

Versuch 61

HeNe-Laser

Jonah Nitschke
lejonah@web.de

Sebastian Pape
sepa@gmx.de

Durchführung: 24.01.2018

Abgabe: 5. März 2018

1 Theorie

In dem folgenden Versuch geht es darum, die Funktionsweise und Inbetriebnahme eines Helium-Neon-Lasers experimentell nachzuvollziehen. Anschließend werden durch weitere Messungen mehrere Eigenschaften des Lasers untersucht. Dazu gehören die Stabilitätsbedingungen, die Polarisierung, die Wellenlänge sowie eine Untersuchung der TEM-Moden (transverse electromagnetic mode).

Laser (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) sind unter anderem aufgrund ihrer hohen Intensität sowie der langen Kohärenzlänge (ca. 11 km bei einem HeNe-Laser) interessant für verschiedene Bereiche der Medizin sowie allgemein als Grundlage verschiedener Messmethoden.

Ein Laser besteht allgemein aus 3 grundlegenden Komponenten. Dem aktiven Lasermedium, dem Resonator sowie einer Pumpquelle. Das Lasermedium wird dabei mithilfe des Resonators sowie des optischen Pumpens so manipuliert, dass es zu einer Verstärkung des einfallenden Lichtes kommt. Dieses Prinzip wird auch als selbsterregender Oszillator bezeichnet.

1.1 Grundprinzip des Lasers

Ein Ergebnis der quantenmechanischen Betrachtung ist, dass jedes Atom diskrete Energieniveaus besitzt. Die Besetzungszahlen zweier verschiedener Niveaus n_1 und n_2 mit den Energien $W_1 < W_2$ sind dabei gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung miteinander verknüpft:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\exp(-W_2/k_B T)}{\exp(-W_1/k_B T)}. \quad (1)$$

k_B ist dabei die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und g_i sind die zugehörigen statistischen Gewichte der Besetzungsniveaus. Trifft ein Photon mit der Energie des entsprechenden Überganges auf das Atom, so kann es absorbiert werden. Dabei geht das Atom in einen angeregten Zustand über, zum Beispiel vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand. Geht es anschließend wieder in den Grundzustand über, wird ein Photon emittiert, welches genau die Differenz beider Niveaus als Energie besitzt:

$$\hbar\omega = E_2 - E_1. \quad (2)$$

Passiert dies spontan, wird dies als spontane Emission bezeichnet. Die Emission kann auch durch Einstrahlen eines Photons erzeugt werden, so dass letztendlich zwei Photonen mit der selben Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung abgestrahlt werden. Bei diesem Vorgang handelt es sich um die induzierte Emission. Die Vorgänge sind in Abbildung 1 grafisch dargestellt.

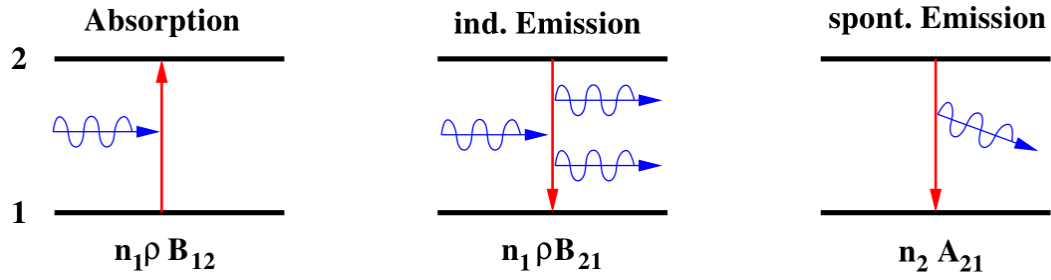


Abbildung 1: Emission und Absorption. [1]

