

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Aufgabenstellung . . . . .	1
1.2	Gemeinsame physikalische Grundlagen . . . . .	2
1.2.1	Polarisationen von Licht . . . . .	2
1.2.2	Gesetz von Malus . . . . .	2
1.2.3	Doppelbrechung . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Faraday-Effekt</b>	<b>5</b>
2.1	Theorie Faraday-Effekt . . . . .	5
2.1.1	Magnetfeld der Spule . . . . .	5
2.2	Versuchsaufbau Faraday-Effekt . . . . .	6
2.2.1	Halbschattenpolarimeter . . . . .	7
2.3	Durchführung Faraday-Effekt . . . . .	7
2.4	Auswertung Faraday-Effekt . . . . .	8
2.4.1	Bestimmung der Verdetkonstante . . . . .	8
2.4.2	Bestimmung des Winkels $2\varepsilon$ des Halbschattenpolarimeters . . . . .	9
2.5	Diskussion Faraday-Effekt . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Pockels-Effekt</b>	<b>11</b>
3.1	Theorie Pockels-Effekt . . . . .	11
3.1.1	Pockels Zelle . . . . .	11
3.1.2	Elektrooptischer Koeffizient . . . . .	12
3.1.3	Messmethoden zur Ermittlung der Halbwellenspannung . . . . .	13
3.2	Versuchsaufbau Pockels-Effekt . . . . .	14
3.3	Durchführung Pockels-Effekt . . . . .	15
3.4	Auswertung Pockels-Effekt . . . . .	15
3.4.1	Verstärkungsfaktor . . . . .	15
3.4.2	Sägezahnmethode . . . . .	18
3.4.3	Modulierte Gleichspannung . . . . .	19
3.5	Diskussion Pockelseffekt . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>23</b>
<b>5</b>	<b>Anhang</b>	<b>24</b>
5.1	Tabelle zur Korrektur der Winkel beim Faradayeffekt . . . . .	24
5.2	Aufnahmen der Kurven zur Frequenzverdopplung . . . . .	25
5.3	Laborheft . . . . .	27
	<b>Literatur</b>	<b>29</b>

## Abbildungsverzeichnis

1	Die drei verschiedenen Polarisierungen nebeneinander in einer schematischen Dargestellung. . . . .	2
2	Darstellung des Fresnellschen Indexellipsoiden (entnommen aus [6] . . . . .	3
3	Versuchsaufbau zum ersten Versuchsteil . . . . .	6
4	Der schematische Aufbau eines Halbschattenpolarimeters . . . . .	7
5	Drehwinkel $\alpha$ der Polarisationsrichtung als Funktion der Spulenstromstärke $I$ mit linearem Fit . . . . .	9
6	Schematischer Aufbau der in diesem Versuch verwendeten Pockels Zelle . . .	11
7	Veranschaulichung der Frequenzverdopplung bei Abtasten der Intensitätskurve mit einer sinusmodulierten Gleichspannung [1]. . . . .	14
8	Blockschaltbild zum Versuchsteil des Pockels-Effekts . . . . .	15
9	Ungedämpftes (blau) und gedämpftes (rot) Modulationssignal auf verschiedenen Spannungsskalen . . . . .	16
10	Anpassung einer Sinusfunktion an das ungedämpfte (blau) und das gedämpfte (rot) Modulationssignal. Die Messdaten sind in beiden Fällen als schwarze Punkte dargestellt, die Fitfunktion in Farbe. . . . .	17
11	Am Oszilloskop aufgenommenes Bild der Sägezahnspannung (rot) und des Photodiodensignals (blau) als Funktion von $t$ . Die beiden Signale sind mit verschiedenen Spannungsskalen aufgetragen. . . . .	18
12	Spannung $U_{Photo}$ der Photodiode als Funktion der Sägezahnspannung $U_{sz}$ aufgetragen und angepasste Sinusfunktion . . . . .	19
13	Beispiel zur Fehlerabschätzung für $s_U$ bei der Frequenzverdopplung . . . . .	20
14	Aufnahme des modulierten Signals (rot) und des Signals der Photodiode (blau) unter verdoppelter Frequenz bei $U = -287V$ . . . . .	25
15	Aufnahme des modulierten Signals (rot) und des Signals der Photodiode (blau) unter verdoppelter Frequenz bei $U = -40V$ . . . . .	25
16	Aufnahme des modulierten Signals (rot) und des Signals der Photodiode (blau) unter verdoppelter Frequenz bei $U = +282V$ . . . . .	26

## Tabellenverzeichnis

1	Spannungswerte $U$ und beobachtete Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ bei Frequenzverdopplung . . . . .	20
2	Zusammenfassung der Ergebnisse für den elektrooptischen Koeffizienten $r_{41}$ und deren Abweichungen von der Herstellerangabe $r_{41} = 23.4 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$ . . . . .	22
3	Tabelle zur Korrektur der Aufgenommenen Winkel $\alpha_{unkorr}$ . Die Unsicherheiten sind immer $s_I = 0.003A$ und $s_{\alpha_{unkorr}} = s_{\alpha} = 0.5^\circ$ . . . . .	24

# 1 Einleitung

Dieser Versuch soll dabei helfen, die grundlegenden Eigenschaften des Faraday-Effekts, und des Pockels-Effekts besser zu verstehen und zu vergleichen. Beide Effekte bewirken eine Änderung der Polarisierung durch Anlegen eines magnetischen- beziehungsweise elektrischen Feldes. Wir werden im Folgenden also zunächst die Gemeinsamkeiten der Theorie in Unterabschnitt 1.2 darlegen und im weiteren in Abschnitt 2 den Faraday-Effekt behandeln. Bei welchem sich durch Anlegen eines magnetischen Feldes die Polarisierung von Licht innerhalb eines Flintstabs verändert. Anschließend werden wir in Abschnitt 3 den Pockelseffekt betrachten. Hier handelt es sich um einen Effekt ähnlich dem Faraday-Effekt, bei welchem die Polarisierung eines LASER Strahls mithilfe von elektrisch erzwungener Doppelbrechung in ADP-Kristallen<sup>1</sup> herbeigeführt wird.

## 1.1 Aufgabenstellung

1. Im Ersten Teil des Experiments wird der Faraday-Effekt untersucht. Hierbei soll die Verdet konstante  $V$  aus Gleichung 3 bestimmt werden. Diese Konstante ist Material abhängig und charakteristisch für die Stärke des Faraday Effekts in einem bestimmten Material.
2. Im Zweiten Teil dieses Experiments Werden wir den Pockels-Effekt untersuchen und die Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  auf zwei verschiedene Weisen bestimmen.
  - I Mithilfe einer Sägezahnspannung. (anhand von Gleichung 35)
  - II Mithilfe einer Sinus modulierten Gleichspannung.(anhand von Gleichung 37)

Aus der Halbwellenspannung wird in beiden Fällen der elektrooptische Koeffizient  $r_{41}$  berechnet.

---

<sup>1</sup>Ein ADP Kristall hat die Strukturformel  $\text{NH}_6\text{PO}_4$  und eignet sich besonders gut für die Beobachtung von elektrooptischen Effekten wie dem Pockels Effekt sowie auch dem Kerr-Effekt.

## 1.2 Gemeinsame physikalische Grundlagen

Die Theorie sprich Formeln sowie Bilder sind in den folgenden Abschnitten, soweit nicht anders angegeben, aus dem Staatsexamen [1] und der Anleitung zum Versuch [2] entnommen worden.

### 1.2.1 Polarisationen von Licht

Es werden drei Polarisationen von elektromagnetischen Wellen unterschieden. Eine bildliche Darstellung kann in Abbildung 1 gesehen werden.

- **Zirkulare Polarisation:**

Im Fall der zirkularen Polarisation, ändert sich der Amplitudenvektor der Welle mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit in eine Richtung der x-y Ebene, wobei die Amplitude selbst über die Zeit konstant ist er vollführt also eine Kreisbahn. Man unterscheidet hierbei die Helizität einer Welle. Diese kann Rechts- und Links-zirkular polarisiert (RHCP/LHCP)<sup>2</sup> sein.

- **Lineare Polarisation:**

Eine Linear polarisierte Welle kann als Superposition von entgegengesetzt zueinander drehenden zirkular polarisierten Wellen dargestellt werden. Äquivalent dazu kann jede zirkular polarisierte Welle als Superposition zweier linear, zueinander orthogonal polarisierter Wellen dargestellt werden, welche um  $\frac{\pi}{2}$  zueinander phasenverschoben sind. Die Schwingungsrichtung der linear polarisierten Welle ist konstant, ebenso die Amplitude.

- **Elliptische Polarisation:**

Eine elliptisch polarisierte Welle ergibt sich aus zwei, zueinander phasenverschobenen, zirkular polarisierten Wellen. Die Auslenkung des Amplitudenvektors vollführt eine elliptische Bahn. In der Darstellung als Superposition zweier linear, zueinander orthogonal polarisierter Wellen entspricht dies einer Phasenverschiebung, welche kein Vielfaches von  $\frac{\pi}{2}$  ist.

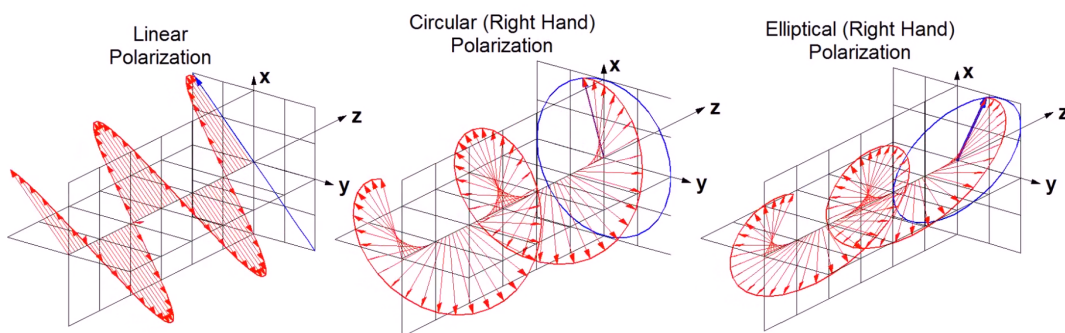


Abbildung 1: Die drei verschiedenen Polarisierungen nebeneinander in einer schematischen Darstellung welche aus [3] entnommen wurde.

