

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Polarisation of light	3
1.1.1	Linear polarised waves	3
1.1.2	Circular polarised waves	3
1.2	Light propagation in mediums	4
2	Faraday-Effekt	4
2.1	Physikalische Grundlagen	4
2.2	Versuchsaufbau	5
2.3	Durchführung	5
2.4	Auswertung	6
2.4.1	Verdet-Konstante	6
2.4.2	2ϵ -Messung	7
3	Pockels-Effekt	9
3.1	Physikalische Grundlagen	9
3.1.1	Pockels effect	9
3.1.2	Pockels cell	9
3.1.3	Electrooptical coefficient	10
3.2	Versuchsaufbau	10
3.3	Durchführung	11
3.4	Auswertung	12
3.4.1	Berechnung der Dämpfung	12
3.4.2	Sägezahn-Methode	13
3.5	Methode der modulierten Gleichspannung	16
3.5.1	Elektrooptischer Koeffizient	16
4	Diskussion	18
4.1	Faraday-Effekt	18
4.2	Pockels-Effekt	18
5	Anhang	20
5.1	Messungen	20

Abbildungsverzeichnis

1	Plane wave ^[2]	3
2	Circular polarised waves Top: Left hand Bottom: Right hand ^[3]	3
3	Faraday-Versuchsaufbau ((1) Natrium-Dampflampe, (2) Polarisationsfilter, (3) Wasserkühlung und Spule, (4) Schwerflintglas, (5) Halbschattenpolarimeter, (6) Okular) ^[7]	5
4	Gemessene Winkel α aufgetragen auf die Stromstärke I ^[1]	7
5	Pockels cell with four ADP crystals, which is used in the experiment ^[5] , (p. 3) x_3 : optical axis	9
6	Setup of the Pockels effect experiment ^[5] , (p. 7)	11
7	Sinusschwingung mit Dämpfung und durch gelegtem Sinus-Fit ^[1]	12
8	Sinusschwingung ohne Dämpfung und durch gelegtem Sinus-Fit ^[1]	13
9	Sägezahnspannung mit der dadurch entstehenden Photodiodenspannung ^[1]	15
10	Spannungsverläufe bei angelegter Halbwellenspannung als Gleichspannung ^[1]	16

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich der gemessenen elektrooptischen Koeffizienten mit dem Literaturwert	18
---	---	----

1 Einleitung

Dieser Versuch besteht aus zwei voneinander trennbaren Versuchsteilen. Der erste Teil ist dem Faraday-Effekt gewidmet. Bei diesem wird die materialabhängige Verdet-Konstante von Schwerflintglas berechnet. Außerdem soll zusätzlich der 2ϵ -Winkel eines Halbschattenpolarimeters bestimmt werden.

Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Pockels-Effekt. In diesem soll der elektrooptische Koeffizient r_{41} eines ADP-Kristalls über die Messung der Halbwellenspannung $U_{\frac{\lambda}{2}}$ berechnet werden. Diese wird über zwei verschiedene Messarten ermittelt.

Eine allgemeine physikalische Einleitung folgt an dieser Stelle, die versuchsspezifischen Grundlagen sind jeweils vor dem Versuch platziert.

1.1 Polarisation of light

Maxwell's equations describe the electromagnetism and therefore the theory of light. With them you can derive the wave equations

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \Delta E &= 0, \\ \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} - \Delta B &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

A special solution for the E-field is a plane wave, which has the form

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)}, \quad (2)$$

for the B-field it is identical. It also can be shown that \vec{E} , \vec{B} and the wave vector \vec{k} , which also indicates the direction of propagation, are pairwise orthogonal. W.l.o.g. we set $\vec{k} = k \cdot \vec{e}_z$, so the wave function of the E-field is general given by

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y. \quad (3)$$

1.1.1 Linear polarised waves

If the E-field oscillated only in a plane (see Abbildung 1), you call it linear polarised, which can be described by

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} \cdot \cos(kz - \omega t), \\ E_y &= E_{0y} \cdot \cos(kz - \omega t). \end{aligned} \quad (4)$$



Abbildung 1: Plane wave [2]

In this case the waves in x- and y-direction oscillate in phase.

1.1.2 Circular polarised waves

Another special case are circular polarised waves, which can be described by

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cdot \cos(kz - \omega t), \\ E_y &= E_0 \cdot \cos\left(kz - \omega t + \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

In this case the waves are by 90° phase shifted. You distinguish here between left and right hand circular polarisation as you can see in Abbildung 2. The circular polarised waves

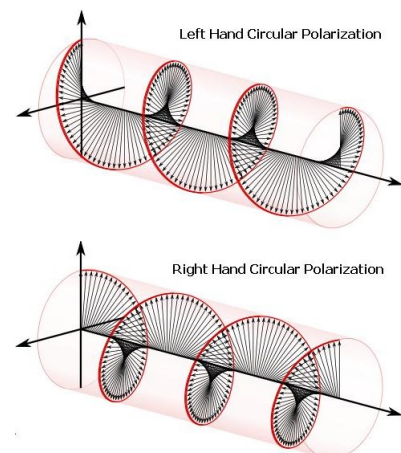


Abbildung 2: Circular polarised waves

Top: Left hand

Bottom: Right hand [3]

are special cases of the elliptic polarised waves, here you have to differentiate between E_{0x} and E_{0y} like by the linear polarised waves (1.1.1) and the phase difference isn't coercively 90° .

1.2 Light propagation in mediums

The speed of light v in mediums is slower than in vacuum ($c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) and can be calculated with

$$v = \frac{c}{n}, \quad (6)$$

while n is the refractive index of the medium. But you distinguish between isotropic and anisotropic mediums. In isotropic mediums the speed of light is in all directions equal (e.g. cubic crystal). Differently to anisotropic mediums in which the speed of light depends on the polarisation and the direction of propagation. This effect in anisotropic mediums is called double refraction. You also distinguish between uniaxial mediums, which have still one axis without double refraction, and biaxial mediums, where in all directions double refraction appears. To describe this effect mathematically, Fresnel established the index ellipsoid, which has the form

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1. \quad (7)$$

Here are x_i the coordinates of the position on the ellipsoid surface and n_i the refractive index of the related coordinate.

