

PROTOKOLL ZUM ANFÄNGERPRAKTIKUM PHYSIK

Polarisation von Licht

Sebastian Finkel
Sebastian Wilken

Versuchsdurchführung:
12. Juli 2006

0. Inhalt

1. Einleitung

2. Theoretischer Teil

- 2.1. Polarisationszustände
- 2.2. Polarisation durch Reflexion
- 2.3. Natürliche optische Aktivität
- 2.4. FARADAY-Effekt

3. Praktischer Teil

- 3.1. Reflektivität von linear polarisiertem Licht
- 3.2. Drehvermögen einer Zuckerlösung
- 3.3. VERDETSche Konstante eines Bleiglasstabes

4. Anhang

- 4.1. Literatur
- 4.2. Abbildungsnachweis

5. Anlage (Messwerttabellen)

1. Einleitung

In diesem Praktikumsversuch wollen wir uns näher mit der Polarisierung von Licht auseinandersetzen. Neben den unterschiedlichen Polarisierungsarten werden wir auch einige Effekte kennenlernen, welche aus der Polarisierung resultieren. Dazu werden wir das Verhalten polarisierten Lichtes bei der Reflexion an einer Grenzfläche untersuchen, sowie die optische Aktivität einer Zuckerlösung und die VERDETSche Konstante eines Bleiglasstabes bestimmen.

2. Theoretischer Teil

Wir können Licht mit dem Vektor \mathbf{E} des elektrischen Feldes und dem Vektor \mathbf{H} des magnetischen Feldes, welche senkrecht aufeinander stehen, als elektromagnetische transversale Welle beschreiben. Da die Wechselwirkungen des magnetischen Feldes mit Materie vernachlässigbar sind, beschreiben wir das Licht nun als zeitlich veränderliches \mathbf{E} -Feld.

Wir betrachten nun eine ebene monochromatische Lichtwelle mit der Welllänge λ und der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi\nu$. Wir können nun die Lichtwelle, die sich transversal in z -Richtung ausbreitet, schreiben als:

$$(1) \quad \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{kz} - \omega t) = \mathbf{E}_0 \cos \varphi(z, t)$$

Da die Welle in z -Richtung fortschreitet ergibt sich:

$$(2) \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$$

mit:

$$(3) \quad \begin{aligned} \mathbf{E}_x &= \mathbf{E}_0 \cos(kz - \omega t) \\ \mathbf{E}_y &= \mathbf{E}_0 \cos(kz - \omega t + \delta) \end{aligned} \quad (\delta = \text{Phasenverschiebung})$$

2.1. Polarisationszustände

Wir führen nun kurz die möglichen Polarisationszustände auf, nähere Informationen dazu sind der entsprechenden Literatur zu entnehmen:

- $\mathbf{E}_{0x} = 0$ oder $\mathbf{E}_{0y} = 0$ oder $\delta = n\pi$ → linear-polarisiertes Licht
- $|\mathbf{E}_{0x}| = |\mathbf{E}_{0y}|$ und $\delta = +\pi/2$ → rechtszirkulär-polarisiertes Licht
- $|\mathbf{E}_{0x}| = |\mathbf{E}_{0y}|$ und $\delta = -\pi/2$ → linkszirkulär-polarisiertes Licht
- $|\mathbf{E}_{0x}| \neq |\mathbf{E}_{0y}|$ und δ beliebig → elliptisch polarisiertes Licht

Ändern sich $|\mathbf{E}_{0x}|$, $|\mathbf{E}_{0y}|$ und δ mit der Zeit liegt unpolarisiertes, bzw. natürliches Licht vor.

Da es auch Lichtwellen mit polarisierten und unpolarisierten Anteil gibt, können wir abschließend noch den Polarisationsgrad als Quotient der Intensität des polarisierten Lichtes I_{pol} und der Gesamintensität I_{tot} definieren:

$$(4) \quad P = \frac{I_{pol}}{I_{tot}} \quad 0 \leq P \leq 1$$

Abbildung 1 verdeutlicht die verschiedenen Polarisationszustände von Licht in Zeigerdiagrammen. Von links nach rechts liegen in den drei Diagrammen linear, zirkular und elliptisch polarisiertes Licht vor. Dabei steht R für rechtspolarisiertes und L entsprechend für linkspolarisiertes Licht.

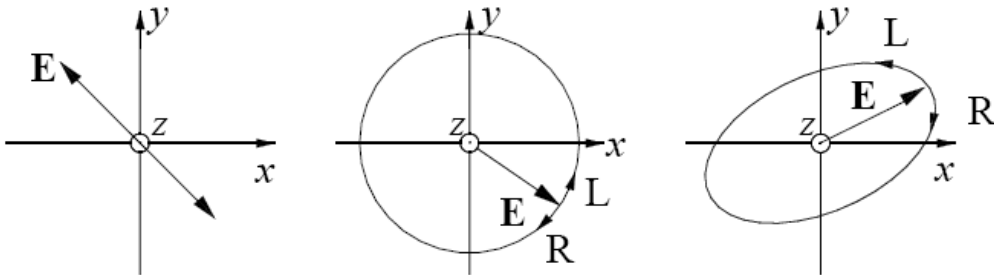


Abb. 1: Polarisationszustände von Licht im Zeigerdiagramm.

