

Thema 9: Optische Polarisation

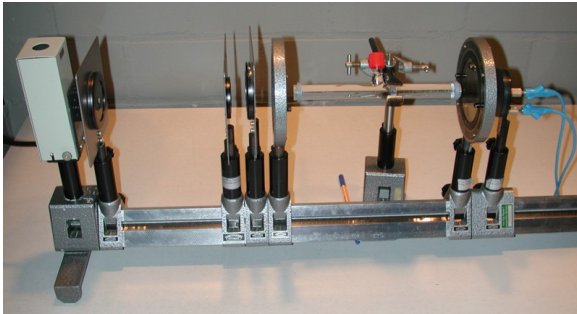


Abbildung 9.1: Übersicht des Versuchsaufbaus



Abbildung 9.2: Detailansicht der Proben

1 Einführung und Grundbegriffe

1.1 Einführung

Neben Beugungs - und Interferenzeffekten haben auch die Polarisations-eigenschaften des Lichtes (oder allgemeiner: der elektromagnetischen Wellen, auch außerhalb des sichtbaren Bereiches) große medizinisch/biotechnische Bedeutung.

In Medizin und Biologie sind sie wichtig vor allem bei allen Laser-Anwendungen, z.B. Brewster-Fenster zur Lichtauskopplung an Lasersystemen, Steuerung der Laserlichtintensität durch Faraday-Rotation (Drehung der Polarisations-ebene durch ein Magnetfeld).

Bei optischen Analyse - und Diagnostikverfahren dienen sie der Unterdrückung störender Lichtreflexionen und der Kontrastverbesserung (Polarisationsmikroskopie).

Hier im Experiment soll - neben der Untersuchung der elementaren Eigenschaften von linear, zirkular und elliptisch polarisiertem Licht - eine Konzentrationsbestimmung optisch aktiver organischer Moleküle an Zuckerslösungen durchgeführt werden. Dieses sog. Saccharimetrie -Verfahren ist heute in der physiologischen und organisch/chemischen Analytik weitgehend durch die Spektralphotometrie verdrängt worden, bei der die Quellen systematischer Messfehler leichter beherrschbar sind. Die Eignung als Einführungsexperiment in die vielfältig anwendbaren Eigenschaften elektromagnetischer Strahlung wird dadurch nicht beeinträchtigt.

1.2 Schwingung

Als Schwingung wird eine zeitlich periodische Zustandsänderung an einem gegebenen Raumpunkt bezeichnet. Sie wird beschrieben durch die drei Größen

- Frequenz ν oder Winkelfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ der Zustandsänderung,
- Phase α (= momentaner Schwingungszustand bezogen auf einen Anfangszustand) und
- Vektor der Schwingungsamplitude (bei Licht z.B. die elektrische Feldstärke \vec{E}_0)

1.3 Welle, Transversalwelle

Eine Welle entsteht, wenn sich eine Schwingung im Raume ausbreitet. Licht ist eine elektromagnetische Welle, die sich mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c in Raumrichtung \vec{r} ausbreitet. Die Amplitude dieser Welle wird durch zwei (über die Maxwellschen Gleichungen verknüpfte) Wechselfelder beschrieben - die elektrische Feldstärke \vec{E} und die senkrecht dazu orientierte magnetische Feldstärke \vec{H} .

Elektromagnetische Wellen sind Transversalwellen. Der elektrische Feldstärkevektor \vec{E} und der magnetische Feldstärkevektor \vec{H} stehen daher immer senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{r} .

1.4 Ebene, linear polarisierte Welle

Eine linear polarisierte monochromatische Welle mit der Winkelfrequenz $\omega = 2\pi\nu$ stellt die einfachst mögliche Form einer elektromagnetischen Welle dar.

Elektrische Feldstärke \vec{E} und magnetische Feldstärke \vec{H} am Orte \vec{r} zum Zeitpunkt t sind gegeben durch

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot \sin \left\{ \omega \left[\frac{\vec{r}}{c} - t \right] + \alpha \right\} = \vec{E}_0 \cdot \sin \{k\vec{r} - \omega t + \alpha\} \quad (9.1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \cdot \sin \left\{ \omega \left[\frac{\vec{r}}{c} - t \right] + \alpha \right\} = \vec{H}_0 \cdot \sin \{k\vec{r} - \omega t + \alpha\} \quad (9.2)$$

wobei c die Ausbreitungsgeschwindigkeit (Lichtgeschwindigkeit) in Raumrichtung \vec{r} ist, $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ heißt Wellenzahl zur Wellenlänge λ und α bezeichnet die Phase bezogen auf irgendeinen Anfangszustand zur Zeit $t = 0$.