2 Faraday-Effekt

2.1 Physikalische Grundlagen

The Faraday effect (after Michael Faraday) is based on the impact of magnetic fields on the light propagation. If you send linear polarised light on an transparent, isotropic medium, which is interspersed with strong longitudinal magnetic field, the oscillating plane will be turn. The size of the angle α depends on the field intensity H , the path length of the light in the medium l and a material constant V , which is also known as Verdet constant V , and can be determined with

$$\alpha = V \cdot l \cdot H. \quad (8)$$

The Verdet constant depends to the temperatur and the frequency of light. If you have a material inside a field creating coil you have to integrate the magnetic field H over the length of the material

$$\alpha = V \int_{\frac{L+l}{2}}^{\frac{L+l}{2}} H(z) dz. \quad (9)$$

The direction of rotation depends on the direction of the magnetic field related to the direction of the light. This is a main difference to the effect by natural mediums. There a mirror behind the medium would produce a plane wave with the same angle as before; the effects annihilate each other. In contrast to the Faraday effect, where the effects would double, so the effect can be intensified.

You can describe the Faraday effect with double refraction. The electrons of the heavy flint glass have a rotational motion (Larmor precession) because of the applied magnetic field. A linearly polarized wave can be seperated in two circular polarised waves with different rotation directions. Now, because of the Doppler effect, the frequency of rotating is different for the two circular polarised waves and as a consequence the velocity of both are different and this creates the rotation of polarisation.

2.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einer Natrium-Dampf Lampe. Das Licht dieser fällt auf einen Polarisator, welcher linear polarisiertes Licht erzeugt. Dieses polarisierte Licht gelangt dann in das von einem Magnetfeld durchsetzte Schwerflintglas. Das Magnetfeld wird durch eine Spule erzeugt, dessen Stromfluss über eine Stromquelle von $-5 - 5\text{ A}$ variiert werden kann. Zusätzlich wird der Versuch durch eine Wasserkühlung auf einer konstanten Temperatur gehalten. Das Licht kann aus dem Schwerflintglas austreten und mit Hilfe eines Halbschattenpolarimeters analysiert werden.

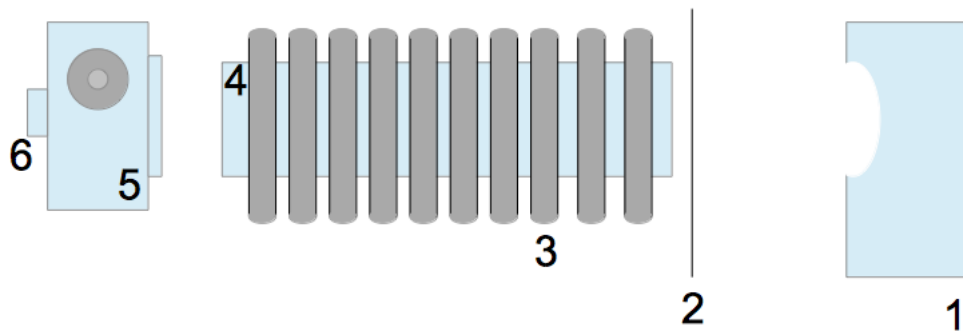


Abbildung 3: Faraday-Versuchsaufbau ((1) Natrium-Dampfampe, (2) Polarisationsfilter, (3) Wasserkühlung und Spule, (4) Schwerflintglas, (5) Halbschattenpolarimeter, (6) Okular) ^[7]

2.3 Durchführung

Die Natrium-Dampfampe wird einige Minuten vor der eigentlichen Versuchsdurchführung angeschaltet. Bei ausgeschalteter Stromquelle, also ohne Magnetfeld H wird nun das erste Wertepaar aus Strom und Winkel aufgenommen. Dafür stellt man das Halbschattenpolarimeter so ein, dass beim Blick durch das Okular die innere Fläche genauso ausgeleuchtet ist wie das Äußere. Für diesen Fall existieren zwei Positionen, da diese im dunkleren Fall deutlich leichter zu erkennen ist wird hier diese notiert.

Gleiches wird für eine eingeschaltete Stromquelle mit den Einstellungen $I = -5 - 5\text{ A}$ durchgeführt.

2.4 Auswertung

2.4.1 Verdet-Konstante

Zunächst muss das Magnetfeld H der felderzeugenden Spule berechnet werden. Dies wird über das Biot-Sarvat-Gesetz

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{Idl}{r^2} \sin \phi \quad (10)$$

berechnet. Über Integration der vollen Länge der stromdurchflossenen Spule erhält man wie in [4] (Seite 51 ff.) die folgende Formel für das magnetische Feld H

$$H(z) = \frac{N \cdot I}{2L(x_2 - x_1)} \left[(L - z) \ln \left(\frac{x_2 + \sqrt{(L - z)^2 + x_2^2}}{x_1 + \sqrt{(L - z)^2 + x_1^2}} \right) + z \ln \left(\frac{x_2 + \sqrt{z^2 + x_2^2}}{x_1 + \sqrt{z^2 + x_1^2}} \right) \right], \quad (11)$$

wobei I : Spulenstrom,

L : Länge der Spule,

N : Windungen der Spule,

x_1 : Innenradius der Spule,

x_2 : Außenradius der Spule.

Da wir an dem Magnetfeld H innerhalb der Spule interessiert sind berechnen wir

$$H\left(\frac{L}{2}, I\right) = 18349,8 \frac{1}{\text{m}} \cdot I. \quad (12)$$

An dieser Stelle folgt ein kurzer Vergleich zweier Rechenmethoden zur Ermittlung des B-Feldes B einer Spule. Man kann anstelle der Formel 11 auch die Näherung

$$H_N(I) = \frac{N \cdot I}{L} = 20571,4 \frac{1}{\text{m}} \cdot I \quad (13)$$

verwenden. Ein Vergleich beider Methoden ergibt einen Unterschied von

$$\frac{H_N(I)}{H(I)} = 1,121. \quad (14)$$

Die grobe Näherung ergibt also ein Magnetfeld, welches um ca. 12% größer ist als das der Exakteren. Wir rechnen also mit dem genaueren Magnetfeld H weiter.