Die Wahrscheinlichkeit, mit der die verschiedenen Vorgänge zwischen zwei Niveaus auftreten, wird über die Einstein-Koeffizienten B und A bestimmt. Die Anzahl der spontanen Emissionen pro Zeiteinheit lässt sich wie folgt berechnen, wobei A_{21} die Übergangswahrscheinlichkeit von Niveau W_2 in W_1 darstellt:

$$n_{\text{spont}} = N_2 A_{21}. \quad (3)$$

Die Anzahl induzierter Emissionen pro Zeiteinheit ist mit N_2 über den Einstein-Koeffizienten B_{21} sowie dem Strahlungsfeld ρ verbunden:

$$n_{\text{ind}} = N_2 B_{21} \rho. \quad (4)$$

Durch eine ähnliche Relation lässt sich auch die Anzahl absorbiert Quanten pro Zeiteinheit bestimmen:

$$n_{\text{abs}} = N_1 B_{12} \rho. \quad (5)$$

Unter der Annahme, dass beide Niveaus nicht entartet sind ($g_1 = g_2$), gilt $B_{12} = B_{21}$. Somit lässt sich A_{21} bestimmen, so dass sich die folgende Abhängigkeit ergibt:

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{c^3} B_{12} \nu^3. \quad (6)$$

Im thermischen Gleichgewicht überwiegt dabei gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung die Besetzung des Grundzustandes. Für die zum Lasern benötigte dauerhafte Verstärkung des Strahlungsfeldes muss die induzierte Emission deutlich häufiger auftreten als die spontane Emission. Dafür ist eine höhere Besetzung des angeregten Zustandes nötig, welche auch als Besetzungsinversion bezeichnet wird. Diese wird durch das optische Pumpen realisiert.

Die Besetzungsinversion ist allerdings in einem reinen 2-Niveau-System wie es hier verwendet wurde nicht realisierbar. Dies ergibt sich relativ schnell aus Gleichung (1). Liegen nicht entarteten Zuständen vor, kann lediglich die Temperatur als Parameter beeinflusst werden. Selbst beim Limes $T \rightarrow \infty$ kann lediglich ein Verhältniss von 50:50 erreicht werden. Zudem kann es auch damit erklärt werden, dass bei einem Zwei-Niveau-System irgendwann die Wahrscheinlichkeit für die induzierte Emission genauso hoch ist wie die für die Absorption, genau dann wenn $n_1 = n_2$ gilt (siehe (4) und (5)). Berücksichtigt man anschließend auch noch die spontane Emission, so lässt sich eine Gleichbesetzung gar nicht erzeugen und es gilt immer $n_1 > n_2$

1.2 Besetzungsinversion beim HeNe-Laser

Bei dem HeNe-Laser handelt es sich um einen Gaslaser mit einem Helium-Neon Verhältnis von 5 zu 1 bei einem Druck von ca. 133 Pascal. Die Besetzungsinversion wird über eine elektrische Entladung erzeugt, wobei sie nicht direkt beim Lasermedium Neon erzeugt wird. Stattdessen wird das Pumpgas Helium vom Grundzustand in einen angeregten, metastabilen Zustand gehoben. Da die Energien der 2^1S_0 und 2^3S_1 Niveaus des Heliums ungefähr den Energien der 3s und 2s Niveaus des Neons entsprechen, kann dieses durch Stöße 2. Art in die beiden angeregten Zustände gehoben werden. Das Helium geht dabei wieder in den Grundzustand über und kann anschließend erneut angeregt werden. Somit kann eine Besetzungsinversion beim Neon erzeugt werden (siehe Abbildung 2). Die intensivste der auftretenden Spektrallinien ist die rote Linie mit $\lambda = 632,8 \text{ nm}$.

1.3 Resonatoraufbau und Stabilitätsbedingung

Da die Verstärkung exponentiell mit der Länge des Lasermediums anwächst, wird ein Resonator verwendet. Dieser besteht im Grunde aus zwei Teilsiegeln, wovon einer teilreflektierend und einer totalreflektierend ist, sowie dem Lasermedium (siehe Abbildung 3). Durch die beiden Spiegel durchläuft der Strahl mehrfach das Medium, wobei immer ein Teil an dem teildurchlässigen Spiegeln ausgekoppelt wird. Für den Resonator können dabei verschiedene Spiegel benutzt werden. Allerdings müssen für einen selbstanregenden Oszillator die Verluste möglichst gering gehalten werden, was besonders durch konkave Spiegel realisiert werden kann. Ein Beispiel dafür ist der konfokale Resonator, bei dem die Spiegelbrennpunkte zusammenfallen. Sind die entstehenden Verluste kleiner als die Verstärkung, so wird von einem optisch stabilen selbsterregenden Oszillator gesprochen.