Linear polarisiert heißt diese elektromagnetische Welle, weil elektrische Feldstärke \vec{E} und magnetische Feldstärke \vec{H} jeweils in einer festen Ebene im Raume schwingen. Die Richtung von \vec{r} wird als Polarisationsrichtung definiert. Die ebene, linear polarisierte Welle wird durch **vier Größen charakterisiert**:

1. Durch ihre Frequenz ν oder ihre Winkelfrequenz $\omega = 2\pi\nu$,
2. Wellenlänge λ oder Wellenzahl $k = \frac{\omega}{c}$ oder Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = \lambda \cdot \nu$,
3. ihre Phasenlage α und
4. ihren elektrischen Feldstärkevektor \vec{E} bzw. magnetischen Feldstärkevektor \vec{H} . In der Ebene senkrecht zur Schwingungsebene von \vec{E} , in der die magnetische Feldstärke \vec{H} schwingt, ist die elektrische Feldstärke immer gleich Null. Umgekehrt ist in der Schwingungsebene von \vec{E} die magnetische Feldstärke immer Null.

Bei einer ebenen elektromagnetischen Welle (d.h. außerhalb des Nahfeldes einer strahlenden Dipolantenne) schwingen \vec{E} und \vec{H} immer gleichphasig - anders als bei der stehenden elektromagnetischen Welle auf einer Dipol-Antenne, wo die Phasenverschiebung 90° beträgt.

1.5 Unpolarisierte Wellen

Von thermischen Strahlern emittierte elektromagnetische Wellen („Glühlicht“, z.B. Sonnenlicht, Glühlampenlicht, Licht einer offenen Flamme etc.) sind unpolarisiert.

Unpolarisierte elektromagnetische Wellen bestehen aus einem Gemisch polarisierter Wellen, in dem alle Polarisationsrichtungen im zeitlichen Mittel gleich häufig vorkommen.

Der zeitliche Mittelwert $\langle \vec{E} \rangle$ des E -Vektors einer unpolarisierten elektromagnetischen Welle ist gleich Null:

$$\langle \vec{E} \rangle = \vec{0} \quad (9.3)$$

Eine Polarisationsrichtung ist nicht angebbbar.

Der zeitliche Mittelwert des Betrages \vec{E} hingegen, welcher die Intensität der Welle beschreibt, ist von Null verschieden:

$$\langle |\vec{E}| \rangle = \sqrt{\langle \vec{E}^2 \rangle} \neq 0 \quad (9.4)$$

Aus unpolarisiertem Licht kann durch geeignete Filter (Polarisationsfilter) eine Teilintensität als polarisiertes Licht herausgefiltert werden.

Außer linear polarisierten gibt es auch elliptisch polarisierte Wellen deren Spezialfall zirkular polarisierte Wellen sind. Durch Wechselwirkung der elektromagnetischen Welle mit dem Medium, in dem sie sich ausbreitet, kann sich jede Polarisationsart in eine andere umwandeln.

1.6 Grundbegriffe

Lineare Polarisation: $\vec{E}(\vec{r}, t)$ schwingt immer in derselben Ebene. Sein Betrag ändert sich zeitlich periodisch (sinusförmig) gemäss Gleichung (9.1), siehe Abbildungen 9.4a/b und 9.7.

Zirkulare Polarisation: $\vec{E}(\vec{r}, t)$ rotiert in jeder Schwingungsperiode einmal um die Ausbreitungsrichtung \vec{r} . Sein Betrag bleibt dabei konstant, siehe Abbildungen 9.5a und b.

Elliptische Polarisation: $\vec{E}(\vec{r}, t)$ rotiert in jeder Schwingungsperiode einmal um die Ausbreitungsrichtung \vec{r} . Sein Betrag schwankt dabei periodisch, ohne jedoch jemals Null zu werden, siehe Abb. 9.6.

Wie sich zwei linear polarisierte elektromagnetische Wellen gleicher Frequenz ω und Ausbreitungsrichtung \vec{r} zu verschiedenen Polarisationszuständen summieren, kann nach den Regeln der Vektoraddition veranschaulicht werden.

Seien nun $\vec{E}_1(\vec{r}_0, t)$ und $\vec{E}_2(\vec{r}_0, t)$ die elektrischen Feldstärken zweier senkrecht zueinander linear polarisierter Wellen gleicher Amplitude E_0 , gleicher Frequenz ω , gleicher Ausbreitungsrichtung \vec{r} , aber der Phasendifferenz $\Delta\alpha = \pm\frac{\pi}{2} = \pm 90^\circ$, entspr. einem Gangunterschied $\Delta\lambda = \pm\frac{\lambda}{4}$. Sie addieren sich zur Summenwelle $\vec{E}(\vec{r}_0, t)$.

Wegen der gewählten Phasendifferenz $\Delta\alpha = \pm\frac{\pi}{2} = \pm 90^\circ$, $\sin(\alpha + \frac{\pi}{2}) = \cos(\alpha)$ sowie $\sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha) = 1$ wird nach den Regeln der Vektoraddition die Amplitude $|\vec{E}_0|$ der zirkular polarisierten Welle gleich der Wurzel aus der Summe der Amplitudenquadrate der beiden linear polarisierten Teilwellen:

$$E^2(\vec{r}, t) = E_1^2 + E_2^2 = E_0^2(\sin^2\{k\vec{r} - \omega t\} + \cos^2\{k\vec{r} - \omega t\}) = E_0^2, \quad \text{oder} \quad |\vec{E}(\vec{r}, t)| = |\vec{E}_0| \quad (9.5)$$

Der Betrag der Phasendifferenz $\Delta\alpha = \pm\frac{\pi}{2}$ bewirkt, dass der Vektor $\vec{E}(\vec{r}, t)$ mit konstantem Betrag $|\vec{E}_0|$ in jeder Schwingungsperiode einmal um die Ausbreitungsrichtung \vec{r} rotiert, siehe Abb. 9.5a. Das Vorzeichen der Phasendifferenz bestimmt den Drehsinn.