Um nun die Verdet-Konstante berechnen zu können, müssen die in der Messung erhaltenen Winkel gegen die Stromstärke aufgetragen werden. Dies ist in Abbildung 4

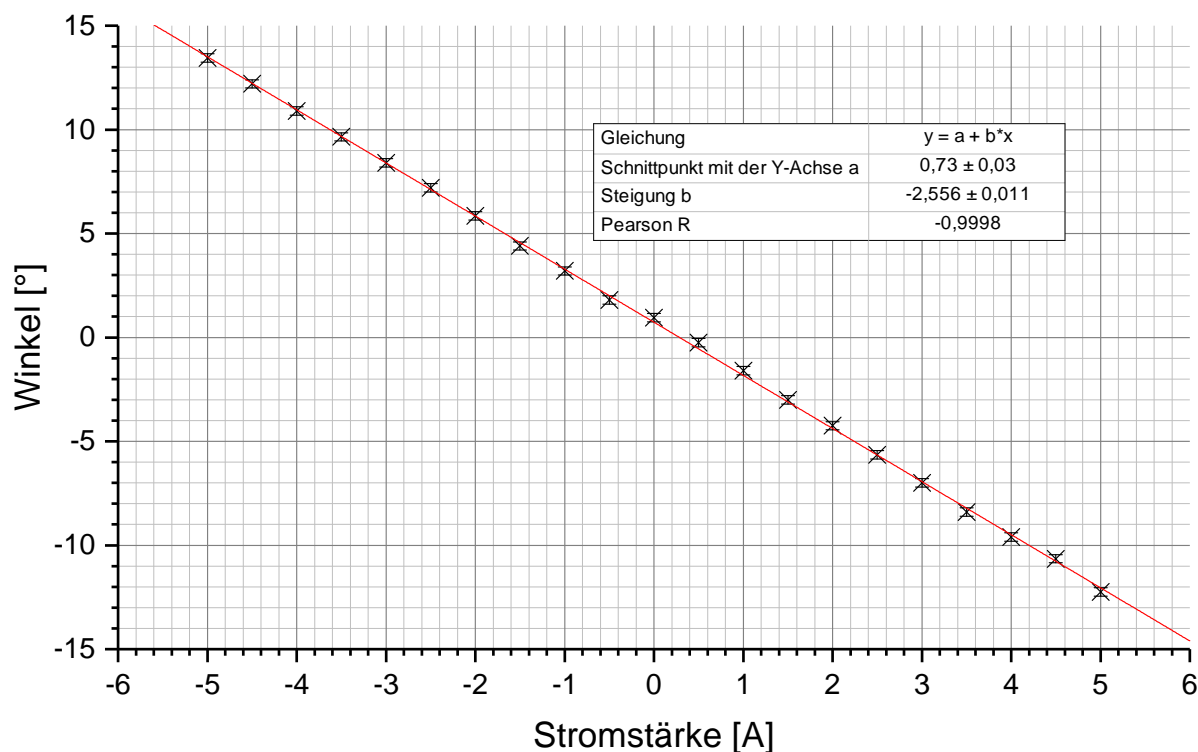


Abbildung 4: Gemessene Winkel α aufgetragen auf die Stromstärke I ^[1]

Es wurde durch die Werte ein linearer Fit gelegt. Dieser ergab eine Steigung m von

$$m = (-2,556 \pm 0,011) \frac{\circ}{\text{A}}.$$

Mit der Formel 9 kann nun über Integration den Drehwinkel α berechnet werden.

$$\begin{aligned} \alpha &= V \int_{\frac{L+l}{2}}^{\frac{L+l}{2}} H(z) dz \\ &= 2556 \cdot V I \\ \Leftrightarrow V &= \frac{\alpha}{2556 \cdot I} = \frac{m}{2556} \\ &= (0,000998 \pm 0,000004) \frac{\circ}{\text{A}} \\ &= (0,0477 \pm 0,0002) \frac{\text{min}}{\text{Oe cm}}. \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich direkt die Verdet-Konstante V . Der Fehler stammt aus der Unsicherheit der Steigung s_m und berechnet sich wie folgt

$$s_V = \frac{s_m}{2556}.$$

2.4.2 2ϵ -Messung

Zusätzlich wurde noch der 2ϵ -Winkel gemessen. Die Messung ergab

$$\begin{aligned} \text{innen dunkel: } \alpha_i &= (5,5 \pm 0,5)^\circ, \\ \text{außen dunkel: } \alpha_a &= (6,5 \pm 0,5)^\circ. \end{aligned}$$

Aus den Werten ergibt sich der Winkel 2ϵ und dessen Fehler $s_{2\epsilon}$ wie folgt

$$2\epsilon = \alpha_i + \alpha_a = (12,0 \pm 0,7)^\circ,$$
$$s_{2\epsilon} = \sqrt{s_{\alpha_i}^2 + s_{\alpha_a}^2}.$$

3 Pockels-Effekt

3.1 Physikalische Grundlagen

3.1.1 Pockels effect

The dependence of the refractive index on the electric field is generally called electro-optic effect. So the dielectric constant ϵ isn't really a constant. The consequence is that the correlation between D and E isn't linear and D can be described with

$$D = aE + bE^2 + cE^3 + \dots, \quad a, b, c, \dots \in \mathbb{R} \quad (15)$$

and the dielectric constant is given by

$$\epsilon = \frac{\partial D}{\partial E} = a + 2bE + 3cE^2 + \dots \quad (16)$$

The important term for this experiment is the $2bE$ in Gleichung 16, because it is responsible for the Pockels effect. The other terms are normally very small, but if $b = 0$ (crystals with symmetry centre) they are measurable. For example the $3cE^2$ -term, which is responsible for the Kerr effect.

The voltage, which is necessary so that the resulting electric field rotates the light polarisation by 90° , is called half-wave voltage $U_{\lambda/2}$. Between those linear polarisations the polarisation is, because of the phase difference, elliptic polarised, at 45° even circular polarised.

3.1.2 Pockels cell

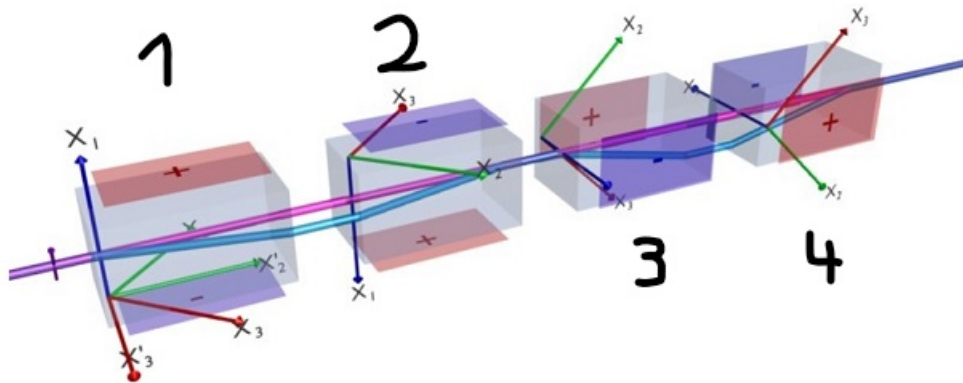


Abbildung 5: Pockels cell with four ADP crystals, which is used in the experiment [5], (p. 3)