### 1.2.2 Gesetz von Malus

Das Gesetz von Malus besagt, dass die Intensität  $I(\Theta)$  linear polarisierten Lichtes nach dem passieren eines Polarisationsfilters (Analysator), dessen Transmissionsachse zur Polarisati-

<sup>2</sup>Englisch für Right Hand Circular Polarization/Left Hand Circular Polarization

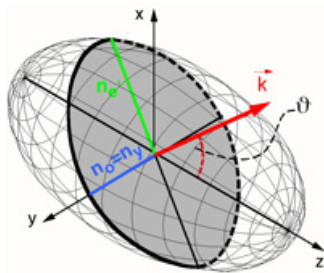
onsrichtung des Lichtes um den Winkel  $\Theta$  verdreht ist, durch

$$I(\Theta) = I(0) \cos^2(\Theta) \quad (1)$$

gegeben ist [5] .

### 1.2.3 Doppelbrechung

Um das Phänomen der Doppelbrechung zu beschreiben muss zunächst der Begriff des Brechungsindex eingeführt werden. Die Lichtgeschwindigkeit in einem Material ist im Vergleich zu der im Vakuum reduziert. Das Verhältnis der beiden Lichtgeschwindigkeiten führt zu einem Materialspezifischen Brechungsindex  $n = \frac{c_{\text{Vakuum}}}{c_{\text{Material}}}$ . In anisotropen Kristallen, wie zum Beispiel dem ADP-Kristall, ist die Lichtgeschwindigkeit nicht nur vom Material Abhängig, sondern von der Ausbreitungsrichtung und Polarisation der Welle innerhalb des Materials. Daraus und aus der Formel für den Brechungsindex s.o. folgt, dass in jede Raumrichtung ein anderer Brechungsindex vorliegt. Der von Augustin Jean Fresnel eingeführte Indexellipsoid (Erklärung s.u. neben Abbildung 2) gibt einen Einblick in die Abhängigkeit zwischen Ausbreitungsrichtung und Brechungsindex.



Der Indexellipsoid, wie hier links gezeigt, beschreibt auf der z-Achse die optische Achse des Mediums. Eine einfallende Welle mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  wird im Ursprung gezeichnet und der Amplitudenvektor bewegt sich dann in der orthogonal zum Wellenvektor liegenden Querschnittsebene des Ellipsoiden. Die kurze Halbachse gibt die Brechungsrichtung des ordentlichen Strahls an und der Betrag den Brechungsindex, während die lange Halbachse diese Eigenschaften für den außerordentlichen Strahl mit sich führt.

Abbildung 2: Darstellung des Fresnelschen Indexellipsoiden (entnommen aus [6])

Die Fresnelsche Formel für den Indexellipsoiden lautet:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (2)$$

( $x_i$  sind hierbei die drei verschiedenen Raumachsen und  $n_i$  der dazugehörige Brechungsindex). Trifft ein Strahl nun auf einen Kristall dieser Art, wird er in einen ordentlichen-Strahl (o) und einen außerordentlichen-Strahl (a) geteilt. Der ordentliche Strahl bricht nach dem allgemein bekannten Snelliusschen Brechungsgesetz<sup>3</sup> ( $n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2)$ ) was bei einem Winkel von  $\theta = 0^\circ$  keine Brechung aufweist. Im Gegensatz zum außerordentlichen-Strahl, dieser wird von diesem Gesetz aufgrund der anisotropen Eigenschaften des Kristalls vom ordentlichen Strahl weggebrochen. Hier würde eine genauere Beleuchtung dieses Effekts den Rahmen dieses Protokolls sprengen und ist in [4] nachzulesen. Ferner unterscheidet man die Eigenschaften von anisotropen Kristallen in zwei Gruppen, zum einen die *optisch einachsigen Kristalle*, welche nur zwei verschiedene Brechungsindizes haben, und den *optisch einachsigen Kristallen*, bei welchen alle drei Raumrichtungen verschiedene Brechungsindizes aufweisen. Um den im folgenden Kapitel auftretenden Effekt zu erklären, benötigen wir noch eine weitere Art der Doppelbrechung, die zirkulare Doppelbrechung. Diese ist nicht auf anisotropische Kristalle beschränkt und beschreibt einen ähnlichen Effekt wie der oben beschriebene, allerdings mit dem grundlegenden Unterschied, dass der Brechungsindex abhängig von der Helizität

<sup>3</sup>entnommen aus [5]

der Polarisation ist. Helizität ist wie oben bereits erwähnt, der Drehsinn einer zirkular beziehungsweise Elliptisch polarisierten Welle. Heißt im Klartext, dass eine RHCP- und eine LHCP-Welle in einem Material in welchem Doppelbrechung auftritt unterschiedlich gebrochen werden. Da eine linear polarisierte Welle aus einer Kombination von LHCP und RHCP dargestellt werden kann bedeutet dies, dass in einem solchen Material die linear polarisierte Welle in ihre Grundbestandteile aufgespalten wird.

## 2 Faraday-Effekt

Kommen wir nun zum ersten Teil des Experiments, bei welchem wir den magnetooptischen-Effekt oder auch Faraday-Effekt betrachten wollen. In diesem Abschnitt wollen wir die Grundlagen, sowie den Versuchsaufbau beschreiben und anschließend unsere Messungen an diesem auswerten.

### 2.1 Theorie Faraday-Effekt

Der Faraday-Effekt tritt auf wenn linear polarisiertes Licht durch ein isotropes Medium geschickt wird, welches sich in einem parallel zur Ausbreitungsrichtung ausgerichteten Magnetfeld befindet. Die Polarisation des Lichtes wird nach dem Austreten aus dem Material eine um den Winkel  $\alpha$  gedrehte Polarisation aufweisen. Dies lässt sich auf folgende Weise erklären: Da die beiden, die lineare Polarisation erzeugenden, zirkular polarisierten Wellen zwei verschiedene Helizitäten aufweisen, wird das Elektrische Feld der einen Welle, durch die vom Magnetfeld in Rotation gebrachten Elektronen im Material, beschleunigt und bewirkt dadurch eine Drehung der Polarisation. Der Drehwinkel  $\alpha$  ist abhängig von der Magnetfeldstärke  $H$ , der Länge des Stabes sowie von der Material abhängigen Verdet-Konstanten  $V$ , welche wir in diesem Versuch für den Flintstab zu bestimmen hoffen.  $\alpha$  kann durch die folgende Formel beschrieben werden.

$$\alpha = V \cdot l \cdot H \quad (3)$$

#### 2.1.1 Magnetfeld der Spule

Mit dem Biot-Savart-Gesetz lässt sich mit Hilfe der Gleichung 4 das Magnetfeld einer Spule berechnen. Ein Leiter der Länge  $d\vec{l}$  welcher mit einem Strom  $I$  durchflossen ist, erzeugt am Ort  $r'$  ein Magnetfeld  $d\vec{H}$  welches am Ort  $r$  gemessen werden kann.

$$d\vec{H} = \frac{I}{4\pi} d\vec{l} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (4)$$

Schauen wir uns nun den Versuchsaufbau an, so erhalten wir für eine Spule, welche mit  $N$  Windungen und einer gesamt Länge  $L$  um die z-Achse gewickelt ist, einen Ausdruck der folgenden Art:

$$H(z) = \frac{NI}{2L(x_1 - x_2)} \left[ (L - z) \ln \left( \frac{x_2 + \sqrt{(L - z)^2 + x_2^2}}{x_1 + \sqrt{(L - z)^2 + x_1^2}} \right) + z \ln \left( \frac{x_2 + \sqrt{z^2 + x_2^2}}{x_1 + \sqrt{z^2 + x_1^2}} \right) \right] \quad (5)$$

hierbei sind die Parameter  $x_1$  und  $x_2$  der Innen-, beziehungsweise der Außenradius der Spule. Integriert man nun diesen Ausdruck über die Länge  $l$  des Flintstabes, so lässt sich  $\alpha$  durch einsetzen von Gleichung 5 in 3 berechnen:

$$\alpha = V \int_{\frac{l-l}{2}}^{\frac{l+l}{2}} H(z) dz. \quad (6)$$

Die numerische Berechnung des Integrals in Gl. 6 mit der Funktion `scipy.integrate` des `scipy`-Moduls in Python 2.7 ergibt mit den angegebenen Parametern aus [2]:

$$\alpha = 2555 \cdot V \cdot I \quad (7)$$

## 2.2 Versuchsaufbau Faraday-Effekt

Um die Verdet-Konstante zu bestimmen, wird das Licht einer Na-Lampe durch einen in einer Spule befindlichen Schwerflintstab geschickt. Der Strom, welcher durch die Spule fließt, kann an einem Netzteil neben dem Aufbau eingestellt werden in einem Bereich zwischen -5 A und 5 A. Am anderen Ende der Spule befindet sich hinter dem zu einem Halbschattenpolarimeter gehörendem Analysator ein Okular, durch welches sich die Intensität der zwei Bereiche des Halbschattenpolarimeters beobachten lassen. Der Analysator lässt sich mit Hilfe einer Stell-schraube einstellen und der Winkel an einer Skala ablesen. Ein Bild dieses Aufbaus ist hier in Abbildung 3 Dargestellt:

