

## Polarisation von Licht

### Stichworte:

Elektromagnetische Welle, Transversalwelle, Wellenvektor, Phasengeschwindigkeit, Brechungsindex, Brechungsgesetz, Reflexionsgesetz, lineare, zirkulare und elliptische Polarisation, HERTZsche Dipolstrahlung, FRESNELSche Formeln, natürliche optische Aktivität, FARADAY-Effekt

### Literatur:

- /1/ HECHT, E.: „Optik“, Oldenbourg, München u. a.
- /2/ BORN, M.: „Optik“, Springer-Verlag, Berlin u.a.
- /3/ ALONSO, M., FINN, E. J.: „Physics“, Addison-Wesley, Reading (Mass.) u. a.

## 1 Einleitung

In diesem Versuch geht es um verschiedene Aspekte der Polarisation von Licht. Im ersten Versuchsteil soll untersucht werden, wie linear polarisiertes Licht bei der Reflexion von Licht an einer Grenzfläche zwischen Luft und Glas entsteht. In den beiden anschließenden Versuchsteilen geht es um die Frage, wie die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht gedreht werden kann. Dabei werden zunächst die natürliche optische Aktivität und daran anschließend der magnetooptische Effekt (FARADAY-Effekt) behandelt.

## 2 Theorie

Wir betrachten eine *ebene, monochromatische Lichtwelle* mit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi\nu$  ( $\nu$  ist die Frequenz). Wir legen das Koordinatensystem so, dass die Welle sich in  $+z$ -Richtung mit der *Phasengeschwindigkeit*  $c = \lambda\nu$  ausbreitet und  $\mathbf{E}$  in der  $x/y$ -Ebene liegt. Für den *Wellenvektor*  $\mathbf{k}$ , der in die Ausbreitungsrichtung der Welle zeigt, gilt dann:

$$(1) \quad \mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{u}_z$$

wobei  $\mathbf{u}_z$  der Einheitsvektor in  $z$ -Richtung ist.

Mit der Einführung der *Wellenzahl*  $k$ :

$$(2) \quad k = |\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

lässt sich die ebene Welle dann schreiben als:

$$(3) \quad \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{kz}) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kz) = \mathbf{E}_0 \cos \varphi(z, t)$$

wobei

$$(4) \quad \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0(x, y)$$

die *Amplitude* und

$$(5) \quad \varphi(z, t) = \omega t - kz$$

die Phase der Welle darstellt, die sich mit der Zeit  $t$  und dem zurückgelegten Weg  $z$  ändert.

Aufgrund der Wahl des Koordinatensystems liegt der Vektor  $\mathbf{E}_0$  immer in der  $x/y$ -Ebene. Wir können die ebene Welle nach Gl. (3) demnach in eine  $x$ - und eine  $y$ -Komponente mit den Amplituden  $\mathbf{E}_{0,x}$  und  $\mathbf{E}_{0,y}$  und relativer Phasenverschiebung  $\delta$  zerlegen:

$$(6) \quad \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_{0,x} \cos(\omega t - kz) + \mathbf{E}_{0,y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

oder in Kurzschreibweise:

$$(7) \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$$

mit

$$(8) \quad \mathbf{E}_x = \mathbf{E}_{0,x} \cos(\omega t - kz)$$

$$(9) \quad \mathbf{E}_y = \mathbf{E}_{0,y} \cos(\omega t - kz + \delta)$$

## 2.1 Polarisationszustände

Mit Hilfe von Gl. (6) wollen wir das zeitliche Verhalten des Vektors  $\mathbf{E}$  als Funktion der Vektoren  $\mathbf{E}_{0,x}$  und  $\mathbf{E}_{0,y}$  sowie der Phasenverschiebung  $\delta$  untersuchen. Zur Veranschaulichung ist die Analogie zu LISSAJOUS-Figuren hilfreich: für ein festes  $z$  (z. B.  $z = 0$ ) beschreibt Gl. (6) nichts anderes als die Überlagerung von zwei zueinander orthogonalen harmonischen Schwingungen gleicher Frequenz. Aus dem Versuch zum Oszilloskop ist bekannt, dass dies je nach Größe der Amplituden  $\mathbf{E}_{0,x}$  und  $\mathbf{E}_{0,y}$  und der Phasenverschiebung  $\delta$  zu Geraden, Ellipsen oder Kreisen als LISSAJOUS-Figuren führt.

Ist entweder  $\mathbf{E}_{0,x} = 0$  oder  $\mathbf{E}_{0,y} = 0$  oder  $\delta = n\pi$ ,  $n \in \mathbb{N}$ , so oszilliert der resultierende Vektor  $\mathbf{E}$  in nur einer Richtung. In diesem Fall spricht man von *linear polarisiertem* Licht (Abb. 1 links). Viele Laser sind so gebaut (s.u.), dass sie linear polarisiertes Licht emittieren.

Ist  $|\mathbf{E}_{0,x}| = |\mathbf{E}_{0,y}|$  und  $\delta = \pm\pi/2$  und blickt man *gegen* die Ausbreitungsrichtung der Welle (d.h. die Welle kommt dem Beobachter entgegen), so beschreibt die Spitze des  $\mathbf{E}$ -Vektors als Funktion der Zeit einen Kreis. In diesem Fall spricht man von *zirkular-polarisiertem* Licht (Abb. 1 Mitte). Im Falle  $\delta = +\pi/2$  dreht sich der  $\mathbf{E}$ -Vektor im Uhrzeigersinn, das Licht heißt *rechtszirkular-polarisiert*. Im Falle  $\delta = -\pi/2$  dreht sich der  $\mathbf{E}$ -Vektor gegen den Uhrzeigersinn und man spricht von *linkszirkular-polarisiertem* Licht. Eine Besonderheit von zirkular polarisiertem Licht ist die Tatsache, dass der Vektor  $\mathbf{E}$  zu jedem Zeitpunkt die gleiche Länge hat und anders als bei linear polarisiertem Licht nie Null wird.

Ist  $|\mathbf{E}_{0,x}| \neq |\mathbf{E}_{0,y}|$  und  $\delta \neq \pm n\pi/2$ , so ergibt sich beim Blick gegen die Ausbreitungsrichtung der Welle, dass die Spitze des  $\mathbf{E}$ -Vektors als Funktion der Zeit eine Ellipse beschreibt. In diesem Fall liegt *elliptisch polarisiertes* Licht vor (Abb. 1 rechts). Größe und Vorzeichen der Phasenverschiebung  $\delta$  bestimmen die Orientierung der Halbachsen der Ellipse im  $x/y$ -Koordinatensystem und den Umlaufsinn (rechts/links) des  $\mathbf{E}$ -Vektors.