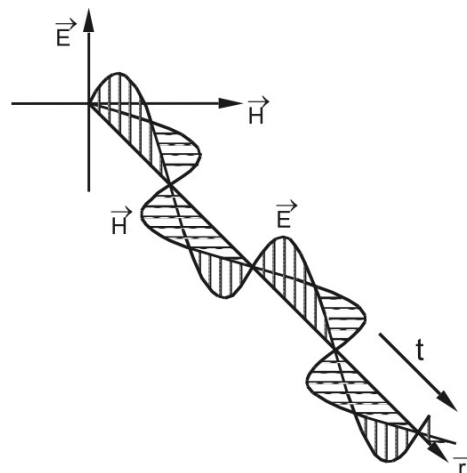


Abbildung 9.3: Räumlicher und zeitlicher Verlauf der Feldstärken \vec{E} und \vec{H} einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle (Lichtwelle).

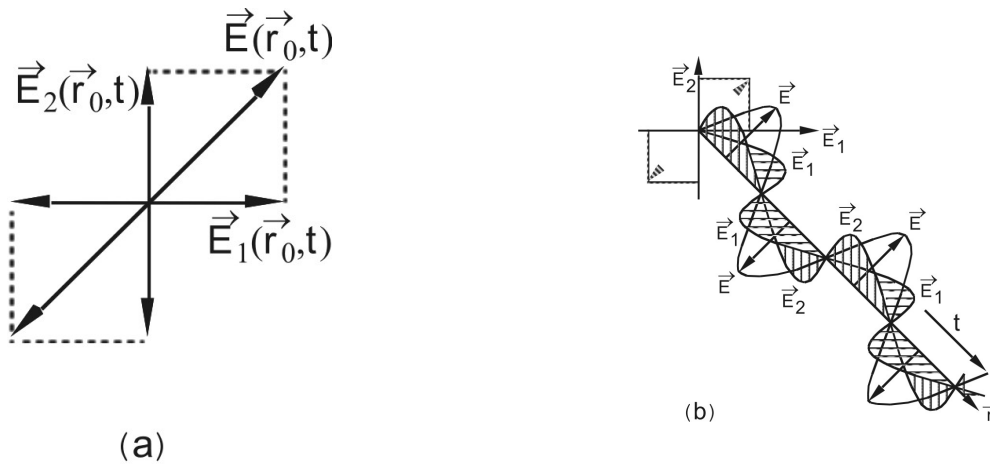


Abbildung 9.4: Lineare Polarisation.

a) Momentanzustand des Vektors $\vec{E}(\vec{r}_0, t)$ einer linear polarisierten Welle am Orte \vec{r}_0 , in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Gemäss Gl.(9.1) ändert sich der Betrag des Vektors in jeder Schwingungsperiode zwischen $\pm E_0$. $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ und $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ seien dabei die elektrischen Feldstärken zweier senkrecht zueinander linear polarisierter Wellen gleicher Frequenz ω , gleicher Phase, aber nicht unbedingt gleicher Amplitude, die sich zu $\vec{E}(\vec{r}_0, t)$ addieren.

b) Ausbreitung der linear polarisierten Summenwelle $\vec{E}(\vec{r}, t)$ in die Raumrichtung \vec{r} , mit ihren Komponenten $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ und $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$. Jede linear polarisierte Welle ist als Summe von zwei gleichphasigen linear polarisierten Wellen darstellbar, deren el. Feldstärkevektoren \vec{E}_1 und \vec{E}_2 (= Polarisationsrichtungen) senkrecht aufeinander stehen.

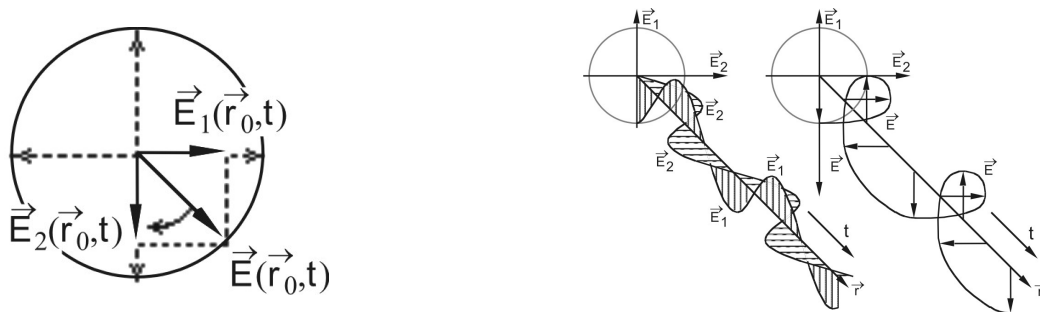


Abbildung 9.5: Zirkulare Polarisation.