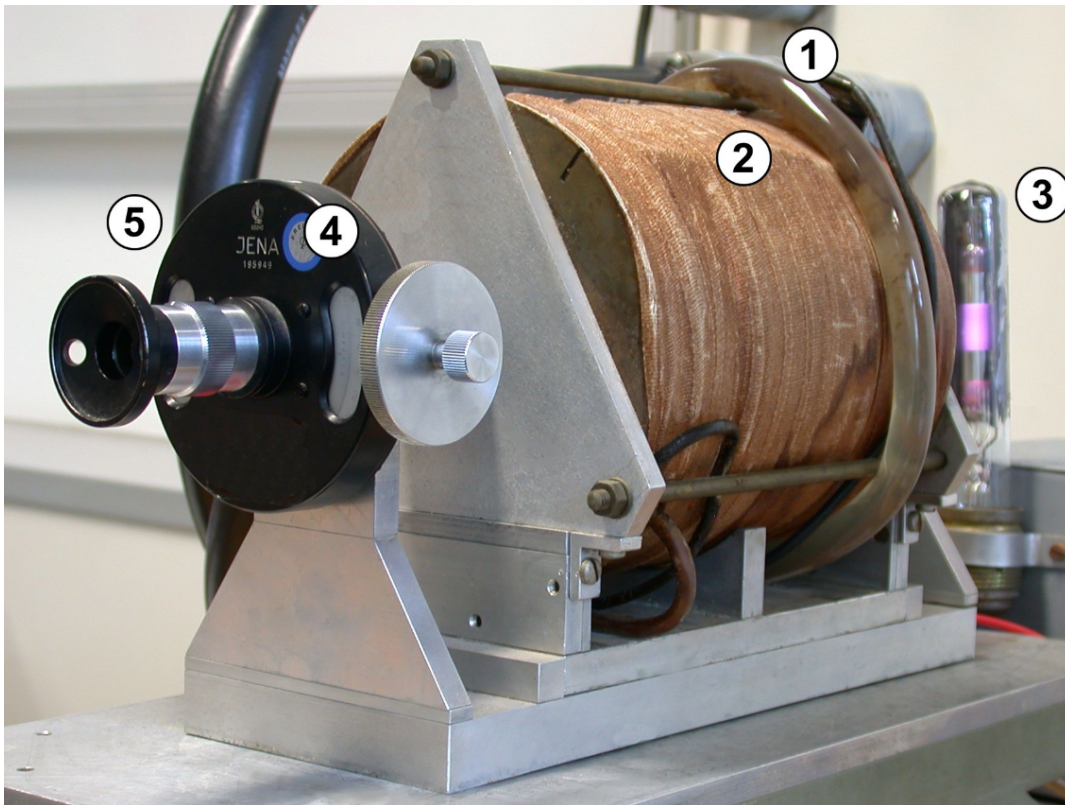


Abbildung 3: Versuchsaufbau zum ersten Versuchsteil: 1) Wasserkühlung für die Spule (2) in welcher sich der Schwerflintstab befindet. 3) Na-Lampe 4) Analysator 5) Okular



### 2.2.1 Halbschattenpolarimeter

Wie bereits oben erwähnt, wird in diesem Versuchsteil die Polarisation des Lichts mit Hilfe eines Halbschattenpolarimeters gemessen. daher versuchen wir im Folgenden die Funktionsweise eines solchen kurz zu erläutern.

Im Halbschattenpolarimeter deckt meist ein  $\lambda/2$ -Plättchen<sup>4</sup> einen schmalen Streifen im Gesichtsfeld ab (siehe Abbildung 4) und dreht die einfallende Lichtwelle um einen bekannten Winkel. Um mit einem Halbschattenpolarimeter den optischen Drehwinkel zu bestimmen dreht man nun den Analysator bis die Gesichtsfelder gleich ausgeleuchtet sind. Dies wird an zwei verschiedenen Winkeleinstellungen erreicht, welche sich exakt gegenüber befinden ( $180^\circ$  verdreht einmal beide hell einmal beide dunkel). Die Genauigkeit mit dem Halbschattenpolarimeter ist hoch, da das Auge darauf konditioniert ist Intensitäten zu vergleichen und weniger die absolute Ausleuchtung abzuschätzen. Es bietet sich an, die dunklen Stellen zu vermessen, da dort die Wahrnehmung des Auges besser ist als im hellen Bereich.

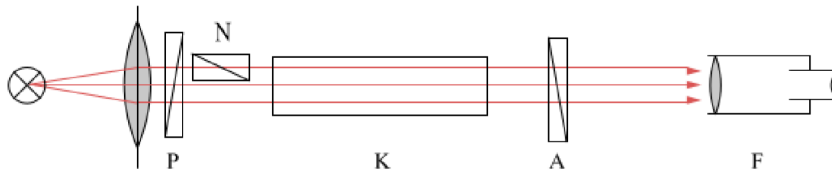


Abbildung 4: Der schematische Aufbau eines Halbschattenpolarimeters. Ganz links die Lichtquelle, und eine Kondenslinse, welche das Licht parallelisieren soll. P ist der erste Polarisationsfilter, N das  $\lambda/2$  Plättchen, K stellt in diesem Versuch den Schwerflintstab im Magnetfeld dar, A ist der Analysator und Rechts daneben befindet sich ein Okular F zur genauen Untersuchung der Gesichtshälften. Dieses Bild wurde [7] entnommen.

### 2.3 Durchführung Faraday-Effekt

Zu Beginn des Experimentes, schalteten wir die Wasserkühlung an, ebenso die Na-Lampe, da diese beiden Elemente im Versuchsaufbau eine Zeit brauchen, bis sie voll funktionstüchtig sind. Anschließend wird für die positive Polung des Spulenstroms, zunächst bei 0 A der Analysator so eingestellt, dass beim Blick durch das Okular, die Bereiche des Halbschattenpolarimeters gleich dunkel waren. anschließend wird die Spannung in 0.5 A Schritten erhöht und der Analysator nach justiert der abgelesene Winkel wird anschließend im Laborheft notiert. Diese Messung wird bis zu einem Strom von 5 A aufgenommen und anschließend mit anderer Polung wiederholt. Hierbei war uns wichtig, dass bei beiden Polungen der Winkel der 0 A Messung der selbe war. Es wurden Fehler auf die Helligkeitswahrnehmung sowie auf das Ablesen der Skala am Analysators geschätzt.

Zu guter Letzt sollen zwei weitere Messungen durchgeführt werden, bei welcher je eine Gesichtshälfte des Halbschattenpolarimeters am dunkelsten ist, während die andere im Gegensatz dazu Hell erscheint. Auch diese Winkel werden notiert.

<sup>4</sup>Auch Verzögerungsplatte genannt, kann sowohl die Phase als auch die Polarisation von EM-Wellen beeinflussen. Ein  $\lambda/2$ -Plättchen verzögert das Licht um eine Halbe wellenlänge und kann die Polarisation einer Lin. pol. welle um einen wählbaren Winkel drehen.

## 2.4 Auswertung Faraday-Effekt

### 2.4.1 Bestimmung der Verdetkonstante

Der Winkel  $\alpha$ , um den die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes durch den Faraday-Effekt gedreht wird, hängt nach Gl. 7 linear von der an die Spule angelegten Stromstärke ab:

$$\alpha = 2555 \cdot V \cdot I.$$

In Abb. 5 wird eine Lineare Funktion

$$\alpha(I) = aI + b \quad , \quad (8)$$

angepasst. Die Messunsicherheit auf  $I$  ist der Ablesefehler von 0.5 digits der Digitalen Anzeige am Stromversorgungsgerät:

$$s_I = \frac{0.005}{\sqrt{3}} = 0.003\text{A} \quad (9)$$

Die Messunsicherheit auf  $\alpha$  setzt sich prinzipiell zusammen aus der Unsicherheit  $s_{\alpha, hell} = 0.5^\circ$ , die das Winkelintervall angibt, in dem die beiden Bereiche im Okular des Halbschattenpolarimeters als gleich hell beurteilt wurden, sowie der Unsicherheit  $s_{\alpha, skala} = 0.05^\circ$ , da wir die Skala ohne Lupe nicht genauer ablesen konnten.  $s_{\alpha, skala}$  kann aufgrund seiner vergleichsweise geringen Größe vernachlässigt werden:

$$s_{alpha} = \sqrt{s_{\alpha, hell}^2 + s_{alpha, skala}^2} \approx s_{\alpha, hell} \quad (10)$$

$$= 0.5^\circ \quad (11)$$

Die  $\alpha$ -Werte werden für den Linearen Fit zunächst korrigiert. Von den Winkeln, die unterhalb des Nullpunktes der Winkelskala liegen, werden  $180^\circ$  subtrahiert, um den jeweiligen Winkel als negativen Wert bezüglich des Nullpunktes darzustellen. Dann wird bei allen Winkeln das Vorzeichen umgekehrt, um zu berücksichtigen, dass offenbar die Polung des Stromversorgungsgerätes vertauscht war (dies würde in einer negativen Verdetkonstante resultieren, was physikalisch nicht sinnvoll ist). Die entsprechenden Werte sind in Anhang 5.1 einzusehen. Die Unsicherheiten  $s_\alpha$  werden durch die Korrektur nicht beeinflusst.

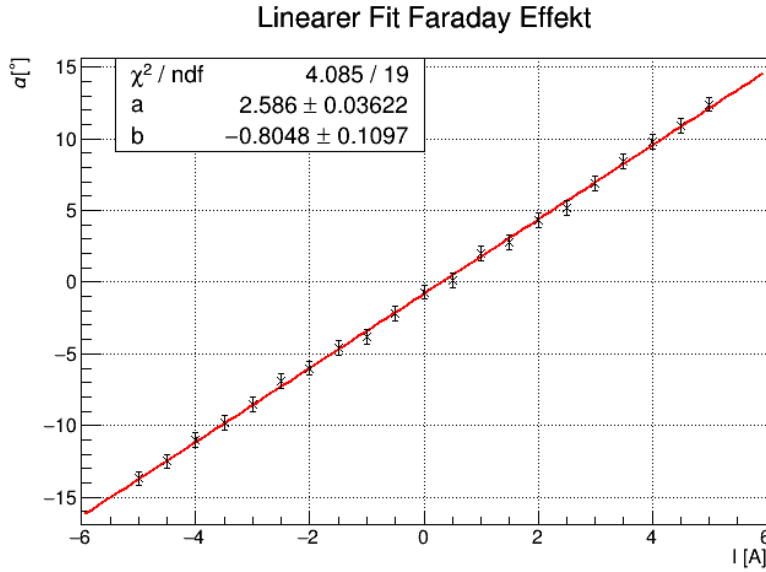


Abbildung 5: Drehwinkel  $\alpha$  der Polarisationsrichtung als Funktion der Spulenstromstärke  $I$  mit linearem Fit

Die Fitparameter für Gl. 8 ergeben sich zu

$$a = (2.59 \pm 0.04) \frac{\circ}{\text{A}} \quad (12)$$

$$b = (-0.80 \pm 0.11) \circ \quad (13)$$

Daraus kann durch Vergleich von Gl. 7 und Gl. 8 die Verdetkonstante berechnet werden:

$$V = \frac{a}{2555} = (101.2 \pm 1.4) \cdot 10^{-5} \frac{\circ}{\text{A}} \quad (14)$$

$$= (0.0483 \pm 0.0007) \frac{\text{min}}{\text{Oe cm}} \quad (15)$$

Der Offset der Winkeleinstellungen, der durch den linearen Fit bestimmt wurde, spielt bei der Berechnung von  $V$  offensichtlich keine Rolle.