Ändern sich  $|\mathbf{E}_{0,x}|$ ,  $|\mathbf{E}_{0,y}|$  und  $\delta$  mit der Zeit, so läuft die Spitze des  $\mathbf{E}$ -Vektors in keiner ausgezeichneten Richtung. In diesem Fall spricht man von *unpolarisiertem* oder *natürlichem* Licht.

Ist in einer Lichtwelle ein Polarisationszustand bevorzugt, kommen aber gleichzeitig unpolarisierte Anteile vor, so spricht man von *partiell polarisiertem Licht*. Der *Polarisationsgrad*  $P$  gibt dann das Verhältnis der Lichtintensität des polarisierten Anteils ( $I_{pol}$ ) zur Gesamtintensität ( $I_{tot}$ ) an:

$$(10) \quad P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} \quad 0 \leq P \leq 1$$

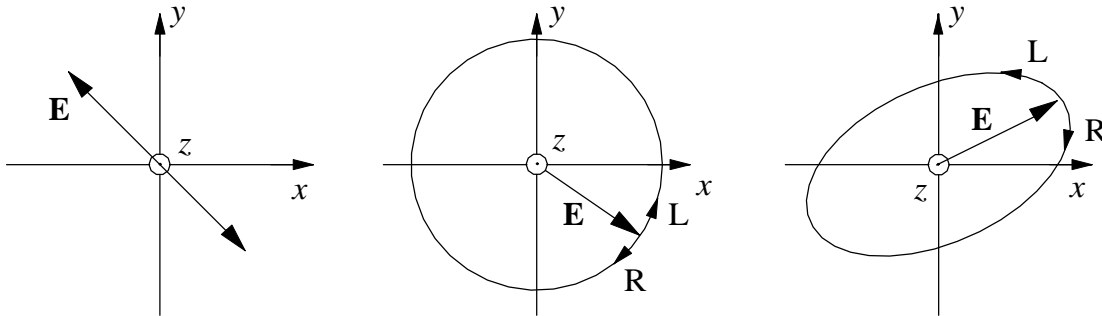


Abb. 1: Polarisationszustände von Licht. V. l. n. r.: linear polarisiertes, zirkular polarisiertes und elliptisch polarisiertes Licht. R: rechtspolarisiert, L: linkspolarisiert.

Die meisten konventionellen Lichtquellen emittieren unpolarisiertes Licht. Das Zustandekommen solchen Lichtes kann man sich im mikroskopischen Bild einfach erklären: Die einzelnen für die Lichtemission verantwortlichen Atome oder Moleküle der Lichtquelle können wir als kleine *HERTZsche Dipole* auffassen, die ihr Licht jeweils mit einer definierten Polarisationsrichtung abstrahlen, nämlich der Richtung der Dipolachse. Wir beobachten am Ausgang der Lichtquelle jedoch nicht nur das von *einem* Dipol abgestrahlte Licht, sondern die Überlagerung der Lichtwellen *aller* Dipole, die die Lichtquelle enthält, mit *zufallsverteilter Polarisationsrichtung* und *Phasenlage*. Im Ergebnis erhalten wir dadurch einen sich mit der Zeit hinsichtlich Betrag und Richtung rasch und zufällig ändernden **E**-Vektor. Das ist das Kennzeichen unpolarisierten Lichtes.

Laser sind oftmals so gebaut, dass sie linear polarisiertes Licht emittieren. Weiteres dazu in Kap. 2.2.

## 2.2 Polarisation durch Reflexion

Wir betrachten gem. Abb. 2 eine senkrecht zur Zeichenebene stehende Grenzfläche  $G$  zwischen zwei Materialien 1 und 2, z.B. Luft und Glas, auf die unter dem Winkel  $\alpha$  eine sich in der Zeichenebene ausbreitende Lichtwelle  $\mathbf{E}_e$  mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_e$  einfällt. Bekanntlich wird ein Teil dieser Welle an der Grenzfläche unter dem Winkel  $\alpha$  reflektiert und bildet die reflektierte Welle  $\mathbf{E}_r$  (Wellenvektor  $\mathbf{k}_r$ ). Ein anderer Teil tritt in das Medium 2 ein und bildet die unter dem Winkel  $\beta$  gebrochene Welle  $\mathbf{E}_b$  (Wellenvektor  $\mathbf{k}_b$ ). Aus der geometrischen Optik ist bekannt, dass die Wellenvektoren aller drei Wellen in einer Ebene, der so genannten *Einfallsebene* liegen und dass gilt (Index  $e$  für die einfallende, Index  $r$  für die reflektierte Welle):

$$(11) \quad \alpha = \alpha_e = \alpha_r \quad \text{Reflexionsgesetz}$$

$$(12) \quad n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad \text{Brechungsgesetz}$$

wobei  $n_1$  und  $n_2$  die Brechungsindizes der beiden Materialien 1 und 2 sind.

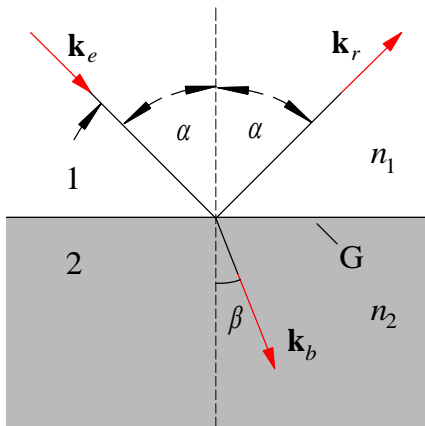


Abb. 2:  
Zur Brechung und Reflexion. Die Wellenvektoren der einfallenden, reflektierten und gebrochenen Welle liegen in einer Ebene, der *Einfallebene* (hier Zeichenebene).

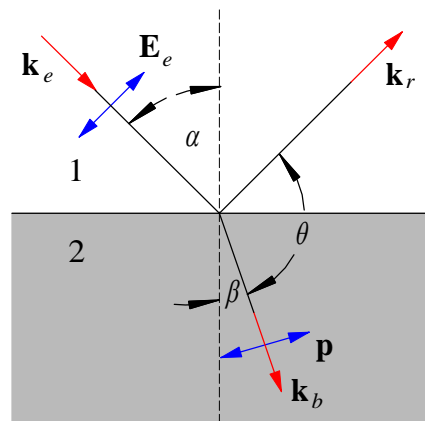


Abb. 3:  
Zum BREWSTER-Winkel.

