

Versuch 4.10: Akusto-optischer Modulator

Praktikanten: Carl Böhmer, Maxim Singer

Betreuer: Georg Heinze

Durchführung: 30.05.2011

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	2
1.1 Akusto-optischer Effekt	2
1.2 Betriebsregimes vom AOM	5
1.3 Impedanzanpassung	6
1.4 Doppelpasskonfiguration	6
1.5 Schwebung	7
1.6 Lissajousfiguren	7
2 Ziel des Versuches	9
3 Versuchsaufbau	9
4 Durchführung	13
4.1 Messung der Beugungseffizienz	13
4.2 Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Winkels	14
4.3 Laserpulse	16
4.4 Frequenzschieber	17
4.5 Lissajousfiguren	18
5 Auswertung	20
5.1 Eichung der Kontrollspannung	20
5.2 Peaks im Gesamtspektrum	22
5.3 Beugungseffizienz	23
5.4 Beugungseffizienz in Abhängigkeit vom Winkel	27
5.5 Pulsverläufe	30
5.6 Schallgeschwindigkeit	31
5.7 AOM Regime	31
6 Fazit	32
7 Quellen	33
8 Eigenständigkeitserklärung	33

1 Grundlagen

1.1 Akusto-optischer Effekt

Bei der akusto-optischen Modulation handelt es sich um eine Wechselwirkung von Lichtwellen mit Schallwellen beziehungsweise von Photonen mit Phononen.

Damit wird deutlich, dass man den akusto-optischen Effekt auf zwei Arten beschreiben kann.

Realisiert wird diese Modulation durch ein Medium (beispielsweise ein Kristall), in dem Schallwellen propagieren und auf welches das zu modellierenden Licht fällt. Betrachtet man den Wellencharakter von Licht und Schall, so kann man das von ebenen Schallwellen erfüllte Medium von den Lichtwellen aus gesehen als optisches Gitter auffassen. Denn die Schallwellen sorgen einerseits für mit ihrer Wellenlänge periodischen Dichtefluktuations im Medium die mit einer ebenso periodischen Brechungsindexvariation einhergehen, andererseits breiten sich die Lichtwellen mit einer mehrere Größenordnungen höheren Geschwindigkeit aus als der Schall, weswegen für das Licht das Gitter statisch wirkt. Ist dieses Gitter als dickes Gitter anzusehen (d.h. es handelt sich um einen Betrieb im Bragg-Regime), so lässt sich neben einem unabgelenkt durch das Medium propagierenden Lichtstrahl (0. Beugungsordnung) noch eine 1. Beugungsordnung beobachten. Dabei handelt es sich um die erste Beugungsordnung gemäß der Braggreflexion, dass heißt für den Winkel Θ zwischen Schallwellenfront und Wellenvektor des einfallenden und reflektierten Lichtes muss gelten: $2\lambda_S \sin\Theta = \lambda_L$, mit λ_S der Schallwellenlänge, welche den Gitterebenenabstand bei dieser Reflexion charakterisiert, und λ_L der Wellenlänge des Lichtes. Nur wenn diese Braggbedingung erfüllt ist, kann die maximale Beugungseffizienz in die erste Ordnung erreicht werden. Herleiten lässt sie sich mithilfe Abb. 1. Die an den beiden Schallwellenfronten gestreuten Teilstrahlen überlagern sich dann konstruktiv, wenn der Gangunterschied $\Delta s = 2\delta$ gerade einem ganzzahligen der Wellenlänge $n \cdot \lambda_L$ entspricht. Dabei gilt $\delta = \lambda_S \sin\Theta$, woraus sich die erwähnte Braggbedingung für $n=1$ ergibt.

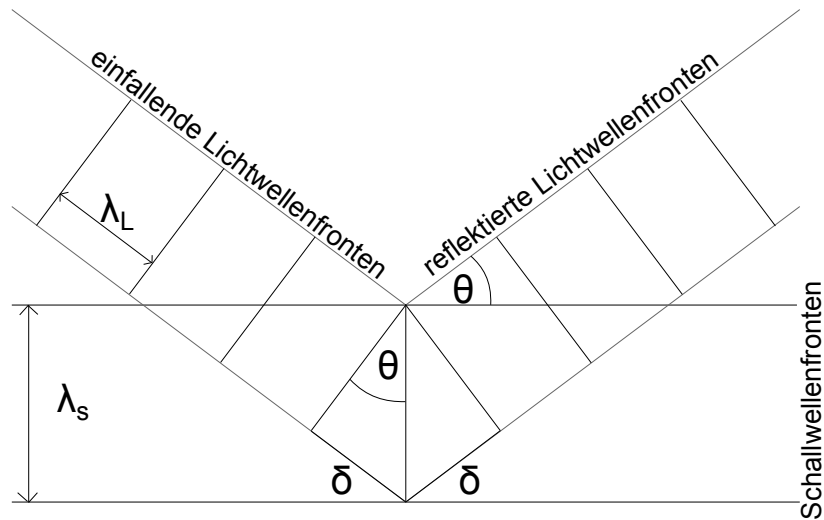


Abbildung 1: Braggreflexion an den als Reflexionsebenen aufgefassten Schallwellenfronten

Wie weiter oben erwähnt ist auch eine Betrachtung im Teilchenbild möglich, bei dem die Schallwelle als Phonon quantisiert wird. Dabei gilt die Energieerhaltung $hf_{L,vor} \pm hf_S = hf_{L,nach}$ ($f_{L,vor/nach}$: Frequenz vor/nach dem Stoß mit dem Phonon, dessen Frequenz f_S ist), sowie die Impulserhaltung $\hbar\vec{k}_{L,vor} \pm \hbar\vec{k}_S = \hbar\vec{k}_{L,nach}$. Dabei erscheint das Plus bei dieser inelastischen Streuung wenn ein Phonon vernichtet wird, und ein Minus wenn eines erzeugt wird. Es wird also auch die Frequenz und Wellenlänge des Lichtes um die der Schallwelle geändert. Näherungsweise lässt sich $|\vec{k}_{L,vor}| = |\vec{k}_{L,nach}|$ setzen, da der Impuls des Phonons sehr viel kleiner ist als der der Photonen, und so führt diese Betrachtung auf die gleiche Winkelabhängigkeit wie die Bragg-inspirierte.

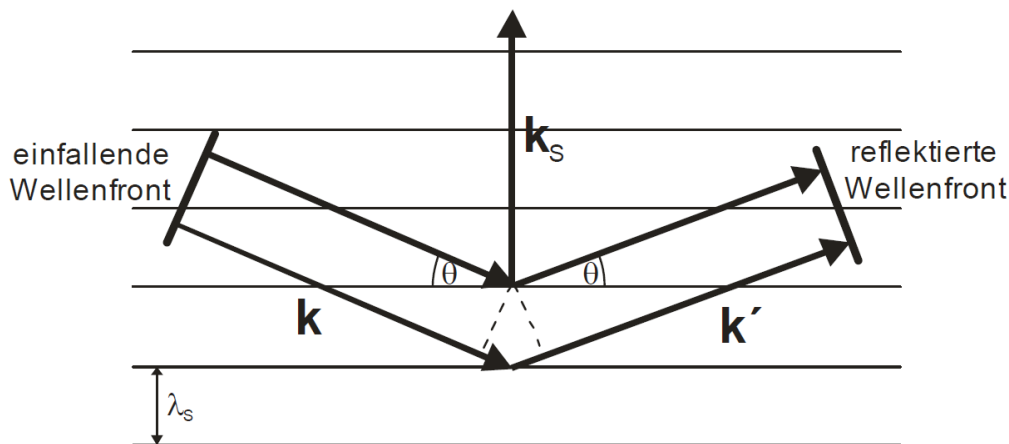


Abbildung 2: Photon-Phonon Wechselwirkung mit k_s dem Wellenvektor des Phonons und k und k' den Wellenvektoren des einfallenden und gestreuten Photons

Über einen piezoelektrischen Aktor an der einen Seite des Kristalls wird im Kristall die Schallwelle erzeugt, ihm gegenüber ist ein Schallabsorber angebracht, um eine Reflexion der Schallwelle zu verhindern. Würde sie reflektiert können stehende Wellen entstehen, was bedeutet, dass sich die Brechungsindexmodulationen zeitlich wegmitteln und keine Ablenkung des Laserstrahls mehr erfolgen würde.

Für den Fall, dass es sich um einen AOM-Betrieb im Raman-Nath-Regime handelt (vereinfacht als „dünner“ AOM bezeichnet), treten neben der ersten Beugungsordnung noch weitere auf, da dann Beugung wie an einem Transmissionsgitter stattfindet und nicht wie bei der Reflexion an den Gitterebenen. Unter dem Winkel Θ_a ist ein Reflex zu sehen, wenn die Gitterbedingung $\lambda_S(\sin\Theta_a - \sin\Theta_e) = m \cdot \lambda_L$ erfüllt ist, wobei Θ_e den Winkel des einfallenden Lichtes angibt und m eine ganze Zahl ist.

1.2 Betriebsregimes vom AOM

Wie oben erwähnt, existieren zwei Betriebsregimes für AOMs: das Bragg- und das Raman-Nath-Regime. Man kann es sich jedoch nicht wie zuvor beschrieben so einfach machen, und eine gewisse Dicke des AOMs als entscheidendes Kriterium für das Regime anbringen. Als sinnvoll hat sich eine Betrachtung der Zahl $\rho = \lambda_L^2 / (\lambda_S n n_1)$ erwiesen, wobei n den mittleren Brechungsindex des Mediums angibt und n_1 die Amplitude der Brechungsindexmodulation. Ist dieser Wert kleiner oder gleich 1, arbeitet der AOM im Raman-Nath-Regime und vergleichsweise viel Energie wird in die höheren Beugungsordnungen transferiert. Für $\rho \gg 1$ handelt es sich um das Bragg-Regime, bei dem die Intensitäten der

Beugungsordnungen höher als 1 vernachlässigbar klein sind.