2.2. Polarisation durch Reflexion

Wir betrachten nun eine Lichtwelle \mathbf{E}_e , die unter dem Winkel α_e auf eine Grenzfläche trifft. Ein Teil dieser Welle wird nun an der Fläche reflektiert und bildet die Welle \mathbf{E}_r , während der Rest der Welle in das Medium eindringt und unter einem Brechungswinkel β als Welle \mathbf{E}_b das Medium durchläuft.

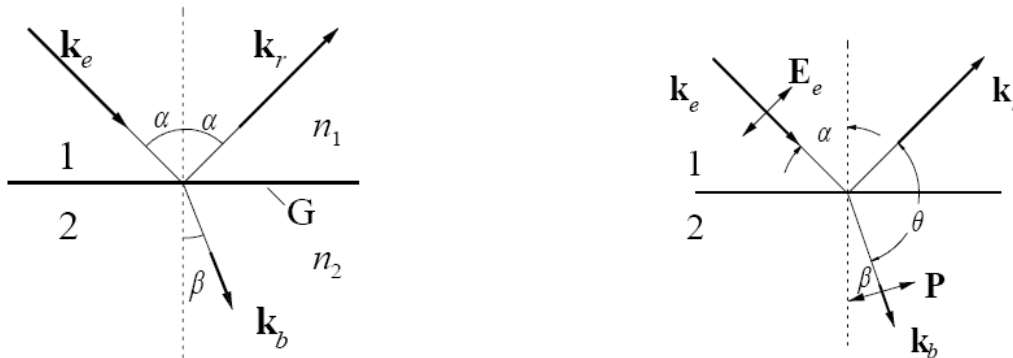


Abb. 2: Zur Brechung und Reflexion (links); Zum BREWSTER-Winkel (rechts).

Es gelten folgende Beziehungen für die Lichtwellen:

$$(5) \quad \alpha = \alpha_e = \alpha_r$$

$$(6) \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

Die einfallende Welle mit der Kreisfrequenz ω hat jedoch die Wirkung, dass sie im Material schwingende Dipolmomente $\mathbf{p} \sim \mathbf{E}$ erzeugt. Diese Dipole strahlen nun auch wieder elektromagnetische Wellen der Kreisfrequenz ω , die sich senkrecht zur Dipolachse ausbreiten, aus. Sie haben in etwa eine keulenförmige Richtcharakteristik. Also läuft nun ein Teil der erzeugten Dipolstrahlung in unser erstes Medium zurück und bildet die reflektierte Welle, während die übrige Welle im Medium weiterläuft und mit dem Teil der Welle interferiert, der noch von der ursprünglichen Welle vorhanden ist. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist nun aber um n_2/n_1 geringer.

Haben wir nun eine p-polarisierte Welle \mathbf{E}_p , so gibt es einen Winkel α_B , den so genannten BREWSTER-Winkel, bei dem die reflektierte Welle verschwindet. Für diesen Winkel gilt:

$$(7) \quad \beta = 90^\circ - \alpha_B \quad \text{oder} \quad \tan(\alpha_B) = \frac{n_2}{n_1}$$

Überlegt man sich nun, dass das parallel polarisierte Licht in der Papierebene liegt und dadurch auch Dipole im Material erzeugt werden, die in der Ebene senkrecht zum gedachten Lichtstrahl schwingen, so erkennt man schnell, dass für den Fall $\theta = 90^\circ$ keine Reflexion zu erwarten ist (vgl. Frage 1).

Für die Refletivität einer p-polarisierten E-Welle \mathbf{E}_p erhalten wir dann:

$$(8) \quad R_p = \frac{\tan^2(\alpha - \beta)}{\tan^2(\alpha + \beta)}$$

Und für eine s-polarisierte Welle \mathbf{E}_s :

$$(9) \quad R_s = \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}$$

Wir können nun die Beziehung für den BREWSTER-Winkel mit Hilfe von Gleichung (6) herleiten (vgl. Frage 2):

$$\begin{aligned} n_1 \sin \alpha &= n_2 \sin \beta \\ \Leftrightarrow n_1 \sin \alpha &= n_2 \sin(90^\circ - \alpha) \\ \Leftrightarrow n_1 \sin \alpha &= n_2 \cos \alpha \\ \Leftrightarrow \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} &= \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow \alpha = \arctan \frac{n_2}{n_1} \end{aligned}$$

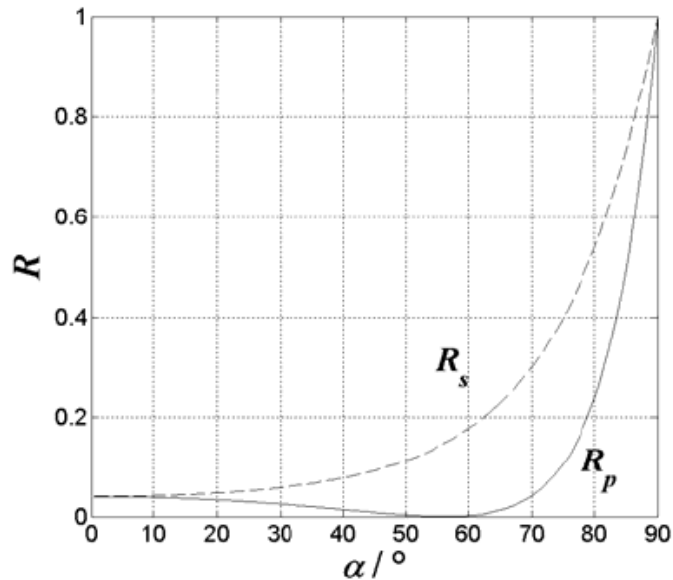


Abb. 3: Reflektivität R als Funktion des Einfallswinkels α an einer Grenzfläche Luft/Glas.

