

Werner B. Schneider

## Über die Sichtbarmachung elliptisch polarisierten Lichts in einem Medium und über ein einfaches Herstellungsverfahren für Viertelwellenplatten

Es wird gezeigt, daß handelsübliche Plexiglasstäbe schwach doppelbrechend sind und daß die Lichtstreuung in diesen Plexiglas Körpern bei Verwendung von Laserlicht gut beobachtbar ist. Der Unterschied  $\Delta n$  zwischen den Hauptbrechzahlen beträgt bei dem untersuchten Material  $\Delta n = 1,86 \cdot 10^{-5}$  (für  $\lambda = 632,8$  nm).  $\Delta n$  ist damit  $10^4$  mal kleiner als z.B. beim Kalkspat. Diese beiden Eigenschaften des Plexiglas erlauben u.a. 1.) die Demonstration von elliptisch polarisiertem Licht für verschiedene Phasenunterschiede zwischen dem ordentlichen und außerordentlichen Lichtwellenanteil und 2.) eine einfache Herstellung von optischen Verzögerungsplatten mit beliebiger Verzögerung und an die jeweilige Wellenlänge optimal angepaßter Plattendicke. Die Plattendicke beträgt dabei für Viertelwellenplatten ca. 1 cm. Diese relativ große Plattendicke ist auf den sehr kleinen  $\Delta n$ -Wert zurückzuführen. Es werden weitere Anwendungsbeispiele und technische Hinweise angegeben, die es gestatten, die beschriebenen Demonstrationsmaterialien mit schulischen Mitteln selbst herzustellen.

### 1. Zur Sichtbarmachung elliptisch polarisierten Lichts in einem Medium

Schickt man einen Laserstrahl durch einen Körper aus handelsüblichem Acrylglas<sup>1</sup> mit polierten Außenflächen, so beobachtet man, daß der Verlauf des Laserstrahls im Plexiglas aufgrund der Lichtstreuung (Tyndalleffekt) sichtbar wird. Bedingt durch die hohe Energiedichte des Laserlichts ist die Streulichterscheinung so stark, daß sie in einem dunklen Raum auch von einer größeren Zuschauerzahl beobachtet werden kann. Verwendet man linear polarisiertes Laserlicht, so ist die Streuung maximal sichtbar, wenn das Licht senkrecht zur Beobachtungsrichtung schwingt. Bei fester Beobachtungsrichtung ist damit die Intensität des Streulichts ein Maß für den jeweils senkrecht zur Beobachtungsrichtung schwingenden Lichtanteil.

Die von uns untersuchten Rund- und Vierkantstäbe aus Plexiglas haben ferner die Eigenschaft, schwach doppelbrechend zu sein. Die optische Achse liegt dabei in einer senkrecht zur Längsachse verlaufenden Schnittfläche. Diese Anisotropie ist nach Auskunft der Firma Röhm nicht zufällig sondern herstellungsbedingt. Die Rund- und Vierkantstäbe (Typ GS) werden aus kammergegossenen Plexiglasplatten parallel zu einer Plattenlängskante herausgeschnitten und entsprechend bearbeitet.

Die Axialsymmetrie mit der optischen Achse senkrecht zur Plattenebene ergibt sich durch den in einer Kammer zwischen zwei Glasplatten ablaufenden Polymerisationsprozess. Die Polymerisation des Methylmethacrylats ist mit einer Volumenabnahme verbunden, was zu einer Dichtezunahme von ursprünglich ca.  $1 \text{ g/cm}^3$  auf ca.  $1,2 \text{ g/cm}^3$  führt. Diese Volumenabnahme kann in der Kammer nach Auskunft des Herstellers nur über den Abstand der Kammerglasplatten erfolgen und bedingt das optisch einachsige Verhalten (einachsigt positiv) mit der optischen Achse parallel zur Flächennormale.

Bei einem senkrecht zur Längsachse geschnittenen Rundstab findet man die Haupt- bzw. Nebenachse, indem man den Stab in Längsrichtung mit linear polarisiertem Laserlicht durchstrahlt, senkrecht zur Polarisationsrichtung und Lichtausbreitungsrichtung beobachtet und den Stab solange um seine Längsachse dreht, bis im Plexiglas ein durchgehend gleich heller Streulichtstrahl zu beobachten ist. In diesem Fall ist die Polarisationsrichtung

<sup>1</sup> Wir beziehen uns auf Acrylglas der Firma Röhm, Darmstadt (Typ GS 222 oder GS 233) und verwenden im Folgenden den Handelsnamen Plexiglas.