Im klassischen, mikroskopischen Bild können wir uns die Brechung und Reflexion folgendermaßen veranschaulichen: Das mit der Kreisfrequenz  $\omega$  oszillierende  $\mathbf{E}$ -Feld der einfallenden Welle regt die Elektronen im Medium 2 zu Schwingungen an, erzeugt dort also Dipole mit oszillierendem Dipolmoment  $\mathbf{p} \sim \mathbf{E}$  gleicher Frequenz, aber verzögerter Phasenlage (Analogie zur erzwungenen mechanischen oder elektromagnetischen Schwingung). Diese Dipole strahlen ihrerseits elektromagnetische Wellen mit gleicher Kreisfrequenz  $\omega$  ab, die sich im Wesentlichen senkrecht zur Dipolachse ausbreiten. Speziell in Richtung der Dipolachse findet keine Energieabgabe statt (Analogie zur Richtcharakteristik einer Antenne).

Ein Teil der im Medium 2 erzeugten Dipolstrahlung verlässt das Medium 2 wieder und läuft als reflektierte Welle ins Medium 1 zurück. Der Rest bildet die gebrochene Welle, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit infolge der Phasenverschiebung zwischen anregendem  $\mathbf{E}$ -Feld und Dipolstrahlung um den Faktor  $n_2/n_1$  reduziert ist.

Wir betrachten nun den Spezialfall, bei dem die einfallende Welle in der Einfallsebene (Zeichenebene) linear polarisiert ist (Abb. 3). Man spricht in diesem Fall von *p-polarisiertem* Licht, da  $\mathbf{E}_e$  *parallel* zur Einfallsebene liegt. Für das p-polarisierte Licht gibt es einen Einfallswinkel, den *BREWSTER-Winkel*  $\alpha_B$ , bei dem die reflektierte Welle verschwindet. Dies ist gerade dann der Fall, wenn der Winkel  $\theta$  zwischen reflektierter und gebrochener Welle  $90^\circ$  beträgt. Dann gilt:

$$(13) \quad \beta = 90^\circ - \alpha_B$$

Einsetzen von Gl. (13) in Gl. (12) unter Berücksichtigung von  $\sin(90^\circ - \alpha_B) = \cos \alpha_B$  ergibt die Bedingung für den BREWSTER-Winkel:

$$(14) \quad \tan(\alpha_B) = \frac{n_2}{n_1}$$

**Frage 1:**

- Wie lässt sich das Verschwinden der reflektierten Welle im Falle  $\theta = 90^\circ$  mit dem dargestellten mikroskopischen Modell erklären? (Hinweis: Richtcharakteristik der Dipolstrahlung beachten!)

Gemäß Gl. (6) können wir jede einfallende Welle immer in zwei zueinander senkrecht stehende, linear polarisierte Teilwellen zerlegen. Wir legen das Koordinatensystem nun so, dass die eine Teilwelle,  $\mathbf{E}_x$ , parallel zur Einfallsebene polarisiert ist ( $\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_p$ , p-polarisierte Teilwelle) und die andere,  $\mathbf{E}_y$ , senkrecht zur Einfallsebene, also tangential zur Grenzschicht ( $\mathbf{E}_y = \mathbf{E}_s$ ). Im letzteren Fall spricht man von *s-polarisiertem* Licht, da  $\mathbf{E}$  senkrecht zur Einfallsebene liegt. Für beide Teilwellen lässt sich aus den *Maxwellschen Gleichungen* die *Reflektivität*  $R$ , d.h. das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Lichtintensität  $I$  als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  berechnen. Für die p-polarisierte Teilwelle  $\mathbf{E}_p$  findet man:

$$(15) \quad R_p = \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)}$$

und für die s-polarisierte Teilwelle  $\mathbf{E}_s$ :

$$(16) \quad R_s = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}$$

Gl. (15) und (16) stellen die *FRESNELSchen Formeln* für die Reflexion dar. Der Verlauf von  $R_p$  und  $R_s$  als Funktion von  $\alpha$  ist in Abb. 4 dargestellt. Man sieht auch aus diesen Kurven, dass es einen Einfallswinkel gibt, nämlich den *BREWSTER-Winkel*  $\alpha_B$ , bei dem die parallel zur Einfallsebene polarisierte Komponente im reflektierten Licht verschwindet. Das reflektierte Licht enthält dann, unabhängig von seinem ursprünglichen Polarisationszustand, nur noch die senkrechte Komponente, ist also vollständig linear polarisiert.

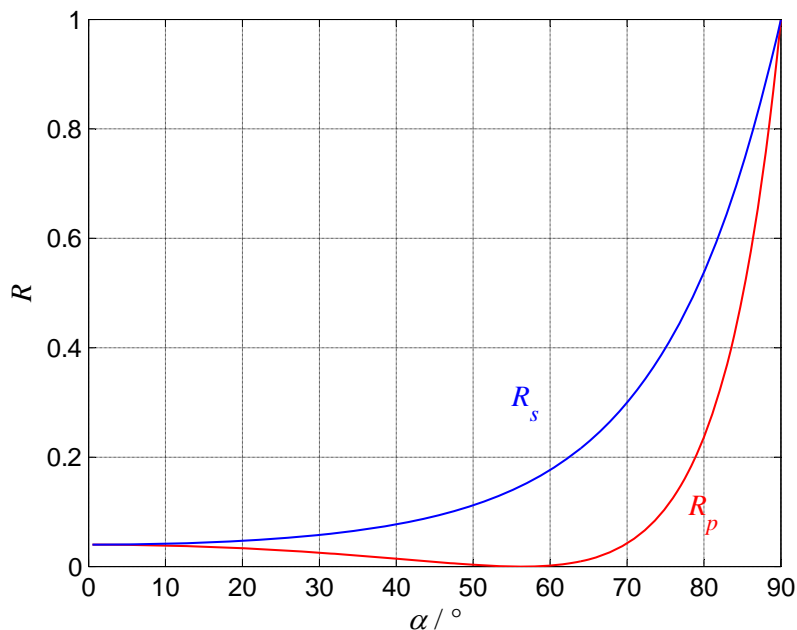


Abb. 4: Reflektivität  $R$  als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  an einer Grenzfläche Luft ( $n_1 = 1$ ) / Glas ( $n_2 = 1.5$ ).

