

Aufbau und Analyse eines elektrooptischen
Modulators zur schnellen Polarisationschaltung

5. Juli 2011

Bachelorarbeit in der Arbeitsgruppe Weinfurter



an der Fakultät für Physik der LMU München
vorgelegt von Florian Lehner

An dieser Stelle möchte ich der Arbeitsgruppe Weinfurter für die angenehme Arbeitsatmosphäre und Hilfsbereitschaft danken. Besonderer Dank gebührt meinen Betreuern Julian Hofmann und Dr. Wenjamin Rosenfeld, die mich im Labor und beim Anfertigen dieser Arbeit stets mit Rat und Tat unterstützt haben. Schließlich soll Prof. Dr. Anton Zeilinger nicht ungenannt bleiben, dessen bahnbrechende Arbeiten zu den Grundlagen der Quantenphysik und insbesondere die allgemeinverständliche Darstellung mich schon als Schüler für dieses spannende Gebiet begeistern konnte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Polarisation des Lichtfelds	3
2.1.1	mathematische Behandlung	3
2.1.2	Darstellung auf der Poincare-Kugel	5
2.2	Elektrooptische Modulation	6
2.2.1	Der elektrooptische Effekt	6
2.2.2	Phasenmodulation	7
2.2.3	Amplitudenmodulation	8
3	Experimenteller Teil	9
3.1	aktive Temperaturstabilisierung	9
3.2	optischer Aufbau	11
3.3	Modulation bei kontinuierlicher Spannungsversorgung	12
3.3.1	Transmissionsverhalten bei angelegter Biasspannung	12
3.3.2	Langzeitstabilität bei konstanter Spannung	13
3.4	Aktive Beeinflussung der Polarisationsdrehung	15
3.4.1	Charakterisierung des Drehverhaltens	15
3.4.2	Drehung zwischen H- und V-Polarisation	17
3.4.3	Drehung zwischen H- und 45°-Polarisation	18
3.5	Modulation bei gepulster Spannungsversorgung	20
4	Zusammenfassung und Ausblick	24
5	Anhang	25
5.1	Fitparameter zum Transmissionsversuch	25
5.2	Parameterwerte für Polarisationsdrehung	25
5.3	Eichkurve des Potentiometers	25
5.4	Spezifikation der verwendeten Geräte	26
5.4.1	Elektrooptischer Modulator	26
5.4.2	Pulsgenerator	26
	Literatur	27

1 Einleitung

Können Ereignisse nur auf ihre direkte Umgebung Auswirkung haben? Ist die Information, welches Ergebnis eine Messung haben wird, schon vor der Messung im zu messenden System enthalten? Einstein war von der Richtigkeit dieser Grundprinzipien der physikalischen Welt, Lokalität und Realismus, fest überzeugt. Als mit der Entwicklung der Quantenmechanik in den 20er und 30er Jahren des letzten Jahrhunderts Zweifel daran aufkamen, veröffentlichte Einstein zusammen mit N. Rosen und B. Podolsky 1935 ein Gedankenexperiment mit verschränkten Teilchen[1]. Dieses, zu ihren Ehren als EPR-Paradoxon bekannt gewordene Experiment, zeigt, dass Lokalität und Realismus nur dann weiterhin gelten können, wenn die Quantenmechanik unvollständig ist. Einstein konnte sich mit den Konsequenzen der Quantenmechanik nicht anfreunden (“Gott würfelt nicht”) und suchte Zeit seines Lebens nach diesen “verborgenen Variablen”. Er sollte es nicht mehr erleben, wie 1964 der irische Physiker John Bell eine experimentell überprüfbare Ungleichung aufstellte[4], mit der die Existenz solcher verborgener Variablen überprüft werden konnte. Tatsächlich wurde in mehreren unabhängigen Experimenten eine Verletzung der Bell’schen Ungleichung gefunden, was Einsteins Überzeugung widerlegen würde. Allerdings haben alle diese Experimente ein Schlupfloch. Entweder wurden zu wenig Ereignisse bezüglich der gesamten Ereignisanzahl registriert, um zuverlässig das gesamte System zu beschreiben, oder die raumartige Trennung der Teilchen wurde nicht sichergestellt.

In unserer Arbeitsgruppe wird an einem schlupflochfreien Test von Bell’s Ungleichung gearbeitet. Dazu wird Verschränkung zwischen dem Spin eines einzelnen Atoms und der Polarisation eines Photons erzeugt[3]. In diesem Experiment ist die geforderte Detektionseffizienz erfüllt. Für die Bellzustandsmessung des Spins benötigt man zwei verschiedene Basen, die durch H- bzw. 45°-polarisierte Photonen gegeben sind. Für einen schlupflochfreien Test von Bell’s Ungleichung ist es notwendig, eine raumartige Trennung der beiden Experimente sicherzustellen. Die Versuchsaufbauten sollen dafür 300 Meter voneinander entfernt platziert werden. Dadurch bleibt etwa eine Mikrosekunde Zeit zur Verfügung. In dieser Zeit muss die Messbasis zufällig gewählt¹, die Polarisation der Photonen entsprechend geschaltet und die Messung durchgeführt werden können. Die Polarisationschaltung soll deshalb möglichst schnell geschehen. Bisher verwendeten wir dazu ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, das mechanisch gedreht wurde. Damit waren Umschaltzeiten von einigen hundert Millisekunden nicht zu unterbieten. Ein elektrooptischer Modulator (EOM) hingegen verspricht Schaltzeiten im 10 ns Bereich.

Das Herzstück von EOMs sind spezielle Kristalle, die bei angelegter Spannung die Phase des eingehenden, polarisierten Lichts ändern. Erreicht man eine Spannungsversorgung mit sehr kurzen Pulsen, so kann der EOM die Polarisation des eingehenden Lichts sehr schnell im gewünschten Bereich schalten. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, den EOM auf eine Drehung zwischen H- und 45°-

¹Bei vorher bekannter Messbasis wäre die raumzeitliche Trennung nicht gegeben.

Polarisation zu optimieren, sodass er in das bestehende Experiment integriert werden kann.

Ich werde im Folgenden zunächst auf die theoretischen Grundlagen von Polarisation und des elektrooptischen Effekts eingehen, um dann darauf aufbauend die durchgeführten Experimente zu beschreiben. Weil das Drehverhalten stark von der Temperatur abhängt, muss der EOM hierfür zunächst temperaturstabilisiert werden. Es folgt eine Beschreibung des optischen Aufbaus und des Verhaltens des EOMs bei kontinuierlicher Spannungsversorgung. Mögliche Einflussmöglichkeiten auf die Polarisation des transmittierten Lichts werden untersucht. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse erlauben es dann, den EOM so zu manipulieren, dass er die gewünschte Drehung ausführt. Zuletzt wird die Schaltgeschwindigkeit bei Verwenden gepulster Spannung bestimmt.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen, die für das weitere Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, behandelt. Die Polarisations-eigenschaft von Licht und der elektrooptische Effekt sind unverzichtbar, um die Funktionsweise des EOM zu verstehen.

2.1 Polarisation des Lichtfelds

Licht wird in der klassischen Optik erfolgreich als Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Raum erklärt. Dabei oszillieren \vec{E} - und \vec{B} -Feldvektor räumlich und zeitlich. Den genauen zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldvektors $\vec{E}(\vec{r}, t)$ in Ausbreitungsrichtung wird durch die Polarisation beschrieben[6, 7].

2.1.1 mathematische Behandlung

Wir betrachten der Einfachheit halber im Folgenden monochromatische, transversale Wellen der Kreisfrequenz ω , die sich in z -Richtung ausbreiten. In der willkürlich gewählten x - y -Ebene³ lässt sich der Feldvektor durch

$$\begin{aligned}\vec{E}(z, t) &= \mathcal{E}_x(z, t)\vec{e}_x + \mathcal{E}_y(z, t)\vec{e}_y \\ &= E_x\vec{e}_x \cos(kz - \omega t) + E_y\vec{e}_y \cos(kz - \omega t + \delta)\end{aligned}\quad (1)$$

beschreiben, wobei \vec{e}_x, \vec{e}_y die Einheitsvektoren in x - und y -Richtung und δ die relative Phase bezeichnet. k steht für den Betrag des Wellenvektors, E_x und E_y für die Maximalamplitude des Feldes in x - und y -Richtung. Durch einfache Umformung führt dies auf eine Ellipsengleichung(siehe auch Abb. 1) :

$$\frac{\mathcal{E}_x^2}{E_x^2} + \frac{\mathcal{E}_y^2}{E_y^2} - 2 \cos \delta \frac{\mathcal{E}_x \mathcal{E}_y}{E_x E_y} = \sin^2 \delta \quad (2)$$

Diese allgemeine Form beschreibt elliptisch polarisiertes Licht.