1.3 Impedanzanpassung

Um Leistungsverluste beim Anschluss von Spannungsquellen an Verbraucher zu vermeiden ist eine Abstimmung der komplexen Widerstände dieser beiden aufeinander nötig. Die maximale Leistung wird dabei in den Verbraucher übertragen, wenn der Blindwiderstand der Spannungsquelle gleich dem negativen Verbraucherblindwiderstand ist und die beiden Wirkwiderstände gleich.

1.4 Doppelpasskonfiguration

Bei der Doppelpasskonfiguration passiert das Laserlicht einen AOM zweimal: Nachdem ersten Male wird der abgelenkte Strahl erster Ordnung reflektiert und fällt ein weiteres Mal auf den Modulator. Dabei wird der Strahl wieder in den ursprünglichen zurückreflektiert, da er bei beiden Durchgängen durch den AOM stets um den gleichen Winkel abgelenkt wurde und die Frequenz wird um das Doppelte der Schallfrequenz erhöht.

Zusätzlich wird in den Strahlengang vor dem AOM ein Strahlteiler eingesetzt und zwischen den AOM und den Spiegel eine $\lambda/4$ -Platte. Durch das zweimalige Durchlaufen letzterer wird die Polarisationssebene um 90° gedreht und der Strahl wird am Strahlteiler in eine andere Richtung gelenkt als in die, aus der er als Unmodulierter kam.

Möglich ist es auch, alle Beugungsordnungen zu reflektieren und durch den AOM zurückzuführen, wie es in diesem Versuch durchgeführt wird. Wird der Doppelpass jedoch zur Modulation eingesetzt geschieht dies nur mit der ersten Ordnung. Ein Vorteil hierbei gegenüber dem einfachen Einsatz des AOMs ist in der Bandbreite der Modulation zu sehen. Voraussetzung hierfür ist jedoch der Einsatz besonderer Konstruktionen am Spiegel: eine Linse, deren Brennpunkt im AOM liegt, lässt das Licht stets parallel aus sich auf den Spiegel auftreten und ermöglicht auch das erneute Auftreffen des Lichtes auf den AOM unter dem Winkel um den es abgelenkt wurde. Die Bandbreite der Schallfrequenzen, die für eine effiziente Ablenkung im AOM sorgen (Maß ist hier die FWHM) kann somit über der der einfachen AOM-Anordnung liegen. Für die Anwendung entscheidender ist der Vorteil der Doppelpasskonfiguration, dass der modulierte Strahl immer im Ursprünglichen zurückläuft. Bei einer Änderung der Modulation ist kein Nachjustieren der Anordnung erforderlich, die Strahlage bleibt gleich.

1.5 Schwebung

Werden zwei Schwingungen $y_1 = \hat{y}\sin(\omega_1 t)$, $y_2 = \hat{y}\sin(\omega_2 t)$ überlagert, so ergibt sich eine sogenannte Schwebung

$$\begin{aligned}y &= y_1 + y_2 = \hat{y}(\sin(\omega_1 t) + \sin(\omega_2 t)) \\ &= 2\hat{y}\sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t\right)\cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}t\right),\end{aligned}$$

bei der charakteristischerweise eine relativ langsame Cosinusschwingung der Schwebungsfrequenz $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ die Einhüllende einer sehr viel schnelleren Sinusschwingung mit der Kreisfrequenz $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ darstellt. Wichtig für ein deutliches Auftreten der Schwebung ist, dass sich die Frequenzen nicht zu sehr voneinander unterscheiden.

Die Schwebung zwischen den Strahlen ± 1 . Ordnung ermöglicht es relativ einfach mithilfe eines Photodetektors die Schallfrequenz in einem AOM zu bestimmen. Während die die sehr hohe Frequenz des sichtbaren Lichtes für die Diode nicht zu erkennen ist, ist sie schnell genug um die langsame Schwebungsfrequenz zu erkennen.

1.6 Lissajousfiguren

Wird die x-Koordinate eines Punktes mittels einer Funktion $x = \hat{x}\sin(\omega_x t + \phi_x)$ und die y-Koordinate über eine Funktion $y = \hat{y}\sin(\omega_y t + \phi_y)$ parametrisiert und ist ω_x/ω_y eine rationale Zahl, so ist die daraus entstehende Bahnkurve eine Lissajousfigur. Es ergibt sich daraus eine geschlossene zeitlich stabile Bahn; trifft das Verhältnis nicht ganz eine rationale Zahl entsteht der Eindruck einer Rotation eines dreidimensionalen Liniengebildes.

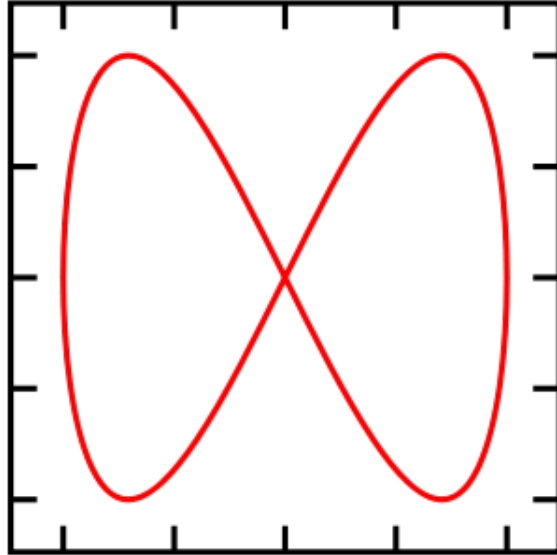


Abbildung 3: Lissajousfigur mit $\omega_x/\omega_y=1/2$

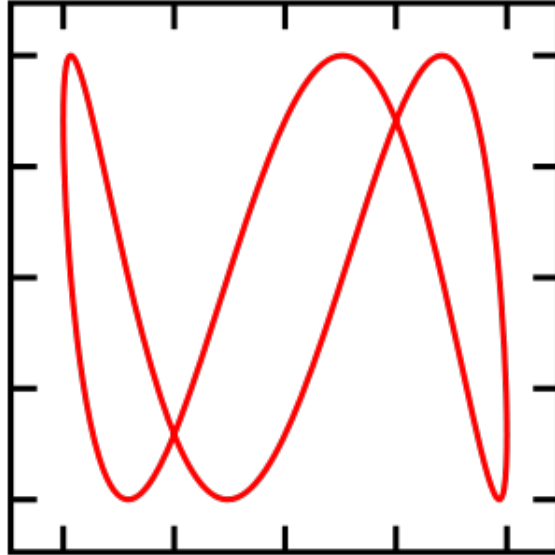


Abbildung 4: Lissajousfigur mit $\omega_x/\omega_y=1/3$ und einer Phasenverschiebung von $\pi/4$

2 Ziel des Versuches

Das Ziel dieses Versuches ist zu verstehen, wie ein AOM funktioniert und welche Feinheiten man bei der Arbeit mit einem AOM beachten muss. Dabei sollten Funktionscharakteristika, wie Beugungseffizienz, quantitativ untersucht werden und abschließend die Schallgeschwindigkeit des AOM-Kristalls bestimmt werden.

3 Versuchsaufbau

Im Laufe des Versuches wurden vier verschiedene Versuchsaufbauten benutzt, die durch die Skizzen (Abb. 5,6,7,8) selbsterklärend sind.

Als Laser diente ein 10 mW Helium-Neon-Laser mit 633 nm Wellenlänge.

Für die Erzeugung von HF-Signalen für AOMs wurden je nach Aufgabe ein oder zwei elektronische Oszillatoren (DRFA10Y), auch VCOs genannt, verwendet. Jedes VCO wird durch einen Funktionsgenerator über einen Frequenzregelungseingang (0-10 V) und Intensitätsregelungseingang (0-5 V) gesteuert. Da

die Ausgangsleistung der VCOs zu klein für den direkten Betrieb von AOMs ist, wird das Signal zuerst durch einen Verstärker (AMPA-B-30) auf die benötigte Leistung gebracht.

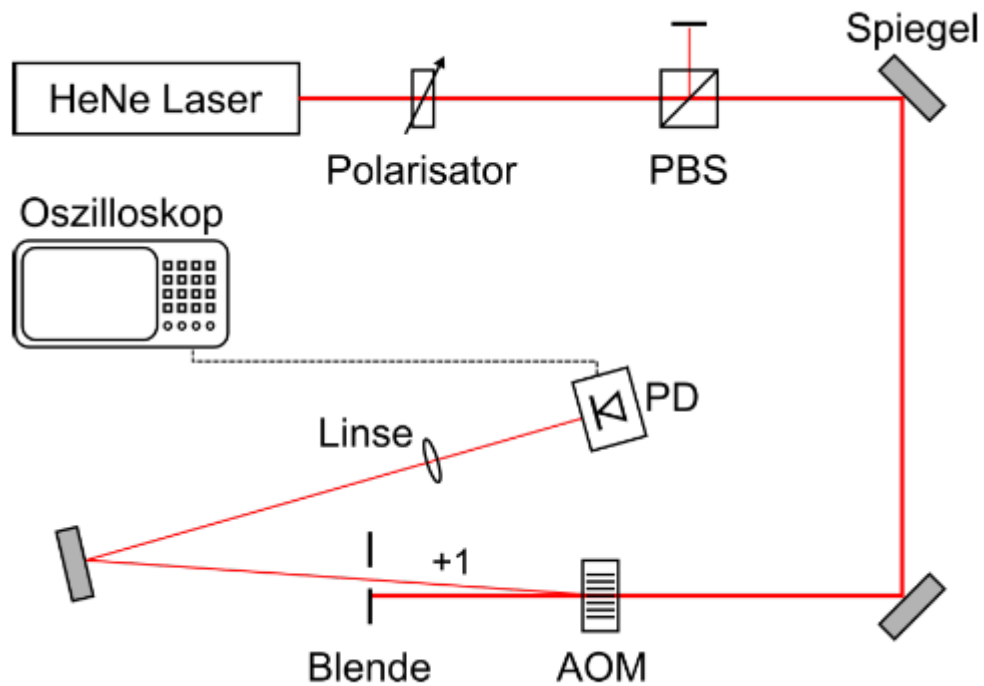


Abbildung 5: Versuchsaufbau zur Messung der Beugungseffizienz in Abhängigkeit von der Intensität der Schallwelle.

