  $\vartheta$  und  $\varphi$  sind dagegen die Winkelkoordinaten des ausgewählten Punktes auf der Detektionskugeloberfläche  $A_D$ . Diese Größe  $L$  wird als *Strahlungsdichte* bezeichnet, sie hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Raumwinkel} \cdot \text{Fläche}}$ . Sie entsteht offensichtlich durch eine Definition, die sowohl Elemente der Strahlungsemission als auch der Detektion verwendet. Ihr Zahlenwert ist wohl ausschließlich durch die Eigenschaften der Strahlungsquelle vorgegeben, ihre Definition ist aber bereits primär auf die Anforderungen bei der Berechnung von Kenngrößen der Strahlungsdetektion zugeschnitten, so dass umgekehrt andere, mehr integrale Eigenschaften der Strahlungsquelle nur schwierig aus der Funktion  $L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi)$  berechnet werden können. Im Falle von Strahlungsquellen mit ausreichender räumlicher Symmetrie lassen sich allerdings diese Unterscheidungen auf relativ einfache geometrische Korrekturen reduzieren, s. Abschnitt 11.8.1.

Offensichtlich gelten (unabhängig von der konkreten räumlicher Symmetrie der betrachteten Strahlungsquelle) folgende Beziehungen zwischen den in diesem Abschnitt definierten Größen:

$$J_S = \int_{A_S} M(\vec{r}) \cdot dA_S \quad (11.132)$$

$$I(\vartheta, \varphi) = \int_{A_S^*} L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi) \cdot dA_S^* \quad (11.133)$$

### 11.7.2 Messgrößen der Bestrahlung (-)

Die Begriffsbildungen der strahlungsphysikalischen Messgrößen zur Charakterisierung der *Bestrahlung* sind logisch etwas einfacher strukturiert als die der Strahlungsemission, da für ihre Definition eine partielle Vermischung der beiden Aspekte der Emission und der Detektion nicht üblich und auch nicht erforderlich ist. Ausgang aller nun folgenden Begriffsbildungen ist die Annahme einer wohl definierten ebenen Detektionsfläche  $A_D$ . Den gesamten auf diese Fläche (aus einem beliebigen Raumwinkelbereich) auftreffenden Strahlungsenergiestrom bezeichnen wir als den *Bestrahlungsstrom*  $J_D$ . Er hat die Dimension einer *Leistung* =  $\frac{\text{Energie}}{\text{Zeit}}$ . I.a. wird sich dieser Bestrahlungsstrom nicht gleichmäßig über die Fläche  $A_D$  verteilen, so dass es zur logisch strengen Definition einer auf die Fläche bezogenen Größe wieder eines Grenzübergangsprozesses bedarf. Wir definieren die Größe

$$E(\vec{r}) = \lim_{\delta A_D \rightarrow 0} \frac{J_{\delta A_D}(\vec{r})}{\delta A_D} \quad (11.134)$$

und bezeichnen sie als die *Bestrahlungsstärke* an der Stelle  $\vec{r} \in A_D$ . Der Aufpunkt  $\vec{r}$  ist wieder in allen bei diesem Grenzübergangsprozess benutzten Flächen  $\delta A_D^{(i)}$  als **innerer** Punkt enthalten.  $E$  hat die Dimension  $\frac{\text{Leistung}}{\text{Fläche}}$  und ist damit **nicht** das unmittelbare Analogon zur Strahlungsstärke  $I$ , die auf einen Raumwinkel und nicht auf eine Fläche bezogen ist.

Wir gehen nun wieder noch einem Schritt weiter und betrachten die Verteilung des auf das Detektor-Flächen-Element  $\delta A_D$  auftreffenden Energiestroms  $J_D(\delta A_D)$  über die verschiedenen Bereiche des Einstrahlwinkels. Als Koordinatensystem verwenden wir ein räumliches Polarkoordinatensystem  $(r, \vartheta, \varphi)$ , das mit dem Element  $\delta A_D$  der Detektorfläche verbunden ist und dessen Referenzstrahl ( $\vartheta = 0, \varphi = 0$ ) durch die Flächensenkrechte von  $\delta A_D$  im Punkt  $\vec{r}$  gebildet wird. Wir bestimmen sodann den Anteil von  $J_{\delta A_D}(\vec{r})$ , der aus dem Raumwinkel-Element  $\delta\Omega$ , das um die betrachtete Einstrahlrichtung herum konzentriert ist, heraus auf das Flächenelement  $\delta A_D$  auftrifft. Diesen Anteil bezeichnen wir mit  $\delta J_{\delta A_D, \delta\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi)$  und bilden den Grenzwert

$$E_{\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi) = \lim_{\substack{\delta\Omega \rightarrow 0 \\ \delta A_D \rightarrow 0}} \frac{\delta J_{\delta A_D, \delta\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi)}{\delta A_D \cdot \delta\Omega} \quad (11.135)$$

$E_{\Omega}$  bezeichnen wir als die (raumwinkelbezogene) *spezifische Bestrahlungsdichte*. Sie hat die Dimension  $\frac{\text{Energiestrom}}{\text{Fläche} \cdot \text{Raumwinkel}}$ . Ihre Verwendung wird insbesondere bei großflächigen Bestrahlungsquelle sinnvoll. Allerdings ist ihre Verwendung in der Literatur weitgehend unüblich.

Bei vielen Bestrahlungsexperimenten (z.B. der Belichtung eines photographischen Films oder der UV-Strahlungsbelastung der menschlichen Haut bei einem Sonnenbad) ist nicht die Bestrahlungsstärke  $E$  selbst, sondern deren Zeit-Integral von primärer Relevanz. Diese Größe

$$H = \int_{\Delta t} E(t) \cdot dt \quad (11.136)$$

bezeichnen wir als *Bestrahlung*. Die Dimension dieser Größe ist  $\frac{\text{Energie}}{\text{Fläche}}$ .

### 11.7.3 Messgrößen des Strahlungsfeldes (-)

Wir werden uns nun mit physikalischen Größen befassen, die das Strahlungsfeld selbst beschreiben, also den Zustand der Strahlung während ihres Verlaufs durch den Raum zwischen Sender und Detektor quantitativ erfassen. Dabei suchen wir nach Größen, die die Kenngrößen der Strahlungsquelle(n) incl. ihrer Position(en) im Raum nicht explizit verwenden. Es liegt daher nahe, als fundamentale Kenngröße für die Intensität des Strahlungsfeldes eine solche zu suchen, die in ihrer Definition keine Richtung im Raum auszeichnet. Wir beginnen unsere weiteren Überlegungen mit der Definitionsgl. 11.135 für die raumwinkelbezogene spezifische Bestrahlungsdichte an dem Punkt  $\vec{r}$  einer Fläche und befreien diese Definition von der Verknüpfung mit einer vorgegebenen bestrahlten Fläche, indem wir das Strahlungselement  $\delta J$  nicht mehr für

das (detektorspezifische) Flächenelement  $\delta A_D$  bestimmen, sondern für ein Flächenelement  $\delta A_\perp$ , das **immer** senkrecht zur betrachteten Raumrichtung  $(\vartheta, \varphi)$  orientiert ist. Dann erhalten wir bei dem nachfolgenden Grenzübergang

$$E_\Omega(\vec{r}, \vartheta, \varphi) = \lim_{\substack{\delta\Omega \rightarrow 0 \\ \delta A_\perp \rightarrow 0}} \frac{\delta J_{\delta A_\perp, \delta\Omega}(\vec{r}, \vartheta, \varphi)}{\delta A_\perp \cdot \delta\Omega} \quad (11.137)$$

eine Größe, die von der bisher benutzten, als *Detektorfläche* bezeichneten Fläche nur noch deren Flächennormale verwendet, um nämlich über sie die Richtung des Referenzstrahls für das benutzte Koordinatensystem festzulegen. Sobald wir daher die Gl. 11.137 über alle Raumrichtungen integrieren, hängt das Ergebnis in keiner Weise mehr von der Auswahl dieser Detektorfläche ab. Es hat sich eingebürgert, diese Größe

$$j^{(E)}(\vec{r}) = \int_0^{4\pi} E_\Omega(\vec{r}, \vartheta, \varphi) \cdot d\Omega = \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \int_{\varphi=2\pi}^{\varphi=0} E_\Omega(\vec{r}, \vartheta, \varphi) \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \quad (11.138)$$

von der Dimension  $\frac{\text{Energiestrom}}{\text{Fläche}}$  als die *Raumbestrahlungsstärke* an der Stelle  $\vec{r}$  zu bezeichnen. Der Leser sollte sich durch diese in der Literatur übliche Wortschöpfung nicht verwirren lassen: Die Raumbestrahlungsstärke ist (bis auf einen Skalierungsfaktor) nichts anderes als die mit dem Strahlungsfeld am Ort  $\vec{r}$  verbundene **skalare** Energiestromdichte.

Zum besseren Verständnis dieser Messgröße betrachten wir ein einfaches Beispiel: ein Strömungsfeld, das von einem Teilchenstrom konstanter Teilchendichte  $n$  gebildet wird, die alle (nach Betrag **und** Richtung) dieselbe Geschwindigkeit  $\vec{v}$  haben und pro Teilchen dieselbe Energie  $\hat{e}$  transportieren. Die (auf die senkrecht durchströmte Fläche bezogene) Dichte des Energiestroms beträgt dann einfach

$$j^{(E)} = \hat{e} \cdot n \cdot v \quad (11.139)$$

Handelt es sich bei den Teilchen um Photonen, die Quasiteilchen der elektromagnetischen Strahlung, so gilt

$$j^{(E)} = \hbar \cdot \omega \cdot c_0 \cdot n \quad (11.140)$$

Im Fall einer **unidirektionalen** elektromagnetischen Strahlung ist also die Raumbestrahlungsstärke  $j^{(E)}$  bis auf den Skalierungsfaktor  $\hbar \cdot \omega \cdot c_0$  mit der Photonendichte identisch und damit bis auf einen weiteren Faktor (XXX: präzisieren) identisch mit dem quadratischen Mittelwert der lokalen elektrischen (oder auch magnetischen) Feldstärke (s. Kapitel 6.2.3). Solange die zu Beginn dieses Kapitels verlangte Bedingung der vollständigen Inkohärenz der betrachteten Strahlung erfüllt ist, kann wegen des Superpositionsprinzips der elektromagnetischen Strahlung (Abschnitt 11.1.1) dieses Ergebnis unmittelbar auf ein in diesem Sinne *beliebiges* Strahlungsfeld übertragen werden, das also Strahlungskomponenten enthält, die sich in beliebigen Richtungen

ausbreiten. Die Raumbestrahlungsstärke eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes, bei dem sich die zu den unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen gehörenden Anteile inkohärent überlagern, an der Stelle  $\vec{r}$  ist also bis auf den Skalierungsfaktor  $\frac{c_0}{4}$  (s. Gl. 8.454) identisch mit der mittleren Photonendichte an derselben Stelle  $\vec{r}$ .

Daher ist bei jeder Art von experimenteller Anordnung zur Untersuchung von Wechselwirkungen (z.B. Absorption, Fluoreszenz, chemische Zersetzung etc.) zwischen elektromagnetischer Strahlung und einem Probekörper die am Ort des Probekörpers herrschende Raumbestrahlungsstärke die relevante, die Stärke der Strahlungsbeanspruchung des Probekörpers korrekt kennzeichnende Messgröße. Diese Aussage gewinnt insbesondere dann an Bedeutung, wenn die Strahlung innerhalb des Probekörpers nur unwesentlich geschwächt wird. Dann nämlich können die an Grenzflächen reflektierten Strahlungsanteile und deren lokale kohärente Überlagerung neue und ggffls. sehr überraschende Effekte bewirken.

#### 11.7.4 Spektrale Gewichtung optischer Strahlung (\*)

Bei der Einführung der strahlungsphysikalischen Einheiten haben wir die spektrale Verteilung der betrachteten Strahlung, d.h. die Verteilung des gesamten Strahlungsstroms auf den möglichen Wellenlängenbereich des elektromagnetischen Spektrums nicht beachtet. Jeder von einer realen Strahlungsquelle emittierte Strahlungsstrom  $J$  ist aber über einen endlichen Wellenlängenbereich verteilt und es gilt

$$J = \int_{\lambda=0}^{\infty} \frac{dJ(\lambda)}{d\lambda} \cdot d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\infty} J_{\lambda}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (11.141)$$

$J_{\lambda}(\lambda)$  bezeichnen wir dann als die auf die Wellenlänge  $\lambda$  bezogene *spektrale Dichte* des Strahlungsstroms  $J$ . Die Integration gem. Gl. 11.141 können wir formal dahin gehend interpretieren, dass zur Berechnung des gesamten Strahlungsstroms  $J$  die in den unterschiedlichen Wellenlängenbereichen liegenden Strahlungsanteile mit dem einheitlichen Gewichtungsfaktor 1 belegt werden. Dieses ist offensichtlich nicht die einzig mögliche und auch keinesfalls immer die günstigste, d.h. der aktuellen Fragestellung am besten angepasste Form der Gewichtung. In vielen Anwendungen interessiert nämlich nicht primär der über das gesamte Spektrum integrierte Wert einer strahlungsphysikalischen Größe, sondern der mit einer anwendungsspezifischen Gewichtungsfunktion belegte Wert dieses Integrals. Soll z.B. der vom menschlichen Auge bewertete Helligkeitseindruck einer bestrahlten Fläche quantifiziert werden, wird man nicht die Bestrahlungsstärke  $E$  selbst verwenden sondern die mit der sog. Augenempfindlichkeit  $v(\lambda)$  (s. Abschnitt 11.14.5) gewichtete Größe

$$E_v(\vec{r}) = \int \frac{\partial E(\vec{r}; \lambda)}{\partial \lambda} \cdot v(\lambda) \cdot d\lambda \quad (11.142)$$

Um diese sich nur durch die unterschiedliche Gewichtung voneinander unterscheidenden Größen auch in der Schreibweise zu erkennen, hat es sich eingebürgert, dieselben

Buchstaben zu deren Kennzeichnung zu verwenden, und die Unterscheidung durch einen entsprechenden unteren Index vorzunehmen. So bezeichnet  $E_e(\vec{r})$  die mit der Energie gewichtete Bestrahlungsstärke im engeren Sinne,  $E_n(\vec{r})$  die mit der Photoneanzahl gewichtete Bestrahlungsstärke und schließlich  $E_v(\vec{r})$  die mit  $v(\lambda)$  gewichtete, als *Beleuchtungsstärke* bezeichnete Größe. Den internationalen Normen folgend ([8]) definieren wir die Funktion  $v(\lambda)$  als

$$v(\lambda) = v^{(1)}(\lambda) \cdot 680 \cdot \frac{lm}{W} \quad (11.143)$$

$$\max_{\lambda} v^{(1)}(\lambda) = v^{(1)}(550 \cdot nm) = 1 \quad (11.144)$$

Die in dieser Definition auftretende Funktion

$$0 \leq v^{(1)}(\lambda) \leq 1 \quad (11.145)$$

ist dimensionslos. Auf diese Weise erhalten alle mit  $v(\lambda)$  gewichteten, als *photometrisch* bezeichneten Größen eine mit der auf diese Weise definierten photometrischen Basiseinheit *Lumen (lm)* verknüpfte Einheit. Außerdem haben sie meist eine neue mit dem Wortstamm *Licht* verknüpfte eigene Bezeichnung erhalten. Im nachfolgenden Abschnitt werde ich diese verschiedenen Größen noch einmal vergleichend einander gegenüberstellen.

Die Gewichtung mit  $v(\lambda)$  ist keinesfalls die einzige praxisrelevante Art der Gewichtung von optischer Strahlung. So ist es z.B. naheliegend, zur Beurteilung der Wirkung von optischer Strahlung mit signifikantem ultravioletten Anteil auf die menschliche Haut deren sog. *erythemische Strahlungsempfindlichkeit* (s. Abb. 19 sowie [9]) als Gewichtungsfunktion zu verwenden. Diese quantifiziert die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit der menschlichen Haut gegenüber Strahlungsschäden durch ultraviolettes Licht. Und um ein weiteres Beispiel zu nennen: Polymere Zahnfüllmassen enthalten meist einen sog. Beschleuniger, der durch UV-Licht aktiviert werden kann und sodann den Polymerisationsprozess auslöst. Die Bewertung von Strahlungsquellen, die für diese Lichthärtung von Zahnfüllmassen eingesetzt werden sollen, erfolgt vorzugsweise mit einer spektralen Gewichtung entsprechend der spektralen Empfindlichkeit dieses Beschleunigers.

### 11.7.5 Zusammenfassende Darstellung (-)

Um die in den vorangegangenen Abschnitten erläuterten Begriffsdefinitionen dem Leser weiter zu verdeutlichen und sowohl die Zusammenhänge zwischen ihnen als auch ihre Unterschiede noch einmal herauszustellen, habe ich alle diese Definitionen nachfolgend noch einmal in Form von Blöcken aufgelistet. Jeder Block fasst logisch eng miteinander verknüpfte Größen derselben physikalischen Einheitenklasse zusammen. Die Blocküberschrift erläutert diese Klasse. Danach beschreibt jeweils die Zeile (1) die zur Strahlungsemission gehörende Größe und ihre Einheit; (2) (wenn gebräuchlich) die zugehörige photometrische Emissionsgröße und deren

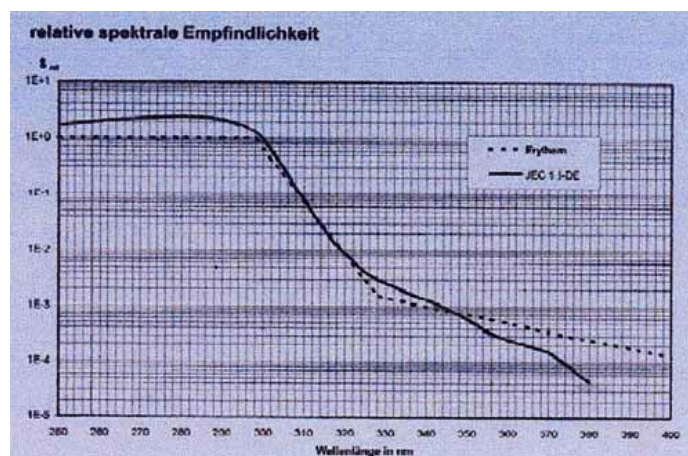


Abb. 19 Relative spektrale Empfindlichkeit der erythemischen Reizung menschlicher Haut

(Angaben eines Herstellers von hierauf angepassten Detektoren)

Einheit;

(3) (wenn gebräuchlich) die entsprechende Bestrahlungsgröße und deren Einheit; und schließlich

(4) (wenn gebräuchlich) die zugehörige photometrische Beleuchtungsgröße und deren Einheit.

#### Gesamter dem betrachteten Objekt zugeordneter Energiestrom:

- |                       |       |      |
|-----------------------|-------|------|
| (1) Strahlungsfluss   | $J_e$ | $W$  |
| (2) Lichtstrom        | $J_v$ | $lm$ |
| (3) Bestrahlungsstrom | $J_e$ | $W$  |
| (4) Lichtstrom        | $J_v$ | $lm$ |

#### Energiestrom pro Fläche:

- |                                   |       |                       |
|-----------------------------------|-------|-----------------------|
| (1) spezifische Ausstrahlung      | $M_e$ | $\frac{W}{m^2}$       |
| (2) spezifische Lichtausstrahlung | $M_v$ | $\frac{lm}{m^2}$      |
| (3) Bestrahlungsstärke            | $E_e$ | $\frac{W}{m^2}$       |
| (4) Beleuchtungsstärke            | $E_v$ | $\frac{lm}{m^2} = lx$ |

#### (Während eines Vorgangs übertragene) Energie pro Fläche:

- |                        |       |                                       |
|------------------------|-------|---------------------------------------|
| (1) nicht gebräuchlich |       |                                       |
| (2) nicht gebräuchlich |       |                                       |
| (3) Bestrahlung        | $H_e$ | $\frac{J}{m^2}$                       |
| (4) Belichtung         | $H_v$ | $\frac{lm \cdot s}{m^2} = lx \cdot s$ |

**Energiestrom pro Fläche und Raumwinkel:**

- |     |                                 |       |  |
|-----|---------------------------------|-------|--|
| (1) | Spezifische Ausstrahlungsdichte | $L_e$ | $\frac{W}{\text{sterad}\cdot\text{m}^2}$   |
| (2) | Leuchtdicht                     | $L_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{sterad}\cdot\text{m}^2}}{\text{sterad}\cdot\text{m}^2} = \frac{cd}{\text{m}^2}$ |
| (3) | (nicht gebräuchlich)            |       |  |
| (4) | (nicht gebräuchlich)            |       |  |

**Gesamter Energiestrom pro Raumwinkel:**

- |     |                    |       |   |
|-----|--------------------|-------|---|
| (1) | Strahlungsstärke   | $I$   | $\frac{W}{\text{sterad}}$                             |
| (2) | Lichtstärke        | $I_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{sterad}}}{\text{sterad}} = cd$ |
| (3) | nicht gebräuchlich |       |   |
| (4) | nicht gebräuchlich |       |   |

**Gesamter Energiestrom pro Fläche:**

- |     |                               |       |   |
|-----|-------------------------------|-------|---|
| (1) | spezifische Ausstrahlung      | $M_e$ | $\frac{W}{\text{m}^2}$                          |
| (2) | spezifische Lichtausstrahlung | $M_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{m}^2}}{\text{m}^2}$      |
| (3) | Bestrahlungsstärke            | $E_e$ | $\frac{W}{\text{m}^2}$                          |
| (4) | Beleuchtungsstärke            | $E_v$ | $\frac{\frac{lm}{\text{m}^2}}{\text{m}^2} = lx$ |

Als erste Einübung in den Umgang mit diesen Größen eignet sich die Aufgabe 3.

**11.8 Optische Strahlungsquellen (-)**

Optische Strahlungsquellen haben die Aufgabe, ständig elektromagnetische Strahlung in einem vorgegebenen Wellenlängenbereich und mit einem Strahlungsstrom vorgegebener Stärke abzustrahlen. Die hierfür erforderliche Energie wird meist in Form von elektrischer Energie zugeführt. Eine fundamentale Kenngröße jeder Strahlungsquelle ist daher der *Strahlungs-Wirkungsgrad*

$$\eta = \frac{\text{emittierter Strahlungsstrom im spezifizierten Spektralbereich}}{\text{zugeführter Energiestrom}} \quad (11.146)$$

Wie jeder Wirkungsgrad (vgl. Abschnitt 8.8.9) ist auch die durch die Gl. 11.146 definierte Größe insbesondere durch den jeweiligen Anwendungszweck definiert. Wie bereits im Abschnitt 11.7.4 erläutert, belegt man nämlich in vielen Fällen den emittierten Strahlungs-Energiestrom noch mit einer Gewichtsfunktion,

$$\eta = \frac{\int J_\lambda(\lambda) \cdot g(\lambda) \cdot d\lambda}{J_{\text{Heizung}}} \quad (11.147)$$

- |                      |   |  |
|----------------------|---|--|
| $J_{\text{Heizung}}$ | : | insgesamt zugeführter Energiestrom     |
| $J_\lambda(\lambda)$ | : | spektrale Dichte des Strahlungsstroms  |
| $g(\lambda)$         | : | anwendungsspezifische Gewichtsfunktion |

Hierdurch liegt gleichzeitig der bisher nur verbal genannte *vorgegebene Wellenlängenbereich* quantitativ fest. Benutzt man eine Gewichtsfunktion  $g(\lambda)$ , die in ihrem Wertebereich nach oben beschränkt ist, z.B. auf den Wert

$$g(\lambda) \leq 1, 0 \quad (11.148)$$

so ist auch der Wertebereich, den der Wirkungsgrad einer Strahlungsquelle annehmen kann, nach oben beschränkt. Diesem oberen Grenzwert kann man nur dann nahe kommen, wenn die emittierte optische Strahlung sehr eng um die *bevorzugte Wellenlänge*  $\lambda_0 : g(\lambda_0) = 1$  konzentriert ist.

Besteht der Anwendungszweck einer Strahlungsquelle in der **Beleuchtung** eines Raumes oder einer Fläche, wird also der Grad dieser Beleuchtung mit dem menschlichen Auge bewertet, dann ist als Gewichtsfunktion  $g(\lambda)$  die Funktion  $v(\lambda)$  (s. Gl. 11.143) zu nehmen. Diese ist aber gem. [8] weder normiert noch auf Werte  $\leq 1$  beschränkt, sondern überdies noch mit der Dimension  $\frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}}$  versehen. Die analog zur Gl. 11.147 zu berechnende Größe

$$\frac{\int J_\lambda(\lambda) \cdot v_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda}{J_{\text{Heizung}}} \quad (11.149)$$

ist daher ebenfalls dimensionsbehaftet. Unserem im Abschnitt 8.8.9 dargelegten allgemeinen Konzept folgend werden wir diese Größe der Dimension  $\frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}}$  daher auch nicht als Wirkungsgrad bezeichnen, sondern als *Lichtausbeute*. In dieser Definition beträgt die maximal erreichbare Lichtausbeute offenbar

$$S_{\text{max}}^{(v_\lambda)} = 680 \cdot \frac{\text{Lumen}}{\text{Watt}} \quad (11.150)$$

Für jede Strahlungsquelle ist die relative spektrale Verteilung der von ihr emittierten Strahlung, also der Verlauf der (vorzugsweise auf den Wert 1 normierten) Funktion

$$\frac{1}{J} \cdot J_\lambda(\lambda) \quad (11.151)$$

ein wichtiges Auswahlkriterium, jedoch immer unter genauer Abwägung in Bezug auf die jeweilige technische Anwendung. Bei Kontinuumsstrahlern für sichtbares Licht hat es sich eingebürgert, den Verlauf dieser Funktion durch Angabe eines einzigen Zahlenwertes zu approximieren, nämlich durch die sog. *Farbtemperatur*. Hierunter verstehen wir diejenige Temperatur, die ein schwarzer Körper haben muss, damit die von ihm emittierte thermische Strahlung im x/y-DIN-Farbraum (s. Abschnitt 11.14.5) dieselben Koordinaten hat wie die Strahlung der betrachteten Strahlungsquelle (s. [10]). Das direkte Sonnenlicht hat eine Farbtemperatur von etwa  $6000 \cdot K$ , das Licht einer Kerzenflamme etwa  $1000 \cdot K$ . Für Beleuchtungszwecke im engeren Sinne wird man i.a. eine Farbtemperatur anstreben, die möglichst nahe an die des Tageslichtes herankommt. Als Strahlungsquellen für optische Messgeräte

wird man dagegen eine Strahlungsquelle anstreben mit einem möglichst hohen relativen Anteil an Strahlung aus dem für die Messaufgabe benötigten Wellenlängenbereich. Denn die übrige Strahlung verschlechtert nicht nur den gem. Gl. 11.147 definierten Wirkungsgrad der Strahlungsquelle, ihre sichere Eliminierung aus dem optischen Messkanal erfordert oft auch einen erheblichen apparativen Aufwand. In Messsystemen, die eine sehr enge Wellenlängenfilterung der Messstrahlung verlangen, entscheidet man sich daher heute oft für einen Laser als Strahlungsquelle, auch wenn dessen prinzipielle Eigenschaft, die Kohärenz der erzeugten Strahlung, gar nicht erforderlich ist.