Die Stabilität eines Resonators kann dabei auch quantitativ durch die Stabilitätsbedingung erfasst werden:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1. \quad (7)$$

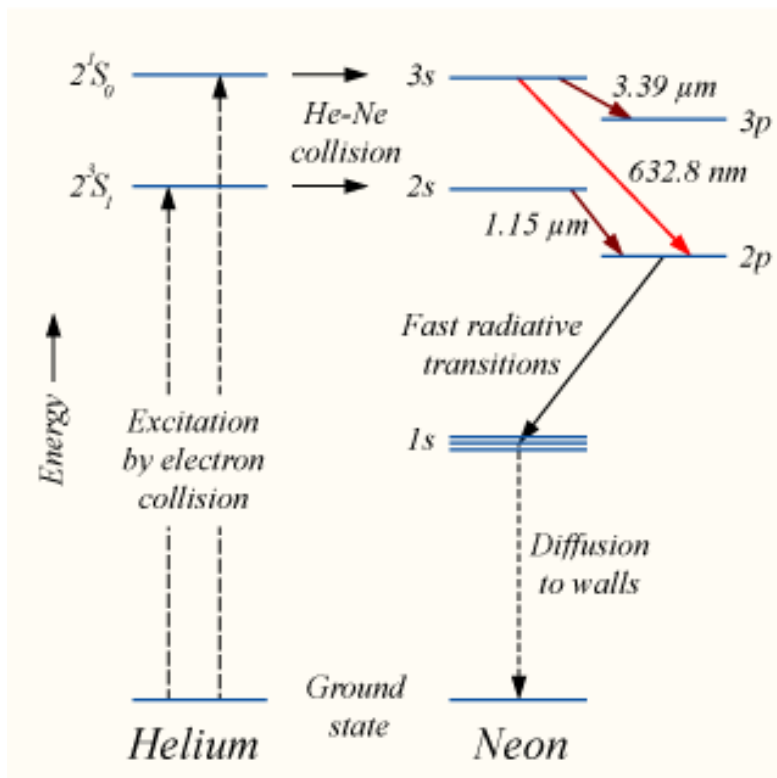


Abbildung 2: Besetzungsinversion beim HeNe-Laser. [3]

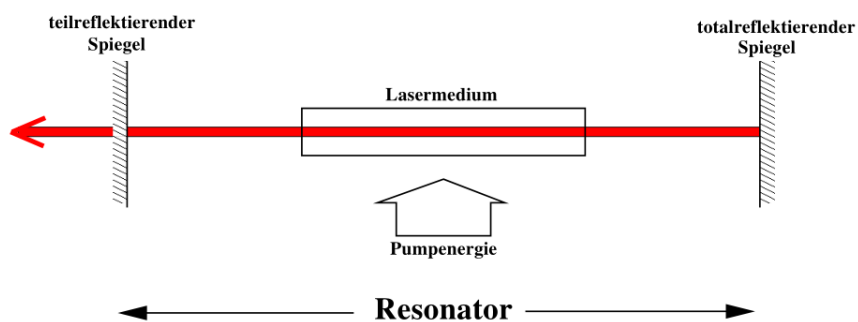


Abbildung 3: Schematischer Aufbau eines Resonators. [1]

Der Resonatorparameter $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$ wird dabei durch die Resonatorlänge L und den Krümmungsradius r bestimmt. Für den HeNe-Laser wird dabei ein fester konkaver Spiegel mit $r_1 = 1400 \text{ mm}$ verwendet, der wahlweise durch einen planparallelen Spiegel ($r_2 = \infty$) oder einen weiteren konkaven Spiegel ($r_2 = r_1$) ergänzt wird. Der Verlauf des Faktors $g_1 \cdot g_2$ ist in Abbildung 4.