²Das \vec{B} -Feld wird meist vernachlässigt, weil der überwiegende Teil der Feldenergie im elektrischen Feld steckt.

³Im Folgenden nur "Ebene" genannt

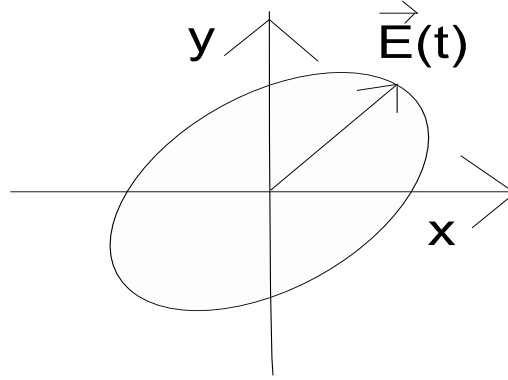


Abbildung 1: Darstellung der Polarisationsellipse mit \vec{E} -Feldvektor.

Für den Spezialfall $\delta = k\pi$ mit $k \in \{0, 1\}$ erhält man lineare Polarisation. Gilt $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$ und $E_x = E_y$, so entartet die Ellipse zu einem Kreis und man spricht von zirkularer Polarisation.

Zur bequemen mathematischen Beschreibung führt man den vierkomponentigen Stokesvektor⁴

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle \mathcal{E}_x^2 \rangle + \langle \mathcal{E}_y^2 \rangle \\ \langle \mathcal{E}_x^2 \rangle - \langle \mathcal{E}_y^2 \rangle \\ \langle 2\mathcal{E}_x\mathcal{E}_y \rangle \cos \delta \\ \langle 2\mathcal{E}_x\mathcal{E}_y \rangle \sin \delta \end{pmatrix} \quad (3)$$

ein. S_0 ist proportional zur Intensität des einfallenden Lichts, S_1 beschreibt den Intensitätsanteil in horizontaler (H) bzw. vertikaler (V) Polarisation, das heißt der Feldvektor schwingt parallel bzw. senkrecht zur Ebene. Entsprechendes gilt für S_2 im 45° -Winkel zur Ebene und für S_3 bezüglich zirkularer Polarisation. Diese vier Werte werden als Stokesparameter bezeichnet. Wie aus der Definition ersichtlich, gilt für vollständig polarisiertes Licht $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$. In dieser Arbeit wird der normierte Stokesvektor $\vec{S}_N = \frac{1}{S_0}\vec{S}$ verwendet. So kann man sofort ablesen, ob eine reine oder eine gemischte Polarisation vorliegt. Abb. 2 zeigt einige Beispiele.

⁴Hier in kartesischen Koordinaten.

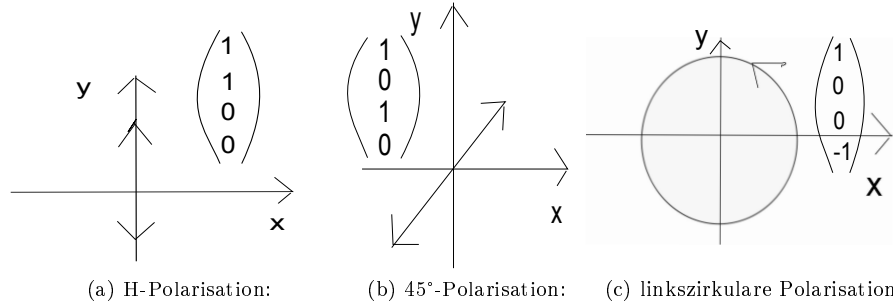


Abbildung 2: Beispiele für die Darstellung von Polarisation durch Stokesvektoren

2.1.2 Darstellung auf der Poincare-Kugel

Eine weitere Möglichkeit den Polarisationszustand zu veranschaulichen, ist die Darstellung auf der Poincare-Kugel[6]. Hierzu schreibt man Gl.3 zunächst mithilfe der Beziehungen $\tan 2\alpha = \frac{2\mathcal{E}_x\mathcal{E}_y \cos \delta}{\mathcal{E}_x^2 - \mathcal{E}_y^2}$ und $\tan \gamma = \frac{E_+ - E_-}{E_+ + E_-}$ um. Dabei sind E_+ und E_- die Halbachsen der Polarisationsellipse. Man erhält:

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_0 \cos 2\gamma \cos 2\alpha \\ S_0 \cos 2\gamma \sin 2\alpha \\ S_0 \sin 2\gamma \end{pmatrix} \quad (4)$$

In dieser Form nehmen die zweite, dritte und vierte Komponente die Darstellung eines Punktes in Kugelkoordinaten an.

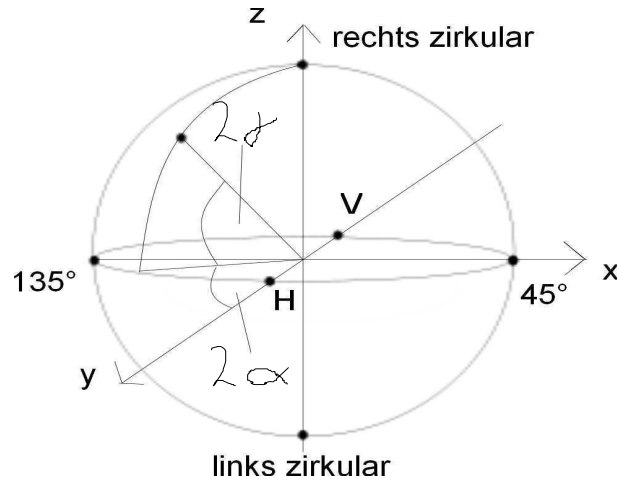


Abbildung 3: Poincarekugel mit einigen beispielhaften Punkten. Die Winkel aus Gl. 4 sind eingezeichnet.

Jeder perfekte Polarisationszustand entspricht einem Punkt auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius S_0 . Punkte auf dem Äquator symbolisieren lineare Polarisation, die Pole entsprechen zirkularer Polarisation. Abb. 3 veranschaulicht einige Beispiele. Punkte auf einem anderen Breitengrad enthalten einen elliptischen Anteil. γ bestimmt das Verhältnis der Halbachsen der Polarisationsellipse und ist damit ein Maß für die Elliptizität.

2.2 Elektrooptische Modulation

Basierend auf dem elektrooptischen Effekt ist ein elektrooptischer Modulator in der Lage, eine Phasenverzögerung in einem Lichtstrahl hervorzurufen. Dadurch lässt sich die Polarisation des einfallenden Lichtstrahls drehen[7].

2.2.1 Der elektrooptische Effekt

Es gibt Kristalle⁵, die, bei einem von außen angelegten elektrischen Feld E , ihren Brechungsindex n ändern. In unserem Fall liegt das Feld senkrecht zur Lichtausbreitung an. Man spricht von transversalen Modulatoren. Weil dieser Effekt sehr klein ist, lässt sich die Abhängigkeit $n(E)$ in eine Taylorreihe entwickeln, die wir nach der zweiten Ordnung abbrechen:

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (5)$$

Die Entwicklungskoeffizienten $n = n(0)$, $a_1 = \left. \frac{\partial n}{\partial E} \right|_{E=0}$ und $a_2 = \left. \frac{\partial^2 n}{\partial E^2} \right|_{E=0}$ werden häufig durch die elektrooptischen Koeffizienten $r = \frac{-2a_1}{n^3}$ und $s = \frac{-a_2}{n^3}$

⁵Beispielsweise Lithiumniobat $LiNbO_3$

ausgedrückt. Damit wird Gl.5 zu

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 + \dots \quad (6)$$

Wird die zweite Ordnung in E vernachlässigt, sodass Gl. 6 zu

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E \quad (7)$$

wird, spricht man vom Pockelseffekt. Entsprechend von r als Pockelskoeffizient oder linearem elektrooptischer Koeffizient.