Bei nahezu jeder Auswahl einer Strahlungsquelle ist der von ihr mit Strahlung gefüllte Raumwinkelbereich ein wichtiges Auswahlkriterium. Ist deren primäre Funktion die Ausleuchtung eines Raumes, so wird man i.a. eine Strahlungsquelle auswählen, die einen möglichst großen Raumwinkelbereich mit Licht füllt. Die wichtigste Kenngröße ist in diesem Fall der abgegebene Strahlungsstrom. Soll dagegen nur ein relativ kleiner Raumwinkel mit Strahlung gefüllt werden, ist die (auf den Raumwinkel bezogene) Strahlungsdichte wichtiger als der gesamte Strahlungsstrom.

Sobald bei der aktuellen Aufgabenstellung Interferenzeffekte eine signifikante Rolle spielen, ist der Grad der Kohärenz eine entscheidende Kenngröße der Strahlungsquelle, die es genau zu berücksichtigen gilt. In manchen Anwendungen darf z.B. die Kohärenzlänge einen gewissen Grenzwert nicht überschreiten. In einer ganzen Klasse von Anwendungen muss dagegen die Kohärenzlänge **über** einem gewissen Grenzwert liegen, der dann oft so hoch ist, dass nur ein Laser als Strahlungsquelle in Frage kommt.

### 11.8.1 Strahlungsquellen mit vereinfachtem Abstrahlungsverhalten (\*)

Wie so oft bei der Diskussion realer physikalischer Objekte ist es auch bei der Behandlung und Charakterisierung realer Strahlungsquellen hilfreich, zunächst idealisierte Objekte zu behandeln mit besonders einfachem Abstrahlungsverhalten. Auf der Basis der hierbei erarbeiteten einfachen Zusammenhänge ist es dann leichter, die Erweiterungen zu behandeln, die es bei dem Übergang auf reale Strahlungsquellen vorrangig zu beachten gilt.

Dieses angesprochene idealisierte Strahlungsverhalten bezieht sich einerseits auf die Abstrahlungsgeometrie, also die Verteilung des Strahlungsstroms auf den Raumwinkel, und andererseits auf dessen spektrale Verteilung.

Ich beginne mit der Diskussion von Strahlern, die eine idealisierte Abstrahlungsgeometrie zeigen.

### Einfache Abstrahlungsgeometrie (-)

Die einfachste geometrische Form, die eine Strahlungsquelle haben kann, ist die einer Kugel vom Radius  $R$ , bei der die gesamte Kugeloberfläche als strahlende Fläche  $A_S$  wirkt. Und wenn die spezifische Ausstrahlung  $M(\vec{r})$  auf dieser Fläche konstant

ist und die spezifische Ausstrahlungsdichte überdies gleichmäßig über den jeweiligen (über das lokale Koordinatensystem definierten) Halbraum  $2 \cdot \pi$  verteilt ist, bezeichnet man dieses Objekt als einen *idealen Kugelstrahler*. Für ihn sind der Gesamtstrahlungsfluss  $\Phi$  und die spezifische Ausstrahlung einfach über die Beziehung

$$M(\vec{r}) = M = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi \cdot R^2} \quad (11.152)$$

mit einander verknüpft. Die von ihm emittierte Strahlungsstromdichte  $\vec{j}(\vec{r})$  besitzt ebenfalls Kugelsymmetrie und seine Strahlungsstärke beträgt daher einfach

$$I(\vartheta, \varphi) = I = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \Phi \quad (11.153)$$

Bei genügend großem Abstand zwischen Strahler und Detektor ist seine effektive Strahlungsfläche für beliebige Winkel  $(\vartheta, \varphi)$  eine Kreisfläche mit dem Radius  $R$

$$A_S^* = \pi \cdot R^2 = \frac{A_S}{4} \quad (11.154)$$

und diese besitzt die konstante Strahlungsdichte (s. Abschnitt 11.7.1)

$$L(\vec{r}^*, \vartheta, \varphi) = L = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi^2 \cdot R^2} \quad (11.155)$$

In einem Abstand  $a$  von seinem Zentrum erzeugt er in jeder beliebigen Raumrichtung eine Bestrahlungsstärke von

$$E(a) = \frac{L}{a^2} = \frac{\Phi}{4 \cdot \pi^2 \cdot R^2} \cdot \frac{1}{a^2} \quad (11.156)$$

Eine geometrisch ebenfalls sehr einfache Variante ist die eines Strahlers mit einer ebenen strahlenden Fläche  $A_S$ . O.B.d.A. nehmen wir für die folgenden Berechnungen an, dass die Abstrahlung auf einen Halbraum beschränkt ist. Vorzugsweise wählen wir ein räumliches Polarkoordinatensystem, dessen Ursprung mit dem Flächenschwerpunkt von  $A_S$  identisch ist und dessen Referenzebene parallel zu  $A_S$  verläuft. Ist die spezifische Ausstrahlung  $M(\vec{r})$  über die gesamte Fläche  $A_S$  konstant, so gilt einfach

$$M(\vec{r}) = \frac{\Phi}{A_S} \quad (11.157)$$

$\Phi$  ist wieder der Gesamtstrahlungsfluss der Quelle. Ist überdies die Abstrahlung gleichmäßig über den gesamten Halbraum verteilt, gilt

$$L = \frac{\Phi}{2 \cdot \pi \cdot A_0} \quad (11.158)$$

$$I(\vartheta, \varphi) = I(\vartheta) = \frac{\Phi}{2 \cdot \pi} \cdot \cos \vartheta \quad (11.159)$$

Eine derartige Strahlungsquelle wird als *Lambertscher Strahler* bezeichnet. Sie erzeugt in der Richtung senkrecht zu ihrer strahlenden Fläche in einem Abstand  $a$  eine Bestrahlungsstärke

$$E = \frac{\Phi}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{a^2} \quad (11.160)$$

Ich weise noch einmal explizit darauf hin, dass die Strahlungsdichte  $L$  eines Lambertstrahlers unabhängig von dem Winkel ist, um den die Senderfläche relativ zur Detektorfläche verkippt ist. Denn hierdurch reduziert sich wohl die Strahlungsstärke (Gl. 11.159), aber ebenso und im gleichen Verhältnis die scheinbare Senderfläche  $A_S^*$ .

### Einfache spektrale Strahlungsverteilung (-)

Eine Strahlungsquelle mit besonders einfach strukturierter relativer spektraler Verteilung der emittierten Strahlung ist der *monochromatische Strahler*, bei dem die gesamte Strahlungsleistung auf einen infinitesimalen Spektralbereich um die Wellenlänge  $\lambda_0$  herum konzentriert ist.:

$$J_\lambda(\lambda) \approx J \cdot \delta(\lambda - \lambda_0) \quad (11.161)$$

$\delta(x)$  ist wieder die Dirac'sche Deltafunktion, s. Abschnitt 2.5. Handelt es sich um eine *Beleuchtungsquelle*, wird also der Helligkeitseindruck der von ihr bestrahlten Flächen vom menschlichen Auge bewertet, dann gilt für die *Lichtausbeute* eines derartigen Strahlers offenbar

$$S^{(v_\lambda)} \leq v_\lambda(\lambda_0) \quad (11.162)$$

Das Gleichheitszeichen gilt, wenn die Strahlungsquelle die gesamte zugeführte Leistung in Strahlungsleistung umsetzt. Wegen der Energieerhaltung ist daher die Lichtausbeute einer jeden realen Beleuchtungsquelle durch die Bedingung

$$S^{(v_\lambda)} \leq v_\lambda(555 \cdot nm) = 683 \cdot \frac{lm}{W} \quad (11.163)$$

zu hohen Werten eingegrenzt. Diese Aussage gilt solange sämtliche für den Prozess der Strahlungserzeugung relevanten Energieströme in die Berechnung der zugeführten Leistung einbezogen werden.

Eine weitere, bzgl. der spektralen Strahlungsverteilung idealisierte Strahlungsquelle ist der sog. *schwarze Strahler*, s. Abschnitt 8.5.2. Sowohl seine integrale Strahlungsstromdichte  $j$  (also der Strahlungsstrom pro strahlender Fläche) als auch deren relative spektrale Verteilung sind durch einen einzigen Parameter vorgegeben, nämlich durch die diesem Strahler zuzuordnende Temperatur  $T$ , s. Gl. 8.465 und Gl. 8.474.

Wir berechnen hieraus seine Lichtausbeute:

$$S^{(v_\lambda)} = \frac{1}{\sigma \cdot T^4} \cdot \int j_{A,\lambda}(\lambda) \cdot v_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda = \frac{2 \cdot h \cdot c_0^2}{\sigma \cdot T^4} \cdot \int \frac{v_\lambda(\lambda) \cdot d\lambda}{\lambda^5 \cdot \left( e^{\frac{h \cdot c_0}{\lambda \cdot \kappa \cdot T}} - 1 \right)} \quad (11.164)$$

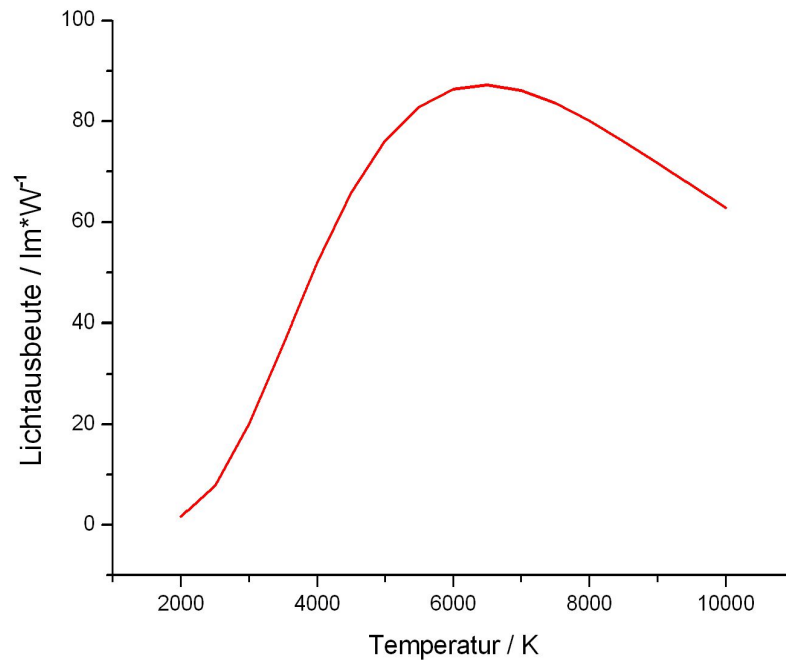


Abb. 20 Lichtausbeute eines schwarzen Strahlers als Funktion seiner Strahlungstemperatur

Das Ergebnis der numerischen Berechnung dieses Ausdrucks ist in der Abb. 20 wiedergegeben. Die Lichtausbeute eines schwarzen Strahlers wird also nahe  $6500 \cdot K$  maximal und erreicht hier ca.  $87 \cdot \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ . Die Relevanz dieses Zusammenhangs zwischen der Temperatur eines schwarzen Strahlers und seiner Lichtausbeute für die technische Entwicklung und Optimierung von optischen Strahlern wird in den nachfolgenden Abschnitten offensichtlich werden.

### 11.8.2 Thermische Strahler (\*)

Thermische Strahlungsquellen emittieren elektromagnetische Strahlung der gewünschten Wellenlänge ausschließlich auf Grund der im Abschnitt 8.5.2 behandelten thermischen Strahlungsemission. Die Kenndaten dieser Strahlung sind daher in 1. Näherung allein durch die Oberflächentemperatur des strahlungsaktiven Elementes, z.B. einer Drahtwendel, und durch die Größe der strahlenden Oberfläche dieses Elementes bestimmt. Der quantitative Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen  $T$  und  $A$  einerseits und den strahlungsphysikalisch relevanten Kenngrößen *Strahlungsstrom* und *relative spektrale Strahlungsstromdichte* andererseits ergibt sich aus den Gl. 8.466 und 8.478. Den daraus resultierenden Zusammenhang zwischen der Oberflächentemperatur und der Lichtausbeute eines idealen schwarzen Strahlers haben wir bereits

im Abschnitt 11.8.1 berechnet und in der Abb. 20 wiedergegeben. Danach ist für eine möglichst hohe Lichtausbeute eine Oberflächentemperatur des Strahlers von etwa  $6000 \cdot K$  am günstigsten.

Bei nahezu allen technisch genutzten thermischen Strahlern erfolgt die Energiezufuhr, die für die Aufrechterhaltung einer stationären Strahlungsemission nötig ist, in Form von elektrischer Energie. Daher muss das strahlungsaktive Element elektrisch leitend sein, also vorzugsweise aus einem Metall bestehen. Die Alternative einer elektrisch nicht oder nur schlecht leitenden strahlungsaktiven Schicht, die in engem thermischen Kontakt steht zu einem elektrisch beheizten Element (also das Konzept der *indirekten Heizung*) ist von der Technik der Elektronenröhren her bekannt, hat aber für Strahlungsquellen technisch keine Bedeutung erlangt. Die für eine optimale Lichtausbeute berechnete Oberflächentemperatur von etwa  $6000 \cdot K$  ist bei einem elektrisch geheizten metallischen Strahler nicht realisierbar. Denn selbst Wolfram, das Metall mit dem höchsten Schmelzpunkt, hat einen Schmelzpunkt von *nur*  $3653 K$ . Da Legierungen immer einen niedrigeren Schmelzpunkt haben als die Legierungs-Komponente mit dem höchsten Schmelzpunkt, stellt dieser Wert den technisch nicht überschreitbaren oberen Grenzwert dar für die Temperatur eines jeden thermischen Strahlers nach dem Heizdraht-Konzept. Um einen stationären Betrieb und eine akzeptable Brenndauer eines derartigen thermischen Strahlers zu gewährleisten, muss man sogar ausreichend weit unterhalb dieses Schmelzpunktes bleiben, um sicher zu stellen, dass das Strahlungselement mechanisch ausreichend stabil ist und die Verdampfungsrate nicht zu hoch wird. Eine Verdampfung des Heizdrahtmetalls führt einerseits zu einer Verschlechterung der Strahlungsausbeute, da sich das verdampfte Metall i.a. an der Innenseite des Glaskolbens als dunkler Belag niederschlägt. Andererseits erniedrigt dieser Vorgang stark die noch verbleibende Lebensdauer des Strahlers, da sich durch ihn der Durchmesser des Heizdrahtes ungleichmäßig verringert, der Draht aber aus elektrischen Gründen gerade an den dünnsten Stellen am heißesten wird und dort schließlich *durchbrennt*. Die Herausforderung bei der Entwicklung und Optimierung der Glühlampe für sichtbares Licht bestand und besteht darin, das sehr spröde Wolfram zu einem Draht zu formen und diesen Draht so zu schützen, dass seine Oxidation und Sublimation für eine ausreichend lange Zeit verhindert wird.

Die Erfindung der ersten *Glühlampe* gelang 1854 dem in die USA ausgewanderten deutschen Uhrmacher Heinrich Göbel (\* 1818 in Springe b. Hannover; † 1893 in New York), allerdings nicht die technische Nutzung seiner Erfindung. Vielmehr wurde ab 1893 in einem Jahrzehnte langen Rechtsstreit zwischen der Familie Göbel und der Edison Electric Light Company die Glaubwürdigkeit der Göbelschen Angaben bezweifelt. Eine technisch-wirtschaftlich nutzbare Lösung dieser Aufgabe gelang nahezu gleichzeitig, aber nach leicht abgewandelten Konzepten, 1878 dem englischen Erfinder Joseph Wilson Swan (\* 1828 in Sunderland/England; † 1914 in Warlingham/England) und 1879 dem amerikanischen Autodidakten und Erfinder *Thomas Alva Edison* (\* 1847 in Milan/Ohio(USA); † 1931 in West Orange/N.J.(USA)). Beide

Entwicklungen führten übrigens kurz darauf auch in Deutschland zu Lizenzproduktionen: Das Swan-Verfahren wurde 1882 von *Werner v. Siemens* (\* 1816 in Lenthe b. Hannover; † 1892 in Berlin) in der *Telegraphen-Bauanstalt Siemens und Halske* umgesetzt und das Edison-Verfahren 1883 von der hierfür gegründeten *Deutschen Edison-Gesellschaft für angewandte Elektrizität*, der späteren *Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft AEG*. Das Basiskonzept ist für beide Verfahren identisch: Eine Baumwollfaser wird durch Pyrolyse (s. Absatz S. 1804) in eine Kohlefaser umgewandelt und zusammen mit einer geeigneten Halterung und Kontaktierung in einen Glaskolben eingeschmolzen, der danach evakuiert wird. Der mit  $3920\text{ K}$  relativ hohe Schmelzpunkt von Graphit versprach für diesen Glühlampentyp grundsätzlich eine bereits beachtliche Lichtausbeute. Ein entscheidender Nachteil dieser sog. *Kohlefadenlampe* ist jedoch der relativ hohe Dampfdruck von Graphit in Verbindung mit dem negativen Temperaturkoeffizienten seiner elektrischen Leitfähigkeit. Diese Kombination von Eigenschaften erhöht das Risiko des Durchbrennens des Kohlefadens ganz erheblich und reduziert damit die Lebensdauer bzw. die bei Einhaltung einer akzeptablen Lebensdauer erreichbare Lichtausbeute. Letztlich kam man bei diesem Lampentyp kaum über eine Lichtausbeute von etwa  $3,2 \cdot \frac{\text{lm}}{\text{W}}$  hinaus. Sobald man daher gelernt hatte, das äußerst harte und hochfeste Wolfram zu Drähten weiterzuverarbeiten, wurde die Kohlefadenlampe durch die Wolframlampe abgelöst. Weitere Maßnahmen zur Optimierung dieses wirtschaftlich sehr schnell extrem wichtig gewordenen Industrieproduktes war die Reduzierung der Wärmeableitung zur Glaswand und zum Anschlusselement für die elektrische Stromversorgung und die Behinderung der Metallsublimation durch eine geschickte Gasfüllung. Diese ist sauerstofffrei und enthält einen ausreichend hohen Anteil an Edelgasen hoher Atommasse (Krypton oder Xenon, vgl. Kapitel 9.9). Hierdurch wird sowohl die Wärmeleitung zur Glaswand als auch die Metall-Diffusion deutlich reduziert.

Der nächste entscheidende Durchbruch zu höheren Wendeltemperaturen und gleichzeitig zu höherer Lebensdauer gelang etwa 1960 durch den sog. *Halogenprozess*. Der Gasfüllung der Wolframlampe wird eine geeignete bei Raumtemperatur stabile Halogenverbindung zugesetzt, z.B.  $\text{CH}_3\text{Br}$ , die oberhalb von  $250^\circ\text{C}$  das Halogen in atomarer Form freisetzt. Der Glaskolben besteht nun aus temperaturstabilem Quarzglas und ist ausreichend verkleinert, so dass er sich während des Betriebes der Lampe auf Temperaturen oberhalb von  $250^\circ\text{C}$  aufheizt. Dann verbinden sich die durch Sublimation von der Wendel abdiffundierten Wolframatome in der Nähe der Glaswand zu  $\text{WBr}_6$ , eine bis zu relativ hohen Temperaturen stabile gasförmige Verbindung. In unmittelbarer Nähe der heißen Wendeloberfläche dagegen zersetzt sich diese Verbindung wieder und ein großer Anteil dieses reduzierten Wolframs wird von der Wendel adsorbiert. Insgesamt verhindert dieser Prozess vollständig den Niederschlag von metallischem Wolfram auf dem Glaskolben und kompensiert weitgehend den Materialabtrag von der Wolframwendel durch Sublimation. Durch diese Maßnahmen kann die Wendeltemperatur auf etwa  $3000\text{ K}$  erhöht werden, ohne dass sich die Lebensdauer auf kommerziell nicht mehr vertretbare Werte reduziert. Hierdurch erreicht

man eine Lichtausbeute von etwa  $20 \cdot \frac{lm}{W}$ . Wie ein Vergleich mit der in der Abb. 20 wiedergegebenen Referenz-Charakteristik des ideal schwarzen Strahlers zeigt, liegt dieser Wert bereits **oberhalb** dieser Kurve. Hieraus dürfen wir schließen:

1. Die Wolfram-Halogenlampe ist kein ideal schwarzer thermischer Strahler, sondern bevorzugt in seinem Abstrahlungsspektrum bereits signifikant den sichtbaren Anteil gegenüber dem infraroten Anteil.
2. Dieser Effekt hat einen stärkeren Einfluss auf die Lichtausbeute der Glühlampe als die Energieverluste durch Wärmeübertragung an die Umgebung.

Die 1. kommerzielle Halogenlampe brachte 1964 die Fa. Philips auf den Markt.

Der Energiestrom, der einer Halogenlampe in Form von elektrischer Leistung zugeführt wird, wird bereits nahezu vollständig in elektromagnetische Strahlung umgesetzt. Damit aber liegt eine Möglichkeit zur weiteren Steigerung der Lichtausbeute eines thermischen Strahlers auf der Hand: Man ändert den Aufbau der Glühlampe dahin gehend, dass von der primären Abstrahlung der Lampenwendel ein signifikanter Anteil ihrer IR-Strahlung den Glaskörper der Glühlampe **nicht** verlässt, sondern von der Glaswand wieder in das Innere der Lampe reflektiert wird. Hierdurch ändert sich signifikant die integrale Energiebilanz der Lampe, und es wird letztlich weniger elektrische Leistung benötigt, um die Solltemperatur der Lampenwendel von z.B.  $3000 \cdot K$  stationär zu erhalten. Eine technische und kommerzielle Umsetzung dieses Konzeptes gelang etwa im Jahr 1998. Derartige Glühlampen werden meist als IRC-Lampen (**infra-red-coating**) bezeichnet. Die Lichtausbeute stieg hierbei allein durch diese Maßnahme um etwa 20%. Zusammen mit weiteren Detailverbesserungen erreichen Wolfram-Halogen-IRC-Lampen heute (2011) eine Ausbeute von  $26 \cdot \frac{lm}{W}$ .

Setzt dagegen der Anwender, z.B. der Konstrukteur einer Beleuchtungsoptik für ein optisches Gerät, dieses Konzept (eventuell ungewollt) um, z.B. indem er durch den Aufbau einer Spiegelanordnung (außerhalb des Glaskörpers der Lampe) einen Teil dieser Strahlung in die Lampe zurückführt, so ändert auch dies signifikant die Energiestrombilanz der Glühlampe. Das führt dann evtl. zu einer deutlichen Überhitzung der Lampe und die Wendel brennt durch oder der Glaskolben explodiert. Derartige optische Anordnungen sind also sehr sorgfältig zu planen und zu justieren, s. Abschnitt 11.15.3.

Ein Zusatzeffekt, der sich bei diesem Konzept der Halogenlampe einstellt, ist der signifikante Anteil an UV-Strahlung im abgegebenen Strahlungsstrom, weil Quarzglas in seiner ursprünglichen reinen Zusammensetzung bis etwa  $300 \cdot nm$  weitgehend transparent ist. Für messtechnische Anwendungen kann dies von Vorteil sein, weil man so auch eine preiswerte UV-Strahlungsquelle verfügbar hat. Für den Einsatz als Raum-Beleuchtung und die Vermarktung über den sog. Consumermarkt ist dieser Effekt extrem störend. Es gelang aber, Quarzglas geeignet zu dotieren, so dass es nun für UV-Strahlung weitgehend undurchlässig ist, zumindest für die Anteile UV-B und UV-C.

Thermische Strahler mit noch höheren Farbtemperaturen (und damit möglichen höheren Lichtausbeuten) sind nur mit Hilfe gänzlich neuer Aufbaukonzepte technisch möglich. Denn oberhalb von  $4000 \cdot K$  sind nicht nur alle Metalle flüssig oder sogar gasförmig. Es gibt auch keine Glassorten, aus denen man Lampenkörper herstellen könnte, die deutlich höhere Temperaturen zulassen als einige  $100 \cdot ^\circ C$ . Durch eine geschickte Kombination des Konzeptes der Gasentladungslampen und der thermischen Strahler gelang jedoch die Erfindung der *Metalldampf lampen*, bei denen zunächst durch einen Startprozess, i.a. durch eine Gasentladung (s. Abschnitt 8.3.7), das Metall (i.a. Quecksilber, Natrium oder Metallhalogenide) in ausreichendem Umfang verdampft wird. In der Gasentladungszone werden dann die Metallatome durch Stoßprozesse auf einer Temperatur nahe  $6000 \cdot K$  aufgeheizt und senden thermisch induzierte Strahlung entsprechend dieser Temperatur aus. Diese Strahlungsemission überwiegt dann gegenüber der Emission durch den eigentlichen Gasentladungsprozess. Die Gasentladungszone und der äußere Glaskolben sind so geformt, dass die heißen Metallatome entlang der Diffusionsstrecke bis zum äußeren Kolben ausreichend abgekühlt werden, um dessen thermische Stabilität nicht zu gefährden. Dennoch haben diese Lampen nur relativ kurze Brenndauern im Bereich einiger  $100 \cdot h$  und müssen aus Sicherheitsgründen mechanisch so geschützt werden, dass die Umgebung bei ihrer evtl. Explosion nicht gefährdet ist. Sie haben nur einen begrenzten Einsatzbereich finden können, vorzugsweise im Bereich der professionellen Film- und Fernsehaufzeichnung.

Eine Sonderrolle bei der Entwicklung eines thermischen Strahlers für Beleuchtungszwecke bildete die 1897 von Nernst erfundene *Nernstsche Lampe*. Ihr Vorteil bestand darin, dass der elektrisch auf eine Temperatur von etwa  $1900 \cdot K$  aufgeheizte Glühkörper in Luft, d.h. ohne Einbau in einen evakuierten Glaskörper betrieben werden konnte. Dadurch war die Herstellung dieser Glühlampe deutlich vereinfacht. Allerdings muss der Glühkörper zunächst z.B. über eine elektrisch beheizte Grundplatte vorgeheizt werden. Dieser Glühkörper besteht aus einer Mischung von Zirkonoxid ( $ZrO_2$ ) und Yttriumoxid ( $Y_2O_3$ ). Die elektrische Leitung innerhalb dieses Glühkörpers erfolgt nicht über Elektronen sondern über Sauerstoff-Ionen ( $O^{2-}$ ). Diese Nernstsche Lampe war eine der Sensationen auf der Weltausstellung 1900 in Paris, da sie der Kohlefadenlampe deutlich überlegen war. Ihre Lebensdauer betrug etwa  $700 \cdot h$ . Gegen die danach auf den Markt drängende Wolfram-Glühlampe konnte sie jedoch nicht bestehen. Sie wurde jedoch bis etwa 1990 häufig als Strahlungsquelle in Infrarot-Spektrometern unter dem Namen *Nernst-Stift* eingesetzt. Wegen der fehlenden Glasumhüllung konnte so der gesamte Bereich der Infrarotstrahlung für die Messung genutzt werden.