Gleichung (8) und (9) stellen die so genannten FRESNELSchen-Formeln dar. Abbildung 4 zeigt die theoretisch zu wartende Werte für die Reflektivität einer s-polarisierten und einer p-polarisierten E-Welle an einer Grenzfläche zwischen Luft ($n_1 = 1$) und Glas ($n_2 = 1,5$).

2.3. Natürliche optische Aktivität

Es gibt natürliche Stoffe, die linear polarisiertes Licht drehen können. Dieses Phänomen nennt man optische Aktivität. Man unterscheidet weiterhin zwischen rechtsdrehenden und linksdrehenden Substanzen, wobei die Drehrichtung sich ergibt, wenn man entgegen der Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahl guckt. Der absolute Drehwinkel hängt dabei von der Temperatur, der Substanz, der Wellenlänge und der zur durchlaufenden Strecke ab. Für eine vorliegende optisch aktive Substanz in gelöster Form gilt dann für den Drehwinkel ψ :

$$(10) \quad \psi = \gamma(\lambda, T)lC$$

mit Stoffkonzentration C , Wellenlänge λ , Temperatur T und Durchstrahlänge l . Den Ausdruck $\gamma(\lambda, T)$ nennt man das Drehvermögen und er hat die Einheit $(\text{grad} \cdot \text{m}^2)/\text{kg}$.

Läuft nun eine Welle durch eine Stoff mit optischer Aktivität hin und zurück, erfährt sie keine Änderung der Polarisationsrichtung, da die Drehung, die das Licht beim ersten

Durchgang erhalten hat, beim Rückweg wieder rückgängig gemacht wird, weil das Licht erneut gedreht wird, jedoch in die entgegengesetzte Richtung (vgl. Frage 3).

2.4. FARADAY-Effekt

Es gibt einige Stoffe wie z.B. Das bei unserem Versuch benutzte Bleiglas, die linear polarisiertes Licht dann drehen, wenn sie in ein starkes magnetisches Feld gebracht werden. Diesen Effekt nennt man dann FARADAY-Effekt oder auch magnetooptischen Effekt.

Laufe nun eine Lichtwelle in $+z$ -Richtung durch ein solches Material mit der Länge l , das sich in einem homogenen Magnetfeld befindet mit der der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} und der z -Komponente $+B_z$. Wir erhalten dann für den Drehwinkel ψ beim Durchgang durch den FARADAY-Rotator:

$$(11) \quad \psi = V(\lambda, T) B_z l$$

Man nennt den Ausdruck $V(\lambda, T)$ VERDETSche Konstante. In diesem Fall spielt jedoch die Ausbreitungsrichtung der Welle in Bezug auf B_z eine Rolle, so dass bei Hin- und Rücklaufen die Drehung nicht aufgehoben wird, sondern sich der Drehwinkel verdoppelt. Ist der Drehwinkel nach dem einmaligen Durchlaufen des FARADAY-Rotators beispielsweise ψ_0 , so ist er nach dem Zurücklaufen $2\psi_0$ (vgl. Frage 4),

3. Praktischer Teil

Da wir in den folgenden Versuchsteilen mit Laserlicht arbeiten, ist unbedingt darauf zu achten, die Augen vor diesem Licht zu schützen. Daher ist eine Arbeit am Versuchsaufbau nur im Stehen durchzuführen oder der Laser mit einer schwarzen Metallplatte zu verdecken.

3.1. Reflektivität von linear polarisiertem Licht

Im ersten Versuchsteil wollen wir mit einem Aufbau gemäß Abbildung 4 die Reflektivität von linear polarisiertem Licht untersuchen. Dabei betrachten wir einerseits parallel und andererseits senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Laserlicht. Als Grenzschicht verwenden wir eine geschwärzte Glasscheibe, welche uns eine Grenzschicht von Luft ($n_1 \approx 1$) zu Glas ($n_2 \approx 1,5$) darstellt.

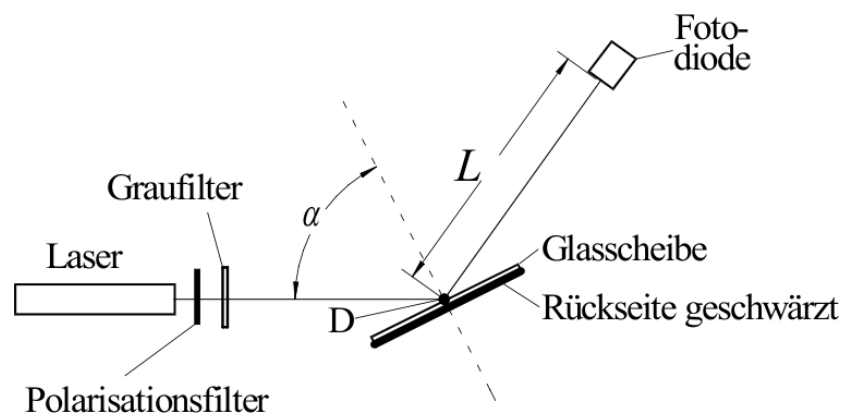


Abb. 4: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Reflektivität von polarisiertem Licht.