In zentrosymmetrischen Kristallen muss aus Symmetriegründen $n(-E) = n(E)$ gelten, sodass ungerade Ordnungen in E verschwinden. Man nimmt dann die zweite Ordnung mit und Gl.6 wird zu

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}sn^3E^2 \quad (8)$$

Dies wird als Kerreffekt bezeichnet, analog s als Kerrkoeffizient bzw. quadratischer elektrooptischer Koeffizient.

2.2.2 Phasenmodulation

Im Folgenden beschränken wir uns auf Kristalle, die nur den linearen Effekt zeigen und Pockelszellen genannt werden. Zusätzlich wollen wir annehmen, dass es sich um ein anisotropes Medium handelt. In einem solchen Medium gibt es zwei linear polarisierte Normalmoden, die jeweils einen eigenen Brechungsindex erfahren. Nach Gl. 7 können sie als

$$n_1(E) \approx n_1 - \frac{1}{2}r_1n_1^3E \quad (9)$$

und

$$n_2(E) \approx n_2 - \frac{1}{2}r_2n_2^2E \quad (10)$$

genähert werden. Propagieren die beiden Moden im Kristall um eine Länge L , so sammeln sie eine Phasendifferenz

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma_1 - \Gamma_2 = k_0(n_1(E) - n_2(E))L \\ &= k_0(n_1 - n_2)L - \frac{1}{2}k_0(r_1n_1^3 - r_2n_2^3)EL \end{aligned} \quad (11)$$

auf. Bei einer Breite d des Kristalls und einer anliegenden Spannung V ergibt dies ein Feld $E = \frac{V}{d}$. Mit den Abkürzungen $\Gamma_0 = k_0(n_1 - n_2)L$ und $V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_1n_1^3 - r_2n_2^3}$ wird Gl.11 zu:

$$\Gamma = \Gamma_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (12)$$

Dabei wurde angenommen, dass $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ist. Γ_0 entspricht der Phasenverschiebung ohne elektrisches Feld, V_π ist die sogenannte Halbwellenspannung. Sie gibt

an, welche Spannung man anlegen muss, um eine zusätzliche Phasenverschiebung von π zwischen den Moden zu erzeugen. Man beachte, dass im Allgemeinen $\Gamma_0 \neq 0$, dass also auch ohne Spannungsversorgung eine Polarisationsdrehung erzeugt wird.

2.2.3 Amplitudenmodulation

Für viele Messungen ist es einfacher, statt einer Phasenmodulation eine Amplitudenmodulation zu messen. Mit dem Auge lassen sich, ein Infrarotsichtgerät vorausgesetzt, Amplituden- und damit Intensitätsänderungen leicht erfassen. Phasenänderungen bleiben einem verborgen.

Um die Amplitude zu modulieren, kann man den EOM zwischen zwei Polarisatoren einbringen. Der erste Polarisator gibt eine lineare Polarisation in eine bestimmte Richtung vor, die der EOM dreht. Am zweiten Polarisator wird dann ein Teil der Leistung transmittiert. Drehung und Transmission sind abhängig von der Orientierung von Kristalleigenachse und Polarisatoren, sowie der Spannung. Sind die Polarisatoren beispielsweise gekreuzt und in einem Winkel von 45° zur optischen Achse des EOM angeordnet, so ist die Transmission durch

$$\mathcal{T}(V) = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi}\right) \quad (13)$$

gegeben. Der letzte Schritt folgt aus Gl.12. Man kann durch Ändern der Spannung die Transmission zwischen 0% und 100% regeln. Daraus lässt sich leicht auf die Phasenverschiebung rückschließen. Im Realfall wird die Maximaltransmission allerdings durch Reflexions- und Streuverluste beschränkt.

3 Experimenteller Teil

Auf Basis der obigen Zusammenhänge untersuchten wir unseren elektrooptischen Modulator im Labor. Er ist ein Amplitudenmodulator der Firma Thorlabs Inc. mit der Seriennummer EO-AM-NR-C1 (kurz "EOM"). Vergleiche hierzu 5.4.1. Zunächst muss der EOM temperaturstabilisiert werden, um temperaturbedingte Änderungen im Drehverhalten zu vermeiden. Unter dieser Voraussetzung kann sein Verhalten unter konstanter Spannung bestimmt werden. Von Interesse ist vor allem sein Einfluss auf die Polarisierung des einfallenden Lichts. Schließlich manipulieren wir den EOM mittels einer gepulsten Spannung, sodass er schnell seine Polarisationsrichtung schaltet.

3.1 aktive Temperaturstabilisierung

Schon kleine Temperaturänderungen bewirken eine starke Abweichung in der Phasenverschiebung, weil der Brechungsindex sehr stark mit der Temperatur schwankt. Deshalb wurde eine Plexiglasbox entworfen, in der der EOM temperaturstabilisiert ist und kompakt in optische Aufbauten integriert werden kann ("EOM-Box", Abb. 4).

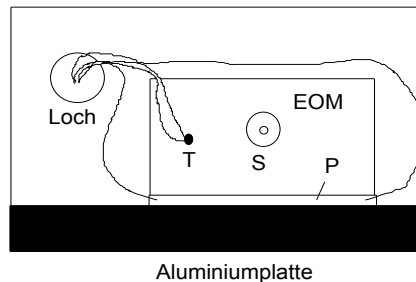


Abbildung 4: Aufbau der EOM-Box aus seitlicher Sicht. T: Thermistor; S: Spannungsversorgung; P: Pelthierelement. Das Pelthierelement befindet sich zwischen EOM und einer Aluminiumplatte. Der Thermistor ist mit Wärmeleitkleber am EOM befestigt. Das Ganze ist von einer Plexiglasbox umgeben, die Löcher für die Spannungsversorgung und die Kabel besitzt. Der Lichtweg verläuft von links nach rechts.

Zur Stabilisierung verwendeten wir einen Temperaturregler[5]mit einem PI-Glied[9]. Über einen Thermistor am Gehäuse des EOM wurde dessen Temperatur ermittelt. Der Thermistor war mit dem Temperaturregler verbunden, welcher von einem einstellbaren⁶ Potentiometer die Solltemperatur bezog. Aus der Differenz bildete der Regler ein Signal, das das Pelthierelement entsprechend heizte oder kühlte.

⁶vgl. Eichkurve im Anhang

Um die Zuverlässigkeit des Reglers sicherzustellen, wurde in einer Messung die Temperaturentwicklung am EOM mit der Zeit über zehn Stunden überwacht. Zu Beginn war die Temperatur am EOM gleich der Labortemperatur von 21,5 °C. Am Potentiometer wurde dann die Einstellung für 20 °C gewählt. Gemessen wurde der Spannungsverlauf des Thermistors, aus welchem sich gemäß der Eichkurve in Anhang 5.3 die Temperatur ergibt. Abb. 5 zeigt den gemessenen Spannungsverlauf mit der Zeit.

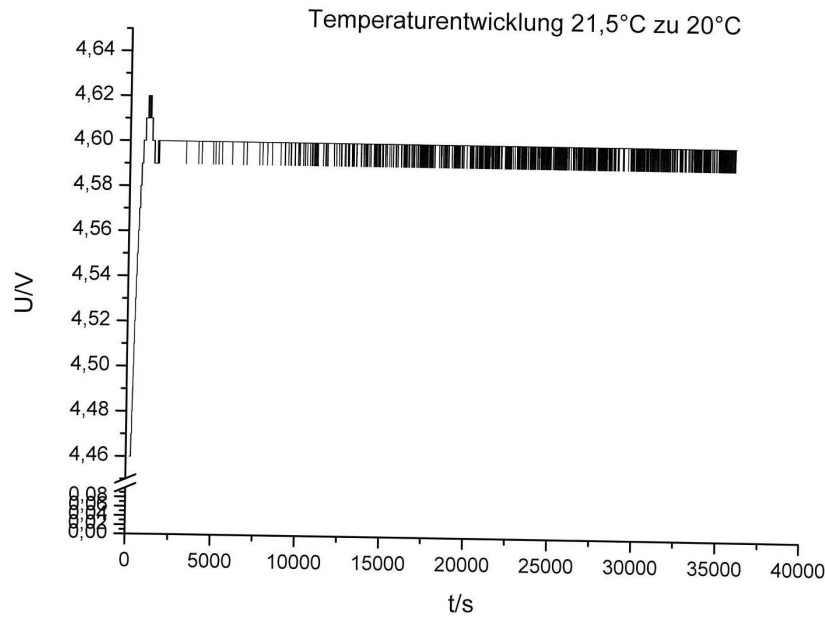


Abbildung 5: Temperaturentwicklung 21,5 °C zu 20 °C mit der Zeit. Dargestellt ist der Spannungsverlauf am Thermistor. 10 mV Spannungsdifferenz entsprechen einer Temperaturänderung von 0,1 °C.