a) Momentanzustand des Vektors $\vec{E}(\vec{r}_0, t)$ einer zirkular polarisierten Welle am Orte \vec{r}_0 , in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Der Betrag des Vektors \vec{E} bleibt konstant, so dass die Pfeilspitze auf einem Kreise umläuft.

b) Ausbreitung der zirkular polarisierten Summenwelle $\vec{E}(\vec{r}, t)$ in die Raumrichtung \vec{r} , mit den Teilwellen $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ und $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$. Wegen $\Delta\alpha_{(2\rightarrow 1)} = -\frac{\pi}{2}$ rotiert die Polarisationsrichtung im Uhrzeigersinn.

Elliptische Polarisation tritt im allgemeinsten Fall bei der Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen auf. Für elliptische Polarisation notwendig sind außer gleicher Frequenz ω und Ausbreitungsrichtung \vec{r} nur die Phasendifferenz $\Delta\alpha \neq 0$ und verschiedene Polarisationsrichtungen der beiden Wellen. Die Amplituden der Feldstärken E_{01} und E_{02} dürfen beliebig ($\neq 0$) sein.

Umgekehrt: Jede linear polarisierte Welle lässt sich als Summe zweier gegensinnig zirkular polarisierter Wellen gleicher Amplitude darstellen.

Die Überlagerung elektromagnetischer Wellen führt nur bei gleicher Ausbreitungsrichtung und gleicher Frequenz zu einem polarisierten Endzustand.

- Lineare oder zirkulare Polarisation sind Spezialfälle, die besonders einschränkenden Bedingungen

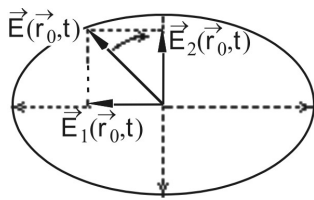


Abbildung 9.6: Elliptische Polarisation.

Momentanzustand des Vektors $\vec{E}_0(\vec{r}_0, t)$ einer elliptisch polarisierten Welle am Orte \vec{r}_0 , in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Der Betrag des Vektors $\vec{E}_0(\vec{r}_0, t)$ ändert sich periodisch, so dass die Pfeilspitze auf einer Ellipse umläuft.

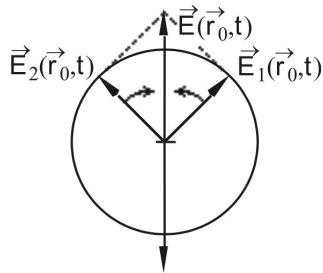


Abbildung 9.7: Lineare Polarisation durch Überlagerung zirkular polarisierter Wellen.

Zwei gegensinnig zirkular polarisierte Wellen gleicher Amplitude $E_1 = E_2$ addieren sich wieder zu einer linear polarisierten Welle, wobei die Polarisationsrichtung von der relativen Phase $\Delta\alpha$, d.i. dem Gangunterschied $\Delta\lambda$ der beiden Wellen abhängt. Skizziert ist der Fall $\Delta\alpha = 0$ bzw. $\Delta\lambda = k \cdot 2\pi$ mit $k = 0, 1, 2 \dots$

genügen müssen. Eine elliptisch polarisierte Welle entsteht immer dann, wenn die Sonderbedingungen für lineare oder zirkulare Polarisation nicht erfüllt sind.

- Elliptische Polarisation ist der allgemeinste Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle. Der Winkel zwischen \vec{E}_1 und \vec{E}_2 darf $\neq \pm\frac{\pi}{2}$ sein.

Auch bei gleichen Amplituden $E_1 = E_2$ entsteht elliptische Polarisation, sofern die Phasendifferenz $\Delta\alpha \neq \pm\frac{\pi}{2}$ und $\neq 0$ ist.

2 Polarisatoren

2.1 Erzeugung von linear polarisiertem Licht

Linear polarisiertes Licht kann aus unpolarisiertem Licht auf verschiedenen Wegen erzeugt werden. Alle Verfahren beruhen darauf, dass die unerwünschten Polarisationsrichtungen im Wellengemisch des unpolarisierten Lichts entweder durch

- Reflektion an dielektrischen Oberflächen (Isolatoren) oder
- durch Totalreflexion an Grenzflächen (siehe Nicolsches Prisma) oder
- Doppelbrechung in sog. dichroitischen Substanzen oder
- durch Streuung unter geeigneten Winkeln weggefiltert werden, so dass nur die erwünschte Polarisationsrichtung übrigbleibt.

Im Experiment werden dichroitische Kunststoffolien zur Erzeugung und zur Analyse von linear polarisiertem Licht eingesetzt. Sie bestehen aus kettenförmigen Molekülen, z.B. organischen Jodverbindungen, die durch mechanische Streckung bei der Folienherstellung in die Länge gezogen und parallel ausgerichtet wurden. Die Folie wird dadurch auch optisch anisotrop, d.h., für Polarisationsrichtungen parallel und senkrecht zur Orientierungsrichtung der Moleküle wird durchtretendes Licht sehr verschieden stark absorbiert. Die Dicke der Folie wird so gewählt, dass ein optimaler Kompromiss zwischen verbleibender Intensität der erwünschten Polarisationsrichtung bei weitgehender Unterdrückung der unerwünschten Polarisationsrichtung erzielt wird.