x_3 : optical axis

In this experiment we use a Pockels cell with four ADP crystals (ammonium dihydrogen phosphate $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), which is drafted in Abbildung 5. An ADP crystal has two characteristics which are the reasons why we use four crystals. The first one is that the ordinary and the extraordinary ray diverge, because of the different propagation directions. To compensate this you put a second crystal (2) behind it, which is rotated by 180° . The second one is that it exist the natural double refraction, so you put a second crystal pair (3 and 4) behind them, which are rotated by 90° to the first one to compensate it. To avoid that the electro-optical effect also will be compensated, you reverse the polarity of voltage. To investigate the Pockels cell we need a mathematical description of it:

3.1.3 Electrooptical coefficient

For an ADP crystal with an applied electric field is the index ellipsoid to the first order

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + 2r_{41}x_2Ex_3 + \frac{x_2^2}{n_1^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (17)$$

while E is the applied electric field and r_{41} is the electrooptical coefficient, a material dependent constant. With a coordinate transformation to a rotation of 45° around the x_1 -axis

$$x_2 = \frac{x'_2 + x'_3}{\sqrt{2}} \quad x_3 = \frac{x'_2 - x'_3}{\sqrt{2}} \quad (18)$$

becomes equation 17

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + r_{41}(x_2'^2 - x_3'^2)E + \frac{(x'_2 + x'_3)^2}{2n_1^2} + \frac{(x'_2 - x'_3)^2}{2n_3^2} = 1. \quad (19)$$

With the simplification

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right) \quad (20)$$

equation 19 can be transformed into

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2'^2}{n_x^2}(1 + r_{41}En_x^2) + \frac{x_3'^2}{n_x^2}(1 - r_{41}En_x^2) + x'_2x'_3 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_3^2} \right) = 1. \quad (21)$$

So the Taylor expansions of the refractive indices of the new coordinates are

$$n_{x'2(3)} = \frac{n_x}{\sqrt{1 + r_{41}En_x^2}} \approx n_x + (-) \frac{1}{2} r_{41}En_x^3. \quad (22)$$

With the resulting time difference, based on the different velocities, the phase difference after a length l is

$$\omega t = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l(n_1 - n_{x'2}) \quad (23)$$

With inserting formula 22 and remove the natural double refraction $n_1 - n_x$, because of the setup (3.1.2), it becomes

$$\omega t = \frac{\pi}{\lambda} r_{41}En_x^3l. \quad (24)$$

The fact that there are four identical crystals in series, a phase difference of π and $U = E \cdot d$ brings the electrooptical coefficient

$$r_{41} = \frac{\lambda d}{4l \cdot U_{\lambda/2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right)}^3. \quad (25)$$

3.2 Versuchsaufbau

The setup of the Pockels effect experiment is shown in Abbildung 6. The light source is a helium-neon laser, which beams light waves with a length of $\lambda = 632,8\text{nm}$. After it there is a polarisation filter, so you get linear polarised light. Behind it is the Pockels cell (see 3.1.2), where the optical axis is rotated by 45° . Now there is a second polarisation filter, an analyser, which is 90° rotated to the first one, so the intensity would be without Pockels cell zero. The light impacts then on a photodiode, which measures the intensity and send the signal via an amplifier to the oscilloscope. This can be read out with a PC. We are able to apply two types of voltages to the pockels cell. On the one hand we can apply sawtooth voltage (ca. $0 - 500\text{V}$) on the other hand it is possible to apply a modulated direct current voltage ($0 - 500\text{V}$). The applied voltage is also shown on the oscillator with a damping factor of ca. 100.

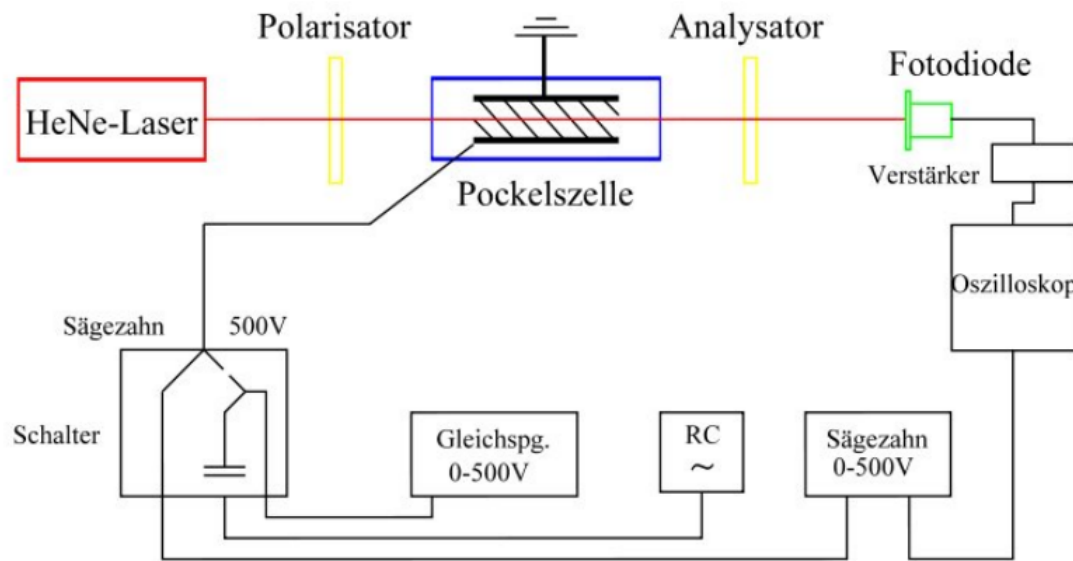


Abbildung 6: Setup of the Pockels effect experiment ^[5], (p. 7)

3.3 Durchführung

Dieser Versuchsabschnitt besteht aus zwei Teilen. Zu erst wird die Halbwellenspannung mittels einer Sägezahnspannung gemessen, anschließend mit einer modulierten Gleichspannung.

Die Sägezahnspannung wird an der Pockelszelle angelegt und gedämpft auf dem Oszillator abgebildet. Zusätzlich ist das Signal der Photodiode zu sehen. Die beiden Wertereihen werden aufgenommen.