Wie aus der Abbildung ersichtlich, gibt es zunächst einen deutlichen Überschwinger im Temperaturverlauf, was eine charakteristische Eigenschaft des verwendeten PI-Reglers ist. Zudem dauert es einige Zeit, bis sich eine Temperaturänderung am Pelthierelement auf den ganzen EOM übertragen hat und vom Thermistor registriert wird. Nach etwa einer halben Stunde hatte sich die Temperatur eingependelt. Danach schwankten die Werte um maximal 10 mV, was einer Temperaturdifferenz von 0,1 °C entspricht. In allen späteren Experimenten blieb die Temperatur auf 20 °C eingestellt, was regelmäßig überprüft wurde. Die Temperaturschwankungen bei allen nachfolgenden Messungen waren zu gering, um einen wahrnehmbaren Einfluss zu haben.

3.2 optischer Aufbau

Nachdem eine stabile EOM-Temperatur gewährleistet worden war, waren die Rahmenbedingungen geschaffen, um das Verhalten des EOM näher zu untersuchen. Dazu wurde der in Abb. 6 dargestellte optische Aufbau verwendet. Über eine Glasfaser wurde ein Laserstrahl einer Wellenlänge von 795 nm aus einem anderen Experiment zum Versuch geleitet. Mittels eines Polarisationskompensators konnten große Polarisationsdrehungen in der Faser ausgeglichen werden, sodass die Laserleistung im Versuch nicht abrupt abfiel. Kleinere Schwankungen bis etwa 15% der Leistung ließen sich damit allerdings nicht vermeiden. Nach der Auskopplung aus der Faser wurde der Strahl von einem Spiegel abgelenkt und traf auf den ersten Polarisator. Anschließend durchquerte er den EOM und den zweiten Polarisator, bevor er erneut an einem Spiegel abgelenkt wurde und auf den Schirm traf.

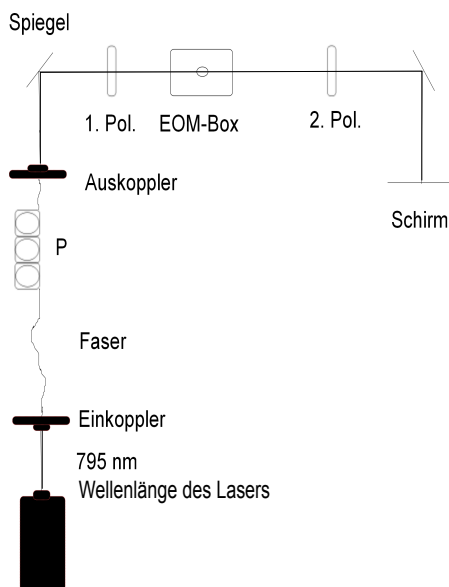


Abbildung 6: Grundschemata des optischen Aufbaus. P: Polarisationskompensator; Pol: Polarisator. Die gezeichneten Ablenkwinkel betragen nicht notwendigerweise 90° .

Dieser fundamentale Aufbau, der gegebenenfalls durch Photodioden, Strahlteiler und andere optische Komponenten ergänzt oder erweitert werden kann, wurde als Grundgerüst für alle späteren Experimente verwendet. Der Aufbau vom Laser bis zum Auskoppler blieb in allen Versuchen gleich. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird dieser Teil deshalb in allen folgenden Versuchsskizzen mit

“795 nm” abgekürzt.

3.3 Modulation bei kontinuierlicher Spannungsversorgung

In einem ersten Schritt wurde das Transmissionsverhalten mit der angelegten, kontinuierlichen Spannung untersucht.

3.3.1 Transmissionsverhalten bei angelegter Biasspannung

Der EOM wurde von einem Hochspannungsverstärker mit einer zeitlich konstanten Spannung versorgt, die im Bereich von $-160V$ bis $+160V$ variiert werden konnte.

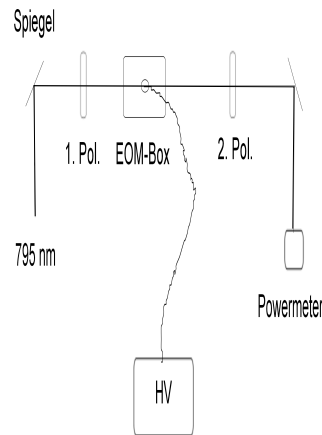


Abbildung 7: experimenteller Aufbau zur Messung der Amplitudenmodulation. HV: Hochspannungsquelle

Die Orientierung des ersten Polarisators war H, die des zweiten V bezüglich der Ebene (vgl. Abb. 7). Wir erwarten bei dieser Orientierung, die Eigenachse des EOM unter 45° zu treffen. In Kap. 2.2.3 wurde gezeigt, dass mit diesem Aufbau ein, vom EOM verursachter, Phasenschub in eine Amplitude umgewandelt werden kann. Mit einem Powermeter wurde die eingehende und transmittierte Lichtleistung in Abhängigkeit der angelegten Spannung gemessen. Abb.8 zeigt die geplotteten Werte der gemessenen Leistung, normiert auf die aus der Faser austretenden Leistung.

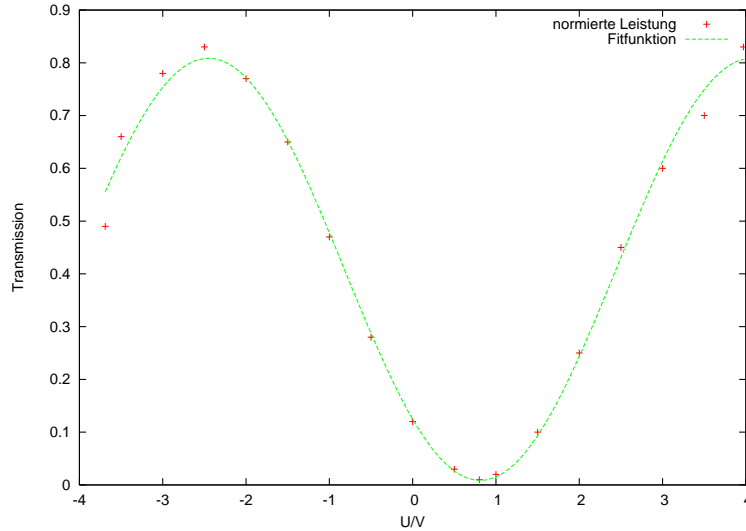


Abbildung 8: Amplitudenmodulation durch die angelegte Spannung. Für die Fitfunktion wurde der Ansatz $f(x) = a(\sin(bx + c))^2 + d$ gewählt.

Die Fitparameter finden sich im Anhang 5.1. Man sieht, dass sich der Kurvenverlauf durch eine Funktion der Form $f(x) = a(\sin(bx + c))^2 + d$ beschreiben lässt. Im Gegensatz zum in Gl. 13 beschriebenen Verlauf, fällt auf, dass die Maximaltransmission nur knapp 80% beträgt. Dies ist zum einen auf Verluste durch Streuung und Reflexion an den Polarisatoren zurückzuführen. Zum anderen scheinen wir die Eigenachse des EOM nicht genau unter 45° getroffen zu haben. Diese Vermutung wird durch die nicht perfekte Auslöschung am Minimum (Parameter d) noch verstärkt. In 3.4.1 werden wir dies bestätigen.

Bis auf diese Abweichungen durch fehlerbehaftete Komponenten und ungenaue Einstellung, zeigt der EOM aber das erwartete Verhalten.

