

DEPARTMENT FÜR PHYSIK
LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Bachelorarbeit

Konfiguration und Test eines elektrooptischen Modulators mit Lithiumniobat-Kristall

Jonathan Rohland

4. Juni 2012

Betreut durch Prof. Dr. H. Weinfurter

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorieteil	3
2.1	Mathematische Beschreibung von elektromagnetischen Wellen und Polarisation	3
2.1.1	Die Maxwell-Gleichungen	3
2.1.2	Polarisation als Stokes-Vektor und auf der Bloch-Kugel	5
2.2	Manipulation polarisierter Lichtwellen	7
2.2.1	Viertel- und Halbwellenplatten	7
2.2.2	Elektrooptische Modulatoren	7
2.2.3	Messung von Polarisation	13
2.3	Piezo-akustische Effekte in Kristallen	15
3	Experimenteller Teil	17
3.1	Messung der maximalen Polarisationsgenauigkeit	19
3.2	Langzeitmessung der Auslöschung	19
3.3	Piezoelektrische Effekte in unserem Kristall	21
3.4	Vergleich mit einem integrierten Faser-EOM	26
4	Zusammenfassung und Ausblick	29

1 Einleitung

Seit der Entwicklung der ersten elektrisch betriebenen Rechner in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts arbeitet so gut wie jeder Computer mit digitalen Eingaben, also Eingaben, die nur durch die Werte "0" und "1" kodiert sind. Zur Verwaltung und Verarbeitung dieser beiden Zustände gibt es mittlerweile zahllose Darstellungsmöglichkeiten, beispielsweise durch die Höhe einer elektrischen Spannung oder die Stromstärke durch einen Widerstand. Sogar die Kodierung durch Löcher in einem Stück Pappe (die sogenannte Lochstreifentechnik) war eine Zeit lang weit verbreitet.

Mit der Entwicklung der Quantenkommunikation in den letzten Jahrzehnten beginnt die Einschränkung auf nur zwei verschiedene Zustände aufzuweichen. Die dort zur Informationskodierung verwendeten Zustände, die sogenannten qubits, können eine beliebige Superposition der beiden Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ annehmen. Dadurch wird es zwar auf der einen Seite möglich, mehr Information in einem einzelnen Zustand zu kodieren, jedoch wird auf der anderen Seite die experimentelle Implementierung deutlich erschwert, da die Superpositionszustände eine sehr präzise und stabile Speicherung erfordern. Da die Amplituden der Zustände beliebige Werte zwischen 0 und 1 annehmen können, ist es nicht möglich einem Zustand beispielsweise einen bestimmten Pegelbereich zuzuordnen.

Für die physikalische Darstellung eines qubits wurden bereits zahlreiche experimentelle Möglichkeiten gefunden, etwa durch die Polarisation elektromagnetischer Wellen, den Spin von Atomen oder Gitterschwingungen in einem Festkörper. Bei vielen dieser Implementierungen, insbesondere bei der Kodierung durch Polarisation einer elektromagnetischen Welle, gibt es verschiedene Möglichkeiten, die Messbasis für die Zustandsanalyse zu definieren. Im Beispiel der Polarisation können etwa für die Zustände zwei beliebige zueinander senkrechte Polarisationsrichtungen gewählt werden. Dadurch ist es möglich, zwei Messbasen zu wählen, bei denen eine Messung an einem in einer Basis definierten Zustand in der jeweils anderen Basis ein maximal unkorreliertes Ergebnis liefert. Ein solches Paar von Messbasen nennt man zueinander konjugierte Basen. Da in der Quantentheorie der Zustand durch die Messung irreversibel verändert wird, kann der Zustand ohne Kenntnis der verwendeten Basis nicht korrekt ausgelesen werden. Diese Eigenschaft der Quantentheorie ist besonders im Bereich der Quantenkryptographie von großer Bedeutung.

Die Möglichkeit, zwischen verschiedenen Messbasen schnell und zuverlässig umzuschalten ist daher für viele Anwendungen in der Quantenkommunikation essenziell. Die Geschwindigkeit dieses Schaltvorgangs ist insbesondere bei Tests der Bell'schen Ungleichung [3, 4] von Bedeutung, da dabei das sogenannte Lokalitätsschlupfloch geschlossen werden muss. Dazu muss zwischen zwei Teilen eines Experimentes ein so großer räumlicher Abstand hergestellt werden, dass der Messvorgang an beiden Teilen abgeschlossen ist bevor nach der klassischen Relativitätstheorie Information den anderen Teil des Experimentes erreichen kann. In unserem Experiment zur Bell'schen Ungleichung sollen zwei Atomfallen im Abstand von $300m$ zueinander aufgebaut werden, was einem Zeitfenster von $1\mu s$ für die Messung entspricht [7, 12, 15]. In den Fallen befinden sich zwei einzelne ^{87}Rb -Atome, deren Spins miteinander verschränkt werden sollen [12]. Spin-Messungen an den Atomen laufen mit Hilfe von Laser-Pulsen [15], wobei die Messbasis von der Polarisation dieses sogenannten STIRAP-Pulses (stimulated Raman adiabatic passage) bestimmt wird. Die Einstellung der Polarisation dieses Pulses erfolgt mit Hilfe eines elektrooptischen Kristalls.

Die Konfiguration und Untersuchung dieses elektrooptischen Modulators ist Thema der vorliegenden Bachelorarbeit. Insbesondere soll untersucht werden, wie genau mit dem Modulator zwischen den beiden verwendeten Messbasen geschaltet werden kann und wie gut der Modulator eine einmal eingestellte Konfiguration über längere Zeit aufrecht erhält. Zudem wollen wir herausfinden, wie schnell der Kristall in der Lage ist, zwischen den Polarisationen zu wechseln.

2 Theorieteil

Elektrooptische Modulatoren können verwendet werden, um die Phase, Amplitude und Polarisation einer elektromagnetischen Welle zu manipulieren. Um die dabei auftretenden Effekte richtig zu verstehen, ist es zuerst nötig, sich ein Bild von der Ausbreitung und Beschreibung der elektromagnetischen Wellen zu machen. Aus diesem Grund befasst sich das folgende Kapitel zunächst mit der mathematischen Beschreibung der Wellen und anschließend mit der Wirkung verschiedener optisch aktiver Bauteile auf diese.

2.1 Mathematische Beschreibung von elektromagnetischen Wellen und Polarisation

Der erste Abschnitt des Theorieteils gibt eine Begründung für die übliche Darstellung elektromagnetischer Wellen und erklärt verschiedene Methoden zur Beschreibung von Polarisation.

2.1.1 Die Maxwell-Gleichungen

Die Grundlage für die Beschreibung elektromagnetischer Wellen bilden die Maxwell-Gleichungen.

In ihrer differentiellen Form lauten sie im MKS-Einheitensystem [6]

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Aus diesen Gleichungen erhält man für $\rho = 0$ und $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ durch Umformen die Wellengleichung für das elektrische Feld [6]

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

Wir beschränken uns hier auf eine Betrachtung der elektrischen Komponente des elektromagnetischen Feldes, da diese für die meisten für uns relevanten Effekte verantwortlich ist, während die magnetische Komponente nur eine untergeordnete Rolle spielt. Eine Lösung der Wellengleichung ist die ebene elektrische Welle

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)], \quad (2.6)$$

wobei \mathbf{E}_0 der Amplitudenvektor der elektrischen Schwingung und $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{\mathbf{n}}$ der Wellenvektor mit dem Einheitsvektor $\hat{\mathbf{n}}$ in Ausbreitungsrichtung der Welle ist. Aus den Maxwellgleichungen folgt außerdem

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \perp \mathbf{k}, \quad (2.7)$$

wodurch wir die Welle für $\mathbf{k} \parallel \hat{\mathbf{e}}_z$ schreiben können als [10]

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x(z, t) \hat{\mathbf{e}}_x + E_y(z, t) \hat{\mathbf{e}}_y \quad (2.8)$$

$$= E_{0,x} \cos(kz - \omega t) \hat{\mathbf{e}}_x + E_{0,y} \cos(kz - \omega t + \phi) \hat{\mathbf{e}}_y \quad (2.9)$$

Die Phasendifferenz ϕ zwischen den beiden Komponenten sowie das Verhältnis der Amplituden $E_{0,x}$ und $E_{0,y}$ bestimmen die Polarisation der Lichtwelle. Ist $\phi \in \{0, \pi\}$ (oder $E_{0,x}$ beziehungsweise $E_{0,y}$ gleich 0), so spricht man von linear polarisiertem Licht. Bei $E_{0,x} = E_{0,y}$ und $\phi \in \{\frac{1}{4}\pi, \frac{3}{4}\pi\}$ ist die Welle zirkular polarisiert.

Alle anderen Möglichkeiten werden unter dem Begriff elliptische Polarisation zusammengefasst.

Es gibt auch die Möglichkeit, unpolarisiertes Licht zu erzeugen. Damit ist Licht gemeint, bei dem sich die Phasendifferenz ϕ schneller ändert, als mit dem Versuchsaufbau gemessen werden kann. Wir nehmen jedoch an, dass die Phasenbeziehung bei dem von uns verwendeten Licht klar definiert ist.

Die Begriffe Phasendifferenz oder Phasenunterschied bezeichnen im Folgenden immer die relative Phasenbeziehung zwischen zwei zueinander orthogonalen Polarisationsanteilen. Als Phasenschub bezeichnen wir den im Vergleich zur Ausbreitung im Vakuum zusätzlichen Phasenterm, unabhängig von der Polarisation.