Als AOMs wurden zwei baugleiche Modelle MT80-B30A1-VIS verwendet. Diese konnten in zwei Dimensionen fein justiert, so, dass der Laserstrahl direkt durch die vorgesehene Öffnung durchkommt, ohne am Rand zu reflektieren.

Der eingesetzte Photodetektor PDA10A-EC besitzt eine Bandbreite von 150 MHz und wurde verwendet um die Beugungseffizienz zu messen, aber auch zur Aufnahme der einzelnen Laserpulse.

Das vom Photodetektor kommende Signal wurde an Tektronix TDS1001B Oszilloskop betrachtet. Das Gerät hat eine Bandbreite von 40 MHz und wurde zur Spannungsmessung verwendet.

Für die Aufgabe zur Frequenzverschiebung wurde ein Spektralanalysator HA-

MEG HMS1000 verwendet, der Analyse und grafische Darstellung von Signalen mit Frequenz von bis zu 1 GHz erlaubt. Als Signalquelle diente der oben beschriebene Photodetektor. Das Gerät ist mit einem PC verbunden und erlaubt das Abspeichern von Spektren.

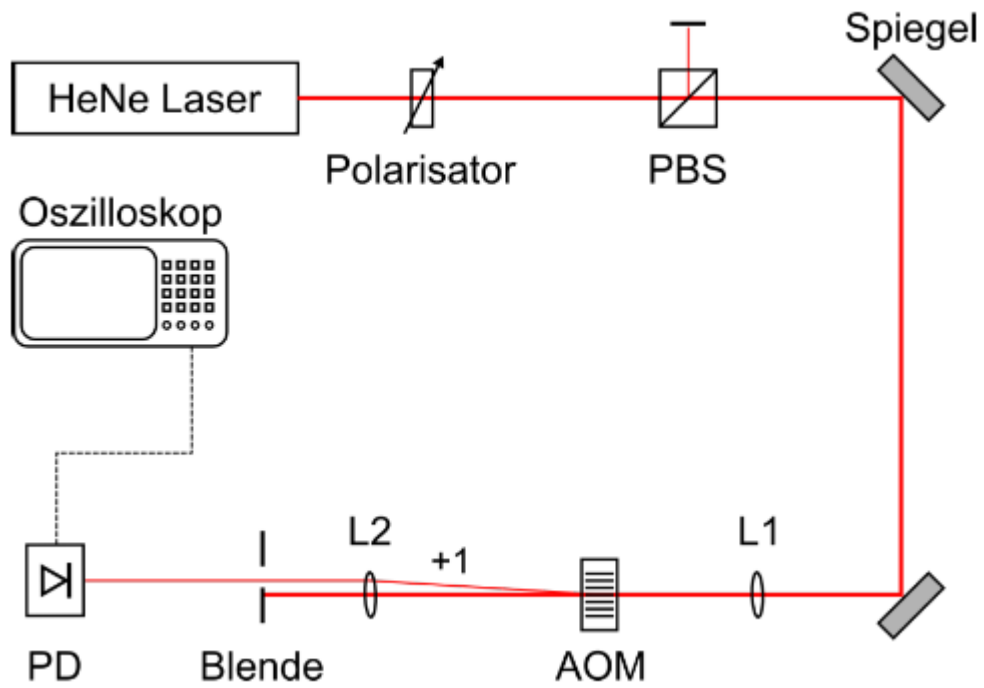


Abbildung 6: Versuchsaufbau zur Pulserzeugung.

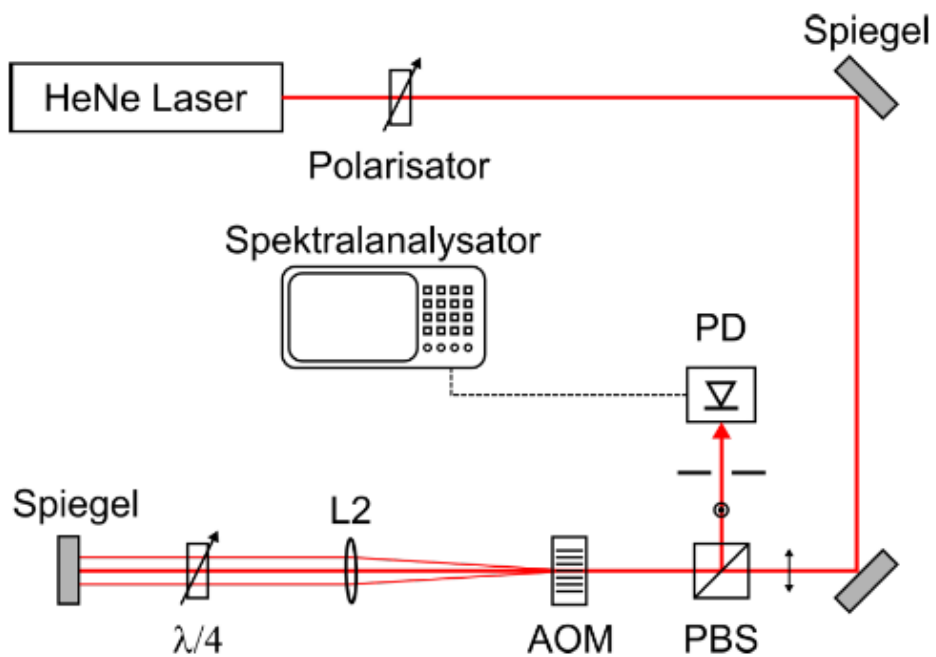


Abbildung 7: Versuchsaufbau in der Doppelpasskonfiguration zur Messung der Frequenzverschiebung.

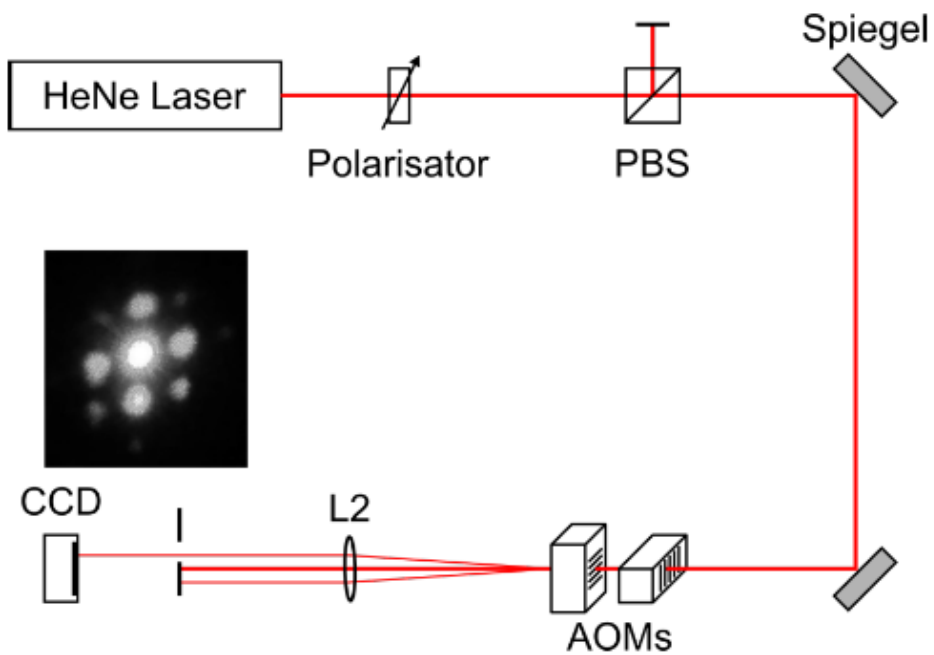


Abbildung 8: Versuchsaufbau zur Erzeugung und Beobachtung von Lissajous-Figuren.

4 Durchführung

4.1 Messung der Beugungseffizienz

Um die Beugungseffizienz zu messen wurde nach dem Aufbau in Abbildung 5 vorgegangen. Die Frequenzspannung wurde dabei auf einen Wert festgesetzt und dann die Modulationsspannung in 0.5 V-Schritten variiert. Gemessen wird die Leistung P_1 der 1. Beugungsordnung mittels des Photodetektors, der diese in Form einer Spannung U ausgibt. Dazu wird die Blende so ausgerichtet und so weit geöffnet, dass genau diese Ordnung auf den Detektor fällt und bei einer Änderung der Frequenzspannung (es wurden die Spannungen 0 V, 5V und 10 V benutzt) der Braggwinkel über ein Verkippen des AOM so angepasst, dass die 1. Beugungsordnung augenscheinlich ihre maximale Intensität erreicht. Zudem wurde vor und nach der Aufnahme der drei Messreihen die Leistung P_0 des durch den AOM hindurchtretenden Laserstrahls bei ausgeschaltetem AOM gemessen. Dabei ergaben sich $P_{0,a} = (9.2 \pm 0.4)$ V und $P_{0,b} = (9.1 \pm 0.1)$ V.

U_M in V	U in V
5	6.05 ± 0.05
4.5	5.75 ± 0.05
4	5.25 ± 0.05
3.5	4.61 ± 0.05
3	3.76 ± 0.05
2.5	2.82 ± 0.05
2	1.97 ± 0.05
1.5	1.17 ± 0.05
1	0.537 ± 0.005
0.5	0.130 ± 0.005

U_M in V	U in V
5	6.7 ± 0.3
4.5	6.1 ± 0.3
4	5.5 ± 0.3
3.5	4.6 ± 0.3
3	3.8 ± 0.1
2.5	2.8 ± 0.05
2	1.85 ± 0.05
1.5	1.10 ± 0.05
1	0.55 ± 0.001
0.5	0.165 ± 0.001

Tabelle 1: Gemessene Spannung in Tabelle 2: Gemessene Spannung in
Abhängigkeit der Modulationsspannung bei $U_F=0$ V. Abhängigkeit der Modulationsspannung
bei $U_F=5$ V.