3.3.2 Langzeitstabilität bei konstanter Spannung

Es ist notwendig, dass im Dauerbetrieb die gewünschten Einstellungen beibehalten werden, weil der EOM später über lange Zeit (mehrere Wochen bis Monate) konstant Licht schalten soll. Um dies zu überprüfen, wurde über zweieinhalb Tage hinweg eine Transmissionsmessung bei konstanter Spannungsversorgung aufgenommen. Zu diesem Zweck wurde der optische Aufbau um einen 50-50-Strahlteiler hinter dem EOM und zwei Photodioden ergänzt (siehe Abb. 9), welche den Strahl vor und hinter dem zweiten Polarisator registrieren.

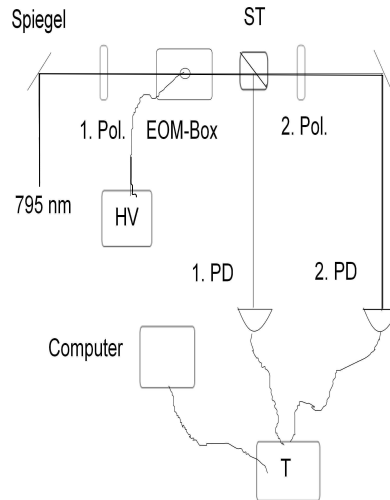


Abbildung 9: Schema zur Messung des Transmissionsdrift. HV: Hochspannungsquelle; ST: Strahlteiler; PD: Photodiode; T: elektronischer Teiler

Die gemessene Spannung ist dabei direkt proportional zur einfallenden Intensität. Aus den Messwerten wird mithilfe eines elektronischen Bauteils das Verhältnis der Spannungen von erster und zweiter Photodiode gebildet und am PC eingelesen. Durch diesen Aufbau kürzen sich Intensitätsschwankungen im Laserlicht⁷ heraus. Die beiden Polarisatoren werden dabei senkrecht zueinander orientiert, am Hochspannungsverstärker wurde eine Biasspannung gewählt, die etwa 50%-iger Transmission entspricht. Dieser Wert ist willkürlich, erlaubt aber eine gute Auswertung, weil hier das Untergrundrauschen nicht so stark ins Gewicht fällt⁸ und Drifts aufgrund der maximalen Steigung der Transmission schneller auffallen.

Wie aus Abb.10 ersichtlich, sind zwei Effekte zu erkennen. Zunächst fällt ein langsamer Drift der relativen Transmission um etwa 1,5% auf, der sich nach anderthalb Tagen etwas stabilisiert. Zudem schwankt das Signal schnell um den Mittelwert, zu Beginn um etwa 0,5% und geht dann auf ca. 0,2% zurück.

⁷Darunter fallen Intensitätsschwankungen in der Laserleistung und Polarisationsänderungen in der Faser, die am ersten Polarisator in Intensitätsschwankungen übersetzt werden.

⁸Am Minimum könnte Rauschen das Signal überdecken.

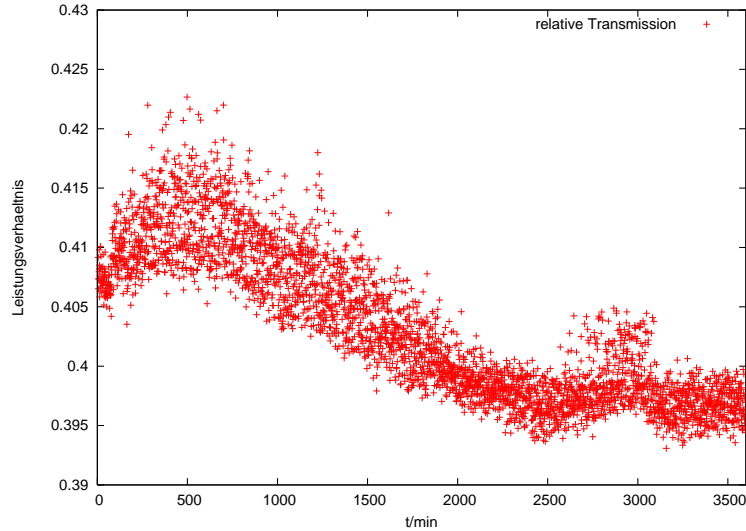


Abbildung 10: Transmissionsdrift bei konstanter Spannung aufgenommen über 2,5 Tage.

Eine mögliche Erklärung für die schnellen Schwankungen liefert das statistische Hintergrundrauschen, das die Photodioden registrieren. Woher der langsame Mittelwertdrift stammt, können wir nicht erklären. Generell weist das Signal nicht die gewünschte Stabilität auf, denn im Verschränkungsexperiment muss die Polarisations-einstellung über lange Zeit hinweg sehr konstant gehalten werden. An dieser Stelle ist also noch eine intensivere Untersuchung notwendig. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit war allerdings nicht genug Zeit, um auf dieses Problem näher einzugehen. Wir führen deswegen mit der genaueren Untersuchung der Polarisations-eigenschaften des vom EOM transmittierten Lichts fort.

3.4 Aktive Beeinflussung der Polarisationsdrehung

Mit der Kenntnis, wie der EOM auf kontinuierliche Spannungen reagiert, hatten wir nun die Möglichkeit, sein Drehverhalten genauer zu bestimmen und gezielt zu manipulieren.

3.4.1 Charakterisierung des Drehverhaltens

Für seinen späteren Einsatz soll der EOM zwischen H- und 45°-Polarisation hin- und herschalten. Deswegen war es von Interesse zu bestimmen, wie das Licht

hinter dem EOM polarisiert ist. Vor allem ein zirkularer Anteil sollte nicht enthalten sein.

Ein Polarimeter, in das das transmittierte Licht strahlt, kann die Polarisationsanteile bestimmen. Abb. 11 zeigt den zugehörigen Testaufbau.

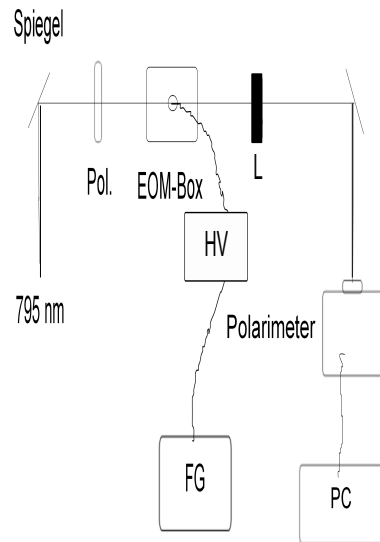


Abbildung 11: Versuchsaufbau zur Polarisationsmessung. Pol.: Polarisator; HV: Hochspannungsverstärker; FG: Frequenzgenerator; PC: Computer; L: $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen

Vom Polarisator trifft linear polarisiertes Licht auf den EOM, wird transmittiert und vom Polarimeter registriert. Der Polarisationszustand kann auf einem Computer in Form der Stokesparameter ausgelesen oder, zur Veranschaulichung, als Punkt auf der Poincare-Kugel angezeigt werden. Um das Drehverhalten zu verändern, legten wir mittels eines Frequenzgenerators eine Sägezahnspannung mit einer Frequenz von 0,1 Hz an den Hochspannungsverstärker an. Dabei konnten Verstärkung, Nullpunktverschiebung(Offset) und die Stellung des ersten Polarisators verändert werden. Die Biasspannung blieb konstant.

War die Spannung ausgeschaltet, so konnte man auf der Poincarekugel sehen, dass das Licht tatsächlich linear polarisiert ist. Drehen am Polarisator veränderte den Winkel der linearen Polarisation zur Ebene.

Bei eingeschalteter Sägezahnspannung nimmt zunächst der zirkulare Anteil bis zu einem bestimmten Wert zu und fällt dann wieder ab. Wählt man die Verstärkung groß genug, erreicht man einen Punkt, an dem die Polarisation erneut nur einen linearen Anteil besitzt. Wie weit sich diese lineare Polarisation von derjenigen am Startpunkt unterscheidet, wird durch die Stellung des Polarisators festgelegt. Er bestimmt den Winkel der Polarisationsrichtung zur Eigenachse des Kristalls. Ist dieser Winkel bei 45° , so tritt maximale Drehung

der linearen Polarisation um 90° auf. Bei 0° wird überhaupt nicht gedreht.