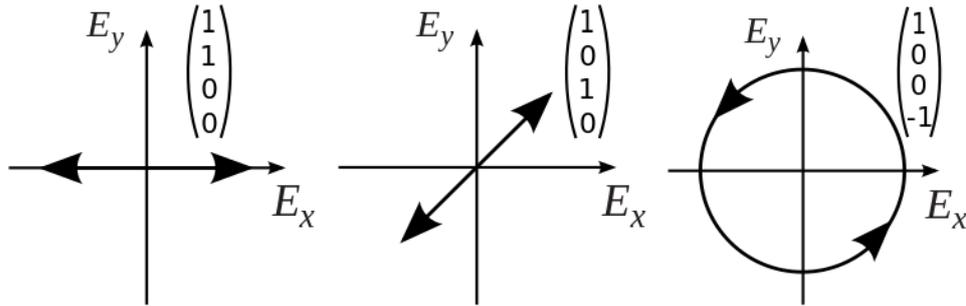


Abbildung 2.1: Verschiedene Polarisationen mit Stokes-Vektoren. Nach <http://de.wikipedia.org/wiki/Stokes-Parameter>

2.1.2 Polarisation als Stokes-Vektor und auf der Bloch-Kugel

Um die Polarisation einer Welle etwas übersichtlicher beschreiben zu können, gibt es verschiedene Darstellungsformen. Im Folgenden wollen wir uns zwei davon etwas näher ansehen.

Die Darstellung als Stokesvektor besteht aus vier Komponenten: (vergleiche [11])

- $S_0 = \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle = I_x + I_y$ gibt die Intensität der elektromagnetischen Welle an. I_x und I_y sind die Intensitäten der in x- und y-Richtung polarisierten Strahlanteile.
- $S_1 = \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle = I_x - I_y$ gibt den Anteil der Welle an, der horizontal oder vertikal (in der sogenannten H/V-Basis) polarisiert ist.
- $S_2 = \langle 2E_x E_y \cos \phi \rangle$ gibt den Anteil der Welle an, der in einem Winkel von 45° zu einer der beiden Achsen (in der 45° -Basis) polarisiert ist.
- $S_3 = \langle 2E_x E_y \sin \phi \rangle$ gibt den Anteil der Welle an, der zirkular polarisiert ist.

Die drei Basen H/V, 45° und die Basis der zirkularen Polarisation sind zueinander paarweise konjugierte Basen. Das bedeutet, dass eine Welle, die in einer der Basen eindeutig polarisiert ist, keine Polarisationskomponente in einer der anderen Basen aufweist. Die Winkel werden üblicherweise relativ zur Ebene des verwendeten optischen Tisches definiert. In den meisten Fällen wird der Stokesvektor durch die Gesamtintensität normiert, was zu folgender Darstellung führt:

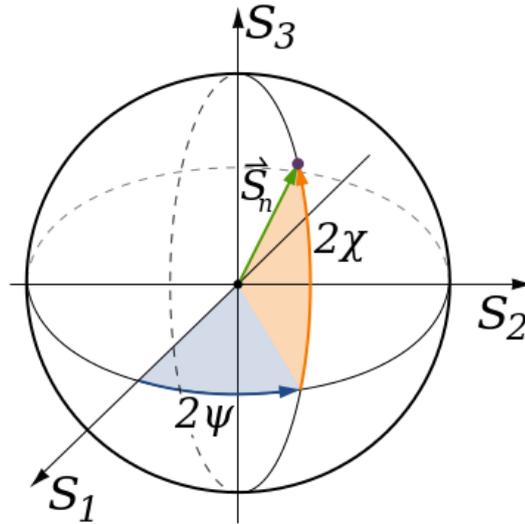


Abbildung 2.2: Darstellung der Polarisation auf der Blochkugel. Nach http://en.wikipedia.org/wiki/File:Poincaré_sphere.svg

$$\vec{S}_N = \frac{1}{S_0} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{\langle E_x^2 + E_y^2 \rangle} \begin{pmatrix} \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle \\ \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle \\ \langle 2E_x E_y \cos \phi \rangle \\ \langle 2E_x E_y \sin \phi \rangle \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Interpretiert man die letzten drei Komponenten des Stokesvektors als Einheitsvektor in einem kartesischen Koordinatensystem, so erhält man die Darstellung der Polarisation auf der Blochkugel, den sogenannten Blochvektor. Schreibt man den Vektor in Kugelkoordinaten, so erhält man

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} \cos(2\psi) \cos(2\chi) \\ \sin(2\psi) \cos(2\chi) \\ \sin(2\chi) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

als normierten Blochvektor. Die Winkel erhält man als $2\psi = \arctan(S_2/S_1)$ und $2\chi = \arctan(S_3/\sqrt{S_1^2 + S_2^2})$, wobei der Vorfaktor 2 daher kommt, dass ψ den Winkel zwischen der PolarisationsEbene und der Horizontalen beschreibt. Da der Winkel zwischen horizontaler und 45°-Polarisation auf der Blochkugel 90° beträgt, muss hier der doppelte Winkel eingesetzt werden. Der Winkel χ hat keine direkte geometrische Anschauung, jedoch kann er als Maß für die Abweichung der Polarisation von linearer zu zirkularer Polarisation verwendet werden.

2.2 Manipulation polarisierter Lichtwellen

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Polarisation einer elektromagnetischen Welle zu beeinflussen. In diesem Kapitel werden wir die Wirkung zweier passiver optischer Bauteile sowie eines elektrooptischen Modulators näher beschreiben.

2.2.1 Viertel- und Halbwellenplatten

Zur Modulation der Polarisation des Lichtes wird meistens die Phasenbeziehung zwischen den Polarisationsanteilen verändert. Dazu eignen sich beispielsweise die sogenannten Wellen- oder Verzögerungsplatten.

Die Wirkung dieser Platten beruht auf der doppelbrechenden Charakteristik des verwendeten Kristalls (beispielsweise Calcit). In einem einachsigen doppelbrechenden Kristall breitet sich das Licht entlang der beiden Eigenachsen unterschiedlich schnell aus. Da das Licht im Allgemeinen nicht entlang der Eigenachsen polarisiert ist, entsteht so ein Phasenunterschied zwischen den beiden zueinander senkrecht polarisierten Strahlanteilen.

Da die Phasendifferenz in einer Verzögerungsplatte proportional ist zum Betrag des Wellenvektors \mathbf{k} , muss die Dicke der Wellenplatte jeweils auf die verwendete Wellenlänge angepasst werden, um den richtigen Phasenschub zu erreichen.

Zwei besondere Arten von Wellenplatten, deren Wirkung sind wir noch näher beschreiben wollen, sind die Viertelwellenplatten ($\frac{\lambda}{4}$ -Platten) und Halbwellenplatten ($\frac{\lambda}{2}$ -Platten).

Bei einer Viertelwellenplatte ist der Phasenunterschied gerade $\frac{\pi}{2}$, wodurch bei einer Eingangspolarisation von 45° zu den Eigenachsen lineare Polarisation in zirkulare Polarisation umgewandelt wird. Umgekehrt wird zirkular polarisiertes Licht in linear polarisiertes Licht mit einem Winkel von 45° zu den Eigenachsen der Wellenplatte umgewandelt.

Eine Halbwellenplatte erzeugt einen Phasenunterschied von genau π , was zu einer Spiegelung der Polarisation des Lichtes an der Eigenachse der Wellenplatte führt.

2.2.2 Elektrooptische Modulatoren

Bei manchen Anwendungen ist es nötig, die Polarisation des Lichtes sehr schnell zu beeinflussen, ohne etwas mechanisch am Aufbau verstellen zu müssen. Für solche Zwecke verwendet man häufig elektrooptische Modulatoren (im nachfolgenden auch EOM genannt), die eine spannungsinduzierte Doppelbrechung aufweisen.

Der elektrooptische Effekt

Die Funktion elektrooptischer Modulatoren beruht auf der Spannungsabhängigkeit des Brechungsindex im verwendeten Medium. Entwickelt man den Brechungsindex nach Potenzen des elektrischen Feldes E , so erhält man

$$n(E) = n + \frac{\partial n}{\partial E} E + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n}{\partial^2 E} E^2 + \mathcal{O}(E^3), \quad (2.12)$$

, was sich durch Einführen der Koeffizienten $r = -\frac{2}{n^3} \frac{\partial n}{\partial E}$ und $s = -\frac{1}{n^3} \frac{\partial^2 n}{\partial^2 E}$ umschreiben lässt als

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} s n^3 E^2 + \mathcal{O}(E^3). \quad (2.13)$$

Für zentralsymmetrische Kristalle gilt $n(E) = n(-E)$, daher verschwindet die erste Ableitung $\frac{\partial n}{\partial E}$ und es bleibt nur der quadratische Term übrig. Dieser Effekt wird Kerr-Effekt genannt, weshalb die Materialkonstante s auch Kerr-Koeffizient genannt wird.

Für nicht zentralsymmetrische Kristalle dominiert der lineare Term und der Brechungsindex wird

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2} r n^3 E \quad (2.14)$$

Da die Änderung des Brechungsindex mit dem angelegten Feld vom ursprünglichen Brechungsindex abhängt und dieser in doppelbrechenden Kristallen für verschiedene Polarisierungen unterschiedlich ist, erhöht sich auch der Phasenschub zwischen den beiden Polarisierungen mit der Feldstärke.

Dieses lineare elektrooptische Verhalten wird Pockels-Effekt genannt und ist Grundlage für die bei uns verwendeten elektrooptischen Modulatoren. Die Konstante r heißt Pockels-Koeffizient.

Konfigurationsmöglichkeiten

Zur Verwendung eines doppelbrechenden Kristalls als elektrooptischen Modulator werden Elektroden am Kristall so angebracht, dass beim Anlegen einer Spannung im gesamten Kristall ein möglichst homogenes Feld auftritt.

Da der elektrooptische Effekt nur von der Feldstärke, jedoch nicht von der Feldrichtung abhängt ¹, kann die Spannung sowohl longitudinal (in Transmissionsrichtung), als auch transversal (quer zur Transmissionsrichtung) ange-

¹Im Allgemeinen hängt die Änderung des Brechungsindex über den elektrooptischen Tensor sowohl von Feldstärke als auch der Richtung des angelegten Feldes ab. Bei geeigneter

legt werden. Die longitudinale Konfiguration bietet den Vorteil, dass mehrere Elektroden elektrisch in Reihe geschaltet eingebaut werden können, was die Betriebsspannung deutlich verringert. Jedoch erfordert dies durchsichtige oder blendenförmige Elektroden, um den Strahl nicht zu behindern. Ein weiterer Vorteil der longitudinalen Elektrodenanordnung ist, dass sie eine größere Eingangsapertur ermöglicht.