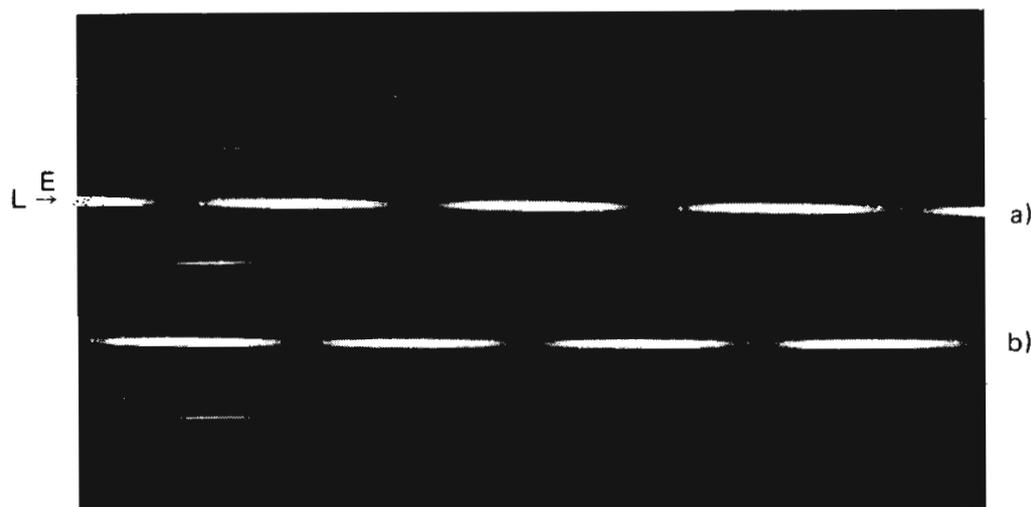


Abb. 1a Streulichtaufnahme eines Laserstrahls in einem Plexiglasrundstab ( $\phi$  30 mm) mit polierten Außenflächen für folgende Bedingungen: der Laserstrahl (L) tritt bei (E) in den Stab senkrecht zur Schnittfläche ein und verläuft parallel zur Längsachse des Stabs; die Schwingungsebene des Lichts liegt parallel zur Bildebene; die optische Achse des Stabs ist dazu um  $45^\circ$  geneigt; beobachtet wird senkrecht zur Schwingungsebene des Lichts und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung; Lichtquelle: He-Ne-Laser mit  $P = 0,5$  mW und  $\lambda = 632,8$  nm; Knotenabstand  $d_\lambda = 34$  mm.

Abb. 1b Bedingungen wie in a) mit der Ausnahme: Beobachtungsrichtung parallel zur Schwingungsebene des Laserlichts. Zur gleichzeitigen Registrierung mit a) wurde die Beobachtungsrichtung mit einem Spiegel um ca.  $90^\circ$  entsprechend gedreht.

parallel zu einer der oben genannten Achsen gerichtet. Dreht man den Stab um  $45^\circ$  weiter, so zerlegt sich das Laserlicht in zwei, zur Haupt- bzw. Nebenachse parallel schwingende Anteile gleicher Amplitude. In diesem Fall beobachtet man die in Abbildung 1a dargestellte Streulichterscheinung. Dreht man die Beobachtungsrichtung um  $90^\circ$ , so erhält man Abbildung 1b (zur Umlenkung der Beobachtungsrichtung wurde ein entsprechend aufgestellter Spiegel verwendet, so daß eine gleichzeitige Aufzeichnung beider Streulichterscheinungen möglich wurde).

In beiden Fällen ergeben sich breite, helle und schmale, dunkle Streifen, die das Auftreten bzw. das Verschwinden des senkrecht zur Beobachtungsrichtung polarisierten Streulichts andeuten. Aufgrund der Doppelbrechung erfahren die zur Haupt- bzw. Nebenachse parallel schwingenden Wellen eine mit dem Weg  $d$  im Plexiglas linear anwachsende Phasenverschiebung  $\delta$  (z.B. Born [1] S. 243)

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot (n_1 - n_2) \quad (1)$$

( $n_1, n_2$ : Hauptbrechzahlen;  $\lambda$ : Vakuumwellenlänge des Laserlichts). Die Phasenverschiebung  $\delta$  führt dazu, daß bei der Überlagerung der zueinander senkrecht schwingenden Anteile längs der Stabachse eine für  $\delta$  charakteristische Schwingungsellipse auftritt. Dies wird in Abbildung 2 näher erläutert. Daraus ergibt sich, daß über die Streulichtintensität – bei entsprechender Beobachtungsrichtung – auf die den Ellipsenachsen zugehörigen Schwingungsamplituden des E-Vektors geschlossen werden kann.

