

V61

Der Helium-Neon-Laser

Yvonne Kasper
yvonne.kasper@udo.edu

Robert Appel
robert.appel@udo.edu

Durchführung: 14.01.19

Abgabe: 16.02.2019

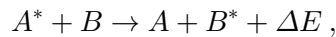
Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
2	Aufbau	4
3	Durchführung	4
4	Auswertung	5
4.1	Stabilitätsbedingung	5
4.2	Vermessung zweier Moden	7
4.3	Polarisationsmessung	9
4.4	Wellenlängenuntersuchung	10
4.5	Multimodenuntersuchung	11
5	Diskussion	12
	Literatur	13

Ziel In diesem Versuch soll ein Helium-Neon-Laser (im Weiterem HeNe-Laser genannt) untersucht werden. Dazu soll der Laser justiert und zum lasen gebracht werden. Danach soll der maximale Resonatorabstand, die Polarisierung des Laserlichtes, die Wellenlänge und mindestens zwei TEM-Moden vermessen werden. Zusätzlich sollen drei Frequenzspektren gemessen werden, die aufgrund der verschiedenen Moden die im Resonator auftreten.

1 Theorie

HeNe-Laser Das besondere an einem Laser ist, dass er monochromatisches Licht mit großer Kohärenz und Intensität aussendet. Ein Laser besteht wesentlich aus drei Komponenten einem aktiven Lasermedium, einer Pumpquelle und einem Resonator. Der Resonator erzeugt eine optische Rückkopplung und schickt das emittierte Licht so zurück auf das Lasermedium. Dadurch entsteht ein selbstanregender Oszillator. Das Lasermedium bestimmt das Spektrum das emittiert werden kann. Der HeNe-Laser besteht grundlegend aus einem Laserrohr in dem ein Gasgemisch aus He- und Ne-Atomen im Verhältnis 5:1 mit einem Druck von ca. 1,3 mbar eingeschlossen ist. Das Laserrohr ist mit einem Brewsterfenster abgeschlossen. Ein Brewsterfenster ist ein optisches Gerät welches im Brewsterwinkel zur optischen Achse des einfallenden Strahls steht und somit den senkrecht-polarisierten Teil des Lichtes teilweise reflektiert, während der parallel-polarisierte Teil ohne Reflexion passiert. Folglich tritt nur das parallel-polarisierte Licht ohne Abschwächung aus. In diesem Lasersystem wird Neon als Lasermaterial und Helium als Pumpgas bezeichnet. Durch elektrische Entladung kann eine Besetzungsinversion im Gasgemisch erzeugt werden. Das geschieht in dem das Helium in einen metastabilen Zustand angeregt wird und durch Stöße zweiter Art die Anregungsenergie auf die Neon-Atome überträgt. Der Stoß zweiter Art lässt sich wie folgt beschreiben



dabei bezeichnen A und B Atome im Grundzustand, der Index $*$ bezeichnet dabei den angeregten Zustand des jeweiligen Atoms und ΔE bezeichnet die Energiedifferenz der zwei Energie-Niveaus. Es kommt also zum Stoß zweier Atome, eines im angeregten und eines im Grundzustand, als Folge wird das Atom im Grundzustand angeregt und das andere Atom wird abgeregt und zusätzlich wird die überschüssige Energie ΔE frei. Beim HeNe-Laser können mehrere Linien beobachtet werden, die rote Linie mit Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ist darunter die intensivste.

Inversion, Emission, Absorption Ziel des Lasers ist die Manipulation des Lasermediums, sodass eine Verstärkung des einfallenden Lichtes auftritt. Der einfachste Fall ist dafür in Abbildung 2 dargestellt, darin gibt es zwei mögliche Zustände mit Besetzungszahlen n_1 und n_2 (Grundzustand & angeregt). Besitzt ein einfallendes Photon die Energie des Überganges, kann es absorbiert werden und das Atom ist im angeregten Zustand. Das Atom kann nun spontan in den Grundzustand übergehen in dem es ein Photon aussendet, dieser Prozess wird spontane Emission genannt. Der Prozess kann aber auch eingeleitet werden, indem ein weiteres Photon eingestrahlt wird. Folglich werden zwei Photonen emittiert, beide besitzen die selbe Ausbreitungsrichtung, Phase und Energie, dieser Prozess wird induzierte Emission genannt. Durch die Besetzungszahlen n_1 , n_2 , die Energiedichte ρ des Strahlungsfeldes und den Einsteinkoeffizienten A_{21} , B_{21} und B_{12} kann die Anzahl der pro Volumeneinheit und Sekunde absorbierten oder emittierten Photonen \dot{N} bestimmt werden.

$$\dot{N}_A = n_1 \rho(\nu) B_{12} \quad (1)$$

$$\dot{N}_{IE} = n_2 \rho(\nu) B_{21} \quad (2)$$

$$\dot{N}_E = n_2 A_{21} \quad (3)$$

Die Einsteinkoeffizienten sind Konstanten und ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeiten. Die Besetzung des Grundzustandes überwiegt im thermischen Gleichgewicht. Damit aber eine Verstärkung des Strahlungsfeldes und Kohärenz gewährleistet ist, muss die induzierte Emission dominant gegen über der spontanen Emission sein. Folglich muss eine Besetzungsinversion vorliegen, d.h. das der angeregte Zustand häufiger als der Grundzustand besetzt sein muss. Dafür muss das Lasermedium gepumpt werden, also permanent Energie über Elektronenstoß oder optische Anregung zugeführt werden.