Die transversale Anordnung hat den Vorteil, dass die Feldstärke nicht von der Länge des Kristalls abhängt. Dadurch kann bei konstanter Spannung die Interaktionslänge beliebig verändert werden, wodurch die benötigte Betriebsspannung gesenkt wird. Da dies jedoch gleichzeitig eine Erhöhung der Kapazität bedingt, muss ein Kompromiss zwischen Absenken der Betriebsspannung und Schaltschnelligkeit des EOMs gefunden werden. Zudem kann durch das hintereinander Setzen zweier zueinander orthogonaler Kristalle die natürliche Doppelbrechung kompensiert werden. Da diese meistens von der Temperatur abhängig ist, kann so häufig eine schwer kontrollierbare Fehlerquelle eliminiert werden.

Eine wichtige Kenngröße für elektrooptische Modulatoren ist die Halbwellenspannung V_π . Sie gibt je nach Konfiguration des EOMs an, welche Spannung nötig ist, um im Kristall einen Phasenschub oder Phasenunterschied von π zu erzeugen. Die Halbwellenspannung ist abhängig vom Brechungsindex n des verwendeten Materials, vom Pockelskoeffizienten r , der Wellenlänge λ des verwendeten Lichtes und je nach Elektrodenkonfiguration auch von den Dimensionen des Kristalls.

Durch Kombination mit passiven optischen Elementen wie Polarisatoren oder $\frac{\lambda}{2}$ -Platten können elektrooptische Modulatoren dazu verwendet werden, die Phase, Amplitude oder Polarisation eines Lichtfeldes zu verändern. Dadurch lassen sie sich zum Beispiel zum schnellen An- und Ausschalten von Pulsen oder als variable Wellenplatten einsetzen.

Im Folgenden wollen wir die einzelnen Anwendungsmöglichkeiten etwas genauer betrachten.

Phasenmodulation

Damit der elektrooptische Modulator nur die Phase der ihn durchdringenden Welle beeinflusst und dabei Amplitude und Polarisation unbeeinflusst lässt, muss die einfallende Welle parallel zu einer der Eigenachsen des Kristalls polarisiert sein. Andernfalls würden die beiden Polarisationsanteile einen unter-

Lage der Eigenachsen des Kristalls zeigt sich für alle Feldrichtungen der hier beschriebene lineare Effekt. Eine genauere Beschreibung findet sich beispielsweise in [1].

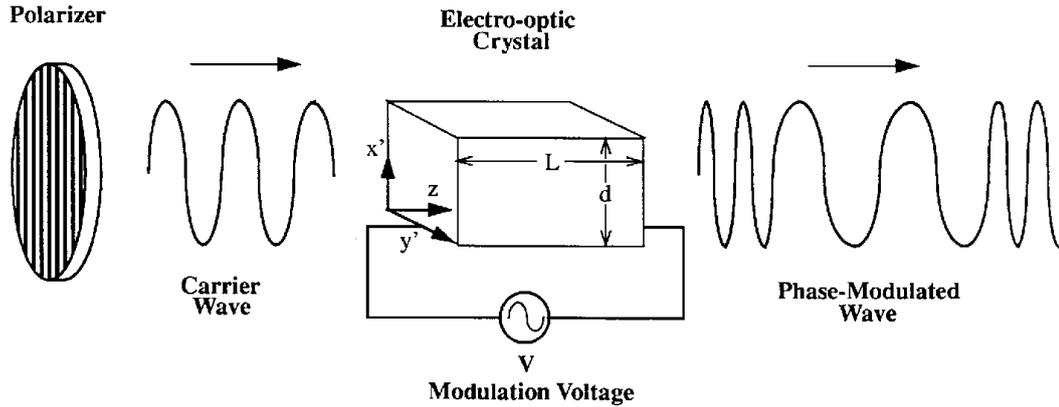


Abbildung 2.3: Ein Phasenmodulator mit longitudinaler Elektrodenkonfiguration. Aus BASS et.al.: "Handbook of Optics", 2. Auflage, 1995 S. 13.17

schiedlichen Phasenschub erfahren, was zu einer Veränderung der Polarisation der Welle führen würde.

Für die folgende Rechnung nehmen wir an, dass der Wellenvektor parallel zur optischen Achse des Kristalls in z -Richtung liegt. Die Eigenachsen des Kristalls liegen entlang der x - und y -Achsen und die Welle ist entlang der x -Achse polarisiert. Die in Abbildung 2.3 eingezeichnete Eingangswelle ist damit $E_{in}(t) = E_0 \cos(\omega t)$.

Die ausgehende Welle am Punkt $z = L$ ist dann

$$E_{out}(t) = E_0 \cos(\omega t - \phi) \quad (2.15)$$

wobei unter Verwendung von (2.14) gilt (vergleiche [1])

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n(E)L = k(n - \frac{1}{2}rn^3E)L = \phi_0 + \Delta\phi \quad (2.16)$$

Hierbei beschreibt ϕ_0 den natürlichen Phasenschub im Kristall und $\Delta\phi = -k\frac{1}{2}rn^3E$ den spannungsabhängigen Anteil. Bei der in Abbildung 2.3 gezeigten longitudinalen Elektrodenanordnung ist $E = V/L$, womit sich die Halbwellenspannung berechnet als [1]

$$V_\pi = \frac{\lambda}{rn^3}. \quad (2.17)$$

Phasenmodulatoren können beispielsweise verwendet werden, um auf einer Trägerwelle Seitenbänder zur Kodierung digitaler Signale zu erzeugen, oder einen variablen Phasenschub für Interferenzexperimente zu einzustellen.

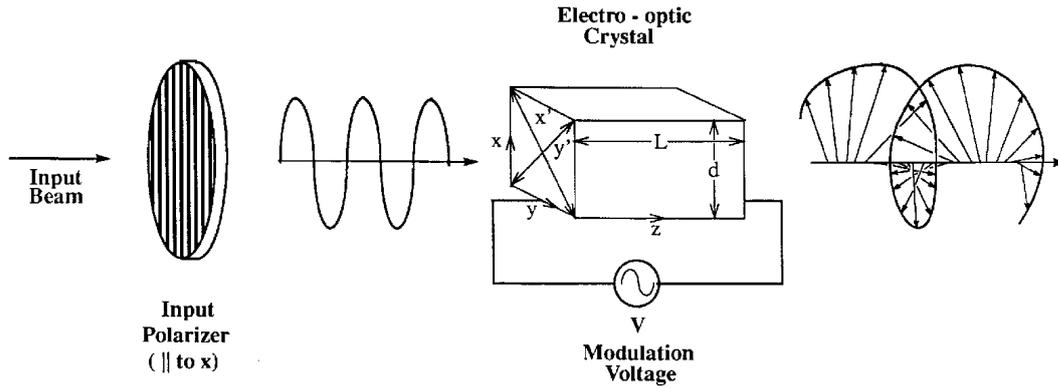


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Polarisationsmodulators mit longitudinaler Elektrodenkonfiguration. Aus BASS et.al.: "Handbook of Optics", 2. Auflage, 1995, S. 13.19

Polarisationsmodulation

Wie bereits erwähnt entsteht beim Durchgang durch den Kristall ein Phasenunterschied zwischen den beiden Strahlanteilen, falls der einfallende Strahl nicht parallel zu einer der Eigenachsen polarisiert ist. Dies kann man nutzen, um den Kristall als variable Wellenplatte zu verwenden.

Setzt man den feldstärkeabhängigen Brechungsindex wie in Gleichung (2.14) (unter Vernachlässigung des Kerr-Effekts und höherer Ordnungen) mit

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E + \mathcal{O}(E^2) \quad (2.18)$$

an, so erhält man für die Phasendifferenz in einem Kristall der Länge L :

$$\phi = \phi_1 - \phi_2 = k_0(n_1(E) - n_2(E))L \quad (2.19)$$

$$= k_0(n_1 - n_2)L - \frac{1}{2}k_0(r_1n_1^3 - r_2n_2^3)EL \quad (2.20)$$

Bei Betrachtung eines Kristalls mit transversal angelegter Spannung führt man den Phasenoffset $\phi_0 = k_0(n_1 - n_2)L$ und die Halbwellenspannung $V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_1n_1^3 - r_2n_2^3}$ ein und erhält eine Beziehung zwischen angelegter Spannung und Phasendifferenz: [1]

$$\phi = \phi_0 + \pi \cdot \frac{V}{V_\pi} \quad (2.21)$$

Der Phasenoffset entspricht der Phasendifferenz, die auch ohne angelegte Spannung zwischen den beiden Polarisationsanteilen aufgrund der natürlichen

Doppelbrechung entsteht. Da er durch eine geeignete Offsetspannung am EOM oder weitere passive optische Elemente kompensiert werden kann, werden wir im Folgenden $\phi_0 = 0$ annehmen, also $\phi = \pi \cdot \frac{V}{V_\pi}$. Ist nun die angelegte Spannung ein ungeradzahliges Vielfaches von V_π , so entspricht der entstehende Phasen-
schub genau einer halben Wellenlänge, der Kristall hat also den gleichen Effekt wie eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte. Da dies eine Drehung der Polarisationsachse bewirkt, kann somit zwischen zwei beliebigen linearen Polarisierungen geschaltet werden. Der Drehwinkel wird dabei durch die Eingangspolarisation relativ festgelegt.

Alternativ kann für $V = \frac{V_\pi}{2}$ auch zwischen linearer und zirkularer Polarisation geschaltet werden, sofern die Eingangspolarisation in einem 45° -Winkel zu den Eigenachsen des Kristalls liegt.