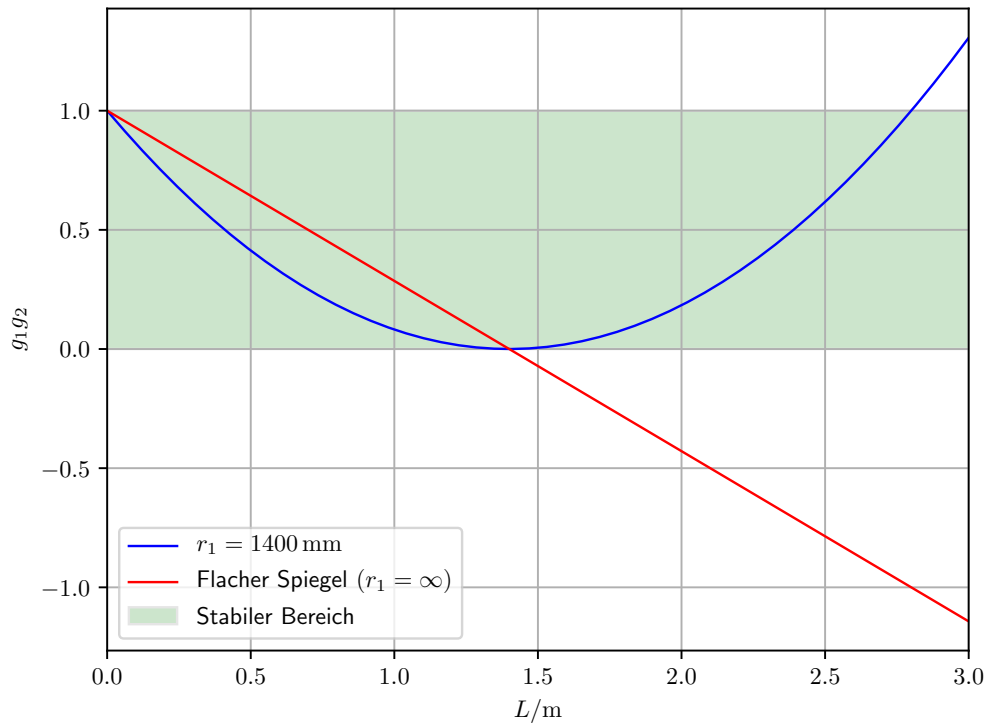


Abbildung 4: Verlauf des Stabilitätsparameters. [2]

1.4 Elektromagnetische Moden des Lasers

Im Allgemeinen ist die Resonatorlänge deutlich größer als die Wellenlänge λ des emittierten Lichtes. Somit können mehrere Moden auftauchen. Die Anzahl q der Wellenlängen im Resonator wird als longitudinale Mode bezeichnet. Aufgrund von Unebenheiten der Spiegeloberflächen treten zusätzlich auch transversale Moden auf, die im folgenden als TEM_{lp} (transverse electromagnetic mode) bezeichnet werden. Bei l handelt es sich dabei um die Anzahl der auftretenden Knoten in x-Richtung und bei p dementsprechend um die Anzahl der Knoten in y-Richtung. Da höhere Moden auch höhere Verluste erzeugen, sind im Resonator nur wenige transversale Moden stabil und werden verstärkt.

Die Mode mit der höchsten Symmetrie und den niedrigsten Verlusten ist die TEM_{00} -Mode, welche keine Nullstelle in transversaler Richtung besitzt. Die Intensitätsverteilung folgt dabei einer Gaußverteilung:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right). \quad (8)$$

I_0 ist dabei die Maximalintensität, r der Abstand zur optischen Achse und 2ω der Strahldurchmesser. Der Strahlradius ω lässt sich über den Abstand z zur minimalen Strahltaillie ω_0 definieren:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\theta z}{\omega_0}\right)^2}. \quad (9)$$

Bei $\theta = (\lambda/\pi)\omega_0$ handelt es sich um die Strahldivergenz.

Neben der Grundmode wird zudem die TEM_{01} untersucht. Diese ist allerdings viel schwächer als die Grundmode. Deswegen wird mittels einer Modenblende die TEM_{00} -Mode unterdrückt. Für die TEM_{01} -Mode ergibt sich dann eine doppelte Gauß-Funktion als Intensitätsverteilung:

$$I(r) = I_0 \cdot \left(\exp\left(-\frac{2(r-r_1)^2}{\omega^2}\right) + \exp\left(-\frac{2(r+r_1)^2}{\omega^2}\right)\right). \quad (10)$$

1.5 Brewster-Fenster

Zum Auskoppeln des Strahls aus der HeNe-Röhre wird ein Brewster-Fenster verwendet. Im Gegensatz zu Abbildung 5 befindet sich bei diesem Versuch auf beiden Seiten der HeNe-Röhre nur eine Platte. Bei dem Winkel zwischen Strahl und Platte handelt es sich um den Brewster-Winkel, bei dem ausschließlich das zur Einfallsebenen senkrecht polarisierte Licht reflektiert wird. Das parallel polarisierte Licht kann jedoch nahezu verlustfrei in die HeNe-Röhre eintreten bzw. aus der Röhre austreten. Bei zwei senkrechten Fenstern hingegen wären die Verluste durch Reflexion zu hoch, um einen selbsterregenden Oszillator zu realisieren.

