

**UNIVERSITÄT  
DES  
SAARLANDES**

**Fachrichtung 7.3 - Technische Physik**

Versuchsanleitung zum Fortgeschrittenenpraktikum

Optische Aktivität, Faraday- und Kerr-Effekt

**Erstellt von:** Thomas Endres

**Arbeitsgruppe:** Prof. Dr. Wichert

**Stand:** Freitag, 13.01.2009

## **INHALTSVERZEICHNIS**

<b>1</b>	<b><u>EINLEITUNG</u></b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b><u>PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN</u></b>	<b>4</b>
2.1	Longitudinal- und Transversalwellen, Polarisierbarkeit	4
2.2	Licht als elektromagnetische Welle	7
2.3	Erzeugung linear polarisierten Lichtes	10
2.3.1	Doppelbrechung	10
2.3.2	Dichroismus	15
<b>3</b>	<b><u>OPTISCHE AKTIVITÄT</u></b>	<b>16</b>
3.1	Erklärung des Phänomens	17
3.1.1	Chiralität	17
3.1.2	Wechselwirkung von Licht mit Molekülen	18
3.1.3	Wechselwirkung von zirkular polarisiertem Licht mit chiralen Molekülen	18
3.2	Anwendung: Konzentrationsmessungen in Lösungen	20
3.3	Mutarotation	21
<b>4</b>	<b><u>FARADAY-EFFEKT</u></b>	<b>22</b>
4.1	Atomistische Deutung des Faraday-Effekts	23
4.2	Berechnung des Drehwinkels, Verdet'sche Konstante	24
4.3	Anwendungen	28
4.3.1	Spezifische Elektronenladung	28
4.3.2	Optische Übertragung elektrischer Signale	28
<b>5</b>	<b><u>KERR-EFFEKT</u></b>	<b>30</b>
5.1	Atomistische Deutung des Kerr-Effekts	31
5.2	Experimentelle Ermittlung der Kerr-Konstanten	33

1	0	Einleitung	2
<b>5.3</b>		<b>Anwendungen</b>	<b>35</b>
5.3.1		Eigenschaften von Molekülen	35
5.3.2		Optische Übertragung elektrischer Signale, Messung der Lichtgeschwindigkeit	36
<b>6</b>		<b><u>VERSUCHSAUFBAU</u></b>	<b>38</b>
<b>7</b>		<b><u>VERSUCHSDURCHFÜHRUNG</u></b>	<b>40</b>
7.1		Vorbereitung	40
7.2		Vermessen des Magnetfeldes	41
7.3		Justage auf der optischen Bank	42
7.4		Optische Aktivität	43
7.5		Faraday-Effekt	44
7.6		Kerr-Effekt	45
<b>8</b>		<b><u>ANHANG</u></b>	<b>46</b>
8.1		Abbildungsverzeichnis	46
8.2		Literaturverzeichnis	47

# 1 Einleitung

Während diesem Praktikumsversuch sollen die drei Effekte Optische Aktivität, Faraday-Effekt und Kerr-Effekt untersucht werden. Die folgende Anleitung dient zur Vorbereitung und Vertiefung.

In Kapitel 2 werden zunächst die physikalischen Grundlagen für die drei optisch verwandten Effekte 'Optische Aktivität', 'Faraday-Effekt' und 'Kerr-Effekt' zusammengestellt, sowie die Funktionsweise einiger ausgewählter Versuchskomponenten erläutert. Darauf aufbauend werden in den Kapiteln 3, 4 und 5 die einzelnen Effekte physikalisch erklärt und teilweise mathematisch beschrieben. Dabei werden sowohl historische Daten und Fakten erwähnt, als auch mögliche Anwendungen beschrieben. Danach erfolgt in Kapitel 6 eine Beschreibung des Versuchsaufbaus und in Kapitel 7 die Arbeitsaufträge, die während dem Praktikumsversuch ausgeführt werden sollen.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Longitudinal- und Transversalwellen, Polarisierbarkeit

Eine Welle, egal ob elektromagnetischer oder elastischer Natur, kann man mit Hilfe von Gleichung (2.1) beschreiben.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{a} \cdot \cos(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi) \quad (2.1)$$

Die auftretenden Größen haben dabei die folgenden Bedeutungen<sup>1</sup>:

- $\vec{k}$  ist der Wellenzahlvektor, dessen Richtung in die Ausbreitungsrichtung der Welle zeigt und für dessen Betrag  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  gilt, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge ist.
- $\vec{a}$  ist der Amplituden- oder Schwingungsvektor, der von der Ruhelage zum Oszillator (Teilchen, elektromagnetisches Feld) zeigt. Die Länge von  $\vec{a}$  entspricht der maximalen Auslenkung des Oszillators aus seiner Ruhelage, bzw. bei elektromagnetischen Wellen, der maximalen Feldstärke des elektrischen Feldes.
- $\omega$  ist die Kreisfrequenz und mit der Beziehung  $\omega^2 = v^2 \cdot k^2$  mit dem Wellenzahlvektor verknüpft, wobei  $v$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist.
- $\varphi$  ist die Phasenverschiebung, die den Zustand der Welle zur Zeit  $t=0$  im Ursprung des gewählten Koordinatensystems widerspiegelt.
- $\vec{E}$  ist der von Zeit  $t$  und Ort  $\vec{r}$  abhängige Feldvektor. Er gibt den zeitlichen und räumlichen Schwingungszustand für die Oszillatoren an.

Man unterscheidet nun aufgrund der Stellung von  $\vec{k}$  zu  $\vec{a}$  zwei Arten von Wellen<sup>2</sup>:

1.  $\vec{k} \perp \vec{a}$ : *Transversalwelle* (vgl. Abbildung 2.1)

Als Beispiel für eine solche Welle kann man die Welle an der Wasseroberfläche nennen. Man bezeichnet hier die Orte der größten Teilchenauslenkung aus ihrer Ruhelage als Wellenberge, Orte der kleinsten Auslenkung als Wellentäler.

---

<sup>1</sup> W. Demtröder: „*Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006, S. 191ff.

<sup>2</sup> J. Grehn, J. Krause: „*Metzler Physik*“, Schroedel Verlag GmbH, Hannover, 1998, S 124f.

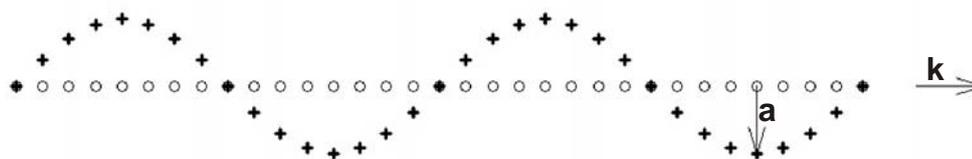


Abbildung 2.1 **Elastische Transversalwelle:**  $\vec{k}$  gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle und  $\vec{a}$  die maximale Auslenkung eines Teilchens (+) aus seiner Ruhelage (o) an. Dabei stehen  $\vec{k}$  und  $\vec{a}$  senkrecht aufeinander.

2.  $\vec{k} \parallel \vec{a}$  : **Longitudinalwellen** (vgl. Abbildung 2.2):

Als Beispiel dafür sind Druckwellen (z.B. Schallwellen) zu nennen, die sich in Gasen und Flüssigkeiten ausbreiten können. Dabei ist ein Wellenberg ein Ort mit erhöhter Teilchendichte, also hohem Druck und ein Wellental ein Ort mit niedrigerer Teilchendichte, also niedrigem Druck.



Abbildung 2.2 **Elastische Longitudinalwelle:**  $\vec{k}$  gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle und  $\vec{a}$  die maximale Auslenkung eines Teilchens (+) aus seiner Ruhelage (o) an. Dabei sind  $\vec{k}$  und  $\vec{a}$  (anti-)parallel zueinander.

Die Transversalwellen kann man in drei Polarisationsarten unterteilen, je nachdem wie sich der Feldvektor verhält (vgl. Abbildung 2.3)<sup>3</sup>:

1. **Lineare Polarisation** liegt vor, wenn sich die Richtung von  $\vec{E}$  nicht ändert, sondern lediglich eine zeitlich und örtlich periodische Betragsänderung erfolgt. Die durch  $\vec{E}$  und  $\vec{k}$  aufgespannte Ebene wird als Schwingungsebene oder Polarisationssebene der linear polarisierten Welle bezeichnet (siehe Abbildung 2.3, links).
2. **Zirkulare Polarisation** liegt vor, wenn der Betrag des Feldvektors  $\vec{E}$  konstant bleibt, er sich aber periodisch mit der Zeit und dem Ort um den Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  dreht. Man unterscheidet hier rechts- und linkszirkular polarisierte Wellen, je nachdem ob sich  $\vec{E}$  im oder gegen den Uhrzeigersinn dreht, wenn man der Welle entgegen blickt (siehe Abbildung 2.3, Mitte).

<sup>3</sup> J. Grehn, J. Krause: *Metzler Physik*, Schroedel Verlag GmbH, Hannover, 1998, S. 124f.

3. *Elliptische Polarisation* liegt vor, wenn sich sowohl der Betrag von  $\vec{E}$  periodisch ändert, als auch eine Präzession um  $\vec{k}$  stattfindet. Auch hier kann man zwischen Rechts- und Linksdrehung von  $\vec{E}$  um  $\vec{k}$  unterscheiden (siehe Abbildung 2.3, rechts).

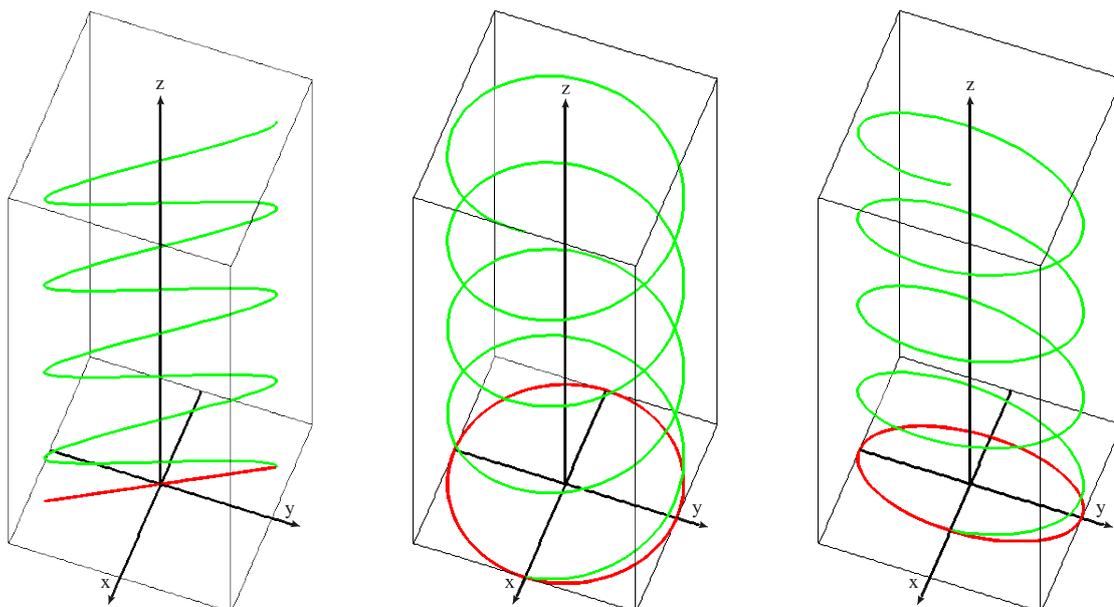


Abbildung 2.3 **Polarisierte Transversalwellen:** Zu sehen sind links linear, mittig (links-)zirkular und rechts elliptisch polarisierte Transversalwellen, die sich in  $z$ -Richtung ausbreiten. Als Projektion in die  $x$ - $y$ -Ebene ergeben sich eine Gerade, ein Kreis bzw. eine Ellipse.

Das Phänomen der Polarisierbarkeit kann man nutzen, um Wellen als longitudinal oder transversal zu identifizieren, da Longitudinalwellen nicht polarisierbar sind<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 481ff.

## 2.2 Licht als elektromagnetische Welle

Im 17. Jahrhundert begründeten die Wissenschaftler Huygens, Fresnel und Young die Wellentheorie des Lichtes aufgrund der von ihnen beobachteten Wellenerscheinungen wie Beugung und Interferenz. Für sie kam jedoch nur die Vorstellung einer elastischen Welle in Frage, die sich im sog. Äther, einem das Weltall ausfüllenden Medium ausbreitet. Da dieses für die Planetenbewegung offensichtlich keinen merklichen Widerstand darstellt, müsste es sich dabei um ein Gas oder eine Flüssigkeit geringer Viskosität handeln. Aufgrund fehlender Rückstellkräfte senkrecht zur Ausbreitungsrichtung im Innern von Gasen und Flüssigkeiten können sich dort nur longitudinale Wellen ausbreiten. Deshalb glaubten die Wissenschaftler damals, dass Licht eine elastische Longitudinalwelle ist. Erst im Jahre 1808 führte der franz. Physiker Malus ein Experiment durch, das die Polarisierbarkeit von Lichtwellen nachwies. Damit war der Beweis erbracht, dass es sich um eine Transversalwelle handeln muss. Wenn die Vorstellung einer elastischen Welle zuträfe, müsste damit aber der Äther ein Feststoff sein, im Widerspruch dazu, dass sich z.B. alle Lebewesen scheinbar ohne Widerstand durch ihn hindurch bewegen. Dieser Widerspruch wurde erst ca. 70 Jahre später aufgelöst, als der schottische Physiker Maxwell nachwies, dass es sich bei Lichtwellen um elektromagnetische Wellen handelt, die sich auch im Vakuum ausbreiten können<sup>5</sup>.

Da Licht also eine Transversalwelle ist, können alle oben beschriebenen Polarisationszustände auftreten. Aufgrund des für Wellen geltenden Superpositionsprinzips können auch mehrere Polarisierungen überlagern. Dazu werden im Folgenden einige Beispiele gegeben. Man erkennt an diesen, dass die Polarisation der entstehenden Welle von verschiedenen Faktoren abhängt, wie z.B. der Wellenlänge, der Amplitude oder der Phasenverschiebung der beiden Ausgangswellen sowie deren Polarisation. In den zugehörigen Abbildung 2.4 und Abbildung 2.5 sind die Ausgangswellen jeweils grün und blau dargestellt. Die durch deren Überlagerung entstehende Welle ist jeweils rot dargestellt und deren Projektion in die x-y-Ebene jeweils magenta.

### *1. Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen in Phase mit gleicher Amplitude, gleicher Wellenlänge und senkrechten Schwingungsebenen:*

Die neue Welle ist wieder linear polarisiert und hat eine um den Faktor  $\sqrt{2}$  größere Amplitude als die beiden Ausgangswellen. Die Schwingungsebene bildet mit denen der ursprünglichen beiden Wellen jeweils einen Winkel von  $45^\circ$  (siehe Abbildung 2.4, links).

---

<sup>5</sup> Zur Geschichte über elektromagnetische Wellen und dem von Malus durchgeführten Experiment: H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 482ff. und 547ff.

2. *Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen mit  $90^\circ$  Phasenverschiebung, gleicher Amplitude, gleicher Wellenlänge und senkrechter Schwingungsebene:*

Hier ist die neue Welle zirkular polarisiert und hat die gleiche Amplitude wie die beiden Ausgangswellen (siehe Abbildung 2.4, Mitte).

3. *Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen in Phase mit gleicher Amplitude, verschiedener Wellenlängen und senkrechten Schwingungsebenen:*

Betrachtet man die x-y-Ebene als Startpunkt der beiden Wellen, so ist die Ausgangsposition die gleiche wie im ersten Beispiel. Anfangs ist die neue Welle also linear polarisiert. Die beiden Wellen sind gerade bis zu dem Punkt abgebildet, an dem die grün gezeichnete Welle der blau dargestellten in ihrer Phase um  $90^\circ$  davongeeilt ist. Am oberen Punkt der Zeichnung hat man also dieselbe Konstellation wie im zweiten Beispiel, die neue Welle ist zirkular polarisiert. Dazwischen ist die Welle jeweils elliptisch polarisiert, mit ständig wechselndem Halbachsenverhältnis (siehe Abbildung 2.4, rechts).