#### 2.4.2 Bestimmung des Winkels $2\varepsilon$ des Halbschattenpolarimeters

Zur Bestimmung des Winkels  $2\varepsilon$  zwischen den beiden Polarisationsrichtungen des Halbschattenpolarimeters wurden die beiden Winkeleinstellungen des Analysators zu den Minima der jeweiligen Intensitäten auf folgende Werte ermittelt:

$$\alpha_1 = (5.3 \pm 1) \circ \quad (16)$$

$$\alpha_2 = (176.6 \pm 1) \circ \quad (17)$$

Hierbei wurde die Unsicherheit der Winkeleinstellung wie in Abschnitt 2.4.1 berechnet, diesmal jedoch mit  $s_{\alpha, \text{hell}} = 1 \circ$ . Der Winkel  $2\varepsilon$  berechnet sich daraus zu:

$$2\varepsilon = (11.7 \pm 1.4) \circ \quad (18)$$

mit  $s_{2\varepsilon} = \sqrt{s_{\alpha_1}^2 + s_{\alpha_2}^2} = \sqrt{2} s_{\alpha, \text{hell}}$ .

## 2.5 Diskussion Faraday-Effekt

In diesem Versuchsteil wurde der Faraday-Effekt ausgenutzt, um die Verdetkonstante  $V$  des verwendeten Schwerflintstabes zu bestimmen. Hierfür wurde der lineare Zusammenhang (Gl. 7) zwischen der Drehung  $\alpha$  der Polarisationsrichtung linear polarisierten Lichtes und der die Magnetfeldspule durchfließenden Stromstärke verwendet, um  $V$  aus der Proportionalitätskonstante zu bestimmen. Es ergab sich folgendes Ergebnis:

$$V = (0.0483 \pm 0.0007) \frac{\text{min}}{\text{Oe cm}} \quad , \quad (19)$$

was mit der Herstellerangabe  $V = 0.05 \frac{\text{min}}{\text{Oe cm}}$  innerhalb von drei Standardabweichungen übereinstimmt. Die große Diskrepanz liegt vermutlich daran, dass die Verdetkonstante Wellenlängenabhängig ist und dies in der Herstellerangabe unberücksichtigt bleibt. Des weiteren scheint die aus der linearen Regression stammende Unsicherheit auf  $V$  sehr klein in Anbetracht der Unsicherheit von  $s_\alpha = 0.5^\circ$  der am Halbschattenpolarimeter ermittelten Winkel. Das reduzierte  $\chi^2$  aus dem linearen Fit in Abb. 5,  $\chi_{red}^2 \approx 0.2$ , deutet auf eine zu große Abschätzung der Messunsicherheit hin.

Außerdem wurde der Winkel  $2\varepsilon$  zwischen den beiden Polarisationsrichtungen des Halbschattenpolarimeters auf

$$2\varepsilon = (11.7 \pm 1.4)^\circ \quad (20)$$

bestimmt.

### 3 Pockels-Effekt

In diesem zweiten Teil des Experiments wollen wir nun den linearen elektrooptischen-Effekt oder auch Pockels-Effekt beobachten und die dazugehörige Theorie so gut wie möglich erläutern. Im Anschluss werden wir unsere Messergebnisse auswerten und die dort diskutierten Ergebnisse mit den Erkenntnissen aus dem ersten Versuchsteil zusammenfassen.

#### 3.1 Theorie Pockels-Effekt

Beim Pockels-Effekt handelt es sich um eine Änderung der Polarisation in einem Kristall, welcher durch Anlegen einer Spannung bzw. eines externen elektrischen Feldes seinen Brechungsindex ändert. Die Folge ist, dass die dielektrische Konstante des Materials  $\epsilon$  sich durch Anlegen eines externen Feldes verändert. Die Abhängigkeit der elektrischen Flussdichte  $D$  von der Feldstärke lässt sich durch folgende Formel beschreiben:

$$D = aE + bE^2 + cE^3 + \dots, \quad a, b, c, \dots \in \mathbb{R}. \quad (21)$$

Da die dielektrische Konstante des Materials durch

$$\epsilon = \frac{\partial D}{\partial E} \quad (22)$$

gegeben ist, ergibt sich daher

$$\epsilon(E) = a + 2bE + 3cE^2 + \dots \quad (23)$$

Da wir in diesem Experiment den linearen elektrooptischen Effekt messen, ist auch nur der linear von  $E$  abhängige Term ( $2bE$ ) in Gleichung 23 für uns relevant. Der quadratische Term in Gleichung 23 ist für den Kerr-Effekt verantwortlich, welcher allerdings vernachlässigbar klein ist. Da es sich um einen anisotropen Kristall handelt, ist der Faktor  $b \neq 0$  und daher der Pockels-Effekt dominant. Die Spannung, welche die Polarisation des Lichts um  $90^\circ$  dreht und somit die Pockelszelle, welche in Abschnitt 3.1.1 weiter erläutert wird, in ein  $\lambda/2$ -Plättchen verwandelt. Analog dazu wird diese Spannung auch mit  $U_{\lambda/2}$  bezeichnet und wird Halbwellenspannung genannt.

##### 3.1.1 Pockels Zelle

es wird in dem Versuch eine Pockels Zelle verwendet, in welcher sich vier verschieden orientierte ADP-Kristalle befinden. (siehe Abbildung 6).

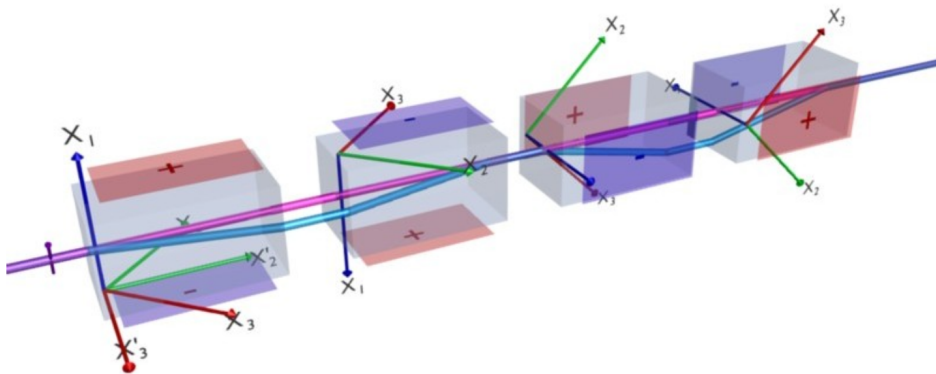


Abbildung 6: Schematischer Aufbau der in diesem Versuch verwendeten Pockels Zelle

In der obigen Darstellung kann man erkennen, dass jeder der Kristalle unterschiedlich gepolte E-Felder angelegt hat. Diese Brauchen wir, um den Effekt der natürlichen Doppelbrechung auszulöschen. Der erste Kristall von Links führt dazu, dass der Strahl aufgeteilt und in verschiedene Richtungen Propagiert. Um diesen Effekt wieder auszugleichen, wird ein zweiter Kristall mit umgekehrter Polung und einer räumlichen 180° Drehung. Ein zweites Kristallpaar welches um weitere 90° gedreht ist, gleicht den Effekt in der anderen Raumrichtung aus. Um die Pockelszelle genauer zu untersuchen, benötigen wir eine mathematische beschreibung des selben:

### 3.1.2 Elektrooptischer Koeffizient

Für einen ADP-Kristall mit angelegtem Magnetfeld, ist die Fresnellsche Formel des Indexellipsoiden wie folgt gegeben:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + 2r_{41}x_2Ex_3 + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (24)$$

(E ist das angelegte Magnetfeld, und  $r_{41}$  der in dem Versuch zu bestimmende elektrooptische Koeffizient ein Koeffizient, welcher stark von den Äußeren Eigenschaften, wie Temperatur sowie der Wellenlänge des benutzten Lichts abhängt. Miithilfe einer Koordinaten Transformation um die  $x_1$ -Achse und einem Drehwinkel von 45° werden  $x_2$ & $x_3$  zu:

$$x_2 = \frac{x'_2 + x'_3}{\sqrt{2}} \quad x_3 = \frac{x'_2 - x'_3}{\sqrt{2}} \quad (25)$$

dadurch wird nun Gleichung 24 zu

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + r_{41}(x_2'^2 - x_3'^2)E + \frac{(x_2' + x_3')^2}{2n_1^2} + \frac{(x_2' - x_3')^2}{2n_3^2} = 1. \quad (26)$$

Nutzt man nun die Vereinfachung

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right), \quad (27)$$

so kann Gleichung 26 umgeschrieben werde, zu:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2'^2}{n_x^2} (1 + r_{41}En_x^2) + \frac{n_3'^2}{n_x^2} (1 - r_{41}En_x^2) + x_2'x_3' \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_3^2} \right) = 1 \quad (28)$$

Der Brechungsindex  $n'_{x_2}$  ergibt sich mit hilfe einer Taylorentwicklung zu:

$$n_{x_2'} = \frac{n_x}{\sqrt{1 + r_{41}E_1n_x^2}} \approx n_x + \frac{1}{2}r_{41}E_1n_x^3 \quad (29)$$

für **einen** Kristall der Länge  $l$  ergibt sich nun eine Phasenverschiebung von:

$$\omega t = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 - n_{x_2'}) l \quad (30)$$

da man allerdings noch einen zweiten Kristall der selben Länge dahinterschaltet, ergibt sich die Phasenverschiebung zu:

$$\omega t = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2 \cdot (n_1 - n'_{x_2'}) l \quad (31)$$

Nach dem durchlaufen beider Kristallpaare ergibt sich eine Phasenverschiebung von:

$$\omega t = \frac{4\pi}{\lambda} r_{41} E_1 n_x^3 l \quad (32)$$

Der elektrooptische Koeffizient lässt sich bei einer Phasenverschiebung von  $\pi$  und einem E-Feld von  $E = \frac{U}{d}$  (wobei  $d$  die Dicke des Kristalls ist) folgendermaßen berechnen:

$$r_{41} = \frac{\lambda d}{4lU_{\lambda/2}} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right)} \quad (33)$$

### 3.1.3 Messmethoden zur Ermittlung der Halbwellenspannung

Zur Ermittlung der Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  werden in diesem Versuch zwei verschiedene Messmethoden angewandt. Einerseits wird die Spannungsabhängigkeit des Photodiodensignals mit einer Sägezahnspannung untersucht, andererseits mit einer Sinusmodulierten Gleichspannung.