Amplitudenmodulation

Um mit einem elektrooptischen Modulator die Amplitude eines Lichtstrahls zu verändern, kann man beispielsweise den Modulator zwischen zwei zueinander senkrecht orientierte Polarisatoren setzen, wobei die Eigenachse in einem Winkel von 45° zu den Polarisatoren steht.

Die vom zweiten Polarisator transmittierte Amplitude ist dann

$$A(V) = A_0 \sin\left(\frac{\pi V}{2 V_\pi}\right), \quad (2.22)$$

wobei wieder von $\phi_0 = 0$ ausgegangen wird.

Die Intensität hinter dem zweiten Polarisator ist damit

$$I(V) = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi V}{2 V_\pi}\right). \quad (2.23)$$

Ein weiterer Aufbau zur Amplitudenmodulation basiert darauf, einen Phasenmodulator in einen Arm eines Mach-Zehnder-Interferometers einzubauen und damit die Interferenz am zweiten Strahlteiler zu beeinflussen. Dieser Aufbau wird zum Beispiel in manchen integrierten Faser-Amplitudenmodulatoren verwendet, wie wir sie später zu Vergleichszwecken verwenden werden (vergleiche Abbildung 2.5).

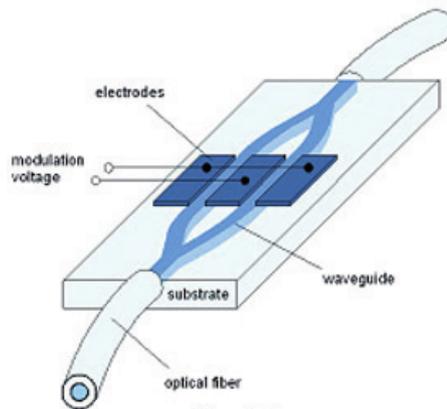


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines integrierten Faser-Amplitudenmodulators. Aus JENOPTICS Optical Systems GmbH: “Integrated-optical modulators Technical information and instructions for use“ [9]

2.2.3 Messung von Polarisation

Die in Kapitel 2.1.2 definierten Winkel ψ und χ bieten zwar eine sinnvolle Möglichkeit zur Quantifizierung von Polarisation, jedoch ist insbesondere die zirkulare Komponente der Polarisation nur auf Umwegen messbar. Im folgenden Abschnitt stellen wir einige Methoden zur Bestimmung der Polarisation näher vor.

Messung mittels Polarisator

Für rein lineare Polarisation kann der Polarisationswinkel mit einem verstellbaren Polarisator gemessen werden. Stellt man diesen hinter den Versuchsaufbau in den Strahlengang und dreht die Polarisationsachse so lange, bis kein Licht mehr transmittiert wird, so steht die Polarisationsachse senkrecht zur Polarisation der elektromagnetischen Welle. Durch Addieren von 90° erhält man dann den Polarisationswinkel des Lichtes.

Ein Nachteil dieser Methode ist jedoch, dass dabei der Polarisator mechanisch verstellt werden muss. Für eine dauerhafte Messung bietet es sich daher an, die Polarisationskomponenten des Lichtes einzeln zu messen und daraus auf den Polarisationsgrad zurückzurechnen.

Quantifizierung der Polarisation

Um die Güte der Polarisation beurteilen zu können, benötigen wir eine auf messbare Größen zurückführbare Quantifizierung der Polarisation. Wir ver-

wenden dafür die Auslöschung mit der Definition

$$A = \frac{I_a}{I_a + I_b}, \quad (2.24)$$

wobei I_a und I_b die Intensitäten der zueinander senkrechten Polarisationsanteile sind. In diesem Fall ist I_a die ausgelöschte Polarisationskomponente. Die beiden Intensitäten können beispielsweise mit Hilfe zweier Photodioden hinter einem polarisierenden Strahlteiler gemessen werden.

Wir nehmen o.B.d.A. an, dass wir, Polarisation in H -Richtung messen, die ausgelöschte Komponente ist also I_V und die Auslöschung damit $A = I_V/(I_H + I_V)$. Wir betrachten im Folgenden die normierten Intensitäten $\hat{I}_V = I_V/(I_H + I_V)$ und $\hat{I}_H = I_H/(I_H + I_V)$, formen den Term für A etwas um und setzen die in 2.1.2 definierten Stokesvektoren ein:

$$A = \hat{I}_V = \frac{1}{2}(\hat{I}_H + \hat{I}_V - (\hat{I}_H - \hat{I}_V)) = \frac{1}{2} \frac{S_0 - S_1}{S_0} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{S_1}{S_0}\right) \quad (2.25)$$

Um daraus eine Beziehung zwischen der Auslöschung und der Abweichung der Polarisation von der Horizontalen zu erhalten, berechnen wir den Winkel zwischen einem beliebigen Blochvektor und dem Blochvektor einer horizontal polarisierten Welle.

$$\cos(2\alpha) = \vec{S} \cdot \vec{S}_H = \frac{1}{S_0} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{S_1}{S_0} \quad (2.26)$$

Lösen wir nun (2.25) nach $\frac{S_1}{S_0}$ auf und setzen in (2.26) ein, so erhalten wir:

$$\cos(2\alpha) = 1 - 2 \sin^2(\alpha) = 1 - 2A \quad (2.27)$$

Auflösen nach α ergibt:

$$\alpha = \arcsin(\sqrt{A}) \quad (2.28)$$

Hierbei ist anzumerken, dass wir durch den Winkel α zwar die Abweichung der Polarisation von der idealen Polarisation berechnen können, wir jedoch keine Aussage darüber machen können, ob das Licht teilweise zirkular polarisiert ist oder ob es in einer anderen Richtung linear polarisiert ist.

Möchte man das Auslöschungsvermögen eines reinen Amplitudenmodulators bestimmen, so benötigt man eine andere Definition der Auslöschung, da eine Messung der einzelnen Polarisationsanteile hier nicht möglich ist.

Wir verwenden für diesen Fall die Definition

$$A = \frac{I_{Min}}{I_{Max}}, \quad (2.29)$$

wobei I_{Max} und I_{Min} jeweils gemessene maximale und minimale Intensität nach dem Modulator sind. Um Schwankungen des Eingangssignal auszugleichen empfiehlt es sich die Intensitäten durch die gesamte Strahlintensität zu normieren.

Polarimeter

Eine einfach zu handhabende Messung der Polarisation ermöglicht die Verwendung eines Polarimeters. Im Gegensatz zur Messung mit einem Polarisator können hier bei einem kontinuierlichen Lichtstrahl die zirkular sowie die linear polarisierten Anteile gleichzeitig gemessen werden.

Die Analyse erfolgt dabei häufig direkt am Computer, der die Polarisation in Echtzeit auf der Blochkugel darstellen kann.

2.3 Piezo-akustische Effekte in Kristallen

Der elektrooptische Effekt geht in den meisten Kristallen einher mit einem piezoelektrischen Effekt, durch den der Kristall beim Anlegen einer Spannung zu akustischen Schwingungen angeregt wird. Diese Schwingungen breiten sich innerhalb des Kristalls aus, werden an den Randflächen reflektiert und bilden bei passender Frequenz stehende Wellen im Kristall. Dies führt zu einer Änderung des Brechungsindex des Kristalls am Ort der Welle, was sich bei Messung der Polarisation am EOM durch eine Schwankung der Auslöschung bemerkbar macht.

Eine exakte theoretische Beschreibung der akustischen Wellen würde den Umfang dieser Arbeit übersteigen, weshalb wir uns hier auf eine Abschätzung der erwarteten Resonanzfrequenzen beschränken wollen. Eine ausführlichere Beschreibung der akustischen Wellen kann in [2] oder [14] gefunden werden.

Wir nehmen an, dass sich die akustischen Wellen innerhalb des Kristalls mit der Schallgeschwindigkeit c_s ausbreiten. Die Periode der akustischen Schwingung entspricht dann der Zeit, die die Welle zum Durchqueren des Kristalls benötigt, also

$$T_{akust} = \frac{d_{Kristall}}{c_s}, \quad (2.30)$$

wobei $d_{Kristall}$ die Länge des Kristalls in einer Raumrichtung ist.
Die Resonanzfrequenz ist dann

$$f_{res} = \frac{1}{T_{akust}} = \frac{c_s}{d_{Kristall}}. \quad (2.31)$$

Da die meisten Kristalle nicht in jeder Richtung gleich groß sind und die Schallgeschwindigkeit von der Richtung im Kristall abhängt, kann es mehrere verschiedene Resonanzfrequenzen in einem Kristall geben. Zudem können auch Resonanzen höherer Ordnung auftreten.

Durch Verluste bei der Reflektion der akustischen Wellen wird die Schwingung mit der Zeit gedämpft. Für die Verwendung des EOMs ist es wichtig zu wissen, mit welcher Frequenz und Amplitude die akustischen Wellen den Brechungsindex verändern, und nach welcher Zeit die Schwingung so weit abgeklungen ist, dass sie keinen signifikanten Einfluss mehr auf die Funktion des EOMs hat.

3 Experimenteller Teil

Der für unseren Versuchsaufbau verwendete Elektrooptische Modulator ist ein Freiraum-Amplitudenmodulator der Firma Thorlabs, Modellnummer EO-AM-NR-C1. Der Kristall besteht aus Lithiumniobat ($LiNbO_3$), die Elektroden sind in transversaler Konfiguration angebracht. Die Halbwellenspannung beträgt laut Hersteller $205V$ bei $633nm$ Wellenlänge (siehe [13]). Da die Halbwellenspannung in erster Näherung proportional zur Wellenlänge des verwendeten Lichtes ist, können wir damit die Halbwellenspannung für den von uns verwendeten $780nm$ -Diodenlaser berechnen:

$$V_{\pi}(780nm) = V_{\pi}(633nm) \cdot \frac{780nm}{633nm} = 253V \quad (3.1)$$

Als Treiber für unseren EOM dient ein Hochspannungspulser der Firma DEI, Modell PVM-4210. Damit ist es möglich, Pulse von bis zu $950V$ und einer Pulsbreite zwischen $40ns$ und Gleichspannung zu erzeugen. Er wird für längere Pulse direkt von einem Frequenzgenerator mit einer Rechteckspannung versorgt oder über einen elektrischen Pulsgenerator betrieben, der das Signal des Frequenzgenerators in kurze Pulse fester Länge umwandelt. Es wurden für die verschiedenen Messungen Frequenzen zwischen $10mHz$ und $100Hz$ verwendet. Beim Betrieb mit der Rechteckspannung beträgt der Tastgrad (der Anteil eines Pulses, bei dem die Spannung angeschaltet ist) 50% , die kurzen Pulse hatten eine feste Länge von $280\mu s$, wodurch der Tastgrad von der Frequenz abhängt. Für die maximale Frequenz von $100Hz$ beträgt er $280\mu s / 0,01s = 2,8\%$.