Danach wird die modulierte Gleichspannung angelegt. Durch manuelles Hochregeln dieser wird die Spannung so gesetzt, dass sich die Frequenz des Signals der Photodiode verdoppelt. Diese Spannung wird notiert. Der Spannungsgenerator kann in der positiven und negativen Polung betrieben werden. Die Messung wird für beide Einstellungen durchgeführt.

3.4 Auswertung

3.4.1 Berechnung der Dämpfung

Bei der Sägezahn-Methode wird die Sägezahnspannung gedämpft bevor sie auf dem Oszilloskop angezeigt wird, da sie mit fast 500 V vergleichsweise hoch ist. Um die Dämpfung der Sägezahnspannung zu bestimmen, wurde die Amplitude einer Sinusspannung einmal mit und einmal ohne Dämpfung bestimmt. Die Werte wurden mit dem PC gespeichert und werden jetzt erneut aufgetragen. Anschließend wird mit Origin^[1] ein Sinusfit der Form

$$U(t) = A + B \cdot \sin(C \cdot x + D) \quad (26)$$

durch die Punkte gelegt und die Amplitude abgelesen. Die Grafiken für die Messung mit bzw. ohne Dämpfung sind in Abbildung 7 bzw. Abbildung 8 zu sehen. Dabei ergeben sich die beiden Amplituden

$$B_{\text{mit Dämpfung}} = (35,26 \pm 0,03) \text{ mV},$$

$$B_{\text{ohne Dämpfung}} = (3650 \pm 4) \text{ mV}.$$

Den Dämpfungsfaktor γ kann man folglich mit

$$\gamma = \frac{B_{\text{mit Dämpfung}}}{B_{\text{ohne Dämpfung}}},$$

$$s_{\gamma} = \gamma \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{B_{\text{mit Dämpfung}}}}{B_{\text{mit Dämpfung}}}\right)^2 + \left(\frac{s_{B_{\text{ohne Dämpfung}}}}{B_{\text{ohne Dämpfung}}}\right)^2}$$

berechnen und es ergibt sich

$$\gamma = (9,660 \pm 0,013) \cdot 10^{-3}.$$

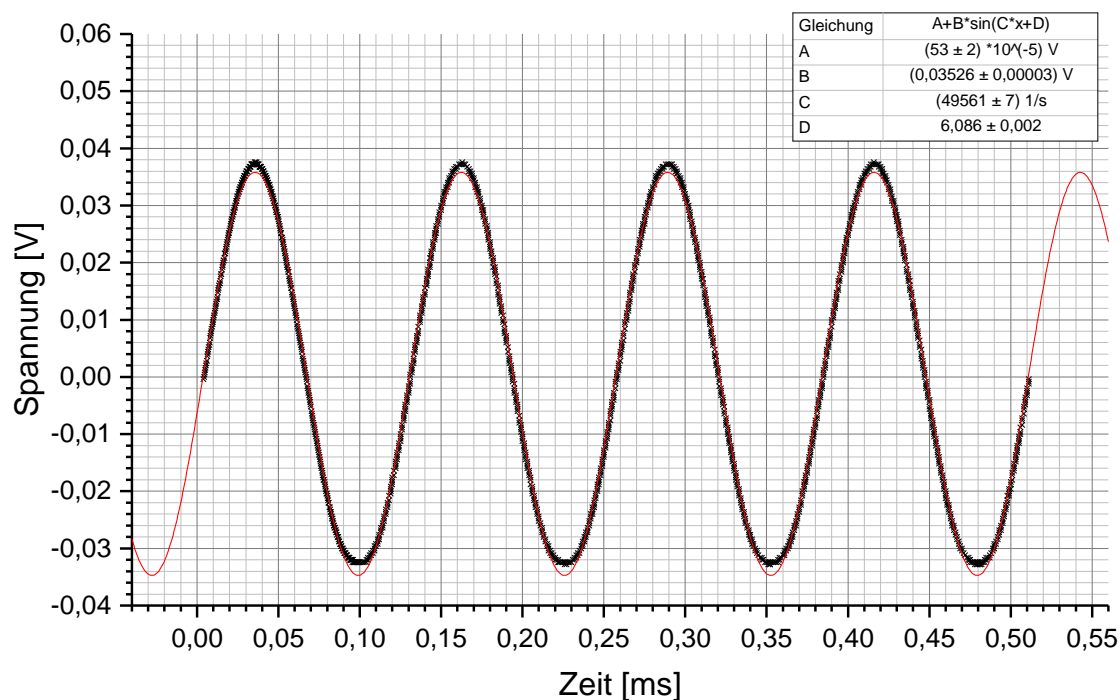


Abbildung 7: Sinusschwingung mit Dämpfung und durch gelegtem Sinus-Fit ^[1]

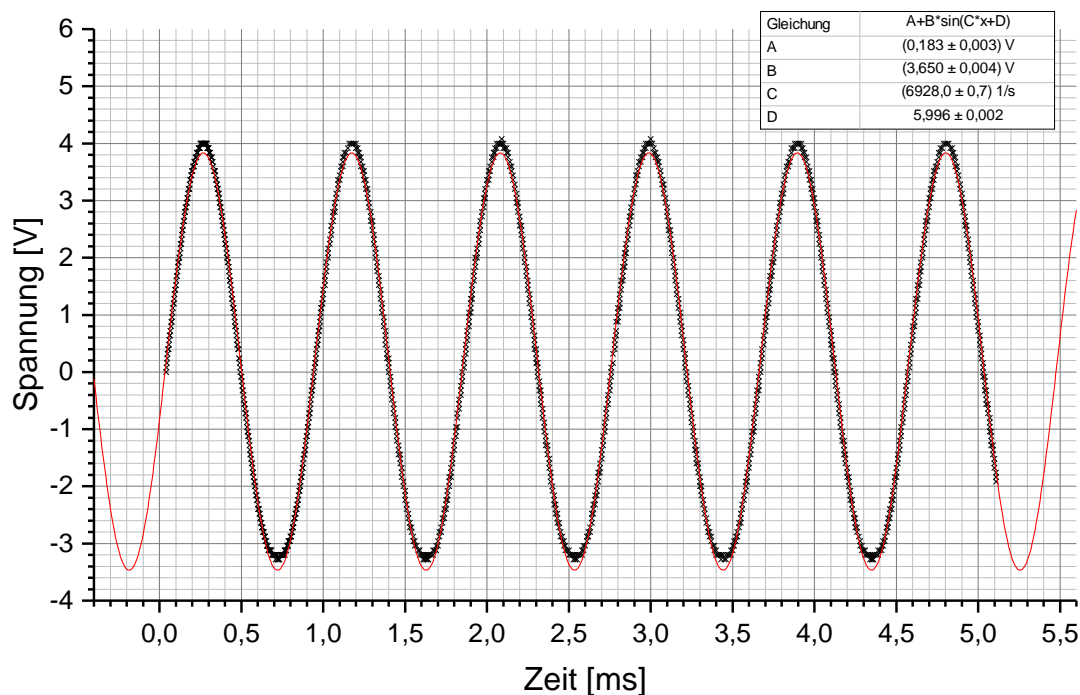


Abbildung 8: Sinusschwingung ohne Dämpfung und durch gelegtem Sinus-Fit ^[1]