**Sägezahnspannung:** Die Sägezahnspannung, welche an der Pockelszelle anliegt, hat einen linearen Anstieg  $U(t)$ . Die Polarisation des am Analysator detektierten Lichtes ist nun, je nach der Spannungsabhängigen Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  des Außerordentlichen zum Ordentlichen Strahl, elliptisch oder linear. Die Intensität  $I_{Ana}(U)$ , die den Analysator passiert, ist nach dem Gesetz von Malus (Gl. 1) cosinusförmig. Wird diese Intensität als Funktion der Sägezahnspannung aufgetragen, ist der Abstand zwischen einem Minimum der Intensitätskurve und seinem benachbarten Maximum gerade die Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$ , da an diesen Extrempunkten das am Analysator ankommende Licht linear polarisiert ist – Beim Intensitätsminimum Orthogonal zur Transmissionsachse des Analysators, beim Maximum Parallel dazu. Dies entspricht einer Phasenverschiebung  $\Delta\phi = 180^\circ$ .

Aus der Intensitätskurve der Form

$$I_{Ana}(U) = a \cos(bU + c) + d \quad , \quad (34)$$

kann bei bekanntem  $b$  die Halbwellenspannung als Abstand benachbarter Nullstellen  $\xi_k = \frac{k\pi - c}{b}$  von  $\frac{dI_{Ana}(U)}{dU}$  bestimmt werden:

$$U_{\lambda/2} = \xi_{k+1} - \xi_k = \frac{\pi}{b} \quad (35)$$

**Modulierte Gleichspannung:** Die Intensitätskurve  $I_{Ana}(U)$  ist cosinusförmig. Bei kleiner Variation von  $U$  von im Bereich eines Extrempunktes kann  $I(U)$  daher als quadratische Funktion angenähert werden. In der Mitte zwischen zwei Extrempunkten verhält sich  $I(U)$  näherungsweise linear. Wird nun zu eine Gleichspannung an die Pockelszelle angelegt und mit einer Sinusfunktion moduliert, wird im linearen Bereich auch einen sinusförmigen Intensitätsverlauf feststellen. Verschiebt man die Gleichspannung in den quadratischen Bereich um einen Extrempunkt, so wird die Intensitätskurve von der Form  $\sin^2(U)$  sein. Dieses Vorgehen wird in Abb. 7 veranschaulicht.

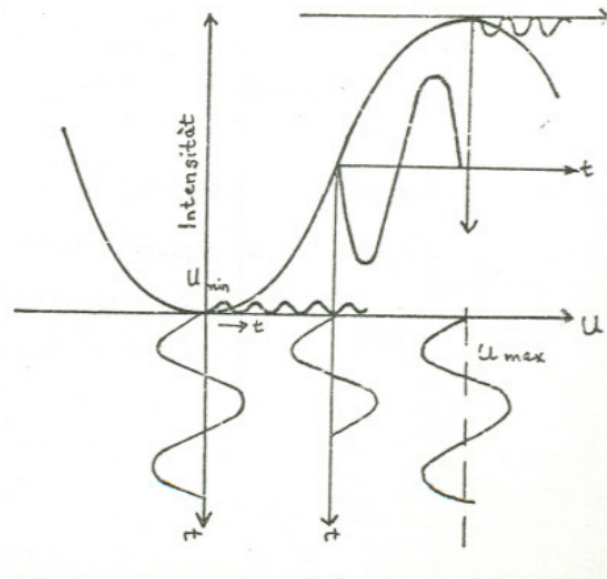


Abbildung 7: Veranschaulichung der Frequenzverdopplung bei Abtasten der Intensitätskurve mit einer sinusmodulierten Gleichspannung [1].

Wegen

$$\sin^2(x) = \frac{1}{2} [1 - \cos(2x)] \quad (36)$$

beobachtet man an diesem Punkt eine Frequenzverdopplung der Intensitätskurve. Hat man so ein Intensitätsmaximum und sein benachbartes Minimum gefunden, so kann daraus die Halbwellenspannung berechnet werden:

$$U_{\lambda/2} = |U_{max} - U_{min}| \quad (37)$$

### 3.2 Versuchsaufbau Pockels-Effekt

Ein Schematisches Blockschaltbild des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 8 zu sehen. Ein Helium-Neon-LASER mit einer Wellenlänge von nm steht auf einer Seite der Optischen Bank, auf welcher neben dem Laser auch die Pockels-Zelle und eine Fotodiode befestigt sind. Zwischen Laser und Zelle befindet sich ein Polarisator. Hinter der Pockelszelle ein Analysator. Die Pockelszelle kann von außen, durch verschiedene Netzteile sowohl mit einer Sägezahnspannung als auch mit einer Modulierten Gleichspannung, gespeist werden. Das in der Fotodiode aufgenommene Signal, wird in einem Verstärker Verstärkt und an ein Oszilloskop weitergeleitet, welches dann am Computer aufgenommen und verarbeitet werden kann.



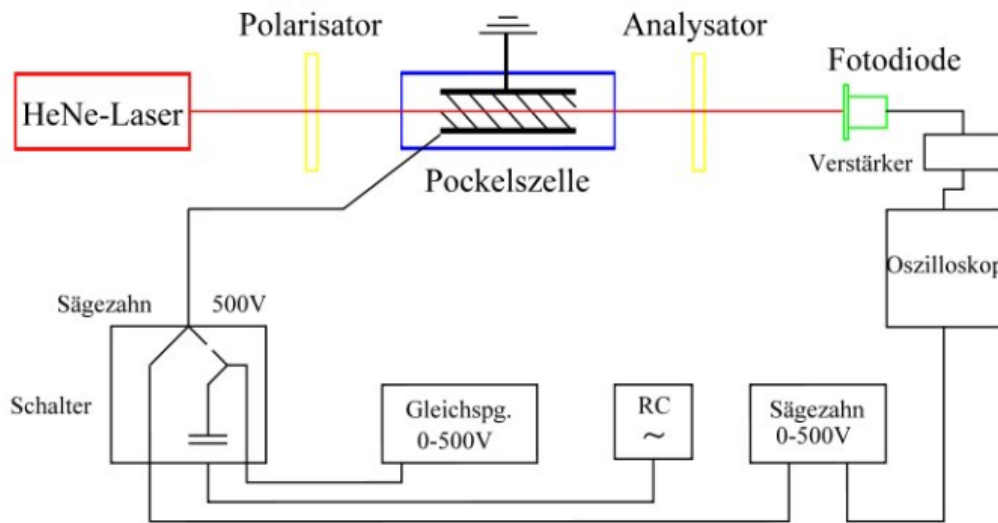


Abbildung 8: Blockschaltbild zum Versuchsteil des Pockels-Effekts

### 3.3 Durchführung Pockels-Effekt

Bevor der Versuchsteil durchgeführt wird, wurde der Laser eingeschaltet und für wenige Minuten laufen gelassen. Bevor die Messungen Anfangen, wird die Dämpfung des Spannungsteilers der Sinus Spannung zusammen mit dieser auf dem Oszilloskop angeschaut und die Daten gespeichert. Anschließend werden die bereits in Unterunterabschnitt 3.1.3 eingeführten Messmethoden, in diesem Versuch nach einander auf die nun im folgenden Beschriebene Weise durchgeführt.

#### 1. Modulierte Gleichspannung:

Die Sägezahnspannung des Netzteils kann zwischen -500 V und 500 V auf 1 V genau eingestellt werden. Es wird die Spannung langsam Erhöht, während am Oszilloskop das Signal sichtbar ist. Nun wird die Spannung der Frequenzverdopplung gesucht. Nahe der Frequenzverdopplung wird die Spannung langsamer verstellt und die Amplituden der Signale (modulierte Spannung und Fotodioden Signal) auf eine möglichst (inklusive der Verstärkung des Oszilokops) gleichgroße Amplitude eingestellt. Die gefundenen Frequenzen bei welchen dieser Effekt auftritt, werden im Laborheft notiert.

#### 2. Sägezahn Spannung:

Das Signal der Sägezahn spannung wird zusammen mit dem gemessenen Signal auf dem Oszilloskop aufgenommen und am Computer abgespeichert.

### 3.4 Auswertung Pockels-Effekt

Es wird zu den Messungen mit der Sägezahnspannung und dem modulierten Gleichspannungssignal jeweils die Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  bestimmt und daraus der elektrooptische Koeffizient  $r_{41}$  berechnet.

#### 3.4.1 Verstärkungsfaktor

Bevor die Halbwellenspannung beim Pockels-Effekt mit der Sägezahnmethode bestimmt werden kann, muss erst der Verstärkungsfaktor  $\kappa$  des Spannungsteilers bestimmt werden. Hierzu

wird das Sinus-Modulationssignal, einerseits gedämpft vom Spannungsteiler kommend, andererseits mit ungedämpfter Amplitude an der Pockelszelle anliegend, mit dem Oszilloskop gemessen und die Amplituden der beiden Signale verglichen. In Abb. 9 sind die beiden Signale bei unterschiedlichen Spannungsskalen aufgetragen. Es ist gut ersichtlich, dass die Spannung um einen konstanten Faktor gedämpft wird.