U_M in V	U in V
5	6.76 ± 0.05
4.5	6.25 ± 0.05
4	5.55 ± 0.05
3.5	4.75 ± 0.05
3	3.77 ± 0.05
2.5	2.79 ± 0.05
2	1.87 ± 0.05
1.5	1.08 ± 0.05
1	0.502 ± 0.005
0.5	0.125 ± 0.005

Tabelle 3: Gemessene Spannung in Abhängigkeit der Modulationsspannung bei $U_F=10$ V.

4.2 Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Winkels

Für diese Messung wurde wieder der Aufbau aus Abb. 5 und konstante Spannung für Modulations- und Frequenzeingang (jeweils 5 V) benutzt. Um den Winkel zwischen der Achse des AOM und dem Strahlengang zu bestimmen, wurde in einem bestimmten Abstand zum AOM vor dem AOM ein mit Millimeterpapier beklebter Schirm platziert, auf dem der Reflex von der Oberfläche des AOM-Kristalls zu erkennen war. Zur Winkelbestimmung wird nun der Abstand d des Reflexes von der Schirmkante sowie der Abstand von diesem zum AOM gemessen. Es wird wiederum die Spannung, die der Photodetektor ausgibt als Maß für die Intensität der 1. Beugungsordnung gemessen.

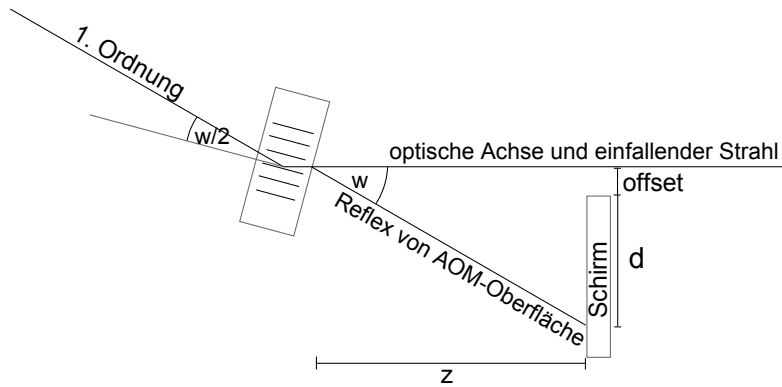


Abbildung 9: Methode zur Bestimmung des Winkels w . Messwerte sind der offset, d sowie z . Die Intensität der 1. Ordnung wird mit dem Photodetektor gemessen.

d in mm	U in V
0	1.39 ± 0.05
1	2.53 ± 0.05
2	6.55 ± 0.05
3	5.45 ± 0.05
4	2.48 ± 0.05
5	0.696 ± 0.005
6	0.239 ± 0.005
7	0.540 ± 0.005
8	0.250 ± 0.005
9	0.163 ± 0.005
10	0.064 ± 0.003
11	0.083 ± 0.005
12	0.187 ± 0.003
13	0.128 ± 0.003
14	0.020 ± 0.002
15	0.026 ± 0.003
16	0.098 ± 0.010

Tabelle 4: Gemessene Spannung in Abhängigkeit der Position des Reflexes auf dem Schirm bei $U_F=U_M=5$ V. Für den tatsächlichen Abstand zur optischen Achse muss noch ein Offset addiert werden.

4.3 Laserpulse

Für diese Aufgabe wird die Frequenzspannung weiterhin konstant gehalten, jedoch die Modulationsspannung mithilfe der im Funktionsgenerator eingebauten Funktion zur Ausgabe eines definierten Rechteckimpulses mit einer ebenso definierten Frequenz von diesem modelliert. Erzeugt werden Pulse mit der Dauer von 500 ms und der Wiederholungsfrequenz von 1 Hz, mit der Dauer von 200 μ s und einer Frequenz von 4 kHz sowie Pulse der Dauer von 1 μ s, die mit einer Frequenz von 500 kHz. Im folgenden sind die Bilder des Oszilloskops von den verschiedenen Pulsen dargestellt.

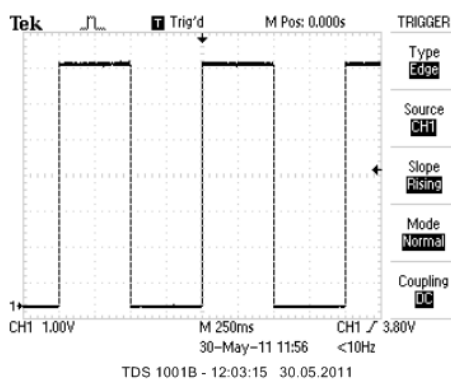


Abbildung 10: $\tau_p = 500ms$, $f_{rep} = 1Hz$

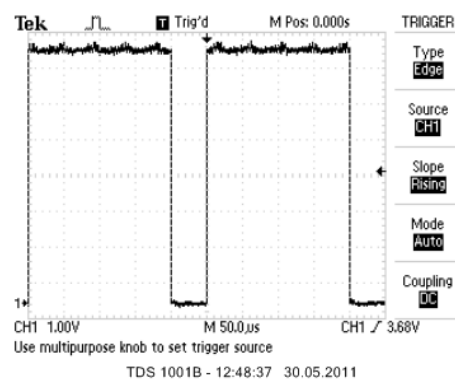


Abbildung 11: $\tau_p = 200\mu s$, $f_{rep} = 4kHz$

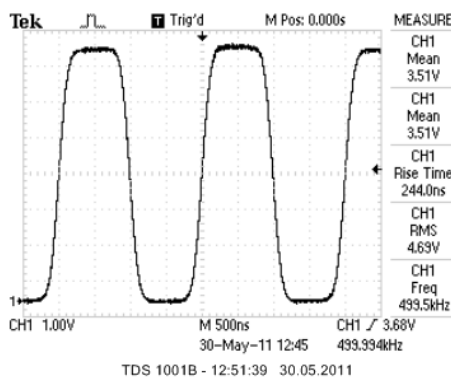


Abbildung 12: $\tau_p = 1\mu s$, $f_{rep} = 500kHz$

Bei den 1 μ s Pulsen ist bereits deutlich die endliche Anstiegszeit des AOMs im Pulsbetrieb zu erkennen zu erkennen.

Im zweiten Teil der Aufgabe sollen bei der Verwendung des Aufbaus der in Abbildung 6 verschiedene Linsencombinationen an den Positionen der Linsen L1 und L2 daraufhin untersucht werden, wie sie die Anstiegszeit des AOM beeinflussen. Der AOM steht dabei stets in den Brennpunkten beider Linsen. Dabei

wurden für die verwendeten Linsenkombinationen folgende Anstiegszeiten mit dem Oszilloskop bestimmt:

Brennweite L1	Brennweite L2	gemessene Anstiegszeit
50 mm	200 mm	28.50 ns
100 mm	200 mm	22.92 ns
100 mm	150 mm	15.40 ns
150 mm	200 mm	59.90 ns
200 mm	100 mm	26.80 ns
200 mm	150 mm	34.00 ns
100 mm	200 mm	17.80 ns

Tabelle 5: gemessene Anstiegszeiten bei verschiedenen Linsenkombinationen L1, L2

4.4 Frequenzschieber

Um ein Spektrum des Lichtes zu erhalten, das zweimal den AOM passiert hat, wird nun der Spektralanalysator an den Photodetektor angeschlossen. Es wird Abb. 7 als Vorlage für den Aufbau benutzt, welcher einen sogenannten Doppelpass darstellt. Das durch den Polarisationsstrahlteilerwürfel p-polarisierte Licht fällt auf den AOM und sämtliche Beugungsordnungen werden (kolliminiert mit einer Linse) durch eine $\lambda/4$ -Platte von einem Spiegel reflektiert und durchlaufen den Strahlengang noch einmal bis zum PBS, wo der nun s-polarisierte Strahl auf den Detektor reflektiert wird.

Die Position auf der Frequenzachse des jeweils höchsten Peaks des Spektrums wird für Werte von U_F von 1-10 V (in 1 V-Schritten) bestimmt. Auch U_M wird konstant gehalten.

U_F in V	f in MHz
0	129.280
1	134.24
2	139.36
3	144.48
4	149.92
5	155.36
6	160.8
7	166.56
8	172.00
9	177.56
10	182.56

Tabelle 6: Gemessene Frequenz in Abhängigkeit der Frequenzregelungsspannung. Die Messwertunsicherheit beträgt für alle Werte $\Delta f = 2$ MHz und wurde als FWHM an einem Peak abgeschätzt.

4.5 Lissajousfiguren

Nun wird der Versuch nach Abb. 8 so umgebaut, dass die beiden AOMs hintereinander stehen und einer für eine senkrechte, der andere für eine horizontale Ablenkung sorgt. Die Mod In Eingänge werden mit konstanter Spannung von 5 V belegt, die Freq In Eingänge der beiden VCOs werden mit den Frequenzgeneratoren angesprochen. An der Stelle von L2 wird eine Linse mit $f=200$ mm verwendet, sie weißt den längsten Fokus auf (Rayleighlänge).

Die beiden Frequenzgeneratoren liefern nun Sinusförmige Spannung (ohne dabei in den negativen Spannungsbereich zu fallen). Mithilfe der Blende wird aus dem Punktgitter, das entsteht der Strahl ausgewählt, der der 1. Ordnung bei beiden Ablenkungen entspricht. Für verschiedenen Frequenzverhältnisse der Sinus-Spannung wurden nun Momentaufnahmen des Bildes, das die CCD-Kamera liefert gemacht.