Einige Vorbereitungen zu diesem Versuchsteil wurden bereits von der technischen Assistenz durchgeführt. So wurde der Laser bereits so ausgerichtet, dass die Polarisationsrichtung seines emittierten Lichtes mittig zwischen horizontaler und vertikaler Polarisationsrichtung liegt, also in einer 45° -Stellung. Ferner wurde der Laser so ausgerichtet, dass der Lichtstrahl in allen Polarisationsrichtungen parallel zur Dreieckschiene verläuft. Neben dem Laser wurde auch die Glasscheibe von der technischen Assistenz so justiert wie in Abbildung 4 zu sehen. All diese Einstellungen werden von uns während der Versuchsdurchführung nicht verändert.

Wir entfernen nun zunächst die Glasscheibe mit ihrer Verstelleinheit aus dem Aufbau und montieren in einem Abstand von etwa $L = 40$ cm hinter der Drehachse D eine Fotodiode, welche wir so ausrichten, dass der Laserstrahl diese mittig trifft. Nun verschließen wir die Fotodiode kurzzeitig, um die Ausgangsspannung des Fotodiodenverstärkers bei Dunkelheit zu messen. Diese beträgt $U_D = 10$ mV. Die Ausgangsspannung der Fotodiode messen wir jeweils mit einem Spannungsmessgerät, welches über eine Anzeigegenauigkeit von 1 mV verfügt. Bei den folgenden Messungen werden wir jeweils die Spannung U_D von den gemessenen Spannungen subtrahieren. Als Fehler für die Spannungsmessungen nehmen wir 5 mV an, was zum einen aus der Anzeigegenauigkeit des Spannungsmessgerätes und zum anderen aus den wechselnden Umgebungslicht-Bedingungen am Arbeitsplatz resultiert, welche die Messergebnisse verfälschen können. Wir stellen nun mit Hilfe des Polarisationsfilters im Versuchsaufbau eine senkrechte Polarisierung des Laserlichtes ein und messen die Ausgangsspannung der Fotodiode. Unser Messwert beträgt hier $U_{se} = 3,87 \pm 0,005$ V. Nun stellen wir eine parallele Polarisierung ein und erhalten eine Spannung von $U_{pe} = 3,46 \pm 0,005$ V. Bei diesen Messungen lag bei uns keine Übersteuerung vor, so dass der Einsatz eines Graufilterrades nicht nötig war. Die beiden Spannungen U_{se} und U_{pe} sind proportional zu den jeweiligen einfallenden Intensitäten I_{se} und I_{pe} . Diesen Zusammenhang machen wir uns bei späteren Berechnungen zu Nutze.

Wir setzen nun die Verstelleinheit mit der reflektierenden Schicht wieder in den Versuchsaufbau ein. Wir variieren den Einfallswinkel α nun zwischen 15° und 85° , indem wir den Arm mit der Fotodiode um die Drehachse D , welche mit einer Winkelskala ausgestattet ist, verdrehen. Die Winkelskala verfügt über einen Nonius und lässt sich auf $0,5^\circ$ genau einstellen, was wir somit als Größtfehler für α annehmen. Die Winkelwerte, bei denen wir eine Spannungsmessung durchführen, verteilen wir so, dass möglichst viele Messwerte in den „interessanten“ Bereichen (Extremstellen, Wendestellen etc.) der Kurven aus Abbildung 3 liegen. Bei jedem eingestellten Winkel wird zunächst überprüft, ob die Fotodiode mittig getroffen wird und die Diode gegebenenfalls nachjustiert.

Wir bezeichnen nun R_s und R_p als Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Lichtintensität für beide Polarisierungen (Reflektivität), schreiben also:

$$R_s = \frac{I_{sr}}{I_{se}} \quad R_p = \frac{I_{pr}}{I_{pe}} \quad (12)$$

Mit Hilfe der proportionalen Beziehung zwischen den Intensitäten und den gemessenen Ausgangsspannungen der Fotodiode können wir auch schreiben:

$$R_s = \frac{U_{sr}}{U_{se}} \quad R_p = \frac{U_{pr}}{U_{pe}} \quad (13)$$

Für die Größtfehler ergibt sich jeweils gemäß Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta R = \frac{\Delta U_r}{U_e} + \frac{U_r \cdot \Delta U_e}{U_e^2} \quad \Delta U_r = \Delta U_e = 5 \text{ mV}$$

Dabei muss von allen Spannungen jeweils die Spannung bei Dunkelheit, U_D , abgezogen werden. Wir berechnen zudem noch die erwarteten Reflektivitäten gemäß der Gleichungen (8) und (9). Den für diese Berechnungen nötigen Winkel β bestimmen wir mit folgender Gleichung, welche sich durch Umformen aus dem Brechungsgesetz ergibt:

$$\beta = \arcsin\left(\sin \alpha \cdot \frac{n_1}{n_2}\right) \quad (14)$$

Die gemessenen Spannungen U_{sr} und U_{ps} , die aus den Messwerten bestimmten Reflektivitäten R_s und R_p sowie die erwarteten Reflektivitäten $R_{s,theo}$ und $R_{p,theo}$ zeigen die Tabellen 1 und 2.