Die Tatsache, dass beim Einfallswinkel  $\alpha_B$  die Reflektivität für p-polarisiertes Licht verschwindet, wird z.B. in vielen *Gas-Lasern* ausgenutzt, um linear polarisiertes Licht nahezu ohne Intensitätsverlust zu

erzeugen. Das geschieht, indem die Enden des Gasentladungsrohres des Lasers mit Glasfenstern (BREWSTER-Fenstern) verschlossen werden, die unter einem Winkel von  $(90^\circ - \alpha_B)$  zur optischen Achse des Rohres angebracht werden, längs derer sich das Laserlicht ausbreitet. Folglich sind die Reflexions-Verluste für  $p$ -polarisiertes Licht an den Rohrenden praktisch null, während sie für  $s$ -polarisiertes Licht gem. Abb. 4 ca. 15 % betragen. Im Laser wird deshalb nur  $p$ -polarisiertes Licht effektiv verstärkt.

**Frage 2:**

- Wie lässt sich aus Gl. (15) und (12) die Bedingung für den BREWSTER-Winkel herleiten?

### 2.3 Natürliche optische Aktivität

Unter *natürlicher optischer Aktivität* einer Substanz versteht man das Phänomen, dass sie beim Durchstrahlen mit linear polarisiertem Licht zu einer *Drehung der Polarisationsrichtung* um den Winkel  $\psi$  führt. Wird die Polarisationsrichtung bei Blickrichtung gegen die Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle im Uhrzeigersinn gedreht, so spricht man von einer *rechtsdrehenden* Substanz, bei Drehung gegen den Uhrzeigersinn von einer *linksdrehenden*. Die *absolute* Ausbreitungsrichtung der Welle, d.h. ob sie die Substanz z.B. von rechts nach links oder von links nach rechts durchläuft, ist natürlich unbedeutend. Die Größe des Drehwinkels hängt bei vorgegebener Lichtwellenlänge und Temperatur von der Art der Substanz und der durchstrahlten Substanzdicke ab.

Optische Aktivität tritt in Medien auf, die entweder *schraubenförmig gebaute* Moleküle oder *schraubenförmig angeordnete* Moleküle enthalten. Solche Medien zeigen „Händigkeit“ („Chiralität“), d. h. sie kommen in zwei zueinander spiegelbildlichen Bauformen vor. Die Ursache der optischen Aktivität ist die Tatsache, dass diese Medien für rechts- und links-zirkular-polarisiertes Licht unterschiedliche Brechungsindizes aufweisen. Entsprechend polarisierte Lichtwellen breiten sich in den Substanzen also mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten aus und erfahren dadurch unterschiedliche Phasenverschiebungen. Da andererseits zirkular-polarisiertes Licht in zwei linear polarisierte Komponenten zerlegt und umgekehrt linear polarisiertes Licht durch Überlagerung zweier zirkular polarisierter Wellen dargestellt werden kann, wird der Zusammenhang mit der optischen Aktivität deutlich. Für eine detailliertere Darstellung wird auf /2/ und /3/ verwiesen. Wir beschränken uns im Weiteren auf die Beschreibung der Phänomene.

Natürliche optische Aktivität kann zum einen, wie erwähnt, durch *schraubenförmig angeordnete* Moleküle hervorgerufen werden. In diesem Fall ist die Substanz nur in fester, kristalliner Form natürlich optisch aktiv und z.B. nicht mehr in flüssiger Form. Ein Beispiel einer solchen Substanz ist Quarz.

Zum anderen kann natürliche optische Aktivität aber auch durch *schraubenförmig gebaute* Moleküle bewirkt werden. Dann ist die betreffende Substanz sowohl in fester, als auch in flüssiger oder gelöster Form natürlich optisch aktiv. Ein Beispiel einer solchen Substanz ist gewöhnlicher Rohrzucker (Rübenzucker, Saccharose,  $C_{12}H_{22}O_{11}$ ).

Für eine in gelöster Form natürlich optisch aktive Substanz ist der Drehwinkel der Polarisationsrichtung,  $\psi$ , eine Funktion der Stoffkonzentration  $C$  und der Länge  $l$  der durchstrahlten Schicht:

$$(17) \quad \psi = \gamma(\lambda, T)lC$$

Die Proportionalitätskonstante  $\gamma(\lambda, T)$  heißt *Drehvermögen* (auch *spezifische Drehung*) und ist eine von der Lichtwellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  abhängige Stoffkonstante mit der Einheit:

$$[\gamma(\lambda, T)] = \frac{\text{grad m}^2}{\text{kg}}$$

Der in Gl. (17) dargestellte Zusammenhang wird z.B. in der Medizin ausgenutzt, um den Zuckergehalt im Harn zu bestimmen (*Saccharimetrie*).

**Frage 3:**

- Eine linear polarisierte Welle, die ein natürlich optisch aktives Medium in Hin- und Rückrichtung durchläuft, erfährt keine Änderung ihrer Polarisationsrichtung - warum nicht?

**2.4 FARADAY-Effekt**

Einige feste Stoffe (z.B. Bleiglas), aber auch Flüssigkeiten (z.B. Wasser) und Gase (z.B. Luft), drehen die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht um den Winkel  $\psi$ , wenn sie in ein starkes Magnetfeld  $\mathbf{B}$  gebracht werden. Sie werden durch das Magnetfeld also künstlich *optisch aktiv*. Dieses Phänomen wurde 1845 von MICHAEL FARADAY entdeckt und heißt FARADAY-Effekt oder *magnetooptischer Effekt*.

Hinsichtlich der nicht ganz einfachen theoretischen Grundlagen des FARADAY-Effektes sei wiederum auf /2/ verwiesen, hinsichtlich einer anschaulichen Erklärung im mikroskopischen Bild auf /1/. Wir beschränken uns hier wieder auf die Beschreibung der Phänomene.

Wir betrachten eine linear polarisierte Lichtwelle, die sich in  $+z$ -Richtung ausbreitet und eine optisch transparente Substanz der Länge  $l$  durchläuft. Dieses Material befindet sich in einem homogenen Magnetfeld  $\mathbf{B}$  mit der  $z$ -Komponente  $+B_z$ . Der Winkel  $\psi$ , um den die Polarisationsrichtung des Lichtes in einem solchen FARADAY-Rotator gedreht wird, ist dann gegeben durch:

$$(18) \quad \psi = V(\lambda, T) B_z l$$

wobei  $V(\lambda, T)$  die vom Material, der Wellenlänge  $\lambda$  und der Temperatur  $T$  abhängige VERDET-Konstante ist. Üblicherweise wird  $B_z$  in Tesla (T),  $l$  in Meter und  $V$  in  $\text{grad}/(\text{T}\cdot\text{m})$  angegeben. Typische Werte für  $V$  liegen für Gläser im Bereich einiger 100 bis einige 1000  $\text{grad}/(\text{T}\cdot\text{m})$ .