Im späteren Experiment soll der EOM so konfiguriert werden, dass er beim Einschalten eines TTL-Steuersignals die Polarisation des zur Zustandsdetektion verwendeten STIRAP-Pulses um exakt 45° dreht, während er bei ausgeschaltetem Steuersignal den Puls unverändert lässt [12].

Da der EOM auch ohne angelegte Spannung doppelbrechend ist, entsteht ein Phasenoffset. Zur Kompensation dieses Offsets verwenden wir eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, deren Eigenachsen parallel sind zu denen des EOMs und die sich um eine der Eigenachsen drehen lässt. Da die Eigenachsen des EOMs zur Tischoberfläche um einen Winkel von 45° verkippt sind, benutzen wir eine angewinkelte Halterung für den Drehtisch, auf dem die Halbwellenplatte befestigt ist.

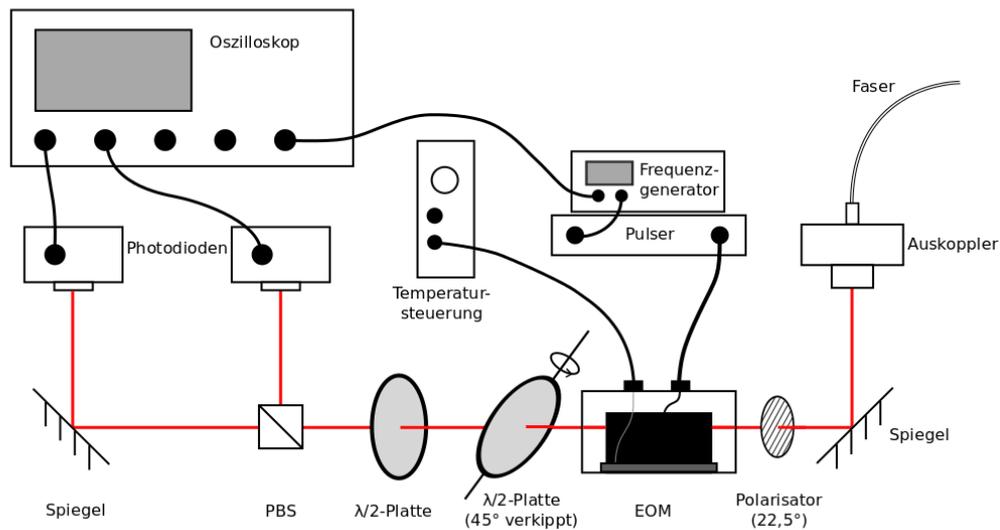


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau

Damit wir beim Anschalten der Spannung eine Drehung der Polarisation um 45° erreichen, muss der Strahl vor dem EOM in einem Winkel von $22,5^\circ$ zu den Eigenachsen des EOMs polarisiert sein, was einer Polarisation von $22,5^\circ$ zur Vertikalen entspricht. Dadurch kann die Polarisation durch Verändern der am EOM anliegenden Spannung von $22,5^\circ$ auf $67,5^\circ$ gedreht werden.

Die Messung der Auslöschung erfolgt hinter den $\frac{\lambda}{2}$ -Platten mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilers (PBS) und zweier schneller Photodioden. Durch den Strahlteiler werden die horizontal und vertikal polarisierten Strahlanteile auf verschiedene Photodioden gelenkt.

Da der Strahlteiler fest parallel zur Tischoberfläche installiert ist verwenden wir eine weitere $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, deren Eigenachse um $11,25^\circ$ zur Vertikalen verstellt ist, um die Polarisation in die H/V-Basis zu drehen. Für Messungen in der zweiten Basis wird eine dritte $\frac{\lambda}{2}$ -Platte dahinter gesetzt, deren Eigenachse bei $22,5^\circ$ zur Vertikalen liegt.

Da die von den Photodioden ausgegebene Spannung proportional zur Intensität des einfallenden Lichtstrahls ist, kann daraus mit (2.24) die Auslöschung berechnet werden.¹

¹Die Polarisation wurde jeweils so gedreht, dass der ausgelöschte Anteil am Strahlteiler transmittiert wird. Dadurch erreicht der Strahlteiler eine bessere maximale Auslöschung von über 1 : 5000.

3.1 Messung der maximalen Polarisationsgenauigkeit

Um herauszufinden, wie genau wir mit der neuen Konfiguration die Polarisation zwischen den beiden Basen (H/V und 45°) umschalten können, wird der Versuchsaufbau zunächst mit einem Polarimeter ² so eingestellt, dass die Polarisation beim Anschalten der Spannung so genau wie möglich von 0° auf 45° gedreht wird. Danach wird mit dem Strahlteiler die in dieser Konfiguration erreichte Auslöschung bestimmt. Die Messungen der optimalen Auslöschung (ohne an der Spannung oder den optischen Bauteilen etwas zu verändern) ergaben folgende Werte:

Schaltung	Messbasis	Auslöschung	Winkelfehler
Spannung aus	H/V	1 : (1170 ± 40)	$(1,68 \pm 0,03)^\circ$
Spannung an	45°	1 : (1230 ± 20)	$(1,63 \pm 0,02)^\circ$

Die Messung erfolgte dabei durch Mittelung der Spannungen über einen Zeitraum von $5\mu s$. Da die Photodioden erst nach circa $100\mu s$ einen konstanten Wert anzeigen, wird die Messung erst $200\mu s$ nach dem Einsetzen eines $280\mu s$ langen Pulses durchgeführt. Zur Fehlerbestimmung wird die Auslöschung dabei für circa $30s$ (bei kontinuierlicher Einstrahlung von Pulsen mit einer Frequenz von $100Hz$) beobachtet und die maximalen und minimalen Werte in diesem Zeitraum angegeben. Der Winkelfehler wird nach Gleichung (2.28) berechnet.

Aufgrund der Störungen im Photodiodensignal lässt sich leider keine genaue Aussage über die Schaltgeschwindigkeit des EOMs machen. Es lässt sich jedoch abschätzen, dass die Antwortzeit des Pulsgenerators im Bereich der Herstellerangabe von etwa $100ns$ liegt.

3.2 Langzeitmessung der Auslöschung

Da der EOM später einmal fest in das Gesamtexperiment eingebaut werden soll, interessiert uns unter anderem, wie gut eine einmal eingestellte Polarisation über längere Zeit erhalten bleibt.

Bei Untersuchung des Polarisationsgrades unter konstant angelegter Gleichspannung zeigt sich, dass sich die Auslöschung über einen Zeitraum von circa 20 Stunden stetig verschlechtert. Der Verlauf der Auslöschung ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Da der Versuchsaufbau zum Zeitpunkt der Messung noch nicht ideal konfiguriert war, ist die zu Beginn eingestellte Auslöschung deutlich geringer

²Modell PAX5710IR1 der Firma Thorlabs, Inc.

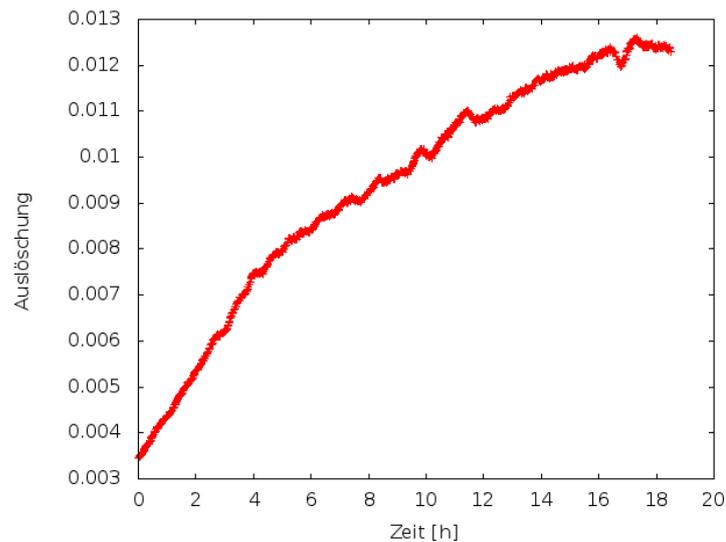


Abbildung 3.2: Entwicklung der Auslöschung über eine Dauer von 20 Stunden

als die in Kapitel 3.1 gemessene. Trotzdem ist das gezeigte Verhalten repräsentativ, bei einer besseren Einstellung wäre der Effekt jedoch wahrscheinlich noch deutlicher.

Dies deckt sich mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen desselben EOMs (vergleiche [10]) und ist auf eine langsame Polarisation des Kristalls durch die angelegte Gleichspannung zurückzuführen. Dieser Effekt wird auch in [9] beschrieben und in [8] erwähnt.