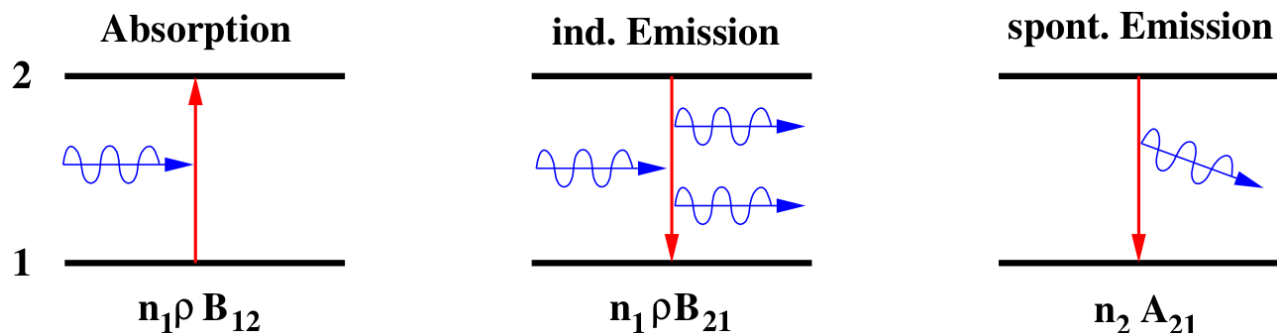


Abbildung 1: Schematische Darstellung von Absorption und Emission eines Strahlungsfeldes $\rho(\nu)$ im Zwei-Niveau-System.

Der Resonator Die Verstärkung des Strahlungsfeldes nimmt exponentiell mit dem Laufweg im gepumpten Medium zu. Um die größtmögliche Verstärkung zu erhalten sollte der Laufweg möglichst groß gewählt sein, dafür wird ein Resonator verwendet. Der Resonator lässt den Laserstrahl das Medium mehrfach durchlaufen, dies wird durch zwei sich gegenüberstehenden Spiegeln, von den einer teildurchlässig ist, verwirklicht. Die Verlust durch die verwendeten Spiegel sollten möglichst gering sein, damit der Resonator mit Laserrohr einen Oszillator bildet. Besonders verlustarm sind konfokale Resonatoren, d.h. beide Spiegel sind sphärisch und im Fokus des jeweils anderen (Brennpunkte aufeinander). Ist die Verstärkung der induzierten Emission größer als die Verluste am Resonator, dann bildet das System ein selbstanregenden Oszillator und der Resonator wird als optisch stabil bezeichnet. Der optisch stabile Fall wird mit der Gleichung

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (4)$$

beschrieben, dabei bezeichnen

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (5)$$

die Resonatorparameter der jeweiligen Resonatorspiegel. Die Resonatorparameter werden über die Gleichung (5), die Krümmungsradien r_i der Spiegel und der Resonatorlänge L bestimmt.

Im Resonator bilden sich stehende Wellen aus, da es viele Frequenzen gibt, die die Resonanzbedingung im Resonator erfüllen. Die Anzahl q der Wellenlängen die im Resonator die Resonanzbedingung erfüllen, wird longitudinale Mode genannt. Der Resonator kann aber auch in transversalen Moden schwingen, dies geschieht aufgrund von Unebenheiten oder Verkipfung o.a. vom Spiegel. Die Moden des Resonators werden mit TEM_{lpq} bezeichnet, dabei sind l und p die transversalen Modenzahlen und geben die Knoten in x- und y-Richtung an. Höhere Moden haben auch größere Verlust, weshalb der Resonator nur wenige transversale Moden isoliert und verstärkt. Eine Näherung für die Feldverteilung für konfokalen Resonator ist gegeben mit

$$E_{lpq} \propto \cos(l\phi) \frac{(2\rho)^2}{(1+Z^2)^{(1+l)/2}} \cdot L_p^q \left(\frac{(2\rho)^2}{(1+Z^2)} \right) \cdot \exp \left(-\frac{\rho^2}{(1+Z^2)} \right) \cdot \exp \left(-i \left(\frac{(1+Z)\pi R}{\lambda} \frac{\rho^2 Z}{1+Z^2} - (l+2\rho+1) \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right) \right) \right) \right) \quad (6)$$

mit $\rho = \left(\frac{2\pi}{R\lambda} \right)^{\frac{1}{2}}$ und $Z = \frac{2z}{R}$.

Dabei bezeichnet L_p^q ein Laguerre-Polynom für Modenzahlen p und q . Die Feldverteilung der jeweiligen Moden lassen sich über die ihre Intensitätsverteilung bestimmen $I \propto |E_{lpq}|^2$. Die Mode mit der größten Intensität ist die TEM_{000} Mode. Sie weist in transversaler Richtung keine Nullstelle auf. Die Intensität dieser Grundmode ist durch

$$I(r) = I_0 \cdot \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega^2} \right) \quad (7)$$

gegeben, dabei bezeichnet I_0 die Maximalintensität, r den Abstand zur optischen Achse und 2ω den Strahldurchmesser. Der Radius des Strahls ω ist gegeben über

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\theta z}{\omega_0} \right)^2} \quad (8)$$

hier bezeichnet z den Abstand zur minimalen Strahlentaille ω_0 und $\theta = \frac{\lambda\omega_0}{\pi}$ die Strahldivergenz.

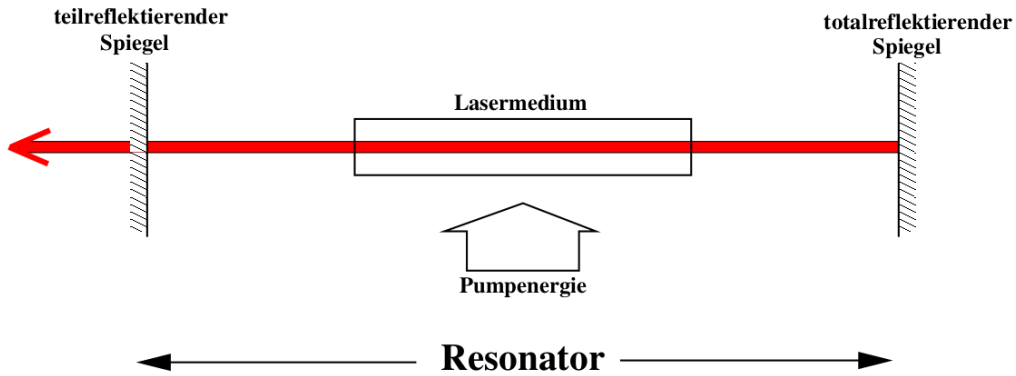


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Lasers.