Solche Polarisationsfilter können großflächig hergestellt und sehr bequem gehandhabt werden. Sie absorbieren jedoch deutlich mehr als die Hälfte der Intensität des einfallenden unpolarisierten Lichtes. In Anwendungsfällen, wo nur geringstmögliche Lichtverluste toleriert werden können, wird als Polarisator ein Nicolsches Prisma eingesetzt.

2.2 Erzeugung von zirkular und elliptisch polarisiertem Licht

Aus linear polarisiertem Licht kann mit einem sog. $\lambda/4$ -Plättchen elliptisch polarisiertes und in einem engen Wellenlängenbereich auch zirkular polarisiertes Licht erzeugt werden.

Das $\lambda/4$ -Plättchen besteht aus einem geeignet orientierten doppelbrechenden Kristall, z.B. einem dünnen Glimmerblatt. Eintretendes linear polarisiertes Licht wird (siehe Abb. 9.4) parallel zu den optischen Kristallachsen in zwei Teilwellen gleicher Amplitude zerlegt, die senkrecht zueinander polarisiert sind und sich mit verschiedener Geschwindigkeit im Kristall ausbreiten.

Verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten c_x und c_y parallel zu den optischen Kristallachsen haben entsprechend verschiedene Brechungsindizes n_x und n_y , Wellenzahlen k_x und k_y sowie Wellenlängen λ_x und λ_y in diesen Richtungen zur Folge.

Die beiden Teilwellen, die bei Eintritt in den Kristall in Phase waren ($\Delta\alpha = 0$), haben beim Austritt aus demselben eine Phasendifferenz $\Delta\alpha \neq 0$, deren Größe davon abhängt, wie viel Zeit t_x bzw. t_y die beiden Teilwellen für den Weg durch den Kristall brauchten.

Nach Durchlaufen der Schichtdicke d des Kristalls ist die Phasendifferenz, siehe Gl. (9.1).

$$\Delta\alpha = \omega \cdot (t_x - t_y) = \omega \cdot \left(\frac{d}{c_x} - \frac{d}{c_y} \right) = (k_x - k_y) \cdot d = (n_x - n_y) \cdot \frac{2\pi d}{\lambda} \quad (9.6)$$

Durch geeignete Wahl des doppelbrechenden Materials und der Schichtdicke d erreicht man, dass die Phasendifferenz bei einer gewünschten Wellenlänge gerade $\Delta\alpha = \frac{\pi}{2} = 90^\circ$ wird, z.B. für Na -Licht ($\lambda = 589\text{nm}$) und ein Glimmerblatt ergibt sich $d = 0,035\text{ mm}$.

Umgekehrt kann ein $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiertes Licht wieder in linear polarisiertes Licht umwandeln.

3 Optische Aktivität, Saccharimetrie

Substanzen heißen optisch aktiv, wenn sie die Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht drehen. Optisch aktive Substanzen bestehen aus asymmetrisch aufgebauten Molekülen.

Einfallendes linear polarisiertes Licht kann entsprechend Abb. 9.7 als Summe zweier gegensinnig zirkular polarisierter Teilwellen dargestellt werden.

Je nach Drehsinn der Zirkularpolarisation wechselwirken die Elektronen der asymmetrischen Substanzmoleküle verschieden stark mit der Lichtwelle, was zu verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten c_{\rightarrow} , c_{\leftarrow} für rechts- und linkszirkular polarisierte Wellen in der Substanz führt, mit entsprechend verschiedenen Wellenlängen und Wellenzahlen sowie - auf der Austrittsseite - einer Phasendifferenz $\Delta\alpha \neq 0$ zwischen den beiden Teilwellen.

Optisch aktive Substanzen zeigen für gegensinnig zirkular polarisiertes Licht verschiedene Brechungsindizes. Die optische Aktivität ist eine Moleküleigenschaft, die bei Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern (Kristallen) beobachtet wird. Im Unterschied dazu ist die Doppelbrechung eine kollektive Eigenschaft eines Kristallverbands. Sie tritt nur in asymmetrisch gebauten Kristallen auf. Doppelbrechende Kristalle zeigen je nach Lage der Kristallachsen und Polarisationssebene zwei verschiedene Brechungsindizes für linear polarisiertes Licht.

Die resultierende Phasendifferenz zwischen den beiden zirkular polarisierten Teilwellen nach Durchlaufen der Schichtdicke d im optisch aktiven Medium bewirkt eine zur Schichtdicke proportionale Drehung der Polarisationssebene des austretenden linear polarisierten Lichts.