### 11.8.3 Gasentladungslampen (-)

Gasentladungslampen existieren sowohl als stationär brennende Leuchten als auch als *Blitzlampen*, die nach ihrer Auslösung einen Lichtimpuls abgeben, dessen Halbwertszeit im Bereich einiger  $\mu s$  bis einiger  $ms$  liegt. Ich beschränke mich an dieser Stelle

auf die Diskussion von stationär brennenden Lampen. Basis-Einheit einer derartigen Gasentladungslampe ist eine Vorrichtung zum Zünden und stationären Brennen einer sog. Glimmentladung, wie sie im Abschnitt 8.3.7 beschrieben ist. Diese meist als Glaskolben ausgeführte Einheit enthält ein geeignetes Gas, z.B. *Ar* unter einem Gesamtdruck von z.B.  $5 \cdot 10^{-3} \cdot \text{bar}$ , und ein Paar von Elektroden, zwischen denen ein stationärer elektrischer Strom fließt. Auslöser für diesen Strom sind aus der Kathode austretende Elektronen. Diese erzeugen dann durch Stoß-Ionisation weitere, auch positive Ionen, und es bildet sich ein Plasma. Der Gesamtstrom setzt sich zusammen aus dem Strom der positiv geladenen Ionen und dem der isolierten (oder an ein neutrales Molekül angelagerten) Elektronen. Die für einen ausreichend hohen Strom an von der Kathode emittierten Elektronen erforderliche relativ hohe Temperatur der Kathode stellt sich über den durch sie fließenden Strom ein. Dem Trägergas werden nun geeignete Substanzen, meist Metalle oder Halogenverbindungen beigemischt, die bei den Stoßprozessen nicht vollständig ionisiert, sondern lediglich in angeregte Zustände angehoben werden, aus denen sie dann unter Lichtemission wieder in den Grundzustand zurückfallen. Die spektrale Verteilung der durch diese 2. Art von Stoßprozessen entstehenden elektromagnetischen Strahlung lässt sich durch Auswahl und Dosierung dieser Substanzen gezielt steuern. Da diese sich bei Raumtemperatur i.a. im festen Zustand befinden, müssen sie erst auf eine ausreichend hohe Temperatur aufgeheizt werden, um in die Gasphase überzugehen und dann auch zu leuchten. Gasentladungslampen benötigen daher i.a. nach dem Zünden einige Zeit, bis sie ihren stationären Strahlungsstrom erreicht haben. Der Gesamtdruck im Glaskolben ist so gewählt, dass die mittlere freie Weglänge etwa  $10 \cdot \mu\text{m}$  beträgt. Bei den in hohen Stückzahlen gefertigten sog. *Leuchtstofflampen* dient Quecksilber (*Hg*) als lumineszierende Beimengung zur *Ar*-Füllung des Glaskolbens. Es ist in dem Kolben im Überschuss vorhanden. Wenn sich der Glaskolben auf seine Betriebstemperatur von ca.  $50^\circ\text{C}$  aufgeheizt hat, beträgt der Dampfdruck von *Hg* etwa  $10^{-5} \cdot \text{bar}$ . Diese Konzentration reicht aus, um einen relevanten Anteil der zugeführten elektrischen Energie in elektromagnetische Strahlung zu wandeln. Diese liegt überwiegend im sog. UV-C-Bereich ( $200 \cdot \text{nm} \dots 280 \cdot \text{nm}$ ). Daher wird die Innenseite des Glaskolbens mit einer Schicht aus einem anorganischen kristallinen Material versehen, die das UV-Licht in sichtbares, in ausreichender Näherung weißes Licht umwandelt.

Die elektrische Charakteristik einer jeden Glimmentladung, also der Zusammenhang zwischen der angelegten Spannung und dem durch die Lampe fließenden elektrischen Strom, hat im Zustand des stationären Brennens i.a. eine negative Steigung,

$$\frac{dU}{dI} < 0 \quad (11.165)$$

Um sie stabil betreiben zu können, benötigt man also ein Vorschaltgerät, das für den Betrieb bei einem vorgegebenen elektrischen Strom sorgt. Außerdem benötigen Gasentladungslampen zum Zünden eine deutlich höhere elektrische Spannung als zum Aufrechterhalten eines stationären Stroms. Auch aus diesem Grund ist zu ihrem

sicheren und anwenderfreundlichen Einsatz eine besondere elektronische Beschaltung erforderlich. Diese erzeugt beim Einschalten der Lampe eine Zündspannung von bis zu  $1,5 \cdot kV$ . Moderne elektronische Vorschaltgeräte erzeugen eine hochfrequente Betriebsspannung von z.B.  $25 \cdot kHz$ . Dadurch ist die Lampe absolut flackerfrei und erzeugt z.B. auch bei Beleuchtung schnell laufender Maschinenteile keine störenden Stroboskopeffekte (s. Absatz 11.15.15) mehr. Außerdem ist die Gesamt-Ausbeute besser.

Die Lichtausbeute von Leuchtstofflampen liegt im Bereich

$$S^{(v_\lambda)} \geq 60 \cdot \frac{lm}{W} \quad (11.166)$$

Seine Anwendungen liegen daher primär im Bereich der Dauerbeleuchtung z.B. von großen Plätzen, von Straßen, Fabrikhallen etc. .

#### 11.8.4 Licht emittierende Dioden (LEDs) (-)

Die Physik des an einem Halbleiter-pn-Kontakt bei geeigneter Bandstruktur auftretenden photoelektrischen Effektes ist im Kapitel 9.6 ausführlich erläutert worden. An dieser Stelle werde ich hierauf nicht erneut eingehen, sondern mich auf die im wesentlichen phänomenologische Beschreibung der Strahlungsquelle **Licht emittierende Diode** (engl. light emitting diode) LED beschränken.

LEDs sind heute als universell einsetzbare (und häufig auch preisgünstige) Strahlungsquellen für einen Wellenlängenbereich verfügbar, der vom nahen UV bis in den Bereich der mm-Wellen reicht. Auch die von einer einzelnen LED abgebbare Strahlungsleistung überstreicht mehrere Größenordnungen. Die leistungsstärkste aktuell (2015) kommerziell verfügbare LED hat die Kenndaten

$$\begin{aligned} &XXX \\ I_{\max} &= 18 \cdot A \end{aligned}$$

Diese Daten gelten für eine einzelne LED, also nicht etwa für einen LED-Chip aus einer Vielzahl in Form einer Matrix angeordneten LEDs.

Erfunden wurde die LED 1962 durch XXX. Bis dahin waren nur im IR emittierende Halbleiterdioden bekannt. Die ersten kommerziell erhältlichen LEDs emittierten im roten Spektralbereich und wurden mit elektrischen Strömen im  $mA$ -Bereich betrieben. Im Laufe der Jahrzehnte gelang es dann, die maximal erreichte Photonenenergie immer weiter in Richtung des UV zu verschieben und die zulässigen elektrischen Ströme ebenfalls deutlich zu erhöhen. Dadurch hat die LED nach und nach immer neue Anwendungsbereiche erschlossen, seit einigen Jahren auch im Bereich der Beleuchtungstechnik. Man schätzt heute, dass bis 2017 etwa 50% des Beleuchtungsmarktes auf dem Einsatz von LEDs beruhen werden.

Bzgl. der elektrischen Anschlusswerte verhält sich eine LED weitgehend wie eine in Durchlassrichtung betriebene konventionelle, d.h. kein Licht emittierende Halbleiterdiode, s. Abschnitt 14.2.5. Die typische Struktur ihrer Strom/Spannungskennlinie

entspricht also weitgehend der Abb. 21. Der erzeugte Strahlungsstrom ist in guter Näherung proportional zum durch die LED fließenden elektrischen Strom. Der Quantenwirkungsgrad beträgt unter optimierten Bedingungen etwa

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Photonen}}{\text{Anzahl der durch den Kontakt fließenden Elektronen}} \lesssim 0,9$$

Die Schaltzeit einer LED, also die Anstiegszeit des Strahlungsstroms bei quasi-spontanem Einschalten des elektrischen Stroms, liegt in der Größenordnung von

$$\tau_{\text{ein}} \sim 1 \dots 10 \cdot ns$$

Ohne zusätzliche Massnahmen erzeugt eine einzelne LED Licht mit einem sehr schmalbandigen Wellenlängenspektrum. Der FWHM-Wert (*full width at half maximum*)(XXX: Bezug nennen) bewegt sich im Bereich von

$$\delta\lambda_{\text{FWHM}} \sim 20 \dots 70 \cdot nm$$

Für Anwendungen in der optischen Messtechnik ist diese enge spektrale Verteilung des emittierten Strahlungsstroms oft von großem Vorteil. Wenn das Maximum der spektralen Verteilung gut auf die Messaufgabe angepasst ist, kann man auf umfangreiche Massnahmen zum Blockieren von spektral unerwünschter Strahlung verzichten. Soll die LED für Beleuchtungszwecke eingesetzt werden, wünscht man sich jedoch i.a. annähernd weißes Licht. Hierzu beginnt man als Basiselement der Leuchte mit einer LED, die im blauen Spektralbereich oder sogar im nahen UV emittiert. Dann ergänzt man an geeigneter Stelle des optischen Systems der Leuchte eine Menge an Lumineszenz-Farbstoff. Dieser wandelt einen Teil des primären blauen Lichtes in längerwelliges Licht um. Durch Kombination mehrerer Einheiten aus LED und Lumineszenzfarbstoff erhält man so annähernd kontinuierlich verteiltes weißes Licht.

Das erzeugte Licht tritt aus den Seitenflächen des Halbleiterplättchens aus. Daher enthält die geometrisch-optische Konstruktion einer LED i.a. insbesondere einen Reflektor.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Licht emittierende Dioden (LEDs)* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.8.5 Laser (-)

An dieser Stelle werde ich mich auf die Aufzählung und Erläuterung der für die experimentelle Optik relevanten Eigenschaften eines Lasers beim Einsatz als Strahlungsquelle beschränken. Die quantenmechanische Theorie des Lasers findet der Leser im Kapitel 7.9.2 und die systemtheoretischen Zusammenhänge im Abschnitt 14.5.1.

Die nach dem Konzept der *light amplification by stimulated emission of radiation* in Verbindung mit einem geeigneten System der Rückkopplung arbeitenden **LASER** sind seit Anfang der 1960-er Jahre kommerziell verfügbar. Sie erzeugen kohärentes und i.a. monochromatisches Licht und erreichen dabei insbesondere Werte

der Strahlungsdichte, die von keinem anderen Typ von technischer Strahlungsquelle auch nur annähernd erreicht werden.

Die Historie der Laserentwicklung begann 1958 mit dem Vorschlag der amerikanischen Physiker *Arthur Leonard Schawlow* (\* 1921 in Mont Vernon/NY (USA); † 1999 in Palo Alto/Cal. (USA)) und *Charles Hard Townes* (\* 1915 in Greenville/NC (USA); † 2015 in Berkeley/Cal. (USA)), das Prinzip des bereits existierenden MASERs, also des Analogons im Bereich der Mikrowellen, auch auf sichtbares Licht anzuwenden, sowie der Formulierung der Theorie des LASERs durch *Nicolaj Gennadijewitsch Bassow* (\* 1922 in Usman/Okla-Don-Ebene (Russland); † 2001 in Moskau) und *Aleksandr Michailowitsch Prochorow*. (\* 1916 in Atherton (Australien); † 2002 in Moskau). An der experimentellen Realisierung des 1. Lasers wurde darauf hin an vielen Stellen gearbeitet, das Anrecht des Erfinders des Feststofflasers in Form des Rubin-Lasers wurde - nach längerem Rechtsstreit - schließlich 1960 *Theodore Harold Maiman* (\* 1927 in Los Angeles (USA); † 2007 in Vancouver (Kanada)) zugesprochen.

Die konkrete Anwendung des Lasers insbesondere im Bereich der Technik nahm zunächst nicht den vielleicht von den Erfindern erwarteten stürmischen Verlauf. Dafür waren die Laser der 1. Generation, also insbesondere der  $CO_2$ -Gaslaser und die verschiedenen Farbstofflösungs-Laser, vermutlich noch zu aufwendig in ihrer täglichen Betreuung.

Typische Anwendungsgebiete des Lasers waren und sind:

- die Materialbearbeitung (Schneiden, Bohren, Beschriften, morphologische Veränderung (engl. Laser-Annealing) etc.); hierbei wird insbesondere die hohe Energiestromdichte und die Möglichkeit der elektro-optischen Unterbrechung und Ablenkung eines Laserstrahls ausgenutzt;
- die Lithographie, also die Herstellung von optischen Vorlagen für Druckmaschinen oder auch für das Ätzen von (z.B.) Siliziumscheiben der Halbleiterindustrie; hierbei wird insbesondere die Möglichkeit der Fokussierung eines Laserstrahls auf einen Brennfleck  $d < 0,5 \cdot \mu m$  in Verbindung mit der vollautomatischen Schaltung und Ablenkung ausgenutzt;
- die Geodäsie und allgemeine Längenmesstechnik; hier nutzt man insbesondere die extrem niedrige Strahlaufweitung eines mit einer geeignet optimierten Optik erzeugten Laserstrahls (s. hierzu die Aufgabe 5)
- eine Vielzahl von Anwendung in der physikalischen Messtechnik und in der Spektroskopie;
- eine ebenfalls große Anzahl von konzeptionell sehr unterschiedlichen Anwendungen in der Medizin; hierbei können die therapeutischen Anwendungen in Bereich der Materialbearbeitung eingeordnet werden und die diagnostischen in den Bereich der physikalischen Messtechnik oder der Spektroskopie;

- Schreib- und Lesegeräte für die optische Datenspeicherung;
- Sender-Element in der optischen Datenübertragung (vorzugsweise über optische Fasern).

Der eigentliche Durchbruch bei der kommerziellen Nutzung des Lasers kam mit den Halbleiter-Lasern etwa ab dem Jahr 1980. Heute findet man Laserdioden in einer Vielzahl von Geräten der Consumer- und Computer-Industrie und die Materialbearbeitung mit Hochleistungslasern hat sich für bestimmte Hightech-Anwendungen zu einer Standardmethode entwickelt.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Laser* ist noch nicht verfügbar. In ihm werden auch die nachfolgenden Textpassagen aufgehen:)

Die meisten Laser emittieren ihre Strahlung in nur einer TE-Mode oder in einigen wenigen Moden. Lediglich auf möglichst hohe Strahlleistungen optimierte Laser emittieren meist auf einer Vielzahl von Moden.

## 11.9 Strahlungsdetektoren (-)

Strahlungsdetektoren sind ein typisches Beispiel für die in der physikalischen Messtechnik allgegenwärtigen *Sensoren*. Diese sind messtechnische Elemente, die in der Lage sind, die gewünschte Messgröße  $X$  von einem Messobjekt abzugreifen und dann aus dieser Messgröße  $X$  eine andere, für die weitere Signalverarbeitung besser geeignete Größe  $Y$  zu erzeugen, sie in diese *umzuwandeln*. Im Fall eines Strahlungsdetektors ist die Messgröße  $X$  z.B. der Strahlungsstrom  $J$ , der auf die strahlungsempfindliche Fläche des Detektors auftrifft, und die Signalgröße ist in vielen Fällen ein elektrischer Strom oder eine elektrische Spannung, die/der dann in konventionellen elektronischen Modulen verstärkt und ausgewertet wird. Es gibt aber auch andere Beispiele der Realisierung. So wird beim konventionellen photographischen Film die elektromagnetische Strahlung in ein **chemisches** Signal gewandelt, nämlich in eine gewisse Menge von zu elementaren Silber *entwicklungsfähigen* Silberhalogenid, s. Abschnitt 11.13.2.

Die von einem elektrischen Strahlungsdetektor in einer optischen Messanordnung erzeugten elektrischen Ströme sind i.a. sehr gering, wie die nachfolgende Beispielrechnung zeigt: Wir nehmen an, dass in einem Messaufbau (vgl. Abschnitt 11.10) eine  $100 \cdot W$ -Glühlampe als Lichtquelle dient, die Kondensor- und Messoptik jeweils einen Öffnungswinkel von  $45^\circ$  besitzt, der für die Messung genutzte Effekt der Probe, also die Wandlung von Beleuchtungslicht in Messlicht zu 100% erfolgt und der Detektor aus jedem empfangenen Photon des Messlichtes annähernd 1 Elektron erzeugt. Der Wirkungsgrad der Glühlampe für das von der Probe in Messlicht wandelbare Licht betrage  $1,5 \cdot \%$ . Dann beträgt der Detektorstrom annähernd

$$I = 100 \cdot W \cdot 0,015 \cdot \frac{\sin^2 22,5^\circ}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{550 \cdot nm}{h \cdot c} \cdot e = 0,8 \cdot mA \quad (11.167)$$

Dieses ist aber eine **extrem optimistische** Abschätzung! In der Realität gehen durch die geometrisch-optischen Gegebenheiten oft eine oder mehrere Größenordnungen an Licht zusätzlich verloren. Die spektrale Begrenzung des genutzten Beleuchtungslichtes kann durchaus 2 weitere Größenordnungen kosten und der genutzte Messeffekt hat meist nur eine Ausbeute von  $10^{-2}$  bis  $10^{-10}$ . Schließlich wird meist auch noch eine Dynamik (s. nachfolgenden Abschnitt) in dem zu detektierenden Messsignal von 3 und mehr Größenordnungen verlangt. D.h. man steht oft vor der Aufgabe, einen Photostrom von  $10^{-11} \cdot A$  oder gar noch weniger zuverlässig zu messen.

Optische Strahlungsmessung bedeutet also nicht nur die Auswahl eines für den relevanten Spektralbereich geeigneten Empfängers mit möglichst hoher Empfindlichkeit. Sie ist auch nahezu immer mit der Aufgabe der elektronischen Verstärkung sehr kleiner Ströme im Bereich von  $nA$  oder  $pA$  verbunden. Hierfür geeignete typische elektronische Schaltungen werden wir im Abschnitt 14.5.2 kennenlernen.

### 11.9.1 Empfindlichkeit, Signaldynamik (\*)

Die messtechnischen Eigenschaften eines Strahlungsdetektors sind insbesondere durch die Struktur seiner *Response-Funktion*

$$Y = Y(J) \quad (11.168)$$

beschrieben. (Zu dieser Begriffsbildung s. insbes. Kapitel 4.2). I.a. wird man anstreben, dass dieser Zusammenhang zumindest innerhalb eines eingeschränkten Arbeitsbereichs als linear angenähert werden kann,

$$Y \approx S \cdot J \quad (11.169)$$

Dann bezeichnet man die Größe  $S$  als die *Empfindlichkeit* des Strahlungsdetektors.  $S$  ist eine i.a. dimensionsbehaftete Kenngröße des Detektors. Benutzt man eine Photodiode (s. Abschnitt 11.9.3) als Strahlungsdetektor und wählt deren Kurzschlussstrom als Ausgangsgröße  $Y$ , so ist dieser Strom im gesamten zulässigen Arbeitsbereich der Diode in guter Näherung proportional zum auf die Diode einfallenden Strahlungsstrom. Die Empfindlichkeit  $S$  hat dann die Dimension  $\frac{\text{elektrischer Strom}}{\text{Strahlungsstrom}}$ . Typische  $S$ -Werte von Photodioden liegen in der Größenordnung  $\frac{\mu A}{W}$ . Nun sind aber die extensiven Größen, deren Strom die Eingangs- bzw. die Ausgangsgröße dieses Detektors darstellen, beide quantisiert. Denn der elektrische Strom lässt sich als

$$J^{(Q)} = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{\Delta N_{\text{Elektronen}} \cdot Q_0}{\Delta t} \quad (11.170)$$

darstellen. Dabei ist  $\Delta N_{\text{Elektronen}}$  die Anzahl der während der Messzeit  $\Delta t$  von dem Detektor erzeugten Elektronen der Elementarladung  $Q_0$ . Analog lässt sich der Strahlungsstrom (der Dimension *Leistung*) als

$$J^{(E)} = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{\Delta N_{\text{Photonen}} \cdot E_{\text{Photon}}}{\Delta t} \quad (11.171)$$

darstellen, wobei  $\Delta N_{\text{Photonen}}$  die Anzahl der während der Messzeit  $\Delta t$  auf den Detektor auftreffenden Photonen der (mittleren) Energie  $E_{\text{Photon}}$  ist. Die Empfindlichkeit des Detektors gem. Gl. 11.169 wird dann zu

$$S = \frac{\Delta N_{\text{Elektronen}} \cdot Q_0}{\Delta N_{\text{Photonen}} \cdot E_{\text{Photon}}} = \eta^{(N)} \cdot \frac{Q_0}{E_{\text{Photon}}} \quad (11.172)$$

die bis auf den Ausdruck

$$\frac{Q_0}{E_{\text{Photon}}}$$

also eine Kombination von detektorspezifischen Konstanten, mit der Empfindlichkeit  $S$  identisch ist, bezeichnet man als die *Quantenausbeute* des Strahlungsdetektors. In vielen konkreten Fällen gilt

$$\eta^{(N)} < 1 \quad (11.173)$$

Dieses ist aber keine allgemein gültige Beziehung. Sie gilt nur, wenn dem Arbeitsprinzip des Detektors eine ganz bestimmte Klasse von physikalischen Prozessen zu Grunde liegt. Wir werden bald Detektoren kennen lernen, bei denen Werte  $S^{(N)} > 1$  nicht nur theoretisch möglich sind, sondern eher den Normalfall darstellen (s. z.B. Abschnitt 11.9.5).

Wir wenden uns nun dem Begriff der Signaldynamik eines Detektors zu. Dazu erinnern wir uns zunächst an die bereits im Abschnitt 4.2.1 getroffene Vereinbarung, dass wir uns in Zusammenhang mit dem Begriff des System-Responses nur mit solchen Systemen befassen wollen, bei denen die Beträge sowohl der Eingangsgröße als auch der Ausgangsgröße nach oben beschränkt sind. Bei jedem realen Detektor müssen wir nun zusätzlich die Frage stellen, welchen *Mindestwert* die Eingangsgröße  $X$  dem Betrage nach haben muss, damit wir in der Lage sind, den daraus resultierenden Wert  $Y(X_{\min})$  verlässlich von dem Wert zu unterscheiden, den die Ausgangsgröße annähme, wenn die Eingangsgröße exakt den Wert 0 hätte. Meiner Kenntnis nach gibt es für diesen unteren Schwellwert  $|X|_{\min}$  einer Messgröße in der Literatur keine einheitliche Bezeichnung. Ich werde ihn - in Anlehnung an eine Begriffsbildung in der wissenschaftlichen Photographie - als den *Schleierwert*  $X_\sigma$  einer Messgröße *am Eingang eines Detektors* bezeichnen. Diese Formulierung betont, dass dieser Wert nicht nur eine Eigenschaft der physikalischen Größe ist, zu deren Messung der Detektor eingesetzt wird, sondern auch eine Kenngröße des Detektors und evtl. auch der nachfolgenden Bauelemente der Signalverarbeitung. Zur Erläuterung dieser Begriffsbildung nenne ich einige typische Ursachen für das Auftreten endlicher Schleierwerte in einem Strahlungsmesskanal:

- Das *elektronische Rauschen* (s. Abschnitt 14.3.7) der elektronischen Baugruppe, die das Messsignal des Strahlungsdetektors auf das Niveau verstärkt, das für die weitere Analyse erforderlich ist;
- das *Quantenrauschen* der bei jeder einzelnen Strahlungsmessung erfassten Strahlungsenergie;

- ein Fremdsignal, das sich dem eigentlichen, Messsignal überlagert; z.B. das auf den Strahlungsdetektor auftreffende *Falschlicht*.

Die Erkenntnis, dass in jedem realen Messkanal dieser untere Grenzwert  $|X|_{\min}$  existiert, hat zur Folge, dass alle real messbaren Werte  $X_i$  die Bedingung

$$|X|_{\min} \leq |X_i| \leq |X|_{\max} \quad (11.174)$$

erfüllen. Die Größe

$$SD = \frac{|X|_{\max}}{|X|_{\min}} \quad (11.175)$$

bezeichnet man als die *Signaldynamik* des betrachteten Detektors bzw. des mit seiner Hilfe aufgebauten Messkanals.

### 11.9.2 Lineare und logarithmische Strahlungsdetektion (\*)

Bisher haben wir als selbstverständlich angenommen, dass der Zusammenhang zwischen dem Eingangs- und Ausgangssignal eines Strahlungsdetektors nach Möglichkeit linear sein sollte und dies auch in den meisten relevanten Fällen ist. Diese lineare Empfindlichkeits- oder Response-Funktion ist aber keinesfalls immer gegeben und auch nicht immer von Vorteil. Z.B. hat sich die Natur entschieden, das menschliche Auge mit einer annähernd *logarithmischen* Response-Funktion auszustatten, s. Abschnitt 11.13.5. Wegen der enormen Variationsbreite der in unserer realen Welt auftretenden Beleuchtungsstärken (s. Abschnitt 11.17) ist dies nämlich von entscheidendem Vorteil. Die logarithmische Empfindlichkeit eines Messkanals bewirkt primär, dass Signalveränderungen am Eingang, die viele Größenordnungen überstreichen, am Ausgang auf moderate Signaländerungen zusammenschrumpfen. Da jede Art von Messkanal, sei es in einem technischen oder z.B. einem biologischen System, in der Signaldynamik des zu verarbeitenden Signals beschränkt ist, ist es von Vorteil, bereits den **Eingangsdetektor** mit dieser logarithmischen Response-Funktion auszustatten bzw. wenn dies nicht möglich ist, die unmittelbar auf den Detektor folgende Verstärkungsstufe. Dann nämlich sind die Anforderungen an die Signaldynamik aller nachfolgenden Signalverarbeitungsstufen nur noch moderat.