Da die STIRAP-Pulse, für die der EOM eingesetzt werden soll, nicht länger als einige hundert Nanosekunden sind, können wir das Problem umgehen, indem wir nur alle 100s einen $280\mu\text{s}$ langen Puls an den Verstärker schicken und währenddessen die Auslöschung bestimmen. Der Tastgrad dieser Messung beträgt $2,8 \cdot 10^{-4}\%$, wodurch keine Polarisation mehr zu erwarten ist. In dieser Konfiguration bleibt die Auslöschung in einem Rahmen von $\pm 10\%$ über 40 Stunden konstant, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

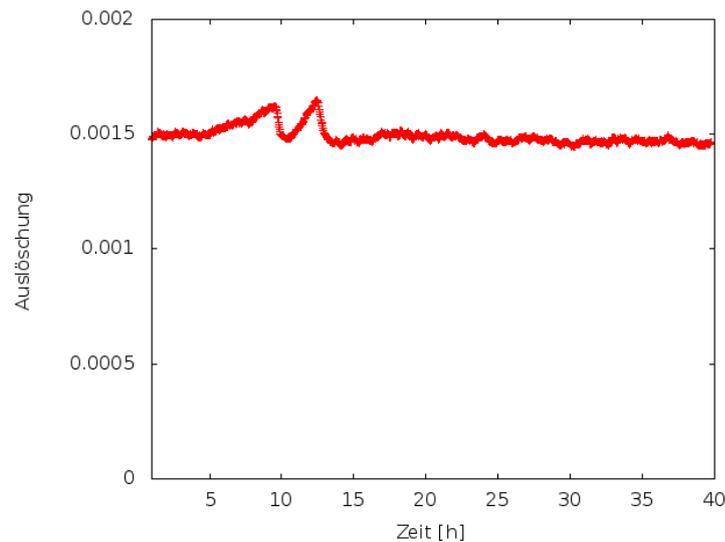


Abbildung 3.3: Stabilität der Auslöschung über einen Zeitraum von 40 Stunden

3.3 Piezoelektrische Effekte in unserem Kristall

Eines der wichtigsten Kriterien für den Einsatz des EOMs ist die Zeit, welche er zum Einstellen der gewünschten Polarisation benötigt. Daher ist das Verhalten der Polarisation kurz nach dem Einschalten der Spannung für uns besonders wichtig.

Beim Untersuchen der Schaltflanken an unserem EOM bemerken wir jedoch, dass die von den Photodioden ausgegebene Spannung nach dem Anschalten des Spannungspulses für circa $100\mu s$ mit einer Amplitude von circa $2mV$ um den Mittelwert schwanken. Da die Spannung an der ausgelöschten Photodiode bei einer Auslöschung von 1 : 1000 nur circa $1,5mV$ beträgt, wird durch diese Schwankungen ein sinnvoller Einsatz des EOMs unmöglich. Die Schwankungen scheinen eine Überlagerung von mehreren Frequenzen zu sein, jedoch hat der dominante Anteil eine Frequenz von $2MHz$ (vergleiche Abbildung 3.4, oberes Bild).³

Um mögliche Probleme bei der Impedanzanpassung des Treibers an den EOM auszuschließen, wurden verschiedene Kombinationen von Abschlusswiderständen oder Kondensatoren ausprobiert. Da sich die Störungen dadurch

³Zudem war für direkt nach dem Einschalten der Spannung ein starkes Überschwingen der Spannung um anfangs circa $60mV$ zu erkennen. Dieser Effekt ist jedoch auf die Photodiode zurückzuführen und ist bereits nach $15ns$ größtenteils abgeklungen.

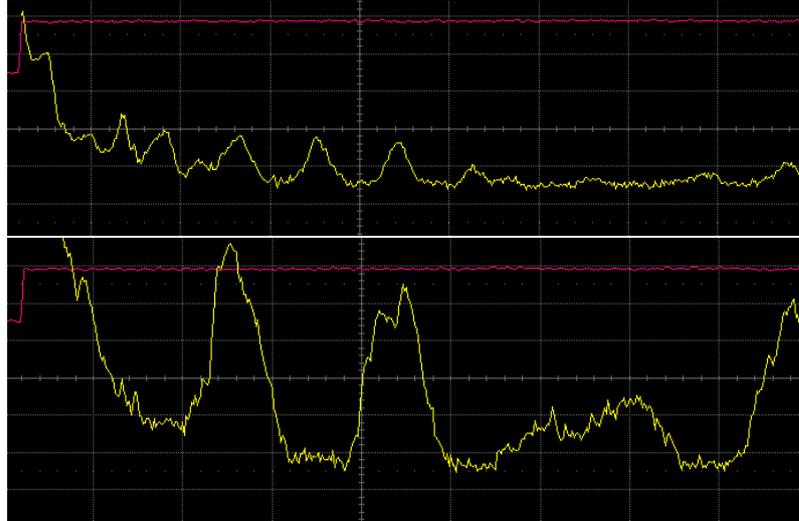


Abbildung 3.4: Akustische Störungen kurz nach dem Anschalten des Pulses. Das erste Bild ist bei maximaler Auslöschung aufgenommen, für das zweite Bild wurde der Phasenoffset über die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte leicht erhöht. Horizontale Skala: 1 Kästchen $\hat{=}$ $500ns$. Vertikale Skala: 1 Kästchen $\hat{=}$ $2mV$.

nicht beeinflussen lassen muss der Effekt im Inneren des Kristalls selber stattfinden.

Aufgrund der Größenordnung der Frequenz und des Abklingverhaltens vermuten wir, dass sich der Kristall beim schnellen An- und Abschalten der Spannung piezoelektrisch verformt und dabei zu akustischen Schwingungen angeregt wird [5, 17].

Laut der Herstellerfirma ist der Kristall in unserem Elektrooptischen Modulator $3 \times 3 \times 20mm^3$ groß. Mit der Schallgeschwindigkeit in Lithiumniobat, die nach [16] $3,7 \cdot 10^3 \frac{m}{s}$ transversal zur optischen Achse und $7,5 \cdot 10^3 \frac{m}{s}$ longitudinal dazu beträgt, können wir dann über Gleichung (2.31) die erwarteten akustischen Frequenzen bestimmen.

$$f_{res} = \frac{1}{T_{res}} = \frac{c_s}{d} \quad (3.2)$$

Dies ergibt Werte von $1,2MHz$ transversal und $375kHz$ longitudinal zur optischen Achse.

Bei näheren Untersuchungen der Störungen fällt auf, dass bei leichtem Verstellen des Aufbaus aus der idealen Konfiguration (zum Beispiel durch Verändern des Phasenoffsets oder der Spannung des Schaltimpulses) immer abwech-

selnd ein Bauch der Störschwingung wächst, während die beiden benachbarten Bäuche verschwinden (siehe Abbildung 3.4, unteres Bild). Dies erklärt sich dadurch, dass am Punkt idealer Auslöschung eine Veränderung des Brechungsindex in beide Richtungen die Auslöschung verschlechtert, während abseits des Optimums beispielsweise eine Vergrößerung des Brechungsindex zu einer Verschlechterung der Auslöschung führt und eine Verkleinerung zu einer Verbesserung der Auslöschung.

Da die von den Photodioden ausgegebene Spannung proportional zur Intensität des Lichtes, d.h. zum Quadrat der Amplitude ist, entsprechen die größten am Punkt maximaler Auslöschung sichtbaren Störungen jeweils den quadrierten Minima und Maxima der akustischen Schwingung. Die tatsächliche Frequenz kann also nur beobachtet werden, wenn die Polarisation leicht neben der optimalen Polarisation liegt, und ist mit circa $1MHz$ nur halb so groß wie ursprünglich angenommen.

Dies passt im Rahmen der Schätzungsgenauigkeit zu dem theoretischen Wert für eine transversale akustische Schwingung von $1,2MHz$.

Um die akustischen Resonanzfrequenzen unseres Kristalls genauer zu bestimmen, wird er direkt an einen Frequenzgenerator angeschlossen und eine sinusförmige Spannung mit Amplitude $8V$ angelegt. Die Frequenz wird dabei von $100kHz$ bis $10MHz$ variiert, wobei die Veränderung des Diodensignals beobachtet wird.⁴

Bei den Frequenzen $1,03MHz$, $3,57MHz$ und $5,77MHz$ ⁵ zeigt sich jeweils ein für die Überlagerung zweier Wellen gleicher Frequenz typischer Resonanzeffekt. Da wir von den akustischen Wellen erwarten, dass ihre Amplitude im Bereich der Resonanz deutlich zunimmt und dass sich die Phase beim Überqueren der Resonanz um π verschiebt, sind Veränderungen sowohl der Phase als auch der Amplitude der Diodenspannung anzunehmen.

Das beobachtete Resonanzverhalten lässt sich grob in drei Phasen unterteilen:⁶

1. Etwa $200kHz$ unterhalb Hauptresonanzfrequenz verschiebt sich die Phase der Gesamtschwingung auf der Zeitachse nach vorne, dabei nimmt die registrierte Amplitude circa 10% zu. Anschließend verschiebt sich die Phase wieder nach hinten, während die Amplitude weiter steigt.

⁴Die Polarisation ist hierbei wieder etwas vom Optimum verstellt, um Auslenkungen in beide Richtungen registrieren zu können.

⁵Die hier angegebenen Frequenzen geben das absolute Amplitudenmaximum an. Das beschriebene Resonanzverhalten erstreckt sich jeweils über einen Bereich von mehreren hundert kHz .

⁶Die hier genannten Prozentwerte und Frequenzen beziehen sich auf die erste Resonanz bei $1030kHz$, da diese am deutlichsten ausgeprägt war.

2. Beim Erreichen der Hauptresonanz verschiebt sich die Phase weiter nach hinten, die Amplitude ist um bis zu 80% überhört.
3. Nach der Hauptresonanz verschiebt sich die Phase auf der Zeitskala noch weiter nach hinten und die Amplitude nimmt wieder ab. Bevor sich die Phase wieder ganz zurück nach vorne verschiebt, sinkt die Amplitude unter den vorherigen Wert ab, steigt jedoch danach wieder an.

Sieht man von der zeitlichen Verschiebung der Phase nach vorne einmal ab, so entspricht dies dem im Nachfolgenden beschriebenen zu erwarteten Verhalten zweier überlagerter Wellen. Die zeitliche Entwicklung ist qualitativ auch in Abbildung 3.5 dargestellt.