Mit der beschriebenen Anordnung ist es somit auch im optischen Fall möglich, die Überlagerung von senkrecht zueinander schwingenden Wellen gleicher Frequenz und einstellbarer Phasenverschiebung einfach zu demonstrieren.

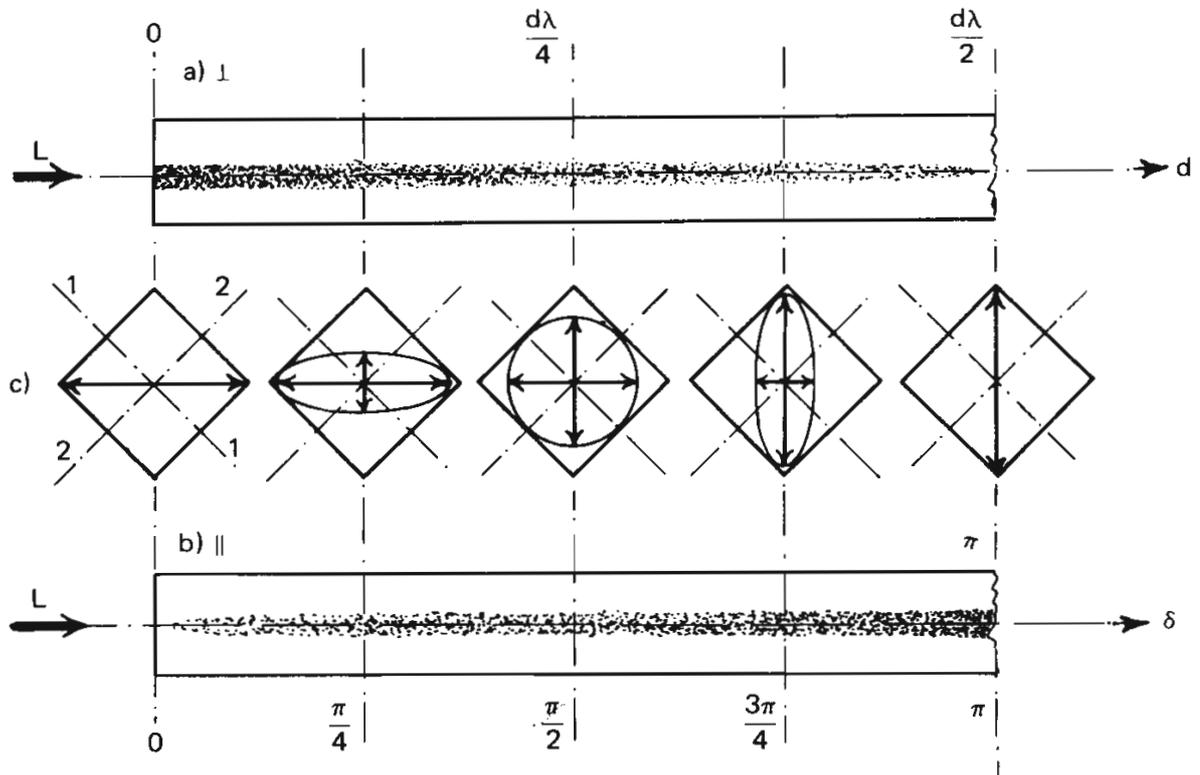


Abb. 2 Schematische Darstellung zur Deutung der in Abb. 1 gezeigten Streulichterscheinung; Anregungs- und Beobachtungsbedingungen entsprechend zu Abb. 1a und 1b. In 2c ist für einige charakteristische Phasenverschiebungen  $\delta$  (Plattendicken  $d$ ) die jeweilige Schwingungsellipse – in die Zeichenebene gedreht – dargestellt (zur Berechnung der Lage der Ellipsenachsen und des Achsenverhältnisses siehe z.B. Born [1] S. 21–25). Die Fortsetzung der Darstellung für  $\pi \leq \delta \leq 2\pi$  erhält man durch Spiegelung der Zeichnung an der  $\pi$ - $\pi$ -Achse. Mit 1,1 und 2,2 sind die optischen Zerlegungsachsen bezeichnet. Da im Experiment nicht zwischen beiden Achsen unterschieden werden konnte, fehlt die Angabe des Umlaufsinn auf der Ellipse. Die Intensität des Streulichts wird durch die Länge der jeweiligen Ellipsenachsen bestimmt. Die transversale Ausdehnung des Streulichts wird durch die Intensitätsverteilung der Laserwellenfront bestimmt. Sie wird hier grob durch die Punktierung angedeutet. L: Laserstrahl.

## 2. Anwendungen

### 2.1. Meßmethode für den Hauptbrechzahlunterschied

Wie in Abbildung 2 gezeigt ist, entspricht einem Knotenabstand in Abbildung 1 eine Phasenverschiebung um  $2\pi$  ( $\cong \lambda$ ). Mit der jeweils gegebenen Laserwellenlänge und der gemessenen Plattendicke  $d_\lambda$  kann man über Gleichung (1) den Unterschied der Hauptbrechzahlen  $\Delta n$  bestimmen. Für die in Abbildung 1 gezeigte Probe erhielten wir  $d_\lambda = 34$  mm und damit  $\Delta n = 1,86 \cdot 10^{-5}$  ( $\lambda = 632,8$  nm). Dieser Wert schwankte von einer Probe zur anderen im Bereich von  $1 \cdot 10^{-5}$  bis  $3 \cdot 10^{-5}$ . Für Kalkspat gilt z.B. zum Vergleich  $\Delta n = 0,172$  ( $\lambda = 589$  nm), was zu dem relativ kleinen Wert  $d_\lambda = 3,42 \cdot 10^{-3}$  mm führt. Mit Kalkspat oder ähnlichen Kristallen ist damit die beschriebene Demonstration aufgrund des kleinen  $d_\lambda$ -Werts nicht möglich. Damit wird deutlich, daß es die sehr geringe Doppelbrechung beim Plexiglas ist, die das Anwachsen der Phasenverschiebung um z.B.  $\pi$  auf einer Strecke von einigen Zentimetern bewirkt und damit die beschriebene Demonstration ermöglicht.

## 2.2. Optische Verzögerungsplatten

Gleichung (1) und Abbildung 1 und 2 legen es nahe, durch einfaches Absägen von Plexiglasstücken entsprechender Länge, Verzögerungsplatten mit einer gewünschten Phasenverschiebung herzustellen. Besonders interessant sind die in der Polarisationsoptik häufig benötigten Halb- und Viertelwellenplatten (Born [1] S. 243–245).

Bei der Herstellung entsprechender Plexiglassteile ist zu beachten, daß nach dem Herausägen die Schnittflächen geschliffen und poliert werden müssen. An die Planheit der Endflächen ist wegen der relativ großen Plattendicke  $d$  von einigen Zentimetern bei der Herstellung der Verzögerungsplatten keine große Anforderung gestellt. Ferner spielt sie bei der Verwendung eines nur gering ausgedehnten Laserstrahls keine entscheidende Rolle. Es reicht ein rechtwinkliges Absägen, ein einfaches Schleifen (steigende Körnungszahl, zum Abschluß empfiehlt sich die Verwendung von Ölschleifpapier z.B. der Körnung 430) und die abschließende Politur mit einer Spezialpaste der Firma Röhm. Bei einer sorgfältigen Durchführung erreicht man hiermit die optisch besten Endflächen. Das Verfahren erfordert jedoch einige Erfahrung und ist langwierig.

Ein einfachere und schneller zum Ziel führende Methode besteht darin, daß man nach dem Vorschleifen auf die Endflächen je eine Deckglasplatte (wie zum Mikroskopieren verwendet) mit einem Plexiglasleber (z.B. Acrifix 92, Firma Röhm) aufklebt. Der klare Kleber füllt die Schleifritzen vollständig auf, ohne dabei die optischen Eigenschaften merklich zu verändern. Nach dem Aushärten kann die Scheibe wieder abgenommen werden, und man erhält eine zufriedenstellende Oberfläche.