Ein Messkanal mit logarithmischer Response-Funktion führt aber auch dazu, dass nicht mehr gleiche **absolute** Signaländerungen am Eingang zu gleichen Signaländerungen am Ausgang führen, sondern dass dies für gleiche **relative** Signaländerungen am Eingang gilt. Und in der Tat sind die der realen Welt zu entnehmenden relevanten Informationen eher in relativen Signaländerungen enthalten als in absoluten. Z.B. ist die Farbe eines Objektes ein **Verhältnis** von Strahlungsströmen, und das menschliche Auge kann 2 benachbarte Flächen dann noch als unterschiedlich hell differenzieren, wenn sich ihre Leuchtdichten **um einen Faktor** unterscheiden, der von dem Wert 1,0 zumindest um einen bestimmten Anteil abweicht, nämlich um zumindest 1%. Auch der vom menschlichen Ohr empfundene Abstand 2-er Töne ergibt sich aus deren Frequenz**verhältnis** und nicht etwa aus der Frequenzdifferenz, s. Absatz

*Töne, Klänge, Melodien* auf S. 426. Daher macht es in vielen Fällen wenig Sinn, eine physikalische Größe im gesamten relevanten Signalbereich mit derselben **absoluten** Genauigkeit zu bestimmen, sondern es ist viel günstiger, dies jeweils mit der gleichen **relativen** Genauigkeit durchzuführen, mit kleiner werdenden Signalwerten also die absolute Genauigkeit der Messung ständig zu steigern. Dem setzt natürlich unterhalb einer gewissen Schwelle das Rauschproblem eine Grenze. Dieses Konzept wird insbesondere relevant, wenn das Signal digitalisiert und danach digital weiter verarbeitet wird. Gerade hier wäre in vielen Fällen eine logarithmisch abgestufte Digitalisierung sinnvoller als eine linear abgestufte. Ich möchte diese Behauptung mit einem Zahlenbeispiel veranschaulichen:

Direktes Sonnenlicht erzeugt Beleuchtungsstärken von der Größenordnung  $10^5 \cdot lx$ , während in Räumen mit moderater Kunstlichtbeleuchtung nur einige  $10^2 \cdot lx$  auftreten. Der Detektor einer Stehbildkamera (Abschnitt 11.13.3), die unter all diesen Bedingungen Bilder aufzeichnen soll, muss also diese Dynamik in der mittleren Helligkeit der zu registrierenden Szene von etwa  $10^3$  ausgleichen können. Innerhalb einer Szene treten aber seinerseits Helligkeitsunterschiede auf mit einer Dynamik von mindestens  $10^2$ , und schließlich möchte man die Helligkeitswerte eines jeden dieser Bildelemente nochmals mit einer relativen Genauigkeit von etwa  $10^{-2}$  aufzeichnen, um ein qualitativ hochwertiges Bild von ausreichender Abstufung bzgl. Helligkeit und Farbwert zu erhalten. Ohne besondere Maßnahmen wird also eine Signaldynamik von etwa  $10^7$  benötigt. Bei einer **linear abgestuften** Digitalisierung entspricht dies einer Auflösung von 23 bis 24 Bit! Dies liegt auch heute (2010) weit jenseits der aktuellen technischen Möglichkeiten! Die besten derzeitigen elektronischen Analog/Digital-Wandler (s. Abschnitt 14.6.12) haben eine Auflösung von 16 Bit, die CCD-Chips in kommerziellen Stehbildkameras der Consumerbranche maximal 12 Bit.

Wählt man dagegen eine **logarithmisch abgestufte** Digitalisierung, so genügt es, diese so zu wählen, dass 1 Bit gerade der oben aufgeführten relativen Signalauflösung von  $10^{-2}$  entspricht. Bei der Wahl des dekadischen Logarithmus ist dies in guter Näherung der Wert

$$\delta D = 0,005 \quad (11.176)$$

Zur technischen Lösung der gestellten Aufgabe können wir z.B. wie folgt vorgehen: Die Kalibrierung des Kanals sei derart gewählt, dass ein Anstieg des Eingangssignals um den Faktor 10 gerade einer Spannungänderung des Ausgangssignals um  $1 \cdot V$  bewirkt. Sodann stellen wir die Empfindlichkeit des logarithmischen Detektionskanals so ein, dass bei der oben erklärten niedrigsten Helligkeit der Aufnahmeszene sich am Ausgang des logarithmischen Verstärkers an den hellsten Stellen eine Spannung von  $1 \cdot V$  ergibt. An dessen dunkelster bildrelevanter Stelle ergibt sich dann der Wert  $0,005 \cdot V$ . Die hellste mögliche Aufnahmeszene (ein in direktem Sonnenlicht liegendes Motiv) erzeugt dann eine Ausgangsspannung von  $4 \cdot V$ . Alle diese im Bereich

$$1 \cdot V < U_{\text{Ausgang}} < 4 \cdot V \quad (11.177)$$

liegenden Spannungswerte müssen mit einer Auflösung von  $0,005 \cdot V$  digitalisiert

werden. Hierfür ist eine Auflösung von 10 Bit ausreichend! Eine elektronische Stehbildkamera mit logarithmisch abgestufter Digitalisierung von lediglich 10 Bit wäre also bereits in der Lage, unter **allen real auftretenden** Beleuchtungsverhältnissen und **ohne jede Zusatzmaßnahme**, d.h. bei fester Belichtungszeit und Blendenöffnung Bilder in voller Qualität aufzuzeichnen. Probleme der falschen Belichtung träten nicht mehr auf!

Überraschenderweise wird dieses Konzept bis heute nur in Ausnahmefällen kommerziell genutzt. Meiner Kenntnis nach arbeiten insbesondere alle aktuell auf dem sog. Consumer-Markt befindlichen digitalen Stehbildkameras weiterhin mit linearen Detektor-Chips, und die Auflösung der Digitalisierung beträgt maximal 12 Bit. Daher bleibt die korrekte Belichtungssteuerung ein über die Leistungsfähigkeit der Kamera entscheidendes Funktionselement. Eventuelle durch besondere Umstände der Motivbeleuchtung o.ä. bedingte Unter- oder Überbelichtungen lassen sich kaum nachträglich korrigieren, da die 12 Bit gerade ausreichen, um die in einer Szene - wie gerade erläutert - üblicherweise enthaltene Signaldynamik zu überdecken. (s. hierzu auch Abschnitt 2.7.2) Als Beispiel einer aktuell (2011) genutzten kommerziellen Anwendung dieses Konzeptes ist mir nur das HDRI-System (**H**igh **D**ynamic **R**ange **I**maging) der Fa. *Jentech Engineering GmbH* in Jena ([12]) bekannt.

Ich werde auf die Frage der linear oder logarithmisch abgestuften Empfindlichkeit von Signalen in den nachfolgenden Abschnitten über die verschiedenen Strahlungsdetektoren noch mehrmals zurückkommen.

### 11.9.3 Halbleiter-Photodioden (-)

Die physikalischen Grundlagen des sog. *äußeren Photoeffektes* in der Zone eines p/n-Übergangs in einer Halbleiter-Diode sind im Kapitel 9.6 (XXX: präzisieren) beschrieben. Ich werde hierauf an dieser Stelle nicht erneut eingehen. Sobald dieser Photoeffekt die primär gewünschte Funktion des Halbleiter-Elementes ist, hat es sich als günstig erwiesen, die beiden unterschiedlich dotierten Schichten des Halbleiters,

- die sog. p-Schicht, in der positiv geladene Elektronenlöcher den Hauptbeitrag zum Ladungstransport liefern, und
- die sog. n-Schicht, in der quasi-freie Elektronen für den Ladungstransport verfügbar sind;

nicht in unmittelbarem Kontakt zu einander herzustellen, sondern durch eine weitere isolierende Schicht zu separieren. Dieser Schichtaufbau wird dann als PIN (**p**ositiv/**i**solating/**n**egativ) bezeichnet und eine nach diesem Prinzip aufgebaute Photodiode als PIN-Diode. Ein wesentlicher Vorteil dieses Aufbaus besteht darin, dass bei niedrigen Spannungen an diesem Kontakt die Kapazität des Systems deutlich kleiner ist als ohne die Isolatorschicht. Dadurch ist die Diode bis zu höheren Frequenzen eines pulsierenden Messlichtes einsetzbar.

Das elektronische Verhalten, insbesondere die sog. *Dunkelstrom-Kennlinie*  $I^{(Q)} = I^{(Q)}(U, J^{(em)} = 0)$  ist mit dem Verhalten einer reinen Halbleiterdiode identisch. Die Dunkelstrom-Kennlinie entspricht also weitgehend der in der Abb. 21 des Heftes 4.7.3 wiedergegebenen Form. Bei Bestrahlung des photoempfindlichen Fensters der Diode überlagert sich dann diesem Strom der Photostrom. Dieser ist in guter Näherung proportional zum einfallenden Strahlungsstrom, insbesondere bei einer sehr kleinen an die Diode angelegten elektrischen Spannung. Berücksichtigt die an der Oberfläche der Photodiode auftretenden Reflexionsverluste, so bleibt das Verhältnis des sog. Kurzschlussstroms  $I(U = 0)$  und dem verbleibenden, das Innere der Diode erreichenden Strahlungsstrom über viele Größenordnungen von  $J^{(em)}$  in sehr guter Näherung konstant ([46]). Diese bauelement-spezifische Kenngröße ist auch weitgehend alterungsbeständig. Bei hierfür ausgewählten speziellen kommerziellen PIN-Dioden und bei sorgfältiger Messung der Reflexionsverluste ist sogar eine absolute Kalibrierung der PIN-Diode für die Messung von Strahlungsströmen möglich, da für den Quanten-Wirkungsgrad die Näherung

$$\eta^{(N)} \approx 1 \quad \forall \lambda < \lambda_0 \quad (11.178)$$

$\lambda_0$  : Anregungsschwelle des Photoeffekts

gilt.

Betreibt man die Photodiode nicht im Kurzschluss, sondern bei einer endlichen Sperrspannung, steigt die am Ausgang der Diode verfügbare Leistung stark an. Allerdings geht die weitgehende Unabhängigkeit des Messwertes von diversen Störparametern (Exemplarschwankungen, Spannung, Temperatur etc.) verloren.

Man kann das photoempfindliche Halbleiter-Element PIN-Diode auch zu einem Photo-Transistor erweitern. Dann generiert der Photoeffekt den Basisstrom dieses Transistors (s. Absatz S. 1858) und der Kollektorstrom hat bereits den um die Stromverstärkung des Transistors höheren Wert. Allerdings ist nun die strenge Linearität zwischen dem Bestrahlungsstrom  $J^{(em)}$  und dem geeignet an der elektronischen Beschaltung des Photo-Transistors abgegriffenen Messsignals nicht mehr gegeben. Photo-Transistoren finden ihre Anwendung daher eher in der Verarbeitung digitaler optischer Signale und bei nach optischen Konzepten arbeitenden Sensoren.

(XXX: Der weitere Text des Abschnitts *Halbleiter-Photodioden* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.9.4 CCD-Chips (-)

CCD-Elemente sind nicht für die kontinuierliche Messung quasikontinuierlicher Strahlungsströme konzipiert, sondern für die Messung kurzer Strahlungsimpulse. Ihr Basiselement steht in enger Verwandtschaft zur Halbleiter-Photodiode. Jetzt ist jedoch die photoempfindliche Grenzschicht mit einem auf dem Chip integrierten Kondensator verbunden. Jeder Strahlungsimpuls lädt diesen Kondensator auf. Durch einen elektronischen Befehl kann dieser Kondensator wieder entladen und der hierbei fließende

Entladungsstrom gemessen werden. Aus diesem Prinzip resultiert der englische Namen *charge coupled device* und dessen Abkürzung CCD. Im deutschsprachigen Raum spricht man auch (etwas unspezifisch) von *Dioden-Zeilen* bzw. *Dioden-Arrays*. CCD-Chips besitzen immer einen Signaleingang zur elektronischen Belichtungssteuerung bzw. zum Triggern (vgl. Absatz S. 1969) der Strahlungsmessung mit einem externen Signal. Sie haben häufig auch eine integrierte Möglichkeit der elektronischen Verstärkungssteuerung.

CCD-Chips enthalten eine große Anzahl dieser Basiselemente auf demselben Halbleitersubstrat und wandeln so eine orts aufgelöste Strahlungsinformation in eine ebenfalls orts aufgelöste elektrische Information um, setzen also ein 1-dimensionales oder 2-dimensionales optisches Bild in ein ebenfalls 1- oder 2-dimensionales elektronisches Bildsignal um. Zur Signalübertragung wird dann i.a. die Ortsinformation in eine geeignet codierte zeitlich serielle Signalfolge umgesetzt. Der Chip enthält den Operationsverstärker (Abschnitt 14.5.2) zur Verstärkung der primären Stromimpulse sowie die gesamte Basiselektronik zur weiteren Verarbeitung dieser Bildinformation.

Die geometrische Information eines CCD-Ausgangssignals ist immer digitalisiert und parallel-seriengewandelt. D.h. das Ausgangssignal besteht aus einer zeitlich nacheinander übertragenen Information über die Signalstärke eines jeden Längen- oder Flächenelementes. Es hat sich eingebürgert, diese geometrischen Basiselemente in beiden Fällen als *Pixel* zu bezeichnen. Ich werde diese im Folgenden in der Form  $px$  kennzeichnen.

Wichtige Auswahlkriterien für einen CCD-Chip sind die Anzahl der Pixel und die mechanischen Abmessungen der Detektorfläche. Erstere bestimmt die erreichbare Ortsauflösung, und letztere bestimmt die Spezifikationen für das hieran angepasste System der optischen Abbildung (s. z.B. Abschnitt 11.13.3). Beide Kenndaten zusammen legen die Pixelgröße auf dem Chip fest, welche ihrerseits bei der Abschätzung der in einer konkreten Anwendung bei einer Einzelmessung verfügbaren Anzahl an Photonen eine wichtige Rolle spielt. Außerdem kann die effektive Quantenausbeute

$$\eta^{(N)} = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Signaleinheiten}}{\text{Anzahl der auf die Detektorfläche gefallenen Photonen}} \quad (11.179)$$

für verschiedene Chip-Typen durchaus signifikant unterschiedliche Werte annehmen, u.a. weil konstruktiv bedingt nur noch ein gewisser Bruchteil der Chip-Fläche für die eigentlichen Detektoren zur Verfügung steht, da der Rest für die übrigen elektronischen Elemente verbraucht wird.

Typische Anwendungsgebiete für CCD-Chips sind jede Art von elektronischer Bildaufzeichnung, aber auch Spektrographen und andere optische Messanordnungen, die orts aufgelöste Strahlungsinformationen erzeugen. Die Kenngröße Anzahl der Pixel pro Chip ist bei annähernd gleich bleibenden Herstellungspreisen pro Chip von anfangs etwa  $10^4$  (1974) auf heute (2007) etwa  $6 \cdot 10^6$  gestiegen. Für höchste Anforderungen werden sogar Chips mit  $2 \cdot 10^7$  px angeboten. Der größte aktuell (2014) gefertigte CCD-Chip ist der für die Raumsonde GAIA (s. Absatz S. 1412) gefertigte Chip mit  $\lesssim 1 \cdot 10^9 \cdot px$  auf einer Fläche von  $0,5 \cdot m^2$ .

### 11.9.5 Photomultiplier / Multichannel Plates (-)

Für die Detektion kleinster Mengen an optischer Strahlung werden auch heute noch häufig *Photomultiplier* (engl. *photomultipliering tube* PMT) eingesetzt. Die ursprüngliche deutsche Bezeichnung dieses Bauelementes lautet **Sekundärelektronenvervielfacher** (SEV), sie wird aber praktisch nicht mehr benutzt. Ein PMT besteht zum einen aus einer Vakuum-Photodiode, in der bei Strahlungseinfall über den äußeren Photoeffekt (Abschnitt 7.2.1) Elektronen aus der Elektrode in das Vakuum austreten. Diese Vakuumdiode ist nun in Serie geschaltet mit einer mehr-stufigen elektrostatischen Verstärkungseinheit. In dieser wird die elektrische Spannung zwischen 2 aufeinander folgenden Elektroden so hoch gewählt, dass die kinetische Energie der beschleunigten Elektronen ausreicht, um beim Aufschlag auf die Elektrodenoberfläche aus dieser mehr als 1 sog. *Sekundärelektron* herauszuschlagen. Insgesamt erzeugt jedes von der sog. Photokathode erzeugte Photo-Elektron eine Anzahl  $V$  von Elektronen, die an der Anode als Messstrom abgegriffen und weiter verstärkt werden können. Diese elektrostatische Verstärkung  $V$  ist nicht mit der Produktion von Entropie verbunden, sie unterliegt daher auch nicht der Nyquist-Beziehung (Gl. 14.207). Insbesondere ist daher das elektronische Rauschen des PMT-Anodenstroms lediglich durch den Eingangswiderstand des nachfolgenden elektronischen Verstärkers bestimmt, aber nicht durch einen wie auch immer zu definierenden effektiven Innenwiderstand des PMTs selbst. Bei genügend niedrigen Photonenströmen wird daher das Rauschen des PMT-Anodenstroms **immer** vom Quantenrauschen des Stroms der erzeugten Photo-Elektronen dominiert. Dieser grundsätzliche Vorteil im Rauschverhalten bei niedrigen Photonenströme ist der entscheidende Grund dafür, dass der PMT sich bis heute gegen die entsprechenden Halbleiterelemente hat behaupten können.

Die Quantenausbeute  $\eta_0^{(N)}$  der Vakuum-Photodiode eines PMTs liegt i.a. in der Größenordnung von 0,1. Die elektrostatische Verstärkung  $V$  ist stark abhängig von den an die Elektroden angelegten Spannungen. I.a. wählt man eine einheitliche Spannungsdifferenz zwischen jeweils 2 aufeinander folgenden Elektroden und setzt dieses Konzept der Einfachheit halber über eine Spannungsteilerkette um, s. Abb. 21. Dann ist die Verstärkung  $V$  eine Funktion der insgesamt angelegten Hochspannung,

$$V = V(U_{HV}) \quad (11.180)$$

Ein typisches Beispiel einer derartigen Funktion ist in der Abb. 22 wiedergegeben. Bei einer Änderung der Hochspannung von  $400 \cdot V$  auf  $1000 \cdot V$  steigt in diesem Beispiel die Verstärkung etwa um den Wert  $10^3$ . Der Verlauf dieser Funktion ist annähernd logarithmisch,

$$\log \frac{V(U)}{V(U_0)} \approx a \cdot (U - U_0) \quad (11.181)$$

Dieses Verhalten wurde in der Vergangenheit gelegentlich zur technischen Realisierung eines Messsystems mit logarithmischer Empfindlichkeit ausgenutzt, s. Abschnitt

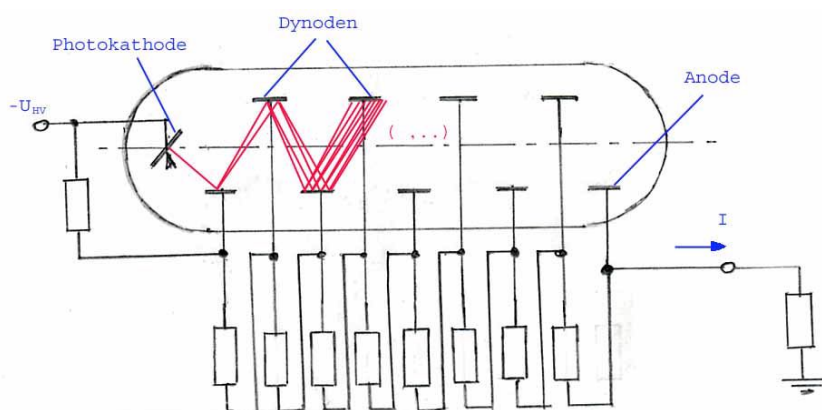


Abb. 21 Prinzipskizze der Spannungsbeschaltung eines PMTs

11.11.3. Die preisgünstige Verfügbarkeit mikroprozessorgesteuerter Messsysteme hat derartige Konzepte heute überflüssig gemacht. Heute liegt der Vorteil dieses Verhaltens insbesondere darin, dass man über diese Hochspannung die Signaldynamik des Messkanals extrem erweitern kann.

Die Gesamtempfindlichkeit eines PMTs

$$\begin{aligned}
 S &= \frac{\text{Anodenstrom}}{\text{Strahlungsstrom a. d. Photokathode}} \\
 &= \frac{q_0}{h \cdot \langle \lambda \rangle} \cdot \eta_0^{(N)} \cdot V(U_{HV})
 \end{aligned}
 \tag{11.182}$$

$q_0$  : Elementarladung

$\langle \lambda \rangle$  : mittlere Wellenlänge der benutzten Strahlung

ist bei konstanter Hochspannung in sehr guter Näherung unabhängig von der Intensität des Strahlungsstroms  $J$  und zwar über viele Größenordnungen von  $J$ .

Ein ernsthafter Nachteil des PMT bei seinem Einsatz in der quantitativen strahlungsoptischen Messtechnik ist die produktionsbedingte starke Exemplar-Schwankung seiner (z.B. bei konstanter Strahlungswellenlänge gemessenen) Empfindlichkeitskurve  $\eta = \eta(U_{HV})$ . Diese kann sich für einen bestimmten vorgegebenen Spannungswert von Exemplar zu Exemplar desselben PMT-Typs durchaus um eine Größenordnung unterscheiden. Und auch der relative Verlauf der Kurve  $\eta = \eta(U_{HV})$  ist üblicherweise von Exemplar zu Exemplar signifikant verschieden. Auch die (bei konstanter Hochspannung gemessene) spektrale Empfindlichkeit  $\eta = \eta(\lambda)$  ist von Exemplar zu Exemplar etwas unterschiedlich, insbesondere im langwelligen Teil der Kurve. Die Ursache hierfür ist primär die unterschiedliche spektrale Empfindlichkeit des Photokathodenmaterials. Bei jeder quantitativen Messung ist daher i.a. nach jedem Exemplarwechsel eines PMTs eine komplette Rekalibrierung der Messanordnung

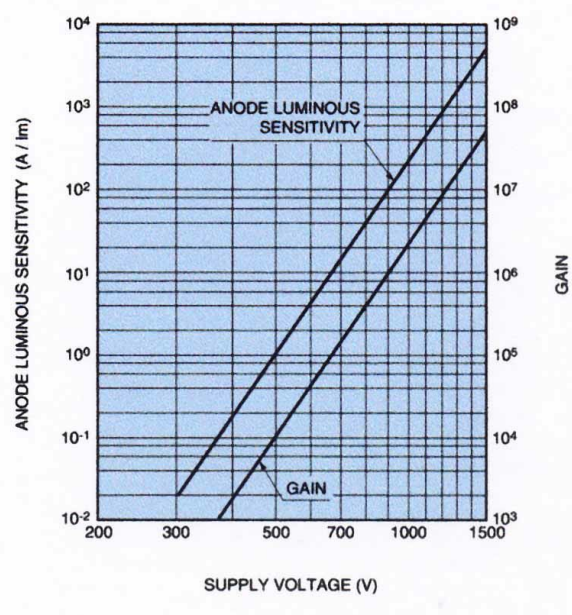


Abb. 22 Typische Abhängigkeit von Empfindlichkeit und Stromverstärkung eines PMTs von der angelegten Hochspannung  
(Quelle: <http://sales.hamamatsu.com/assets/applications>)

erforderlich, insbesondere wenn - z.B. zur Steigerung der Dynamik des Messkanals - die Möglichkeit der Empfindlichkeitsänderung über die angelegte Hochspannung bei der Strahlungsmessung explizit genutzt wird.

PMTs findet man heute vorwiegend in optischen Messsystemen für kleinste Strahlungsmengen und/oder mit einer hohen Signaldynamik. Es steht zu erwarten, dass sie mehr und mehr durch Avalanche-Photodioden abgelöst werden, s. Abschnitt 11.9.6. Auswahlkriterien sind insbesondere der Bereich der spektralen Empfindlichkeit, das Dunkelsignalrauschen und die Quantenausbeute der Eingang Photodiode. Eine häufig eingesetzte Möglichkeit zur Reduzierung des Dunkelsignal-Rauschens ist die Kühlung des gesamten PMTs.

**Multichannelplates (MCP)** sind meist in einer ebenen Fläche angeordnete Photodetektorelemente, die sich in ihrem photoelektrischen Verhalten weitgehend ähnlich wie ein PMT verhalten. Der erste gedankliche Schritt von einem PMT zu einer MCP ist der Übergang zu einem sog. *continuous electron-multiplier*. Dieses ist eine dünne Röhre von typisch  $10 \cdot \mu\text{m}$  Innendurchmesser und einigen *mm* Länge, auf die das Messlicht leicht schräg eingestrahlt wird. Der Eingangsbereich dieses Röhrchens ist mit einem Material beschichtet, das sich wie eine Photokathode verhält, also einen starken äußeren Photoeffekt zeigt. Das nachfolgende Material des Röhrchens ist ausreichend hochohmig, um durch Anlegen einer äußeren Spannung an seine beiden Enden eine kontinuierlich ansteigende Spannung entlang dieses Röhrchens generieren

zu können. Ganz analog zu den Vorgängen in einem PMT erzeugen nun die von der Photokathode herausgeschlagenen Elektronen eine Kaskade von Sekundärelektronen. Ordnet man nun eine Vielzahl dieser Röhrcchen (typische Werte liegen in der Größenordnung von  $10^5$ ) in einer 2-dimensionalen Anordnung, so ist man bei einer MCP angekommen. Ausgelesen werden die verstärkten Signale i.a. wieder optisch. D.h. die MCP ist mit einem Lumineszenzschirm abgeschlossen, der seinerseits i.a. mit einer 2-dimensionalen CCD-Detektoreinheit abgefragt wird. Das wirksame Zeitfenster für die Lichtmessung mit einem CCD-Array lässt sich mit einer Genauigkeit von knapp  $1 \cdot ns$  ein- und ausschalten, so dass letztlich eine MCP einen im  $ns$ -Bereich triggerbaren Lichtverstärker und -detektor darstellt. MCPs haben eine breite Anwendung im Bereich der Kurzzeit-Spektroskopie gefunden.

#### 11.9.6 *Avalanche-Photodioden* (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Avalanche-Photodioden* ist noch nicht verfügbar.)

### 11.10 Grundlagen des optischen Gerätebaus (\*)

Aufgabe nahezu aller optischen Geräte ist es, von einem zu untersuchenden Objekt, der *Probe P*, ein optisches Strahlungssignal zu erzeugen und zwar derart, dass dessen Intensität durch den Wert bestimmt ist, den ein vorgegebener optischer Materialparameter  $\rho$  in einem bestimmten Teilbereich dieser Probe, dem *Messfeld M*, annimmt. Der Einfachheit halber werde ich für die nun folgende Diskussion annehmen, dass die Probe in nur 2 Ortskoordinaten ausgedehnt ist, dass es sich also z.B. um die Oberfläche einer Probe handelt, die in Reflexion untersucht wird, oder um eine ausreichend dünne Probe, die dann in Transmission betrachtet wird. Dieses optische Strahlungssignal wird dann durch geeignete Strahlungsdetektoren (Abschnitt 11.9) in ein für die weitere Verarbeitung geeignetes Signal gewandelt, z.B. durch einen Photomultiplier in ein elektrisches Signal oder durch einen photographischen Film in ein chemisches Signal. In manchen Fällen übernimmt auch unmittelbar das Auge des Experimentators die Funktion des Strahlungsdetektors. Die verschiedenen optischen Geräte unterscheiden sich nun primär darin, in welcher Weise sie das i.a. ortsabhängige Parametersignal  $\{\rho(x, y); (x, y) \in P\}$  zu einem optischen Signal verarbeiten. Dabei treten in der Praxis ganz überwiegend nur die beiden nachfolgend skizzierten Grenzfälle auf:

1. Das zu detektierende optische Signal soll keinerlei ortsselektive Information über die Probe mehr enthalten, sondern über das Messfeld *M* möglichst perfekt gemittelt sein. Diesen Gerätetyp bezeichnet man als ein *Messgerät* für den ausgewählten Materialparameter, also z.B. als *Absorptions-*, *Streuungs-* oder *Glanzmessgerät*. In der technischen Realisierung wird man dann anstreben, dass alle geometrisch separierbaren Teilbereiche des optischen Signals in zumindest annähernd gleichem Maße von beliebig ausgewählten Unterbereichen des Objekt-Messfeldes abhängig sein.