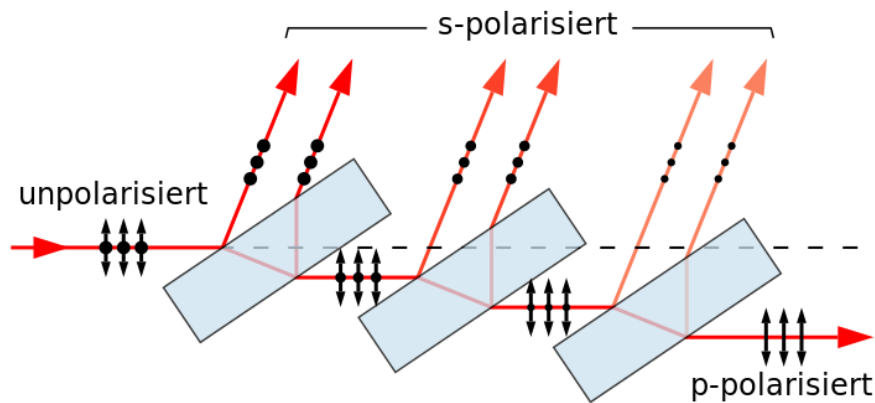


Abbildung 5: Aufbau eines Brewster-Fensters. [4]

2 Aufbau und Durchführung

Der komplette Versuch wird auf einer optischen Schiene aufgebaut. Der Justierlaser ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $P_{\text{max}} = 1 \text{ mW}$) wird mit einer reduzierten Laserleistung von $P_{\text{red}} = 0,2 \text{ mW}$ betrieben. Der Strahl des Justierlasers geht durch eine Blende, auf deren Rückseite sich ein Fadenkreuz zur Justierung der Spiegel befindet. Neben dem Justierlaser befindet sich der eigentliche Aufbau des HeNe-Lasers, bestehend aus zwei hochreflektierenden Spiegeln und einem Laserrohr mit dem Helium-Neon-Gemisch, welche zusammen den Laserresonator bilden. Das Laserrohr hat eine Länge von $l = 408 \text{ mm}$ und einen Durchmesser von $d_{\text{HeNe}} = 1,1 \text{ mm}$. In dem Laserrohr befinden sich die Elektroden, mit denen das Helium über elektrische Entladungen angeregt wird, um über Stöße 2. Art die Besetzungsinversion im Neon zu erzeugen. Am beiden Enden des Laserrohrs befindet sich ein Brewster-Fenster (siehe Abschnitt 1.5). Die zur Verfügung stehenden Spiegel haben alle einen Durchmesser von $d_{\text{Spiegel}} = 12,7 \text{ mm}$.

Zum Vermessen der verschiedenen Eigenschaften stehen entsprechende Komponenten neben der Apparatur bereit, welche bei der entsprechenden Messung auf die optische Schiene montiert werden können. Dazu gehören eine Photodiode, ein Polarisator, ein Wolfram-Draht und ein Gitter. Die Komponenten sind alle an Halterungen angebracht, welche zum Teil mittels Mikrometerschrauben im Strahlengang verschoben werden können.

Zu Beginn des Versuches müssen zuerst mittels des Justierlasers die beiden Spiegel justiert werden. Dafür wird erst der hintere Spiegel (konkav) in den Strahlengang gestellt und so justiert, dass der reflektierte Strahl genau auf die Mitte des Fadenkreuzes fällt. Danach wird der vordere Spiegel (konkav) in den Strahlengang gestellt und die selbe Justage wiederholt. Anschließend wird das Laserrohr mit einem Betriebsstrom von $I = 6,5 \text{ mA}$ auf der optischen Schiene befestigt. Die beiden Resonatorspiegel werden mithilfe der Justierschrauben noch nachjustiert, bis das Gasgemisch lasert und die rote Linie deutlich erkennbar ist.