Aus Gleichung (18) ist zu erkennen, dass sich bei einer Umkehr der Ausbreitungsrichtung  $z$  des Lichtes das auf diese Richtung bezogene Vorzeichen von  $B_z$  ändert und damit auch das Vorzeichen des Drehwinkels  $\psi$ . Im Gegensatz zur natürlichen optischen Aktivität spielt die *absolute* Ausbreitungsrichtung der Welle (bezogen auf die Richtung von  $B_z$ ) hier also eine Rolle.

**Frage 4:**

- Um welchen Winkel wird die Polarisationsrichtung einer linear polarisierten Lichtwelle gedreht, die einen FARADAY-Rotator in Hin- und Rückrichtung durchläuft (der Drehwinkel in Hinrichtung sei  $\psi_0$ )?

### 3 Versuchsdurchführung

#### **Zubehör:**

Helium-Neon-Laser (5 mW Lichtleistung) in Fein-Justierhalterung auf optischer Dreieckschiene (Länge ca. 1 m), drehbarer Gelenkverbinder mit Winkelskala, Zeiger für Winkelskala, rückseitig geschwärzte Glasscheibe auf Verstelleinheit, 1 drehbarer Polarisationsfilter, 1 Polarisationsfilter in feinverstellbarer Drehhalterung, Neutralfilterrad (Graufilterrad), Irisblende, Reiter, Stativstangen, Säulen, weißer Schirm, Fotodiode (lichtempfindliche Fläche ca.  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) mit integriertem Verstärker (Versorgungsspannung  $\pm 9 \text{ V}$ ,  $0 \text{ V}$ ), vorgesetzter Mattscheibe und Rohr als Streulichtschutz, Küvette ( $l \approx 300 \text{ mm}$ ,  $\varnothing \approx 30 \text{ mm}$ ) mit planparallelen Endfenstern in Halterung, Rohrzucker-Normallösung, Elektromagnet mit 2 Spulen (300 Windungen,  $I_{\text{max}} \approx 5 \text{ A}$ ) auf Eisenkern in Halterung, 2 Polschuhe (durchbohrt) für Elektromagnet, Bleiglas-Stab (Schwerflint SF 6) ( $l \approx 30 \text{ mm}$ ,  $\varnothing \approx 11 \text{ mm}$ ), Strahlteilerwürfel auf Prismentisch, Spiegel, Netzgeräte (Phywe (0 – 15) / (0 – 30) V) für Fotodiode und Spulen, Oszilloskop, 2 Digitalmultimeter zur Messung der Fotodiodenspannung und zur Messung der Stromstärke, Werkzeug, Labortischlampe, Taschenlampe, Thermometer, Lupe.

#### **Achtung:**

Beim Umgang mit Laserlicht muss darauf geachtet werden, dass weder der Laserstrahl direkt, noch reflektierte Strahlen von Linsenoberflächen, Metallflächen usw. in die Augen gelangen. Es besteht die Gefahr der Netzhautzerstörung durch lokal extrem hohe Intensitäten! Der Laserstrahl muss daher immer in einer Höhe unter ca. 1,2 m gehalten werden! Niemals direkt in einen unaufgeweiteten Laserstrahl blicken!

#### **Hinweis:**

Aufgrund der aufwändigen Justage wird die Versuchsanordnung zum Versuchsteil FARADAY-Effekt (Kap. 0, Abb. 7) zunächst von je zwei Praktikumsgruppen gemeinsam aufgebaut. Anschließend beginnt eine der Gruppen mit der Messung an der Versuchsanordnung, während die andere Gruppe Messungen zu Versuchsteil 3.1 bzw. 0 durchführt. Sobald die erste Gruppe die Messung zu Versuchsteil 0 beendet hat, führt die andere Gruppe die Messungen am FARADAY-Rotator durch und setzt dann die Messungen zu den übrigen Versuchsteilen fort.

### 3.1 Reflektivität von linear polarisiertem Licht

Mit einer Anordnung gem. Abb. 5 soll die Reflektivität von linear polarisiertem Laserlicht als Funktion des Einfallswinkels für eine Grenzschicht zwischen Luft ( $n_1 \approx 1$ ) und Glas ( $n_2 \approx 1,5$ ) gemessen werden. Dabei soll das Licht einmal parallel und einmal senkrecht zur Einfallsebene polarisiert sein.

#### 3.1.1 Vorbereitende Justierarbeiten

##### ***Von der technischen Assistenz vor Versuchsbeginn durchgeführte Arbeiten:***

Der Helium-Neon-Laser ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ; Fehler in  $\lambda$  vernachlässigbar) wird so in seine Halterung eingesetzt, dass die Polarisationsrichtung des von ihm emittierten linear polarisierten Lichtes mittig zwischen horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung liegt ( $45^\circ$ -Richtung). Die Fein-Justierhalterung des Lasers wird so ausgerichtet, dass der Laserstrahl in vertikaler und horizontaler Richtung parallel zur Dreieckschiene verläuft. Direkt hinter die Austrittsöffnung des Lasers wird ein drehbarer Polarisationsfilter P montiert.

Danach wird die Glasscheibe in einer Verstelleinheit auf den Drehtisch des Gelenkverbinders montiert und so justiert, dass

- die Drehachse D genau in der dem Laser zugewandten Oberfläche der rückseitig geschwärzten Glasscheibe liegt (s. Abb. 5),
- der Laserstrahl die Glasscheibe genau auf der Drehachse D trifft,
- der Laserstrahl von der Glasscheibe in sich zurückgeworfen wird, wenn die Winkelskala auf dem Drehtisch in der Position  $0^\circ$  oder  $180^\circ$  steht.

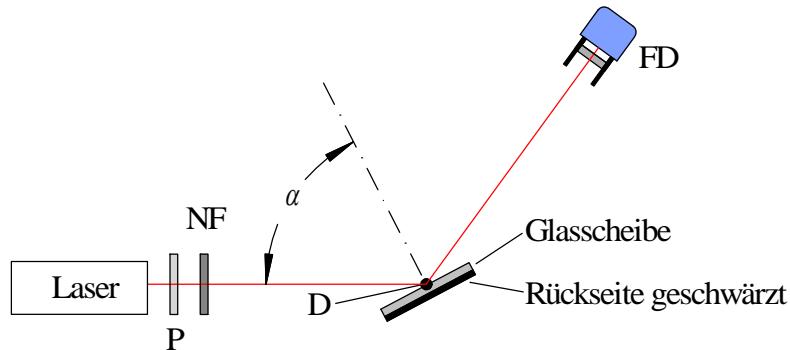


Abb. 5: Versuchsanordnung zur Messung der Reflektivität  $R$  an einer Grenzfläche Luft / Glas. P: Polarisationsfilter, NF: Neutralfilterrad (Graufilterrad), FD: Fotodiode mit vorgesetzter Mattscheibe (grau) und Rohr als Streulichtschutz, D: Drehachse.