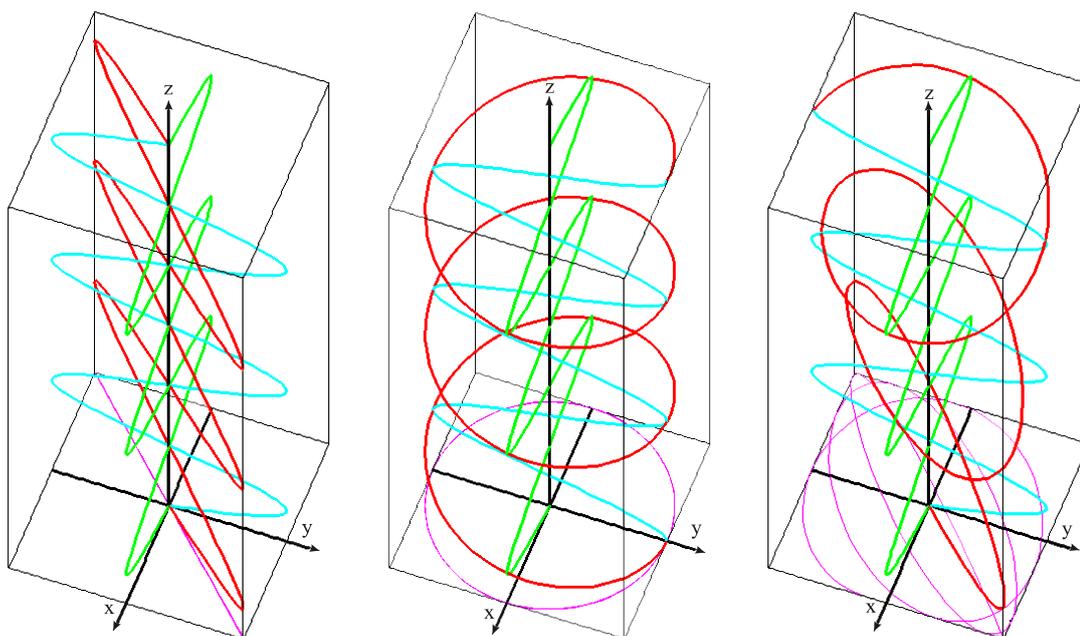


Abbildung 2.4 **Überlagerungen linear polarisierter Wellen:** Die beiden grün und blau dargestellten linear polarisierten Wellen überlagern durch Superposition jeweils zu der rot dargestellten mit magentafarbener Projektion in die x-y-Ebene. Je nach Phasenverschiebung, Amplitude und Wellenlänge der senkrecht zueinander schwingenden Wellen entstehen als Überlagerungen Wellen verschiedener Polarisation. Links eine linear polarisierte, in der Mitte eine zirkular polarisierte und rechts eine, die ihre Polarisation von linear über elliptisch zu zirkular verändert.

4. *Überlagerung einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle um  $90^\circ$  phasenverschoben, mit gleichen Amplituden und gleichen Wellenlängen:*

Bei dieser Überlagerung entsteht eine linear polarisierte Welle mit gleicher Wellenlänge und einer um den Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößerten Amplitude (siehe Abbildung 2.5, links).

5. *Überlagerung einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle um  $90^\circ$  phasenverschoben, mit gleichen Amplituden und verschiedenen Wellenlängen:*

Die Ausgangsposition in der x-y-Ebene entspricht derjenigen in Beispiel vier, die entstehende Welle ist also linear polarisiert. Die unterschiedlichen Wellenlängen führen dazu, dass die entstehende Welle zwar linear polarisiert bleibt, sich ihre Schwingungsebene jedoch permanent dreht (siehe Abbildung 2.5, rechts).

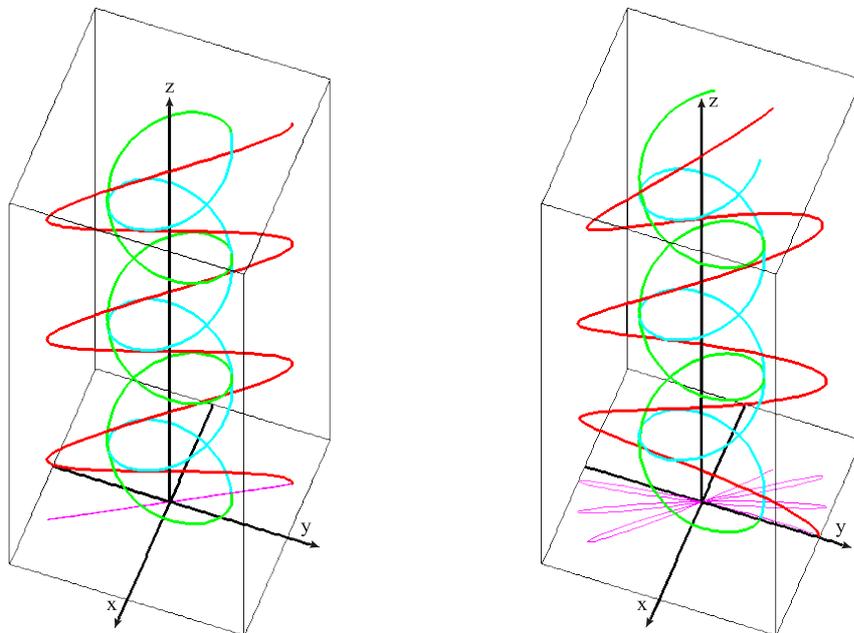


Abbildung 2.5 **Überlagerung zirkular polarisierter Wellen:** Die beiden grün und blau dargestellten zirkular polarisierten Wellen (eine links-, die andere rechtszirkular polarisiert) überlagern jeweils zu der rot dargestellten Welle mit magentafarbig dargestellter Projektion in die x-y-Ebene. Je nach Phasenverschiebung, Amplitude und Wellenlänge der beiden Wellen entstehen als Überlagerungen Wellen verschiedener Polarisation. Links eine linear polarisierte mit konstanter Schwingungsebene und rechts eine linear polarisierte, deren Schwingungsebene sich permanent dreht.

Das Licht der in unserem Versuch verwendeten Halogenlampe setzt sich aus den Lichtwellen zusammen, die von den einzelnen, in alle Raumrichtungen zufällig orientierten Atomen emittiert werden. Das Licht besteht daher aus sehr vielen Überlagerungen verschiedener Polarisationen, weshalb man insgesamt von unpolarisiertem Licht spricht. Erst durch den Einsatz von sog. Polarisatoren kann man solches Licht polarisieren. Da wir für alle Versuchsteile jeweils linear polarisiertes Licht benötigen, werden wir im Folgenden zwei Methoden vorstellen, linear polarisiertes Licht zu erzeugen.

### 2.3 Erzeugung linear polarisierten Lichtes

Die beiden hier vorgestellten Methoden, um linear polarisiertes Licht herzustellen, beruhen auf zwei verschiedenen Effekten. Bei dem ursprünglichen Versuchsaufbau wurde das Licht einer Hg-Dampflampe mit Hilfe eines Nicol'schen Prismas polarisiert und in einem Halbschattenpolarimeter analysiert. Während sich das Nicol'sche Prisma das Prinzip der Doppelbrechung zu Nutze macht, verwenden wir bei dem neuen Aufbau Polarisatoren, die auf dem Prinzip des Dichroismus beruhen. Auf beide Effekte wird im Folgenden eingegangen.

#### 2.3.1 Doppelbrechung

Bei vielen durchsichtigen Festkörpern beobachtet man, dass ein sie durchdringender Lichtstrahl in zwei Teilstrahlen aufspaltet. Dieser als Doppelbrechung bekannte Effekt tritt nur bei amorphen Festkörpern wie z.B. Gläsern oder Kunststoffen und bei Kristallen mit kubischer Struktur nicht auf. Bei der Doppelbrechung gehorcht einer der beiden Strahlen, der sog. ordentliche Strahl, dem Snellius'schen Brechungsgesetz, der zweite sog. außerordentliche Strahl nicht. Dieses Phänomen wurde erstmals im Jahre 1669 von dem dänischen Wissenschaftler Erasmus Bartholinus an einem Calcitkristall beobachtet.

Im Folgenden soll die Ursache für die Doppelbrechung und die daraus resultierende Aufspaltung erklärt werden, wobei wir nur kristalline Festkörper betrachten. Wie oben erwähnt tritt das Phänomen nur bei kubischen Kristallstrukturen nicht auf. Wie unterscheiden sich nun kubische Kristalle von allen anderen?

Dazu betrachten wir zunächst eine rhomboedrische Kristallstruktur. Eine solche Struktur kann man sich aus einem Würfel entstanden denken, bei dem zwei gegenüberliegende Ecken zusammengedrückt bzw. auseinandergesogen worden sind. Dabei werden aus den quadratischen Seitenflächen Rauten – auch Rhomben genannt – und auch die rechten Winkel zwischen den Kanten verändern sich. In Abbildung 2.6 ist ein Rhomboeder dargestellt, der aus einem Würfel durch Dehnen entlang der Raumdiagonalen AG entstanden ist. Man kann erkennen, dass entlang dieser Raumdiagonalen eine dreizählige Symmetrie vorhanden ist, weil die beiden eingezeichneten Dreiecke

BED und CFH jeweils gleichseitig sind. Entlang den anderen beiden Raumdiagonalen gibt es keine Symmetrie, was man durch Betrachten entsprechender Dreiecke, wie z.B. FGH erkennen kann: Würde man weiter an A und G ziehen, würden zwei Seiten dieses Dreiecks länger, die dritte kürzer werden, sodass es sich nicht um ein gleichseitiges Dreieck handeln kann. Im Gegensatz zu einem Würfel ist also bei einem Rhomboeder eine Richtung ausgezeichnet. Im Allgemeinen sind bei jeder Struktur eine oder mehrere Richtungen ausgezeichnet. Die einzigen Ausnahmen sind kubische Anordnungen von Atomen bzw. Molekülen wie etwa ein Würfel und amorphe Festkörper<sup>6</sup>.

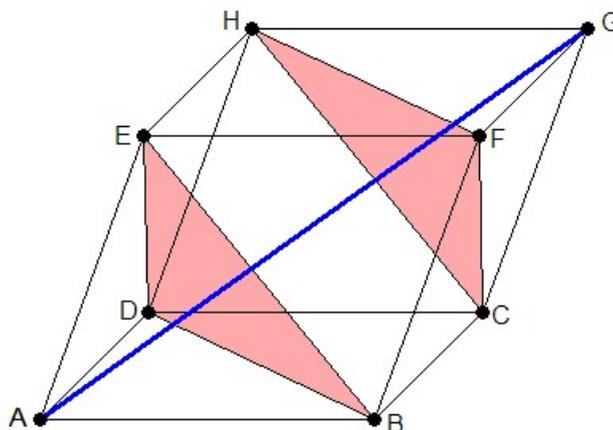


Abbildung 2.6 **Rhomboeder**: Aus einem Würfel entsteht ein Rhomboeder durch Dehnen oder Stauchen entlang einer Raumdiagonalen, hier AG. Nur noch entlang dieser einen Raumdiagonalen hat der Rhomboeder eine dreizählige Symmetrie, was die beiden gleichseitigen Dreiecke BED und CFH verdeutlichen sollen. Es gibt also eine ausgezeichnete Richtung.

Ein Kristall, in dem eine oder mehrere Richtungen ausgezeichnet sind, nennt man anisotrop. Nimmt diese Anisotropie Einfluss auf optische Eigenschaften, indem etwa optische Erscheinungen von der Richtung des einfallenden Lichtes abhängen, so nennt man das Medium optisch anisotrop. Wir betrachten im Folgenden einachsige Kristalle, also Kristalle mit genau einer ausgezeichneten Richtung.

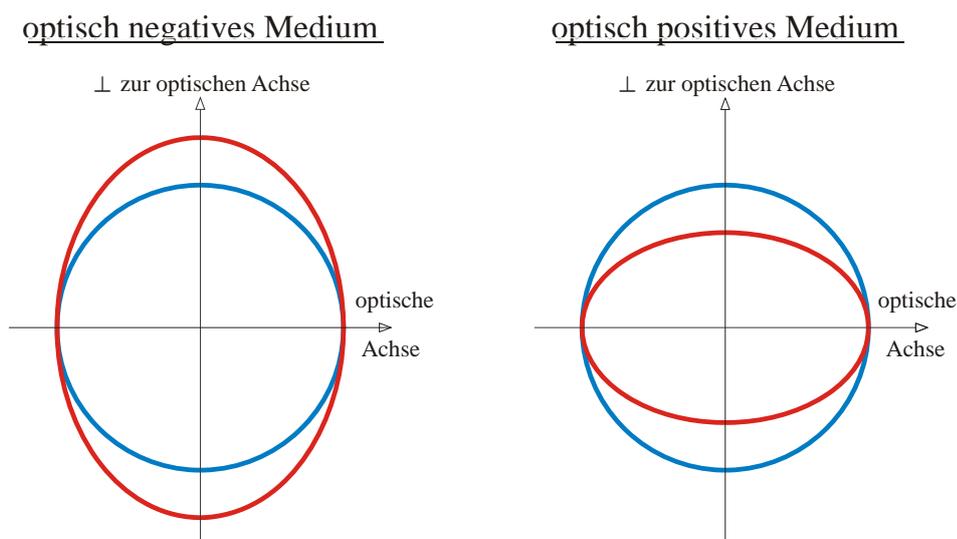
Zur Erklärung der Doppelbrechung müssen wir die Richtungsabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit betrachten. Diese ist für den ordentlichen Strahl offensichtlich nicht vorhanden, da er sich nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz verhält, wohl aber für den Außerordentlichen. Um nun die Aufspaltung des Lichtstrahls zu erklären, brauchen wir zunächst eine Methode, um die Wellenfront zu einem Zeitpunkt  $t_2$  zu konstruieren, wenn sie zu einem anderen Zeitpunkt  $t_1$  bekannt ist. Diese liefert das Huygens'sche Prinzip<sup>7</sup>:

<sup>6</sup> H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 524ff.

<sup>7</sup> Dr. Max Born: „Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 16f.

*Jeder Punkt einer Wellenfront ist Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle. Die Wellenfront nach einer Zeitspanne  $\Delta t$  ergibt sich als Tangentialebene dieser Elementarwellen nach der Zeit  $\Delta t$ .*

Betrachten wir nun die Elementarwellen für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl: Bei denen des ordentlichen Strahls ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit in allen Raumrichtungen gleich, es entstehen also kugelförmige Elementarwellen. Bei denen des außerordentlichen Strahls ist die Geschwindigkeit von der Richtung abhängig. Dabei gibt es eine Richtung im einachsigen Kristall, die sog. optische Achse, in der die Geschwindigkeit des außerordentlichen Strahls derjenigen des ordentlichen entspricht. Je nachdem, ob sie in den dazu senkrechten Richtungen größer oder kleiner ist, unterscheidet man zwischen optisch negativen bzw. optisch positiven Kristallen<sup>8</sup>. In unserem Beispiel des einachsigen Kristalls entsteht so eine ellipsoidförmige Elementarwelle, wobei die Achse der Rotationssymmetrie dieses Ellipsoids die Optische ist. Eine zweidimensionale Veranschaulichung ist in Abbildung 2.7 gegeben.



**Abbildung 2.7 Unterscheidung von optisch negativen und optisch positiven Medien:** Die Elementarwellen des ordentlichen Strahls (blau dargestellt) sind kugelförmig, die des außerordentlichen Strahls (rot dargestellt) ellipsoidförmig. Zweidimensional ergeben sich ein Kreis bzw. eine Ellipse, wobei bei optisch negativen Kristallen die kurze, bei optisch positiven Medien die lange Halbachse dem Kreisradius entspricht.

<sup>8</sup> Dr. Max Born: „Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 233.

Nach dem Huygens'schen Prinzip kann man nun die Wellenfronten der beiden Strahlen konstruieren: Sie ergeben sich für beide Strahlen als Tangentialebene der entsprechenden Elementarwellen, wie in Abbildung 2.8 dargestellt. Dort erkennt man, dass diejenige des ordentlichen Strahls (blau dargestellt) und diejenige des außerordentlichen Strahls (rot dargestellt) verschieden orientiert sind. D.h. dass die beiden Strahlen im Kristall verschiedene Wege zurücklegen und den Kristall getrennt verlassen. Das Phänomen tritt in Richtung der optischen Achse nicht auf, denn in diese Richtung bewegen sich die Wellenfronten beider Elementarwellen gleich schnell. Trifft also ein Lichtstrahl parallel zur optischen Achse auf eine senkrecht zur optischen Achse liegende Kristalloberfläche, so kann man das Phänomen nicht beobachten.