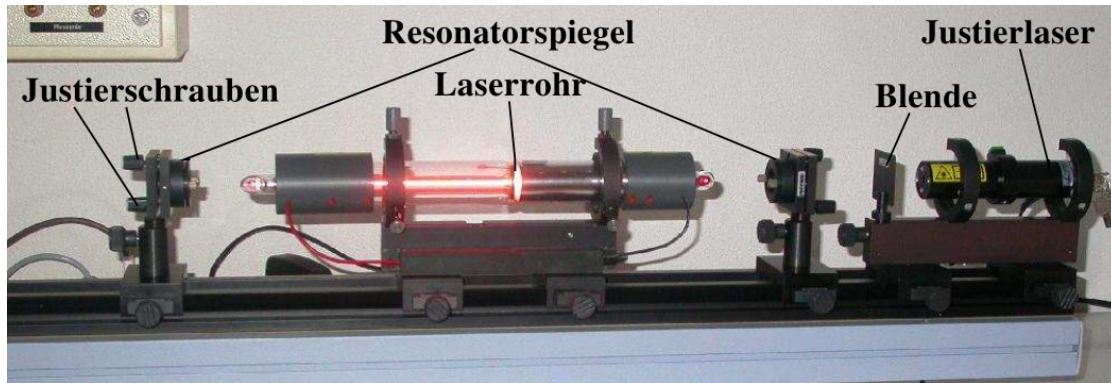


Abbildung 6: Aufbau des HeNe-Lasers. [1]

Als erstes wird mit dem Polarisationsfilter die Intensität in abhängigkeit von der Polarisationsrichtung gemessen. Dafür wird der Filter in 10° Schritten gedreht und jedesmal mithilfe der Photodiode die Intensität gemessen. Danach wird zuerst die TEM_{00} -Mode vermessen. Dafür wird der Strahl mittels einer Linse aufgefächert, sodass mit der Photodiode die Intensität vermessen werden kann. Die Photodiode wird dabei von einer Kante des Strahls in 1 mm Schritten bis zur anderen Kante der Strahls gefahren. Anschließend wird der Wolfram-Draht innerhalb des Resonators zwischen die HeNe-Röhre und den auskoppelnden Spiegel in den Strahlengang gebracht, um die TEM_{01} -Mode sichtbar zu mache. Der "Wellenbauch" bzw. das Intensitätsmaximum der TEM_{00} -Mode befindet sich in der Mitte des Strahles, weswegen dort der Wolfram-Draht platziert wird. Anschließend wird wie schon bei der vorherigen Mode beschrieben die Intensität des Strahles vermessen, ebenfalls in 1 mm Schritten. Danach werden mithilfe eines Gitters die Beugunsmaxima verschiedener Ordnungen auf einem Schirm sichtbar gemacht und die jeweiligen Abstände zum Maximum 0. Ordnung mittels eines Maßbandes vermessen.

Zum Schluss wird dann die Stabilitätsbedingung für den Laser überprüft. Dafür wird der Abstand zwischen den beiden Spiegeln in 10 cm Schritten vergrößert und jedes mal nach Einstufen die Intensität mittels der Photodiode vermessen.

Anschließend wird der konkave Spiegel zwischen Justierlaser und Laserrohr ausgetauscht und ein planparalleler Spiegel eingesetzt. Dafür muss die Apparatur auch noch einmal komplett neu justiert werden. Anschließend wird die Stabilitätsbedingung im selben Muster wie bei dem vorherigem Aufbau durchgeführt.

3 Auswertung

Im Folgenden werden die erhobenen Messdaten ausgewertet um die Polarisierung, die Grundmode, die erste angeregte Mode, die Wellenlänge sowie die Stabilitätsmessung des HeNe-Lasers zu erhalten.

3.1 Polarisationsmessung

Die Messdaten sind in Tab. 4 dargestellt. Die Intensität $I(\varphi)$ ist in Abhängigkeit des Winkels des Polarisationsfilters φ gemessen worden.

Die Messdaten sind an eine Funktion der Form:

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \sin^2(\varphi - \varphi_0) \quad (11)$$

gefittet worden. Die einzelnen Parameter der Ausgleichsrechnung sind in Tab. 1 dargestellt.