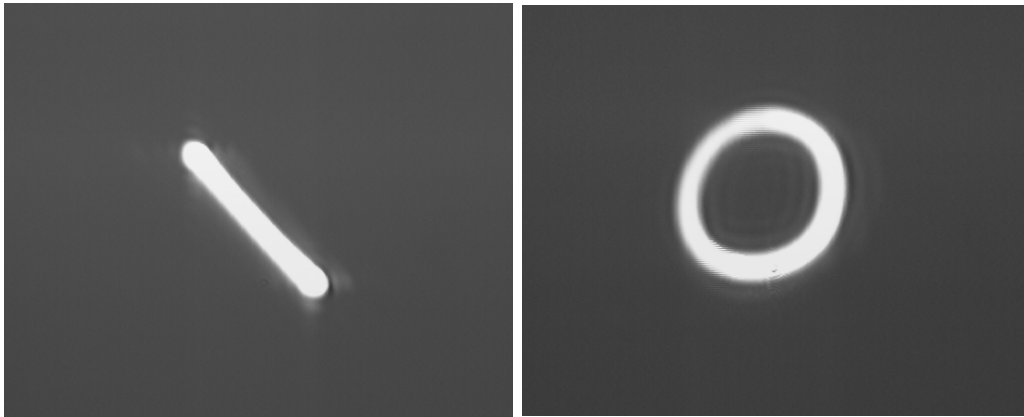


Abbildung 13: Frequenzverhältnis $\frac{2}{2}$. Bild 1. Abbildung 14: Frequenzverhältnis $\frac{2}{2}$. Bild 2.

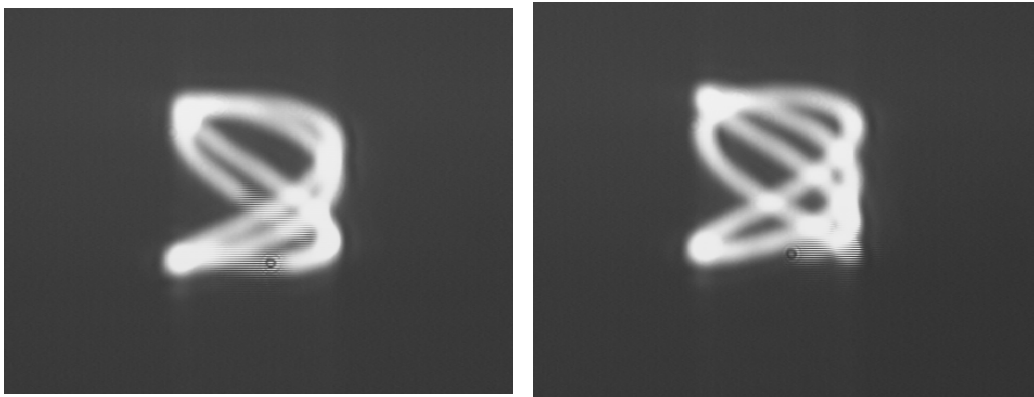


Abbildung 15: Frequenzverhältnis $\frac{3}{5}$. Bild 1. Abbildung 16: Frequenzverhältnis $\frac{3}{5}$. Bild 2.

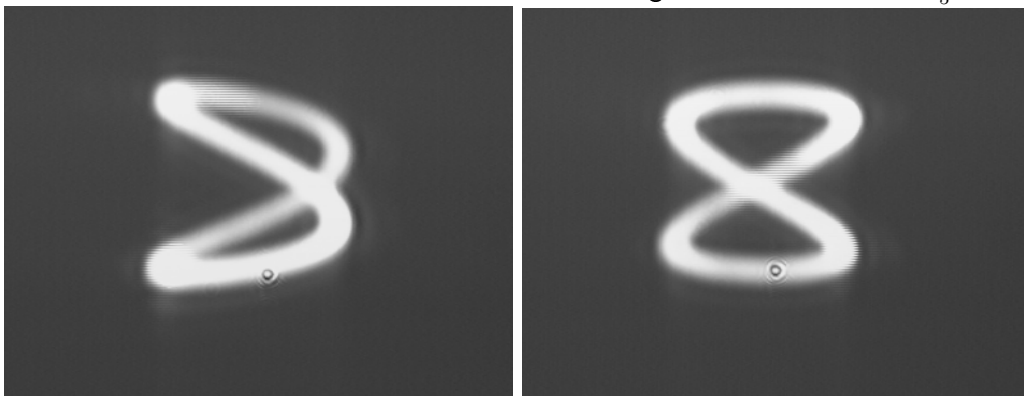


Abbildung 17: Frequenzverhältnis $\frac{4}{2}$. Bild 1. Abbildung 18: Frequenzverhältnis $\frac{4}{2}$. Bild 2.

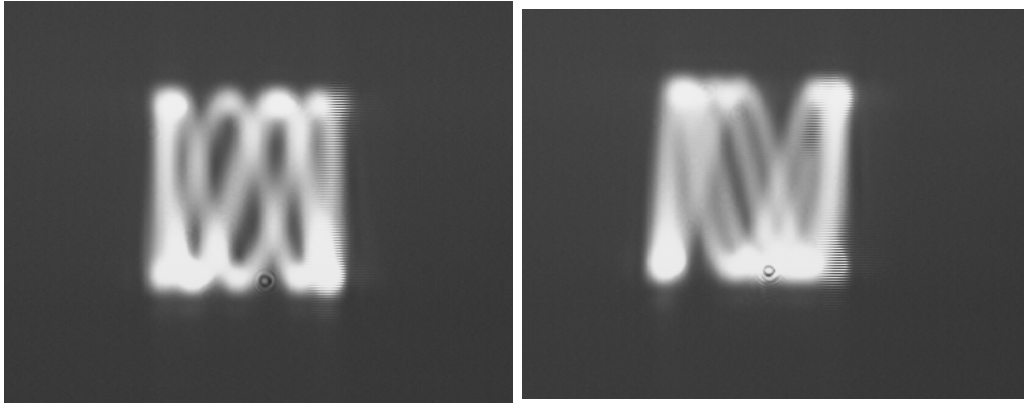


Abbildung 19: Frequenzverhältnis $\frac{10}{3}$. Bild 1. Abbildung 20: Frequenzverhältnis $\frac{10}{3}$. Bild 2.

Zu erkennen war, dass die Figuren nicht statisch waren, sondern einer als Drehung wahrgenommenen zeitlichen Änderung unterworfen waren. Deswegen sind zu jedem Frequenzverhältnis zwei Bilder aufgenommen worden, womit diese nichtstatische Eigenschaft deutlich wird.

5 Auswertung

5.1 Eichung der Kontrollspannung

Mit den Messdaten (Tab. 6), die aus der Messung in Doppelpasskonfiguration stammen, eichen wir die Frequenz des AOM.

Dazu haben wir die Daten durch 2 geteilt, da die Frequenz durch die Doppelpasskonfiguration verdoppelt wird, und in einem Plot aufgetragen. Anschließend wurde eine Ausgleichsgerade bestimmt, die unsere Eichfunktion repräsentiert (Abb. 21).

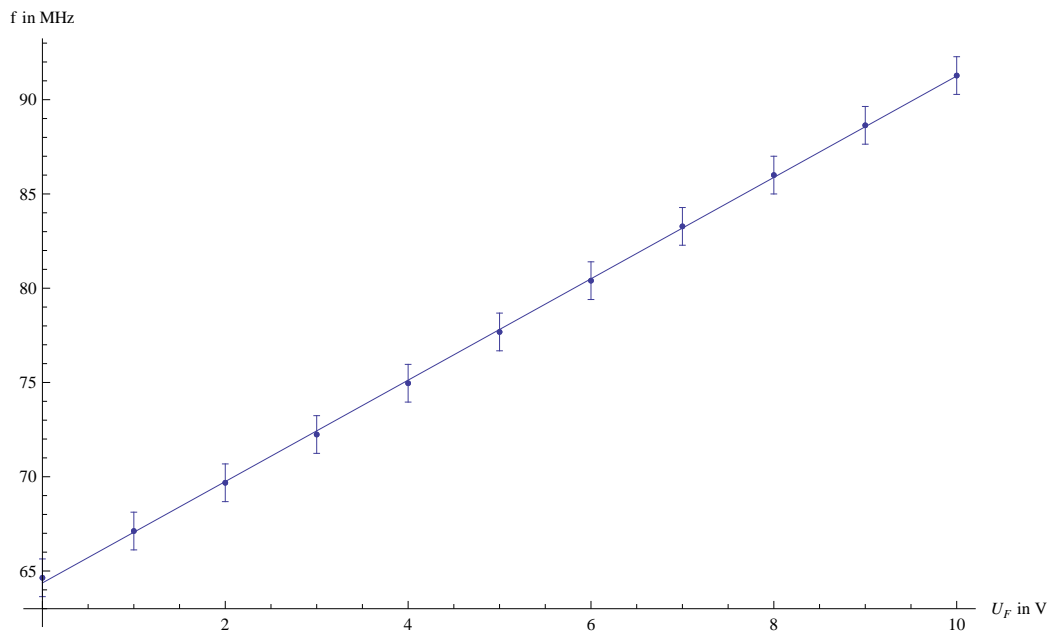


Abbildung 21: Zur Frequenzregelungsspannung U_F gemessene Frequenz. Die Ausgleichsgerade entspricht $2.68873 \cdot U_F + 64.3673$ in Mhz. Der Fehler Δf ist 1 MHz groß.

Der Ablesefehler für die Messwerte haben wir grob mit 2 MHz angesetzt. Aus der Teilung des Messwertes durch zwei ergibt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzungssatz für die im Graphen aufgetragene Werte ein Fehler von 1 MHz.

Erkennbar ist ein streng linearer Zusammenhang zwischen der Regelungsspannung und der Frequenz.

Für die späteren Aufgaben rechnen wir die von uns benutzte Frequenzregelungsspannungen in die entsprechende Frequenzen um (Tab. 7).

U_F in V	f in MHz
0	64.3673 ± 1
5	77.8109 ± 1
10	91.2545 ± 1

Tabelle 7: Die Frequenzen, die in diesem Versuch verwendet wurden. Berechnet mit der Eichfunktion.