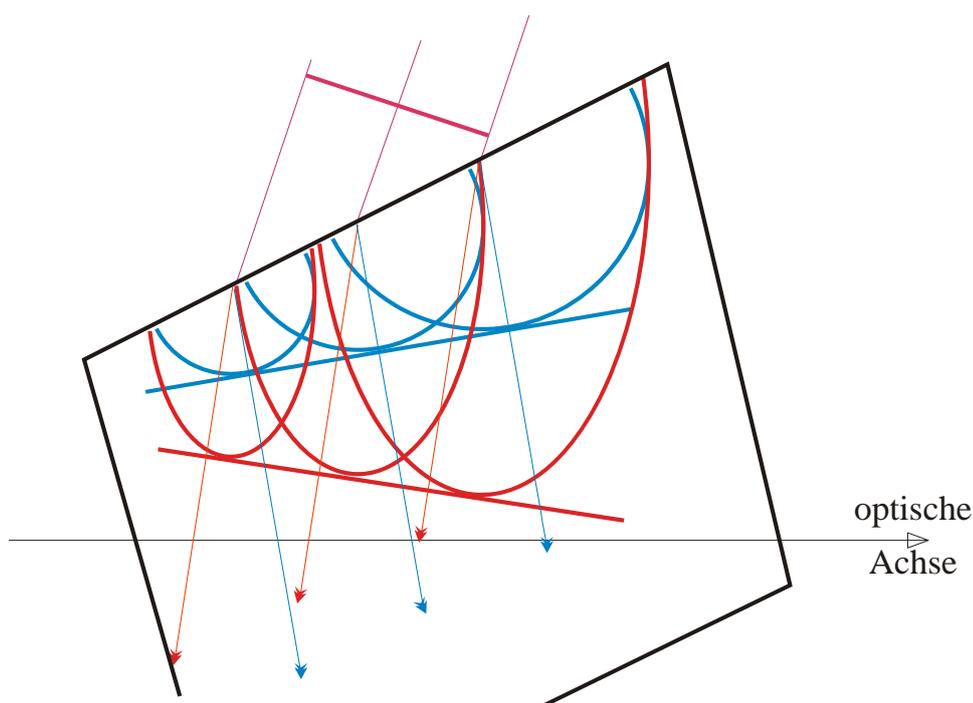


Abbildung 2.8 **Konstruktion der Wellenfronten:** An der Oberfläche des Mediums laufen zum Zeitpunkt des Einstreffens des Lichtes die beiden Elementarwellen für den ordentlichen (blau dargestellten) und außerordentlichen (rot dargestellten) Strahl los. Aufgrund der unterschiedlichen Formen der Elementarwellen im optisch negativen Medium, sind die Wellenfronten dieser beiden Strahlen unterschiedlich orientiert. Die beiden Strahlen werden also in unterschiedliche Richtungen gebrochen und verlassen den Kristall getrennt.

Diesen Effekt der Doppelbrechung kann man nun zur Polarisation von Licht nutzen, denn man stellt fest, dass beide Strahlen immer linear polarisiert sind, und zwar senkrecht zueinander<sup>9</sup>. Dabei schwingt der ordentliche Strahl senkrecht zu der aus dem

<sup>9</sup> Ein Experiment, das diese Tatsache bestätigt, wird beschrieben in: H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 544ff.

Einfallslot und der optischen Achse gebildeten Ebene – der sog. Hauptschnitt des Lichtstrahls – der außerordentliche Strahl dagegen schwingt in dieser Ebene. In einem anisotropen Medium gilt also für eine linear polarisierte Welle, die in ihrem Hauptschnitt schwingt ein anderer Brechungsindex, als für eine, die senkrecht dazu schwingt.

Das Nicol'sche Prisma funktioniert nun wie folgt<sup>10</sup>: Ein optisch einachsiger Kristall wird schräg zur optischen Achse durchgeschnitten und dann mit einem durchsichtigen Kitt (z.B. Kanadabalsam) wieder zusammengeklebt. Nun muss man das unpolarisierte Licht so auf den Kristall einstrahlen, dass einer der beiden Strahlen – meist der ordentliche – an der Grenzschicht zwischen den beiden Einzelstücken total reflektiert wird.

Die verschiedenen Strahlengänge sind in Abbildung 2.9 für ein optisch negatives Medium schematisch dargestellt. Man erkennt, dass der außerordentliche Strahl (rot dargestellt) das Prisma mit einem kleinen Versatz an der Gegenseite verlässt, während der ordentliche Strahl (blau dargestellt) total reflektiert wird und das Prisma seitlich verlässt. So bekommt man zwei getrennte, jeweils linear polarisierte Strahlen. Es sei noch erwähnt, dass der passende Winkel, unter dem das Prisma bestrahlt werden muss, von der Rhomboederstruktur des Kristalls, dem Winkel des Schnittes und dem Brechungsindex des Kittes abhängt.

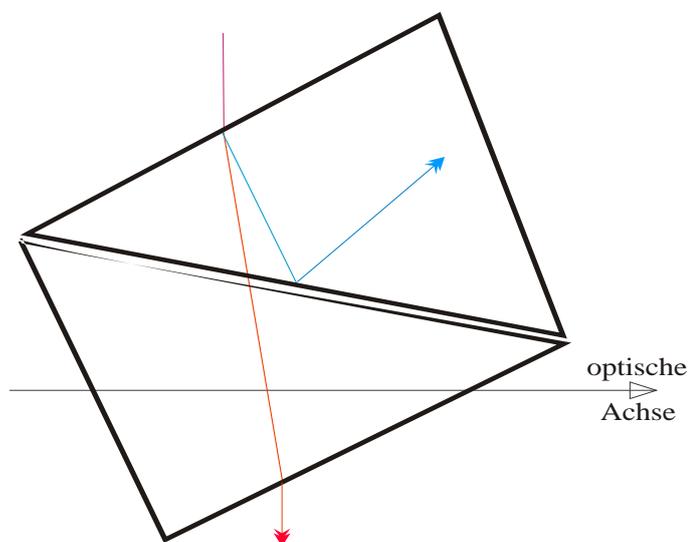


Abbildung 2.9 **Nicol'sches Prisma**: Durch den passend zur Rhomboederstruktur des Kristalls, der optischen Achse und dem Winkel des Schnittes gewählten Einfallswinkel des magenta dargestellten Lichtstrahls wird der ordentliche Strahl (blau dargestellt) beim Übergang zwischen den beiden Kristallstücken total reflektiert, während der Außerordentliche (rot dargestellt) den Kristall an der Gegenseite verlässt. So erhält man an zwei Seiten des Prismas linear polarisiertes Licht.

<sup>10</sup> W. Demtröder „*Experimentalphysik 2*“ Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2006, S. 248ff.

### 2.3.2 Dichroismus

Wie schon erwähnt, beruhen die hier verwendeten Polarisatoren auf Dichroismus. Das ist die Eigenschaft einiger durchsichtiger Materialien, Licht verschiedener Polarisierungen verschieden stark zu absorbieren. Zur Erklärung betrachten wir folgendes Modell<sup>11</sup>:

Man stelle sich ein Gitter aus parallelen elektrisch leitenden Stäben vor, das senkrecht aufgestellt ist. Auf dieses Gitter trifft eine elektromagnetische Welle mit etwas größerer Wellenlänge als der Gitterabstand. Steht der Amplitudenvektor des elektrischen Feldes senkrecht auf den Stäben, so kann das Feld quasi ungehindert passieren. Steht er aber parallel zu den Stäben, so wird in ihnen ein elektrischer Strom induziert und so zumindest ein Teil des Feldes absorbiert. Stellt man nun genügend viele solcher Gitter hintereinander, kann man erreichen, dass der ganze parallel zum Gitter schwingende Teil des elektrischen Feldes absorbiert wird.

Um sichtbares Licht mit solchen Gittern linear zu polarisieren, reicht eine wenige Mikrometer dicke, dichroitische Folie aus. Eine solche Folie ist z.B. auch das bekannte Polaroid. Es besteht aus einer dünnen mit Jod gefärbten Schicht Polyvinyl-Alkohol. Die ausgerichteten Jodmoleküle wirken dabei wie die oben beschriebenen Stäbe<sup>11</sup>. Die beiden im Versuch verwendeten Polarisatoren bestehen aus einer solchen Folie, die zwischen zwei Schutzglasscheiben eingebaut ist<sup>12</sup>.

Ein Nachteil dieser Polarisatoren ist, dass sie das Licht teilweise absorbieren und sich daher bei entsprechend hoher Intensität stark erwärmen können.

---

<sup>11</sup>S.G. Lipson, H.S. Lipson, D.S. Tannhauser, „*Optik*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997, S. 125.

<sup>12</sup>Produktbeschreibung der Firma Phywe, zuletzt eingesehen am 24.09.08 unter <http://shop.phywe.de/index.php?mid=356&lng=de&prod=442916&prsea=08611.00>

### 3 Optische Aktivität

Bei manchen Stoffen beobachtet man, dass sich die Schwingungsebene einer linear polarisierten Lichtwelle beim Durchgang durch den Stoff dreht. Dieses in Abbildung 3.1 veranschaulichte Phänomen nennt man optische Aktivität und Stoffe, die dieses zeigen, optisch aktiv. Man unterscheidet zwischen rechts- und linksdrehenden Substanzen, je nachdem, ob man als gegen den Lichtweg blickender Betrachter eine Drehung im oder gegen den Uhrzeigersinn wahrnimmt. Der Effekt kann sowohl in festen, flüssigen als auch gasförmigen Medien beobachtet werden, wobei wir uns in diesem Abschnitt nur mit Lösungen von optisch aktiven Substanzen beschäftigen.

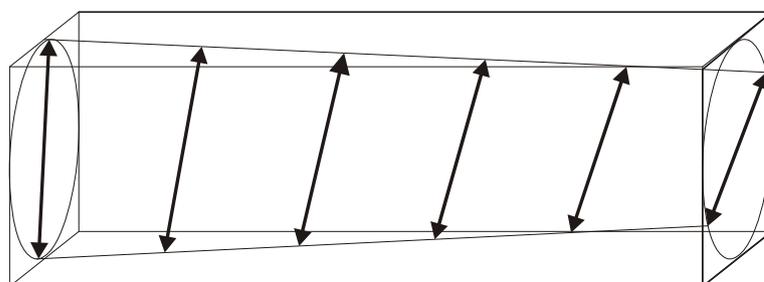


Abbildung 3.1 **Optische Aktivität:** Beim Durchgang von linear polarisiertem Licht durch optisch aktive Substanzen dreht sich die Schwingungsebene.

Schon im Jahre 1860 hat Louis Pasteur die Vermutung geäußert, dass die Drehung auf einer Asymmetrie im Molekülbau beruht. Ein paar Jahre später stellte man dann fest, dass der Effekt nur bei Lösungen chiraler Moleküle auftritt. Wie man chirale Moleküle identifiziert und warum diese eine Drehung der Schwingungsebene verursachen, wird im folgenden Abschnitt geklärt<sup>13</sup>.

---

<sup>13</sup>G. Snatzke: „Chiroptische Methoden in der Stereochemie“, aus *Chemie in unserer Zeit*, Nr. 15, 1981, S. 78 ff.

## 3.1 Erklärung des Phänomens

### 3.1.1 Chiralität

Ein chirales Molekül liegt genau dann vor, wenn sein Spiegelbild nicht durch Drehungen in das Ursprungsmolekül überführt werden kann. Als gut vorstellbares Beispiel können zwei Hände dienen: Die rechte und linke Hand sind Spiegelbilder voneinander und können alleine durch Drehungen nicht in Deckung gebracht werden. In Abbildung 3.2 ist ein Modell von 1,3-Dichlorpropadien zusammen mit seinem Spiegelbild dargestellt: Auch hier können die Moleküle alleine durch Drehungen nicht in Deckung gebracht werden. Man beachte, dass die Doppelbindungen zwischen den Kohlenstoffatomen nicht drehbar sind.

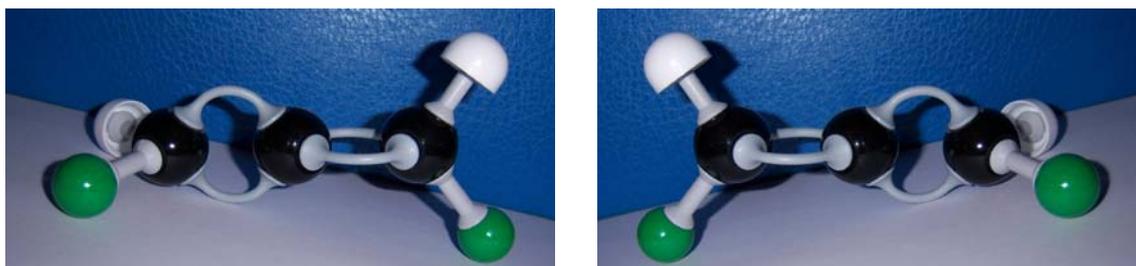


Abbildung 3.2 **Chirales Molekül:** Dargestellt ist ein chirales Molekül zusammen mit dem gespiegelten Molekül. Die beiden können rein durch Drehungen nicht in Deckung gebracht werden.

Man kann auch bei Lichtstrahlen von Chiralität sprechen: Zirkular polarisiertes Licht, dessen Amplitudenvektor sich auf einer Schraubenlinie bewegt, ist zum Beispiel chiral. Das Spiegelbild einer Linksschraube ist eine Rechtsschraube und umgekehrt, während man keine Linksschraube durch Drehungen in eine Rechtsschraube umwandeln kann und auch nicht umgekehrt. (Man kann eine Schraube immer von beiden Seiten in eine Mutter eindrehen.) Auch hier handelt es sich also um nicht kongruente Spiegelbilder.

### 3.1.2 Wechselwirkung von Licht mit Molekülen

Elektromagnetische Wellen bewegen sich im Vakuum mit einer Geschwindigkeit von  $c_0 = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$  (Lichtgeschwindigkeit). Trifft das elektrische Feld einer Lichtwelle auf ein Molekül, so werden die Elektronen der Molekülhülle sich entgegen dem Feldvektor mitbewegen. Da die Atomkerne zu schwer sind, um bei sichtbarem Licht der Frequenz des Feldvektors zu folgen, liegen die Schwerpunkte von positiver und negativer Ladung nicht mehr zusammen und es wird ein Dipolmoment induziert. Dieses Dipolmoment strahlt aufgrund seiner Schwingung aber eine elektromagnetische Welle der gleichen Frequenz und Polarisation wie die der auftreffenden Lichtwelle wieder ab. Die Abstrahlung erfolgt mit einer Zeitverzögerung, was eine langsamere Geschwindigkeit  $v$  der Lichtwelle im Medium zur Folge hat. Das Verhältnis der Geschwindigkeit im Vakuum zu der im Medium bezeichnet man als Brechungsindex  $n$  des Mediums:

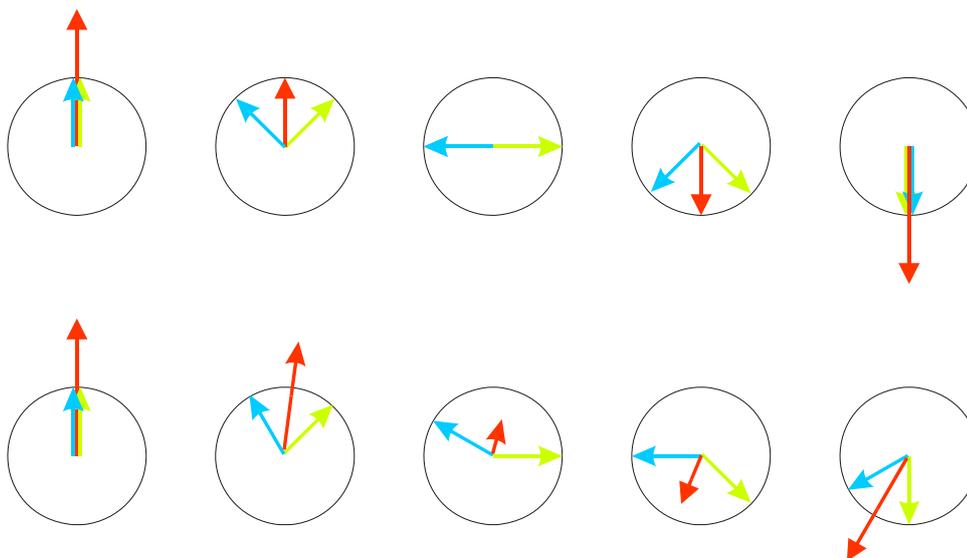
$$n = \frac{c_0}{v} \quad (3.1)$$

### 3.1.3 Wechselwirkung von zirkular polarisiertem Licht mit chiralen Molekülen

Da zirkular polarisiertes Licht chiral ist, ist die Wechselwirkung einer links- und einer rechtszirkular polarisierten Welle mit dem gleichen chiralen Molekül unterschiedlich. In der Tat kann man für beide Wellen verschiedene Brechungsindizes  $n_l$  und  $n_r$  für links- und rechtszirkular polarisierte Wellen ermitteln, d.h. die eine bewegt sich schneller durch das Medium als die andere.