*Ohne Rücksprache mit dem/der BetreuerIn oder der technischen Assistenz darf die Justierung des Lasers und der Glasscheibenhalterung nicht verändert werden!*

#### **Von den Studierenden durchzuführende Arbeiten:**

Die Verstelleinheit mit der Glasscheibe wird vorübergehend vorsichtig aus dem Aufbau entfernt und in einer Halterung abgestellt. In ca. 0,4 m Entfernung hinter der Drehachse des Gelenkverbinders wird die Fotodiode montiert und so ausgerichtet, dass der Laserstrahl ihre lichtempfindliche Fläche mittig trifft. Der Verschluss des Lasers wird vorübergehend geschlossen und die Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers bei Dunkelheit,  $U_D$ , wird gemessen<sup>1</sup>. Sollte  $U_D \leq 0$  V sein, muss das **Offset**-Potentiometer am Fotodiodenverstärker so verstellt werden, dass  $U_D > 0$  V ist ( $U_D$  sollte im Bereich einiger 10 mV liegen). Der Verschluss des Lasers wird wieder geöffnet und der Polarisationsfilter P wird so eingestellt, dass hinter dem Filter zunächst *senkrecht*, dann *parallel* polarisiertes Licht vorliegt, wobei die Richtungen sich auf die spätere Lage der Einfallsebene beziehen. Der Polarisationsfilter arbeitet nach dem Prinzip der *selektiven Absorption (Dichroismus)*; seine Durchlassrichtung ist durch die Richtung des Pfeils auf seiner Winkelskala angegeben.

Für beide Polarisationsrichtungen wird die Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers gemessen. Die Lichtintensität kann so groß sein, dass sie zur Übersteuerung des Fotodiodenverstärkers führt. In diesem Fall wird ein Neutralfilterrad hinter den Polarisationsfilter gestellt und vorsichtig in die Position gedreht, bei der der Fotodiodenverstärker gerade nicht mehr übersteuert. Die Nicht-Übersteuerung erkennt man daran, dass die mit dem Digitalmultimeter gemessene Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers sich bei geringfügiger Verdrehung des Polarisationsfilters noch ändert.

Auf dem Neutralfilterrad ist für jeden Filter die optische Dichte  $D$  mit

$$(19) \quad D = \log_{10} \left( \frac{\text{Eingangintensität}}{\text{Ausgangintensität}} \right)$$

<sup>1</sup> Um den Einfluss von Raum-Streulicht bei den späteren Messungen zu berücksichtigen, darf zur Messung von  $U_D$  nicht die Verschlusskappe vor die Fotodiode montiert werden.

eingraviert, sodass prinzipiell auf Intensität ohne Neutralfilter zurückgerechnet werden kann. Dies ist bei diesem Versuch jedoch nicht erforderlich, solange ein einmal eingebrachter Filter mit der optischen Dichte  $D$  im Aufbau verbleibt.

Die Ausgangsspannung  $U_{se}$  für die *senkrechte* Stellung (Index  $s$ ) des Polarisationsfilters ist nach Abzug der Dunkelspannung  $U_D$  zur der *einfallenden* Lichtintensität  $I_{se}$  (Index  $e$ ) proportional:

$$(20) \quad I_{se} \sim (U_{se} - U_D)$$

Für die *parallele* Stellung Polarisationsfilters (Index  $p$ ) gilt analog:

$$(21) \quad I_{pe} \sim (U_{pe} - U_D)$$

Nach diesen Messungen wird die Verstelleinheit mit der Glasscheibe wieder an ihre alte Position gestellt.

### 3.1.2 Messreihen

$R_s$  und  $R_p$  sollen als Funktion des Einfallswinkels  $\alpha$  bestimmt werden, der, soweit mit dem vorhandenen Aufbau realisierbar, im Bereich  $15^\circ \leq \alpha \leq 85^\circ$  variiert wird.  $R_s$  und  $R_p$  ist jeweils das Verhältnis der *reflektierten* (Index  $r$ ) zur *einfallenden* Lichtintensität, also:

$$(22) \quad R_s = \frac{I_{sr}}{I_{se}} \quad R_p = \frac{I_{pr}}{I_{pe}}$$

Mit Hilfe von Gl. (20) und (21) und analoger Beziehungen für die reflektierten Intensitäten (Index  $r$ ) können wir  $R_s$  und  $R_p$  auch schreiben als:

$$(23) \quad R_s = \frac{U_{sr} - U_D}{U_{se} - U_D} \quad R_p = \frac{U_{pr} - U_D}{U_{pe} - U_D}$$

Insgesamt sollen zur Messung von  $R_s$  und  $R_p$  jeweils etwa 20 Messwerte für  $U_{sr}(\alpha)$  und  $U_{pr}(\alpha)$  aufgenommen werden, wobei die Winkelwerte gem. Abb. 4 geschickt zu verteilen sind. Für jeden Wert von  $\alpha$  wird

- die Glasscheibe in die entsprechende Winkelposition gebracht,
- der Polarisationsfilter nacheinander in die Positionen „senkrecht“ und „parallel“ gebracht und die jeweilige Spannung  $U_{sr}$  bzw.  $U_{pr}$  gemessen,
- der Verschluss des Lasers vorübergehend geschlossen und die Dunkelspannung  $U_D$  gemessen.

Zur Auswertung werden  $R_s(\alpha)$  und  $R_p(\alpha)$  in *einem* Diagramm über  $\alpha$  aufgetragen; auf eine Fehlerrechnung für die einzelnen Messwerte kann verzichtet werden. Zusätzlich werden in das Diagramm die theoretisch erwarteten Kurvenverläufe eingezeichnet, die sich aus Gl. (15) und (16) ergeben. Dabei ist für Luft der Brechungsindex  $n_1 = 1$  und für Glas der Brechungsindex  $n_2 = 1,5$  anzusetzen.

#### Frage 5:

- Wie groß ist der theoretisch erwartete BREWSTER-Winkel? Welcher Wert ergibt sich aus der grafischen Darstellung von  $R_p(\alpha)$ ?