Tabelle 1: Parameter der Ausgleichsrechnung zu (11)

Parameter	Wert
I_0	$(0.29 \pm 0.037)\text{mA}$
φ_0	$(0.75 \pm 0.011)\text{rad}$

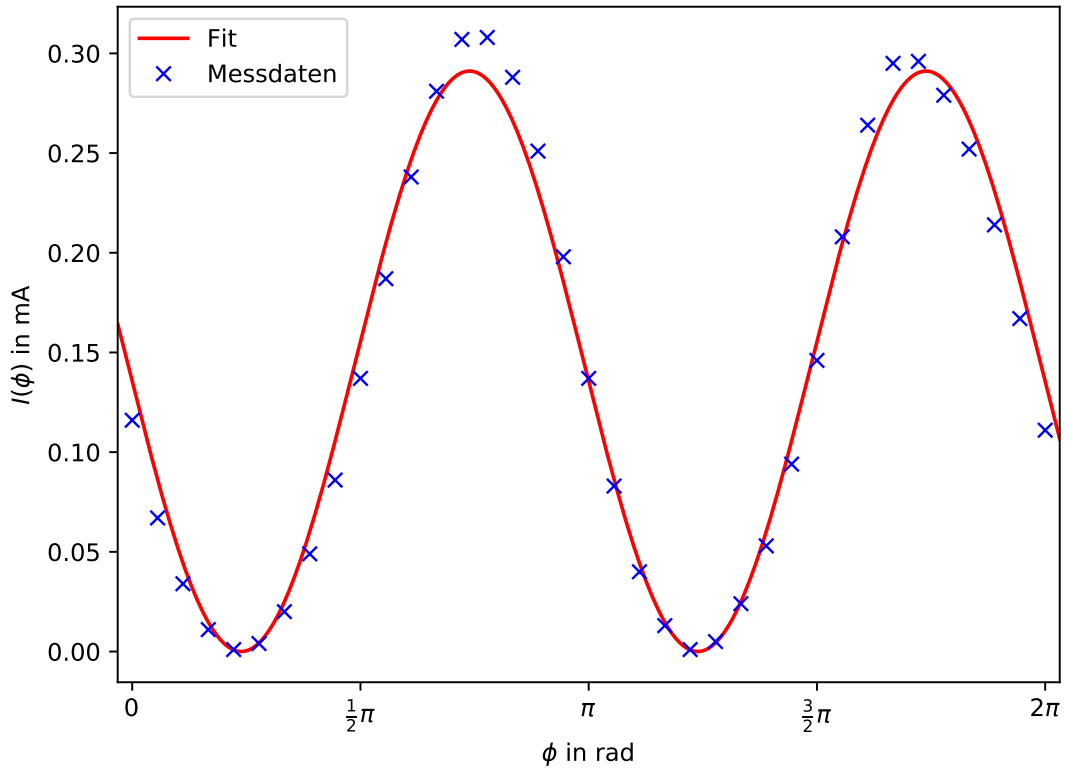


Abbildung 7: Polarisationsmessung mit der zugehörigen Ausgleichsfunktion.

3.2 Modenmessung

Die Messdaten zu der Grundmode $TEM_{(0,0)}$ und der ersten angeregte Mode $TEM_{(0,1)}$ sind in Tab. 5 einzusehen. Die Daten der Grundmode sind an eine Gaußfunktion der Form:

$$I_{(0,0)}(L) = I_0 \exp \left(-2 \left(\frac{L - d_0}{\omega} \right)^2 \right) \quad (12)$$

gefitet worden. Dabei sind I_0 , d_0 und ω freie Parameter, die aus dem Fit bestimmt werden. I_0 stellt dabei die Maximalintensität, d_0 die Verschiebung in positive Richtung der Abszisse und ω den Radius der Fundamentalmode der Gaußverteilung dar. Der Parameter L ist die Verschiebung der Photodiode senkrecht zur Strahlebene.