Damit kann man nun die Drehung der Schwingungsebene von linear polarisiertem Licht erklären: Man denkt sich den linear polarisierten Lichtstrahl, der auf das optisch aktive Medium trifft, als Überlagerung aus einem rechts- und einem linkszirkular polarisierten Strahl, wie in Abbildung 2.5 links dargestellt. Tritt dieser nun in die entsprechende Lösung ein, wird eine der beiden zirkularen Wellen stärker verlangsamt als die andere, sodass sich die Schwingungsebene der linearen Welle dreht (vgl. Abbildung 2.5 rechts). In Abbildung 3.3 ist dies verdeutlicht: Oben und unten stellen die Pfeile jeweils die Amplitudenvektoren der linear polarisierten (rot dargestellten) und der rechts- (grün dargestellten) bzw. linkszirkular polarisierten (blau gezeichneten) Welle dar. Aufgrund der Superposition der beiden zirkularen Wellen erhält man den roten Vektor durch Addition der beiden anderen. In Abbildung 3.3 oben bewegen sich die beiden zirkular polarisierten Wellen mit gleicher Geschwindigkeit, weshalb der rot dargestellte Vektor

zu allen Zeiten senkrecht ausgerichtet bleibt. Unten dagegen bewegt sich die grün dargestellte, rechtszirkular polarisierte Welle mit höherer Geschwindigkeit als die linkszirkular polarisierte. Das führt dazu, dass der Feldvektor der linkszirkular polarisierten Welle noch nicht senkrecht nach unten zeigt, wenn dies der Feldvektor der rechtszirkular polarisierten bereits tut. Die Folge ist, dass sich die Schwingungsebene der linear polarisierten Welle im Uhrzeigersinn gedreht hat.



**Abbildung 3.3 Drehung der Polarisationssebene:** Oben und unten ist der rot dargestellte Pfeil jeweils der Amplitudenvektor einer linear polarisierten Welle, die als Überlagerung einer rechtszirkular (grün gezeichneter Amplitudenvektor) und einer linkszirkular polarisierten Welle (blau gezeichneter Amplitudenvektor) entsteht. Oben bewegen sich die beiden zirkular polarisierten Wellen gleich schnell, unten bewegt sich die grün dargestellte Welle schneller als die blau dargestellte, was zur Drehung der Schwingungsebene der linear polarisierten Welle führt.

Genau genommen müsste sich bei obiger Erklärung auch bei nicht chiralen Molekülen die Schwingungsebene drehen, da ja die beiden zirkular polarisierten Wellen für sich schon chiral sind. Dies ist auch der Fall, wird jedoch wieder rückgängig gemacht, wenn die Lichtwelle auf das exakte spiegelbildliche Molekül trifft. Da in einer Lösung alle Orientierungen der Moleküle gleich wahrscheinlich sind und nicht chirale Moleküle durch Drehung in ihr Spiegelbild überführt werden können, tritt im Mittel keine Drehung der Polarisationssebene auf.

### 3.2 Anwendung: Konzentrationsmessungen in Lösungen

Der Winkel  $\alpha$ , um den sich die Schwingungsebene des linear polarisierten Lichtes dreht, wird umso größer, je mehr chirale Moleküle in der Flüssigkeit gelöst sind, d.h.  $\alpha$  ist proportional zur Konzentration  $c$  der Lösung. Außerdem wird der Drehwinkel mit der Länge  $d$  des Lichtweges im Medium größer, sodass folgender Zusammenhang für  $\alpha$  gilt:

$$\alpha = \alpha_s \cdot c \cdot d \quad (3.2)$$

Dabei ist  $\alpha_s$  eine Stoffkonstante, die man spezifischen Drehwinkel nennt und meist in der Einheit  $\frac{^\circ \cdot \text{ml}}{\text{cm} \cdot \text{g}}$  angibt.

Eine Anwendung der optischen Aktivität ist z.B. ein Saccharimetrie genanntes Verfahren zur Ermittlung der Konzentration von Saccharose (Haushaltszucker) einer Lösung anhand des Drehwinkels<sup>14</sup>. Dieser kann z.B. in einem Polarimeter bestimmt werden. Bei vorgegebener Probenlänge kann man dann die Konzentration mit Hilfe des bekannten spezifischen Drehwinkels errechnen. Ein Vorteil dieses Verfahrens, etwa bei der Untersuchung von Harnproben ist, dass andere gelöste Stoffe die Messung nicht beeinflussen, sofern sie nicht optisch aktiv sind. Wichtig dabei ist jedoch, dass man Licht einer definierten Wellenlänge benutzt, da die spezifischen Drehwinkel im Allgemeinen von dieser abhängen, und zwar werden sie umso größer, je kleiner die Wellenlänge des Lichtes wird.

Die Chiralität und somit die optische Aktivität von Saccharose ( $C_{12}H_{22}O_{11}$ ) kann man an der in Abbildung 3.4 dargestellten Strukturformel des Moleküls erkennen.

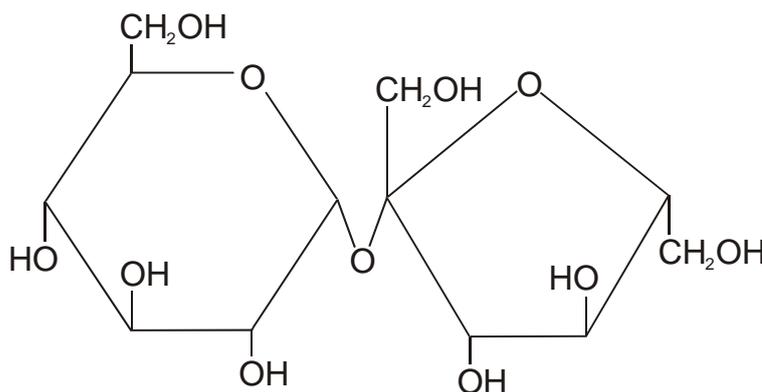


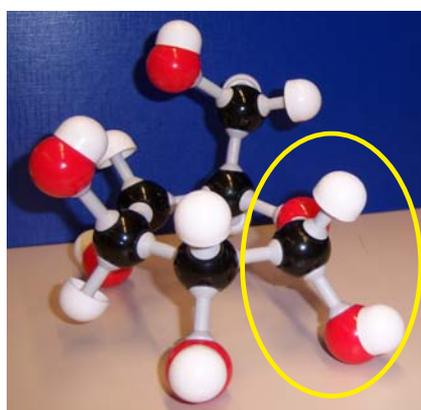
Abbildung 3.4 **Saccharose**: Die Summenformel des Haushaltszuckers ist  $C_{12}H_{22}O_{11}$ . Es handelt sich um ein chirales Molekül, was bedeutet, dass eine Zuckerlösung optisch aktiv ist.

<sup>14</sup>D. Meschede: „Gerthsen Physik“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004, S. 551 ff.

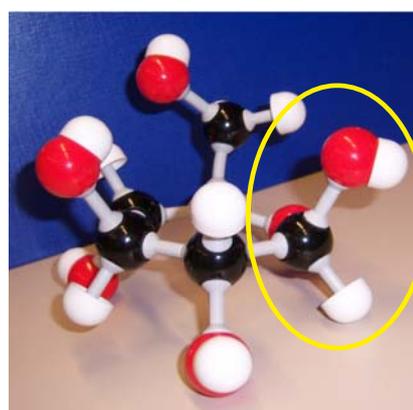
### 3.3 Mutarotation

Mischt man zwei optisch aktive Substanzen verschiedener spezifischer Drehwinkel, so hat die Mischung einen dem Mischungsverhältnis entsprechenden spezifischen Drehwinkel. Als Mutarotation versteht man den Effekt, dass sich bei manchen Lösungen der gemessene Drehwinkel anfangs stark verändert und sich erst nach einiger Zeit stabilisiert. Erklärt werden kann dieses Phänomen damit, dass sich im Laufe der Zeit ein chemisches Gleichgewicht zwischen zwei oder mehreren Molekülformen desselben Stoffes einstellt<sup>15</sup>. Betrachten wir dies am Beispiel der Glucose (Traubenzucker,  $C_6H_{12}O_6$ ) etwas genauer<sup>16</sup>:

In wässriger Lösung kommen zwei Isomere von Glucose vor:  $\alpha$ - und  $\beta$ -Glucose. Beide sind in Abbildung 3.5 als Molekülmodell dargestellt. Die Umwandlung erfolgt über die kurzzeitige Öffnung des Kohlenstoffringes, sodass die rechte OH-Gruppe von oben nach unten oder umgekehrt umklappen kann.



$\alpha$ -Glucose



$\beta$ -Glucose

Abbildung 3.5 **Glucose**: Traubenzucker kommt in wässriger Lösung in zwei Isomeren vor, der  $\alpha$ - und der  $\beta$ -Glucose. Das Umklappen der OH-Gruppe erfolgt über kurzzeitige Öffnung des Kohlenstoffringes.

Reine  $\alpha$ -Glucose hat bei einer Wellenlänge von  $589\text{nm}$  (Natrium D-Linie) einen spezifischen Drehwinkel von  $\alpha_\alpha = 1122 \frac{\circ\text{ml}}{\text{g}\cdot\text{m}}$ , reine  $\beta$ -Glucose dagegen nur von  $\alpha_\beta = 187 \frac{\circ\text{ml}}{\text{g}\cdot\text{m}}$ . Beide drehen in die gleiche Richtung<sup>17</sup>. Löst man nun Traubenzucker in Wasser, so überwiegt zunächst die  $\alpha$ -Glucose, sodass man einen hohen Drehwinkel messen kann. Erst mit der Zeit stellt sich ein Gleichgewicht ein und man misst einen mittleren Drehwinkel. Anhand dieses Winkels kann man nun bei vorgegebener Konzentration und Probenlänge das endgültige Mischungsverhältnis der beiden Molekülformen ermitteln.

<sup>15</sup>R. Kuhn, L. Birkhofer: „Zur Theorie der Mutarotation;...“, Berichte der Deutschen chemischen Gesellschaft, 7/1938, S 1535 – 1541.

<sup>16</sup>A. Streitwieser, C. H. Heathcock, E. M. Kosower: „Organische Chemie“, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1994, S. 922ff.

<sup>17</sup>P. Pradyot: „Dean’s analytical chemistry handbook“, Knovel-Verlag, New York, 2007, section 16.

## 4 Faraday-Effekt

Im Gegensatz zu optisch aktiven Substanzen gibt es Stoffe, die erst durch Anlegen eines Magnetfeldes in Ausbreitungsrichtung des Lichtes in der Lage sind, die Schwingungsebene eines linear polarisierten Lichtstrahls zu drehen. Dieser in Abbildung 4.1 dargestellte magneto-optische Effekt wurde nach seinem Entdecker Michael Faraday als Faraday-Effekt bezeichnet. Faraday beobachtete den Effekt erstmals im Jahre 1846, nachdem er jahrelang nach einer Wechselwirkung zwischen Licht und elektromagnetischen Kräften gesucht hatte. Nach dieser Entdeckung, die sehr bedeutsam für die Entwicklung der elektromagnetischen Lichttheorie war, gab es viele ähnliche Versuche. Unter anderem entdeckte der niederländische Physiker Pieter Zeeman im Jahre 1896 den sog. Zeemaneffekt (Aufspaltung von Spektrallinien in polarisierte Komponenten im Magnetfeld), der damals zur Erforschung des Mechanismus der Lichtemission und -absorption genutzt wurde.

Wie bei Optischer Aktivität beruht der Effekt auf zirkularer Doppelbrechung. Also haben auch hier eine rechts- und eine linkszirkular polarisierte Welle verschiedene Brechungsindizes bzw. Ausbreitungsgeschwindigkeiten. In diesem Kapitel soll nun zunächst anhand einer atomistischen Deutung die Ursache für diese zirkulare Doppelbrechung erklärt werden, um dann die Drehung der Schwingungsebene eines linear polarisierten Lichtstrahls mathematisch beschreiben zu können.

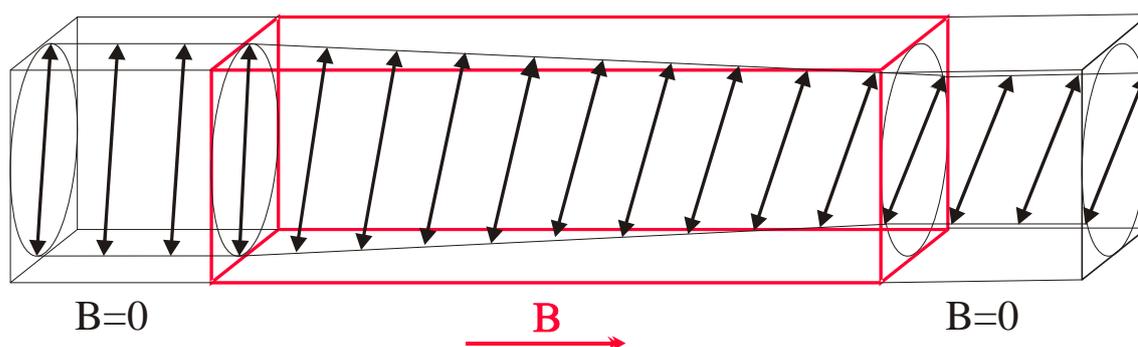


Abbildung 4.1 **Faraday-Effekt:** Im Bereich des Magnetfeldes, das parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes anliegt, wird die Schwingungsebene von linear polarisiertem Licht gedreht.

## 4.1 Atomistische Deutung des Faraday-Effekts

Auf eine sich bewegende Ladung übt ein magnetisches Feld bekanntlich eine Kraft aus. Bei einem Elektron der Ladung  $e$  und Masse  $m$  ergibt sich durch Gleichsetzen der vom Magnetfeld  $B$  verursachten Lorentzkraft mit der durch die Drehung entstehenden Zentrifugalkraft der folgende Ausdruck für die Kreisfrequenz  $\omega_L$  für die Drehung<sup>18</sup>:

$$\omega_L = \frac{e}{2 \cdot m} \cdot B \quad (4.1)$$

Die Elektronen drehen sich also mit der sog. Larmor-Frequenz  $\omega_L$  um die Magnetfeldlinien. Betrachten wir nun ein Atom im Magnetfeld: Im klassischen Bild geht man davon aus, dass sich die Elektronen in der Atomhülle auf Kreisbahnen um den Atomkern bewegen. Da das Magnetfeld im Allgemeinen nicht senkrecht auf den Kreisbahnen der Elektronen steht, bewirkt die Lorentzkraft eine Präzessionsbewegung derselben, vergleichbar mit der eines Kreisels im Schwerfeld der Erde. Strahlt man nun eine zirkular polarisierte Welle der Frequenz  $\omega$  in Richtung der Feldlinien auf das Atom, so nimmt man als Beobachter auf einem Elektron entweder eine um  $\omega_L$  erhöhte oder eine um  $\omega_L$  erniedrigte Frequenz der Welle wahr, je nachdem ob man mit oder gegen die Welle präzediert. Da der Brechungsindex im Allgemeinen von der Frequenz abhängt, gelten für rechts- und für linkszirkular polarisierte Wellen verschiedene Brechungsindizes. Die Folge ist wieder eine Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht, wie bei optischer Aktivität.