3.4.2 Sägezahn-Methode

Mit der Sägezahn-Methode soll die Halbwellenspannung der Pockels-Zelle bestimmt werden. Dafür wurde sowohl die an der Pockels-Zelle angelegte Sägezahnspannung, als auch das Signal an der Photodiode auf dem Oszilloskop angezeigt. Beide Datensätze wurden mit dem PC gespeichert und mit Origin ^[1] erneut gezeichnet. Der relevante Teil ist in Abbildung 9 zu sehen. Für die Sägezahnspannung wurde ein linearer Fit durchgeführt, um die Steigung möglichst genau zu erhalten. Ebenso wurde für die erhaltene sinusförmige Spannung ein Sinus-Fit durchgeführt. Für beide Fits wurden die Daten aus der Zeitspanne von 29,375-43,325 ms verwendet, dadurch werden möglicherweise schwankenden ersten und letzten Messwerte der Schwingung nicht mitberücksichtigt. Die Fits sind ebenfalls in Abbildung 9 zu sehen.

Dabei ergibt sich für den Schnittpunkt mit der y-Achse a und die Steigung b des linearen Fits

$$a = (-10,875 \pm 0,013) \text{ V},$$

$$b = (340,8 \pm 0,4) \frac{\text{V}}{\text{s}}.$$

Für den Sinus-Fit der Form wie in Gleichung 26 erhält man

$$A = (0,259 \pm 0,007) \text{ V},$$

$$B = (1,861 \pm 0,010) \text{ V},$$

$$C = (486,6 \pm 1,3) \frac{1}{\text{s}},$$

$$D = 1,79 \pm 0,05.$$

$C = \omega = \frac{2\pi}{T}$ ist dabei die Kreisfrequenz der Schwingung. Nun kann mithilfe der im vorherigen Abschnitt (3.4.1) berechneten Dämpfung die Halbwellenspannung

$$U_{\lambda/2} = \frac{T}{2} \cdot b \cdot \frac{1}{\gamma} = \frac{\pi \cdot b}{C \cdot \gamma},$$
$$s_{U_{\lambda/2}} = U_{\lambda/2} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_b}{b}\right)^2 + \left(\frac{s_c}{c}\right)^2 + \left(\frac{s_\gamma}{\gamma}\right)^2}$$

bestimmt werden. Als Resultat erhält man damit

$$U_{\lambda/2} = (227,8 \pm 0,7) \text{ V.}$$

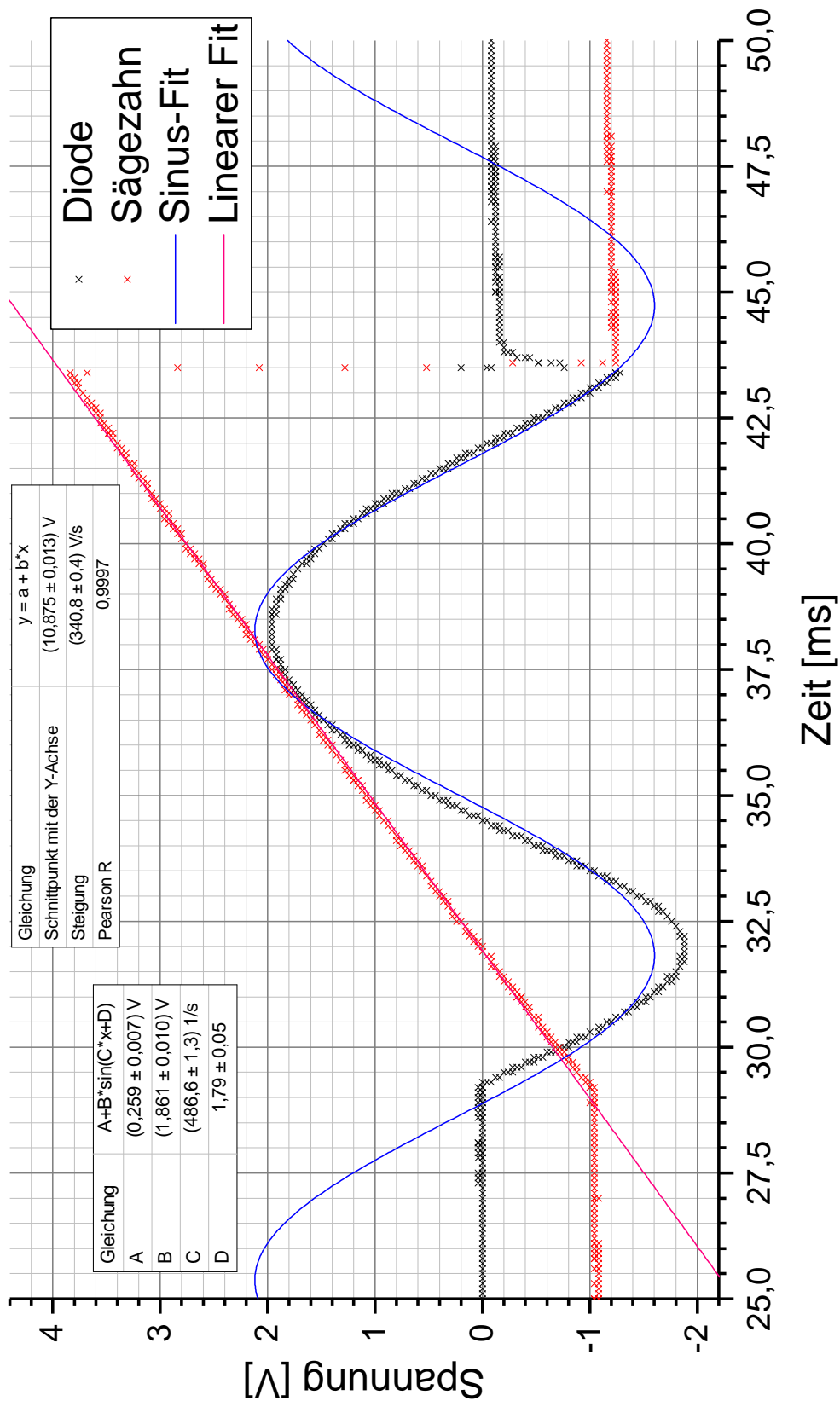


Abbildung 9: Sägezahnspannung mit der dadurch entstehenden Photodiodenspannung [1]