SENKRECHTE POLARISIERUNG				
$\alpha / ^\circ$	$\beta / ^\circ$	U_{sr}	R_s	$R_{s,theo}$
15	9,94	111 ± 5	0,029 ± 0,001	0,044
20	13,18	212 ± 5	0,055 ± 0,001	0,047
25	16,36	202 ± 5	0,052 ± 0,001	0,052
30	19,47	245 ± 5	0,063 ± 0,001	0,058
35	22,48	268 ± 5	0,069 ± 0,001	0,066
40	25,37	313 ± 5	0,081 ± 0,001	0,077
45	28,13	372 ± 5	0,096 ± 0,001	0,092
50	30,71	440 ± 5	0,114 ± 0,001	0,112
53	32,17	483 ± 5	0,125 ± 0,001	0,127
56	33,55	546 ± 5	0,141 ± 0,001	0,146
59	34,85	604 ± 5	0,156 ± 0,001	0,168
62	36,06	739 ± 5	0,191 ± 0,002	0,195
65	37,17	834 ± 5	0,216 ± 0,002	0,228

SENKRECHTE POLARISIERUNG				
70	38,79	1080 ± 5	0,279 ± 0,002	0,300
75	40,09	1391 ± 5	0,359 ± 0,002	0,399
80	41,04	1627 ± 5	0,420 ± 0,002	0,538
85	41,62	2280 ± 5	0,589 ± 0,002	0,734

Tab. 1: Gemessene und erwartete Reflektivitäten bei senkrechter Polarisierung.

PARALLELE POLARISIERUNG				
$\alpha / ^\circ$	$\beta / ^\circ$	U_{sr} / mV	R_p	$R_{p,theo}$
15	9,94	28 ± 5	0,008 ± 0,001	0,036
20	13,18	112 ± 5	0,032 ± 0,001	0,033
25	16,36	118 ± 5	0,034 ± 0,001	0,030
30	19,47	113 ± 5	0,033 ± 0,001	0,025
35	22,48	94 ± 5	0,027 ± 0,001	0,020
40	25,37	73 ± 5	0,021 ± 0,001	0,014
45	28,13	53 ± 5	0,015 ± 0,001	0,008
50	30,71	34 ± 5	0,010 ± 0,001	0,003
53	32,17	23 ± 5	0,007 ± 0,001	0,001
56	33,55	18 ± 5	0,005 ± 0,001	0
58	34,43	17 ± 5	0,005 ± 0,001	0
59	34,85	16 ± 5	0,005 ± 0,001	0,001
60	35,26	18 ± 5	0,005 ± 0,001	0,002
61	35,67	20 ± 5	0,006 ± 0,001	0,003
62	36,06	26 ± 5	0,008 ± 0,001	0,005
63	36,44	28 ± 5	0,008 ± 0,001	0,007
65	37,17	49 ± 5	0,014 ± 0,001	0,013
70	38,79	135 ± 5	0,039 ± 0,002	0,042
75	40,09	274 ± 5	0,079 ± 0,002	0,107
80	41,04	629 ± 05	0,182 ± 0,002	0,237
85	41,62	1494 ± 5	0,432 ± 0,002	0,493

Tab. 2: Gemessene und erwartete Reflektivitäten bei paralleler Polarisierung.

Wir tragen nun R_s und R_p über dem Einfallswinkel α in einem Diagramm auf. In das selbe Diagramm zeichnen wir auch die Kurven für die erwarteten Reflektivitäten in beiden Fällen ein. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5. Aus den Kurvenverläufen ist zu erkennen, dass unsere gemessenen Werte gut mit den theoretischen Werten übereinstimmen. Die Übereinstimmung ist bei Einfallswinkeln zwischen 15° und 70° besonders gut. Ab 70° kommt es zu kleineren Abweichungen zwischen den Messwerten und den theoretischen Messwerten, was durch

mögliche Fehlerquellen wie einfallendes Streulicht zu erklären ist.