Ausgehend von verschiedenen Brechungsindizes  $n_+$  und  $n_-$  für links- und rechtszirkular polarisierte Wellen wird im folgenden Kapitel ein Ausdruck zur Berechnung dieses Drehwinkels hergeleitet<sup>19</sup>.

---

<sup>18</sup> H. Haken, H.C. Wolf: „Atom- und Quantenphysik“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000, S. 189 ff.

<sup>19</sup> Dr. M. Born: „Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 353 ff.

## 4.2 Berechnung des Drehwinkels, Verdet'sche Konstante

Für eine rechtszirkular polarisierte Welle der Kreisfrequenz  $\omega$  und Wellenlänge  $\lambda$ , die sich in z-Richtung ausbreitet, kann man den elektrischen Feldvektor  $\vec{E}_r$  zur Zeit t am Ort z beschreiben mit

$$\vec{E}_r = \begin{pmatrix} E_{r,x} \\ E_{r,y} \end{pmatrix} = E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z\right) \\ \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z\right) \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Das Feld einer linkszirkular polarisierten Welle derselben Kreisfrequenz, derselben Amplitude und demselben Wellenzahlvektor beträgt am Ort z zur Zeit t:

$$\vec{E}_l = \begin{pmatrix} E_{l,x} \\ E_{l,y} \end{pmatrix} = E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z\right) \\ -\sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z\right) \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Dabei gibt  $E_0$  jeweils die Amplitude des elektrischen Feldes an.

Als Überlagerung dieser beiden Wellen ergibt sich für den elektrischen Feldvektor  $\vec{E}$  am Ort z zur Zeit t:

$$\vec{E} = \vec{E}_r + \vec{E}_l = 2 \cdot E_0 \begin{pmatrix} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} z\right) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Dies entspricht einer linear polarisierten Welle mit gleicher Kreisfrequenz, gleicher Wellenlänge und doppelter Amplitude.

Wir nehmen nun an, dass bei  $z=0$  diese linear polarisierte Welle auf ein sich im Magnetfeld befindliches Medium trifft, wobei die Feldlinien in Ausbreitungsrichtung des Lichtes zeigen. Ohne Magnetfeld, also ohne zirkulare Doppelbrechung, würde sich lediglich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle um den Faktor  $n$  ändern. Das bedeutet, dass nun auf einer Längeneinheit eine um den Brechungsindex  $n$  größere Anzahl an Schwingungsperioden stattfindet, sodass man die Welle im Medium beschreiben kann mit

$$\vec{E} = 2 \cdot E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot z) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Wegen der vorhandenen zirkularen Doppelbrechung im Magnetfeld betrachten wir die lineare Welle wieder als Überlagerung einer rechts- und einer linkszirkular polarisierten Welle, die allerdings im Medium nun verschiedene Brechungsindizes haben. Ohne Einschränkung gelte für die rechtszirkular polarisierte Welle der höhere Brechungsindex  $n_+$ , für die linkszirkular polarisierte  $n_-$ . Eine Momentaufnahme der Welle zur Zeit  $t = 0$  hat dann im Medium am Ort  $z$  den elektrischen Feldvektor

$$\vec{E} = E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_+ \cdot z) + \cos(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_- \cdot z) \\ \sin(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_+ \cdot z) - \sin(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_- \cdot z) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Kennt man den funktionalen Zusammenhang  $n = n(\omega)$  des Brechungsindex und der Wellenlänge bzw. der Frequenz des Lichtes, so kann man  $n_+ = n(\omega - \omega_L)$  und  $n_- = n(\omega + \omega_L)$  berechnen und daraus die Phasenverschiebung der beiden zirkular polarisierten Wellen ermitteln. Es stellt sich heraus, dass  $\omega_L \ll \omega$  gilt (siehe Versuchsvorbereitung), sodass  $n(\omega \pm \omega_L)$  entwickelt und diese Entwicklungen nach dem ersten Glied abgebrochen werden können. Setzt man also

$$n_{\pm} = n(\omega \mp \omega_L) \approx n(\omega) \mp \frac{dn}{d\omega} \cdot \omega_L \quad (4.7)$$

in (4.6) ein, so erhält man mit  $n(\omega) = n$  für den elektrischen Feldvektor im Medium:

$$\vec{E} = E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot z + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z) + \cos(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot z - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z) \\ \sin(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot z + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z) - \sin(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot z - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z) \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.2 rechts ist diese Situation an einem Ort  $z = z_1$  dargestellt, an dem die rechtszirkular polarisierte Welle gerade ihre maximale positive Amplitude erreicht hat. Die Phasenverschiebung  $\Phi$  zur linkszirkular polarisierten Welle beträgt nach obiger Rechnung

$$\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z_1 \quad (4.9)$$

Die Polarisationssebene der linear polarisierten Welle wurde um den Winkel  $\frac{\Phi}{2}$  gedreht. Demnach entspricht die Darstellung von  $\vec{E}$  in Gleichung (4.8) der Folgenden, die man durch Anwenden einer entsprechenden Drehmatrix auf die ursprüngliche linear polarisierte Welle (Gleichung (4.5)) oder auch durch Vereinfachen von Gleichung (4.8) mit Hilfe von Additionstheoremen für Sinus und Kosinus erhält.

$$\vec{E} = 2 \cdot E_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n \cdot z\right) \cdot \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z\right) \\ \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z\right) \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

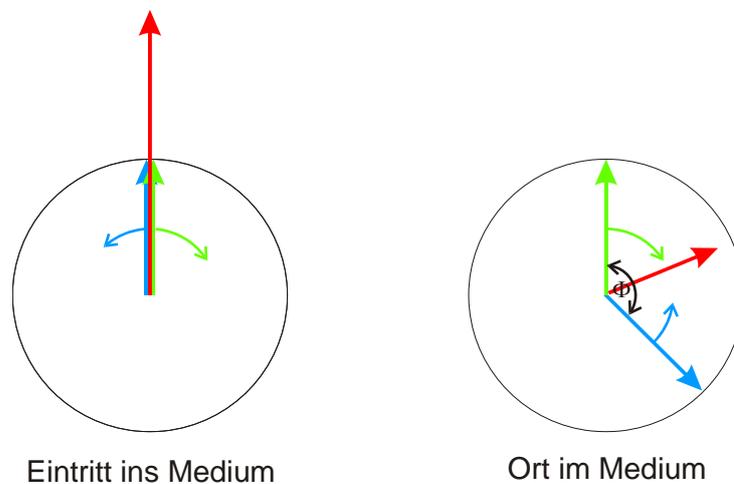


Abbildung 4.2 **Drehung der Polarisationssebene:** Beim Eintritt ins Medium steht die Schwingungsebene des rot dargestellten linear polarisierten Lichtstrahls senkrecht. Da der rechtszirkular polarisierte Strahl (grün dargestellt) einen höheren Brechungsindex hat, als der linkszirkular polarisierte Strahl (blau dargestellt), erhält man am Ort  $z = z_1$  im Medium eine Phasenverschiebung zwischen links- und rechtszirkular polarisierter Welle von  $\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot z_1$ . Die Schwingungsebene der zusammengesetzten linear polarisierten Welle ist dann um den Winkel  $\frac{\Phi}{2}$  gedreht.

Am Ende eines Mediums der Länge  $l$  erhält man mit Gleichung (4.1) also als Drehwinkel:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \omega_L \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot l = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{dn}{d\omega} \cdot l \cdot B \quad (4.11)$$

Aufgrund des durch  $\omega = \frac{2\pi c_0}{\lambda}$  gegebenen Zusammenhangs, gilt

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c_0} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (4.12)$$

Für den Drehwinkel erhält man damit folgendes:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{c_0} \cdot \frac{e}{2 \cdot m} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \cdot l \cdot B \quad (4.13)$$

Die Stärke der Drehung ist also für eine feste Wellenlänge proportional zur Länge der Probe und dem angelegten Feld.

In dem vorliegenden Versuchsaufbau kann man nicht von einem homogenen Magnetfeld auf der gesamten Probenlänge ( $l_1$  bis  $l_2$ ) ausgehen, weshalb wir als endgültige Formel für den Drehwinkel erhalten:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{c_0} \cdot \frac{e}{2 \cdot m} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \cdot \int_{l_1}^{l_2} B dl. \quad (4.14)$$

Die Proportionalitätskonstante

$$V = V(\lambda) = -\frac{\lambda}{c_0} \cdot \frac{e}{2 \cdot m} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (4.15)$$

wird nach dem französischen Physiker Marcel Émile Verdet, der die ersten exakten Messungen derselben ausgeführt hat, auch Verdet'sche Konstante genannt.

Eine exaktere Theorie des Faraday-Effektes, wie sie z.B. Dr. Max Born in seinem oben zitierten Werk<sup>19</sup> aufgestellt hat, liefert für die Verdet'sche Konstante nicht nur eine Abhängigkeit von der Wellenlänge sondern auch von der Temperatur. Deshalb sind Literaturwerte für diese Konstante immer auf eine Wellenlänge (meist 598 nm, D-Linie des Natriums) und eine Temperatur (meist Raumtemperatur) bezogen sind.

## 4.3 Anwendungen

### 4.3.1 Spezifische Elektronenladung

Nach obiger Theorie kann man mit Hilfe des Faraday-Effektes die spezifische Elektronenladung  $e/m$  aus der Verdet'schen Konstanten bestimmen. Tatsächlich erhält man aber nur für Wasserstoff gute Übereinstimmungen. Für einige Flüssigkeiten lediglich die richtige Größenordnung.

Dies liegt daran, dass die aus klassischen Überlegungen folgende Vorstellung, dass die Elektronen bei ihrer Kreisbewegung um den Atomkern eine Präzession mit der Larmor-Frequenz ausführen, sofern ein Magnetfeld angelegt wird, nicht uneingeschränkt zutrifft. Nach Erkenntnissen aus der Quantenmechanik stellen die Elektronen alleine bereits Elementarmagneten dar, die selbst im Feld präzedieren (Spin des Elektrons). Diese Präzession koppelt mit der Umlaufbewegung des Elektrons um den Kern (Spin-Bahn-Kopplung), sodass tatsächlich eine Präzession nur mit annähernd der Larmor-Frequenz stattfindet. Bei Molekülen kann man den klassischen Ansatz von sich auf Kreisbahnen bewegenden Elektronen um den Atomkern noch weniger verwenden, da eine ungestörte Kreisbewegung der Elektronen aufgrund mehrerer Atomkerne nicht möglich ist. Bei Wasserstoff trifft die klassische Überlegung der Präzession im Magnetfeld aufgrund des einfachen Atomaufbaus am ehesten zu. Deshalb stimmen der mit Hilfe des Faraday-Effekts an Wasserstoff ermittelte Wert für die spezifische Elektronenladung mit dem Tatsächlichen zu 99% überein<sup>20</sup>.

### 4.3.2 Optische Übertragung elektrischer Signale

Der Faraday-Effekt kann benutzt werden, um elektrische Signale in einem sog. Modulator in optische Signale umzuwandeln. Dabei wird das elektrische Signal in Form von Wechselspannung an eine Spule angelegt, in deren Mitte sich ein Medium befindet, das den Faraday-Effekt zeigt. Die Schwingungsebene eines linear polarisierten Laserstrahls, der dieses Medium in der Spule durchläuft, ist also am Ende um einen von der angelegten Spannung abhängigen Winkel verdreht. Dieser in seiner Schwingungsebene gedrehte Laserstrahl wird dann durch einen festgestellten Polarisator (auch Analysator genannt) geschickt, der ihn wieder linear polarisiert. Nach

---

<sup>20</sup> Dr. Max Born: „*Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 358.

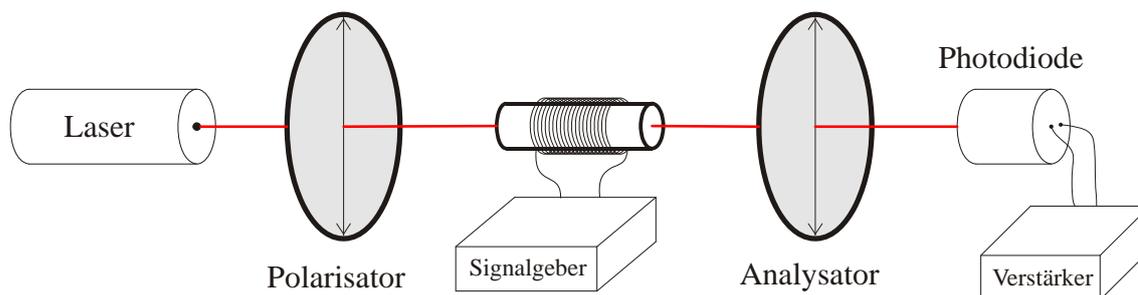
dem Malus'schen Gesetz gilt für die Intensität  $I$  des durch einen Polarisator durchtretenden linear polarisierten Lichtstrahls mit der Intensität  $I_0$ :

$$I = I_0 \cdot \cos^2(\theta) \quad (4.16)$$

wobei  $\theta$  der Winkel zwischen der Polarisationssebene des Lichtstrahls und der Durchlassrichtung des Polarisators ist.

Da die Intensität eines Lichtstrahls von der Amplitude des elektrischen und magnetischen Feldes abhängt, wird die Spannungsmodulation so in eine Amplitudenmodulation des Laserstrahls umgewandelt. Diese kann dann mit einer Photodiode wieder in ein elektrisches Signal umgewandelt werden.

Einen schematischen Aufbau, wie er z.B. an der Technischen Universität in Berlin in einem Studentenversuch benutzt wird, um Musik zu übertragen, ist in Abbildung 4.3 dargestellt.



**Abbildung 4.3 Prinzip bei der Übertragung elektrischer Signale mit Hilfe des Faraday-Effekts:** Ein in einem ersten Polarisator linear polarisierter Laserstrahl wird in der Spule durch die dort anliegende Spannung in seiner Schwingungsebene gedreht. Beim Durchlaufen des zweiten feststehenden Polarisators wird der Laserstrahl in seiner Intensität je nach Drehwinkel abgeschwächt. Aus einer Spannungsmodulation entsteht so eine Intensitätsmodulation, die von einer Photodiode wieder in elektrische Signale umgewandelt wird.

Ein Nachteil dieser Konstruktion ist, dass durch die in der Spule auftretenden Induktionsströme eine gewisse Verzögerung und Verzerrung bei der Signalübertragung auftritt.

## 5 Kerr-Effekt

Nachdem Faraday entdeckt hatte, dass Licht mit einem Magnetfeld in Wechselwirkung treten kann, suchte er nach einer Erscheinung, bei der das Licht mit einem elektrischen Feld wechselwirkt, was ihm jedoch nicht gelang. Erst acht Jahre nach seinem Tod entdeckte der schottische Physiker John Kerr schließlich, dass in bestimmten Medien linear polarisiertes Licht zu elliptisch polarisiertem wird, falls ein elektrisches Feld anliegt, das mit der Polarisationsrichtung der linear polarisierten Welle einen Winkel von  $45^\circ$  bildet. Diese in Abbildung 5.1 dargestellte Erscheinung wird nach seinem Entdecker als Kerr-Effekt bezeichnet.

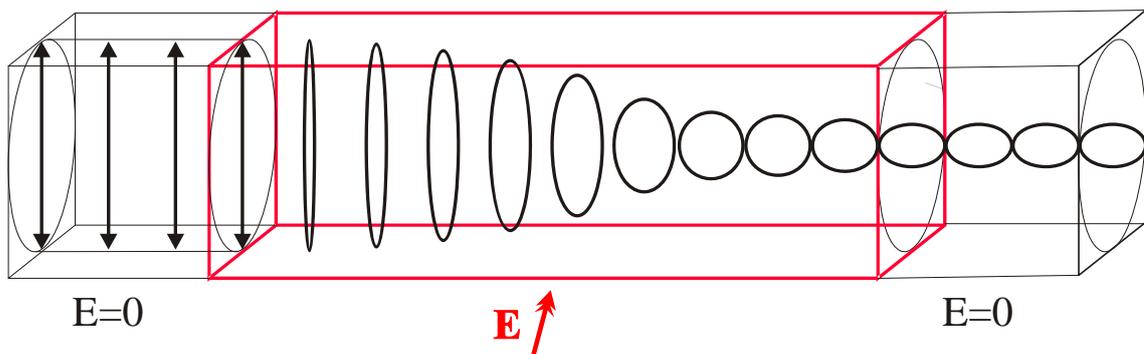


Abbildung 5.1 **Kerr-Effekt:** Im Bereich des elektrischen Feldes, das in einem Winkel von  $45^\circ$  zur Polarisationsrichtung der eingestrahnten linear polarisierten Welle anliegt, wird diese zu einer elliptisch polarisierten Welle.