Man kann dieses Verhalten nutzen, um die Eigenachse des Kristalls festzustellen. Dazu drehen wir am Polarisator, bis die Polarisationsdrehung einen Minimalwert aufwies, was bei etwa 43° der Fall war. Zu Beginn der Arbeit waren wir von 45° ausgegangen. Diese Differenz kann auch einen Teil der Abweichungen im Transmissionsverhalten aus Kap. 3.3.1 erklären.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Verstärkungsfaktor die Größe des Bereiches aus dem die Polarisation aus der linearen heraus gedreht wird, bestimmt. Ist er nur groß genug, so könnte man auch wieder zur Ausgangsstellung zurückkehren⁹. Die Nullpunktverschiebung verschiebt den Bereich der durchlaufen wird, aber nicht seine Länge. Für unsere Zwecke ist es vorteilhaft festzuhalten, dass Verstärkung und Nullpunktverschiebung so gewählt werden können, dass die Drehung zwischen den beiden linearen Polarisationen erfolgt. Diese Werte müssen dann nur beibehalten werden. Der Winkel zwischen diesen beiden Polarisationen wird dann ausschließlich durch die Stellung des Polarisators bestimmt.

Dieses Wissen gestattet es uns nun, den EOM für eine gegebene Polarisationsdrehung vorzubereiten.

3.4.2 Drehung zwischen H- und V-Polarisation

Wir wollten nun zunächst überprüfen, wie genau der EOM zwischen H- und V-Polarisation drehen kann. Wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben, können wir eine Drehung um 90° erreichen, aber es ist noch nicht festgelegt, zwischen welchen orthogonalen Polarisationen sie verläuft. Tatsächlich stellte sich heraus, dass die Drehung um einige Grad verschoben war. Wenn man berücksichtigt, dass die Eigenachse des EOM um 43° zur Ebene geneigt ist, kann dieses Verhalten erklärt werden. Perfekte H-V-Drehung kann nur bei 45° erwartet werden.

Durch Verwenden eines $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens konnten wir die leichte Verschiebung ausgleichen. Dazu muss bemerkt werden, dass sich für eine optimale Einstellung auch die Orientierung des Polarisators verschiebt. Dieses Verhalten ist verwunderlich, muss aber in Zusammenhang mit dem $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen stehen. Eine genaue Erklärung ist uns nicht bekannt. Wir untersuchten dieses Phänomen nicht weiter, weil wir unsere gewünschte Drehung damit erreicht hatten.

Die Parameterwerte für die genaueste beobachtete Drehung finden sich in Tab. 1 im Anhang. Mit Hilfe des in 3.4.1 beschriebenen Versuchsaufbaus konnten wir die zugehörigen Werte der Stokesparameter am PC einlesen. Sie sind in Abb. 12 geplottet.

⁹Dies entspräche einer vollen Kreis auf der Poincarekugel.

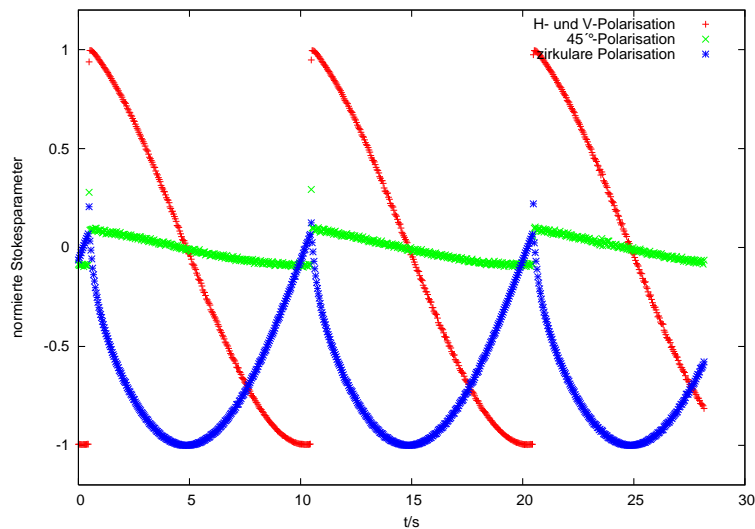


Abbildung 12: Polarisationsdrehung zwischen H- und V-Polarisation. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Stokesparameter.

Die Frequenz der Sägezahnspannung liegt bei 0,1 Hz, sodass nach jeweils zehn Sekunden alle Messwerte wieder auf den Anfang zurückspringen. In rot ist der Anteil der Polarisation in H- (positiv) bzw. V- (negativ)Richtung geplottet. Grün stellt den Anteil in $+45^\circ$ (positiv) bzw. -45° (negativ) Richtung dar, blau denjenigen der zirkulären Polarisation. Um die jeweilige Intensität zu erhalten, sind alle Werte zu Quadrieren. Es ist deutlich zu erkennen, wie zu Beginn einer Periode nahezu die gesamte Intensität in H-Richtung liegt. Diese geht dann fünf Sekunden lang in die zirkuläre und schließlich bis zur zehnten Sekunde in V-Richtung über. An den Extrempunkten liegen jeweils mehr als 99,2% in der beschriebenen Polarisation vor. Der Anteil der 45° -Polarisation übersteigt nie 0,2%. Daraus ist ersichtlich, dass man mit den gewählten Einstellungen tatsächlich gut zwischen H- und V-Polarisation drehen kann. Eine genauere Einstellung ist schwierig, weil man per Hand Polarisator und $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen nicht fein genug verstellen kann.

Als nächsten logischen Schritt versuchten wir nun, die Drehung in H- und 45° -Richtung zu optimieren.

3.4.3 Drehung zwischen H- und 45° -Polarisation

Dazu drehten wir den Polarisator und das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen. Alle Parameterwerte sind in Tab. 1 im Anhang zu finden. Theoretisch wäre dabei eine Einstellung von $22,5^\circ$ des Polarisators bezüglich der EOM-Eigenachse zu erwarten. Tatsäch-

lich liegt sie aber bei 24° (67° zur Ebene). Zusätzlich musste die Biasspannung geändert werden. Wie im vorherigen Versuch zur H-V-Drehung können wir diese Abweichungen nicht erklären, sehen aber darüber hinweg, weil wir damit unser Ziel dennoch erreichen können.

Abb. 13 zeigt dies. Dort sind die vom Polarimeter gemessenen Stokesparameter gegen die Zeit aufgetragen.

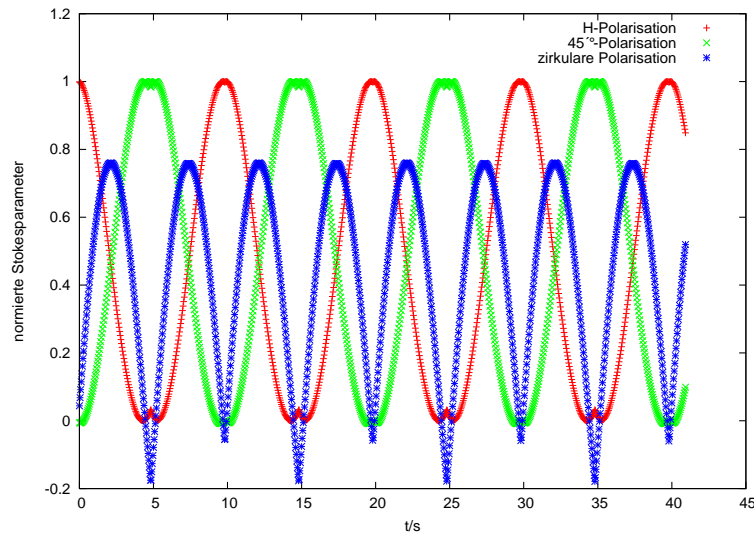


Abbildung 13: Polarisationsdrehung zwischen H- und 45° -Polarisation. Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Stokesparameter.

Die Periode beginnt etwa fünf Sekunden nach Start der Messung und dauert zehn Sekunden. Dann springt die Spannung wieder auf den Ausgangswert. Zusammen mit der offensichtlich etwas zu hoch gewählten Verstärkung erklärt dies die Ausschläge bzw. Einbuchtungen nahe den Extrema in den Kurven der gemessenen Stokesparameter. Diese werden farblich wie in Kap. 3.4.2 bezeichnet.