Multimodenbetrieb Im Resonator bildet sich eine stehende Welle des Laserlichtes aus, auch Schwebung genannt. Dabei treten longitudinale Moden auf. Für Schwebungen gilt:

$$N \cdot \frac{\lambda}{2} = L \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{v}{c}. \quad (9)$$

Hier bezeichnet λ die Wellenlänge des Lasers, ν die Frequenz und c die Lichtgeschwindigkeit. Daraus folgt

$$\nu_N = \frac{c}{2L} \cdot N, \quad (10)$$

das zeigt wie die Frequenz der entstehenden Moden abhängig von der Modenzahl N ist. Aufgrund des Doppler-Effekts kann beobachtet werden, dass die Wellenlänge des Lasers nicht monochromatisch ist sondern gaußverteilt, um die Wellenlänge des induzierten Übergangs ist. Folglich gibt es mehrere

Wellenlängen die für eine gegebene Resonatorlänge L_i die Bedingung (9) erfüllen. Über die Knoten der Wellen die so, den Resonator verlassen, kann der Frequenzunterschied $\Delta\nu$ zwischen zwei Moden über

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \Big|_{L_i} \quad (11)$$

bestimmt werden.

2 Aufbau

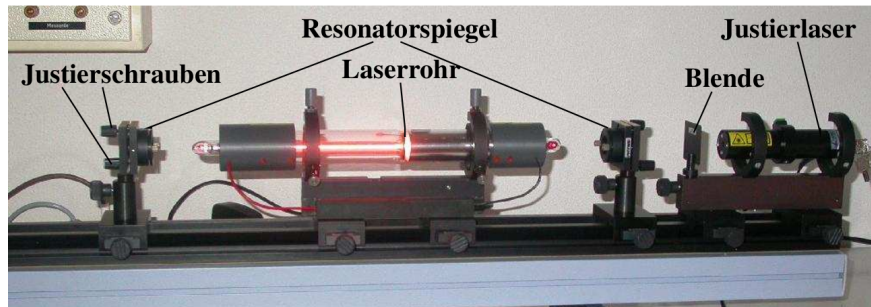


Abbildung 3: Foto des grundlegenden Aufbaus.

Der wesentliche Aufbau des Versuches ist in der Abbildung 3 zu sehen, dieser besteht aus dem Laserrohr und den zwei Spiegeln. Ein Spiegel ist teildurchlässig und sphärisch. Der andere Spiegel kann ausgewechselt werden, hier wurde ein ebener Spiegel und ein Spiegel mit Krümmungsradius $r = 1400 \text{ mm}$ verwendet. Der teildurchlässige Spiegel hat den gleichen Krümmungsradius. Neben dem Laserrohr und den Spiegeln steht ein Laser mit einer Blende, der zur Justage des Aufbaues benutzt werden soll. Auf der Blende ist ein Fadenkreuz eingezeichnet. Der ganze Aufbau ist auf einer Schiebepiste aufgebracht.

3 Durchführung

Justage Am Ende der Bahn wird eine Blende angebracht die gleich der vor dem Justierlaser ist. Nun werden nach einander die Spiegel und das Laserrohr in den Strahl des Lasers eingebracht und justiert. Das wird erreicht in dem der Laserstrahl des Justierlasers auf beiden Blenden genau in der Mitte des Fadenkreuzes auftrifft. Sind alle optischen Apparaturen zur optischen Achse justiert, kann das Laserrohr in Betrieb genommen werden jetzt müssen die Spiegel noch feinjustiert werden, damit der Laseranfangt zu lasen. Ist dieser Teil abgeschlossen können die Messungen begonnen werden.

Bestimmung der Wellenlänge Zur Bestimmung der Wellenlänge wird ein Gitter oder ein Spalt in den Strahlengang eingebracht. Dann kann mit einer Diode, die auf einem Schlitten senkrecht zur optischen Achse angebracht und über eine Mikrometerschraube verschiebbar ist, die Intensitätsverteilung der Beugungsmaxima und -minima gemessen werden. Darüber kann dann die Wellenlänge des Lasers bestimmt werden.

Bestimmung der Polarisation Die Polarisation wird über einen Polarisator gemessen. Dafür wird die Diode genau in die optische Achse gestellt. Dann wird der Winkel des Polarisator variiert und die resultierende Intensität gemessen. Das Maximum der Intensitätsverteilung in Abhängigkeit des Polarisationswinkels gibt den Polarisationswinkel des Laserlichtes.

Überprüfung der Stabilitätsbedingung Die Stabilitätsbedingung für die verwendeten Spiegel wurden über die Gleichung (4) bestimmt. Nun soll der Resonator so weit vergrößert werden, bis die Laserfähigkeit nicht mehr gegeben ist. Da die optische Apparatur nicht immer genau zur optischen Achse justiert ist, muss bei der Verschiebung teilweise nachjustiert werden, um die Laserfähigkeit bei der Verschiebung zu erhalten.

Vermessung der TEM-Moden Zuerst kann die TEM_{000} -Mode gemessen werden in dem mit einer Diode die Intensitätsverteilung des grundlegenden Aufbaus vermessen wird. Zur Vermessung weiterer TEM-Moden wird zwischen dem teildurchlässigem Spiegel und dem Laserrohr ein Wolframdraht ($d = 0,005 \text{ mm}$) eingebracht. Der Draht führt dazu das die TEM_{000} -Mode ausgeblendet wird. Auch hier wird die resultierende Intensitätsverteilung wieder mit einer Diode gemessen.