5.2 Peaks im Gesamtspektrum

Das am Spektralanalysator ausgegebene Spektrum des vom Doppelpass auf den Photodetektor fallenden Lichtes ist in [Abbildung 22](#) dargestellt und weist vier sichtbare Peaks auf, die allesamt aus den Schwebungsfrequenzen der verschiedenen spektralen Anteile des Laserlichtes resultieren. Entscheidend für die Versuchsauswertung ist der stärkste Peak bei 155.22 MHz, der aus der Schwebung der 1. und 0. Ordnung des modulierten Lichtes entsteht. Dementsprechend gibt seine Position die Frequenzdifferenz an. Zwar ist die Schwebungsfrequenz nur halb so groß wie diese Differenzfrequenz, da der Photodetektor jedoch die Intensität misst, welche doppelt so schnell oszilliert wie die elektrische Feldstärke, hebt sich dies gegenseitig auf. Da die erste Ordnung eine zweifache Frequenzverschiebung im AOM erfährt, handelt es sich bei der Frequenz von 155.22 MHz um die doppelte Schwebungsfrequenz.

Der ganz rechte Peak bei etwa 332 MHz rührt wahrscheinlich her von der Schwebung benachbarter Lasermoden; unter dieser Annahme wäre die Ursache des Peaks bei 20 MHz in der Schwebung zwischen zwei benachbarten Moden zu sehen, wobei die höherfrequente eine negative Frequenzverschiebung erhalten hat und die niederfrequente benachbarte eine positive. Der Abstand der Lasermoden lässt sich mit dem Kenntnis der Resonatorlänge L über $\Delta\nu = c/(2L)$ bestimmen, 332 MHz ergeben sich bei $L \approx 45$ cm, was zu dem verwendeten Laser passen könnte. Eine genaue Angabe/Messung hierfür gibt es leider nicht.

Der Peak, der etwa bei 177 MHz liegt könnte eine Schwebung vom 332 MHz Peak und dem bei 155.22 MHz sein.

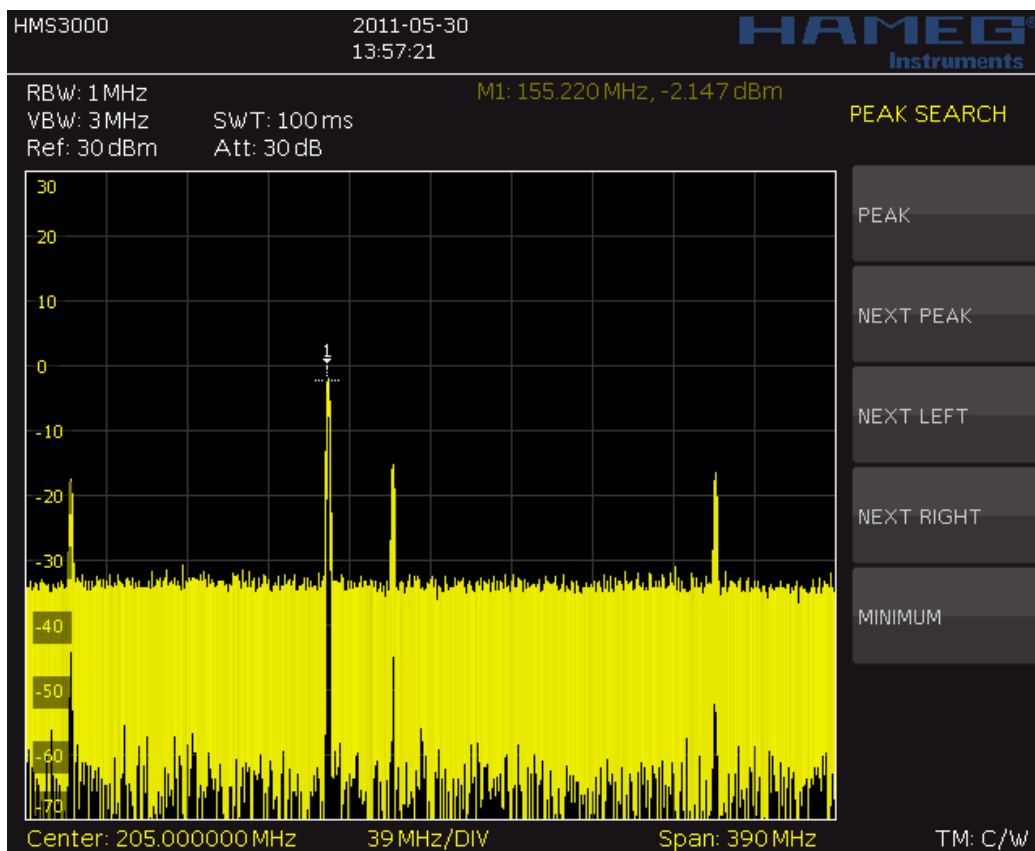


Abbildung 22: Spektrum des Doppelpass-modellierten Laserstrahls bei einer Frequenzspannung von 5V

5.3 Beugungseffizienz

Die Beugungseffizienz ϵ wird nach $\epsilon = P_1/P_0$ bestimmt. Das Ergebnis für die drei verschiedene Frequenzen ist in den Plots 23, 24 und 25 zu sehen.

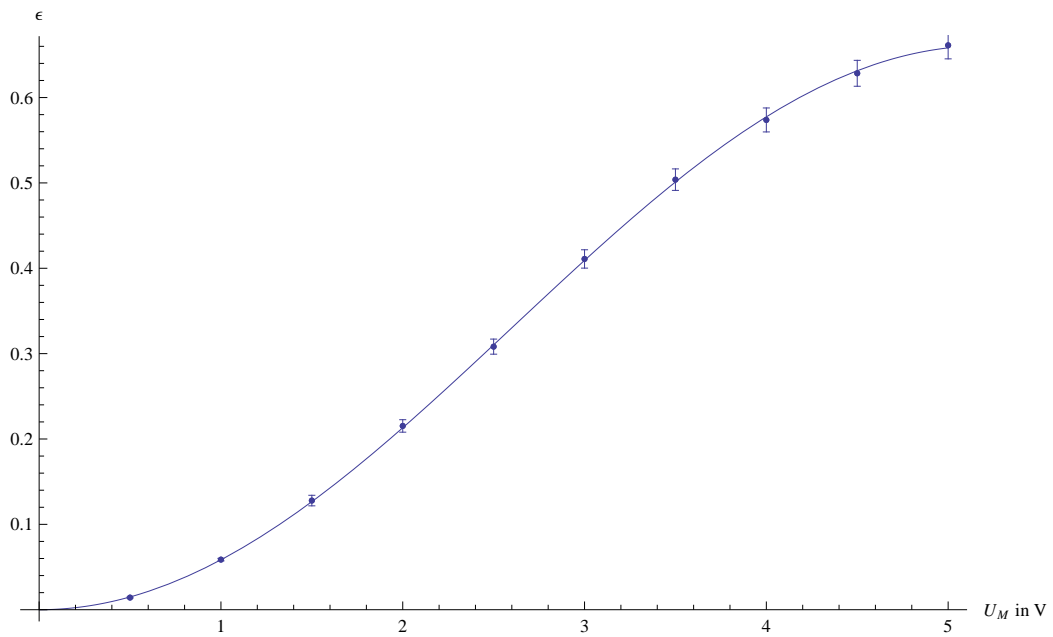


Abbildung 23: Beugungseffizienz (1.Ordnung) in Abhängigkeit der Modulationsspannung bei einer Frequenz von (64.3673 ± 1) MHz.

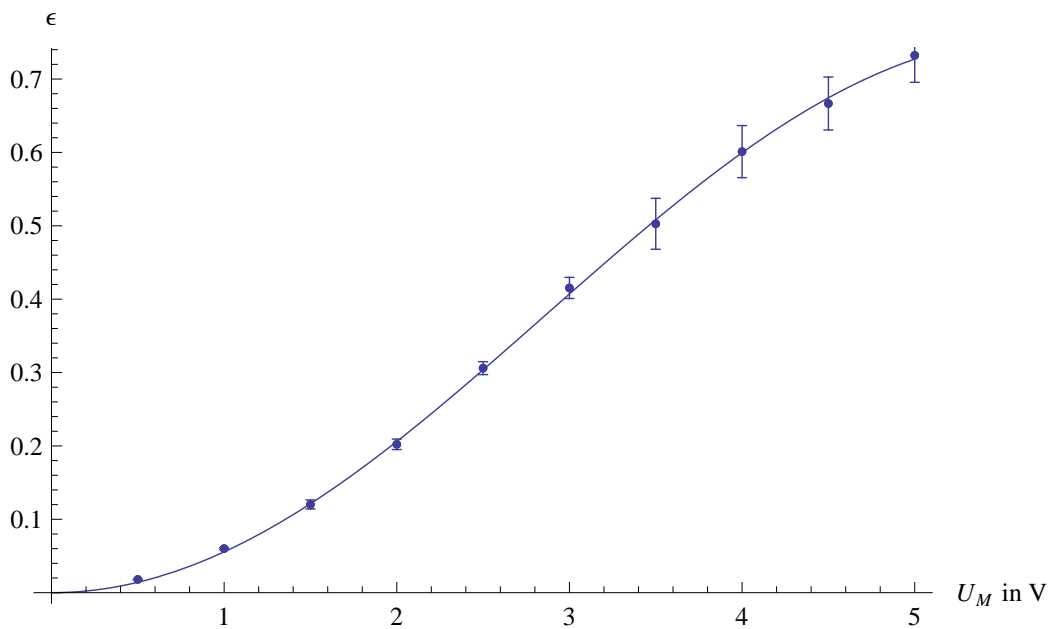


Abbildung 24: Beugungseffizienz (1.Ordnung) in Abhängigkeit der Modulationsspannung bei einer Frequenz von (77.8109 ± 1) MHz.