2. Jetzt soll das optische Messsignal in seinen geometrisch geeignet separierbaren Teilbereichen überwiegend durch den Wert des Materialparameters in genau **einem** Teilbereich des Objekt-Messfeldes bestimmt sein. Diesen Gerätetyp bezeichnet man als ein *Abbildungsgerät im Kontrast des ausgewählten Materialparameters*. Bei konventionellen Systemen ist dabei die Zuordnung zwischen den Teilbereichen des Objekt-Messfeldes und denen des optischen Messsignals nicht beliebig. In geeigneten Koordinatensystemen gibt es i.a. eine zumindest lokal die Topologie erhaltende Transformation, die die Ortskoordinaten  $(x, y)$  des Objekt-Messfeldes (des *Objektes* oder *Urbildes*) in die Koordinaten  $(x^*, y^*)$  des optischen Messsignals (des *Bildes*) abbildet. In einem besonders einfachen Fall ist diese Transformation linear z.B. gem.

$$|(x_2, y_2) - (x_1, y_1)| = \Gamma \cdot |(x_2^*, y_2^*) - (x_1^*, y_1^*)| \quad (11.183)$$

D.h. alle Abstände zwischen 2 Punkten werden mit einem gemeinsamen Faktor multipliziert, dem *Abbildungsmaßstab*  $\Gamma$ . Die durch das Gerät erzeugte Transformation entspricht also einer Streckung bzw. Stauchung, der aber zusätzlich eine Spiegelung und/oder eine Drehung um einen Punkt  $(x_1^{(0)}, y_1^{(0)})$  überlagert sein kann. Reale Abbildungsgeräte haben dann meist eine Transformationsfunktion  $(x_0, y_0) \rightarrow (x_1, y_1)$ , die von dieser idealisierten Funktion gem. Gl. 11.183 mehr oder weniger stark abweicht. Diese Abweichungen werden dann als Abbildungsfehler bezeichnet. Ein Beispiel für Abbildungsgeräte mit einer wesentlich komplexeren Transformationsfunktion sind z.B. bestimmte Typen von Systemen zur Verschlüsselung optischer Daten.

Die Grundstruktur nahezu jedes optischen Gerätes ist in der Abb. 23 angedeutet. Das Licht einer Beleuchtungsquelle wird über eine Beleuchtungsoptik auf

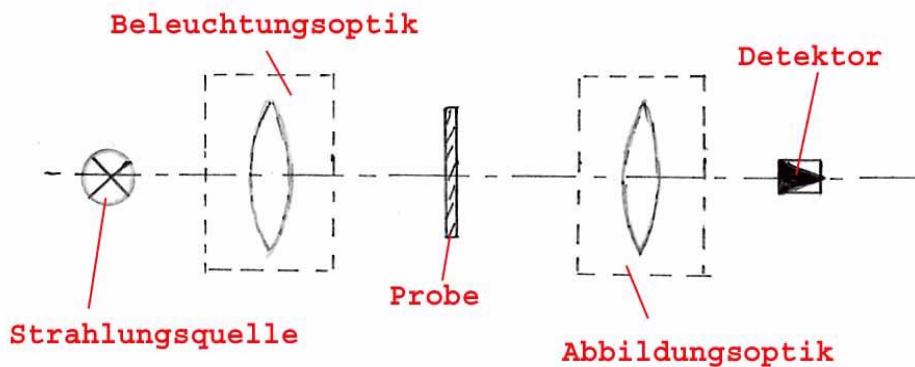


Abb. 23 Grundstruktur eines optischen Gerätes

die Probe gerichtet. Durch eine geeignete geometrische Anordnung, durch zusätzliche optische Elemente (die in der Abb. 23 nicht aufgeführt sind) etc. wird dafür

gesorgt, dass die Intensität des bis zur Detektorebene gelangenden Lichtes ausreichend stark durch den im Messfeld der Probe vorliegenden Wert des ausgewählten Materialparameters beeinflusst wird. Dieses Licht wird von der Abbildungsoptik auf die Detektionsebene gelenkt. In dieser Ebene befindet sich, je nach Anwendung, der 0-dimensionale Einfachdetektor, der 1-dimensionale Zeilendetektor oder der 2-dimensionale Bildempfänger, z.B. ein CCD-Chip oder ein photographischer Film.

In den nun folgenden Unterkapiteln beschreibe ich die mir am wichtigsten erscheinenden generellen Strukturen optischer Geräte. Die genaue Funktion der Beleuchtungs- und der Abbildungsoptik sowie deren typische technische Realisierung ist für die beiden soeben genannten Gerätetypen *Messgerät* und *Abbildungsgerät* stark unterschiedlich, so dass ich sie auch jeweils separat diskutieren werde. Die Umsetzung dieser allgemeinen Konzepte in reale Geräte werde ich danach durch Behandlung einiger klassischer optischer Geräte demonstrieren. Konkrete Hinweise für die Lösung typischer Probleme der experimentellen Optik findet der Leser wieder im Abschnitt 11.15 (Tipps, Tricks und Spezialitäten).

#### 11.10.1 *Das Zusammenspiel von Beleuchtung und Abbildung (\*)*

Jedes abbildende optische Gerät besteht aus 2 im Grunde voneinander unabhängigen, aber in sich verschränkten Strahlengängen, nämlich aus dem *Beleuchtungsstrahlengang* und dem eigentlichen *Abbildungsstrahlengang*. Aufgabe des Beleuchtungsstrahlengangs ist nicht nur, einen möglichst großen Anteil des von der Beleuchtungsquelle emittierten Lichtes für die Abbildung bereitzustellen, sondern insbesondere dafür zu sorgen, dass das in der Detektionsebene erzeugte Bild der Probe möglichst gleichmäßig hell ausgeleuchtet ist. D.h. es genügt nicht, die Probe gleichmäßig auszuleuchten, sondern es muss dafür Sorge getragen werden, dass dieses Beleuchtungslicht auch möglichst vollständig bis in die Detektionsebene gelangt. Außerdem müssen diese beiden Strahlengänge optimal voneinander entkoppelt sein. Da nämlich die Beleuchtungsquelle i.a. nicht strukturlos ist (s. z.B. Abschnitt 11.15.3), muss gesichert sein, dass in der Detektionsebene zusätzlich zu dem Bild der Probe nicht auch noch das Bild der Beleuchtungsquelle erscheint, nicht einmal als stark unscharfe Andeutung.

Dass diese beiden Anforderungen nicht trivialerweise von selbst erfüllt sind, zeigt die Abb. 24. In der hier skizzierten Anordnung wird auf eine besondere Beleuchtungsoptik ganz verzichtet und die Probe mit einer Lichtquelle beleuchtet, deren strahlende Fläche relativ klein ist. Die Entfernung zwischen Lichtquelle und Probe ist jedoch so groß, dass die Probe auf diese Weise in guter Näherung gleichmäßig beleuchtet wird. Die Probe sei z.B. ein photographisches Diapositiv, also ein nur schwach in Vorwärtsrichtung streuendes Objekt, das im Absorptionskontrast zu betrachten ist. Die in der Abb. 24 gezeichnete Linse (das *Objektiv*) bildet das Objekt in die Detektionsebene ab, z.B. auf eine Projektionsleinwand. Ergebnis einer derartigen Anordnung ist ein Bild des Diapositivs, das nur in einem gewissen Bereich um das Zentrum herum akzeptabel hell ist, während es zum Rand sehr stark in seiner Helligkeit abnimmt. Die Ursache ist leicht ersichtlich: Nur für die Probenmitte

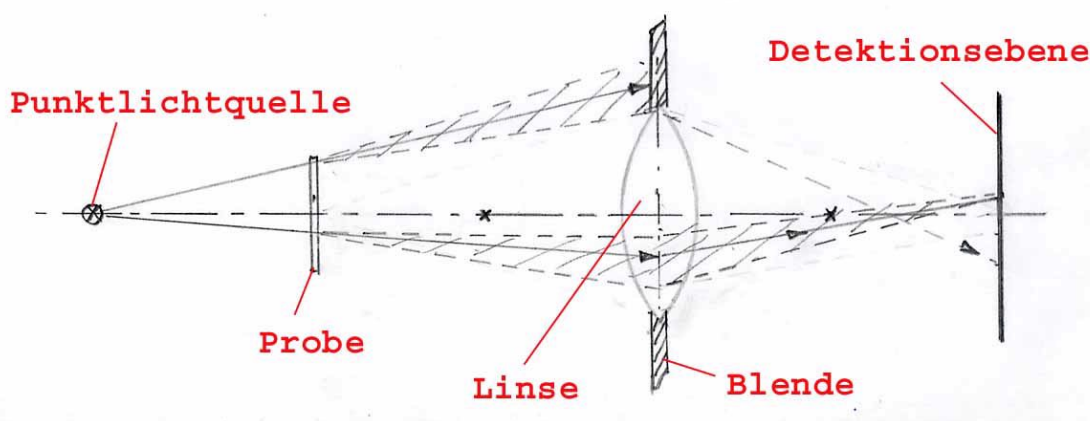


Abb. 24 Strahlengang mit Vignettierung

gilt, dass das Beleuchtungslicht und der von ihm durch die Probe erzeugte Streukegel von der Linse erfasst und für den Bildaufbau genutzt werden. Die Strahlen, die den Rand des Objektes beleuchten, und deren Streukegel erreichen dagegen gar nicht das Objektiv, sondern gehen an ihm vorbei und können daher auch nicht zur Helligkeit des Bildes in diesem Bereich beitragen! Dieser als *Vignettierung* bezeichnete Effekt tritt immer dann auf, wenn der Beleuchtungsstrahlengang diesbezüglich nicht ausreichend optimiert worden ist. In unserem Fall besteht die optimale Lösung darin, dass in unmittelbarer Nachbarschaft der Probe eine weitere Linse, der *Kondensator*, ergänzt wird, der die Beleuchtungsquelle in das Objektiv hinein abbildet, s. Abb. 25. Nun

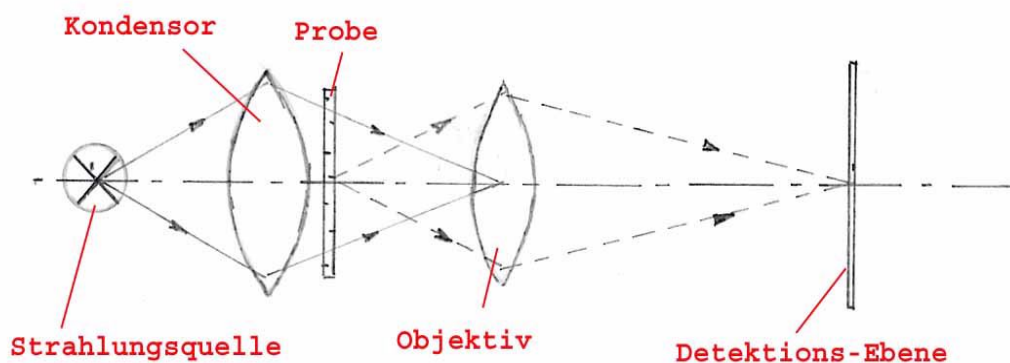


Abb. 25 Vignettierungsfreier Strahlengang eines abbildenden optischen Gerätes

werden alle Strahlen, die die Probe durchsetzen, auch auf das Objektiv gelenkt und tragen daher auch zum Bildaufbau bei. Gleichzeitig sind die beiden Strahlengänge optimal voneinander entkoppelt, denn das Bild der Lichtquelle entsteht nicht etwa in der Detektionsebene, sondern in der dazu gehörenden Fourierebene, vgl. Abschnitt ??.

Eine derartige Anordnung wird i.a. als *vollständiger Strahlengang* bezeichnet. Wir werden die konsequente Umsetzung dieses Konzeptes bei komplizierteren Anordnungen im Abschnitt 11.11 kennenlernen. In der Mikroskopie hat dieses Konzept nach *August Karl Johann Valentin Köhler* (\* 1866 in Darmstadt; † 1948 in Jena) den Namen *Köhler-Anordnung* erhalten (s. auch [11]).

Das einfachste Konzept für die Optik eines Messgerätes (s.o.) ist in der Abb. 26 (a) dargestellt: Die Strahlungsquelle wird von der Abbildungslinse auf die De-

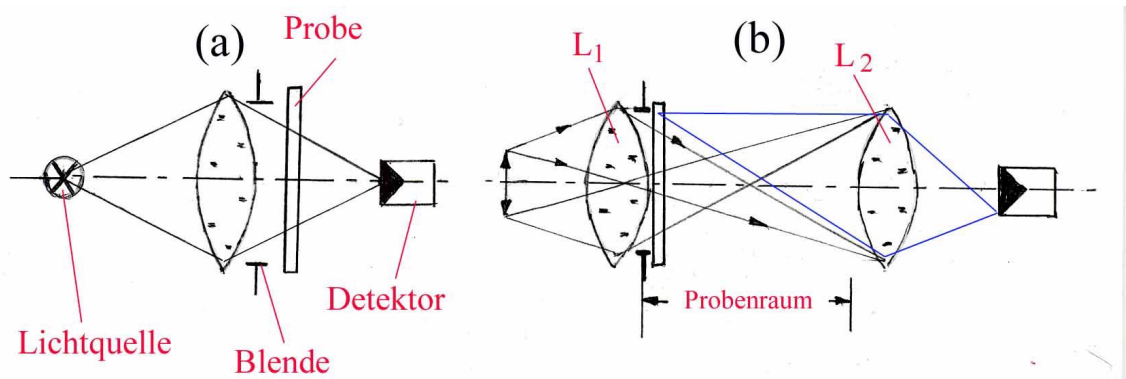


Abb. 26 Strahlengang eines Photometers: (a) einfachstes Konzept (b) vollständiger Strahlengang

tektorfläche abgebildet; die Probe befindet sich direkt vor oder hinter der Linse, also an der Stellung bester Gleichmäßigkeit in der Ausleuchtung. Die aktive Messfeldgröße wird durch die Blende vorgegeben. Diese Anordnung hat jedoch einen wichtigen Nachteil: Auf dem Detektor entsteht ein Bild der Strahlungsquelle. Sobald also die Strahlungsdichte der Quelle nicht völlig homogen ist, z.B. die Struktur einer Drahtwendel hat (vgl. Abb. 72), machen sich evtl. ebenfalls vorhandene Inhomogenitäten in der Empfindlichkeit des Detektors in der Weise bemerkbar, dass das aktuelle Messsignal empfindlich von der relativen Position der Komponenten des optischen Systems zueinander abhängt, also von der Justierung und von evtl. mechanischen Erschütterungen. Daher stellt die in der Abb. 26 (b) skizzierte Anordnung eine essenzielle Verbesserung dar: Die Strahlungsquelle wird nun nicht direkt auf den Detektor, sondern auf die Linse  $L_2$  abgebildet, die ihrerseits die Öffnungsfläche der Linse  $L_1$  auf den Detektor abbildet, als die Fläche bester Gleichmäßigkeit in der Ausleuchtung. Auf diese Weise ist bei der Messung des Materialparameters  $\rho$  mit diesem optischen Messgerät eine sehr gute Mittelung über die Messfläche gewährleistet. In vielen Anwendungen ist es von Vorteil, wenn das Bild der Strahlungsquelle auf  $L_2$  etwa denselben Durchmesser hat wie die Messfeldblende. Dann nämlich bleibt zwischen den beiden Linsen  $L_1$  und  $L_2$  der Durchmesser des mit Strahlung erfüllten Bereichs nahezu unverändert. Die genaue laterale Position der Probe zwischen diesen beiden Linsen ist daher von untergeordneter Bedeutung; lediglich die Gleichmäßigkeit in der Ausleuchtung ist direkt hinter  $L_1$  am besten. Grundsätzlich steht daher der

ganze Raum zwischen  $L_1$  und  $L_2$  als Probenraum zur Verfügung. In besonderen experimentelle Aufbauten, z.B. in Spektrometern kann dies von besonderem Vorteil sein. Ich möchte diese Anordnung einen *quasi-parallelen Strahlengang* nennen: Das Licht hat wohl eine endliche Divergenz, ändert aber (in diesem begrenzten Teil des Strahlengangs) trotzdem nicht seinen Strahlquerschnitt.

### 11.10.2 Geometrische Abbildung und Fouriertransformation (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Geometrische Abbildung und Fouriertransformation* ist noch nicht verfügbar. In ihm wird auch die nachfolgende Gl. und deren Erläuterung enthalten sein:)

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (11.184)$$

### 11.10.3 Gesetzmäßigkeiten des Strahlungsstroms (\*)

Wir beschränken die nun folgende Diskussion auf optische Geräte ohne Strahlungs-umkehr oder eine andere noch kompliziertere mehrfache Durchdringung derselben Fläche durch die betrachtete Strahlung. Diese Einschränkung ist letztlich keine reale Begrenzung der nachfolgend geschilderten Gesetzmäßigkeiten, sie erleichtert lediglich deren Formulierung und Beweis. Im Anschluss an diese Diskussion wird dann unmittelbar einsichtig sein, wie diese Gesetze auf Geräte mit Strahlungs-umkehr o.ä. zu übertragen sind.

Unter dieser einschränkenden Bedingung folgt unmittelbar aus der Energieerhaltung, dass in einem optischen Gerät der gesamte durch eine beliebige, senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung orientierte Fläche hindurchgehende Strahlungsstrom überall denselben Wert hat, wenn nicht in diesem Gerät Verluste auftreten, z.B. durch Absorption, Streuung, Vignettierung o.ä. . Hieraus folgt aber unmittelbar der Satz

**Theorem 191** *In einem verlustfreien optischen abbildenden System haben das Objekt, die Aperturebene der abbildenden Optik und das Bild dieselbe Strahlungsdichte.*

Wir beweisen diesen Satz zunächst für die Strahlungsdichten von Objekt und Bild. Der gesamte, vom Objekt durch die abbildende Linse geschickte Strahlungsstrom beträgt

$$\Phi_{\text{Objekt}} = L_{\text{Objekt}} \cdot A_{\text{Objekt}} \cdot \omega_1 \quad (11.185)$$

$L_{\text{Objekt}}$  : Strahlungsdichte des Objektes;

$A_{\text{Objekt}}$  : strahlende Fläche des Objektes;

$\omega_1$  : v. d. abbildenden Linse erfasster Raumwinkel dieser Strahlung.

Dieser ist gleich dem in der Bildebene ankommenden Strahlungsstrom,

$$\Phi_{\text{Objekt}} = \Phi_{\text{Bild}} = L_{\text{Bild}} \cdot A_{\text{Bild}} \cdot \omega_2 \quad (11.186)$$

$\omega_2$  : vom durch das Bild hindurchgehenden Strahlungsstrom gefüllter Raumwinkel.

Wie wir aber im Abschnitt 11.6 gesehen haben, gilt

$$\frac{A_{Bild}}{A_{Objekt}} = \left(\frac{b}{a}\right)^2 = \frac{\omega_1}{\omega_2} \quad (11.187)$$

(Zur Bedeutung der Bildweite  $b$  und der Gegenstandsweite  $a$  s. Abb. 8) Aus diesen 3 Gl. 11.185, 11.186 und 11.148 folgt aber unmittelbar

$$\begin{aligned} A_{Objekt} \cdot \omega_1 &= A_{Bild} \cdot \omega_2 \Rightarrow \\ L_{Objekt} &= L_{Bild} = L_0 \end{aligned} \quad (11.188)$$

Um zu zeigen, dass auch die Apertur der abbildenden Linse dieselbe Strahlungsdichte  $L_0$  hat, berechnen wir die Bestrahlungsstärke in der Bildebene,

$$I_{Bild} = \frac{\Phi_{Bild}}{A_{Bild}} = L_{Bild} \cdot \omega_2 \quad (11.189)$$

Die Strahlungsquelle für das Bild ist aber eben diese Apertur der Fläche  $A_L$ , es gilt also definitionsgemäß (s. Abschnitt 11.7.1)

$$I_{Bild} = \frac{L_{Linse} \cdot A_{Bild}}{b^2} = L_{Linse} \cdot \omega_2 \quad (11.190)$$

Der Vergleich der Gl. 11.189 und 11.190 zeigt dann, dass - wie es zu beweisen war -

$$L_{Linse} = L_{Bild} \quad (11.191)$$

Dieses über die Anschauung keinesfalls unmittelbar einleuchtende Gesetz hat u.a. folgende Konsequenz:

In einem abbildenden optischen System ist für die Bildhelligkeit primär die Strahlungsdichte und nicht etwa der gesamte Strahlungsstrom der Beleuchtungsquelle entscheidend. Bei dieser Aussage wird allerdings vorausgesetzt, dass es gelingt, die abbildende Linse vollständig mit dem Bild der Lichtquelle zu füllen (s. hierzu auch Abschnitt 11.15.3). Das ist aber bei zu großen Unterschieden zwischen der Apertur dieser Linse und der Querschnittsfläche der Lichtquelle bereits aus ausschließlich geometrischen Gründen nicht möglich, so dass im konkreten Fall dann doch eine Strahlungsquelle mit einer ausreichend großen Emissionsfläche und damit auch einem gewissen Mindest-Strahlungsstrom gewählt werden muss.

#### 11.10.4 Kontrastmechanismen abbildender optischer Geräte (-)

Wie ich bereits in der Einleitung zum Kapitel 11.10 (Grundlagen des optischen Gerätebaus) skizziert habe, besteht die Aufgabe eines **abbildenden** optischen Gerätes darin, von der Probe ein *Bild* zu erzeugen, in dessen örtlicher Intensitätsverteilung (auch) die gewünschte Information über die Probe enthalten ist. Damit ist gemeint, dass die Intensität des Bildes an einer Stelle  $(x_1, y_1)$  eine wohl definierte Funktion

ist des Wertes  $\rho$  eines vorgegebenen Materialparameters an der zugehörigen Stelle  $(x_0, y_0)$  der Probe:

$$I(x_1, y_1) = f(\rho(x_0, y_0)) \quad (11.192)$$

Sobald dieser wohl definierte funktionelle Zusammenhang zumindest für einen Anteil der gesamten Bildintensität erfüllt ist, nennt man das so erzeugte Bild ein *Bild der Probe im  $\rho$ -Kontrast*. Damit diese Bedingung erfüllt ist, bedarf es i.a. einer besonderen Ausgestaltung der optischen Anordnung zur Erzeugung dieses Bildes. Diese ist bis zu einem gewissen Grad unabhängig von der übrigen Aufgabe und Konstruktion des optischen Abbildungsgerätes, ist also z.B. bei einer makroskopischen Relaisoptik ähnlich wie bei einem Mikroskop. Daher werden wir diese auch nun separat zusammenfassend behandeln.

### Absorptionskontrast (-)

Als einfachstes Beispiel diskutieren wir zunächst den *Absorptionskontrast*. Damit die Bildintensität in Abhängigkeit zur örtlichen Verteilung des Absorptionskoeffizienten des Probenmaterials moduliert wird, genügt es, die Probe mit dem Beleuchtungslicht zu durchstrahlen und mit dem durchgehenden Licht das Bild zu erzeugen. Verwenden wir monochromatisches Licht, so entspricht die lokale Bildintensität direkt der Transmission  $T(\lambda)$  der Probe an dieser Stelle. Verwenden wir weißes Licht als Beleuchtung, entsteht ein farbiges Bild, s. Kapitel 11.14. Voraussetzung ist allerdings, dass die Absorption der Probe nicht zu groß ist, anderenfalls ist das Bild als ganzes zu dunkel und man erkennt höchstens noch die äußeren Umrisse der Probe. Diese Bedingung lässt sich oft dadurch erfüllen, dass man einen Dünnschnitt der Probe herstellt.

### Streuungskontrast (-)

Eine weitere, relativ einfache Möglichkeit der Kontrasterzeugung ist der *Streuungskontrast*, bei dem der oben angeführte Materialparameter  $\rho$  das Streuvermögen der Probe ist. Im Auflicht eingesetzt, können so Störungen insbesondere von ansonsten sehr glatten Oberflächen empfindlich nachgewiesen werden. Im Durchlicht detektiert man auf diese Weise sowohl Streuzentren im Volumen der Probe als auch streuende Störungen der Oberfläche. Zur Umsetzung dieses Konzeptes verwendet man eine Beleuchtungsquelle ausreichend kleiner strahlender Fläche und bildet diese, nachdem das Licht die Probe passiert hat, derart auf das Objektiv ab, dass der primäre Lichtfleck deutlich kleiner ist als die Apertur des Objektivs bei voller Öffnung, s. Abb. 27. Schränkt man jetzt die effektive Apertur des Objektivs z.B. mit einer Irisblende in etwa auf diesen Lichtfleckbereich ein, so erhält man ein sog. *Hellfeldbild*: Im Bild werden diejenigen Bereiche der Probe hell wiedergegeben, deren Streuvermögen an dieser Stelle besonders gering ist. Dunkle Stelle entsprechen demnach stark streuenden Probenstellen. Blendet man dagegen diesen Bereich der Objektiv-Apertur aus und verwendet nur das auf den verbleibenden Teil der Objektiv-Apertur fallende

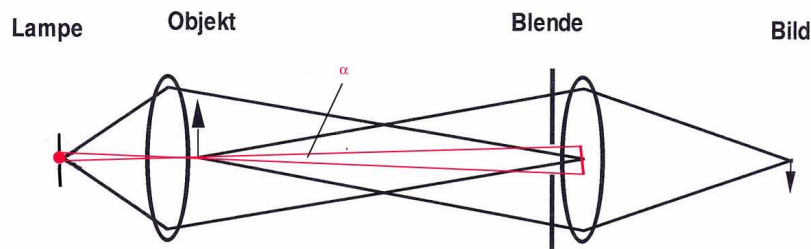


Abb. 27 Strahlengang einer Abbildung im Streuingskontrast (Hellfeld)

Licht zur Abbildung, so entsteht ein sog. *Dunkelfeldbild*: Nicht streuende Bereiche der Probe sind nun im Bild dunkel, und streuende Bereiche werden stark aufgeleuchtet. Vor- und Nachteile von Hellfeld- und Dunkelfeld-Abbildung entsprechen der im Abschnitt 11.15.8 erläuterten Situation bei der Messung des integralen Streuvermögens von Proben: Die Dunkelfeldabbildung ist insbesondere bei nur sehr wenig streuenden Proben von Vorteil, da sie in diesem Fall mit hoher Empfindlichkeit alle Störstellen anzeigt, die eine gewisse Streuung aufweisen. Dunkelfeldabbildungen sind allerdings i.a. sehr lichtschwach. Hellfeldaufnahmen reagieren weniger empfindlich auf schwache Streueffekte, ergeben aber auch bei relativ stark streuenden Proben noch verwertbare Bilder. In jedem Fall haben Hellfeldabbildungen eine reduzierte Ortsauflösung, da ja durch die Streufeld-Blende die zu höheren Ortsfrequenzen gehörenden Lichtanteile nicht mehr zum Bildaufbau beitragen.