Vermessung der Schwebung zwischen den longitudinal Moden Die longitudinalen Moden können vermessen werden in dem drei verschiedene Resonatorlängen eingestellt werden und jeweils der austretende Licht mit einer Diode vermessen wird, die an einen Spektrograf angeschlossen ist. Damit kann das Frequenzspektrum, dass bei einer gegebenen Resonatorlänge austritt gemessen werden.

4 Auswertung

4.1 Stabilitätsbedingung

Es wurden die Stabilitätsbedingung des Lasers für zwei Konfigurationen der Resonatorspiegel überprüft. Die Stabilitätsbedingung ist für die Konfigurationen in Tabelle 1 getestet worden.

Tabelle 1: Auflistung der Resonatorspiegelkonfigurationen.

Konfiguration	HR-Spiegel	OC-Spiegel
1	1400 mm/flat	1400 mm/flat
2	flat/flat	1400 mm/flat

In den Abbildungen 4 und 5 sind die theoretisch bestimmten Werte aufgeführt, in denen die Stabilitätsbedingung erfüllt ist.

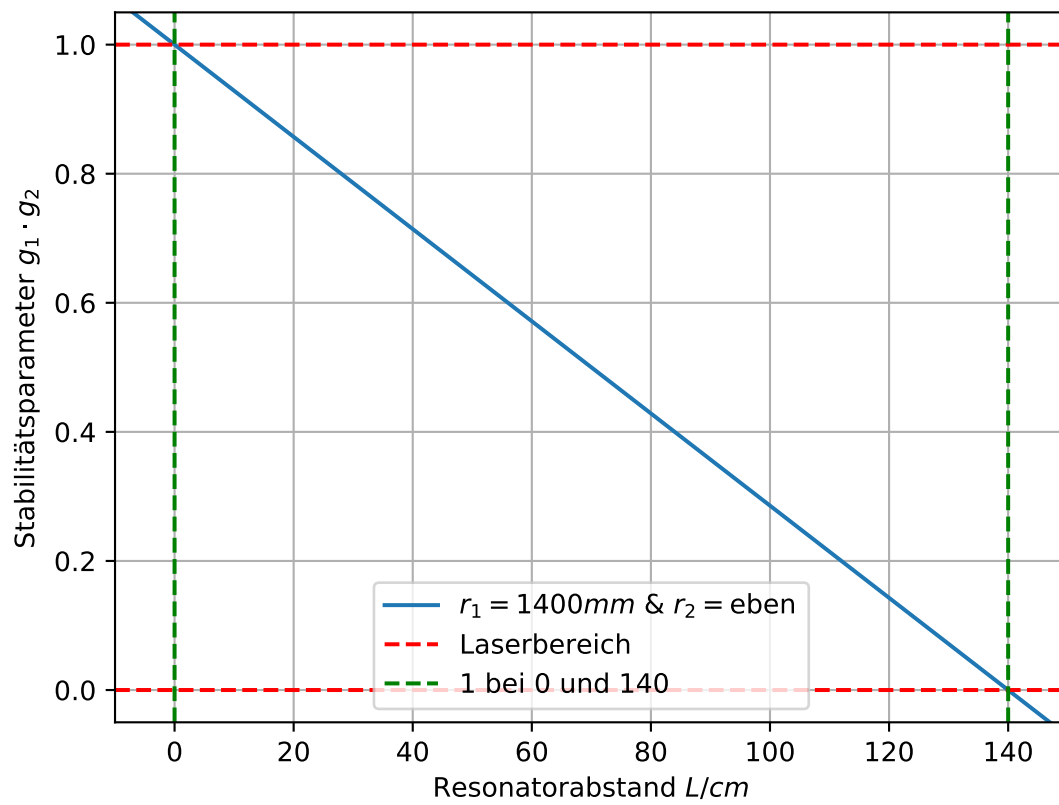


Abbildung 4: Theoretische Berechnung der Stabilitätsbedingung für die erste Konfiguration. Aufgetragen sind $g_1 \cdot g_2$ gegen die Resonatorlänge L .