Ist die optisch aktive Substanz in einem inaktiven Lösungsmittel gelöst (z.B. Fructose in Wasser), so ist der Drehwinkel φ außerdem proportional zur Konzentration c des optisch aktiven Stoffes:

$$\Delta\varphi = \varphi_s \cdot c \cdot d \quad (9.7)$$

mit dem spezifischen Drehvermögen φ_s der Substanz (Einheit: $\frac{^\circ\text{cm}^2}{\text{g}}$), der Konzentration c in der Einheit $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und der Schichtdicke d in cm.

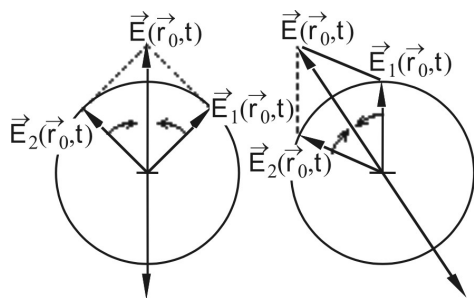


Abbildung 9.8: Ein Momentanzustand des Vektors $\vec{E}(\vec{r}_0, t)$ der linear polarisierten Welle und der Vektoren $\vec{E}_1(\vec{r}_0, t)$ und $\vec{E}_2(\vec{r}_0, t)$ der beiden zirkular polarisierten Teilwellen, in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, bei Eintritt (links) und Austritt (rechts) aus dem optisch aktiven Medium.

4 Versuchsaufbau

Für die beabsichtigten Polarisationsmessungen (mit oder ohne die mit einer optisch aktiven Lösung gefüllte Küvette) wird ein Bündel monochromatischen, parallelen Lichtes benötigt.

Als Lichtquelle dient eine Na-Dampfampe. Sie liefert fast monochromatisches gelbes Licht mit den Wellenlängen $\lambda_1 = 589,59\text{nm}$ (D_1 -Linie) und $\lambda_2 = 589,00\text{nm}$ (D_2 -Linie).

Eine Gasentladungslampe ist eine relativ großflächige Lichtquelle, die nicht unmittelbar paralleles Licht liefert. Ein möglichst großer Teil des von der Lampe ausgestrahlten Lichts wird darum mit Hilfe des Kondensorenliniensystems auf die Öffnung der eng gestellten Irisblende 1 konzentriert. So entsteht eine punktförmige Lichtquelle, deren Licht mit einer weiteren Linse zu einem Parallelbündel gemacht wird. Damit wird durch den Polarisator, die Küvette und den Analysator eine Fozelle beleuchtet. Irisblende 2 begrenzt das Parallelbündel auf den nutzbaren Durchmesser der Küvette und der Fozelle.

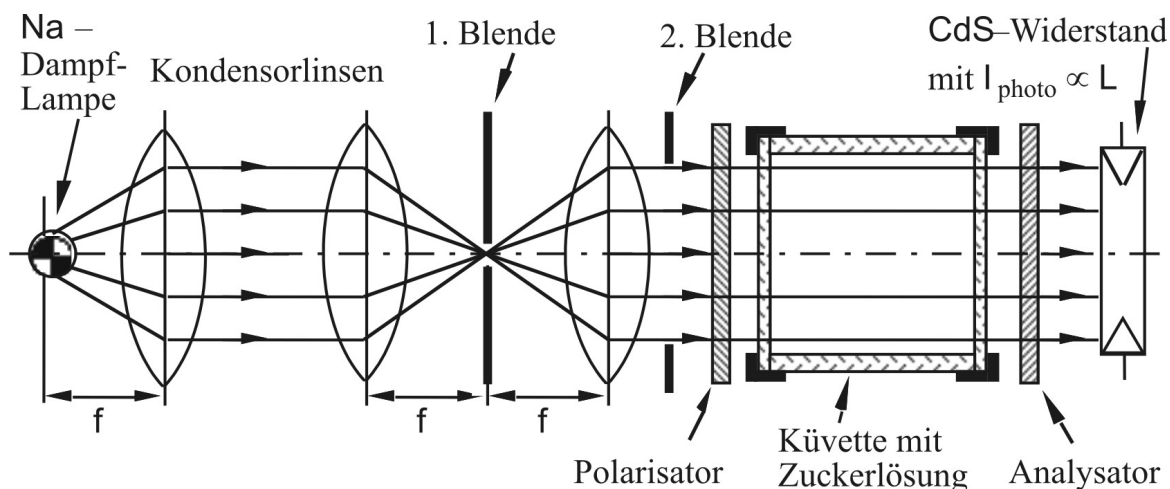


Abbildung 9.9: Versuchsaufbau zur Polarisationsmessung bzw. Saccharimetrie. Anstatt des CdS-Widerstandes wird hier eine Fozelle und ein Ampèremeter benutzt.

Polarisator und Analysator bestehen aus dichroitischen Kunststoffolien von grünblauer Färbung, zwischen Glasplatten gefasst, die mit 360° -Teilung um die optische Achse der Anordnung drehbar gelagert sind. Aus dem einfallenden unpolarisierten Licht erzeugt der Polarisator linear polarisiertes Licht. Analysator und Fozelle dienen zur quantitativen Analyse des Polarisationszustands des aus dem Messobjekt tretenden Lichtes. Dazu wird mit einem Ampèremeter direkt der Fotostrom durch die Fozelle gemessen.