## 2.3. Wellenlängenmesser

Da der Brechzahlunterschied in Gleichung (1) nach Abschnitt 2.1. bekannt ist und  $d_\lambda$  gemessen werden kann, ist mit der beschriebenen Anordnung auch eine Wellenlängenmessung möglich. Im Fall der grünen  $\text{Ar}^+$ -Lasers mit  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$  erwartet man z.B. bei der Plexiglasprobe in Abbildung 1  $d_\lambda = 2,77 \text{ cm}$  gegenüber  $3,40 \text{ cm}$  für die He-Ne-Laserlinie. Die  $d_\lambda$ -Bestimmung ist allerdings höchstens auf ca. einen Millimeter genau, so daß nur eine grobe Wellenlängenmessung mit dem Streuexperiment möglich ist.

## 2.4. Spannungsdoppelbrechung

Den Grad der Doppelbrechung des Plexiglasstabs kann man leicht durch eine Druckspannung auf die Außenwand senkrecht zur Längsachse beeinflussen. Es genügt z.B. das Einspannen des Stabs in eine Schraubzwinge, um eine örtliche Änderung von  $\Delta n$  zu erreichen. Im Streulicht macht sich ein Anwachsen des Drucks sofort in einem Wandern der Knoten (s. Abb. 1) bemerkbar. Mit dem beschriebenen Verfahren ist damit eine weitere Möglichkeit gegeben, die Spannungsdoppelbrechung einfach nachzuweisen.

## 2.5. Analysator für linear polarisiertes Licht

Dreht man in Abbildung 1 und 2 die Polarisationsrichtung des einfallenden Laserlichts um  $90^\circ$ , so macht sich dies durch einen Sprung der Knoten um  $\pi/2$  im Streulicht bemerk-

bar, allerdings ohne dabei den Laserstrahl selbst zu beeinflussen. Dies ist bei der sonst üblichen Analyse mit einem Linearpolarisator nicht der Fall. Diese Eigenschaft der beschriebenen Anordnung kann u.U. vorteilhaft sein. So könnten z.B. bei einem Laser, der nur zwischen zwei senkrecht zueinander schwingenden Moden hin- und herspringen kann, Modensprünge nachgewiesen werden, ohne daß ein eventuell mit dem Laser betriebenes Experiment durch die Analyse gestört wird.

## 2.6. Optische Modellkörper

Der Streueffekt von Laserlicht im Plexiglas ermöglicht die einfache Darstellung des Lichtverlaufs in einem Medium und kann z.B. unhandliche Versuche zur Lichtstreuung in getrübbten Flüssigkeiten ersetzen.

Es läßt sich ferner das Verhalten von Licht an Grenzflächen demonstrieren. Besonders eindrucksvoll ist hierbei die Demonstration des „Lichtleitereffekts“ in einem Vierkantstab. Leider benutzen Lehrmittelfirmen zur Zeit bei der Herstellung der angebotenen optischen Modellkörper einen Kunststoff, der so perfekt ist, daß die Lichtstreuung nicht ausreichend sichtbar wird.

## 3. Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß in handelsüblichem Plexiglas (Röhm, Darmstadt) die Lichtstreuung bei Verwendung von Laserlicht sehr gut zu beobachten ist und daß Plexiglasstäbe eine herstellungsbedingte, geringe Doppelbrechung zeigen. Der Unterschied zwischen den Hauptbrechzahlen ist dabei um den Faktor  $10^4$  kleiner als beim Kalkspat. Bei der in Abbildung 1 vorgestellten Probe ist  $\Delta n = 1.86 \cdot 10^{-5}$  ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ). Beide Plexiglas-eigenschaften gestatten eine Reihe von Anwendungen wie z.B. die einfache Demonstration von elliptisch polarisiertem Licht für jede gewünschte Phasenverschiebung zwischen den beiden senkrecht zueinander schwingenden Lichtanteilen oder die Eigenherstellung von Viertel- bzw. Halbwellenplatten mit hoher Transmission und mit an die jeweilige Wellenlänge optimal angepaßter Plattendicke. Hierzu werden die notwendigen technischen Hinweise angegeben, die die Herstellung des beschriebenen Demonstrationsmaterials auch mit „schulischen Mitteln“ ermöglichen.

(Anschrift des Verfassers: Dr. Werner B. Schneider, Auf der Weide 17, 3550 Marburg)

Eingangsdatum: 12. 11. 1979  
(veränderte Fassung: 17. 3. 1980)

### Literatur

[1] M. Born, Optik, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, Nachdruck 1972.