Die beiden vorherigen Erscheinungen (optische Aktivität und Faraday-Effekt) können jeweils mit zirkularer Doppelbrechung, also verschiedenen Brechungsindizes für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht, erklärt werden. Experimentelle Untersuchungen ergaben, dass sich isotrope Medien nach Anlegen eines elektrischen Feldes wie einachsige Kristalle verhalten, d.h. sie werden (linear) doppelbrechend. Durch den Winkel von  $45^\circ$  zwischen elektrischem Feld und Polarisationsebene des eingestrahnten Lichtes kann man dieses als Überlagerung zweier senkrechter linear polarisierter Wellen auffassen (vgl. Abbildung 2.4, links), die sich dann im Medium mit unterschiedlicher Geschwindigkeit bewegen. Dadurch wird aus dem ursprünglich linear polarisierten Lichtstrahl ein elliptisch polarisierter (vgl. Abbildung 2.4, rechts).

## 5.1 Atomistische Deutung des Kerr-Effekts

In Kapitel 2.3.1 wurde das Auftreten von (linearer) Doppelbrechung damit erklärt, dass eine Richtung im Kristallgitter ausgezeichnet ist. Aufgrund dieser Erklärung schloss Kerr schon damals, dass das elektrische Feld eine Richtung im Medium auszeichnet und es dadurch zum oben beschriebenen Effekt kommt.

Zunächst gab es zwei Erklärungen, wie es zu der Auszeichnung einer Richtung im elektrischen Feld kommen kann, und zwar durch eine durch das Feld hervorgerufene mechanische Deformation des Kristallgitters oder durch das Ausrichten der Moleküle im elektrischen Feld. Eine mechanische Deformation würde jedoch mit einer gewissen Trägheit vonstatten gehen, sodass der Effekt bei plötzlich eingeschaltetem Feld erst allmählich auftreten würde, außerdem ist eine solche Deformation bei Gasen und Flüssigkeiten aufgrund frei beweglicher Moleküle nicht möglich. Weitere Experimente<sup>21</sup> ergaben jedoch, dass der Effekt praktisch direkt nach Einschalten des Feldes (nach ca.  $10^{-8}$  s) beobachtet werden kann und dass er bei Gasen und Flüssigkeiten ebenfalls auftritt. Aufgrund dieser Tatsachen erklärt man heute die Entstehung einer optischen Achse parallel zur Feldrichtung mit der Ausrichtung der Moleküle aufgrund des elektrischen Feldes.

Bei der in unserem Versuch benutzten Probe – ein mit Lanthan dotiertes Blei-Zirkonat-Titanat, PLZT – tritt jedoch ein zusätzlicher Effekt auf, der bei Gasen und Flüssigkeiten nicht auftreten kann. Da es sich bei der Probe um ein Ferroelektrikum handelt gibt es Bereiche in der Probe, sog. Weiß'sche Bezirke, in denen die Dipolmomente der Atome bzw. Moleküle parallel ausgerichtet sind, obwohl kein äußeres Feld anliegt. Durch das Anlegen eines äußeren Feldes können die Grenzen dieser Bezirke verschoben werden, was eine langsame Änderung des optischen Verhaltens zur Folge hat. Bis sich die Grenzen der weißschen Bezirke neu eingerichtet haben können bis zu 25 Minuten vergehen. Bei der Beobachtung des Kerr-Effektes muss dieser Effekt vernachlässigt werden und die Messung daher ohne Wartezeiten erfolgen<sup>22</sup>.

---

<sup>21</sup>M. Born: „*Optik. Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1965, S. 370.

<sup>22</sup>H. Ofer, ...: „*Experiments on electro-optic effects with a ceramic dielectric*“, Universität Kaiserslautern, 1985, *European Journal of Physics* **6**, S. 249-256.

Im Folgenden soll mit  $\mathcal{E}$  das von außen angelegte elektrische Feld bezeichnet werden und mit  $\vec{E}$  das elektrische Feld der betrachteten Lichtwelle. Der Unterschied zwischen dem Brechungsindex  $n_{\perp}$  für eine senkrecht zu  $\mathcal{E}$  schwingende linear polarisierte Welle und  $n_{\parallel}$  für eine dazu parallel schwingende kann man wie folgt entwickeln:

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = B_1 \cdot \mathcal{E} + B_2 \cdot \mathcal{E}^2 + B_3 \cdot \mathcal{E}^3 + \dots \quad (5.1)$$

Da es in einem isotropen Medium keine Effekte geben kann, die auf das Umpolen des Feldes reagieren, verschwinden alle ungeraden Potenzen von  $\mathcal{E}$  in Gleichung (5.1). Weiter stellte sich experimentell heraus, dass die Glieder höherer Ordnung im Vergleich zu  $B_2$  vernachlässigt werden können, sodass gilt<sup>23</sup>:

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = B_2 \cdot \mathcal{E}^2 \quad (5.2)$$

Die Kerr-Konstante  $K$  ist nun definiert durch

$$K := \frac{B_2}{\lambda}, \quad (5.3)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des verwendeten Lichtes ist. Man beachte, dass  $K$  im Allgemeinen immer noch von der Wellenlänge und auch von der Temperatur abhängt. Eine Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit, basierend auf unterschiedlichen Theorien hat Karl F. Herzfeld u. A. durchgeführt<sup>24</sup>. Die Temperaturabhängigkeit kann man experimentell nutzen, um Aussagen über den Molekülbau der Probe zu machen (Genauerer siehe Kapitel 5.3.1).

Erwähnt sei noch, dass auch bei optisch einachsigen Kristallen ein elektrisches Feld eine Orientierung der Moleküle hervorruft, sodass eine weitere ausgezeichnete Richtung entsteht. In einachsigen Kristallen spielt aber die Richtung des elektrischen Feldes eine Rolle, sodass sich bei diesem sog. Pockels-Effekt ein linearer Zusammenhang zwischen  $\Delta n$  und  $\mathcal{E}$  ergibt<sup>23</sup>.

---

<sup>23</sup> S. Lipson, H. Lipson, D. Tannhauser: „Optik“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997, S. 141ff.

<sup>24</sup> Karl F. Herzfeld: „zur Theorie des Kerr- und Faradayeffektes“, Annalen der Physik, Vol. 374, Issue 21, 1922, S. 369 – 384.

## 5.2 Experimentelle Ermittlung der Kerr-Konstanten

Wie oben erwähnt, deutet man die in einem Winkel von  $45^\circ$  zum elektrischen Feld auf die Probe eingestrahlte Welle als Überlagerung zweier senkrecht stehender linear polarisierter Wellen, die in Phase schwingen. Hat die eingestrahlte Welle ein elektrisches Feld der maximalen Feldstärke  $E_0$ , so ergibt sich deren Intensität als  $I_0 = c_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_0^2$ , wobei  $c_0$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante ist. In einem Koordinatensystem, dessen x-Achse parallel zum äußeren elektrischen Feld  $\mathcal{E}$  verläuft, lässt sich der elektrische Feldvektor  $\vec{E}$  der Lichtwelle beschreiben durch:

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z) \\ \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z) \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Tritt der Lichtstrahl bei  $z = 0$  in die Probe der Länge  $l$  ein, gilt am Ende der Probe:

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l) \\ \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\perp} \cdot l) \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Mit (5.2) und (5.3) folgt:

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_0 \cdot \begin{pmatrix} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l) \\ \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l - 2\pi \cdot K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2) \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

Es tritt also eine Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  auf, mit

$$\Delta\varphi = 2 \cdot \pi \cdot K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2. \quad (5.7)$$

Die Intensität, die noch übrig bleibt, nachdem dieser Lichtstrahl einen parallel zur Polarisationssebene des eingestrahlten Lichtes aufgestellten Polarisator durchlaufen hat, ist ohne Berücksichtigung eventueller Verluste demnach:

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2} \cdot c_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_0^2 \cdot \left[ \cos^2(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l - 2\pi \cdot K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2) + \cos^2(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l) \right]_{\max} \quad (5.8)$$

Zum Bestimmen des Maximums der eckigen Klammer betrachten wir die Funktion

$$f(t) = \cos^2(\omega t - a) + \cos^2(\omega t - b)$$

Diese wird maximal, wenn gilt<sup>25</sup>:

$$\dot{f}(t) = -2 \cdot [\sin(\omega t - a) \cdot \cos(\omega t - a) + \sin(\omega t - b) \cdot \cos(\omega t - b)] = 0$$

$$\Leftrightarrow \sin(2\omega t - 2a) = -\sin(2\omega t - 2b) = \sin(2b - 2\omega t)$$

$$\Leftrightarrow 2\omega t - 2a = 2b - 2\omega t$$

$$\Leftrightarrow \omega t = \frac{a+b}{2}$$

Das Maximum beträgt somit<sup>25</sup>

$$f(t)_{\max} = \cos^2\left(\frac{a-b}{2}\right) + \cos^2\left(\frac{b-a}{2}\right) = 2 \cos^2\left(\frac{a-b}{2}\right).$$

Mit  $a = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l + 2\pi \cdot K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2$  und  $b = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\parallel} \cdot l$  ergibt sich für die Intensität aus (5.8):

$$I_{\parallel} = c_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_0^2 \cdot \cos^2(\pi \cdot K \cdot l \cdot \mathcal{E}^2) = I_0 \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (5.9)$$

Die Intensität nach Durchlaufen eines senkrecht zur ursprünglichen Polarisationssebene stehenden Polarisators ist demnach:

$$I_{\perp} = I_0 \cdot \left[1 - \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)\right] = I_0 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad (5.10)$$

Das elektrische Feld in der Kerr-Zelle bei angelegter Spannung  $U$  berechnet sich unter den Annahmen, dass es homogen ist und die Elektroden einen Abstand von  $d$  haben mit der Beziehung

$$\mathcal{E} = \frac{U}{d} \quad (5.11)$$

---

<sup>25</sup>Dabei wurden die bekannten Additionstheoreme  $\sin(x+y) = \sin(x)\cos(y) + \sin(y)\cos(x)$  und  $\cos(x+y) = \cos(x)\cos(y) - \sin(x)\sin(y)$  mit  $x=y$  und Symmetrieeigenschaften von  $\cos(\cdot)$  und  $\sin(\cdot)$  verwendet. Siehe z.B. O. Forster: „Analysis I“, Vieweg-Verlag, 2004

Insgesamt erhält man aus (5.7) und den letzten beiden Gleichungen den folgenden Zusammenhang zwischen der Spannung  $U$  und der Lichtintensität  $I_{\perp}$ :

$$U^2 = \frac{d^2}{\pi \cdot K \cdot l} \cdot \arcsin \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_0}} \quad (5.12)$$

Die Spannung  $U_{\frac{1}{2}}$ , bei der sich nach durchlaufen der Kerr-Zelle eine linear polarisierte Welle ergibt, deren Schwingungsebene um  $90^\circ$  gedreht ist, heißt – aufgrund der dann vorliegenden Phasenverschiebung von  $\frac{\lambda}{2}$  – Halbwellenspannung.

## 5.3 Anwendungen

### 5.3.1 Eigenschaften von Molekülen

Der Kerr-Effekt kann nur an isotropen Medien beobachtet werden, deren Moleküle sich im elektrischen Feld ausrichten können. Es sind dies Moleküle mit einem Dipolmoment, d.h. dass die Schwerpunkte von negativer und positiver Ladung nicht zusammen fallen, oder es sind Moleküle, die in verschiedenen Richtungen unterschiedlich stark polarisierbar sind. Im Falle eines Moleküls, das beide Eigenschaften hat, kann man sich die Kerr-Konstante aus zwei Bestandteilen denken:  $K_D$  für den Teil des Effektes, der durch das Dipolmoment verursacht wird und  $K_A$  für den Teil, der durch die Anisotropie der Polarisierbarkeit verursacht wird:

$$K = K_D + K_A \quad (5.13)$$

Es stellt sich heraus, dass der erste Teil mit der zweiten Potenz der Temperatur, der zweite mit der ersten Potenz der Temperatur abnimmt. Aus zwei Messungen der Kerr-Konstanten bei verschiedenen Temperaturen lassen sich so beide Anteile separat berechnen. Dies bietet eine Möglichkeit, Aussagen über den Molekülbau, genauer über das Dipolmoment und die Anisotropie der Polarisierbarkeit der Moleküle zu machen. Eine Reihe von Veröffentlichungen zu diesem Thema, mit einleitendem Theorieteil und ausführlichen experimentellen Befunden stammt von H.A. Stuart<sup>26</sup> aus dem Jahre 1929.

---

<sup>26</sup> H.A. Stuart: „Kerreffekt und Molekülbau“ Zeitschrift für Physik, Vol. 55, N. 5-6, S. 358-370 und „Über den Kerreffekt an Gasen und Dämpfen I und II“ Zeitschrift für Physik, Vol. 59, N. 1-2, S. 13-34 und Vol. 63, N. 7-8, S. 533-557.

### 5.3.2 Optische Übertragung elektrischer Signale, Messung der Lichtgeschwindigkeit

In Kapitel 4.3.2 wurde die Möglichkeit der Übertragung elektrischer Signale durch Modulation der Lichtintensität mit Hilfe des Faraday-Effektes beschrieben und angedeutet, dass die Signale aufgrund der Induktionsspannungen in der Spule eine gewisse Verzögerung und/oder Verzerrung aufweisen. Wie in 5.1 erwähnt, arbeitet eine Kerr-Zelle praktisch trägheitsfrei, sodass eine Modulation der Lichtintensität durch eine solche diesen Nachteil nicht aufweist. Man kann also den schematischen Aufbau in Abbildung 4.3 unter Benutzung einer Kerr-Zelle anstatt einer Spule verwenden, um elektrische Signale in optische umzuwandeln und so zu übertragen. Der deutsche Physiker und Professor August Karolus beschäftigte sich hierzu in den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts mit verschiedenen Bauarten und Baustoffen für Kerr-Zellen<sup>27</sup>. Er war es auch, der im Jahre 1928 einen schon länger bekannten Vorschlag zur Messung der Lichtgeschwindigkeit mit Hilfe einer Kerr-Zelle umsetzte<sup>28</sup>.

Rückblick: Im Jahre 1849 maß der französische Physiker Armand-Hippolyte-Louis Fizeau die Lichtgeschwindigkeit mit der sog. Zahnradmethode. Er ließ einen Lichtstrahl durch einen Zahnradzwischenraum auf einen entfernten Spiegel fallen, der den Lichtstrahl wieder genau auf diesen Zwischenraum zurück warf. Versetzte er nun das Zahnrad in Drehung, konnte der Lichtstrahl aufgrund seiner endlichen Geschwindigkeit nicht mehr durch den ursprünglichen Zwischenraum treten, da sich dieser von seiner ursprünglichen Position weg gedreht hatte. Fizeau bestimmte nun bei vorgegebenem Abstand von Zahnrad und Spiegel die Frequenz des Zahnrades, bei der der Lichtstrahl durch eine der nächsten Lücken im Zahnrad durchtreten konnte und errechnete daraus die Lichtgeschwindigkeit. Die Entfernung im damaligen Experiment war ca. 8,6km (zwischen zwei Bergen), das Zahnrad hatte 720 Zähne und drehte sich mit einer Frequenz von etwa 24 Hz, woraus sich die Lichtgeschwindigkeit zu  $c_0 = 315300 \text{ km/s}$  ergab, was mehr als 5% über dem exakten Wert liegt. Dieser Fehler lag an der großen Entfernung zwischen zwei Bergen, die nicht exakt bestimmt werden konnte, sowie der Ungenauigkeit bei der Messung der Drehfrequenz des Zahnrades<sup>29</sup>.