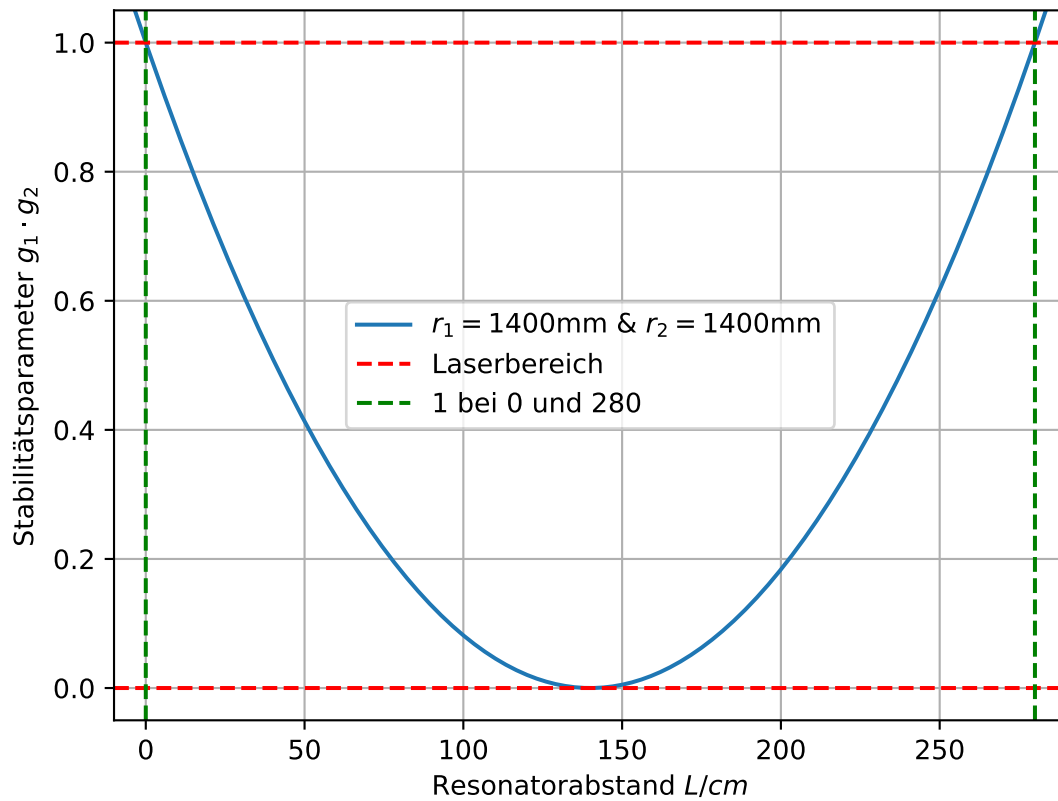


Abbildung 5: Theoretische Berechnung der Stabilitätsbedingung für die zweite Konfiguration. Aufgetragen sind $g_1 \cdot g_2$ gegen die Resonatorlänge L .

Im Experiment setzte die Lasertätigkeit bei den in Tabelle 2 aufgeführten Längen aus.

Tabelle 2: Im Experiment bestimmte maximale Resonatorlängen für die Konfigurationen 1 und 2.

Konfiguration	L_{\max} in cm
1	116,7
2	191,7

4.2 Vermessung zweier Moden

Es werden die Grundmode TEM_{00} und die Mode TEM_{01} vermessen. Aus der Formel 6 lässt sich durch das einsetzen der Polynome für die jeweiligen Parameter und bilden des Betragsquadrates die Intensität der Moden

$$I_{00}x = I \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{\sigma^2}\right) \quad (12)$$

$$I_{01}x = I \cdot (x - x_0)^2 \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{\sigma^2}\right) \quad (13)$$

bestimmen. Dabei ist I die maximale Intensität, x_0 die Verschiebung der Funktion entlang der x-Achse und σ die Standardabweichung der Verteilung.

In den Abbildungen 6 und 7 sind die Messwerte sowie die mittels Ausgleichsrechnung bestimmten Funktionen aus 13 dargestellt.

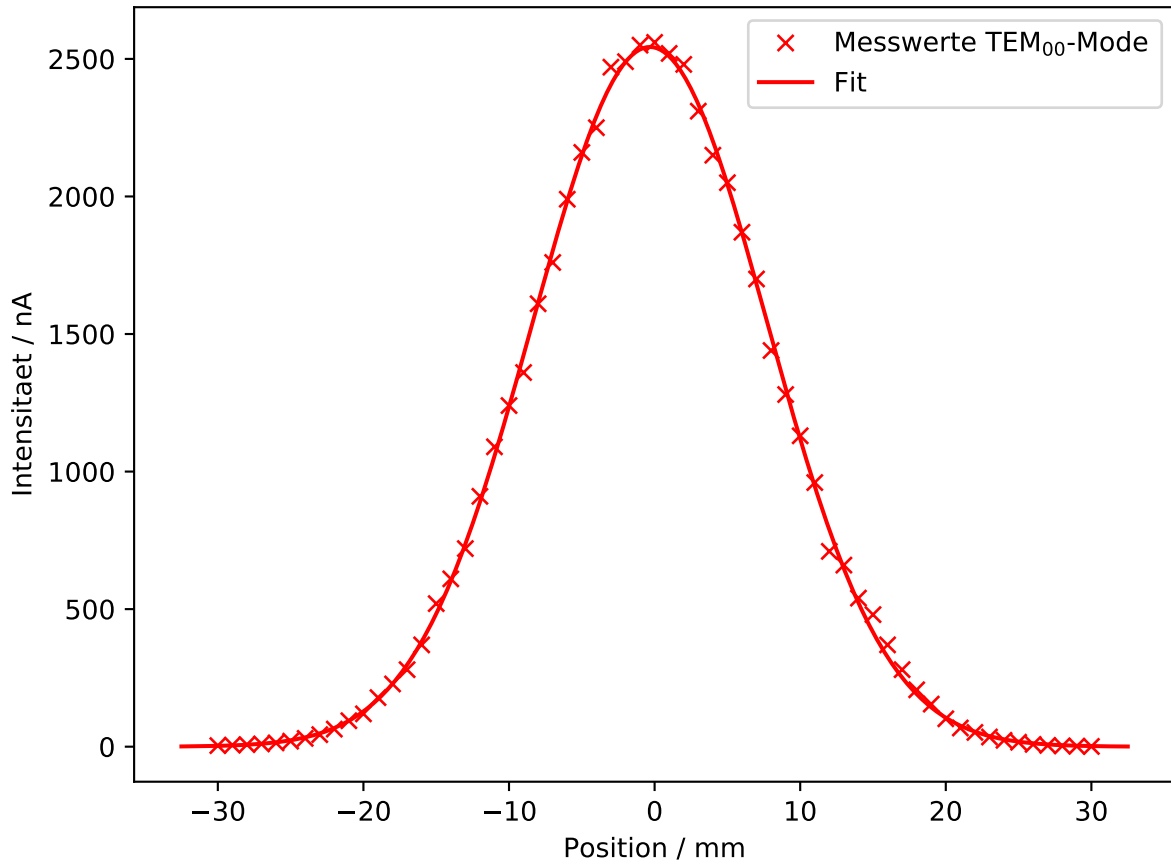


Abbildung 6: Messwerte und Ausgleichskurve der TEM₀₀-Messung.