### 3.2 Drehvermögen einer Zuckerlösung

Mit einer Anordnung gem. Abb. 6 soll das Drehvermögen einer Rohrzucker-Normallösung bei der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers ( $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ; Fehler in  $\lambda$  vernachlässigbar) und bei Zimmertemperatur bestimmt werden. Die Rohrzucker-Normallösung<sup>2</sup> ist eine Lösung von Rohrzucker in Wasser mit der Konzentration:

$$(24) \quad C = \frac{26 \text{ g Rohrzucker}}{100 \text{ cm}^3 \text{ Lösung}}$$

Die Messung geschieht mit einer Anordnung gem. Abb. 6. Der Polarisationsfilter  $P_1$  direkt hinter dem Laser wird so eingestellt, dass die transmittierte Lichtintensität maximal ist. In ca. 0,6 m Abstand hinter dem ersten Polarisationsfilter wird ein zweiter Polarisationsfilter  $P_2$  in einer feinverstellbaren Drehhalterung aufgestellt, dahinter die Fotodiode.  $P_2$  wird so justiert, dass die Lichtintensität auf der Fotodiode minimal wird<sup>3</sup>. Um den Punkt minimaler Intensität mit höchstmöglicher Genauigkeit zu finden, muss am Fotodiodenverstärker eine Verstärkung von  $V = 100$  eingestellt werden. Die zugehörige Winkelposition von  $P_2$  wird abgelesen.

Die Ablesung der Skala erfolgt analog wie bei einem Messschieber mit Nonius. Auf der Hauptskala wird der Winkelwert in ganzen Grad abgelesen, auf der Noniusskala der zu addierende Bruchteil in Winkelminuten.

Anschließend wird zwischen  $P_1$  und  $P_2$  die Küvette mit der Zucker-Normallösung eingebracht (Länge  $l$  ausmessen, Längsachse der Küvette in Richtung der optischen Achse ausrichten). Dadurch wird die Polarisationsrichtung des durchgehenden Lichtes gedreht (hier um einen Winkel  $|\psi| < 180^\circ$ ) und wieder ein hellerer Lichtpunkt auf der Fotodiode beobachtbar.  $P_2$  wird nun wiederum in die Position gedreht, bei der die Lichtintensität minimal wird und anschließend seine veränderte Winkelposition abgelesen. Aus der Differenz der Winkelpositionen wird der Drehwinkel  $\psi$  bestimmt. Die Zimmertemperatur wird gemessen und das Drehvermögen  $\gamma(\lambda, T)$  der Zuckerlösung gem. Gl. (17) inkl. Fehler berechnet. Der Literaturwert bei  $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  beträgt  $0,58 \text{ grad m}^2/\text{kg}$ .<sup>4</sup>

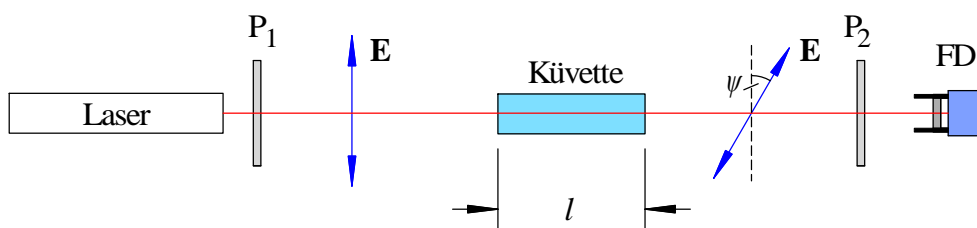


Abb. 6: Versuchsanordnung zur Messung des Drehvermögens einer Zuckerlösung.  $P_1$ ,  $P_2$ : Polarisationsfilter, FD: Fotodiode mit vorgesetzter Mattscheibe (grau) und Rohr als Streulichtschutz.

#### Frage 6:

- Handelt es sich um eine rechts- oder linksdrehende Lösung?

<sup>2</sup> Die Lösung steht gebrauchsfertig zur Verfügung. Zur Herstellung löst man 26 g Rohr-Zucker in 50 ml Wasser und füllt dann mit Wasser auf 100 ml auf.

<sup>3</sup> Bei idealen Polarisationsfiltern müsste sich bei gekreuzter Stellung von  $P_1$  und  $P_2$  Dunkelheit ergeben, bei realen Filtern wird dies nicht ganz erreicht.

<sup>4</sup> Nach WALCHER, W.: "Praktikum der Physik", Teubner, Stuttgart, 1985; ohne Fehlerangabe

### 3.3 VERDET-Konstante eines Bleiglasstabes

Mit einem Aufbau gem. Abb. 7 soll die VERDET-Konstante einer Bleiglas-Probe (Schwerflint SF 6; Hersteller: JENAER GLASWERK SCHOTT & GEN., Mainz) gemessen werden.

Das Vorgehen ist analog wie zur Messung des Drehvermögens der Zuckerlösung. Das Licht des Lasers durchläuft einen Polarisationsfilter  $P_1$ , der so eingestellt wird, dass das transmittierte Licht *senkrecht* polarisiert ist. Das Licht tritt durch einen Strahlteilerwürfel ST und fällt auf den FARADAY-Rotator FR. Der FARADAY-Rotator besteht aus zwei vom Strom  $I$  durchflossenen Spulen (je 300 Windungen) auf einem Eisenkern, auf dem zwei durchbohrte Polschuhe aufgesetzt sind, die einen Glasstab aus dem zu untersuchenden Material aufnehmen. Die Stablängen können Tab. 1 entnommen werden.

Stab-Nr.	I	II	III
$l / \text{mm}$	30,0	30,0	30,4

Tab. 1: Längen  $l$  der verwendeten SF6-Glasstäbe.  $l$  kann jeweils als fehlerfrei angenommen werden

Der Rotator wird in seiner Halterung so ausgerichtet, dass die Längsachse des Glasstabes mit der optischen Achse zusammenfällt. Hinter den Rotator wird ein Spiegel SP gestellt, der das Licht zurück wirft. Hierdurch wird erreicht, dass das Licht den Rotator zweimal durchläuft, wodurch der Drehwinkel verdoppelt wird. Am Strahlteiler wird ein Teil des von SP reflektierten Lichtes umgelenkt und trifft nach Durchlaufen einer Irisblende B und des Polarisationsfilters  $P_2$  (in feinverstellbarer Drehhalterung) auf eine Fotodiode FD.