Die Empfindlichkeit einer Abbildung im Streuingskontrast lässt sich insbesondere dadurch steigern, dass man den von dem ungestreuten Abbildungslicht erfüllten Winkel  $\alpha$  der Proben-Beleuchtung besonders klein wählt, s. wieder Abb. 27. Dann lassen sich selbst kleinste Winkelablenkungen dieses Beleuchtungslichtes bereits sicher detektieren, Winkelablenkungen, wie sie z.B. durch eine lokale Verkipfung der Probenoberfläche entstehen. Damit wird der Streuingskontrast zu einem *Neigungskontrast*.

Eine der Praxis entnommene Anwendung dieser Methode ist die Analyse von Störungen auf einer lackierten Oberfläche, z.B. auf hochglanz-lackierten Autokarosserie-Teilen. An diesen können z.B. durch Eintrocknen von saurem Regen unter UV-Strahlung Flecken entstehen, die bei Betrachtung der Oberfläche unter dem Glanzwinkel visuell erkennbar sind und damit von dem verwöhnten Besitzer entsprechender Luxus-Autos als störend empfunden und reklamiert werden. Die Lackschicht ist jedoch hierdurch kaum angegriffen, es hat sich lediglich am Fleckenrand eine leichte Verwerfung der Oberfläche gebildet. Die Abb. 28 ( aus [13]) zeigt einen derartigen Wasserfleck auf einer Autolackierung im Hellfeld (links) bzw. im Dunkelfeld (rechts). Der oben erläuterte Winkel  $\alpha$  betrug in diesem Fall  $0,5^\circ$ . In beiden Abbildungstechniken tritt diese mit bloßem Auge nur schwierig detektierbare Störung deutlich in

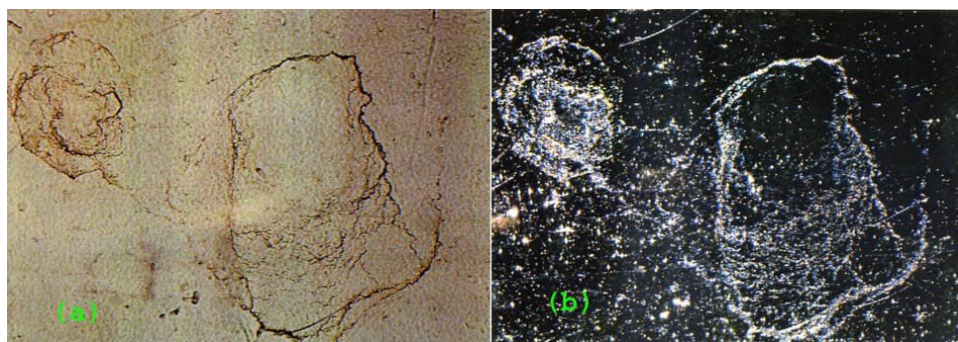


Abb. 28 Bild eines Wasserflecks auf einer Autolackierung  
(a) im Hellfeld (b) im Dunkelfeld

Erscheinung. Zu diesem Konzept des Hellfeld- und Dunkelfeld-Kontrastes s. auch [57]

Es sei noch angemerkt, dass jede Abbildungsoptik auch ohne zusätzliche Streufeld-Blende bereits einer Hellfeldabbildung entspricht, da ja die Apertur der Abbildungsoptik selbst ebenfalls die (sehr) hohen Ortsfrequenzen des Abbildungslichtes abschneidet. Der Streuingskontrast ist also niemals völlig ausgeschaltet.

### Kontrast durch inelastische Streuung (-)

Im Abschnitt 11.2.2 haben wir Effekte kennen gelernt, durch die das Licht nicht nur in seiner Richtung abgelenkt wird, sondern auch seine Wellenlänge verändert, nämlich die Fluoreszenz und die Raman-Streuung. Auch diese Effekte können - und zwar sehr effektiv - zur Kontrasterzeugung ausgenutzt werden. Hierbei macht man sich vorzugsweise diese Wellenlängenverschiebung zu nutze. D.h. man sorgt durch eine geeignete Filterung dafür, dass für den Bildaufbau nur (oder zumindest überwiegend) das Licht aus einem Wellenlängenbereich verwendet wird, der nur durch Fluoreszenz bzw. durch Raman-Streuung erzeugtes Licht enthält, aber kein primäres Beleuchtungslicht. Im Fall der Fluoreszenz ist dies durch geeignete scharfkantige (z.B.) dichroitische Filter (s. Abschnitt 11.6.8) ohne größere Schwierigkeiten möglich. In vielen Fällen zeigt die zu untersuchende Probe in ihrer unveränderten Struktur keine für die gewünschte Abbildung ausreichende Fluoreszenz. Dann versuchte man, diese Probe durch eine Präparation mit einem fluoreszierenden Zusatzstoff, einem Marker, zu modifizieren. Im Idealfall verändert dieser Marker die morphologische Struktur der Probe nur unwesentlich. Er lagert sich jedoch selektiv an gewisse, dem Experimentator bekannte Teilbereiche der Probe an. Dann kann aus der räumlichen Verteilung dieses Markers auf die räumliche Verteilung eines bestimmten Teilbereichs der Probe geschlossen werden. Diese Präparations- und Abbildungstechnik hat im Bereich der Mikro-Zellbiologie zu einer Fülle neuer Erkenntnisse geführt. Ein Beispiel dieser Forschungsarbeiten ist die Synthese und Erforschung des sog. green

fluorescent proteins (GFP). Hierfür erhielten *Osamuro Shimomura* (\* 1928 in Kyoto (Japan); heute Woods Hole/MA (USA)), *Martin Chalfie* (\* 1947 in Chicago/Ill (USA); heute New York/NY (USA)) und *Roger Y. Tsien* (XXX: präzisieren)(\* 1952 in New York/NY (USA); heute San Diego/Cal. (USA)) den Nobelpreis Chemie 2008.

Insbesondere im Bereich der Mikroskopie hat eine Variante der Kontrasterzeugung durch Fluoreszenz eine große Bedeutung erreicht, die sog. *2-Photonen-Fluoreszenz*, s. Absatz S. 760. Dieser nichtlineare Quantenprozess, die Fluoreszenzanregung durch die simultane Absorption 2-er Photonen, kann nur bei extrem hohen Bestrahlungsdichten auftreten, bei der Bestrahlung einer Probe mit einem auf einen Punkt fokussierten Laserstrahl also nur an der Stelle der maximalen Fokussierung. Es bedarf daher keiner weiteren optischen Abbildungstechniken im sog. Abnahme-Strahlengang des Mikroskops, um eine hohe Ortsauflösung in allen 3 Raumdimensionen zu gewährleisten. Wenn es denn überhaupt zu einer messbaren Fluoreszenz in dem ausgewählten Wellenlängenbereich kommt, muss dieses Signal aus dem engsten Bereich um den Ort kommen, in dem der Laserstrahl fokussiert war. Ein weiterer Vorteil dieser Technik besteht darin, dass die Bestrahlung wohl mit sehr hohen momentanen Bestrahlungsdichten erfolgt, aber bei einer Wellenlänge, die das Objekt, bei dieser Technik meist eine biologische Probe, deutlich weniger schädigt, z.B. mit Licht im NIR anstelle von UV-Strahlung.

Bilder im Raman-Kontrast lassen sich i.a. nur durch eine spektrale Trennung mit Hilfe von Prismen- oder Gitterspektrographen erzeugen. Mit Einschränkungen sind hierfür jedoch auch spezielle holographische Schmalbandfilter geeignet. Wegen des für alle Materialien nur sehr niedrigen Streukoeffizienten für die Ramanstreuung besteht das grundsätzliche Problem bei der Aufnahme von Bildern im Ramankontrast in der verfügbaren Signalintensität. Da man i.a. die Intensität der Bestrahlung nicht sehr weit steigern kann, ohne die Probe zu verändern oder gar zu zerstören, müssen alle technischen Bemühungen zur Verbesserung der Signalqualität bzw. zur Reduzierung der Messzeit beim Detektionskanal ansetzen. Ich werde auf diese Problematik im Abschnitt 11.15.11 im Detail eingehen. Ein zu dem dort beschriebenen Ansatz alternatives Konzept verzichtet darauf, für jeden Bildpunkt eine auswertbare Raman-Information bereitzustellen, im Idealfall jeweils ein komplettes Ramanspektrum. Dieses Konzept erzeugt zunächst ein Bild der Probe nach einem energetisch günstigeren Kontrastverfahren, z.B. im Rückstreukontrast. Sodann wird dieses Bild z.B. durch bildanalytische Auswertverfahren (s. Abschnitt 11.11.6) in unterscheidbare Teilbereiche aufgeteilt (oder in Klassen von gleichartigen, aber gegenüber den zu anderen Klassen gehörenden Teilbereichen unterscheidbaren Teilbereichen). Von jeder dieser Bereichsklassen wird dann ein (gemeinsames) Ramanspektrum erstellt und interpretiert. Zu den Einzelheiten dieses Verfahrens s. [56].

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Kontrast durch inelastische Streuung* ist noch nicht verfügbar.)

### Phasenkontrast (-)

Wir betrachten nun das Konzept der Abbildung im *Brechungsindex-Kontrast*. Die Aufgabe besteht also darin, Proben abzubilden, deren innere Struktur sich primär in einem ortsabhängigen Brechungsindex  $n = n(\vec{r})$  äußert, während sich die Absorption nur wenig oder zumindest unspezifisch bzgl. der aktuell interessierenden Strukturen verändert. Eine wichtige Klasse derartiger Objekte sind mikroskopische organische Präparate. Diese sind in vielen Fällen nahezu transparent, der Brechungsindex der wasserreichen ( $n \approx 1,33$ ) Bereiche dieser Proben unterscheidet sich jedoch deutlich von dem der überwiegend aus organischem Material ( $n \approx 1,5$ ) bestehenden Bereiche. Zum einen führen die Grenzflächen dieser Teilbereiche wegen der dabei auftretenden Reflexionen und Brechungen zu streuungsähnlichen Effekten, so dass man auf eine ausreichende Wirkung des Streukontrastes hoffen könnte. Das Experiment zeigt jedoch, dass auf diese Weise in derartigen mikroskopischen Bildern sehr oft kein akzeptabler Kontrast zu erzielen ist

Den entscheidenden Beitrag zur Entwicklung der mikroskopischen Abbildung im Brechungsindex-Kontrast leistete 1930 der Physiker *Frits Zernike* (\* 1888 in Amsterdam; † 1966 in Naarden b. Amsterdam). Für diese Arbeiten erhielt er 1953 den Nobelpreis. Da diese (vorzugsweise in Transmission eingesetzte) Methode letztlich darauf beruht, den ortsabhängigen Phasenunterschied zu detektieren, der in den Beleuchtungslicht bei seinem Durchgang durch die Probe erzeugt wird, wird diese Kontrastierungstechnik i.a. als *Phasenkontrast-Verfahren* bezeichnet.

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

### Polarisationskontrast (-)

Sobald die abzubildende Probe Strukturen enthält, die sich in ihrem Polarisationsverhalten unterscheiden, kann auch dieses zur Kontrasterzeugung herangezogen werden. Formal gesprochen verwenden wir also jetzt einen (oder eine Kombination von mehreren) der Koeffizienten in der *Müller-Matrix* (Abschnitt 11.3.1) als Materialparameter  $\rho$  für den Kontrastaufbau. Stellvertretend für andere Konfigurationen diskutieren wir den Fall, dass die Materialien, aus denen die abzubildenden Strukturen aufgebaut sind, sich in der spezifischen Drehung  $\zeta$  unterscheiden. Es mögen z.B. Teilchen mit  $\zeta \neq 0$  in einer nicht drehenden Matrix eingebettet sein. Wenn man nun mit linear polarisiertem Beleuchtungslicht arbeitet und im Strahlengang zwischen Probe und Detektor an geeigneter Stelle einen drehbaren Analysator ergänzt, so kann man diesen derart einstellen, dass die Bildteile, die zur Matrix gehören, dunkel bzw. nur mit geringer Intensität wiedergegeben werden. Die Teilchen mit  $\zeta \neq 0$  werden dann signifikant heller als die Matrix abgebildet. In analoger Weise lassen sich Strahlengänge mit einer Kontrasterzeugung für in anderer Weise polarisierende Materialien aufbauen, z.B. die Eigenschaft der meisten Einkristalle, unpolarisiertes Licht partiell zu polarisieren (XXX: präzisieren). Dieser Kontrastmechanismus findet daher

z.B. in der Mineralogie breite Anwendung.

(XXX: Der weitere Text des Absatzes *Polarisationskontrast* ist noch nicht verfügbar.)

### Interferenzkontrast (-/-)

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

#### 11.10.5 Die formgebende Bearbeitung optischer Bauelemente (-/-)

(XXX: Der Text des Abschnitts *Die formgebende Bearbeitung optischer Bauelemente* ist noch nicht verfügbar.)

#### 11.10.6 Die Signaldynamik optischer Systeme (\*)

Den Begriff der Signaldynamik haben wir bereits im Abschnitt 11.9.1 ausführlich diskutiert. Dort ging es um den Bereich, den ein optisches Messsignal überstreichen darf, ohne dass der betrachtete Strahlungsdetektor und der an ihn angeschlossene Signalverarbeitungskanal seinen zulässigen Arbeitsbereich verlässt. In Analogie zu der dort getroffenen Definition verstehen wir nun unter der (geforderten bzw. erreichten) *Signaldynamik eines optischen Gerätes* das Verhältnis

$$SD = \frac{\max(I_{\text{Detektionsebene}})}{\min(I_{\text{Detektionsebene}})} \quad (11.193)$$

wobei die Extremwerte aus allen Konfigurationen zu nehmen sind, die beim typgemäßen Einsatz des Gerätes auftreten können, und deren typgemäße Verarbeitung auch wirklich sichergestellt werden soll. Diese Dynamik ist nach oben hin vorzugsweise durch den Strahlungsstrom der Beleuchtungsquelle und eventuell durch die Übersteuerungsschwelle des Strahlungsdetektors bestimmt. Die übrigen optischen Elemente erzeugen bei einer Belastung mit hohen Strahlungsströmen bzw. Strahlungsstromdichten i.a. höchstens dadurch Probleme, dass sie sich (als ganzes oder lokal) auf unzulässig hohe Temperaturen erhitzen. Dem kann aber i.a. durch entsprechende Maßnahmen der Wärmeabfuhr begegnet werden. In der Beleuchtungseinheit ist die Lösung dieses Problems allerdings häufig keinesfalls trivial und bedarf einer sorgfältigen Planung und Erprobung dieser Einheit. Strahlungsbedingte Veränderungen des optischen Verhaltens durch zu hohe lokale Bestrahlungsstärken können primär bei optischen Filtern auftreten. Ihnen kann außer durch eine sorgfältige Materialauswahl insbesondere durch eine Begrenzung der realen Bestrahlungszeit sowie durch eine Strahlaufweitung an dieser Stelle begegnet werden. Generelle spezifisch **optische** Probleme bei hohen Strahlungsströmen treten jedoch i.a. nicht auf.

Dagegen wird die Begrenzung zu niedrigen Strahlungsströmen i.a. durch ein optisches Problem vorgegeben, nämlich durch das im Gerät entstehende *Falschlicht*. Unter Falschlicht verstehen wir jede Art von Strahlung, die im Gerät entstanden ist, ohne dass sie für deren Funktion zwangsweise erforderlich wäre. Als Beispiele für Falschlichtquellen seien genannt:

- Fehlstellen in den optischen Elementen des Gerätes;
- Verunreinigungen auf den bestrahlten Oberflächen;
- die Begrenzungsaperturen der abbildenden Elemente;
- durch Reflexionen an den Grenzflächen der optischen Bauelemente, an Strahlbegrenzungen oder an dichroitischen Filtern erzeugtes Falschlicht, das nach vagabundierendem Verlauf innerhalb des Messgerätes teilweise wieder in den Detektionskanal gerät;
- spektrales Falschlicht, entstanden durch Fehldurchlässigkeiten von Filterelementen.

Alle diese Falschlichtquellen lenken im ungünstigen Fall auch Strahlung auf den Detektor, führen also insbesondere dazu, dass auch bei einer Konfiguration, die theoretisch zu einem Messsignal mit dem Wert 0 führen sollte, der Strahlungsstrom auf dem Detektor endlich bleibt. Hierdurch ist also die untere Grenze der Signaldynamik vorgegeben. Und wie der Experimentator bald erfahren muss, ist diese Begrenzung in der Realität rasch enger als ursprünglich geplant, so dass ein wichtiger Teil der gerätetechnischen Entwicklung optischer Geräte darin besteht, den Falschlichtanteil auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Zur Orientierung sei gesagt: Ein Wert von  $SD = 10^3$  stellt schon einen beachtlichen, in der experimentellen Praxis nicht einfach erreichbaren Wert dar.

Die Signaldynamik eines optischen Systems ist also meist durch andere Effekte als durch das reine optische Quantenrauschen (s. wieder Abschnitt 11.9.1) oder das elektronische Widerstandsrauschen (s. Abschnitt 14.3.7) des elektronischen Kanals der Signalverarbeitung begrenzt. Daher werden wir für deren Kennzeichnung auch bewusst **nicht** den in den Elektronik üblichen Begriff  $SNR$  (*signal-to-noise-ratio*) verwenden.

Im Kapitel 11.17 sind einige typische Zahlenwerte für die Dynamik optischer Geräte zusammengestellt, der Abschnitt 11.15.2 gibt einige Hinweise zum praktischen Vorgehen bei der Falschlichtreduzierung.

#### 11.10.7 Zuverlässigkeit von Messgeräten (\*)

Ich möchte an dieser Stelle eine Problematik diskutieren, die nicht grundsätzlich auf optische Systeme beschränkt ist, sondern für jeden Typ von Messgerät gleichermaßen relevant ist, nämlich die der *Geräte-Übereinstimmung*. Allerdings ist diese Problematik bei optischen Messsystemen von besonderer Relevanz. Wie wir bereits im Abschnitt 2.7.4 diskutiert haben, ergibt jede Wiederholung einer Messung trotz (vermeintlich) identischer oder zumindest äquivalenter Messbedingungen ein individuelles Ergebnis, das nicht völlig mit dem vorher erzielten übereinstimmt. Werden

diese Wiederholungsmessungen mit ein und demselben Gerät ausgeführt, bezeichnet man die dabei auftretenden mittlere Messwertschwankung auch als *Messgerät-Reproduzierbarkeit*. (Sprachlich korrekt wäre es, diesen Zahlenwert als die *Irreproduzierbarkeit* des Messgerätes zu bezeichnen). Gegebenenfalls unterscheidet man zwischen dem bei kurzzeitigen Wiederholungen typischerweise erreichbaren Wert, der *Kurzzeit-Reproduzierbarkeit*, und der *Langzeit-Reproduzierbarkeit*, die eine über längere Zeit typischerweise auftretende Drift der Geräteeigenschaften einschließt. Der Vollständigkeit halber erwähne ich an dieser Stelle auch den Begriff der *Empfindlichkeit*: Dies ist der kleinste Messwert, den das Messgerät noch verlässlich vom Wert 0 unterscheiden kann.

Besteht nun die Möglichkeit, einen für den vorgesehenen Einsatz des Gerätes als typisch anzusehenden Satz von Proben nicht nur mit diesem ausgewählten Messgerät, sondern zusätzlich mit einem als korrekt messend angesehenen Gerät zu vermessen, kann man diese beiden Datensätze miteinander vergleichen und daraus die *Genauigkeit* (eigentlich wieder die *Ungenauigkeit*) des betrachteten Messgerätes bestimmen. Dieses ist dann die mittlere Abweichung zwischen den an derselben Probe mit den beiden Geräten erhaltenen Messwerte. Wenn man den Anspruch etwas herunterschraubt, beschränkt man sich darauf, mehrere vorzugsweise gleichartig aufgebaute Messgeräte (für dieselbe physikalische Messgröße) dadurch miteinander zu vergleichen, dass man wieder einen als typisch oder relevant angesehenen Satz von Proben an allen diesen Messgeräten ausmisst. Aus den so erhaltenen Datensätzen lässt sich dann die Übereinstimmung innerhalb dieser Geräteklasse bestimmen. Diese Größe bezeichnet man als die *Messgeräte-Übereinstimmung* oder meist (auch im deutschen Sprachgebrauch) als *inter instrument agreement*, obwohl sie eigentlich wieder die *Nicht-Übereinstimmung* angibt. Um diese verschiedenen Begriffsbildungen zu präzisieren und die Unterschiede zwischen ihnen herauszustellen, betrachten wir die jeweiligen Berechnungsvorschriften für diese Größen.

Es liege also ein Satz von  $N$  Proben vor und eine Anzahl  $M$  von (gleichartigen) Messgeräten für die Größe  $X$ . Wenn wir nun eine beliebige Probe  $i$  mit einem beliebigen Messgerät  $k$  vermessen, erhalten wir einen Messwert  $X_{i,k}$ . Wiederholen wir diese Messung  $W$ -mal, so erhalten wir  $W$  Messwerte  $X_{i,k}^{(w)}$  ( $w = 1, \dots, W$ ). Als Ergebnis dieser aus  $W$  Einzelmessungen bestehenden Messung nehmen wir den arithmetischen Mittelwert

$$\langle X_{i,k} \rangle_w = \frac{\sum_{w=1}^W X_{i,k}^{(w)}}{W} \quad (11.194)$$

Der Schätzwert für die Streuung der Einzelmesswerte (s. Abschnitt 2.7.4)

$$\sigma_w(X_{i,k}) = \sqrt{\frac{\sum_{w=1}^W \left( X_{i,k}^{(w)} - \langle X_{i,k} \rangle \right)^2}{W - 1}} \quad (11.195)$$

ist ein erstes Indiz für die Messgerät-Reproduzierbarkeit des  $k$ -ten Gerätes. Zuverlässiger ist der über den gesamten Probensatz gemittelte Wert

$$MR_k = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \sigma_w(X_{i,k}) \quad (11.196)$$

Steht ein als absolut korrekt messend angesehenes Gerät zur Verfügung, so liefert dieses Gerät den Datensatz  $X_{i,0}^w$ . Dann kennzeichnet die Größe

$$\delta X_{i,k} = \langle X_{i,k} \rangle_w - \langle X_{i,0} \rangle_w \quad (11.197)$$

den mittleren absoluten Fehler des Gerätes  $k$  bei der Messung der Probe  $i$  und entsprechend

$$MG_k = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\langle X_{i,k} \rangle - X_{i,0})^2}{N}} \quad (11.198)$$

den über das ausgewählte Probenkollektiv gemittelten Fehler, der dann als Messgerät-*Genauigkeit* bezeichnet wird. Misst man schließlich diesen Satz von Proben in allen  $M$  Geräten, so erhält man  $M$  jeweils unterschiedliche Messwerte  $\langle X_{i,k} \rangle_w$  und man bezeichnet die Streuung dieser Werte

$$I^2 A = \sigma_k(\langle X_{i,k} \rangle_w) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^M (\langle X_{i,k} \rangle_w - \langle \langle X_{i,k} \rangle_w \rangle_k)^2}{M-1}} \quad (11.199)$$

als die Messgeräte-*Übereinstimmung*. Wie die Erfahrung zeigt, gilt i.a.

$$MR_k < I^2 A < MG \quad (11.200)$$

Eine besondere Eigenschaft optischer Messgeräte ist nun die i.a. sehr eingeschränkte  $MG$  und  $I^2 A$ . Bei der Messung linearer Größen wie z.B. der Transmission sind Werte von  $10^{-2}$  oder gar  $10^{-3}$  für  $I^2 A$  schon außerordentlich gute Werte, die auch für ein kommerzielles Gerät keinesfalls a priori erwartet werden können. Dem Experimentator kann nur empfohlen werden, diese Eigenschaft vor dem Erwerb eines derartigen Gerätes selbst nachzuprüfen, insbesondere wenn die Hersteller-Prospekte noch kleinere Werte versprechen. Oft sind dann die angegebenen Genauigkeitswerte nur für besonders *gutartige* Proben gesichert. Im Abschnitt 11.15.10 gebe ich einige weiter gehende Hinweise, wie derartige Prüfungen durchgeführt werden können bzw. sollten.

### 11.11 Einige geometrisch-optische Baugruppen u. Geräte (-)

In diesem Abschnitt werde ich die Funktionsweise einiger allgemein bekannter optischer Geräte erläutern, um dem Leser so das im Kapitel 11.10 erläuterte allgemeine für nahezu jede Art von geometrisch-optischer Anordnung gültige Konzept näher zu bringen.

#### 11.11.1 Relais-Optik / Diapositiv-Projektor (\*)

Aufgabe einer *Relais-Optik* ist es, von einem realen Objekt in einer bestimmten Ebene ein reelles Bild zu erzeugen. Als konkretes und typisches Beispiel hierfür diskutieren wir den *Diapositiv-Projektor*, der ein transparentes Diapositiv auf eine Projektionsleinwand abbildet. Der Abbildungsmaßstab bewegt sich in diesem Fall i.a. in der Größenordnung  $\frac{3\text{m}}{36\text{mm}} \approx 100$ . Demzufolge (Gl. 11.104) ist der Abstand zwischen der abbildenden Linse (dem Objektiv) und der Leinwand deutlich größer als die Brennweite des Objektivs, und das Diapositiv befindet sich in unmittelbarer Nähe der Brennebene des Objektivs. Aus dem Abschnitt 11.10 ist uns bereits bekannt, dass zur Vermeidung von Vignettierungseffekten ein Beleuchtungsstrahlengang nach dem erstmals von Köhler beschriebenen Prinzip erforderlich ist. Insgesamt ergibt sich eine optische Anordnung, die bis auf die Abstandsverhältnisse mit der bereits in der Abb. 25 wiedergegebenen Relais-Optik identisch ist. Um eine über den gesamten Bildbereich akzeptable Bildqualität zu gewährleisten, ist ein hochwertiges Projektions-Objektiv erforderlich, das insbesondere bzgl. Verzeichnung, chromatischer Abweichung und Bildfeldwölbung ausreichend korrigiert sein muss. Die Beleuchtungsoptik muss eine ausreichende Beleuchtungsstärke (z.B.  $10^3 \cdot lx$ ) auf der Leinwand gewährleisten. Typische Strahlungsquellen für diese Anwendung sind thermische Strahler (Halogenlampen) im Bereich von  $100 \cdot W$ .

