

Versuch 3.3: Polarisation und Doppelbrechung

Vorbereitung:

Erzeugung und Nachweis von polarisiertem Licht, Doppelbrechung, optische Aktivität, Analyse von elliptisch polarisiertem Licht, Dispersion, (Interferenzfilter, schwarzer Strahler, Lichtdetektoren)

Literatur:

E. Hecht	Optik
Bergmann, Schaefer	Lehrbuch der Experimentalphysik
K.H. Hellwege	Einf. in die Festkörperphysik
F. Hund	Theoretische Physik, "Optik"
Kohlrausch	Praktische Physik
E. Buchwald	Kristalloptik, Sammlung Göschen, Band 619

Einführung

Die Lichtdoppelbrechung eines Kristalls ist auf seine Anisotropie zurückzuführen, wie sie sich z.B. im Zusammenhang zwischen Verschiebungsdichte D und elektrischer Feldstärke E ausdrückt. Im Hauptachsen-System gilt:

$$D_x = \epsilon_0 \epsilon_x E_x \quad , \quad D_y = \epsilon_0 \epsilon_y E_y \quad , \quad D_z = \epsilon_0 \epsilon_z E_z$$

Die Energie-Dichte $\omega = \vec{D} \vec{E}$ spannt im D -Raum ein Ellipsoid auf, das in reduzierter Form

$$1 = \frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2}$$

mit

$$x = D_x / \sqrt{\omega \epsilon_0} \quad , \quad y = \dots \quad , \quad z = \dots$$

und

$$n_x = \sqrt{\epsilon_x} \quad , \quad y = \dots \quad , \quad z = \dots$$

Index-Ellipsoid genannt wird. Der Vektor \vec{E} steht senkrecht auf dem Index-Ellipsoid im Endpunkt des Durchmessers in Richtung von \vec{D} . Im E -Raum spannt die Energie-Dichte ω das *FRESNEL*-Ellipsoid auf, auf dem der Vektor \vec{D} senkrecht steht im Endpunkt des Durchmessers in Richtung von \vec{E} .

Licht ist eine elektromagnetische Welle, \vec{D} und \vec{E} oszillieren also mit dem Realteil von $e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$. Die Anwendung der Maxwell Gleichungen führt zu Vektor-Beziehungen zwischen der Wellennormalen \vec{k} , der Feldstärke \vec{E} , der Verschiebungsdichte \vec{D} , der magnetischen Feldstärke \vec{H} und dem POYNTINGvektor \vec{S} .

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \vec{D} \quad , \quad \vec{k} \times \vec{E} = \mu_0 \omega \vec{H} \quad , \quad \vec{E} \times \vec{H} = \vec{S}$$

Die Vektoren \vec{k} , \vec{S} , \vec{D} , \vec{E} sind komplanar, eine Lichtwellenfront \vec{D} bewegt sich "schief" im Kristall längs ihrer Ausbreitungsrichtung \vec{S} .

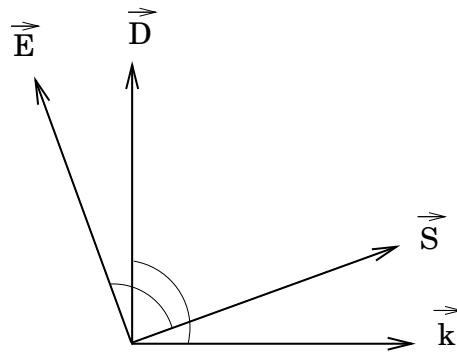


Abbildung 1: Die Vektoren \vec{E} , \vec{S} , \vec{D} und \vec{k} sind komplanar und paarweise orthogonal. Alle stehen sie orthogonal auf \vec{H} .

In einem doppelbrechenden Kristall schneidet die Ebene, die durch den Normalvektor \vec{k} gekennzeichnet ist, aus dem Index-Ellipsoid eine Ellipse aus. Ein beliebiger \vec{D} -Vektor muß in Komponenten parallel zu den Hauptachsen dieser Schnitt-Ellipse zerfallen, da nur dann die Komplanarität von \vec{k} , \vec{S} , \vec{D} , \vec{E} gegeben ist. Längs der optischen Achsen eines Kristalls gibt es keine Doppelbrechung. In jeder anderen Richtung spaltet ein Strahl in zwei zueinander senkrecht polarisierte Bündel auf, die im Kristall verschiedene optische Wege zurücklegen. Beim Verlassen des Kristalls überlagern sich diese Bündel zu elliptisch polarisiertem Licht.

Wir führen die Abkürzungen

$$x = \frac{E_x}{E_{x,max}} \quad , \quad y = \frac{E_y}{E_{y,max}}$$

ein, wobei $E_{x,max}$ der Scheitelwert von E_x bedeutet. Haben beide Bündel einen Phasenunterschied Φ , so gilt