Die Parameter für die 00-Mode ergeben sich zu:

$$I = (2543 \pm 8) \text{ nm}$$

$$x_0 = (-0.323 \pm 0.031) \text{ mm}$$

$$\sigma = (-16.10 \pm 0.06) \text{ mm}^2$$

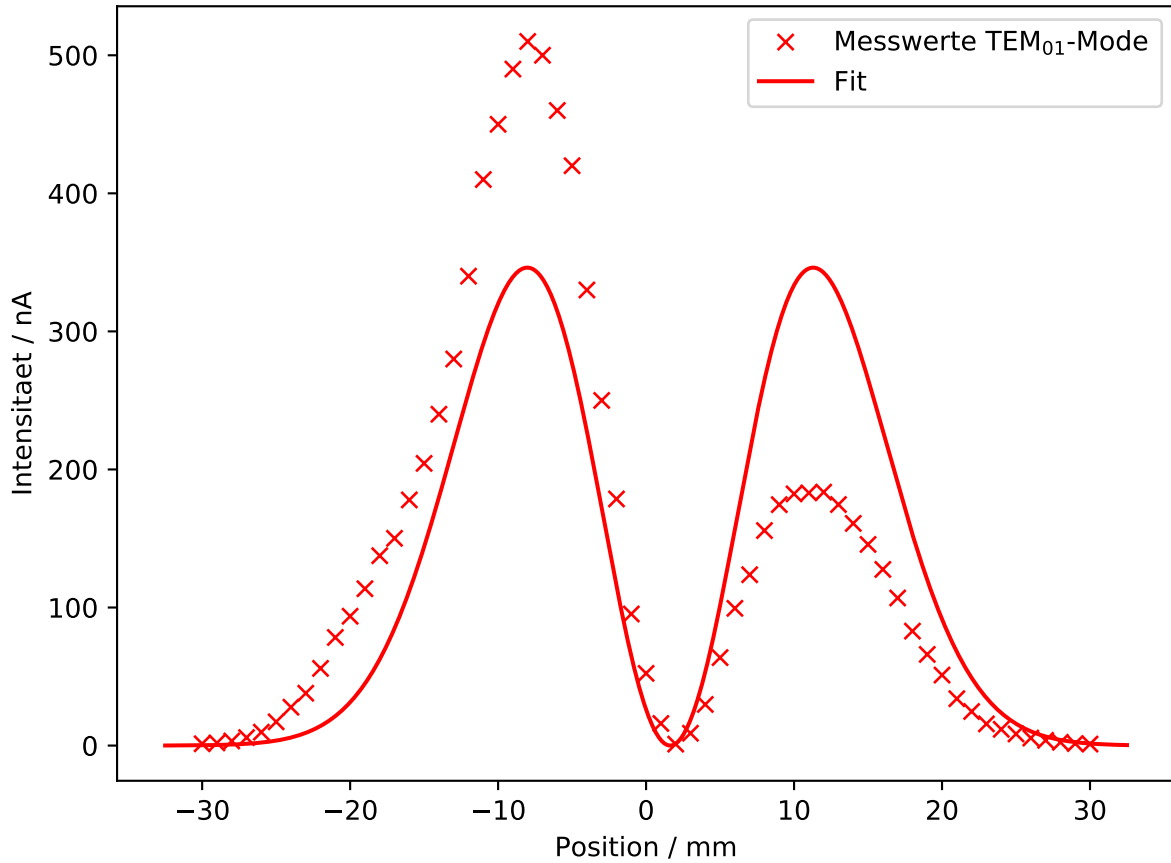


Abbildung 7: Messwerte und Ausgleichskurve der TEM₀₁-Messung.

Die Parameter für die 01-Mode ergeben sich zu:

$$\begin{aligned}
 I &= (10.1 \pm 1.1) \text{ nm} \\
 x_0 &= (13.7 \pm 0.5) \text{ mm} \\
 \sigma &= (1.6 \pm 0.4) \text{ mm}^2
 \end{aligned}$$

4.3 Polarisationsmessung

Das Laserlicht ist nahezu perfekt linear polarisiert. Dies liegt an der Verwendung der Brewsterfenster, welche nur den s-polatrisierten Lichtanteil reflektieren. Der transmittierte Teil sowohl p- als auch s-polarisiertes Licht enthält. Durch die mehrfachen Durchgänge durch die Brewsterfenster erleidet das s-polarisierte Licht so große Verluste, dass der Intensitätsverlust größer als der Gewinn ist, weshalb das Laserlicht p-polarisiert ist. Für die Intensitätsverteilung von linear polarisiertem Licht, welches durch ein Polarisationsfilter geht, gilt

$$I(\phi) = I_0 \cos^2 \phi - \phi_0. \quad (14)$$

Dies wird Gesetz von Malus genannt, dabei wird eine Berücksichtigung einer Verschiebung ϕ_0 mitbetrachtet. Mit 14 wird eine Ausgleichsrechnung für die Polarisationsmessung durchgeführt. In Abbildung 8 ist die resultierende Kurve sowie die Messwerte aufgetragen. Die Parameter der

Ausgleichsrechnung sind:

$$I_0 = (11.4 \pm 1.1) \text{ nA}$$

$$\phi_0 = (78 \pm 4)^\circ$$

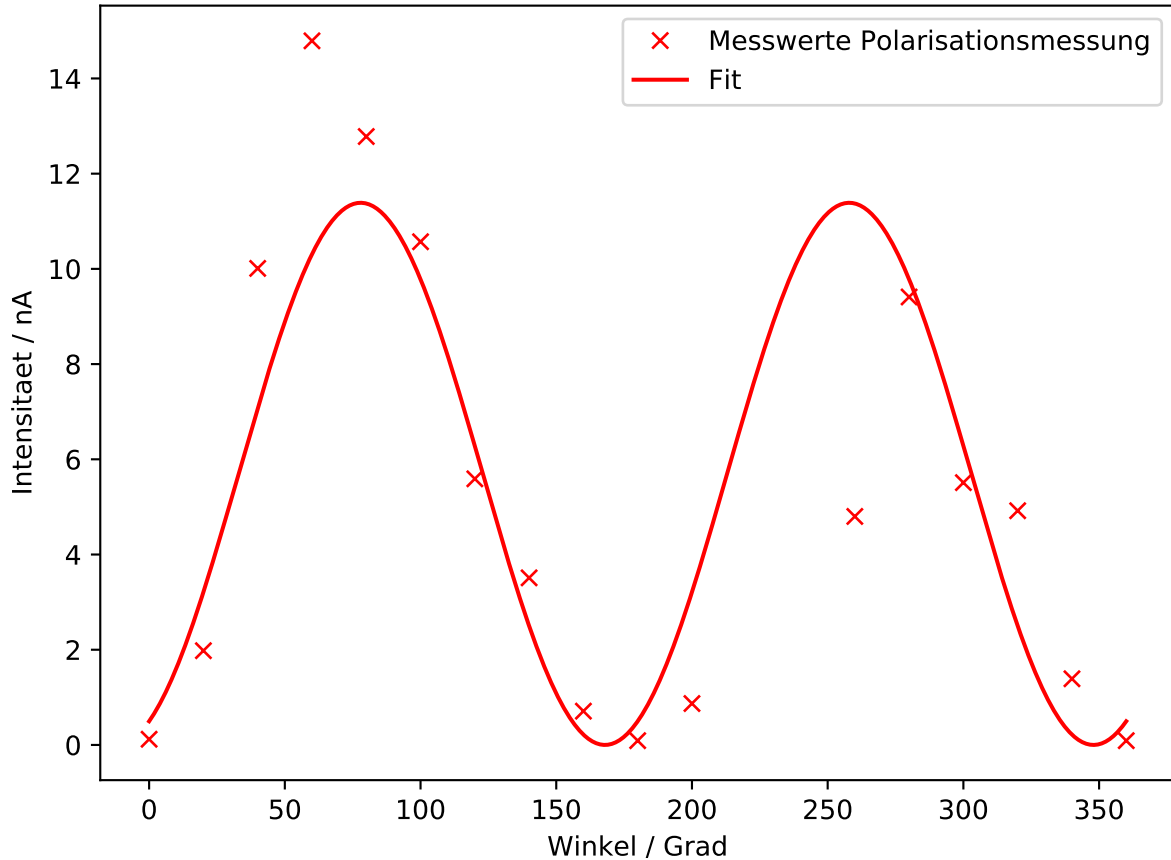


Abbildung 8: Messwerte und Ausgleichskurve der Polarisationsmessung.

4.4 Wellenlängenuntersuchung

Um die Wellenlänge des Lasers zu untersuchen, wird das Beugungsverhalten des Lichts an einem Gitter untersucht. Das Gitter hat eine Gitterkonstante $g = 0,01 \text{ mm}^{-1}$ und steht $L = 5,3 \text{ cm}$ vor der Photodiode.

In Abbildung 9 sind die Messwerte aufgetragen, wobei die Maxima farblich markiert sind. Mit

$$\alpha = \tan \frac{\Delta x}{L} \quad (15)$$

werden die Abstände zum Maximum bestimmt. Die Wellenlänge wird dann über

$$\lambda = \frac{d \sin \alpha}{n} \quad (16)$$

bestimmt. Die Positionen der bestimmten Maxima sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3: Auflistung der Positionen der Maxima des Beugungsbild.

x_1	x_2	x_3	x_4	x_5	x_6	x_7	x_8
10.0 mm	6.5 mm	3.0 mm	0.0 mm	-4.0mm	-7.0mm	-11.0mm	-15.0mm

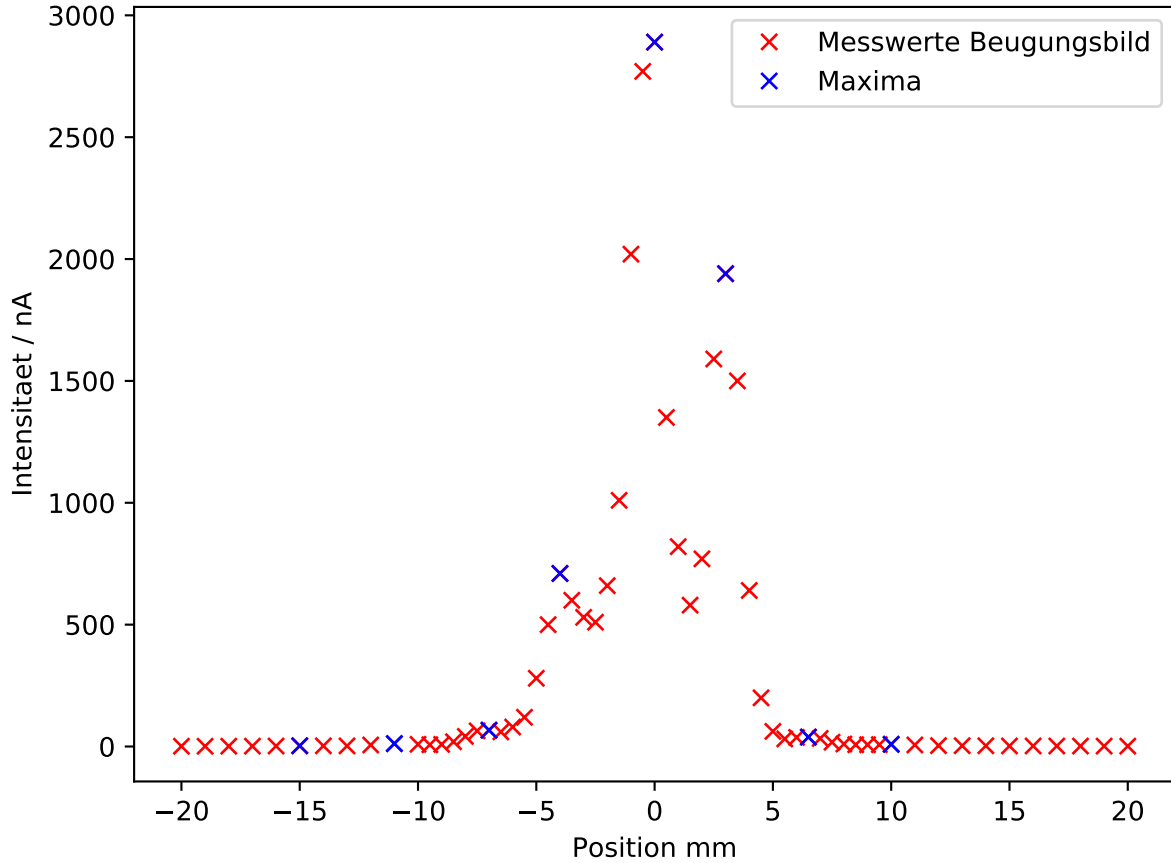


Abbildung 9: Messwerte der Vermessung des Beugungsbildes, dabei sind die Maxima blau markiert.