---

<sup>27</sup>A. Karolus, J. Helmberger: „*Untersuchungen von Kerrzellen im Hinblick auf ihren Einsatz zur Modulation kohärenten Lichtes*“, Verlag der Bayr. Akademie der Wissenschaften, München 1969.

<sup>28</sup>A. Karolus, O. Mittelstaedt: „*Die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit unter Verwendung des elektrooptischen Kerr-Effektes*.“ Physikalische Zeitschrift XXIX, 1928, S. 698 - 702

<sup>29</sup>W. Demtröder: „*Experimentalphysik II, Elektrizität und Optik*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, S. 201.

Dieses Experiment nutzten nun August Karolus und dessen Mitarbeiter Otto Mittelstaedt an der Universität Leipzig, um mit Hilfe der Kerr-Zelle eine exaktere Messung der Lichtgeschwindigkeit vorzunehmen<sup>28</sup>. Sie ersetzten zur Lichtunterbrechung das von Fizeau verwendete Zahnrad durch eine an einer Wechselspannung anliegenden Kerr-Zelle mit vor- und nachgeschaltetem Polarisator. Die Unterbrecherfrequenz konnte wegen der Trägheitslosigkeit der Kerr-Zelle so um das 600-fache auf etwa  $10^7 \text{ Hz}$  gesteigert und exakt bestimmt werden. Der Lichtweg verkürzte sich auf eine bequem messbare Strecke von etwa  $15 \text{ m}$ . Für den genauen Versuchsaufbau und die Messmethoden sei auf die angegebene Literatur verwiesen. Mittelstaedt ermittelte durch 755 Messungen auf dem ca.  $40 \text{ m}$  langen Institutskorridor eine Lichtgeschwindigkeit von  $299778 \text{ km/s} \pm 20 \text{ km/s}$ . Der exakte Wert liegt in der von ihm angegebenen Fehlerschranke und weicht um weniger als  $0,05\%$  vom gemessenen ab.

Erwähnt sei noch, dass die wissenschaftliche Arbeit von Herrn Karolus bzgl. des Kerr- und anderer optischer Effekte in den Jahren 1923 bis 1930 maßgebend für Fortschritte in der Entwicklung des Fernsehens in Deutschland war<sup>30</sup>.

---

<sup>30</sup>H. Karolus: „August Karolus – Die Anfänge des Fernsehens in Deutschland in Briefen, Dokumenten und Veröffentlichungen mit der Telefunken GmbH“, VDE-Verlag Berlin, 1984.

## 6 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.1 dargestellt: Das von einer Halogenlampe (1) ausgesandte Licht passiert zunächst verschiedene Farb- und Wärmefilter (2), bevor es in einem ersten Polarisator (3) linear polarisiert wird. Nachdem es eine Lochblende (4) passiert hat, durchstrahlt es die zu untersuchende Probe (Halterung 5) und wird schließlich mit Hilfe eines zweiten Polarisators (6), einer Linse (7) und einer Photodiode (8) mit angeschlossenem Digitalmultimeter untersucht. Nicht abgebildet sind zwei schwarze Röhren zum Abschirmen des Umgebungslichtes, die zwischen dem zweiten Polarisator und der Linse, sowie vor der Photodiode eingebaut werden.

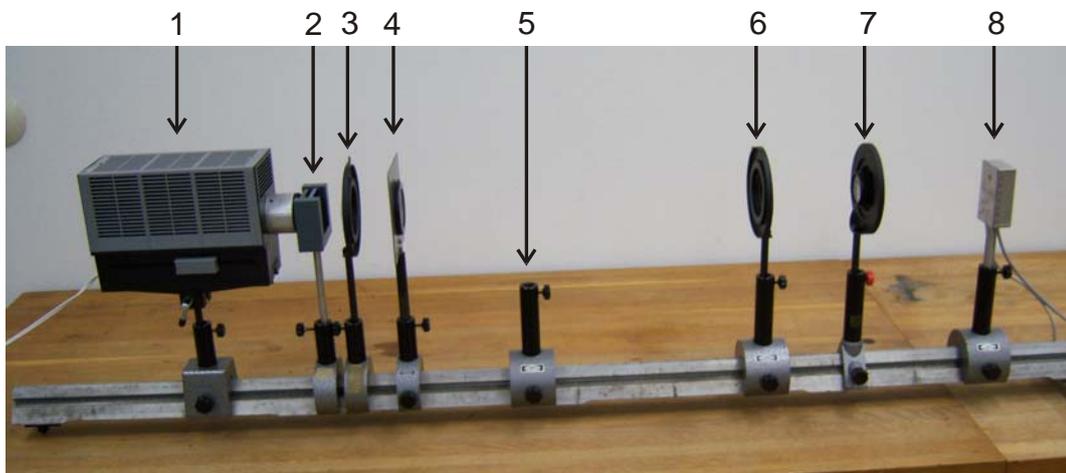


Abbildung 6.1 **Versuchsaufbau:** Das von einer Halogenlampe (1) ausgesandte Licht passiert zunächst einige optische Elemente (2-4), bevor es durch die verschiedenen Proben (Halterung 5) hindurch tritt und mit Hilfe von Analysator (6), Linse (7) und Photodiode (8) untersucht wird.

Um die verschiedenen Effekte zu beobachten, können die folgenden Apparaturen in den Strahlengang eingebracht werden:

1. *Halterung mit Küvette* (siehe Abbildung 6.2, links):

In die Küvette, die 10cm lang ist, können zur Untersuchung der optischen Aktivität und der Mutarotation verschiedene Zuckerlösungen eingefüllt werden.

2. *Spule mit durchbohrten Polschuhen* (siehe Abbildung 6.2, rechts):

In den Zwischenraum der beiden Polschuhe können eine Flintglasprobe oder eine mit Bromnaphthalin gefüllte Küvette zur Untersuchung des Faraday-Effektes eingebaut werden.

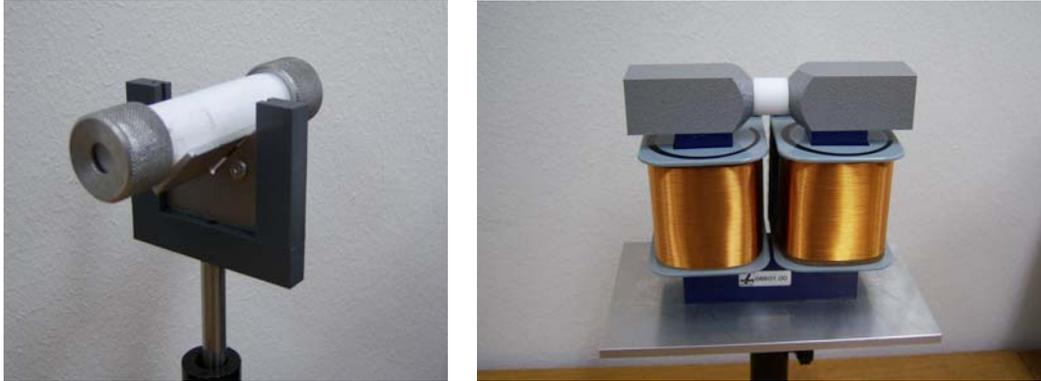


Abbildung 6.2 Links: **Küvette** zur Untersuchung der optischen Aktivität und der Mutarotation. Rechts: **Spulen mit durchbohrten Polschuhen** zur Untersuchung des Faraday-Effektes an einer Flintglasprobe bzw. an Bromnaphthalin.

### 3. Kerr-Zelle (siehe Abbildung 6.3):

Zur Beobachtung des Kerr-Effektes wird eine geschlossene Zelle mit dem in Abbildung 6.3 links dargestellten Aufbau verwendet. In der Mitte befindet sich eine mit Lanthan dotierte Blei-Zirkonat-Titanat Keramik (6), die zwischen zwei Schutzglasscheiben (5) eingebaut ist. Links und rechts befinden sich die Elektroden (4), die mit Kanadabalsam als Kitt an dem aktiven Element angrenzen. Die Leitungen (3) sind an der Stirnseite der Elektroden befestigt und in der äußeren Plastikhülle (1) in einer BNC-Buchse zusammengeführt. Dazwischen befindet sich eine Isolierschicht (2). In Abbildung 6.3 ist rechts ein Foto der Zelle abgebildet. Laut Hersteller hat die Probe eine Dicke von 1,4mm und eine Länge von 1,5mm<sup>31</sup>.

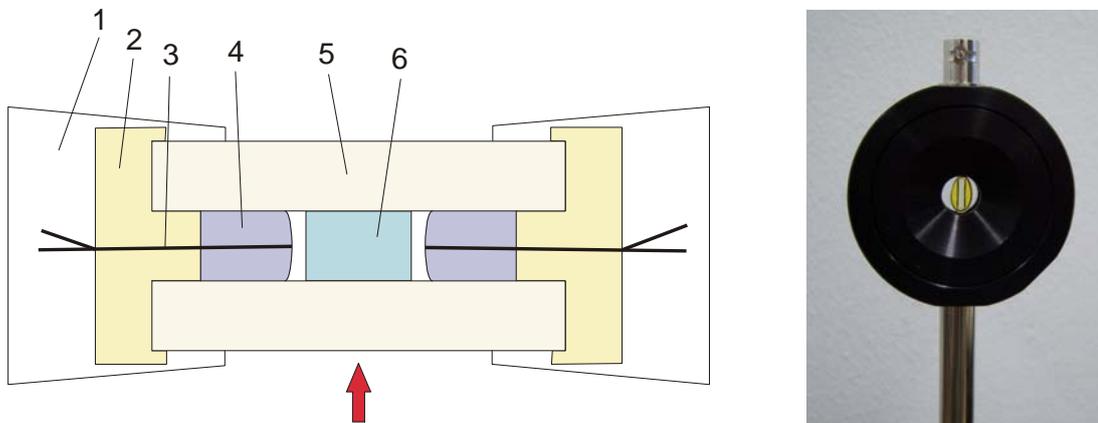


Abbildung 6.3 **Kerr-Zelle**: Links: schematischer Aufbau von oben gesehen: In der Mitte befindet sich das aktive Element (6), das von zwei Schutzglasscheiben (5) nach außen abgeschottet ist. Links und rechts befindet sich ein optischer Kitt (Kanadabalsam) und die Elektroden (4) zum Erzeugen des elektrischen Feldes. Die Leitungen (3) sind an der Stirnseite der Elektroden befestigt und in der äußeren Plastikhülle (1) in einer BNC-Buchse zusammengeführt. Dazwischen befindet sich eine Isolierschicht (2). Der rote Pfeil deutet die Einstrahlrichtung des linear polarisierten Lichtes an. Rechts: Fotografie der Zelle.

<sup>31</sup> Versuchsbeschreibung der Firma *Phywe* zum Kerr-Effekt.

## 7 Versuchsdurchführung

*Hinweis:* Die Spulen erwärmen sich während des Versuchs auf über 40°C. Um systematische Messfehler zu vermeiden, sollten Sie den Versuch in der angegebenen Reihenfolge durchführen, damit sich die Spulen zwischendurch wieder abkühlen können.

### 7.1 Vorbereitung

Lesen Sie zur Vorbereitung auf den Versuch den obigen Theorieteil sorgfältig durch und bearbeiten Sie die folgenden Fragen bzw. Aufgaben.

1. Skizzieren Sie den Aufbau eines Halbschattenpolarimeters und erklären Sie kurz dessen Funktionsweise.
2. Polarisation durch dichroitische Folie (siehe Kapitel 2.3.2):
  - a) Weshalb darf bei dem im Modell zum Dichroismus verwendeten Gitter der Gitterabstand nicht in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes liegen?
  - b) Warum funktioniert die Polarisationsfolie nicht für sehr große und nicht für sehr kleine Wellenlängen?
  - c) Warum werden Wärmeschutzgläser benötigt?
  - d) Warum wird auch das Magnetfeld der elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch die dichroitische Folie absorbiert?
3. Zum Vermessen des Magnetfeldes wird eine Hall-Sonde benutzt. Wie funktioniert eine solche? Wie muss die Sonde bzgl. des Magnetfeldes platziert werden und was passiert beim Verkippen der Sonde (Messfehler)?
4. Schätzen Sie die Frequenz der Lichtwelle sowie die Larmor-Frequenz ab und rechtfertigen Sie die in Gleichung (4.7) vorgenommene Entwicklung. Das Magnetfeld erreicht in den verwendeten Spulen eine Stärke von maximal ca.  $0,25T$ .
5. Leiten Sie das Malus'sche Gesetz ab (vgl. Kapitel 4.3.2, Gleichung (4.16)).
6. Wie kann man die Halbwellenspannung aus der Kerr-Konstanten und der Geometrie der Kerr-Zelle berechnen? Beachte: Die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  entspricht nicht dem Drehwinkel  $\frac{\Phi}{2}$  der Polarisationssebene.

## 7.2 Vermessen des Magnetfeldes

Während diesem Versuch soll unter anderem für verschiedene Magnetfeldstärken und Wellenlängen jeweils die Drehung der Polarisationssebene gemessen werden. Aus diesen Daten soll die Wellenlängenabhängigkeit der Verdet'schen Konstanten ermittelt werden. Dazu wird zunächst das Magnetfeld zwischen den Polschuhen vermessen. Wie oben erwähnt, ist das Feld über die Länge der Probe nicht konstant, weshalb es in Abhängigkeit vom Ort in der Spule gemessen und dann aufintegriert werden muss.

Vermessen Sie das Feld mit Hilfe der Hall-Sonde (Abbildung 7.1) auf einer Länge von ca. 34mm (von kurz vor dem Beginn des Probenraumes bis kurz hinter das Ende) in Schritten von 2mm für die Stromstärken 4A, 3A, 2A und 1A. Benutzen Sie für eine ausreichende Genauigkeit zum Einstellen der Stromstärke ein Digitalmultimeter. Tragen

Sie das Feld gegen die Länge auf und berechnen Sie jeweils  $\int_{l_1}^{l_2} Bdl$  in der Mitte der

Polschuhe über die Probenlänge (30mm für die Glasprobe, 28mm für die Küvette). Da man nicht sieht, wie tief sich die Hall-Sonde in ihrer Halterung befindet, dürfen Sie davon ausgehen, dass die Probe mittig zwischen den Polschuhen sitzt, d.h. an den Orten größter Feldstärke.



Abbildung 7.1 **Hall-Sonde:** Diese Hall-Sonde wird bei der Versuchsdurchführung benutzt, um das Magnetfeld zwischen den beiden Polschuhen zu vermessen.

Hinweis: Justieren Sie die Hall-Sonde so, dass Sie die Längenskala auf der optischen Bank zum Ablesen benutzen können.

**Achtung:** Die hier verwendeten Spulen sind nur für einen Dauerbetrieb bei einer Stromstärke von 2A ausgelegt. Die Stromstärken über 2A dürfen daher nur zum Vermessen des Feldes und nicht länger als 20 Minuten angelegt werden. Um die Spulen nicht zu beschädigen darf die Stromstärke 4A nicht überschreiten.

### 7.3 Justage auf der optischen Bank

Um bestmögliche Messergebnisse zu erhalten, muss die Justage der verschiedenen optischen Geräte auf der optischen Bank äußerst präzise erfolgen. Befolgen Sie dazu den folgenden Plan:

1. Räumen Sie alle optischen Geräte bis auf die Lampe von der optischen Bank.
2. Schalten Sie die Lampe ein und montieren Sie die Halterung für die Farbfilter und das Wärmeschutzglas direkt hinter der Lampe.
3. Montieren Sie den ersten Polarisationsfilter und die Blende direkt dahinter. Achten Sie dabei darauf, dass beide mittig von der Lampe angestrahlt werden. Notfalls muss die Einstellung der Lampe an deren Seite verstellt werden.
4. In der Lampe befindet sich eine Sammellinse. Die Proben sollen später so platziert sein, dass Licht möglichst großer Intensität durch sie hindurch tritt. Platzieren Sie sie dazu so, dass das Bild der Glühwendel in der Mitte der Proben scharf zu sehen ist. Es ist darauf zu achten, dass sich die Probe mittig im Strahlengang befindet.
5. Platzieren Sie den zweiten Polarisator und die Linse hinter dem Probentisch so, dass ein möglichst kleiner Lichtpunkt in der Brennweite der Linse ( $f = 15\text{mm}$ ) entsteht.
6. Stellen sie die Photodiode so auf, dass der Lichtpunkt genau auf die aktive Fläche fällt. Sie können den Deckel des Kastens dazu abnehmen und nach der Justage wieder aufsetzen.