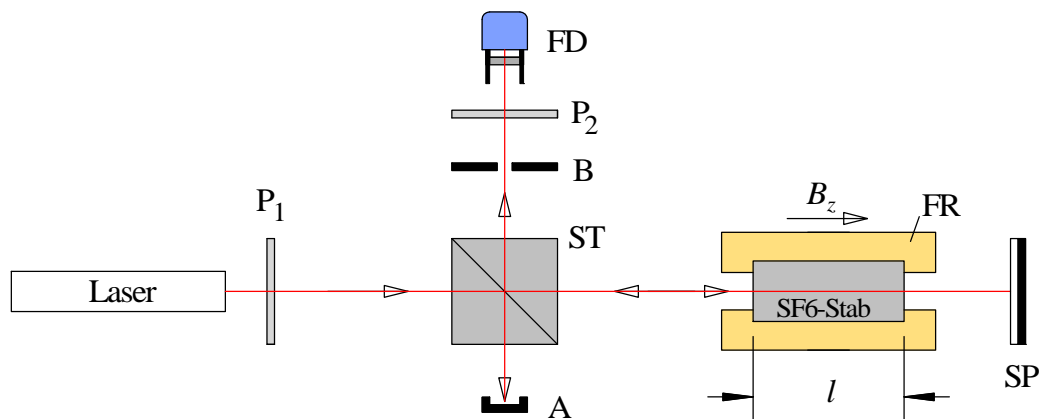


Abb. 7: Versuchsanordnung zur Messung der VERDET-Konstante.  $P_1$ ,  $P_2$ : Polarisationsfilter, B: Irisblende, ST: Strahlteilerwürfel, SP: Spiegel, A: schwarzes Blech als Strahlabsorber, FD: Fotodiode mit vorgesetzter Mattscheibe (grau) und Rohr als Streulichtschutz, FR: FARADAY-Rotator.

Am Ort der Irisblende B werden mehrere schwache und ein heller Lichtfleck zu sehen sein<sup>5</sup>. Der helle Fleck gehört zu dem von SP reflektierten Licht. Durch leichtes Verkippen von SP mit Hilfe der Verstellerschrauben seiner Halterung kann man erreichen, dass nur dieser helle Fleck die Irisblende passiert und die übrigen Reflexe abgeblockt werden.

Nach dieser Justage wird im stromlosen Zustand die Winkelstellung von  $P_2$  für minimale durchgehende Lichtintensität gesucht. Um den Punkt minimaler Intensität mit höchstmöglicher Genauigkeit zu finden, muss am Fotodiodenverstärker eine Verstärkung von  $V = 100$  eingestellt werden.

<sup>5</sup> Die schwachen Lichtflecke stammen von Licht, dass trotz Entspiegelung an den Außenflächen des Strahlteilerwürfels und an den Endflächen des Glasstabes reflektiert wird.

Anschließend wird eine Stromstärke von  $I \approx +1$  A (exakten Wert mit Ampèremeter messen) eingestellt,  $P_2$  erneut in die Position minimaler durchgehender Lichtintensität gedreht und seine Winkelposition  $\psi_1$  abgelesen<sup>6</sup>. Danach wird die Stromrichtung (und damit die Richtung von  $B_z$ ) unter Beibehaltung von  $|I|$  umgedreht und abermals die Winkelposition von  $P_2$  bei minimaler durchgehender Lichtintensität bestimmt; der zugehörige Messwert ist  $\psi_2$ . Die Differenz beider Ablesewerte ergibt den Drehwinkel

$$(25) \quad 2\psi = |\psi_1 - \psi_2|$$

für  $|I| \approx 1$  A. Der Faktor 2 rührt daher, dass für  $I = +x$  A die Drehung um den Winkel  $\psi$  in die eine Richtung erfolgt und für  $I = -x$  A um den gleichen Winkel  $\psi$  in die andere Richtung.

Danach wird die Messung für  $I \approx (\pm 2, \pm 3, \pm 4)$  A wiederholt.

Die  $z$ -Komponente des Magnetfeldes in dem Bereich zwischen den Polschuhen, in dem sich der Glasstab befindet, ist nicht homogen. Mit einer geeigneten Induktionsspule kann man jedoch für verschiedene Stromstärken ein *effektives Feld*  $B_{z,eff}(I)$  messen, das in Gl. (18) zur Berechnung der VERDET-Konstante eingesetzt wird. Dieses effektive Feld wurde vorab ermittelt. Seine Abhängigkeit von  $I$  lässt sich mit Hilfe folgender Ausgleichsfunktion beschreiben:

$$(26) \quad B_{z,eff} = a + b|I| + c|I|^2 \quad \text{für} \quad |I| \geq 0,15 \text{ A}$$

Die Polynomkoeffizienten  $a$ ,  $b$  und  $c$  sind für die einzelnen Aufbauten unterschiedlich. Sie können Tab. 2 entnommen werden.

Messanordnung	$a / \text{mT}$	$b / \text{mT A}^{-1}$	$c / \text{mT A}^{-2}$
<b>1</b>	$-0,69 \pm 0,15$	$24,22 \pm 0,19$	$-0,07 \pm 0,04$
<b>2</b>	$-0,68 \pm 0,11$	$23,89 \pm 0,15$	$-0,13 \pm 0,03$
<b>3</b>	$-0,62 \pm 0,29$	$23,90 \pm 0,38$	$0,15 \pm 0,08$

Tab. 2: Polynomkoeffizienten zur Berechnung des effektiven Magnetfeldes nach Gl. (26).

Abschließend wird  $2\psi$  über  $B_{z,eff}$  aufgetragen. Per linearer Regression wird die Ausgleichsgerade durch den Ursprung bestimmt. Diese Ausgleichsgerade wird in das Diagramm eingezeichnet und mit Hilfe ihrer Steigung die VERDET-Konstante für das Bleiglas vom Typ SF 6 für die Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers ( $\lambda = 632,8$  nm, fehlerfrei) berechnet. Dabei ist zu beachten, dass das Licht den Glasstab zweimal durchläuft. Für die Fehlerbetrachtung ist nur der Fehler der Steigung zu berücksichtigen. Der Messwert wird schließlich mit dem Literaturwert verglichen, für den man bei Zimmertemperatur und  $\lambda = 632$  nm findet:  $V = 1149,6 \text{ grad}/(\text{T}\cdot\text{m})^7$ .

<sup>6</sup> Zum Ablesen der Winkelstellung kann  $P_2$  inkl. Halterung und Reiter vorübergehend aus dem Aufbau entfernt werden.

<sup>7</sup> H. BACH, N. NEUROTH: „The Properties of Optical Glass“, Springer, Berlin u. a., 1995, S. 117; ohne Fehlerangabe.