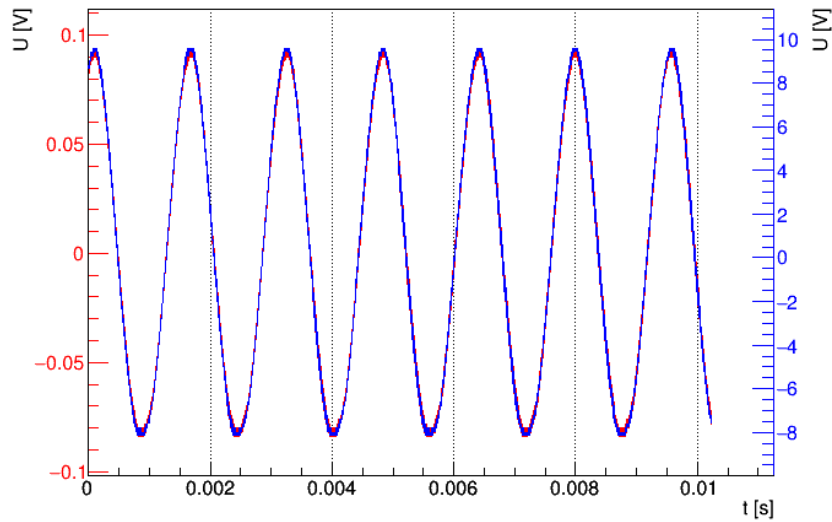


Abbildung 9: Ungedämpftes (blau) und gedämpftes (rot) Modulationssignal auf verschiedenen Spannungsskalen

Um die Amplituden zu erhalten, wird eine Funktion der Form

$$U(t) = a \sin(bt + c) + d \quad (38)$$

an die jeweilige Kurve angepasst. In Abb. 10 sind die Messwerte mit den jeweils angepassten Sinuskurven zu sehen.

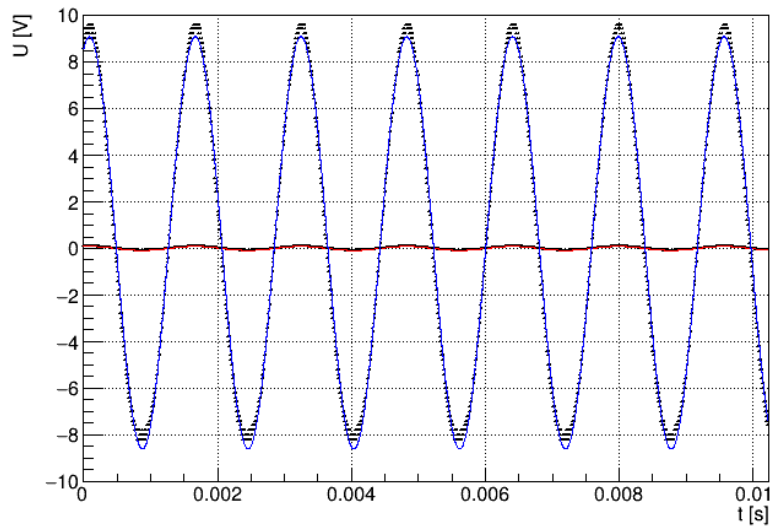


Abbildung 10: Anpassung einer Sinusfunktion an das ungedämpfte (blau) und das gedämpfte (rot) Modulationssignal. Die Messdaten sind in beiden Fällen als schwarze Punkte dargestellt, die Fitfunktion in Farbe.

Der Parameter  $a$  der Fitfunktion (Gl. 38) entspricht der Amplitude des Signals. Es ergibt sich:

$$a_0 = (8.84 \pm 0.12)\text{V} \quad (\text{ungedämpft}) \quad (39)$$

$$a_1 = (0.08739 \pm 0.00013)\text{V} \quad (\text{gedämpft}) \quad , \quad (40)$$

wobei der jeweils genannte Fehler die statistische Unsicherheit des jeweiligen Fitparameters ist. Für den Verstärkungsfaktor  $\kappa$  ergibt sich:

$$\kappa = \frac{a_0}{a_1} = 101.2 \pm 1.4 \quad , \quad (41)$$

mit  $s_\kappa = \kappa \sqrt{\left(\frac{s_{a_0}}{a_0}\right)^2 + \left(\frac{s_{a_1}}{a_1}\right)^2}$ .

### 3.4.2 Sägezahnmethode

Das am Oszilloskop aufgenommene Bild bei der Sägezahnmessung ist in Abb. 11 dargestellt.

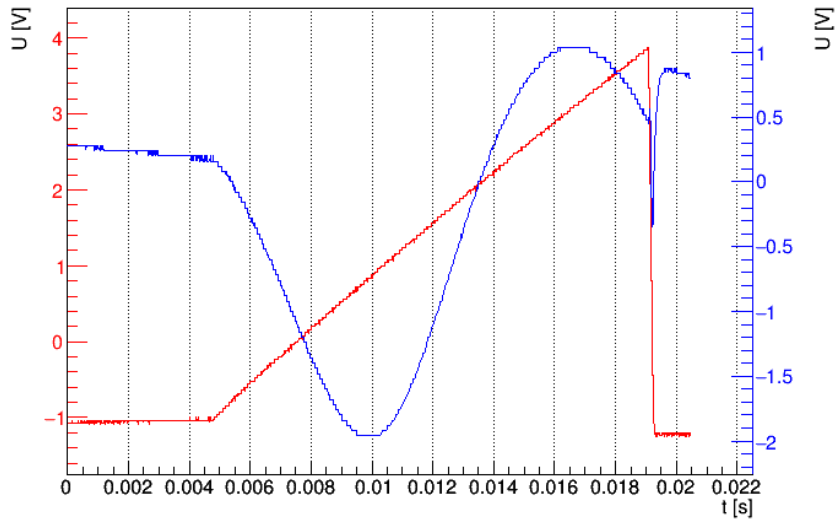


Abbildung 11: Am Oszilloskop aufgenommenes Bild der Sägezahnspannung (rot) und des Photodiodensignals (blau) als Funktion von  $t$ . Die beiden Signale sind mit verschiedenen Spannungsskalen aufgetragen.

Um die Halbwellenspannung zu bestimmen, wird nun zunächst die Spannung des Photodiodensignals als Funktion der Sägezahnspannung aufgetragen. An die Messdaten wird eine Cosinusfunktion der Form

$$U_{Photo}(U_{sz}) = -a \cos(bU_{sz} + c) + d \quad (42)$$

angepasst. Das Ergebnis ist in Abb. 12 zu sehen.

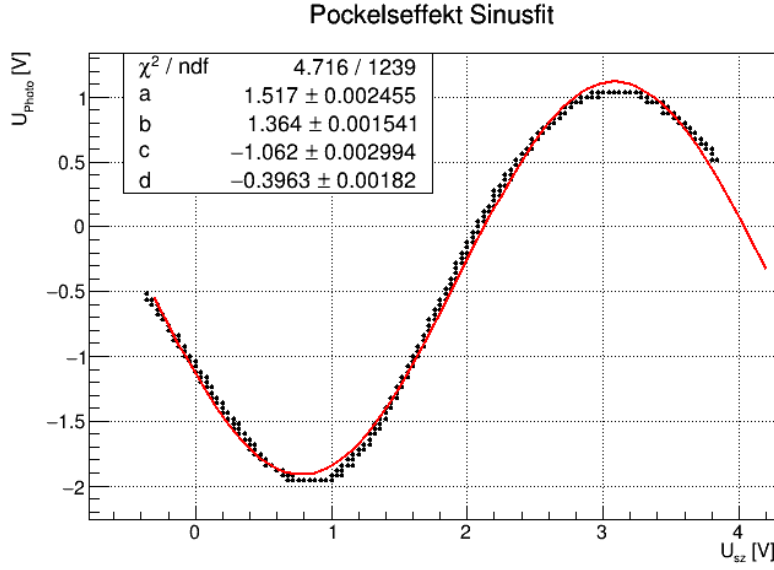


Abbildung 12: Spannung  $U_{Photo}$  der Photodiode als Funktion der Sägezahnspannung  $U_{sz}$  aufgetragen und angepasste Sinusfunktion

Mit dem Fitparameter  $b = (1.3641 \pm 0.0015) \frac{1}{V}$  kann der Abstand zwischen dem Minimum und dem Maximum der Kurve als Abstand zweier benachbarter Nullstellen  $\xi_k = \frac{k\pi - c}{b}$  von  $\frac{dU_{Photo}(U_{sz})}{dU_{sz}}$  bestimmt werden (vgl. Gl. 35). Dieser Abstand, multipliziert mit dem in Abschnitt 3.4.1 berechneten Verstärkungsfaktor  $\kappa$ , entspricht der Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$ :

$$U_{\lambda/2} = \kappa(\xi_{k+1} - \xi_k) = \kappa \frac{\pi}{b} = (233 \pm 3) \text{V} \quad , \quad (43)$$

wobei sich die Unsicherheit auf  $U_{\lambda/2}$  zu  $s_{U_{\lambda/2}} = U_{\lambda/2} \sqrt{\left(\frac{s_\kappa}{\kappa}\right)^2 + \left(\frac{s_b}{b}\right)^2}$  berechnet und als Unsicherheit  $s_b$  die statistische Unsicherheit des Fits angenommen wurde.

Aus  $U_{\lambda/2}$  wird nun der elektrooptische Koeffizient  $r_{41}$  berechnet:

$$r_{41} = \frac{\lambda d}{4U_{\lambda/2}} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right) \right]^{3/2} = (24.2 \pm 0.3) \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad , \quad (44)$$

mit  $s_{r_{41}} = r_{41} \frac{s_{U_{\lambda/2}}}{U_{\lambda/2}}$ .