#### 11.11.2 Die sequentielle Relais-Optik (\*)

Soll ein Objekt nicht nur einmal, sondern mehrfach hintereinander abgebildet werden, z.B. um das Bild dieses Objektes auf rein optischem Wege über eine längere Strecke zu übertragen (*Bildübertrager*, *Endoskop*), so entsteht der in der Abb. 29 skizzierte Abbildungsstrahlengang. Eine derartige Anordnung wollen wir als *sequentielle Relais-Optik*

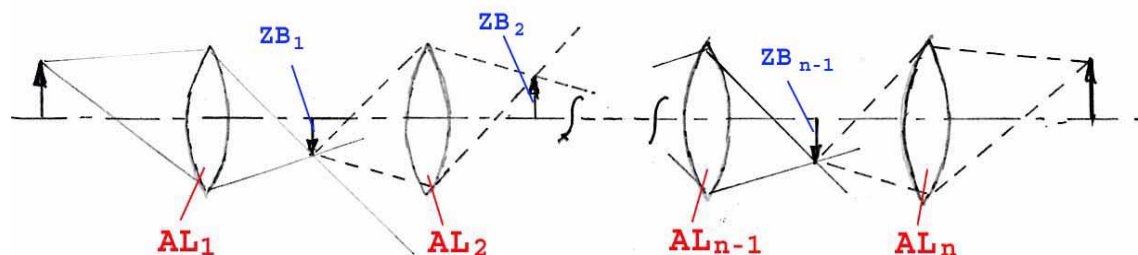


Abb. 29 Abbildungsstrahlengang einer wiederholten Relais-Optik

*Optik* bezeichnen. Die inneren Linsen  $AL_i$  ( $i \neq 1, n$ ) haben im einfachsten Fall alle dieselbe Brennweite  $f$  und einen Abstand von  $2 \cdot f$  voneinander, so dass in diesem Bereich der Relais-Optik der Abbildungsmaßstab  $= 1$  ist. Die Brennweiten der Eingangslinse  $AL_1$  (Objektiv) und der Ausgangslinse  $AL_n$  (Okular) ergeben sich aus der jeweiligen Anwendung.

Ohne einen optimierten Beleuchtungsstrahlengang tritt bei der Relais-Optik aber wieder das Problem der Vignettierung auf, wie es in der Abb. 29 bereits angedeutet worden ist. Um dieses zu vermeiden, um also an jeder Stelle eines Zwischenbildes  $ZBi$  die Lichtstrahlen wie in der Abb. 29 angedeutet umzulenken, muss an jeder dieser Stellen eine weitere Linse  $FL_i$  ergänzt werden, die die vorangegangene Abbildungslinse auf die nachfolgende Abbildungslinse abbildet. Wenn dann die Abbildungslinsen alle die gleiche Öffnung haben, geht von dem auf die 1. Abbildungslinse gelenkten Licht kein Anteil für die Abbildung verloren. Diese zusätzlich in den Zwischenbildebene angeordneten Linsen  $FL_i$  werden als *Feldlinsen* bezeichnet. Insgesamt liegt wieder eine Verschränkung zweier Strahlengänge vor, nämlich des aus den  $n$  Linsen  $AL_i$  gebildeten Abbildungsstrahlengangs und des Beleuchtungsstrahlengangs aus den  $(n - 1)$  Linsen  $FL_i$ .

### 11.11.3 Das Photometer (\*)

In der korrekten Übersetzung seines aus dem griechischen entlehnten Namens ist ein Photometer ein *Licht-* oder *Strahlungs-Messgerät*. Und in der Tat ist das in den Lehrbüchern oft einleitend erwähnte 1842 von Bunsen erfundene *Fettfleck-Photometer* eine Vorrichtung zum quantitativen Abgleich 2-er Beleuchtungsstärken, also letztlich zur Lichtmessung. Heute versteht man unter einem *Photometer* jedoch i.a. ein optisches Gerät zur Messung der integralen Lichtschwächung einer Probe. D.h. die Probe wird mit polychromatischem sichtbaren Licht einer bestimmten spektralen Verteilung beleuchtet, und es wird das von der Probe auf den Detektor weitergeleitete Licht integral gemessen und mit dem unter identischen Bedingungen an einer Referenzprobe erzielten Messsignal verglichen. Eine derartige Messung ist sowohl in einer Transmissionsanordnung wie auch in einer Reflexionsanordnung möglich. Ergebnis einer derartigen Messung ist der Typ von Größen, den wir bereits im Abschnitt 11.2.2 eingeführt haben (vgl. Gl. 11.63 und 11.64), also z.B. die Transmission  $T$  oder die Transmissionsdichte  $D^{(T)}$

$$T = \frac{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Referenzprobe}}{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Probe}} \cdot \frac{1}{T_{ref}} \quad (11.201)$$

$$D^{(T)} = \log \frac{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Referenzprobe}}{\text{Detektorsignal b. Messg. d. Probe}} + D_{ref}^{(T)} \quad (11.202)$$

oder, in analoger Definition, die Remission  $R$  oder die Remissionsdichte  $D^{(R)}$ . Bei einer Transmissionsmessung verwendet man als Referenzprobe oft einfach den *leeren* Strahlengang. Bei einer Remissionsmessung wird in jedem Fall eine reale Referenzprobe bekannter Remission benötigt. Typische Beispiele aus der Industriellen und

alltäglichen Praxis sind die Vermessung von pharmakologischen Teststreifen (Blutzucker, Hormonspiegel, Antigen-Reaktionen etc.) und die Qualitätskontrolle von Prozessen und Produkten zur Herstellung von Farbbildern, Plakaten und sonstigen Druckerzeugnissen jeder Art. Ist die Standardform der Messwert-Anzeige die der logarithmisch skalierten Dichte, so spricht man meist von einem Transmissions- oder Remissions-Densitometer. Transmissions-Densitometer haben i.a. eine relativ hohe Signaldynamik von mindestens  $0 \leq D^{(T)} \leq 2$ , in Sonderanwendungen bis zu  $0 \leq D^{(T)} \leq 6$ . Remissions-Densitometer haben selten einen Messbereich von mehr als  $0 \leq D^{(R)} \leq 2,5$ .

Das messtechnisch einfachste konkrete Beispiel ist die Bestimmung der Transmissionsdichte einer absorbierenden, aber nicht streuenden Probe. Dann sind die genauen geometrischen Bedingungen der Beleuchtungs- und der Abbildungsoptik von untergeordneter Bedeutung und es kann ohne Bedenken der in der Abb. 26 (a) wiedergegebene Strahlengang benutzt werden. Der an einer realen Probe erzielte Messwert ist dann durch das Zusammenwirken der spektralen Transmission der Probe mit den spektralen Bedingungen des Photometers bestimmt. Soll der Messwert  $D^{(T)}$  benutzt werden, um über einen geeigneten Kalibrierschritt die Konzentration einer bestimmten in der Probe enthaltenen Substanz zu bestimmen, so wird man in den Strahlengang des Photometers ein schmalbandiges Messfilter ergänzen, dessen **Transmissionsmaximum** mit dem **Absorptionsmaximum** dieser Substanz zusammenfällt, s. Abb. 30. Diese Maßnahme stellt sicher, dass die Neben-Empfindlichkeiten des

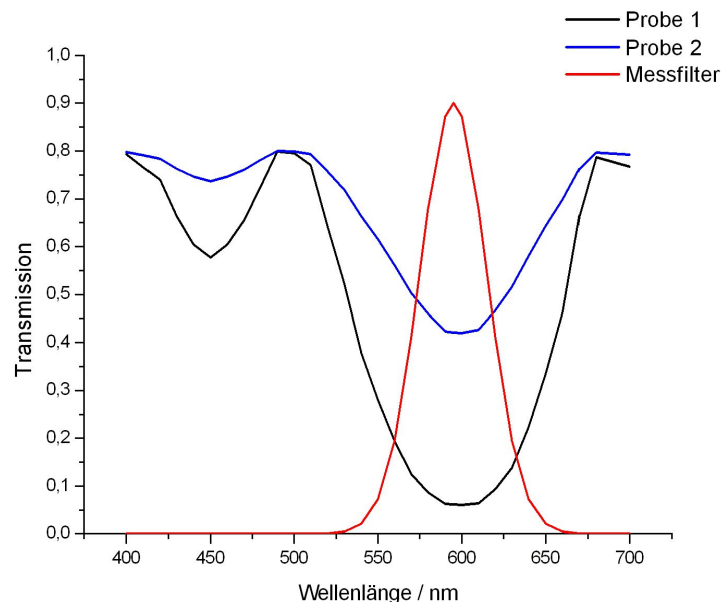


Abb. 30 Optimaler Abgleich der spektralen Transmission von Messfilter und Probe in einem Filter-Photometer

Photometers möglichst niedrig gehalten werden können, d.h. die Änderungen des Messwertes  $D^{(T)}$  mit der Konzentration an anderen Substanzen als der zu messenden, deren Gehalt aber von Probe zu Probe schwanken kann. Ist die Dynamik dieser Messung relativ groß, d.h. das Verhältnis von größter und kleinster typischerweise auftretender Substanzkonzentration, so kann es auch bei relativ schmalbandigen Messfiltern zu signifikanten Neben-Empfindlichkeiten kommen, zu deren sicherer Beherrschung eine ganze Reihe von Maßnahmen erforderlich ist. Den hieran interessierten Leser verweise ich auf den das spektrale Falschlicht behandelnden Absatz im Abschnitt 11.15.2 sowie insbesondere auf den Abschnitt 11.15.6.

Deutlich komplexer strukturiert ist die Aufgabe, die Transmissionsdichte einer Probe reproduzierbar zu messen, die die Messstrahlung nicht nur absorbiert, sondern auch in merklichem Umfang streut. Jetzt sind die genauen geometrischen Bedingungen der Beleuchtung und Abbildung der Probe von merklichem Einfluss. Man hat sich heute weitgehend darauf geeignet, unter diesen Gegebenheiten die Messung ausschließlich unter einer der nachfolgend erläuterten geometrischen Grenzkonfigurationen durchzuführen: Sowohl die Beleuchtung der Probe als auch die Detektion des Messlichtes erfolgt entweder

- *spekular*, also mit einem wohl definierten, aber eng begrenzten Öffnungswinkel von z.B.  $5^\circ$ , abgekürzte Schreibweise 0; oder
- *diffus*, also mit gleichmäßig aus dem gesamten Halbraum eingestrahler oder aus diesem aufgenommenen Strahlung; abgekürzte Schreibweise  $d$ .

Je nach der Auswahl und Kombination dieser Möglichkeiten spricht man dann von einer Transmissionsdichtemessung in  $0/d$ -Geometrie (Beleuchtung spekulär, Detektion diffus), in  $d/0$ -Geometrie bzw. in  $d/d$ -Geometrie. Die anfangs behandelte Geometrie für die Messung nicht streuender Probe ist in dieser Nomenklatur eine  $0/0$ -Geometrie. Aus dem Satz über die Zeitinvarianz der geometrischen Optik (Abschnitt 11.1.7) folgt unmittelbar, dass die beiden gemischten Geometrien immer zu demselben Ergebnis führen müssen:

**Theorem 192** *Die Transmissionsdichte einer jeden Probe ändert sich nicht, wenn man Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengang miteinander vertauscht. Daher gilt insbesondere*

$$D^{(T;0/d)}(\text{Probe}) = D^{(T;d/0)}(\text{Probe}) \quad (11.203)$$

Da die Einbeziehung von vorher unberücksichtigt gelassenem Licht in die Messung die gemessene Strahlungsintensität immer nur erhöhen kann, gilt immer

$$D^{(T;d/d)} \leq D^{(T;0/d)} \leq D^{(T;0/0)} \quad (11.204)$$

Der Unterschied zwischen  $D^{(T;d/d)}$  und  $D^{(T;0/d)}$  ist i.a. nicht besonders groß, der zwischen  $D^{(T;0/d)}$  und  $D^{(T;0/0)}$  kann dagegen bei stark streuenden Proben sehr hohe Werte annehmen.

Die technische Umsetzung des diffusen Beleuchtungs- oder Abbildungsstrahlengangs erfolgt meist dadurch, dass unmittelbar vor oder hinter der Probe eine Diffusorscheibe (s. Abschnitt 11.6.9) ergänzt wird. Da Vignettierungseffekt in diesem Fall nicht auftreten können, wird gleichzeitig die Optik insgesamt deutlich vereinfacht. Die Abb. 31 zeigt den Strahlengang eines professionellen Transmissions-Densitometers in  $d/0$ -Geometrie. Die Lichtquelle wird mit der Kondensorlinse  $K$  (leicht unscharf)

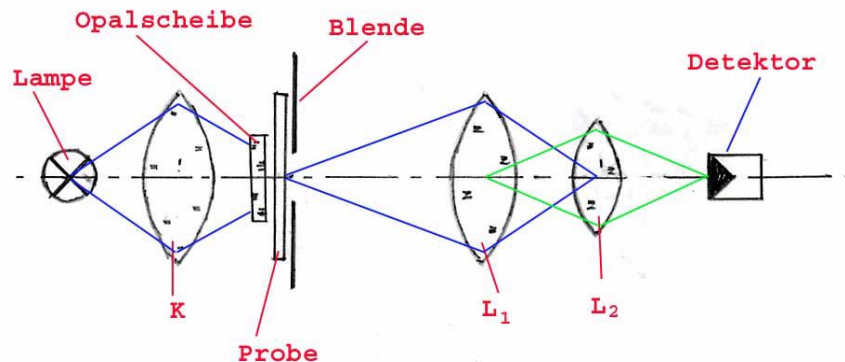


Abb. 31 Strahlengang eines professionellen  $d/0$ -Transmissions-Densitometers

auf die Diffusorscheibe abgebildet. Zur optimalen Mittelung der aus den verschiedenen Probenbereichen kommenden Strahlungsanteile wird der Messfleck nicht direkt auf den Detektor abgebildet, sondern dem Konzept des *vollständigen Strahlengangs* (Abschnitt 11.10.1) entsprechend zunächst auf die Linse  $L_2$ , die ihrerseits die Öffnung der Linse  $L_1$  auf den Detektor abbildet. Dieses Konzept bietet überdies die Möglichkeit, einerseits den ggfls. durch Normen o.ä. vorgegebenen Öffnungswinkel des Detektions-Strahlengangs einzuhalten, andererseits aber die Größe des Messfleckbildes an die Detektorfläche anzupassen.

Ich möchte jedoch anmerken, dass dieses Konzept des vollständigen Strahlengangs nur bei sehr wenigen kommerziellen Geräten umgesetzt worden ist. Wesentlich häufiger zu finden ist ein Strahlengang mit nur einer abbildenden Linse, die den Messfleck direkt auf den Detektor abbildet.

#### 11.11.4 Scannende Abbildungsgeräte (-)

Insbesondere bei einer Reihe von nicht-optischen abbildenden Verfahren hat sich schon frühzeitig das *Scanning-Konzept* durchgesetzt: Von dem abzubildenden Bereich der Probe wird immer nur ein sehr eng begrenzter Ausschnitt mit der jeweiligen Strahlung angeregt und - unter Einsatz des gewünschten Kontrastmechanismus - auf einen Detektor abgebildet. Das jeweilige Detektorsignal wird dann digitalisiert und gespeichert. Ein derartiges zu einem bestimmten Probenausschnitt gehörendes Detektorsignal wird als ein *Bildpunkt* oder *Pixel* (s. auch Abschnitt 11.9.4) bezeichnet.

net. Sodann wird der ausgewählte Probenbereich Probenausschnitt für Probenausschnitt zeitlich nacheinander angeregt, und es werden die jeweiligen Detektorsignale als Pixeldaten gespeichert. Aus der Gesamtheit dieser Daten wird dann im Auswertungsrechner das Bild des Probenausschnitts aufgebaut. Dieses sog. *Abtasten* (engl. *scanning*) erfolgt i.a. zeilenförmig (ähnlich der Wiedergabe eines Videosignals auf einem traditionellen Fernseh-Bildschirm). Vorteil dieser Technik ist insbesondere, dass das Auflösungsvermögen dieses Bildgebungsverfahrens primär durch die Präzision der Fokussierung der Anregungsstrahlung auf den jeweiligen Probenausschnitt vorgegeben ist, während die Eigenschaften der Abbildung dieses Bildpunktes auf den Detektor von untergeordneter Bedeutung sind. Sie beeinflussen primär die Höhe des Detektorsignals. In einigen Anwendungsfällen verzichtet man sogar völlig auf eine Fokussierung der Messstrahlung auf den Detektor.

Obwohl wir uns inmitten eines Kapitels über optische Geräte befinden, werde ich das Konzept der scannenden Abbildungsgeräte zunächst an 2 nicht-optischen Geräten diskutieren, dem *Rasterelektronenmikroskop* (REM) (engl. **s**canning **e**lectron **m**icroscope SEM) und dem *Rastertunnelmikroskop* (engl. **s**canning **t**unneling **m**icroscope STM). Daran anschließend werden wir das i.a. mit sichtbarem Licht arbeitende CLSM (engl. **c**onfocal **l**aser **s**canning **m**icroscope) kennenlernen. Diese Reihenfolge entspricht nicht nur der historischen Abfolge dieser methodischen und apparate-technischen Entwicklungen, ich halte sie auch für die didaktisch günstigere.

### Das Rasterelektronenmikroskop (-)

Das heute meist auch im deutschen Sprachgebrauch als SEM (engl. *scanning electron microscope*) bezeichnete **R**astere**e**lektronen**m**ikroskop (REM) ist heute zu einem Standard-Instrument für die morphologische Untersuchung von Proben nahezu jeder Art geworden. Es wurde in den Jahren 1937-39 von dem deutschen Physiker *Manfred v. Ardenne* (\* 1907 in Hamburg; † 1997 in Dresden) entwickelt. Ich erläutere sein Funktionsprinzip an Hand der in der Abb. 32 wiedergegebenen schematischen Darstellung seiner wichtigsten Baugruppen: Die in dieser Abb. als *electron gun* (Elektronenkanone) bezeichnete Einheit umfasst die eigentliche Erzeugung des Elektronenstrahls, eine elektrisch geheizte Glüh-Elektrode oder eine sog. Feldemissions-Elektrode, die als Spitze geformt ist, so dass in einem elektrischen Feld ausreichend hoher Feldstärke selbsttätig Elektronen aus der Spitze austreten. Die Elektrode befindet sich relativ zum Erdpotenzial auf einem elektrischen Potenzial von typisch

$$U_{Kat.} \sim -1 \dots 30 \cdot kV \quad (11.205)$$

Der diese Kathode umhüllende Metallkörper dagegen befindet sich auf dem Potenzial  $0 \cdot V$ , so dass die Elektronen bereits auf dieser Strecke ihre gesamte Beschleunigung erhalten. Dieser Metallkörper wird meist als Wehnelt-Zylinder bezeichnet. Er ist so geformt, dass der Elektronenstrahl eine erste, grobe Fokussierung erfährt.

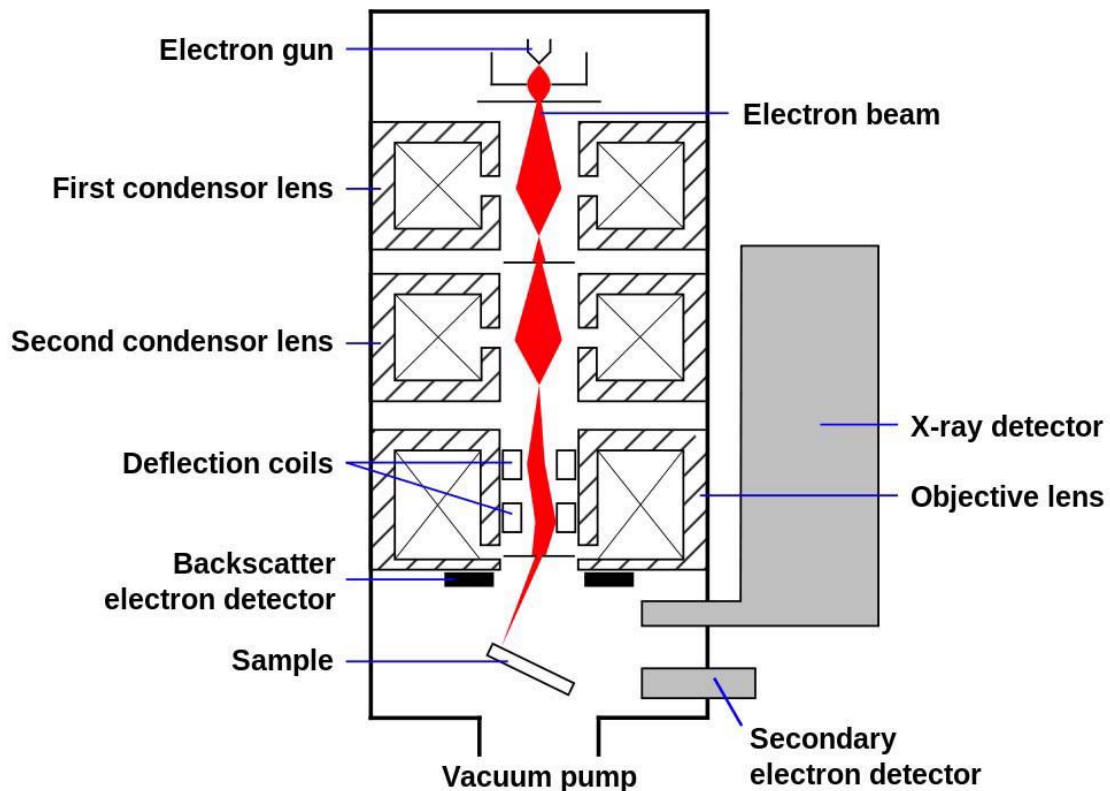


Abb. 32 Funktionsprinzip des SEM

(Quelle: diese Abb. basiert auf dem Bild Schema\_MEB aus den Wikimedia Commons)

In dem nachfolgenden, von elektrostatischen Feldern freien Raum erfolgt die weitere elektronen-optische Bearbeitung des Elektronenstrahls durch magnetische Linsen: Zunächst eine 2-stufige weitere Fokussierung durch die beiden Kondensor-Linsen; danach die Abbildung des Fokuspunktes auf die als Relais-Optik fungierende Objektiv-Linse. Zusätzlich lenken die beiden Ablenkungs-Linsen den Elektronenstrahl senkrecht zur Strahlrichtung in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung ab und führen so die Scan-Bewegung des Elektronenstrahls auf der Probe aus.

Der gerätetechnische Aufwand konzentriert sich meist ganz überwiegend auf die bisher genannten Baugruppen, die für die Strahlerzeugung, Fokussierung und scannende Ablenkung verantwortlich sind. Typische Spezifikationen dieser Baugruppen sind:

Beschleunigungsspannung	$1 \dots 30 \cdot kV$
Strahlstrom	$XXX \cdot nA$
Strahldurchmesser im Fokus	$XXX \cdot \mu m$
Zeit f. 1 Bildaufbau	$XXX \cdot ms$
Schärfentiefe	$XXX \cdot \mu m$
Ortsauflösung	$\geq 5 \cdot nm$

Die Messung der von der Probe zurückgestreuten Partikel, deren Signal zum Bildaufbau benutzt wird, erfolgt dagegen i.a. auf extrem einfache Weise:

- Die Messung der rückgestreuten Elektronen erfolgt durch einen an einem festen Ort montierten Detektor. Der Ort ist so gewählt, dass XXX.
- (XXX: Sekundärelektronen)
- (XXX: EDX)
- (XXX: weitere Detektionskanäle)/

Die innerhalb der Bildebene erreichbare Ortsauflösung ist i.a. mit dem minimal erreichbaren Strahldurchmesser identisch. Auffällig ist die extrem hohe Schärfentiefe. Dadurch gelingt es, auch von Objekten, deren Oberfläche tief zerklüftet ist, ohne besondere zusätzliche Bildverarbeitung ein Bild der Oberfläche zu erstellen, s. das in der Abb. XXX wiedergegebene Beispiel.

(XXX: Diese Abb. ist noch nicht verfügbar.)

Eine spezifische Probenpräparation ist in vielen Fällen nicht erforderlich. Nichtleitenden Proben müssen jedoch mit einer extrem dünnen metallischen Beschichtung versehen werden, damit sie sich durch den Elektronenstrahl nicht statisch aufladen. Die Topographie von (sub-)mikroskopischen Hohlräumen lässt sich oft auf dem Umweg über einen Abguss dieser Hohlräume bestimmen.

Kommerzielle SEM-Geräte sind heute (2014) für etwa  $XXX \cdot \text{€}$  auf dem Markt verfügbar.

(XXX: Der weitere Text des Unterabsatzes *Das Rasterelektronenmikroskop* ist noch nicht verfügbar.)

### **Das Rastertunnelmikroskop (-)**

Das Basiskonzept des Rastertunnelmikroskops ist von einer bestechenden Einfachheit: Eine extrem fein ausgezogene leitfähige Spitze wird über einen extrem präzisen Feintrieb entlang einer Linie senkrecht zur Probenoberfläche der Probenoberfläche genähert. Wenn auch die Probe eine ausreichende elektrische Leitfähigkeit zeigt, dann fließt ab einem ausreichend kleinen Restabstand zwischen der Spitze und der Proben-Oberfläche ein Tunnelstrom der Größenordnung  $10^{-10} \cdot A$ , der in seinem Wert sehr stark von diesem Restabstand abhängt. Sobald man also den Tunnelstrom über

einen Regelkreis (s. Abschnitt 14.5.3) konstant hält und zwar unter Verwendung der  $z$ -Position der Messspitze als Stellglied, dann ist diese als elektronisches Signal verfügbare Kenngröße "z-Position der Messspitze" identisch mit der  $z$ -Koordinate der Proben-Oberfläche. Bewegt man nun die Spitze parallel zur Proben-Oberfläche meanderförmig in  $x$ - und  $y$ -Richtung, so scannt man die Proben-Oberfläche in diesem Teilbereich ab und erhält ein topographisches Bild dieses Teils der Proben-Oberfläche.

Faszinierend an dieser Technik ist nun, dass bei geeigneter Optimierung der Herstellungsverfahren für die Probenspitze sowie der Technik des  $z$ -Triebes eine Ortsauflösung für die Messung der Oberflächen-Topographie erreicht wird, die bis in den  $nm$ -Bereich vorstößt.