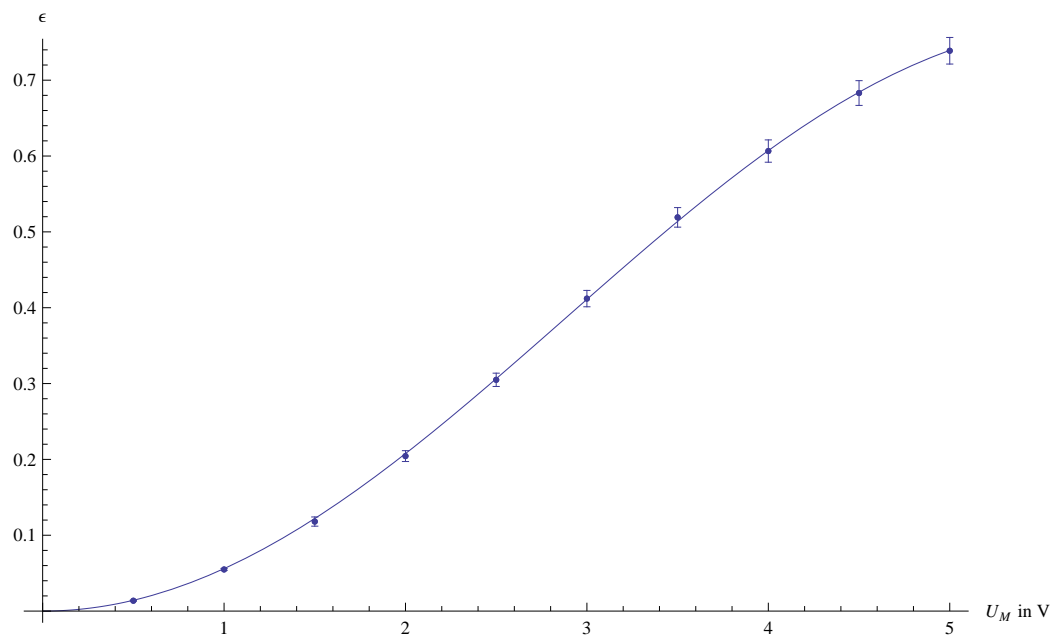


Abbildung 25: Beugungseffizienz (1.Ordnung) in Abhängigkeit der Modulationsspannung bei einer Frequenz von (91.2545 ± 1) MHz.

U_M in V	ϵ
5	0.6612 ± 0.0159
4.5	0.6284 ± 0.0152
4	0.5738 ± 0.0140
3.5	0.5038 ± 0.0126
3	0.4109 ± 0.0108
2.5	0.3082 ± 0.0088
2	0.2153 ± 0.0073
1.5	0.1279 ± 0.0062
1	0.0587 ± 0.0014
0.5	0.0142 ± 0.0006

Tabelle 8: Beugungseffizienz in Abhängigkeit von U_M bei einer Frequenz von (64.3673 ± 1) MHz

U_M in V	ϵ
5	0.7322 ± 0.0367
4.5	0.6667 ± 0.0361
4	0.6011 ± 0.0355
3.5	0.5027 ± 0.0347
3	0.4153 ± 0.0144
2.5	0.3060 ± 0.0088
2	0.2022 ± 0.0071
1.5	0.1202 ± 0.0061
1	0.0601 ± 0.0014
0.5	0.0180 ± 0.0004

Tabelle 9: Beugungseffizienz in Abhängigkeit von U_M bei einer Frequenz von (77.8109 ± 1) MHz

U_M in V	ϵ
5	0.7388 ± 0.0175
4.5	0.6831 ± 0.0163
4	0.6066 ± 0.0147
3.5	0.5191 ± 0.0129
3	0.4120 ± 0.0108
2.5	0.3049 ± 0.0088
2	0.2044 ± 0.0071
1.5	0.1180 ± 0.0061
1	0.0549 ± 0.0014
0.5	0.0137 ± 0.0006

Tabelle 10: Beugungseffizienz in Abhängigkeit von U_M bei einer Frequenz von (91.2545 ± 1) MHz

Die Fehler wurden nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet: $\Delta\epsilon = \sqrt{(\Delta P_1/P_0)^2 + (P_1 \cdot \Delta P_0/P_0^2)^2}$. Dabei wurde der Fehler für $P_0 = 9.15 \pm 0.21$ V aus zwei Messwerten $P_{0,a} = (9.2 \pm 0.4)$ V und $P_{0,b} = (9.1 \pm 0.1)$ V, die vor und nach der eigentlich Beugungseffizienzmessung aufgenommen wurden, berechnet. Die Fehler für die Messwerte entsprechen den Ablesefehlern und variieren je nach Messbereich und je nach dem, wie groß die Spannungsschwankungen waren.

Aus dem Graphen ist deutlich zu erkennen, dass die Beugungseffizienz mit steigender Modulationsspannung ebenfalls steigt. Für die Fitkurven haben wir eine Funktion $a * \sin(b * U_F)^2$ verwendet, die die Messwerte im Rahmen der Messunsicherheiten sehr gut beschreibt.

Um die Graphen etwas besser vergleichen zu können, haben wir sie alle in einem Plot dargestellt (Abb. 26).

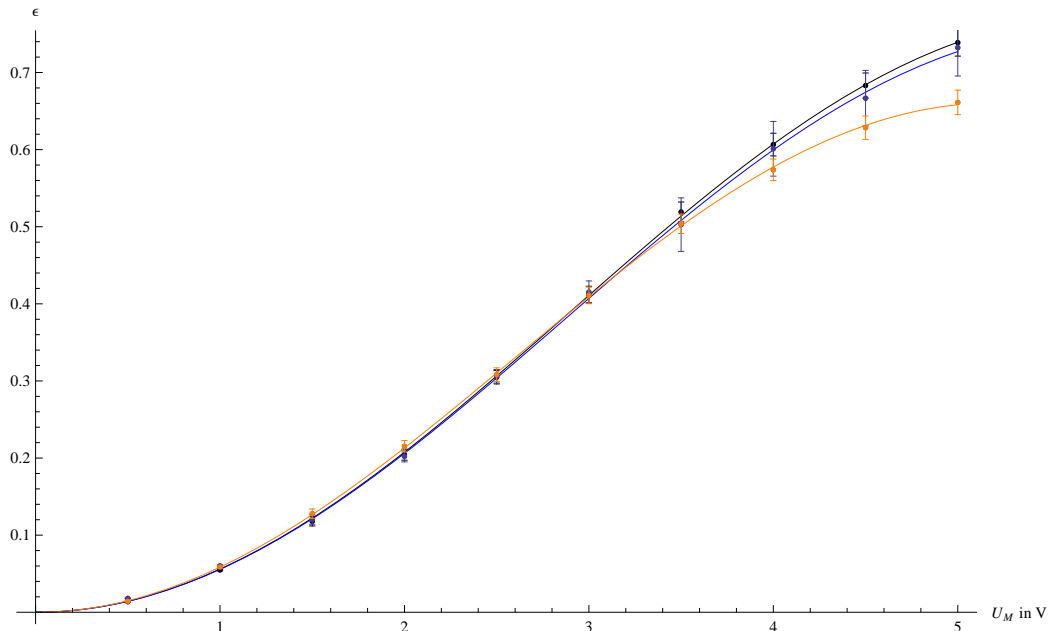


Abbildung 26: Beugungseffizienz (1.Ordnung) in Abhängigkeit der Modulationsspannung für Frequenzen (von oben nach unten): (91.2545 ± 1) MHz, (77.8109 ± 1) MHz, (64.3673 ± 1) MHz.

Erwarten würde man, dass sich die höchste Beugungseffizienz beim Betrieb mit 77.8109 MHz zeigt, da dies dem im Datenblatt genannten Wert von 80 MHz für die Zentralfrequenz [ANLEITUNG], bei der der AOM am besten arbeiten soll, am nächsten ist. Vermutlich war jedoch der Winkel, unter dem wir die Leistung gemessen haben bei dieser Frequenz nicht genau auf den Winkel unter dem die erste Ordnung reflektiert wird eingestellt, und so bleibt die Effizienz unter den Erwartungen.

5.4 Beugungseffizienz in Abhängigkeit vom Winkel

Die Beugungseffizienz wurde, wie schon in der Aufgabe davor nach $\epsilon = P_1/P_0$ berechnet. Im Gegensatz zur letzten Aufgabe wurde die Modulationsspannung fest auf 5 V eingestellt und die Frequenz auf 77.8109 MHz. Die Spannung P_1 variierte also nur in Abhängigkeit des Winkels zwischen der optischen Achse und der 1. Beugungsordnung.

Der Winkel w wurde nach

$$w = \text{ArcTan}\left(\frac{d + \text{offset}}{z}\right)$$

berechnet. Dabei ist z der Abstand zwischen dem AOM und dem Schirm, d der Abstand eines Reflexionsstrahls vom AOM auf dem Schirm im Abstand zum Schirmrand und 'offset' der Abstand zwischen dem Schirm und der optischen Achse bzw. dem Laserstrahl vom Laser. Der eigentlich interessante Winkel ist jedoch der, der auch in der Bragggleichung auftaucht, nämlich $\theta = w/2$, der Winkel zwischen erster Ordnung und den von den Schallwellen gebildeten Gitterlinien.

Der Ablesefehler für z wurde als 5 mm angenommen, da man nicht genau sagen konnte an welcher Stelle genau das Laserlicht reflektiert wurde. Die Ablesefehler für offset wurden mit 1 mm und für d 0.5 mm angenommen. Aus diesen drei fehlerbehafteten Größen wurde der Fehler für den Winkel θ nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet, der zusammen mit der Beugungseffizienz in einem Plot dargestellt wurde (Abb. 27). Im folgenden sind auch die Werte für θ tabellarisch angegeben.

$$\Delta w = 2 \cdot \Delta \theta =$$

$$\frac{\sqrt{z^2 \Delta d^2 + z^2 \Delta \text{offset}^2 + (d + \text{offset})^2 \Delta z^2}}{d^2 + 2d \cdot \text{offset} + \text{offset}^2 + z^2} \cdot \frac{180}{\pi}$$

θ in $^\circ$	ϵ
0.097 ± 0.109	0.1529 ± 0.0055
0.194 ± 0.109	0.2765 ± 0.0060
0.291 ± 0.109	0.7158 ± 0.0074
0.388 ± 0.109	0.5956 ± 0.0092
0.486 ± 0.109	0.2710 ± 0.0113
0.583 ± 0.109	0.0761 ± 0.0123
0.680 ± 0.109	0.0261 ± 0.0148
0.777 ± 0.109	0.0590 ± 0.0172
0.874 ± 0.109	0.0273 ± 0.0197
0.971 ± 0.110	0.0178 ± 0.0222
1.068 ± 0.110	0.0070 ± 0.0246
1.165 ± 0.110	0.0091 ± 0.0271
1.262 ± 0.110	0.0204 ± 0.0296
1.359 ± 0.111	0.0140 ± 0.0320
1.455 ± 0.111	0.0022 ± 0.0345
1.552 ± 0.111	0.0028 ± 0.0369
1.649 ± 0.112	0.0107 ± 0.0394