3.5 Methode der modulierten Gleichspannung

Das Verfahren wurde bereits in der Versuchsdurchführung (3.3) erklärt. Die doppelte Amplitude ist in Abbildung 10 gezeigt. Für die positive bzw. negative Polung wurde dabei

$$U_{\text{pos}} = (125,0 \pm 1,0) \text{ V},$$

$$U_{\text{neg}} = (123 \pm 2) \text{ V}$$

gemessen. Der Grund für die verschiedenen Fehler ist, dass die Schwankungen bei der nega-

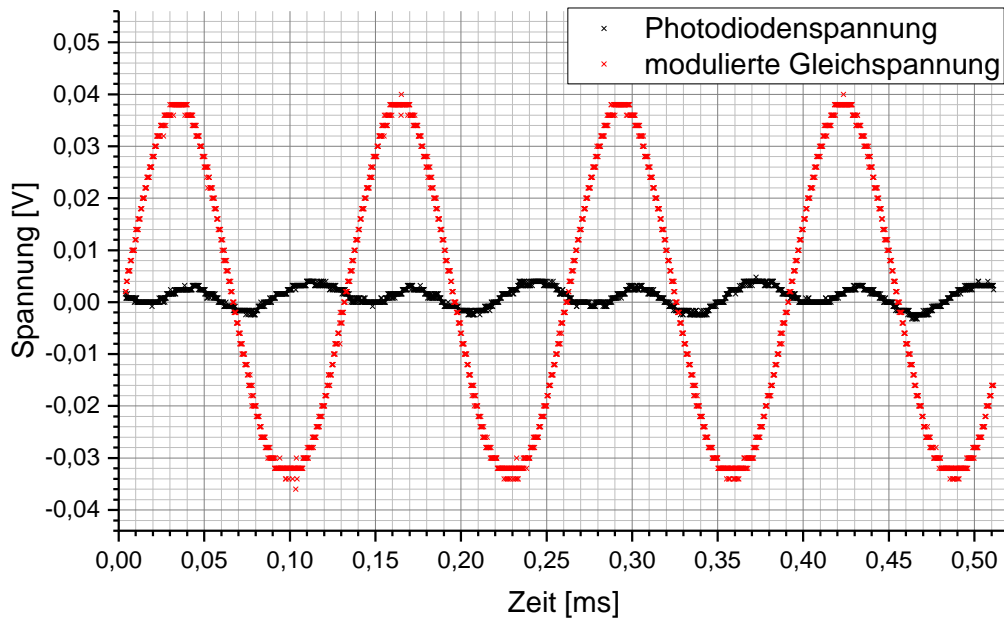


Abbildung 10: Spannungsverläufe bei angelegter Halbwellenspannung als Gleichspannung^[1]

tiven Polung deutlich größer waren als bei der positiven Polung. Die Halbwellenspannung ist die Differenz der beiden Werte und berechnet sich folglich aus

$$U_{\lambda/2} = U_{\text{pos}} - U_{\text{neg}},$$

$$s_{U_{\lambda/2}} = \sqrt{s_{U_{\text{pos}}}^2 + s_{U_{\text{neg}}}^2}.$$

Das hieraus sich ergebende Ergebnis ist

$$U_{\lambda/2} = (248 \pm 2) \text{ V}$$

3.5.1 Elektrooptischer Koeffizient

Um nun noch den elektrooptischen Koeffizienten r_{41} des Materials zu berechnen, wird Formel 25 aus den Grundlagen verwendet. Damit ergibt sich für den Koeffizienten

$$r_{41} = \frac{\lambda \cdot d}{4 \cdot l \cdot U_{\lambda/2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} \right)^3},$$

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

Für die beiden unterschiedlichen Methoden der Halbwellenspannungbestimmung ergeben sich damit die elektrooptischen Koeffizienten

$$\begin{aligned} \text{Sägezahn-Methode: } r_{41} &= (24,75 \pm 0,08) \frac{\text{pm}}{\text{V}}, \\ \text{Modulations-Methode: } r_{41} &= (22,7 \pm 0,2) \frac{\text{pm}}{\text{V}}. \end{aligned}$$

4 Diskussion

4.1 Faraday-Effekt

Die Ergebnisse unserer Messung seien kurz aufgelistet.

Der Vergleich zwischen den beiden Näherungen zur Berechnung des Magnetfeldes H ergab eine Abweichung von 12% voneinander. Die Methode über das Biot-Savart Gesetz das Magnetfeld aufzuintegrieren ist also wesentlich genauer.

Für die Verdet-Konstante V erhielten wir

$$\begin{aligned} V &= (0,998 \pm 0,004) \frac{\text{°}}{\text{kA}} \\ &= (0,0477 \pm 0,0002) \frac{\text{Min}}{\text{Oe cm}}, \\ V_{\text{Her}} &= 0,05 \frac{\text{Min}}{\text{Oe cm}}. \end{aligned}$$

Die Differenz zur Herstellerangabe V_{Her} beträgt 12 Standardabweichungen. Diese scheinbar hohe Abweichung kommt vermutlich zum Teil durch die Temperaturabhängigkeit der Verdet-Konstante zustande. Zu der Herstellerangabe ist keine Angabe der Temperatur gemacht worden, es scheint also realistisch, dass der heruntergekühlte Versuchsaufbau eine unterschiedliche Temperatur hatte als die, auf die sich die Herstellerangabe bezieht. Des weiteren hat der Laser nicht exakt eine Wellenlänge, dies kann aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Verdet-Konstante zu einem Fehler führen. Zusätzlich hat auch die Herstellerangabe keine Abhängigkeit von der Wellenlänge, sodass ohne weiteres Wissen angenommen wurde, dass sich die angegebene Konstante auf die von uns verwendete Wellenlänge bezieht. Außerdem wurde das Magnetfeld erneut mit einer, wenn auch exakteren, Näherung bestimmt, sodass auch hier ein Fehler auftritt. Außerdem wurden die Größen des Stroms, bezogen von der Stromquelle, und die Länge des Schwerflintglases als fehlerfrei angenommen. Da es sich bei V_{Her} um eine Herstellerangabe handelt und nicht um einen Literaturwert müsste auch dieser mit einer Unsicherheit behaftet sein, auch dieser ist aber nicht angegeben.