5 Aufgabenstellung, Versuchsdurchführung

5.1 Justierung der Messanordnung

Justieren Sie den Strahlengang in der Anordnung wie in Abb. 9.9 skizziert:

Stellen Sie Polarisator und Analysator beide auf 0° und Irisblende 1 vorsichtig auf möglichst enge Öffnung (**Beschädigungsgefahr!**). Justieren Sie die Kondensorlinsen so, dass ein Maximum an Licht in die Mitte der Blendenöffnung fällt.

Die Irisblende 2 wird zur Begrenzung des Parallelbündels auf etwa 1cm \varnothing eingestellt.

- Wenn Sie nun durch vorsichtiges Verschieben der dritten Linse das Loch der engen Irisblende so auf die Fotozelle abbilden, dass ihre lichtempfindliche Fläche voll und symmetrisch ausgeleuchtet wird, ist der Strahlengang durch das Messobjekt hinreichend parallel justiert und I_{Photo} wird damit maximal.
- Achten Sie bei allen Justierschritten darauf, dass die optischen Bauteile exakt auf der optischen Achse der Apparatur liegen. Sonst werden Sie große Schwierigkeiten haben, den Strahl so durch die Küvette zu fädeln, dass er die Fotozelle ausleuchtet!

Durch Abdecken der Fotozelle mit der Hand können Sie feststellen, wie hoch der Anteil störenden Fremdlichts ist. Dunkeln Sie die Raumbelichtung so weit ab, dass dieser Anteil nicht mehr stört.

5.2 Intensität linear polarisierten Lichtes als Funktion des Analysatorwinkels

Die Abhängigkeit der Lichtintensität L vom Analysatorwinkel soll Photometrisch gemessen werden. Der Polarisator soll dabei fest auf 0° eingestellt sein.

Ändern Sie die Analysator -Winkelstellung von $\varphi = 0$ bis $\varphi = 360^\circ$ in 10° -Schritten und stellen Sie den jeweils gemessenen Fotostrom graphisch dar.

Erklären Sie (evtl. unter Benutzung von Abb. 9.5a), warum die Winkelabhängigkeit der Lichtintensität L hinter dem Analysator

$$L \propto L_0 \cos^2 \varphi \quad (9.8)$$

lautet, wobei L_0 die Intensität vor dem Analysator ist.

5.3 Spezifisches Drehvermögen einer Zuckerlösung

Polarisator und Analysator sollen auf 0° eingestellt sein. Bei der Küvette I beträgt die Schichtdicke $d = 20,0$ cm, sie enthält eine Zuckerlösung der Konzentration $c = 0,26 \pm 0,01$ g/cm³.

Küvette I wird zwischen Polarisator und Analysator gemäss Abb. 9.9 in den Strahlengang gebracht und sorgfältig auf die optische Achse justiert, so dass alles in die Küvette eintretende Licht durch sie hindurch auf die Fotozelle trifft.

Stellen Sie gegebenenfalls Irisblende 2 etwas enger, damit weniger Nebenlicht außen an der Küvette vorbei auf die Fotozelle trifft.

Nun wird der Analysatorwinkel verändert, bis der Fotostrom maximal wird.

Anschließend wird nach Abb. 9.10 der Drehwinkel φ_m bestimmt. (Vorzeichen beachten!)

Wiederholen Sie diese Messung viermal und bestimmen Sie aus dem gemittelten Drehwinkel $\langle \varphi_m \rangle$ das spezifische Drehvermögen φ_s dieses Zuckers.

Nach (9.6) gilt:

$$\varphi_s = \frac{\langle \varphi_m \rangle}{c \cdot d}, \quad (\text{Einheit : } ^\circ \text{cm}^2/\text{g}) \quad (9.9)$$

mit der Konzentration c in g/cm^3 und der Schichtdicke d in cm .

Aus den gemessenen Werten $\langle \varphi_m \rangle_1$ bis $\langle \varphi_m \rangle_4$ der Drehwinkel ergibt sich deren relative Varianz:

$$\sigma_{r,\varphi_m}^2 = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^4 \{ \langle \varphi_m \rangle_k - \langle \varphi_m \rangle \}^2. \quad (9.10)$$

Aus der Varianz ergibt sich durch Wurzelziehen und Division der relative Messfehler der Drehwinkel zu

$$\sigma_{r,\varphi_m} = \pm \frac{1}{\langle \varphi_m \rangle} \sqrt{\sigma_{r,\varphi_m}^2}. \quad (9.11)$$

Bestimmen Sie den Messfehler des spezifischen Drehvermögens φ_s dieses Zuckers unter Berücksichtigung der oben angegebenen Ungenauigkeit $\sigma_c = 0,01 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ der Konzentration der Zuckerlösung.

5.4 Bestimmung der Konzentration einer Zuckerlösung

Wechseln Sie in der Apparatur die Küvette I aus gegen Küvette II. Ihre Länge beträgt $d = 19,01 \text{ cm}$, sie enthält eine Lösung unbekannter Konzentration des selben Zuckers.