Tabelle 11: Beugungseffizienz in Abhängigkeit des Winkels θ

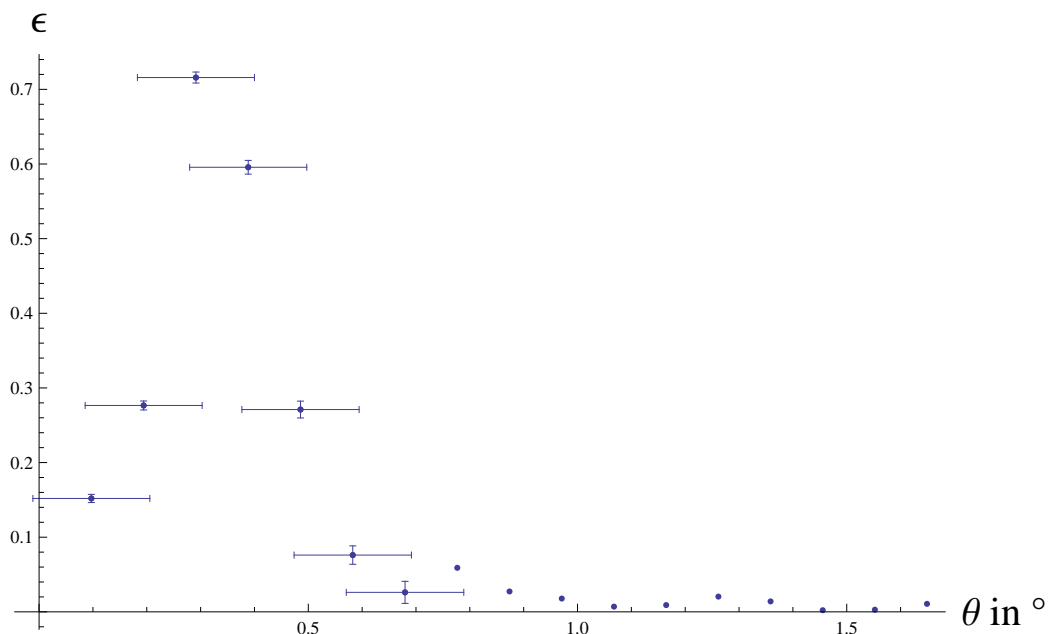


Abbildung 27: Beugungseffizienz (1.Ordnung) in Abhängigkeit des Winkels zwischen optischer Achse und der 1. Beugungsordnung für eine Frequenz von (77.8109 ± 1) MHz und 5 V Modulationsspannung.

Aus Übersichtsgründen wurden die Fehlerbalken für den Winkel nur für die ersten Messwerte eingetragen.

Erwartet haben wir nur einen Intensitätspeak, aber man erkennt noch zwei weitere relativ flache Peaks bei $\theta \approx 0.8^\circ$ und $\theta \approx 1.3^\circ$. Diese Peaks kommen daher, dass in dem Schwingungskristall noch weitere Gitterabstände bzw. Netzebenen auftreten, die ihrerseits eine Braggbedingung erfüllen (ähnlich wie bei der Röntgenstrukturanalyse nach Debye-Scherrer).

5.5 Pulsverläufe

Die Anstiegszeiten der einzelnen Linsencombination sind in Tabelle 5 zusammengefasst.

Zu erwarten wäre eine Abnahme der Anstiegszeit mit kleinerer Brennweite von L1. Der Strahldurchmesser eines gaußschen Strahles in der Brennebene ist kleiner je kleiner die Brennweite ist. Eine kleine Strahlausdehnung im AOM bedeutet, dass die sich mit der Schallgeschwindigkeit des Mediums ausbreitenden Schallwellen schnell den Strahl vollkommen durchquert haben. Dann kann auch schneller die maximale Intensität in die 1. Beugungsordnung transferriert werden, als wenn der Strahldurchmesser im AOM größer ist und die Schallwellen

länger brauchen um durch ihn hindurchzutreten und für eine Ablenkung auf dem gesamten Durchmesser zu sorgen.

Die Abschätzung einer Messungsgenauigkeit der Ausgabe des Oszilloskops gestaltet sich als schwierig. Klar herauszustellen ist, dass es von entscheidender Bedeutung für die Anstiegszeit ist, dass der optimale Winkel von AOM zum Strahl eingestellt ist, was nicht immer eindeutig zu erkennen war. Die Linsenkombination L1: 100 mm und L2: 200 wurde zweimal gemessen und ergab bei minimaler Veränderung am AOM eine leicht geänderte Anstiegszeit. In der nicht optimalen Einstellung des Braggwinkels ist daher auch möglicherweise zu begründen, dass nicht der erwartete Verlauf von Anstiegszeit mit der Brennweite beobachtet werden konnte.

5.6 Schallgeschwindigkeit

Um die Schallgeschwindigkeit zu bestimmen, benutzen wir die Bragg-Bedingung.

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2\lambda_S} = \frac{\lambda \cdot f_S}{2 \cdot v_S}$$

Dabei ist θ der Winkel bei dem das Beugungsmaximum auftritt, $\lambda = 632.816$ nm die Wellenlänge des HeNe-Lasers, $f_S = (77.8109 \pm 1)$ MHz die Frequenz des AOM und v_S die gesuchte Schallgeschwindigkeit des AOM-Kristalls. Wir stellen die Gleichung nach v_S um.

$$v_S = \frac{\lambda \cdot f_S}{2 \cdot \sin(\theta)} = 4060 \frac{m}{s}$$

Für den Winkel θ ziehen wir das Maximum des ersten Peaks aus dem Beugungsplot (Abb. 27) heran. Der genaue Winkel kann nur geschätzt werden, wir lesen $w = 0.7^\circ$ ab, also $\theta = w/2 = 0.35^\circ$. Dazu kommt ein Fehler von 0.11° der aus der Gaußscher Fortpflanzung berechnet wird, aber auch schon in der Tabelle (Abb. 11) abgelesen werden kann.

Der Fehler für v_S beträgt nach Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta v_S = \sqrt{\left(\frac{\lambda \Delta f_S}{2 \sin \theta}\right)^2 + \left(\frac{\lambda f_S \cos \theta \Delta \theta}{2 \sin^2 \theta}\right)^2} = 1268 \frac{m}{s}$$

Laut dem Datenblatt des AOM beträgt die Schallgeschwindigkeit 4200 m/s. Dies können wir also bestätigen.

5.7 AOM Regime

Ein Kriterium, an dem man den Betrieb im Raman-Nath-Regime von dem im Bragg-Regime deutlich unterscheiden kann, ist das auftreten von höheren Beu-

gungsordnungen als der erste. Diese waren im Versuch deutlich zu erkennen. Anhand dessen kann man sich für diesen Versuch eigentlich auf das Raman-Nath-Regime festlegen. Der als sehr verlässlich geltende Parameter ρ , welcher eine Regime-Unterscheidung anhand eines Zahlenwertes ermöglicht, erfordert Informationen, die teilweise nicht leicht zu erhalten sind. Deswegen greifen wir auf den Parameter $Q = 2\pi\lambda_L L/\Gamma^2 n_0$ zurück. L ist dabei die Dicke des Gitters respektive des Kristalls, n_0 der mittlere Brechungsindex und Γ die Gitterkonstante (Wellenlänge des Schalls im Kristall gemäß $\lambda = v_S/f_S$). Anhand der Gehäusegröße schätzen wir L auf etwa 15 mm, der Brechungsindex liegt laut <http://de.wikipedia.org/wiki/Tellurdioxid> zwischen 2.19 und 2.5 (2.24 bei 486 nm), deswegen verwenden wir $n_0=2.2$ unter Annahme des normalen Dispersionsverlauf (n wird kleiner mit steigendem λ). Für Γ errechnen wir mit der bestimmten Schallgeschwindigkeit bei der Frequenz von 77.8109 MHz einen Wert von 52 μm . So schätzen wir den Q-Wert ab mit $Q=13.4$. Da diese Zahl größer als 10 ist, bedeutet dies einen Betrieb im Bragg-Regime.

6 Fazit

Der Versuch setzt ein gewisses experimentelles Geschick im Umgang mit dem Strahlengang voraus; alle optischen Geräte wie Spiegel, PBS oder Blende müssen gut aufeinander einjustiert sein. Dass bei der Beobachtung der Brennweitenabhängigkeit der Anstiegszeit nicht der erwartete Verlauf zu erkennen ist, könnte auf eine ebensolche gewisse Ungenauigkeit bei der Justage zurückzuführen sein. Die vergleichsweise moderne Technik, die verwendet wird, weiß zu begeistern; die Messung der Schwebungsfrequenz zu Bestimmung der Schallfrequenz im Kristall ist eine trickreiche und doch recht einfache Methode.

Der Versuch gibt eine gute Einführung und einen Einblick in die Möglichkeiten der Verwendung von Akusto-optischen Modulatoren.

7 Quellen

Literatur

- [ANLEITUNG] Anleitung zum Versuch 4.10
- [PEDROTTI] Frank L. Pedrotti, Leno S. Pedrotti, Werner Bausch, Hartmut Schmidt, Optik für Ingenieure, Springer Verlag
- [WIKI] <http://de.wikipedia.org/wiki/Lissajous-Figur>, Abgerufen: 15.06.2011
- [DEMTRÖDER] W. Demtröder, Experimentalphysik 2, Springer Verlag
- [EICHLER] J. Eichler, H.J. Eichler, Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen, Springer

8 Eigenständigkeitserklärung

Wir versichern hiermit, dass wir die vorliegende Ausarbeitung selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt haben. Die Stellen, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, haben wir durch die Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Darmstadt, 24.07.2011

Carl Böhmer, Maxim Singer