1. Für $f \ll f_{res}$ sind akustische und elektrooptische Schwingung in Phase und die Amplitude der akustischen Schwingung ist sehr klein. Nähert sich f der Resonanzfrequenz, so verschiebt sich die Phase der akustischen Schwingung auf der Zeitskala nach hinten und die Amplitude wächst. Geht man davon aus, dass die akustische Schwingung der elektrooptischen entgegenwirkt, so hat dies eine Verschiebung der Gesamtphase nach vorne zur Folge (Abbildung 3.5, erstes Bild).
2. Für $f = f_{res}$ ist der Phasenunterschied $\Delta\phi$ genau $\frac{\pi}{2}$ und die Amplitude der akustischen Schwingung ist maximal. Dadurch erreicht auch die Gesamtamplitude ihr Maximum. Die Phase ist gegenüber der Phase der elektrooptischen Schwingung zeitlich nach hinten verschoben (Abbildung 3.5, zweites Bild).
3. Für $f > f_{res}$ liegt der Phasenunterschied zwischen akustischer und elektrooptische Schwingung zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π , die Amplitude nimmt wieder ab. Dadurch verschiebt sich die Phase der Gesamtschwingung zuerst weiter nach hinten. Da die beiden Schwingungen für $\Delta\phi \approx \pi$ fast gegenphasig schwingen, kann die Gesamtamplitude je nach Amplitudenverhältnis kleiner werden als die Amplitude der reinen elektrooptischen Schwingung (Abbildung 3.5, drittes Bild). Für $f \gg f_{res}$ verschwindet der Einfluss der akustischen Schwingung und Amplitude und Phase werden wieder nur durch die elektrooptische Schwingung bestimmt.

Das Verschieben der Gesamtphase zeitlich vor die elektrooptische Schwingung kann leider hierdurch nicht erklärt werden, die anderen Effekte stimmen jedoch gut mit der Theorie überein. Möglicherweise wurde hier beim Beobachten der Resonanz etwas übersehen oder es treten noch weitere, bisher nicht entdeckte Effekte im Kristall auf.

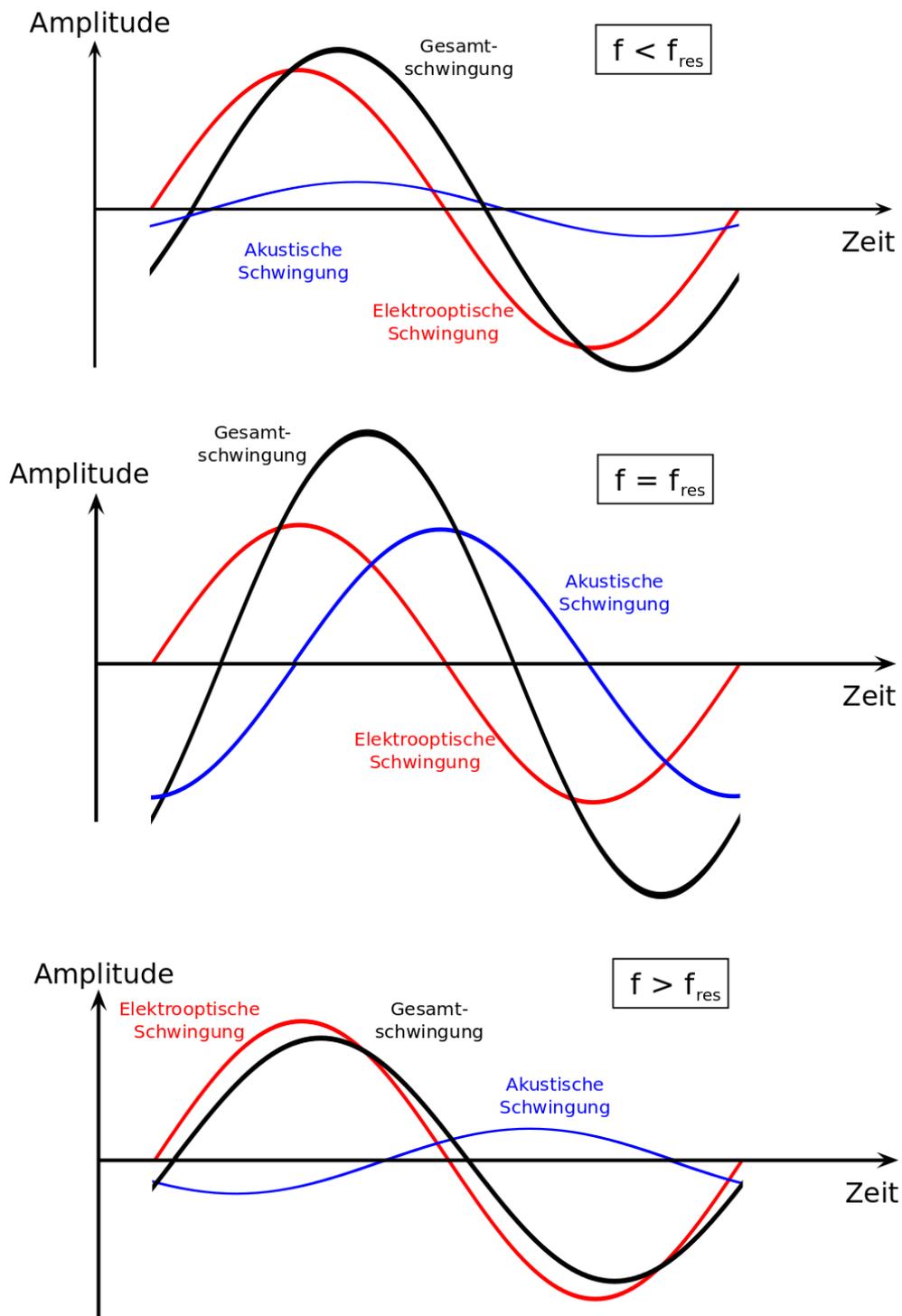


Abbildung 3.5: Amplituden- und Phasenbeziehung zwischen akustischer und elektrooptischer Schwingung beim Überqueren der Resonanz.

Es scheint jedoch sicher, dass die akustischen Effekte die Ursache unserer Probleme sind. Interessant wäre es jedoch auch zu wissen, mit welcher Verzögerung nach dem Anschalten der Spannung die akustischen Störungen einsetzen. Eine genauere Untersuchung ist jedoch mit unserem Aufbau nicht möglich, da das Überschwingen der Photodioden den Effekt überlagert.

3.4 Vergleich mit einem integrierten Faser-EOM

Um zu untersuchen, ob die beobachteten akustischen Effekte auch bei anderen elektrooptischen Modulatoren auftreten, haben wir zum Vergleich einen integrierten Faser-Amplitudenmodulator in unseren Versuchsaufbau eingebaut (siehe Abbildung 3.6). Der Faser-EOM wurde von der Firma Guided Color Technologies hergestellt und arbeitet mit einer deutlich geringeren Halbwellenspannung von unter 5V. Er kann daher ohne Hochspannungstreiber betrieben werden.

Der verwendete Kristall ist ebenfalls Lithiumniobat, jedoch in einer Konfiguration zur Amplitudenmodulation als Mach-Zehnder-Interferometer (vergleiche Abbildung 2.5).

Da es sich um einen reinen Amplitudenmodulator handelt, wird die Auslöschung nach Gleichung (2.29) berechnet, wobei die gemessenen Intensitäten durch die mit der zweiten Photodiode gemessene Kontrollspannung U_k normiert werden:

$$A = \frac{I_{Min}}{I_{Max}} = \frac{U_{Min} \cdot U_{k,Max}}{U_{Max} \cdot U_{k,Min}} = 1 : 241 \quad (3.3)$$

Beim Untersuchen der Schaltflanken waren hier keine Störungen zu erkennen. Außer dem Überschwingen durch die Photodioden waren keine Schwankungen zu sehen (vergleiche Abbildung 3.7). Möglicherweise liegt dies an der Größe des Kristalls innerhalb des integrierten Amplitudenmodulators, da sich dadurch die Resonanzfrequenzen verändern.

Somit ist gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist, einen elektrooptischen Modulator zu bauen, der keine Probleme durch akustische Schwingungen aufweist. Die Bauweise als Faser-EOM hat jedoch einige andere Nachteile. Das größte Problem ist, dass der gesamte Aufbau zur Amplitudenmodulation fest in das Gehäuse des Kristalls eingebaut ist. Dadurch ist es nicht möglich, den integrierten elektrooptischen Modulator zur Drehung der Polarisierung zu verwenden.