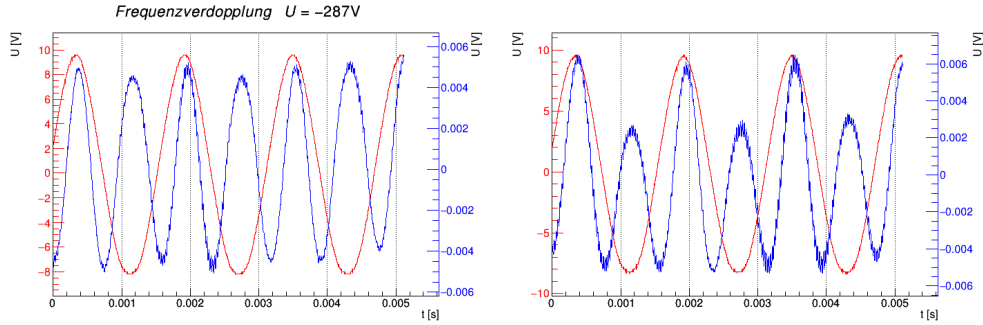
### 3.4.3 Modulierte Gleichspannung

Bei der Messung mit sinusmodulierter Gleichspannung wurde bei drei verschiedenen Spannungswerten eine Frequenzverdopplung festgestellt. Dabei konnte auf dem Oszilloskop beobachtet werden, dass das Signal der Photodiode bei Messung 2 (siehe Tab. 1) um  $180^\circ$  phasenverschoben ist. Dies deutet darauf hin, dass in Messung 2 ein Intensitätsminimum und bei den anderen beiden Messungen ein Maximum gefunden wurde. Grafische Darstellungen der Messwerte bei den Spannungswerten, unter denen eine Frequenzverdopplung beobachtet wurde, sind in Anhang 5.2 beigefügt.

Messung Nr.	Spannung $U$ [V]	$\Delta\varphi$ [°]
1	$-287 \pm 1$	0
2	$-40 \pm 1$	180
3	$+202 \pm 1$	0

Tabelle 1: Spannungswerte  $U$  und beobachtete Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  bei Frequenzverdopplung

Die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  dient nur der groben Orientierung und fließt nicht quantitativ in die Messung ein. Sie ist daher ohne Fehler angegeben. Die Unsicherheit auf die Spannung  $U$  wurde als das Spannungsintervall abgeschätzt, in dem die Frequenzverdopplung am Oszilloskop nach unserer Einschätzung immer noch gegeben war. Hierfür wurde die Amplitude des Photodiodensignals beobachtet, welche ab einer Abweichung von etwa 1V vom gemessenen Wert, Schwankungen unterlag. Ein Beispiel für die Fehlerabschätzung wird in Abb. 13 anhand zweier Abbildungen erläutert.



a) Moduliertes Gleichspannungssignal (rot) und Signal der Photodiode (blau) bei  $U = -287V$ . Die Frequenzverdopplung ist gut erkennbar. b) Unregelmäßiges Photodiodensignal (blau) bei einer Spannung  $U = -289V$ , welche außerhalb der abgeschätzten Fehlergrenze von  $s_U = 1V$  liegt.

Abbildung 13: Beispiel zur Fehlerabschätzung für  $s_U$  bei der Frequenzverdopplung

Die in Tab. 1 angegebenen Werte sind die Extrempunkte der Photodiodenspannung als Funktion der an der Pockelszelle angelegten Spannung,  $U_{Photo}(U_{Pockels})$ , aus denen die Halbwellenlänge nach Gl. 37 als Abstand benachbarter Extrempunkte bestimmt werden kann:

$$U_{\lambda/2} = |U_{max} - U_{min}|$$

$$s_{U_{\lambda/2}} = \sqrt{2}s_U = 1.4V$$

Es werden folgende Werte bestimmt:

$$U_{\lambda/2}^{(1)} = (242.0 \pm 1.4)V \quad (45)$$

$$U_{\lambda/2}^{(2)} = (247.0 \pm 1.4)V \quad (46)$$

Daraus kann jeweils wie in Abschnitt 3.4.2 die elektrooptische Konstante  $r_{41}$  bestimmt werden:

$$r_{41}^{(1)} = (23.29 \pm 0.14) \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (47)$$

$$r_{41}^{(2)} = (22.82 \pm 0.13) \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (48)$$

Das gewichtete arithmetische Mittel der beiden Werte ergibt:

$$\bar{r}_{41} = (23.06 \pm 0.10) \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (49)$$

### 3.5 Diskussion Pockelseffekt

In diesem Versuchsteil wurde der Pockelseffekt ausgenutzt um den elektrooptischen Koeffizienten  $r_{41}$  der vier verwendeten ADP-Kristalle bestimmt. Dazu wurde die Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  mit zwei verschiedenen Messmethoden ermittelt – dem Anlegen einer Sägezahnspannung sowie einer sinusmodulierten Gleichspannung an die Pockelszelle, wobei  $U_{\lambda/2}$  bei der sinusmodulierten Gleichspannung durch Identifizierung einer Frequenzverdopplung des Photodiodensignals beim differentiellen Abtasten der Extremstellen bestimmt wurde. Die Herstellerangabe beträgt  $r_{41} = 23.5 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$  [2] bei einer Temperatur von  $21^\circ\text{C}$ . Mit der Sägezahnmethode konnte ein Wert für die Halbwellenspannung bestimmt werden und mit der modulierten Gleichspannung zwei verschiedene. Aus der Halbwellenspannung wurde  $r_{41}$  zu folgenden Werten bestimmt:

			Abweichung
Sägezahn	$r_{41}$	$(24.2 \pm 0.3) \frac{\text{pm}}{\text{V}}$	$3\sigma$
Modulierte Gleichspannung	$r_{41}^{(1)}$	$(23.29 \pm 0.14) \frac{\text{pm}}{\text{V}}$	$1\sigma$
	$r_{41}^{(2)}$	$(22.82 \pm 0.13) \frac{\text{pm}}{\text{V}}$	$5\sigma$
	$\bar{r}_{41}$	$(23.06 \pm 0.10) \frac{\text{pm}}{\text{V}}$	$3\sigma$

Tabelle 2: Zusammenfassung der Ergebnisse für den elektrooptischen Koeffizienten  $r_{41}$  und deren Abweichungen von der Herstellerangabe  $r_{41} = 23.4 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$

Der mit der Sägezahnspannung bestimmte Wert stimmt mit der Herstellerangabe innerhalb von drei Standardabweichungen überein. Der erste mit der modulierten Gleichspannung bestimmte Wert zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Herstellerangabe innerhalb einer Standardabweichung. Der zweite Wert stimmt nicht mit der Herstellerangabe überein. Als Endergebnis betrachten wir das arithmetische Mittel der beiden Werte, welches innerhalb von drei Standardabweichungen mit der Herstellerangabe übereinstimmt. Als Grund für die nicht unerhebliche Abweichung der Ergebnisse beider Messmethoden von der Herstellerangabe wird die Temperaturabhängigkeit des elektrooptischen Koeffizienten vermutet, da der Versuchsaufbau keine Regelung der Temperatur der ADP-Kristalle auf  $21^\circ\text{C}$  zuließ.

Prinzipiell ist erkennbar, dass die Messergebnisse mit der Methode der modulierten Gleichspannung eine geringere Unsicherheit haben als die der Sägezahnmethode. Man könnte die Genauigkeit ersterer Methode weiter erhöhen, wenn man die Frequenzverdopplung besser identifizieren könnte, z.B. durch Frequenzbestimmung im Messprogramm am PC statt durch subjektives Abschätzen am Oszilloskop. Für beide Messmethoden könnten durch wiederholte Messungen statistische Fehler minimiert werden.



## 4 Zusammenfassung

Der elektrooptische Koeffizient  $r_{41}$  des ADP-Kristalls wurde durch Ausnutzen des Pockels-effekts bestimmt. Hierbei wurden zwei verschiedene Messmethoden angewandt: Das Anlegen einer Sägezahnspannung an der Pockelszelle sowie das Anlegen einer sinusmodulierten Gleichspannung, mit der die Intensitätskurve  $I_{Ana}(U)$  des Lichtes nach dem Passieren des Analysators differentiell abgetastet wird. Es ergaben sich folgende Werte:

$$r_{41} = (24.2 \pm 0.3) \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (\text{Sägezahnspannung}) \quad (50)$$

$$\bar{r}_{41} = (23.06 \pm 0.10) \frac{\text{pm}}{\text{V}} \quad (\text{Sinusmodulation}) \quad , \quad (51)$$

wobei bei der Sinusmodulation über zwei verschiedene Ergebnisse gemittelt wurde. Die Ergebnisse stimmen jeweils innerhalb von  $3\sigma$  mit der Herstellerangabe  $r_{41} = 23.4 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$  überein. Ein Vergleich der beiden Messmethoden ergibt eine etwas größere Unsicherheit der Sägezahnmethode. Die Verdetkonstante  $V$  des Schwerflintstabs wurde durch Ausnutzen des Faraday-Effekts auf

$$V = (0.0483 \pm 0.0007) \frac{\text{min}}{\text{Oe cm}} \quad (52)$$

bestimmt, was mit der Herstellerangabe von  $V = 0.05 \frac{\text{min}}{\text{Oe cm}}$  innerhalb von  $3\sigma$  übereinstimmt.

In beiden Versuchsteilen sind die Herstellerangaben sehr vage formuliert. Daher kann der Aussagekraft der großen Abweichungen unserer Ergebnisse von diesen auch keine große Bedeutung zugesprochen werden.

## 5 Anhang

### 5.1 Tabelle zur Korrektur der Winkel beim Faradayeffekt

$I$ [A]	$\alpha_{unkorr}$ [°]	$\alpha$ [°]
-5,00	13,7	-13,7
-4,50	12,5	-12,5
-4,00	11,0	-11,0
-3,50	9,8	-9,8
-3,00	8,5	-8,5
-2,50	6,9	-6,9
-2,00	6,0	-6,0
-1,50	4,6	-4,6
-1,00	3,8	-3,8
-0,50	2,2	-2,2
0,00	0,7	-0,7
0,50	179,9	0,1
1,00	178,0	2,0
1,50	177,2	2,8
2,00	175,7	4,3
2,50	174,8	5,2
3,00	173,1	6,9
3,50	171,6	8,4
4,00	170,2	9,8
4,50	169,1	10,9
5,00	167,6	12,4

Tabelle 3: Tabelle zur Korrektur der Aufgenommenen Winkel  $\alpha_{unkorr}$ . Die Unsicherheiten sind immer  $s_I = 0.003\text{A}$  und  $s_{\alpha_{unkorr}} = s_{\alpha} = 0.5^\circ$ .