Bestimmen Sie die Konzentration dieser Zuckerlösung aus dem Mittelwert von 4 Einzelmessungen nach dem Verfahren und mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.3, mit Berechnung der Standardabweichung des Ergebnisses!

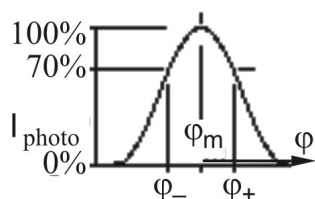


Abbildung 9.10: Drehwinkelbestimmung aus den 70% - Punkten auf den Flanken der Durchlassfunktion $L = L_0 \cdot \cos^2 \varphi$ des Analysators. Da φ_m direkt schlecht zu finden ist, werden die Winkeleinstellungen φ_- und φ_+ bei z.B. 70% des maximalen Fotostroms I_{Photo} bestimmt. Ihr Mittelwert ergibt den gesuchten Drehwinkel $\langle \varphi_m \rangle_k$.

5.5 Untersuchung von elliptischer und zirkularer Polarisation mit einem $\lambda/4$ -Plättchen

Statt der Küvette wird ein $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang gebracht.

Für die 6 Winkelstellungen $\beta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ und 210° des $\lambda/4$ -Plättchens wird jeweils der Fotostrom als Funktion des Analysatorwinkels φ gemessen, mit φ von 0° bis 360° in 30° -Schritten. Die Ergebnisse werden für jeden Wert von β in ein eigenes Polardiagramm eingetragen.

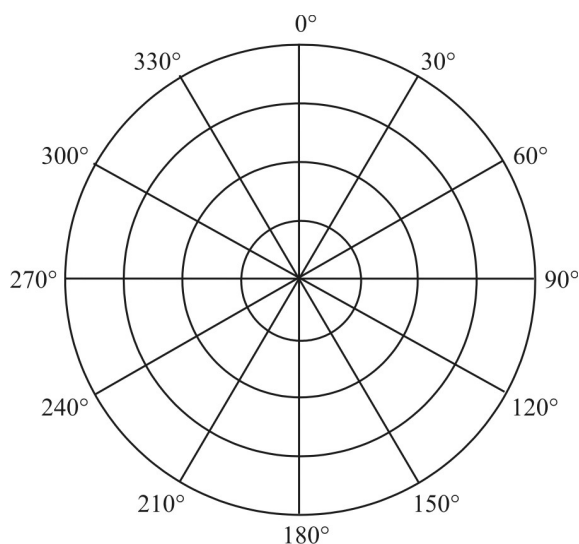


Abbildung 9.11: Polardiagramm zur Darstellung der Ergebnisse der Polarisationsuntersuchungen (zeichnen Sie die Strahlen der Polarachsen im Protokollheft jeweils 4 cm lang).

Zu jedem Winkel φ wird der gemessene Fotostrom (= die gemessene Lichtintensität L) auf dem zugehörigen Strahl des Polardiagramms abgetragen und die Messpunkte anschließend durch eine glatte Kurve (warum glatt?) verbunden. Erklären Sie zu jeder Winkelstellung β des $\lambda/4$ -Plättchens den Befund! Welcher Polarisationszustand liegt jeweils vor? Tragen Sie die Antwort ins jeweilige Polardiagramm ein!

Hinweis: Da die Strahlen des Polardiagramms jeweils 4 cm lang gewählt werden sollen, ist es zweckmäßig, **vor jeder Messreihe** durch Drehen des Analysators das Intensitätsmaximum aufzusuchen und den zugehörigen Fotostrom durch Änderung der Öffnungsweite der Blende 2 auf einen einheitlichen Wert einzustellen. Auf diese Weise erhalten Sie „normierte“ Polardiagramme, d.h., der abgelesene Maximalwert entspricht in der Darstellung 100%!

6 Praxisbezug

Kristalluntersuchungen, Spannungsoptik (quantitative Untersuchung innerer Spannungen in transparenten Festkörpern/Modellaufbauten), Konzentrationsbestimmung optisch aktiver organischer Moleküle (Saccharimetrie), Polarisationsmikroskopie, Reflektionsunterdrückung in optischen Systemen, z.B. Brewster-Fenster an Lasersystemen, Faradayrotation (Drehung der Polarisations Ebene durch ein Magnetfeld), ...

7 Stichworte zur Vorbereitung

Grundbegriffe: Frequenz, Winkelfrequenz, Wellenlänge, Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Beziehungen zwischen diesen Größen, Zusammenhänge zwischen Wellenamplitude und Intensität, Ebene Welle inklusive Wellengleichung, linear, zirkular und elliptisch polarisiertes Licht, Herstellung und Analyse sowie Zerlegung und Zusammensetzung (Überlagerung) von polarisierten Wellen, Übergänge zwischen den verschiedenen Polarisationszuständen, Winkelabhängigkeit der Lichtintensität polarisierten Lichts hinter einem Analysator, Totalreflexion, Brewstersches Gesetz (Brewster-Winkel), Doppelbrechung und ihre Ursachen, Dichroismus, optische Aktivität und ihre Ursachen, Nicolsches Prisma.