Aufgrund der Betrachtung dieser weiteren möglichen Fehlerquellen ist der berechnete Wert für die Verdet-Konstante realistisch.

Im Anschluss wurde noch der 2ϵ -Winkel gemessen. Wir erhielten

$$2\epsilon = (12,0 \pm 0,7)^\circ.$$

4.2 Pockels-Effekt

Die Halbwellenspannung wurde mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt, das eine mal mithilfe einer Sägezahnspannung, das andere mal mithilfe einer modulierten Gleichspannung. Dementsprechend sind die Ergebnisse auch nicht identisch. Anschließend wurde jeweils die materialabhängige Konstante des ADP-Kristalls, der elektrooptische Koeffizient r_{41} , bestimmt. Die beiden Werte und der Literaturwert sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Messung	$r_{41} \left[\frac{\text{pm}}{\text{V}} \right]$	Abweichung
Sägezahn-Methode	$24,75 \pm 0,08$	17σ
Modulations-Methode	$22,7 \pm 0,2$	4σ
Literaturwert ^[6]	23,4	-

Tabelle 1: Vergleich der gemessenen elektrooptischen Koeffizienten mit dem Literaturwert

Bei der modulierten Gleichspannung schwankten die Spannungswerte, bei denen die doppelte Frequenz sichtbar war, deutlich hin und her. Trotz des Abwartens und Beobachtens ist es möglich, dass die Schwankungen zu gering eingeschätzt wurden und der Fehler deshalb zu klein ist. Die Schwankungen sind eventuell auf eine nicht stabile Spannungsquelle zurückzuführen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass die Spannungsquelle, welche auch die abgelesene Spannung angezeigt hat, einen systematischen Fehler hat. Sowohl das hochfrequente, als auch das niederfrequente Rauschen haben die Sichtbarkeit der doppelten Frequenz erschwert. Sobald diese gefunden wurde, war aber fast nur noch die vermutlich nicht konstante Spannung das Problem.

Die 17σ -Abweichung unseres Wertes ist vermutlich auf das Auswerteverfahren zurückzuführen. Ersteinmal zeigt der lineare Fit der Sägezahnspannung, dass diese nicht ganz linear ist, wie eigentlich angenommen; diese Unsicherheit wurde aber mit eingerechnet. Die vom Fit gegebene Kreisfrequenz $\omega = (486,6 \pm 1,3) \frac{1}{s}$ hat unserer Meinung nach eine sehr geringe Unsicherheit. Gerade für die Randpunkte bei kleinen Zeiten passt der Fit nicht besonders gut, was auf eine fehlerbehaftete Kreisfrequenz schließen lässt. Der Fehler wurde hier offensichtlich deutlich zu klein abgeschätzt. Die Gründe für den ungenauen Fit sind zum einen die mit nur knapp mehr als einer Periode relativ geringe Messzeit. Zwei bis drei sichtbare Perioden wären deutlich genauer, da dann fehlerhafte Wellenlängen schneller auffallen bzw. die Unsicherheit geringer werden würden. Zum Anderen fällt bei genauerem Hinsehen auf, dass die Wellenberge deutlich breiter sind als die Wellentäler. Möglicherweise wurde in der Nähe der Sättigung gemessen.

5 Anhang

5.1 Messungen

14.04.2017

Faraday - Pöckels

Messung 1: Faraday

Multmessung (0 A): dunkel: $0,95 \pm 0,10$
hell: 85 ± 6

I in A	α
0 A	S.O.
0,50	$179,75 \pm 0,1$
1,00	178,40
1,50	177,00
2,00	175,75
2,50	174,35
3,00	173,00
3,50	171,60
4,00	170,40
4,50	169,35
5,00	167,75
-0,50	1,80
-1,00	3,20
-1,50	4,40
-2,00	5,85
-2,50	7,20
-3,00	8,40
-3,50	9,65
-4,00	10,90
-4,50	12,20
-5,00	13,45

180° - Verschiebung

LE-Messunginnen dunkel: $\alpha = 174,5 \pm 0,5$ außen dunkel: $\alpha = 6,5 \pm 0,5$ 1. Messung 2: PochelsSägezahn-Spannung:

$$\Delta t_{gs} = 14,30 \text{ ms} \pm 0,05 \text{ ms}$$

$$\Delta t_{ix} = 12,825 \text{ ms} \pm 0,025 \text{ ms}$$

$$U_{sz} = 4,880 \text{ V} \pm 0,040 \text{ V}$$

modulierte Gleichspannung

$$U_{\frac{1}{2}} = (125,0 \pm 0,5) \text{ V} \quad \text{positive Polung}$$

kein Signal bei ~~125,0~~ $(130 \text{ V} \pm 3 \text{ V})$ negative Polung
erneute Messung niedrige Frequenz: $(123 \pm 2) \text{ V}$ Verstärkung messen

mit Dämpfung: $0,0700 \text{ V} \pm 0,0004 \text{ V}$

ohne Dämpfung: $7,20 \text{ V} \pm 0,04 \text{ V}$

A. Beyer

Literatur

- [1] Die Grafik wurde mit OriginPro 2017G generiert.
- [2] Eigenanfertigung mit Microsoft Paint (Version 1703)
- [3] Teil des Bildes von
[<http://ajham8.home.xs4all.nl/polarizations.jpg>] (abgerufen am 02.09.2017)
- [4] B. Herrmann: Elektrooptischer und Faraday-Effekt, Zulassungsarbeit (1977)
- [5] Versuchsanleitung, Fortgeschrittenen Praktikum Teil 1- Ultraschall
[<http://hacol13.physik.uni-freiburg.de/fp/Versuche/FP1/FP1-10-Faraday-Pockels/Anleitung.pdf>] (abgerufen am 03.09.2017)
- [6] Mark J. Gunning et al., J. Opt. Soc. Am. B, 18, 1092 (2001)
- [7] Eigenanfertigung mit OpenOffice