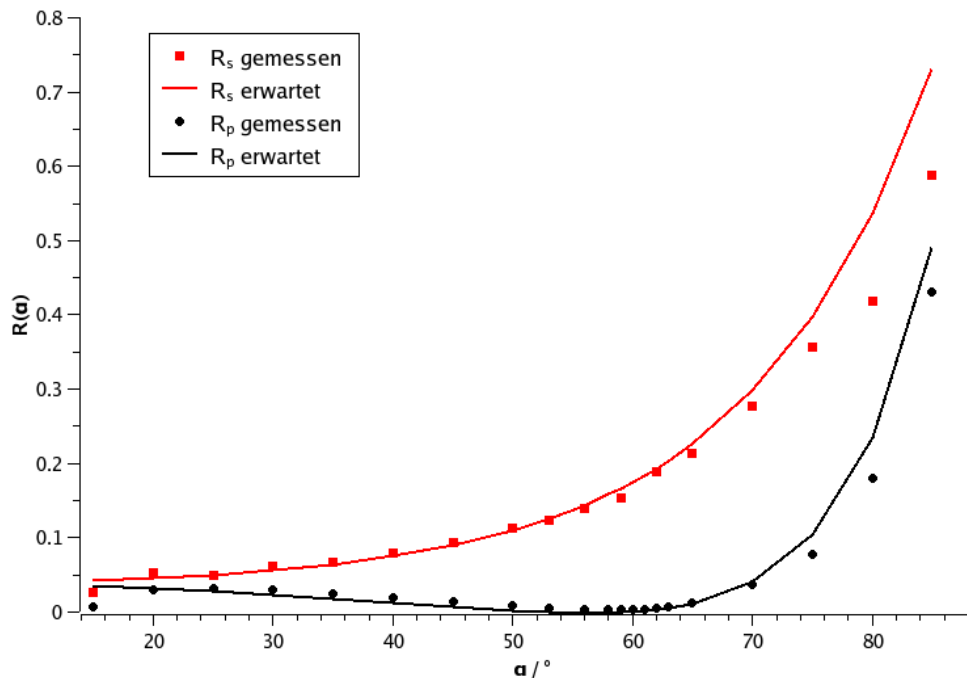


Abb. 5: R_s und R_p über dem Einfallswinkel α für die gemessenen und erwarteten Werte.

Zur Bestimmung des BREWSTER-Winkels betrachten wir die Kurve $R_p(\alpha)$ näher: Der BREWSTER-Winkel α_B ist definiert als derjenige Einfallswinkel α , bei dem bei parallel polarisiertem Licht die reflektierte Welle verschwindet. Um diesen Winkel grafisch zu ermitteln, müssen wir also das Minimum der Reflektivitäts-Kurve bestimmen, bei welchem die Reflektivität idealerweise gleich Null ist, da die Intensität des reflektierten Lichtes gleich Null ist. In Abbildung 5 erkennen wir ein derartiges Minimum bei einem Winkel von etwa $55 \pm 2^\circ$. Um diesen Wert zu verifizieren, stellen wir Gleichung (7) nach α_B um und erhalten:

$$\alpha_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

Setzen wir nun die bekannten Brechungsindices für Glas und Luft ein, erhalten wir einen erwarteten BREWSTER-Winkel von $\alpha_B = 56,3^\circ$. Unter Berücksichtigung der Ablesegenauigkeit am Kurvenverlauf von $R_p(\alpha)$ stimmt unser gemessener BREWSTER-Winkel somit sehr gut mit dem zu erwartenden Wert überein (vgl. Frage 5). Beim senkrechten polarisiertem Licht erkennen wir hingegen einen monoton steigenden Graphen, welcher über kein Minimum verfügt. Hier tritt also ein Phänomen wie der BREWSTER-Winkel nicht auf.

3.2. Drehvermögen einer Zuckerlösung

In diesem Versuchsteil wollen wir nun das Drehvermögen einer Rohrzucker-Lösung untersuchen. Die Konzentration der verwendeten Rohrzucker-Normallösung beträgt dabei $C = 26 \text{ g} / 100 \text{ cm}^3$ Lösung. Für die Messung verwenden wir einen Aufbau gemäß Abbildung 6. Der erste Polarisationsfilter hinter dem Laser ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) wird so eingestellt, dass senkrecht polarisiertes Licht vorliegt. In einem Abstand von etwa 50 cm hinter dem ersten Polarisationsfilter montieren wir einen zweiten, welcher so eingestellt wird, dass die Lichtintensität auf der Fotodiode minimal wird. Dazu messen wir wieder die Ausgangsspannung der Fotodiode mit einem Spannungsmessgerät. Die minimale Intensität lag in einer gekreuzten Stellung beider Polarisationsfilter vor, das heißt der zweite Filter lag bei 0° .

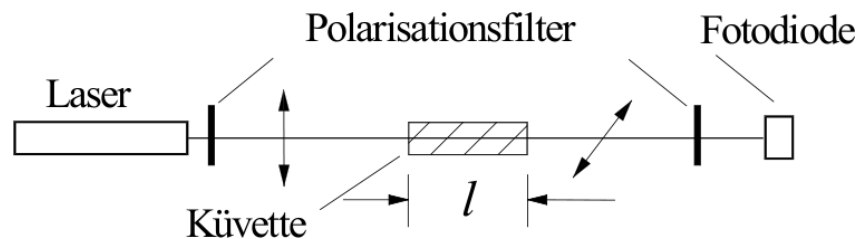


Abb.6: Versuchsanordnung zur Bestimmung des Drehvermögens einer Zuckerlösung.

Nun setzen wir eine Küvette, welche mit der Rohrzucker-Lösung befüllt ist, zwischen beide Polarisationsfilter ein. Die Länge der Küvette beträgt $l = 29,5 \pm 0,5 \text{ cm}$. Die Längsachse der Küvette wird dabei mittig zur optischen Achse ausgerichtet. Die Rohrzucker-Lösung verfügt über eine natürliche optische Aktivität und verändert die polarisation des Lichtes. Dadurch ist die Spannungsintensität in der gekreuzten Stellung beider Polarisationsfilter nicht mehr minimal. Daher variieren wir den Winkel am zweiten Polarisationsfilter so, dass wieder ein Minimum an Lichtintensität an der Fotodiode vorliegt. Dies war bei einem Winkel von $53,0^\circ$ der Fall. Die Differenz beider Winkeleinstellungen am zweiten Polarisationsfilter ergibt den Drehwinkel, welcher in unserem Fall $\psi = 53,0^\circ$ beträgt. Als Fehler nehmen wir hier $0,5^\circ$ an, was aus der Einstellungsgenauigkeit am Filter resultiert. Die Zimmertemperatur während der Versuchsdurchführung haben wir mit einem Thermometer (Anzeigegenauigkeit: 1°C) bestimmt: $T = 27 \pm 1^\circ \text{C}$. Das Drehvermögen $\gamma(\lambda, T)$ der Rohrzucker-Lösung bestimmen wir nun gemäß Gleichung (10) wie folgt:

$$\psi = \gamma(\lambda, T)lC \Leftrightarrow \gamma(\lambda, T) = \frac{\psi}{lC} = \frac{53,0^\circ}{0,295 \text{ m} \cdot \frac{0,026 \text{ kg}}{0,0001 \text{ m}^3}} = 0,691 \frac{\text{grad m}^2}{\text{kg}}$$

Für den Größtfehler ergibt sich gemäß Fehlerfortpflanzung und den oben angegebenen Mess- und Ablesefehlern für l und ψ (aufgrund fehlender Angaben nehmen wir die Konzentration C der Rohrzuckerlösung als fehlerfrei an):

$$\Delta\gamma(\lambda, T) = \frac{\Delta\psi}{lC} + \frac{\Delta l}{l^2 C} = \dots = 0,029 \frac{\text{grad m}^2}{\text{kg}}$$

Wir können somit ein Drehvermögen der verwendeten Rohrzucker-Lösung von $\gamma(\lambda, T) = 0,691 \pm 0,029 \text{ grad m}^2 / \text{kg}$ festhalten. In der Literatur wird häufig von einem spezifischen Drehwinkel gesprochen, welcher sich durch Veränderung der Einheiten ergibt und in unserem Falle bei $69,1 \pm 2,9^\circ$ beträgt. Der Literaturwert¹ für Saccharose liegt bei etwa 66° . Somit kann man unsere Messung unter Berücksichtigung der Fehler als erfolgreich bezeichnen. Bei der Saccharose handelt es sich um ein rechtsdrehendes Disaccharid. Den rechtsdrehenden Charakter der Saccharose haben wir dadurch erkannt, dass die Polarisationsrichtung bei Blickrichtung gegen die Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle im Uhrzeigersinn gedreht wurde (vgl. Frage 6).

3.3. VERDETSche Konstante eines Bleiglasstabes

Im letzten Versuchsteil wollen wir nun die VERDETSche Konstante einer Bleiglasprobe der Länge $l = 30,6 \pm 0,1 \text{ mm}$ aus Schwerflint SF 6 bestimmen. Dazu verwenden wir einen Aufbau gemäß Abbildung 7: Das Laserlicht trifft nach Durchlaufen eines Polarisationsfilters $PF1$ und eines Strahlteilers ST auf einen FARADAY-Rotator R , welcher aus zwei stromdurchflossenen Spulen mit je 300 Windungen auf einem Eisenkern besteht, welcher über zwei Polschuhe zur Aufnahme des zu untersuchenden Glasstabes verfügt. Hinter dem Rotator befindet sich ein Spiegel SP , welcher das Licht reflektiert und es somit den Rotator zum zweiten mal durchlaufen lässt. Daher messen wir im folgenden jeweils den doppelten Drehwinkel, um welchen die Polarisierung des Laserlichtes verdreht wurde. Am Strahlteiler wird nun ein Teil des reflektierten Lichtes durch einen zweiten Polarisationsfilter $PF2$ auf die Fotodiode geworfen, deren Ausgangsspannung wir mit einem Spannungsmessgerät messen.

¹ vgl. theory.chm.tu-dresden.de/PC/teach/practical/K5-2.pdf

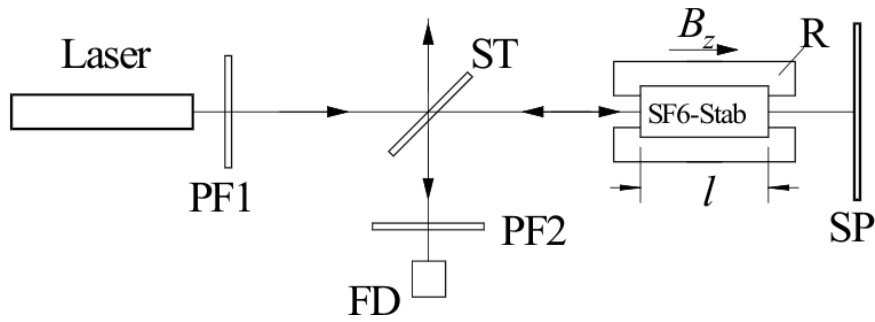


Abb. 7: Versuchsaufbau zur Bestimmung der VERDETSchen Konstante eines Bleiglasstabes.

Wir bestimmen nun für Stromstärken zwischen $I = \pm 1 \text{ A}$ und $I = \pm 5 \text{ A}$ jeweils den Winkel am zweiten Polarisationsfilter, für den die Ausgangsspannung an der Fotodiode minimal wird. Die Winkel-Differenz bei zwei betragsmäßig gleichen Stromstärken unterschiedlicher Polarität entspricht dem doppelten Drehwinkel 2ψ . Da die z -Komponente des von den Spulen erzeugten Magnetfeldes im Bereich zwischen den Polschuhen nicht homogen ist, müssen wir das effektive Feld $B_{z,\text{eff}}(I)$ wie folgt ermitteln:

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

Für a , b und c setzen wir die für unseren Aufbau (2. Messanordnung) gültigen Koeffizienten aus Tabelle 1 auf S. 131 in [1] ein. Unsere Messwerte zeigt Tabelle 3. Dabei bezeichnet ψ_2 den am zweiten Polarisationsfilter eingestellten Winkel.