$$x = \cos(\omega t) \quad , \quad y = \cos(\omega t + \Phi) \quad .$$

Damit ergibt sich nach Elimination der Zeitabhängigkeit ein Kegelschnitt

$$x^2 + y^2 - 2xy \cos \Phi = \sin^2 \Phi \quad ,$$

der im Hauptachsen-System x^* , y^* die bekannte Ellipsen-Gleichung

$$b^2 x^{*2} + a^2 y^{*2} = a^2 b^2$$

$$(1 + \cos \Phi) y^{*2} + (1 - \cos \Phi) x^{*2} = \sin^2 \Phi$$

ergibt. Für das Verhältnis der Hauptachsen folgt also

$$\frac{b}{a} = \sqrt{\frac{1 - \cos\Phi}{1 + \cos\Phi}} = \tan(\Phi/2)$$

Zur Analyse elliptisch polarisierten Lichts kann man entweder mittels eines Analysators die Intensität in jeder Schwingungsrichtung aufnehmen (Aufgabe 3) oder die Phasendifferenz zwischen den beiden senkrecht zueinander polarisierten Bündeln unmittelbar ausmessen, z.B. mittels eines *SOLEIL*'schen Kompensators. Dieser besteht aus zwei gegeneinander verschiebbaren Quarzkeilen und einer Quartzplatte, die so hintereinandergestellt sind, daß die optische Achse der Quartzplatte senkrecht zu den optischen Achsen beider Quarzkeile steht. Die beiden Quarzkeile bilden zusammen eine Quartzplatte veränderlicher Dicke. Damit kann man beliebige Phasendifferenzen zwischen den beiden in Richtung der optischen Achsen zerlegten Wellenvektoren erzeugen. Aus elliptisch polarisiertem Licht kann man so z.B. linear polarisiertes machen, indem man die Phasenverschiebung rückgängig macht.

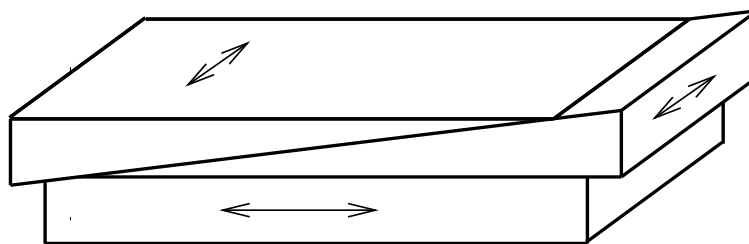


Abbildung 2: Die Richtung der optischen Achsen im *SOLEIL*'schen Kompensator.

Versuchsdurchführung

Zu dem Versuch gehören:

- 1 Halogenlampe (max. 24 V) mit Trafo
 - 1 Linse $f = 5\text{cm}$
 - 1 Wasserküvette
 - 1 Filter BG18 mit Halter
 - 2 Polarisatoren
 - 1 *SOLEIL*'scher Kompensator
 - 1 Quartzplättchen, 4mm, linksdrehend
 - 1 Glimmerplättchen
 - 1 Photoelement
 - 1 Mikrovoltmeter
- | | | | | | |
|---------------------------|-----|-----|-----|-----|--------|
| 6 Interferenzfilter Nr. 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| λ 435 | 467 | 516 | 585 | 616 | 686 nm |

Kurven der Empfindlichkeit des Photoelements, der Durchlässigkeit der Interferenzfilter, der Polarisatoren, des Filters BG18.

Die Grad-Einteilungen der Polarisatoren, des Glimmers und des Kompensators sind nicht absolut geeicht. Zu Beginn des Versuchs stellen Sie den Analysator auf 0° und kreuzen den Polarisator. Führen Sie auch einen Nullabgleich des Mikrovoltmeters durch.

Messungen, bei denen auf Dunkelheit eingestellt wird, führt man am besten mit dem Auge durch (nur in der Nähe des Minimums!). Für jede Messreihe mit dem Photoelement mache man eine Dunkelstrom-Messung.

Beim Auftragen der Polardiagramme beachte man, daß die gemessenen Kurven zwar punktsymmetrisch zum Ursprung sind, aber im Allgemeinen nicht axialsymmetrisch zu den gewählten Achsen. Zu allen Aufgaben ist eine Fehlerberechnung durchzuführen.

Aufgaben

1. Messen Sie mit dem Photoelement die polarisierte Strahlung als Funktion des Azimuth Φ . Tragen Sie den Ausschlag am Voltmeter über $\cos^2 \Phi$ auf.
2. Bestimmen Sie die Rotationsdispersion des Quartzplättchens mit Hilfe der Interferenzfilter und tragen Sie auf logarithmischen Achsen die 'spezifische Drehung' über der Wellenlänge auf ($\Phi \sim \lambda^a$).
3. Stellen Sie das doppelbrechende Glimmerplättchen im Azimuth von relativ 45° zwischen Polarisator und Analysator. Messen Sie wellenlängenabhängig die Intensität als Funktion des Winkels Φ . Stellen Sie die Meßergebnisse in Polarkoordinaten dar. Aus den gemessenen Kurven ergibt sich Lage und Gestalt der Schwingungsellipsen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.
4. Stellen Sie den Kompensator unter 45° relativ gegen die Schwingungsrichtung des Polarisators. Bestimmen Sie die absolute Nullstellung des Kompensators und die Nullstellungen der +1. und -1. Ordnung. Eichen Sie die Trommelskala in Phasendifferenzen für die verschiedenen Ordnungen (Vorsicht, Trommel nicht herausdrehen, da sonst Eichung verdorben!).
5. Bestimmen Sie die Dispersion der Doppelbrechung des Glimmerplättchens mit der Methode des *SOLEIL*'schen Kompensators. Vergleichen Sie die ermittelten Werte mit den unter 3. erzielten Ergebnissen.