## 5.2 Aufnahmen der Kurven zur Frequenzverdopplung

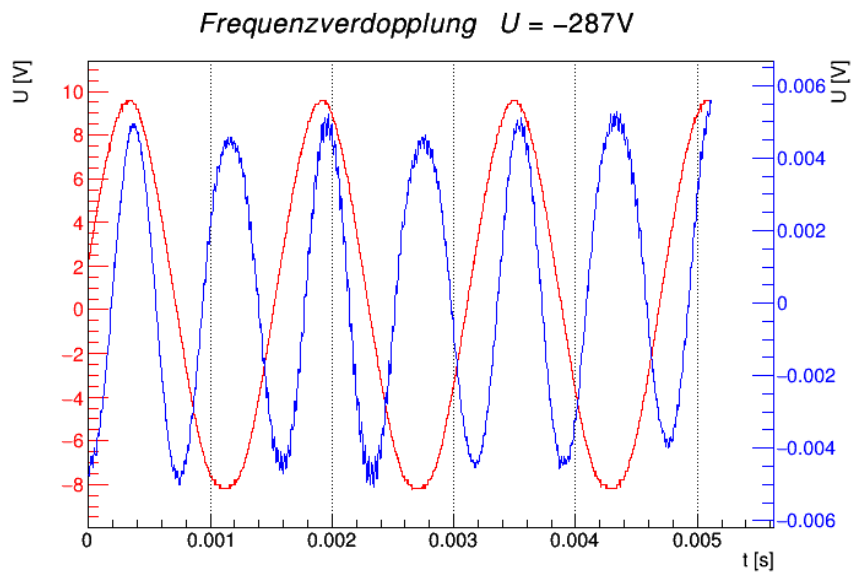


Abbildung 14: Aufnahme des modulierten Signals (rot) und des Signals der Photodiode (blau) unter verdoppelter Frequenz bei  $U = -287V$ .

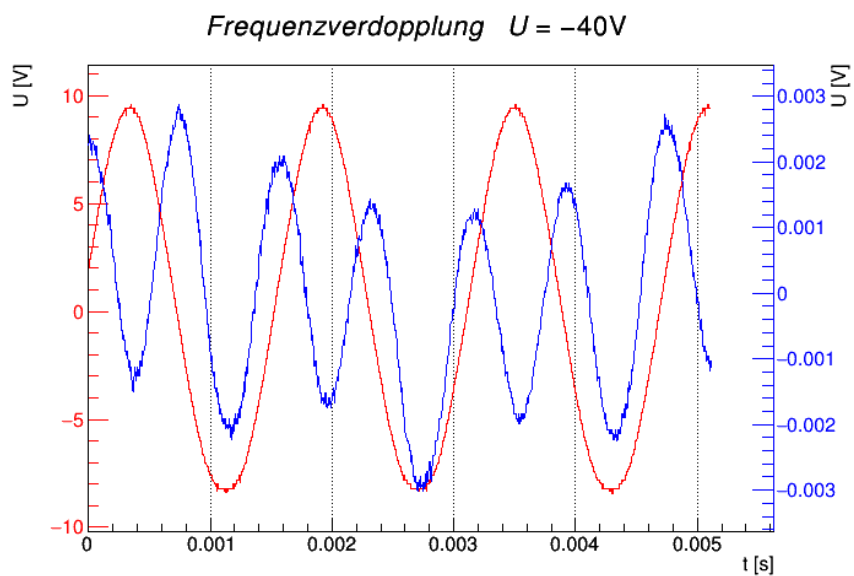


Abbildung 15: Aufnahme des modulierten Signals (rot) und des Signals der Photodiode (blau) unter verdoppelter Frequenz bei  $U = -40V$ .

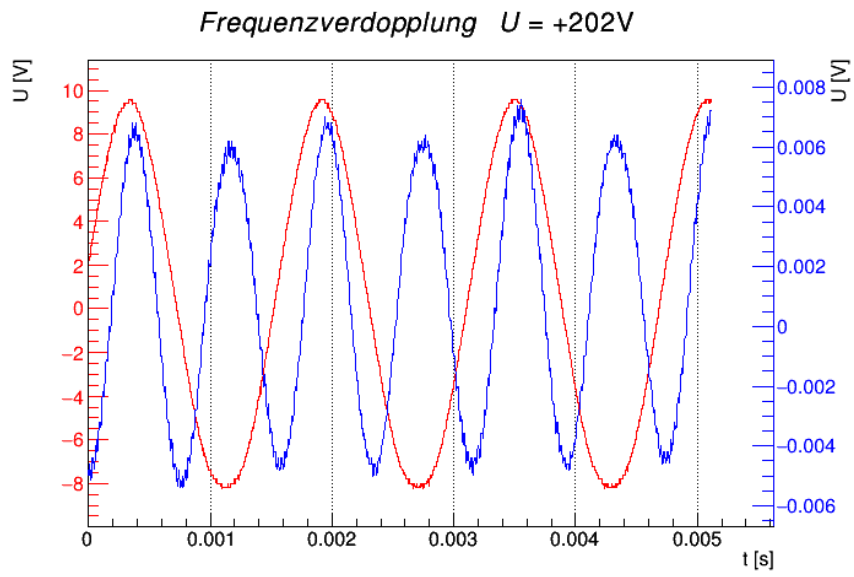


Abbildung 16: Aufnahme des modulierten Signals (rot) und des Signals der Photodiode (blau) unter verdoppelter Frequenz bei  $U = +282V$ .

### 5.3 Laborheft

Faraday- und Pockelseffekt

1.) Faradayeffekt

$I$ [A]	$\alpha$ [°]
0,00	0,35
0,50	179,00
1,00	177,85
1,50	176,30
2,00	175,40

→ Fehler ~~...~~ durch Beurteilung aus  
+ gleich hell: 0,5°  
→ Fehler beim Ablesen der Skala: 0,05°  
→ Ampere  $\frac{0,005}{\sqrt{2}}$

Neue Messreihe, da falsch abgelesen. Fehler wurde korrigiert

$I_{\uparrow}$ [A]	$\alpha$ [°]	$I_{\downarrow}$ [A]	$\alpha$ [°]
0,00	0,7	-0,00	0,7
0,50	179,9	-0,50	2,2
1,00	178,0	-1,00	3,8
1,50	177,2	-1,50	4,6
2,00	175,7	-2,00	6,0
2,50	174,8	-2,50	6,9
3,00	173,1	-3,00	8,5
3,50	171,6	-3,50	9,8
4,00	170,2	-4,00	11,0
4,50	169,1	-4,50	12,5
5,00	167,6	-5,00	13,7

Mittelwert:  $\alpha = 5,3 \pm 1$  (1 Divid)  
 $\alpha = 173,6 \pm 1$  (2 Divid)

2.) Pockelseffekt  
 Eichung der Amplitude des Sägezahn auf dem Oszilloskop: (Teilerfaktor)

$U_{sin} = 3,5 \text{ div} @ 5 \frac{V}{\text{div}} = 17,5 \text{ V}, U_{pp} = 40 \text{ V}$   
 $\pm 0,05 \text{ div}$

$U_{sq} = (4,8 \pm 0,05) \text{ div} @ 1 \frac{V}{\text{div}}$

Messung Sägezahn:  $1 \frac{V}{\text{div}}$  (CH1)  
 Signal Photodiode:  $1 \frac{V}{\text{div}}$  (CH2)

4.10.18

vgl. 2 mit 1 und 2 mit 3  
 ergibt Fehler von 0,5°

negative Polung  
 Messung Nr. 1

Messung Sinusmodulation:

$U_- = -284,1 \text{ V}$      $\nu = 9,634 \text{ kHz}$

2     $U_- = -286,5 \text{ V}$      $\nu = 9,636 \text{ kHz}$

3     $U_- = -287,2 \text{ V}$      $\nu = 9,636 \text{ kHz}$

↳ Signal nicht Phasenverschoben  $\leadsto$  Maximum  
 CH1: modulierte Signal @  $5 \frac{\text{V}}{\text{div}}$   
 CH2: Signal Photodiode @  $2 \frac{\text{mV}}{\text{div}}$      $t = 500$

Fehlerabschätzung:  $S_{u_-} = 1 \text{ V}$  durch  
 Abschätzen der Periodizität des Signals

Beispiel für ~~unregelmäßige~~ ungleichmäßige Amplituden  
 dapp 4 tabs  $\rightarrow U_- = 289,0 \text{ V}$

Nächste Frequenzverdopplung:

5     $U_- = -40,4 \text{ V}$  ,  $S_{u_-} = 1 \text{ V}$  ,  $\nu$  gleich, dapp 5 tabs  
 ↳ Signal um  $180^\circ$  Phasenverschoben  $\leadsto$  Minimum

Positive Polung

6     $U_+ = 202,0 \text{ V}$

↳ Signal nicht Phasenverschoben  $\leadsto$  Maximum

Neue Messung zur Best. des Teilerfaktors  
 Signale Teiler / Pocketseite stimmen überein  
 (abgespeichert)

// R    A

## Literatur

- [1] Bernd Herrmann *Elektrooptischer-Effekt und Faraday-Effekt* Jan 1977
- [2] T.Wilbois und M.Köhli *Anleitung zum Faraday- und Pockelseffekt* Juni 2012
- [3] <https://www.youtube.com/watch?v=Q0qrU4nprB0&feature=youtu.be>
- [4] Demtröder *Experimentalphysik 2* 6.Auflage Kapitel 5.8.3 Seite 246
- [5] Hecht, Eugene: *Optics*. 2nd edition, 1974. Addison-Wesley. Reading, Massachusetts.
- [6] <http://www.hlooser.ch/seite%201.html> Aufgerufen am 11.10.2018 14:45
- [7] Wolfgang Schenk *Physikalisches Praktikum* Springerverlag 14. Auflage