I / A	$B_{z,\text{eff}} / \text{mT}$	ψ_2 / grad	$2\psi / \text{grad}$
-1,00	23,84	81,5	5,7
+1,00		75,8	
-2,00	47,47	82,7	6,2
+2,00		76,5	
-3,00	70,32	83,1	8,0
+3,00		75,1	
-4,00	92,39	84,6	10,0
+4,00		74,6	
-5,01	113,89	85,6	12,6
+5,01		73,0	

Tab. 3: Gemessene Drehwinkel und berechnete effektive Feldstärken für verschiedene Stromstärken I .

Wir tragen nun 2ψ über $B_{z;eff}$ auf. Das entsprechende Diagramm zeigt Abbildung 8. Die Ausgleichsgerade wird dabei so gelegt, dass sie durch den Ursprung des Koordinatensystems verläuft. Die Steigung m der Ausgleichsgeraden samt Fehler haben wir mittels linearer Regression und der Software QTPLOT ermittelt. Sie beträgt $m = 115,73 \pm 9,23 \text{ grad/T}$. Fassen wir nun m als Quotient aus 2ψ und $B_{z;eff}$ auf, können wir Gleichung (11) wie folgt umschreiben:

$$2\psi = 2V(\lambda, T)B_{z;eff}l \Leftrightarrow V(\lambda, T) = \frac{1}{2} \frac{2\psi}{B_{z;eff}l} = \frac{m}{2l}$$

Da in unserem Falle die Strecke l zweimal vom Laserlicht durchlaufen wird, beträgt sie $2 \cdot 30,6 \text{ mm} = 61,2 \text{ mm}$. Für den Größtfehler von $V(\lambda, T)$ gilt dann:

$$\Delta V(\lambda, T) = \frac{\Delta m}{2l} + \frac{\Delta l \cdot m}{2l^2}$$

Einsetzen der bekannten Größen führt schließlich auf eine VERDETSche Konstante von $V(\lambda, T) = 945,5 \pm 75,5 \text{ grad/Tm}$. Somit weicht unser Messwert um 17,8% vom in [1] angegebenen Literaturwert ab. Diese Abweichung dürfte vor allem darauf zurückzuführen sein, dass die Raumtemperatur bei Versuchsdurchführung mit 27 °C deutlich über der Normtemperatur von 20 °C lag. Daneben weist die ermittelte Steigung eine gewisse Unsicherheit auf, da sie lediglich durch lineare Regression von fünf Messwerten ermittelt wurde.

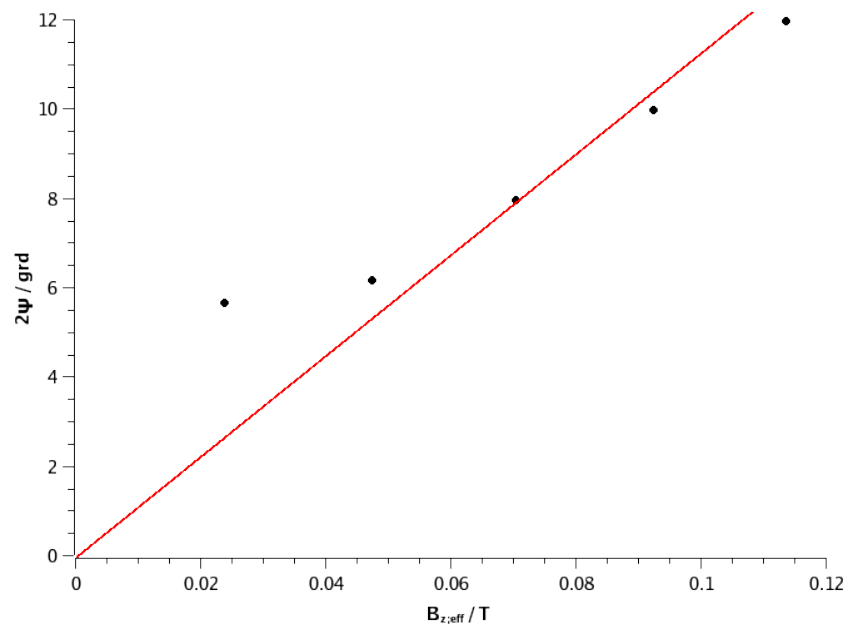


Abb. 8: Drehwinkel 2ψ über Feldstärke $B_{z;eff}$ mit Ausgleichsgerade.

4. Anhang

4.1. Literatur

- [1] Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, CvO Universität Oldenburg, Institut für Physik, April 2006
- [2] dtv-Atlas Physik, Band 1 und 2, Deutscher Taschenbuch Verlag, 7. Auflage, August 2004

4.2. Abbildungsnachweis

- **Abb. 1:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]
- **Abb. 2:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]
- **Abb. 3:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]
- **Abb. 4:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]
- **Abb. 6:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]
- **Abb. 7:**
Skript zum Anfängerpraktikum Physik II, siehe [1]