Zu Beginn einer Periode liegt der Großteil der Intensität in 45° -Polarisation (grün) vor (mehr als 99,98%). Mit fortschreitender Zeit geht der Anteil auf Kosten von H- (rot) und zirkularer (blau) Polarisation zurück. Nach 2,5 Sekunden sind H- und 45° -Anteil gleich stark bei etwa 21,2%, während der zirkulare sein Maximum bei 57,7% erreicht. Zu erwarten wäre 25% bzw. 50%¹⁰. Dies ist ein Hinweis, dass im transmittierten Licht ein erhöhter zirkularer Anteil enthalten ist. Nach fünf Sekunden hat sich die Intensitätsverteilung, im Vergleich zum Be-

¹⁰Man darf nicht vergessen, für die Intensität die gemessenen Werte zu quadrieren!

ginn, genau umgekehrt. Es befinden sich hier mehr als 99,99% der Intensität in der H-Richtung. In der nächsten Halbperiode kehrt die Verteilung auf dieselbe Weise zum Ausgang zurück.

Es zeigt sich, dass die geforderte Drehung zwischen H- und 45°-Polarisation sehr gut erreicht wird. Dazwischen weicht das Verhalten durch einen erhöhten zirkularen Anteil etwas vom erwarteten ab. Vermutlich dreht das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen etwas in die zirkuläre Richtung. Wir können dies jedoch unberücksichtigt lassen, da uns nur die beiden Extremwerte interessieren, welche unsere Anforderungen erfüllen. Um die Werte noch zu verbessern, stellt sich auch hier das Problem, dass per Hand die Einstellungen an den optischen Komponenten kaum zu verfeinern sind. Durch eine bessere Abstimmung von Verstärkung und Nullpunktverschiebung würden sich die Ausschläge an den Extrema verringern lassen.

Um qualitativ die Reaktion auf schnelle Spannungssprünge zu simulieren, haben wir zudem das Verhalten bei Rechteckspannung untersucht. Die anderen Parameter blieben dabei gleich. Es zeigte sich, dass in diesem Fall die Polarisation zunächst einen erhöhten zirkularen Anteil aufwies. Im Laufe einiger Sekunden ging dieser dann aber auf nahezu Null zurück. Ein lokaler Temperaturgradient im Kristall, verursacht durch das abrupte Ein- und Ausschalten der Spannung kann diese Abweichung erklären. Sobald sich die Wärme gleichmäßig verteilt hat, stellt sich wieder der normale Zustand ein. Bei sehr schneller Spannungszillation ist aufgrund dieses Effekts jedoch mit anderen Parametereinstellungen für die optimale Schaltung zu rechnen.

3.5 Modulation bei gepulster Spannungsversorgung

Die gewonnenen Erkenntnisse erlauben uns nun den EOM für seine eigentliche Aufgabe vorzubereiten. Er soll sehr schnell und genau die Polarisation schalten können. Dazu wurde der experimentelle Aufbau gemäß Abb. 14 modifiziert.

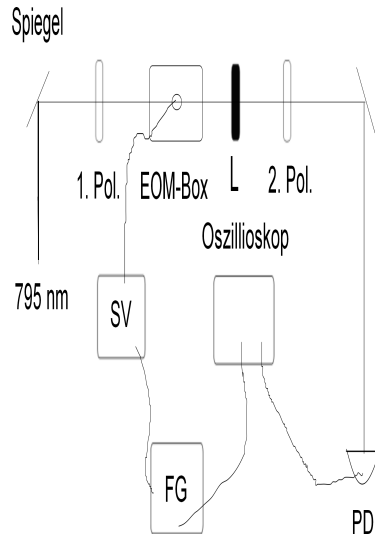
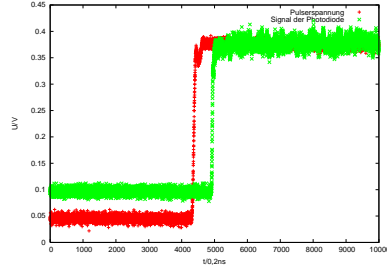


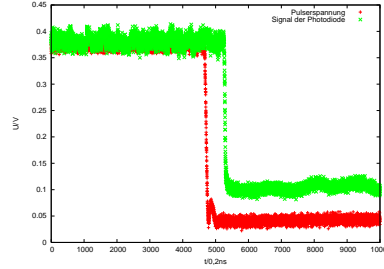
Abbildung 14: Betrieb im gepulsten Modus. SV: Spannungsversorger für kurze Pulse(Pulsgenerator); FG: Frequenzgenerator; Pol: Polarisator; L: $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen; PD: schnelle, vorverstärkte Photodiode

Mit dem zweiten Polarisator konnte so die Polarisation des transmittierten Lichts bezüglich der Ebene untersucht werden. Die vorverstärkte, schnelle Photodiode erlaubt es, die kurzen Anstiegszeiten aufzulösen. Ein Pulsgenerator der Baureihe PVM-4210 der Firma Direct Energy Inc. (siehe 5.4.2), im Folgenden "Pulser" genannt, versorgte den EOM mit Spannungspulsen mit sehr kurzen Anstiegszeiten. Er wurde vom Frequenzgenerator getrieben. Am Oszilloskop ließen sich Spannungs- und optisches Signal gleichzeitig darstellen und in hoher zeitlicher- und Amplitudenauflösung betrachten.

Für eine Orientierung des zweiten Polarisators von -45° wurde das Signal näher untersucht, was in Abb. 15 geplottet ist. Die sonstigen Parameterwerte finden sich in Anhang 1.

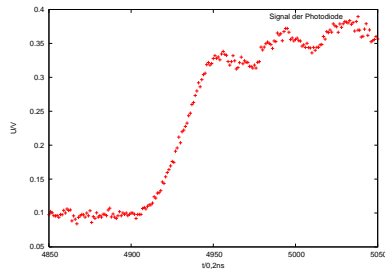


(a) Anstieg

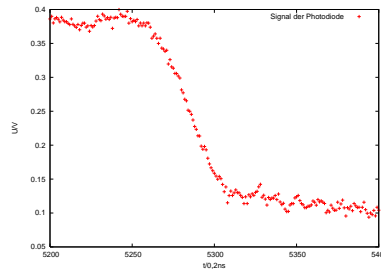


(b) Abfall

Abbildung 15: Flanken des Pulser(rot)- und Diodensignals(grün). Die Spannungsnulldpunkte sind willkürlich gesetzt.



(a) Spannungsanstieg an der Diode



(b) Spannungsabfall an der Diode.

Abbildung 16: Vergrößerte Darstellung

Zusätzlich sind die Flanken in Abb. 16 vergrößert dargestellt, um die Anstiegs- und Fallzeiten bestimmen zu können. Die auftretende Verzögerung zwischen elektronischem und optischem Signal, wird vor allem vom Pulser verursacht. Er gibt das vom Frequenzgenerator empfangene Signal erst mit einer Verzögerung von 80 ns wieder^[2]. Einen deutlich kleineren Effekt haben die unterschiedlichen Laufzeiten in den Kabeln. Er wurde bei etwa zwei Meter Kabellängendifferenz zu circa 10 ns abgeschätzt.

Man sieht, dass das Signal im Wesentlichen nach ca. 10 ns abgefallen bzw. angestiegen ist und dann noch etwas nachschwingt. Reflexionen im Kabel erklären das Nachschwingen. Die Schaltdauer ist viel kürzer als diejenige der im größeren Experiment bisher verwendeten mechanischen Komponente¹¹ und liegt im anvisierten Bereich von weit unter einer Mikrosekunde.

¹¹Vergleiche hierzu die Einleitung

Neben der Schnelligkeit des Schaltvorgangs ist es auch wichtig, die gewünschten Polarisierungen genau zu treffen. Dazu wurde die Auslöschung bei senkrechter Stellung des zweiten Polarisators zur Polarisation gemessen. Bei -45° zur Ebene weist die Transmission hinter dem Polarisator dann ein Minimum auf, wenn Licht unter 45° -Polarisation auf ihn fällt und die Hälfte des Maximalwertes, wenn es H-polarisiert ist. Entsprechend anders herum verhält es sich für die 0° -Stellung des zweiten Polarisators. Bei 45° wird unter 45° -polarisiertes Licht vollständig transmittiert. Auf diese Weise konnte das Maximum gemessen werden. Die unter den optimalen Einstellungen, welche in Tab.1 im Anhang festgehalten sind, erreichten Extinktionsverhältnisse sind 1:260 für 45° - und 1:65 für H-Polarisation. Der erste Wert ist akzeptabel, der zweite aber nicht zufriedenstellend. Wir erwarten, die Werte durch Hinzufügen einer zusätzlichen Biasspannung auf eins zu einigen hundert verbessern zu können. Aus Zeitgründen konnte dies im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht mehr durchgeführt werden.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hatte zum Ziel, einen EOM so zu konfigurieren, dass er in sehr kurzer Zeit die Polarisation einfallenden Lichts zwischen H- und 45°-Polarisation schaltet.