Zudem treten beim Einkoppeln in die polarisationserhaltende Single-Mode-Faser des Amplitudenmodulators Intensitätsverluste von etwa 70% auf, wo-

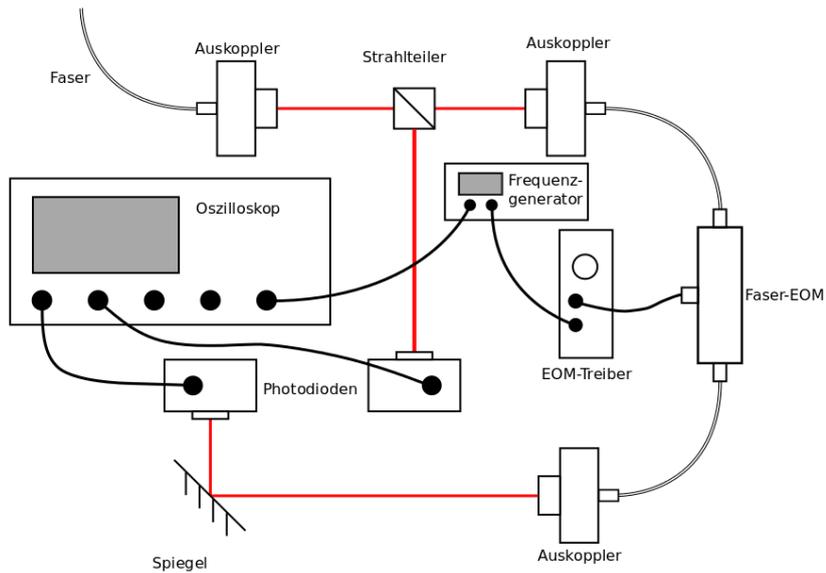


Abbildung 3.6: Versuchsaufbau mit Faser-EOM

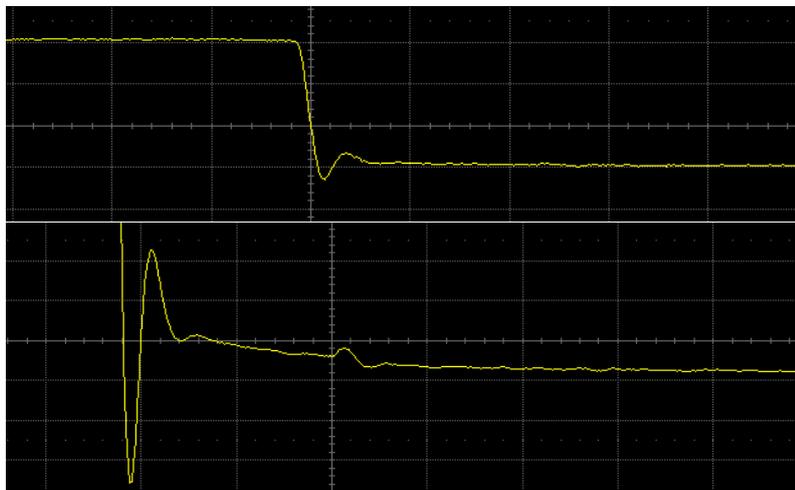


Abbildung 3.7: Schaltflanke beim Anschalten der Spannung am integrierten Amplitudenmodulator. Horizontale Skala: 1 Kästchen = $20ns$; vertikale Skala: oberes Bild: 1 Kästchen = $50mV$, unteres Bild: 1 Kästchen = $5mV$

durch die nötige Gesamtintensität deutlich erhöht wird. Ein weiteres Problem stellt die Stabilisierung der polarisationserhaltenden Fasern dar, da auch deren Doppelbrechung mit der Temperatur schwankt.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die Untersuchungen an unserem elektrooptischen Modulator haben gezeigt, dass es aufgrund der akustischen Effekte nicht möglich ist, mit ihm zuverlässig innerhalb weniger Hundert Nanosekunden zwischen den beiden Messbasen H/V und 45° umzuschalten.

Trotzdem konnten wir belegen, dass mit dem EOM eine Auslöschung von über 1 : 1000 erreicht werden kann, was einer Winkelgenauigkeit von $1,8^\circ$ entspricht. Die Auslöschung ist außerdem über einen längeren Zeitraum stabil, was für einen späteren Dauerbetrieb unabdingbar ist. Die in [10] untersuchte Wirksamkeit der Temperaturkontrolle wurde somit bestätigt und zudem ein Weg gefunden, den dort beschriebenen Transmissionsdrift zu unterbinden.

Beim Untersuchen der Auslöschung kurz nach den Schaltflanken wurden akustische Störungen registriert, deren Ursache in der piezoelektrischen Kontraktion des Kristalls beim An- und Ausschalten der Spannung liegt. Solche Schwingungen können jedoch durch geeignete Dämpfungsmechanismen unterbunden werden, wie beispielsweise in [17] gezeigt wurde. Zudem bieten manche Hersteller elektrooptischer Modulatoren mittlerweile an, die akustischen Resonanzen durch passende Wahl des Materials und geeigneten Zuschnitt des Kristalls zu dämpfen.

Es ist zudem bekannt, dass Lithiumniobat unter den gängigen Materialien für elektrooptische Modulatoren besonders anfällig für akustische Schwingungen ist. Ein Wechsel zu einem Kristall aus einem anderen Material, beispielsweise Beta-Bariumborat, könnte die Probleme bereits beträchtlich begrenzen [5]. Da Beta-Bariumborat jedoch einen kleineren Pockels-Koeffizienten als Lithiumniobat besitzt, führt dies wahrscheinlich zu einer Erhöhung der Halbwellenspannung.

Obwohl der zum Vergleich verwendete integrierte Amplitudenmodulator keine akustischen Störungen zeigte, ist die Verwendung eines solchen keine Lösung für unsere Probleme. Da der Aufbau zur Amplitudenmodulation fest in den Faser-EOM eingebaut ist, kann er nicht zur Änderung der Polarisation verwendet werden. Zudem erschweren die hohen Verluste beim Einkoppeln in die Faser einen Einsatz mit geringer Eingangsintensität.

Hat man einen Modulator gefunden, bei welchem die akustischen Resonanzen unterdrückt sind, so muss als nächster Schritt untersucht werden, ob diese Einschränkung der akustischen Schwingungen eine Verschlechterung anderer Qualitäten des EOMs zur Folge hat, beispielsweise der maximalen Auslöschung oder der Schaltgeschwindigkeit.

Ein weiterer Lösungsansatz könnte darin liegen, den verwendeten Kristall zu vergrößern. Da der Einsetzzeitpunkt der akustischen Störung mit der Größe des Kristalls zunimmt [14], könnten die akustischen Störungen dadurch auf der Zeitskala soweit nach hinten verschoben werden, dass sie erst nach der für uns relevanten Zeitspanne von circa $500ns$ einsetzen.

Literaturverzeichnis

- [1] BASS, Michael ; VAN STRYLAND, Eric ; WILLIAMS, David ; WOLFE, William: *Handbook of Optics*. Bd. 2. 2. Auflage. McGraw-Hill, Inc., 1995
- [2] BASSERAS, P ; MILLER, RJD ; GRACEWSKI, SM: Theoretical-analysis of acoustic transients in lithium-niobate electrooptic modulators. In: *Journal of Applied Physics* 69 (1991), JUN 1, Nr. 11, S. 7774–7781. – ISSN 0021–8979
- [3] BELL, J.S.: On the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox. In: *Physics* 1 (1964), Nr. 195
- [4] CLAUSER, J F. ; SHIMONY, A: Bell’s theorem. Experimental tests and implications. In: *Reports on Progress in Physics* 41 (1978), Nr. 12, 1881. <http://stacks.iop.org/0034-4885/41/i=12/a=002>
- [5] GOODNO, GD ; GUO, Z ; MILLER, RJD ; MILLER, IJ ; MONTGOMERY, JW ; ADHAV, SR ; ADHAV, RS: Investigation of Beta-BAB2O4 as a Q switch for high power applications. In: *Applied Physics Letters* 66 (1995), MAR 27, Nr. 13, S. 1575–1577. <http://dx.doi.org/10.1063/1.113675>. – DOI 10.1063/1.113675. – ISSN 0003–6951
- [6] GRIFFITHS, D.J.: *Introduction to electrodynamics*. 3. Auflage. Pearson Education, Inc., 2008
- [7] HENKEL, F. ; KRUG, M. ; HOFMANN, J. ; ROSENFELD, W. ; WEBER, M. ; WEINFURTER, H.: Highly Efficient State-Selective Submicrosecond Photoionization Detection of Single Atoms. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), Dec, 253001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.253001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.105.253001
- [8] HIRRSCHMANN, E.: ELECTRO-OPTIC AND MAGNETO-OPTIC MODULATORS. 1967. – Forschungsbericht
- [9] JENOPTICS, Optical Systems G.: *Integrated-optical modulators Technical information and instructions for use*

- [10] LEHNER, Florian: *Aufbau und Analyse eines elektrooptischen Modulators zur schnellen Polarisationschaltung*. Juli 2011
- [11] MESCHÉDE, D.: *Optik, Licht und Laser*. Teubner, 2005 (Teubner Studienbücher). <http://books.google.de/books?id=nGo8HKB4qCwC>. – ISBN 9783519132486
- [12] ROSENFELD, Wenjamin ; WEBER, Markus ; VOLZ, Juergen ; HENKEL, Florian ; KRUG, Michael ; CABELLO, Adan ; ZUKOWSKI, Marek ; WEINFURTER, Harald: Towards a Loophole-Free Test of Bell's Inequality with Entangled Pairs of Neutral Atoms. In: *Advanced Science Letters* 2 (2009), DEC, Nr. 4, SI, S. 469–474. <http://dx.doi.org/10.1166/asl.2009.1059>. – DOI 10.1166/asl.2009.1059. – ISSN 1936–6612
- [13] THORLABS, Inc.: *Electro-Optic Amplitude Modulator Operating Manual EO-AM-NR-Cx*. <http://www.thorlabs.de/Thorcat/15900/15956-D02.pdf>, 2012
- [14] VEESER, H ; BOGNER, U ; EISENMENGER, W: Analysis of acoustic transients in pulse response of linear electro-optic effect. In: *Physica Status Solidi A-Applied Research* 37 (1976), Nr. 1, S. 161–170. <http://dx.doi.org/10.1002/pssa.2210370121>. – DOI 10.1002/pssa.2210370121. – ISSN 0031–8965
- [15] VOLZ, Jürgen ; WEBER, Markus ; SCHLENK, Daniel ; ROSENFELD, Wenjamin ; VRANA, Johannes ; SAUCKE, Karen ; KURTSIEFER, Christian ; WEINFURTER, Harald: Observation of Entanglement of a Single Photon with a Trapped Atom. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), Jan, 030404. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.030404>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.030404
- [16] WACHTER, Wolfgang: *Neue Materialien aus metallorganischen Vorstufen*, Diss., 1997
- [17] WANG, XD ; BASSERAS, P ; MILLER, RJD ; SWEETSER, J ; WALMSLEY, IA: Regenerative pulse amplification in the 10-kHz range. In: *Optics Letters* 15 (1990), AUG 1, Nr. 15, S. 839–841. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.15.000839>. – DOI 10.1364/OL.15.000839. – ISSN 0146–9592

Erklärung

Mit der Abgabe dieser Bachelorarbeit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, den 4. Juni 2012

Jonathan Rohland