Erfunden wurde die Rastertunnelmikroskopie 1982 durch den deutschen Physiker *Gerd Binnig* (\* 1947 in Frankfurt/Main; heute (2011) Definous AG München) und den schweizer Physiker *Heinrich Rohrer* (\* 1933 in Buchs/Schweiz; heute (2011) IBM Research Laboratory Rüschlikon/ Schweiz). Beide Forscher erhielten für die Entwicklung dieser bahnbrechenden und für den Bereich der sog. *Nanotechnologie* nicht mehr wegdenkbaren Abbildungstechnik bereits 1986 den Nobelpreis für Physik.

Ein typisches Beispiel derartiger Aufnahmen ist die mir von Volker Jacobsen (damals MPI für Polymerforschung in Mainz) Anfang des Jahres 2004 zur Verfügung gestellte Abb. 33 ([14]). Die in den beiden Teilaufnahmen jeweils rechts unten wiedergegebenen Maßstabsbalken entsprechen einer Länge von  $0,5 \cdot nm$  bzw.  $2,0 \cdot nm$ . Das

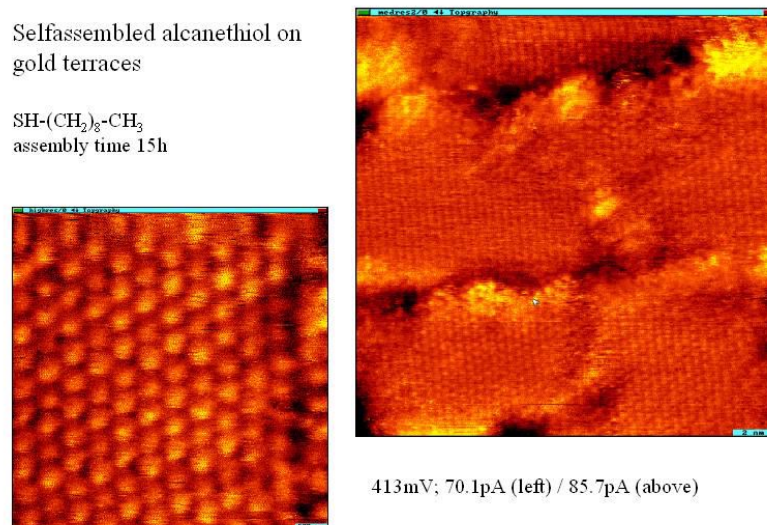


Abb. 33 STM-Aufnahmen einer aus Oktan(di)thiol gebildeten SAM-Schicht

abgebildete Objekt ist eine sog. selbst-organisierte Monolage (engl. *self assembled monolayer* SAM) aus einer organischen Substanz, die die Eigenschaft hat, unter geeigneten Bedingungen der Präparation auf einem chemisch geeigneten Substrat mit atomar glatter Oberfläche als regelmäßig strukturierte monomolekulare Schicht

aufzuwachsen. Die hochaufgelöste Aufnahme gibt jeden der einzelnen Molekülköpfe als Kreisfläche wieder. In der 4-fach weniger vergrößerten Aufnahme erkennt man die bei dem Schichtwachstum entstandenen Unregelmäßigkeiten, insbesondere deren Löcher.

Während der nun schon bereits über 30 Jahre andauernden Verbesserung und Weiterentwicklung dieser Abbildungstechnik haben sich insbesondere eine größere Zahl von Abbildungsvarianten etabliert, so dass heute die Möglichkeiten der Rastermikroskopie weit über die Messung der Oberflächen-Topographie hinausgehen. Ich verzichte an dieser Stelle erneut auf den Anspruch der Vollständigkeit und nenne (lediglich) die Techniken der

- XXX;
- XXX;

(XXX: Der weitere Text des Unterabsatzes *Das Rastertunnelmikroskop* ist noch nicht verfügbar.)

### **Das konfokale Laserscanning-Mikroskop (\*)**

Das erste kommerzielle scannende optische Mikroskop brachte 1982 die Fa. Carl Zeiss auf den Markt. Es benutzte einen Laser als Lichtquelle, der beugungsbegrenzt auf die Probe abgebildet wurde. Das rückgestreute Licht wurde von einer konventionellen Mikroskop-Optik auf einen Photomultiplier gelenkt. Die Scanbewegung erfolgte mit einem Kippspiegel. Im Grunde brachte diese Technik in dieser Konfiguration außer einer deutlichen Verbesserung des Bildkontrastes keine signifikanten Vorteile gegenüber einem konventionellen Auflichtmikroskop. Da auch konventionelle Lichtmikroskope eine Ortsauflösung erreichen, die sehr nahe an der durch Beugungseffekte bedingten Grenz heran kommt, war die Ortsauflösung dieses scannenden Lichtmikroskops nur geringfügig besser. Daher war das Gerät in dieser Konfiguration auch kein kommerzieller Erfolg. Erst einige Jahre später erinnerte man sich an eine bereits 1957 angemeldete Erfindung, das *konfokale Lichtmikroskop* von Marvin Minsky ([15], [16]). Dieser Erfindung blieb damals aus technischen Gründen (insbesondere gab es noch keine Laser) der kommerzielle Erfolg versagt, und sie geriet in Vergessenheit. Die Bedeutung eines Lasers für diese Abbildungstechnik erkennt man am deutlichsten durch eine Intensitätsbetrachtung: Wie wir sehen werden, muss bei diesem Konzept das Beleuchtungslicht beugungsbegrenzt in die Probenebene abgebildet werden. Nur dann erreicht man die optimale Ortsauflösung. Dann muss das nicht fokussierte Licht eine ebene Welle sein, also genau 1 Schwingungsmode des diese Strahlung erzeugenden Objektes. Damit aber in diesem einem Schwingungsmode eine endliche Menge an Energie enthalten ist, muss dieses strahlende Objekt ein Laser sein.

Das heute überwiegend genutzte Funktionsprinzip eines konfokalen Lichtmikroskops ist in der Abb. 34 (links) dargestellt: Der in die *Beleuchtungslochblende*

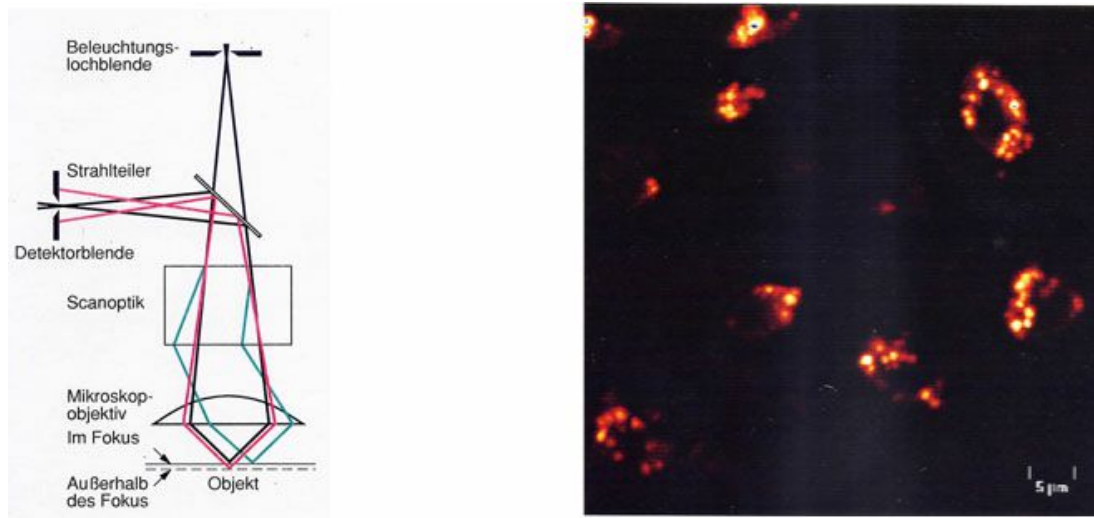


Abb. 34 Funktionsprinzip des CLSM (links) und Fluoreszenzaufnahme der Lunge einer Maus nach Applikation von Avalox

fokussierte Laser wirkt als Punktlichtquelle, die über die Scanoptik von dem Mikroskopobjektiv auf die Probe abgebildet wird. Das von der Probe rückgestreute Licht wird durch die identischen Abbildungselemente wieder auf einen Punkt abgebildet, dank des Strahlteilers allerdings nicht erneut in die Beleuchtungslochblende, sondern davon separiert an einen anderen Ort. An diese Position wird nun eine weitere Lochblende positioniert, die in Abb. 34 als *Detektorblende* bezeichnet ist (und bei dem o.a. nicht-konfokalen Laserscanning-Mikroskop fehlte!), und dahinter der Photodetektor. Das aus der Fokusebene des Mikroskops rückgestreute Licht kann diese Blende nahezu vollständig passieren, das aus anderen Bereichen der Probe kommende Licht ist in der Ebene der Detektorblende dagegen nicht fokussiert und wird daher von dieser Blende überwiegend zurückgehalten. M.a.W. das auf Basis der Detektorsignale aufgebaute Bild ist das Rückstreubild der im Fokusbereich des Objektivs liegenden Probenschicht. Verändert man nun den Abstand zwischen Probe und Mikroskopobjektiv, so erhält man ein Bild einer anderen Probenschicht. Das CLSM ist also in der Lage, Schnittbilder von Proben aufzunehmen, ohne dass die Probe real aufgeschnitten werden muss. Diese Eigenschaft des *optical sectioning* eröffnet dem CLSM ein spezifisches Anwendungsgebiet, in dem es allen anderen derzeit bekannten mikroskopischen Methoden überlegen ist. Wichtigste Voraussetzung für seine Anwendbarkeit ist eine ausreichende Rest-Transparenz der Probe, bestimmt über eine Schichtdicke entsprechend der gewünschten Eindringtiefe beim optical sectioning. Unter geeigneten Gegebenheiten lassen sich auch Schnittbildserien aufnehmen bei z.B. äquidistanter Eindringtiefe, um daraus sodann ein 3D-Bild des aufgenommenen Probenvolumens zu rekonstruieren. Die Abb. 35 zeigt als eine derartige Anwendung die 3D-Struktur eines Polyurethan-Hartschaums. Das 3D-Bild ist rot/grün-codiert. Der Leser benötigt zu



Abb. 35 3D-Porenstruktur eines Polyurethan-Hartschaums (rot/grün-kodiertes Stereobild)  
(Quelle: 1995 vom Autor erstellte Aufnahme)

seiner Betrachtung eine konventionelle rot/grün-Stereobrille.

Besonders eindrucksvoll sind die CLSM-Ergebnisse bei Fluoreszenzanwendungen, sei es dass die zu untersuchenden Proben von sich aus (teilweise) fluoreszieren, sei es, dass sie - wie in der biologischen Zellforschung üblich - mit fluoreszierenden Markern präpariert werden. Die chemischen Strukturen dieser Marker sind derart optimiert, dass sie sich selektiv an bestimmte Teile der Zellen anlagern, oder über biochemische Methoden an bestimmte DNA-Sequenzen gebunden werden können.

Der rechte Teil der Abb. 34 (aus [17]) zeigt eine Fluoreszenzaufnahme von den für die Sauerstoffaufnahme verantwortlichen sog. *Alveolen* in der Lunge einer Maus, die vor ihrer Abtötung mit dem Antibakterium Avalox<sup>®</sup> der Fa. Bayer AG, Leverkusen, gespritzt worden war. *Avalox* (im engl. Sprachraum *Avelox*) ist ein Wirkstoff aus der Klasse der *Fluoroquinolone*, der - wie die üblichen Antibiotika auch - gegen sog. gram-positive Bakterien wirksam ist, aber insbesondere auch gegen gram-negative Bakterien und damit gegen eine Klasse von seltenen, aber sehr gefährlichen Erkrankungen wie die sog. Legionärskrankheit oder gewisse Varianten von Lungenentzündung ([18]). Diese Unterscheidung zwischen gram-negativen und gram-positiven Bakterien resultiert aus der von dem dänischen Pathologen *Hans Christoph Joachim Gram* (\* 1853 in Kopenhagen; † 1938 ebenda) 1884 entwickel-

ten Anfärbetechnik, bei der ein meist als *Kristallviolett* bezeichneter Anilinfarbstoff selektiv die Zellwände bestimmter, heute als *gram-positiv* bezeichneter Bakterien anfärbt. Hierzu gehören die meisten kugelförmigen Bakterien wie z.B. Salmonellen und Kolibakterien. Avalox fluoresziert bei Anregung mit UV-Licht, daher ist eine spezielle Präparationstechnik zu seiner Detektion nicht erforderlich. Das detektierte Fluoreszenzlicht ist daher ein direktes Maß für die lokale Wirkstoffkonzentration. Man erkennt in Abb. 34 die sehr hohe Wirkstoffkonzentration in der Alveolen, d.h. der Wirkstoff hat sich stark in dem pharmakologisch angestrebten Wirkungsbereich angereichert.

Ergänzend zu den Möglichkeiten der Erzeugung von CLSM-Bildern im Rückstreu- oder im Fluoreszenzkontrast bietet sich der Raman-Effekt als bilderzeugender Kontrast an, allerdings um den Preis eines wesentlich höheren apparativen Aufwands, s. insbes. Absatz S. 1540. Dafür erhält man nun Informationen über die 3D-Verteilung der in der Probe enthaltenen chemischen Struktur-Elemente. Es gibt kommerzielle CLSM-Geräte, die einen sog. Punkt-Scan ermöglichen: Man markiert auf einem frisch erstellten CLSM-Bild am Bildschirm einen Bildpunkt oder einen quadratischen Bildbereich, auf dem danach der Laserstrahl während einer vorgegebenen Messzeit scannt. Wird während dieses Scans das Messsignal anstelle auf den normalen Detektor auf einen Raman-Spektrographen gelenkt, so erhält man das Raman-Spektrum des ausgewählten Probenvolumens.

Es gibt aber auch Geräte-Konfigurationen, mit denen 3D-aufgelöste Bilder im Kontrast einer ausgewählten Ramanlinie erzeugt werden können. Die Aufnahmezeiten für ein Bild sind allerdings i.a. relativ lang.(XXX: präzisieren)

Zum Abschluss dieses Absatzes über die konfokale Raman-Spektroskopie verweise ich auf ein Detail, das u.a. für spezielle Fragen der Materialwissenschaft der Polymere von besonderem Interesse sein könnte: Das Ramanspektrum eines Materials verschiebt sich spektral, wenn sich das Material unter mechanischer Spannung befindet. Daher lassen sich die orts aufgelöst gemessenen Raman-Informationen in lokale Spannungsdaten umrechnen. Wir haben also ein Werkzeug verfügbar zur zerstörungsfreien Analyse des 3-dimensionalen Spannungszustand mit einer Ortsauflösung der Größenordnung  $100 \cdot nm$  ! Mit dieser Methode lässt sich z.B. die Spannungsverteilung im Interface von Polymer-Composites (s. Absatz ab S. 1739) untersuchen. Als ein konkretes Anwendungsbeispiel dieser Technik zeigt die Abb. [23] die 3D-Spannungsverteilung in einem Siliziumkristall, der durch einen Stempel der Kantenlänge  $20 \cdot \mu m$  belastet wurde. Die relative Spannungsverteilung ist in dieser Abb. nach der sog. glue-scale-Technik falschfarbencodiert. Die Spannungsauflösung beträgt ca.  $10 \cdot MPa$ , die Ortsauflösung ist von der Größenordnung  $50 \cdot nm$  (!).

Die konfokale Lichtmikroskopie ist von ihrem geometrisch-optischen Konzept her primär eine Remissions-Mikroskopie, da nämlich nur in diesem Fall der Beleuchtungs- und der Abbildungs-Strahlengang von denselben optischen Elementen (Scanner, Objektiv) gebildet werden kann. Will man ein konfokales Transmissions-Mikroskop aufbauen, so bilden zwangsläufig die Beleuchtungsoptik und die Abbil-

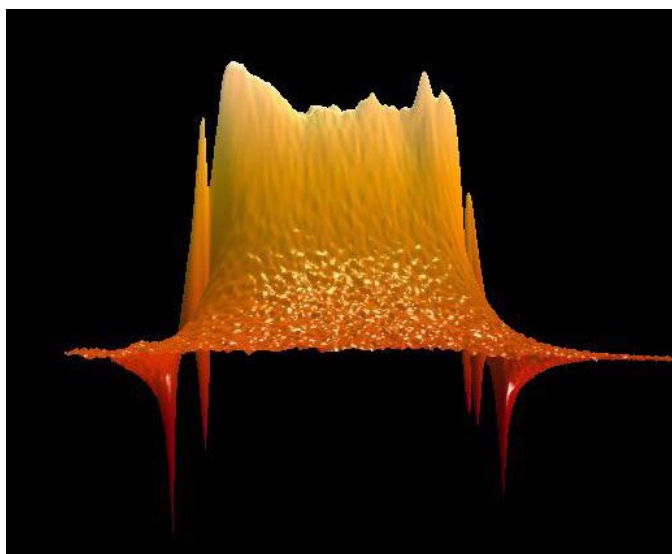


Abb. 36 3D-Spannungsverteilung in einem Siliziumkristall, der durch einen Stempel der Kantenlänge  $20 \cdot \mu\text{m}$  belastet wurde (Quelle: Diese Abb. basiert auf einer Aufnahme des National Bureau of Standards (USA); der Autor ist Stephan Stranick)([23])

dungsoptik 2 separate Module, die aus jeweils eigenen Elementen bestehen. Insbesondere aber muss man sodann die beiden Scanner exakt mit einander synchronisieren und geometrisch-optisch auf einander abgleichen. Ein derartiges Gerät ist kommerziell nicht verfügbar. Es gibt jedoch Geräte, die einen nicht-konfokalen Transmissionskanal anbieten, indem sie einfach das gesamte die Probe durchdringende Licht detektieren. Die Tiefenselektivität geht dabei vollständig verloren. Dennoch gibt es Anwendungen, bei denen diese Abbildungstechnik einen signifikanten Vorteil gegenüber der konventionellen Lichtmikroskopie aufweist, nämlich die weiterhin sehr hohe **praktische** x-/y-Ortsauflösung von deutlich unter  $1 \cdot \mu\text{m}$ . Als typisches Anwendungsbeispiel zeigt die Abb. 37 (aus [19]) die mikroskopische Aufnahme einer Folie zur Belichtung von sog. *gedruckten Schaltungen* der Elektronik (s. Abschnitt 14.6.9). Bei diesem als *Mastertool*<sup>®</sup> bezeichneten kommerziellen Produkt, einer mit einer ca.  $0,2 \cdot \mu\text{m}$  dicken Wismutschicht bedampften Polymerfolie, wird die im Ausgangszustand lichtundurchlässige Wismutschicht durch Beschreiben mit einem IR-Laser zu kleinen Kugeln aufgeschmolzen, so dass die Folie an den belichteten Stellen makroskopisch transparent wird. Durch die (nicht-konfokale) Transmissions-Lasermikroskopie war man in der Lage, die Größenverteilung der nur wenige  $\mu\text{m}$  großen Wismutkugeln quantitativ auszuwerten.

Eine insbesondere für biologische Anwendungen hochinteressante Weiterentwicklung der konfokalen Mikroskopie ist die sog. *STED-Technik* (für **stimulated emission depletion**) ([59]) der konfokalen Lasermikroskopie: Sie benutzt 2 verschiedene

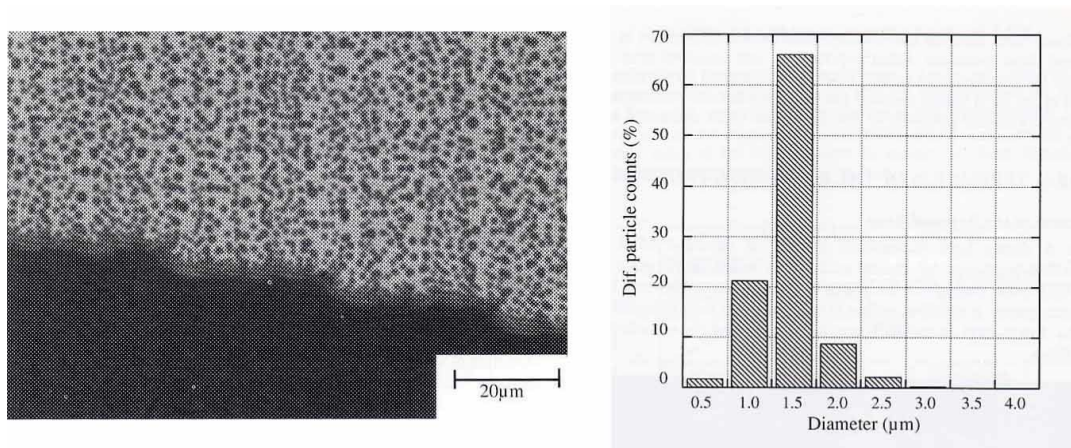


Abb. 37 CLSM-Analyse eines belichteten Mastertool-Films

(a) Transmissionsaufnahme (b) bildanalytisch bestimmte Größenverteilung der Bi-Kugeln

Impuls-Laser zur synchronisierten Anregung bzw. Löschung eines jeden Probenelementes:

1. einen Monomode-Laser, der im Mode  $TEM_{00}$  schwingt und spektral derart abgestimmt ist, dass er den zur Kontrasterzeugung eingesetzten Fluoreszenz-Farbstoff verlässlich anregt;
2. einen Monomode-Laser, der im Mode  $TEM_{01}$  schwingt und spektral derart abgestimmt ist, dass er als Depletion-Laser (depletion (engl.) *Abbau*) wirkt, indem er die angeregten Farbstoff-Moleküle wieder löscht.

Im Ergebnis verbleibt als danach aufgezeichnete Rest-Fluoreszenz nur das vom Depletion-Laser ausgelassene Zentrum des Laserspots. Bei optimaler Justierung lässt sich dessen geometrische Ausdehnung etwa auf den Wert

$$d \approx \frac{\lambda}{20} \quad (11.206)$$

reduzieren. Durch diese Technik verbessert sich die Auflösung in der Fokusebene und ebenso in der Richtung der optischen Achse (!) etwa um den Faktor 10. Erfinder dieses heute bereits in einigen kommerziellen Geräten umgesetzten Abbildungsprinzips ist der deutsche Physiker *Stefan Hell* (\* 1962 in Arad (Rumänien); heute Direktor am MPI für biophysikalische Chemie in Göttingen). Die Abb. 38 zeigt den Auflösungsvorteil dieser Abbildungstechnik: In dem Schnittbild aus dem Inneren einer sog. *HeLa-Zelle*, einer in der biochemischen Krebsforschung weit verbreiteten Standard-Krebszelle, erkennt man dank einer optimierten Markierungstechnik die Mikrotubuli (Proteinfilamente, die bei allen biologischen Zellen, die aus Zellkern und

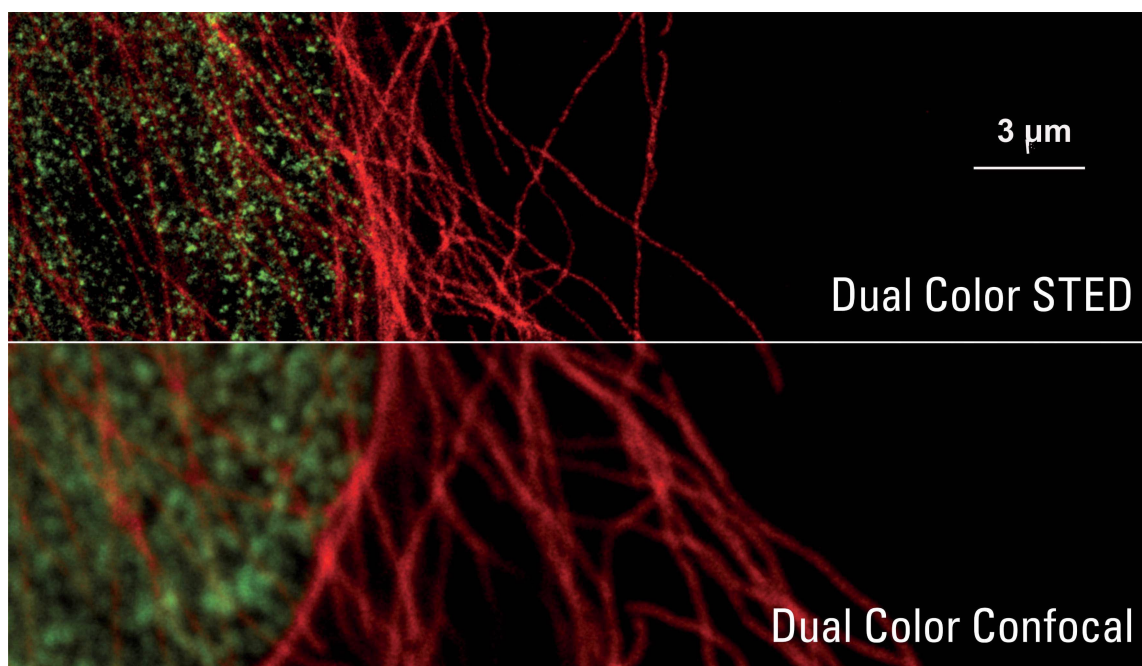


Abb. 38 Schnittbild aus dem Inneren einer HeLa-Krebszelle; selektive Fluoreszenzmarkierung der Mikrotubuli (rot) mit Chromeo 505 u. der Histone H3 (grün) mit BD Horizon V500

(Quelle: Copyright<sup>®</sup> Leica Microsystems; Reproduktion mit frdl. Genehmigung der Fa. Leica Microsystems GmbH)

Zellhülle aufgebaut sind, ein wesentlicher Bestandteil der Zellskeletts sind) und den Typ H3 aus der Familie der Histone, den kleinsten Aufbaueinheiten der Chromosome. Der direkte Übergang von der Abbildungstechnik standard confocal zu STED innerhalb des abgebildeten Probenausschnitts zeigt den hierbei erreichten Vorteil in der Auflösung unmittelbar und beeindruckend. Eine prinzipielle Schwachstelle dieses Konzeptes ist sicherlich das Intensitätsproblem bzw. das Risiko der Strahlungsschädigung des Probenmaterials: Von dem Strahlungsstrom des 1. Lasers, der das Probenvolumen durchdringt und dabei eine gewisse Anzahl von Fluoreszenzmarkermolekülen anregt, trägt nur ein sehr geringer Anteil zum Bildaufbau bei, nämlich gerade der Anteil, dessen Fluoreszenzanregungen durch den 2. Laser nicht gelöscht werden. Der Gesamt-Strahlungsstrom, der zur Erzeugung eines Bildes mit einem gewissen maximalen Rauschuntergrund erforderlich ist, ist daher bei der STED-Methode wesentlich höher als bei der konventionellen konfokalen Mikroskopie.

Als weiterführende Literatur zur konfokalen Mikroskopie nenne ich [20], [21] und [22].