Um einen ungestörten Betrieb zu gewährleisten, musste zunächst die Temperatur des EOM mittels eines Temperaturreglers stabil gehalten werden. Es konnte gezeigt werden, dass der gewählte Aufbau die Schwankungen auf maximal 0,1 °C reduziert. Im stabilisierten Zustand konnte kein Einfluss der Temperatur auf das Drehverhalten des EOMs mehr festgestellt werden.

Bei kontinuierlicher Spannungsversorgung zeigte der EOM das theoretisch erwartete Transmissionsverhalten. Auf Zeitskalen mehrerer Tage kam es dabei zu einem Transmissionsdrift von etwa 1,5%. Dieses Verhalten ist bisher ungeklärt. Für einen dauerhaften Betrieb sollte die Herkunft geklärt, oder zumindest der Drift deutlich reduziert werden.

Die Vermessung des durch den EOM transmittierten Lichts mit einem Polarimeter zeigte seine lineare Polarisation ohne angelegte Spannung. Wurde die Spannung eingeschaltet, so konnte die Polarisationsrichtung gedreht werden. Durch Wahl einer bestimmten Spannung und den Einsatz von optischen Hilfskomponenten, wie Polarisatoren und $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, konnten wir dabei eine Drehung zwischen verschiedenen linearen Polarisationen erreichen. Die Genauigkeit der Drehung wurde allerdings durch die Ungenauigkeit in den Einstellungen der optischen Komponenten begrenzt.

Für die gewünschte Drehung zwischen H- und 45°-Polarisation wechselten wir schließlich in den gepulsten Modus. Dort wurden Schaltzeiten im 10 ns Bereich erreicht, was unsere Erwartungen erfüllt. Allerdings muss die Genauigkeit, mit der die gewünschte Polarisation getroffen wird, noch verbessert werden. In diesem Punkt kann der EOM noch nicht mit einem mechanisch gedrehten $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen konkurrieren. Verwenden einer zusätzlichen Biasspannung ist dafür ein erfolgversprechender Ansatz.

Mit dem in dieser Arbeit konfigurierten EOM sollte es unserer Arbeitsgruppe in Zukunft möglich sein, die Polarisation von einzelnen Photonen genau und vor allem sehr schnell zu schalten. Als nächstes soll der EOM in das bereits bestehende Experiment integriert werden. Damit wäre ein weiterer Schritt getan, um in Zukunft zu einem ersten schlupflochfreien Test von Bell's Ungleichung zu gelangen. Damit könnte Einstein schließlich endgültig widerlegt werden: "Gott würfelt doch."

5 Anhang

5.1 Fitparameter zum Transmissionsversuch

Die Fitkurve wurde mit dem Ansatz $f(x) = a(\sin(bx + c))^2 + d$ ermittelt. Für die dargestellte Kurve gilt: $a = 0,80$; $b = 0,482$; $c = -0,391$; $d = 0,008$. d taucht in Gl. 13 nicht auf, dort wurde perfekte Auslöschung am Minimum angenommen, was im Experiment nicht der Fall war.

5.2 Parameterwerte für Polarisationsdrehung

Drehung	1.Pol.	2.Pol.	$\frac{\lambda}{2}$ -Pl.	Verst.	Offset	Bias	Frequenz
H-V	0°	-	94°	3,8	2,5V	0,8V	0,1Hz
H-45°	67°	-	118°	3,8	2,5V	2,4V	0,1Hz
H-45°(gepulst)	67°	-45°/0°	120°	5	2,5V	-	1kHz

Tabelle 1: Parameterwerte der Messungen zur Polarisationsdrehung. Aufgeführt sind die eingestellten Werte für die Polarisatoren, das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, den Verstärkungsfaktor, Nullpunktverschiebungs- und Biasspannung, sowie der Frequenz.

5.3 Eichkurve des Potentiometers

Das im Versuch verwendete Potentiometer des Temperaturreglers war zu Beginn ungeeicht. Um den Zusammenhang zwischen eingestellter Spannung und Temperatur zu erhalten wurde derselbe Versuchsaufbau wie in 3.1 verwendet. Über einen baugleichen zweiten Thermistor, der auch am EOM befestigt war, wurde die Temperatur bestimmt. Abb. 17 zeigt die aufgenommene Eichkurve.

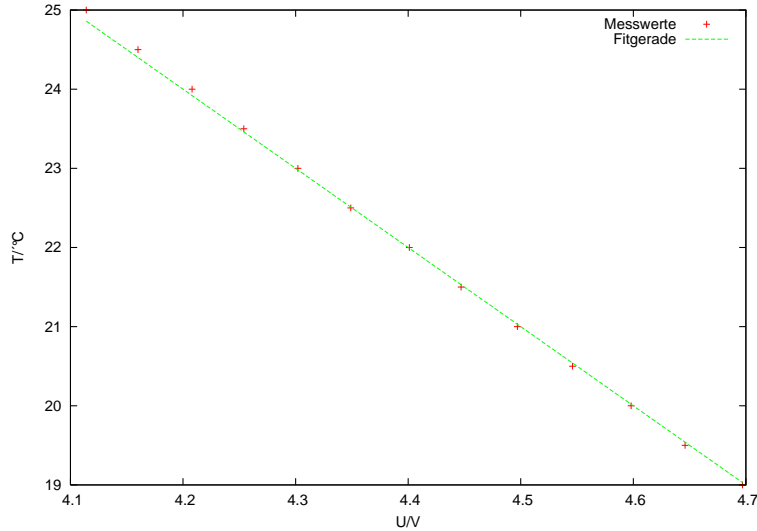


Abbildung 17: Eichkurve des Potentiometers. Die Fitkurve wurde zu $f(x) = -10x + 66$ bestimmt.

Im vermessenen Bereich entspricht eine Spannungsdifferenz $\Delta U = 10mV$ einer Temperaturänderung von $0,1\text{ }^\circ\text{C}$.

5.4 Spezifikation der verwendeten Geräte

5.4.1 Elektrooptischer Modulator

Der verwendete EOM ist ein Amplitudenmodulator der Firma Thorlabs, mit der Seriennummer EO-AM-NR-C1. Laut Hersteller ist er für den Betrieb mit Wellenlängen zwischen 600 nm und 900 nm geeignet. Die Halbwellenspannung errechnet sich für 795 nm zu 261,7 V. Nähere Angaben finden sich in der Betriebsanleitung[8].

5.4.2 Pulsgenerator

Der Pulsgenerator der Firma Direct Energy Inc. mit der Seriennummer PVM-4210 verwandelt eingehende Spannungssignale in kurze Spannungspulse. Laut Hersteller lässt er dabei Frequenz und Breite unverändert. Die Anstiegszeit beträgt weniger als 15 ns, die Pulslänge kann von 40ns bis kontinuierlich geregelt werden. Die Ausgangsspannung liegt zwischen -950V und +950V[2].

Literatur

- [1] N.Rosen A.Einstein, B.Podolsky. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:770–780, 1935.
- [2] Directed Energy, Inc. *PVM-4210 +-950V Pulse Generator Module operation manual*, 2000-2002.
- [3] Wenjamin Rosenfeld et al. Towards a loophole-free test of bell's inequality with entangled pairs of neutral atoms. *Advanced science letters*, 2:469–474, 2009.
- [4] J.Bell. On the einstein podolsky rosen paradox. *Physics, 195-200*, 1:195–200, 1964.
- [5] Christian Kurtsiefer. *Auslegung der Regelschaltung*, 5 2000.
- [6] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+ Teubner, 2008.
- [7] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. Lehrbuch Physik. Wiley-VCH, 2008.
- [8] Thorlabs, Inc. *EO-AM-NR-Cx Electro-optic Amplitude Modulators operating manual*.
- [9] U. Tietze and C. Schenk. *Halbleiter-schaltungstechnik*:. Springer, 2002.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet zu haben.

München, den 5. Juli 2011

Florian Lehner