Die mit 16 bestimmte Wellenlänge ist

$$\lambda = (646 \pm 27) \text{ nm.}$$

4.5 Multimodenuntersuchung

Die gemessenen Peaks des Spektrum sind in Tabelle 4 zusammen mit den gemittelten Peakabständen zu finden.

Tabelle 4: Peakpositionen für 3 Resonatorlängen, die Positionen sind in MHz angegeben.

L / cm											$\Delta\nu / \text{MHz}$
54,1	75	199	274	353	473	548	623	746	-	-	96 ± 9
105,5	143	281	424	566	705	848	986	1129	-	-	$140,9 \pm 0,9$
195,5	79	158	236	315	394	473	551	626	705	784	$78,3 \pm 0,4$

Bei Lichtgeschwindigkeit c gilt eine Dopplerverschiebung von

$$\Delta\nu_{\text{Doppler}} = 2 \left(\nu_{\text{ruhe}} - \frac{c + \langle v \rangle}{c - \langle v \rangle} \nu_{\text{ruhe}} \right) \quad (17)$$

Dabei ist $\langle v \rangle$ die mittlere Teilchengeschwindigkeit, die über

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (18)$$

beschrieben wird. Mit der Boltzmannkonstante k , einer Temperatur von 300K und einer Neon-Atommasse $M = 20,18 \text{ u}$ [2] ergibt sich eine mittlere Teilchengeschwindigkeit

$$\langle v \rangle = 497,20 \frac{\text{km}}{\text{s}}. \quad (19)$$

Daraus lässt sich die Doppelverschiebung auf

$$\Delta\nu_{\text{Doppler}} = 3,14 \text{ GHz} \quad (20)$$

bestimmen.

5 Diskussion

Überprüfung der Stabilitätsbedingung In dem Versuchsteil sollten die theoretisch berechneten Stabilitätsbedingung für unterschiedliche Spiegelkonfigurationen über die Resonatorlängen überprüft werden.

Für beide Konfigurationen wurde der theoretische Wert nicht erreicht. Das die berechneten maximal

Tabelle 5: Vergleich der gemessenen Resonatorlängen mit den Theoriewerten.

Konfiguration	L_{theo} in cm	L_{max} in cm	relative Abweichung
1	140	116,7	17 %
2	250	191,7	23 %

Werte nicht erreicht wurden, liegt möglicherweise an einer ungenauen Justage des Lasers. Auch die Empfindlichkeit des Versuchsaufbaus gegenüber kleinster Verrückungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung kann das Aussetzen der Lasertätigkeit herbeigeführt haben.

Vermessung der TEM Moden Für die Grundmode TEM_{00} lassen sich die Messwerte mit sehr geringen Fehlern durch die Theoriekurve beschreiben. Die Vermessung der Mode TEM_{01} zeigt jedoch eine starke Asymmetrie auf, welche durch die angenommene Theoriekurve der Intensitäten nicht beschrieben wird. Dies könnte an dem eingeschobenen Draht liegen, da dieser sehr verbogen war. Oder bei der Messung hat sich nicht die reine Grundmode sondern eine Überlagerung verschiedener Moden eingestellt. Eine weitere allgemeine Fehlerquelle ist die Fluktuation der Laserintensität durch Verrückungen am Versuchsaufbau, sowie das nicht vollständig konstante Restlicht im Versuchsraum. Durch das Wechseln der Größenordnungen des Amperimeters können weitere systematische Fehler aufgetreten sein.

Bestimmung der Polarisation Bei der Polarisationsmessung zeigten sich die starken Fluktuationen der Laserintensität und die Problematiken des Amperimeters sehr deutlich. Die angezeigten Werte änderten sich zu schnell um die Werte sicher ablesen zu können. Die Ausreißer in den Messwerten lassen sich also durch ungenaues Ablesen erklären. Jedoch konnte eine Abhängigkeit der Intensität nach dem Gesetz von Malus in guter Näherung gezeigt werden, also die lineare Polarisation des Lichts gezeigt werden.

Bestimmung der Wellenlänge Die mit dem Experiment bestimmte Wellenlänge ist $\lambda = (646 \pm 27)$ nm. Die Theoretische Wellenlänge ist $\lambda = 632,8$ nm [1]. Damit passt die bestimmte Wellenlänge im Bereich der Fehlertoleranz zum Theoriewert.

Multimodenuntersuchung Für die drei vermessenen Resonatorlängen liegen die mittleren Frequenzdifferenzen im MHz Bereich. Damit liegen die Abstände der Moden weit unterhalb der Aufweitung der Frequenzen durch den Dopplereffekt, welcher im GHz bereich liegt. Die longitudinalen Moden treten als Schwebung im Multimodenbetrieb des Lasers auf.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *V61: Der HeNe-Laser*. 2014. URL: ['http://129.217.224.2/HOME PAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V61.pdf.'](http://129.217.224.2/HOME PAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V61.pdf)
- [2] *Neon*. URL: ['http://www.periodensystem.info/elemente/neon/.'](http://www.periodensystem.info/elemente/neon/)