*Hinweis: Platzieren Sie zunächst nur den Probenhalter im Strahlengang und richten Sie ihn aus. Legen Sie erst dann die Probe (bzw. Küvette) hinein und stellen sie die Höhe richtig ein. Benutzen Sie ein weißes Blatt Papier, um den Strahlengang sichtbar zu machen. Die Probe steht dann mittig im Strahlengang, wenn hinter der Probe unabhängig von der Einstellung der Blende ein gleichmäßig ausgeleuchteter Kreis entsteht.*

## 7.4 Optische Aktivität

Ziele dieses Versuchteils sind:

- Ermitteln der spezifischen Drehwinkel von Zucker bei verschiedenen Wellenlängen (rot:  $625\text{nm}$ , gelb:  $580\text{nm}$ , grün:  $525\text{nm}$ , blau-grün:  $505\text{nm}$ , blau:  $435\text{nm}$ ).
- Ermitteln der Zuckerkonzentration verschiedener Zitronenlimonaden mit Hilfe der ermittelten spezifischen Drehwinkel.
- Beobachten der Mutarotation von Traubenzucker.

### Ermitteln der Drehwinkel:

Zum Ermitteln der Drehwinkel des linear polarisierten Lichtes wird mit Hilfe der Photodiode der zweite Polarisator so weit gedreht, bis hinter ihm ein Intensitätsminimum beobachtet werden kann. Führen Sie vor dem Vermessen der Proben eine Leermessung mit einer mit Wasser gefüllten Küvette durch, sodass Drehungen der Polarisationssebene, die durch den optischen Aufbau entstehen, herausgerechnet werden können. Nehmen Sie diese Leermessung als Referenz zum Ermitteln der Drehwinkel. Der erste Polarisator darf also nach der Leermessung nicht mehr verstellt werden.

### Ermitteln der spezifischen Drehwinkel:

Stellen Sie mit Hilfe der Waage und den Messbechern Zuckerlösungen mit vier verschiedenen Konzentrationen (z.B.  $0,05 \frac{\text{g}}{\text{ml}}$ ,  $0,1 \frac{\text{g}}{\text{ml}}$ ,  $0,15 \frac{\text{g}}{\text{ml}}$  und  $0,2 \frac{\text{g}}{\text{ml}}$ ) her und ermitteln Sie jeweils die Drehwinkel für die verschiedenen Wellenlängen. Tragen Sie diese gegen die Konzentration der Proben auf und ermitteln sie jeweils  $\alpha_s$  (Gleichung (3.2), wobei für die verwendete Küvette eine Länge von  $d = 10\text{cm}$  einzusetzen ist).

### Vermessen der Zitronenlimonaden:

Entfernen Sie ggf. die Kohlensäure aus den drei Zitronenlimonaden und messen Sie die Drehwinkel für die verschiedenen Wellenlängen. Ermitteln Sie daraus und aus den zuvor erstellten Eichkurven die Zuckerkonzentration. Vergleichen Sie mit den Angaben auf dem Etikett und diskutieren Sie mögliche Fehler.

### Beobachten der Mutarotation von Traubenzucker:

Stellen Sie mit Hilfe der Waage und der Messbecher eine 20% -ige Traubenzuckerlösung her und ermitteln Sie in Zeitabständen von etwa 5 Minuten über einen Zeitraum von mindestens einer Stunde jeweils den Drehwinkel der Lösung für die verschiedenen Wellenlängen. Vermessen Sie nach dem nächsten Versuchteil die Drehwinkel erneut (Zeit beachten). Die Drehwinkel fallen dabei exponentiell ab. Fitten sie die Messwerte mit einer entsprechenden Funktion und interpretieren Sie die auftretenden Parameter. Diskutieren Sie eventuelle Fehler.

## 7.5 Faraday-Effekt

Bei den hier verwendeten Proben kann man im sichtbaren Wellenlängenbereich annehmen, dass für den Brechungsindex gilt<sup>32 33</sup>:

$$n(\lambda) = K \cdot \lambda^{-2} + a \quad (7.1)$$

wobei  $K$  und  $a$  positive Materialkonstanten sind. Daraus ergibt sich dann für die Wellenlängenabhängigkeit der Verdet'schen Konstanten nach Gleichung (4.15):

$$V(\lambda) = C \cdot \lambda^{-2}, \quad (7.2)$$

mit einer weiteren Konstanten  $C$ .

Ziel dieses Versuchsteils ist es, für Flintglas und Bromnaphthalin den Zusammenhang der Verdet'schen Konstanten und der Wellenlänge nach Gleichung (7.2) nachzuvollziehen. Gehen Sie dazu wie folgt vor:

- Messen Sie für die verschiedenen Farbfilter, die in 7.2 vermessenen Magnetfelder bzw. Stromstärken und die beiden zur Verfügung stehenden Proben jeweils die Drehwinkel der Polarisationssebene. Führen Sie die Messung zur Verbesserung der Genauigkeit auch mit umgepoltem Feld durch.
- Bestimmen Sie aus den Messungen für die verschiedenen Wellenlängen jeweils die Verdet'sche Konstante und aus diesen dann die Konstante  $C$  für beide Proben.
- Vergleichen Sie für die Glasprobe mit dem Literaturwert  $C = 609 \pm 12 \frac{\text{°}\cdot\mu\text{m}^2}{\text{m}\cdot\text{T}} = (6,09 \pm 0,12) \cdot 10^{-10} \frac{\text{°}\cdot\text{m}}{\text{T}}$  und führen Sie eine kurze Fehlerdiskussion durch<sup>32</sup>.

***Achtung: Die hier verwendeten Spulen sind nur für einen Dauerbetrieb bei einer Stromstärke von 2A ausgelegt. Die Stromstärken über 2A dürfen daher nur zum Vermessen der Drehwinkel und nicht länger als 20 Minuten angelegt werden. Um die Spulen nicht zu beschädigen darf die Stromstärke 4A nicht überschreiten.***

---

<sup>32</sup> Versuchsbeschreibung der Firma Phywe zum Faraday-Effekt.

<sup>33</sup> J. Bartels, ...: „Landolt-Börnstein“ Band II, Teil 8, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1962, S. 5-644.

## 7.6 Kerr-Effekt

In diesem Versuchteil soll der Zusammenhang zwischen der an der Kerr-Zelle angelegten Spannung und der Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl, sowie die Kerr-Konstante des PLZT für verschiedene Wellenlängen ermittelt werden.

Schließen Sie dazu die Blende so weit wie möglich und montieren Sie die Kerr-Zelle im Strahlengang so, dass so viel Licht wie möglich durch die Probe fällt. Stellen Sie die beiden Polarisatoren in paralleler oder gekreuzter Stellung so, dass die Polarisations Ebene des linear polarisierten Lichts unter einem Winkel von  $45^\circ$  zum elektrischen Feld steht.

Messen Sie die Intensität hinter dem Analysator für Spannungen bis 500V in Schritten von 50V und weiter bis 1100V in Schritten von 25V jeweils für die vier verschiedenen Farbfilter größter Wellenlänge. Eine Messung bei  $435\text{nm}$  ist aufgrund der geschlossenen Blende und dementsprechenden geringen Intensität nicht möglich. Bestimmen Sie aus den gemessenen Intensitäten jeweils die Phasenverschiebung (Gleichung (5.9) bei parallelen bzw. Gleichung (5.10) bei gekreuzten Polarisatoren) von ordentlichem und außerordentlichem Strahl und tragen Sie diese gegen das Quadrat der angelegten Spannung auf. Ermitteln Sie mit der Beziehung (5.12) durch einen geeigneten Fit der Kurve die Kerr-Konstanten für die verschiedenen Wellenlängen und stellen Sie den Zusammenhang zwischen  $K$  und  $\lambda$  graphisch dar.

Ermitteln Sie die Halbwellenspannung aus der Kerr-Konstanten und den Abmessungen der Probe (Probenlänge: 1,5mm, Probendicke; 1,4mm, vgl. Vorbereitungsfrage 6) und vergleichen Sie mit dem tatsächlich gemessenen Wert.

Theoretisch ist bei einer Wellenlänge von  $625\text{nm}$  ein Wert von  $K = 5,3 \cdot 10^{-9} \frac{\text{m}}{\text{V}^2}$  zu erwarten<sup>22</sup>. Die Herstellerfirma hat bei ihren Messungen einen Wert von  $K = 2,7 \cdot 10^{-9} \frac{\text{m}}{\text{V}^2}$  ermittelt, ohne jedoch auf den Unterschied einzugehen<sup>31</sup>. Führen Sie eine kurze Fehlerdiskussion durch. Beachten Sie dazu vor allem die Annahme eines homogenen Feldes, die in Kapitel 5.2 gemacht wurde und die auf Seite 31 im letzten Abschnitt erwähnte Änderung der optischen Eigenschaften der Probe. Versuchen Sie die Diskrepanz zwischen den beiden Werten und dem von Ihnen ermittelten zu erklären.

***Achtung: Um die Kerr-Zelle nicht zu beschädigen darf die angelegte Spannung 1100V nicht überschreiten.***

## 8 Anhang

### 8.1 Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 2.1 Elastische Transversalwelle</i> .....	5
<i>Abbildung 2.2 Elastische Longitudinalwelle</i> .....	5
<i>Abbildung 2.3 Polarisierte Transversalwellen</i> .....	6
<i>Abbildung 2.4 Überlagerungen linear polarisierter Wellen</i> .....	8
<i>Abbildung 2.5 Überlagerung zirkular polarisierter Wellen</i> .....	9
<i>Abbildung 2.6 Rhomboeder</i> .....	11
<i>Abbildung 2.7 Unterscheidung von optisch negativen und optisch positiven Medien</i> .....	12
<i>Abbildung 2.8 Konstruktion der Wellenfronten</i> .....	13
<i>Abbildung 2.9 Nicol'sches Prisma</i> .....	14
<i>Abbildung 3.1 Optische Aktivität</i> .....	16
<i>Abbildung 3.2 Chirales Molekül</i> .....	17
<i>Abbildung 3.3 Drehung der Polarisationssebene</i> .....	19
<i>Abbildung 3.4 Saccharose</i> .....	20
<i>Abbildung 3.5 Glucose</i> .....	21
<i>Abbildung 4.1 Faraday-Effekt</i> .....	22
<i>Abbildung 4.2 Drehung der Polarisationssebene</i> .....	26
<i>Abbildung 4.3 Prinzip bei der Übertragung elektrischer Signale mit Hilfe des Faraday-Effekts</i> .....	29
<i>Abbildung 5.1 Kerr-Effekt</i> .....	30
<i>Abbildung 6.1 Versuchsaufbau</i> .....	38
<i>Abbildung 6.2 Links: Küvette, Rechts: Spulen mit durchbohrten Polschuhen</i> .....	39
<i>Abbildung 6.3 Kerr-Zelle</i> .....	39
<i>Abbildung 7.1 Hall-Sonde</i> .....	41

## 8.2 Literaturverzeichnis

- <sup>1</sup> W. Demtröder: „*Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2006, S. 191ff.
- <sup>2</sup> J. Grehn, J. Krause: „*Metzler Physik*“, Schroedel Verlag GmbH, Hannover, 1998, S 124f.
- <sup>3</sup> J. Grehn, J. Krause: *Metzler Physik*, Schroedel Verlag GmbH, Hannover, 1998, S. 124f.
- <sup>4</sup> H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „*Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik*“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 481ff.
- <sup>5</sup> Zur Geschichte über elektromagnetische Wellen und dem von Malus durchgeführten Experiment: H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „*Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik*“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 482ff. und 547ff.
- <sup>6</sup> H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „*Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik*“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 524ff.
- <sup>7</sup> Dr. Max Born: „*Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 16f.
- <sup>8</sup> Dr. Max Born: „*Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 233.
- <sup>9</sup> Ein Experiment, das diese Tatsache bestätigt, wird beschrieben in: H. Gobrecht, Bergmann · Schäfer, „*Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik*“, de Gruyter, Berlin, 1987, S. 544ff.
- <sup>10</sup> W. Demtröder „*Experimentalphysik 2*“ Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2006, S. 248ff.
- <sup>11</sup> S.G. Lipson, H.S. Lipson, D.S. Tannhauser, „*Optik*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997, S. 125.
- <sup>12</sup> Produktbeschreibung der Firma Phywe, zuletzt eingesehen am 24.09.08 unter <http://shop.phywe.de/index.php?mid=356&lng=de&prod=442916&prsea=08611.00>
- <sup>13</sup> G. Snatzke: „*Chiroptische Methoden in der Stereochemie*“, aus *Chemie in unserer Zeit*, Nr. 15, 1981, S. 78 ff.
- <sup>14</sup> D. Meschede: „*Gerthsen Physik*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2004, S. 551 ff.
- <sup>15</sup> R. Kuhn, L. Birkhofer: „*Zur Theorie der Mutarotation;...*“, *Berichte der Deutschen chemischen Gesellschaft*, 7/1938, S 1535 – 1541.
- <sup>16</sup> A. Streitwieser, C. H. Heathcock, E. M. Kosower: „*Organische Chemie*“, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1994, S. 922ff.
- <sup>17</sup> P. Pradyot: „*Dean’s analytical chemistry handbook*“, Knovel-Verlag, New York, 2007, section 16.
- <sup>18</sup> H. Haken, H.C. Wolf: „*Atom- und Quantenphysik*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000, S. 189 ff.

- <sup>19</sup> Dr. M. Born: „*Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 353 ff.
- <sup>20</sup> Dr. Max Born: „*Optik, Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1965, S. 358.
- <sup>21</sup> M. Born: „*Optik. Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1965, S. 370.
- <sup>22</sup> P. Pradyot: „*Dean’s analytical chemistry handbook*“, Knovel-Verlag, New York, 2007, section 16.
- <sup>23</sup> S. Lipson, H. Lipson, D. Tannhauser: „*Optik*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997, S. 141ff.
- <sup>24</sup> Karl F. Herzfeld: „*zur Theorie des Kerr- und Faradayeffektes*“, Annalen der Physik, Vol. 374, Issue 21, 1922, S. 369 – 384.
- <sup>25</sup> Dabei wurden die bekannten Additionstheoreme  $\sin(x+y) = \sin(x)\cos(y) + \sin(y)\cos(x)$  und  $\cos(x+y) = \cos(x)\cos(y) - \sin(x)\sin(y)$  mit  $x=y$  und Symmetrieeigenschaften von  $\cos(\cdot)$  und  $\sin(\cdot)$  verwendet. Siehe z.B. O. Forster: „*Analysis I*“, Vieweg-Verlag, 2004
- <sup>26</sup> H.A. Stuart: „*Kerreffekt und Molekülbau*“ Zeitschrift für Physik, Vol. 55, N. 5-6, S. 358-370 und „*Über den Kerreffekt an Gasen und Dämpfen I und II*“ Zeitschrift für Physik, Vol. 59, N. 1-2, S. 13-34 und Vol. 63, N. 7-8, S. 533-557.
- <sup>27</sup> A. Karolus, J. Helmberger: „*Untersuchungen von Kerrzellen im Hinblick auf ihren Einsatz zur Modulation kohärenten Lichtes*“, Verlag der Bayr. Akademie der Wissenschaften, München 1969.
- <sup>28</sup> A. Karolus, O. Mittelstaedt: „*Die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit unter Verwendung des elektrooptischen Kerr-Effektes*.“ Physikalische Zeitschrift XXIX, 1928, S. 698 - 702
- <sup>29</sup> W. Demtröder: „*Experimentalphysik II, Elektrizität und Optik*“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, S. 201.
- <sup>30</sup> H. Karolus: „*August Karolus – Die Anfänge des Fernsehens in Deutschland in Briefen, Dokumenten und Veröffentlichungen mit der Telefunken GmbH*“, VDE-Verlag Berlin, 1984.
- <sup>31</sup> F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, H. Schmidt: „*Optik für Ingenieure - Grundlagen*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2008, S. 786.
- <sup>32</sup> Versuchsbeschreibung der Firma *Phywe* zum Kerr-Effekt.
- <sup>33</sup> Versuchsbeschreibung der Firma *Phywe* zum Faraday-Effekt.