Hingegen sind die Daten der $TEM_{(0,1)}$ an eine doppelte asymmetrische Gaußkurve für verschiedene Peakintensitäten $I_{0,i}$ gefitet worden. Die Ausgleichsfunktion besitzt folgenden Gestalt:

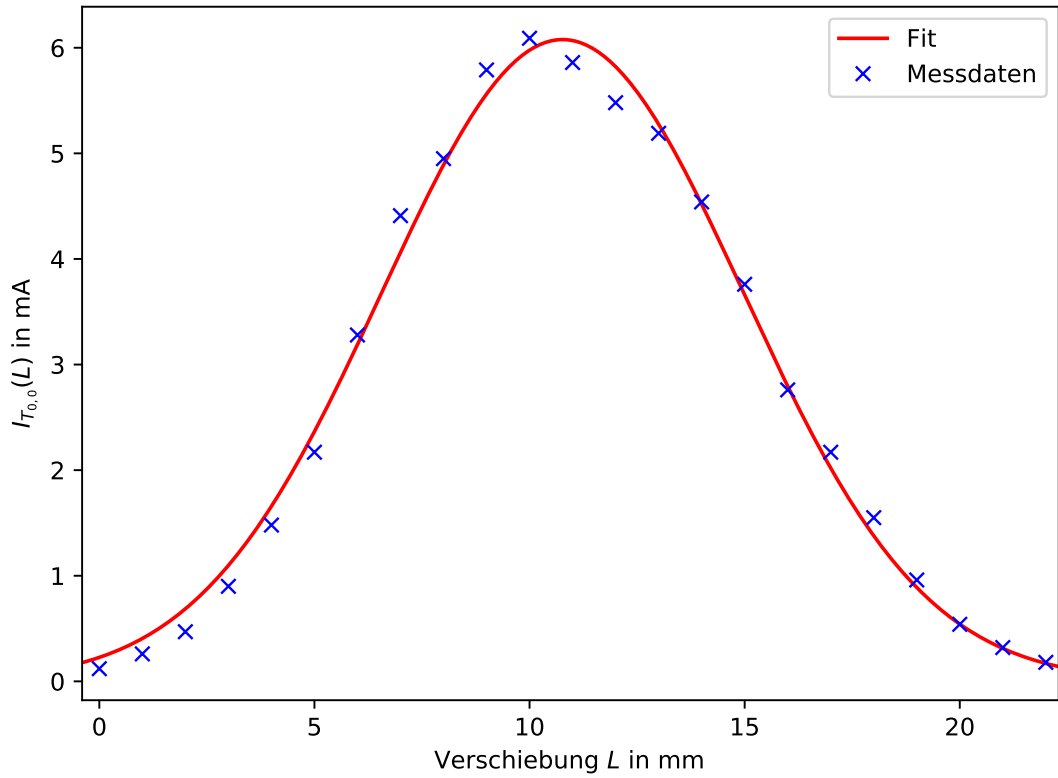


Abbildung 8: Grundmode mit der zugehörigen Ausgleichsfunktion.

$$I_{(0,1)}(L) = I_{0,1} \exp \left(-2 \left(\frac{L - d_{0,1}}{\omega_1} \right)^2 \right) + I_{0,2} \exp \left(-2 \left(\frac{L - d_{0,2}}{\omega_2} \right)^2 \right). \quad (13)$$

Die Parameter $I_{0,i}$, $d_{0,i}$ und ω_i haben dabei dieselbe Bedeutung, wie bei der Grundmode. Dabei sind alle Parameter mit $i = 1$ auf das erste und alle Parameter mit $i = 2$ auf das zweite Maxima bezogen. Die Parameter der Ausgleichsrechnungen sind in Tab. 2 aufgeführt.

Mit der Funktion (13) und den Parametern aus Tab. 2 ergibt sich die Ausgleichskurve zu dem in Abb. 9 dargestellten Plot.

Tabelle 2: Parameter der Ausgleichsrechnung zu den Gleichungen (12) und (13)

Parameter	Wert	Fehler
I_0	6,08 mA	0,079 mA
d_0	10,77 mm	0,063 mm
ω	8,396 mm	0,13 mm
$I_{0,1}$	0,65 μ A	0,035 μ A
$d_{0,1}$	4,68 mm	0,175 mm
ω_1	5,63 mm	0,375 mm
$I_{0,2}$	0,45 μ A	0,011 μ A
$d_{0,2}$	18,61 mm	0,089 mm
ω_2	6,46 mm	0,189 mm

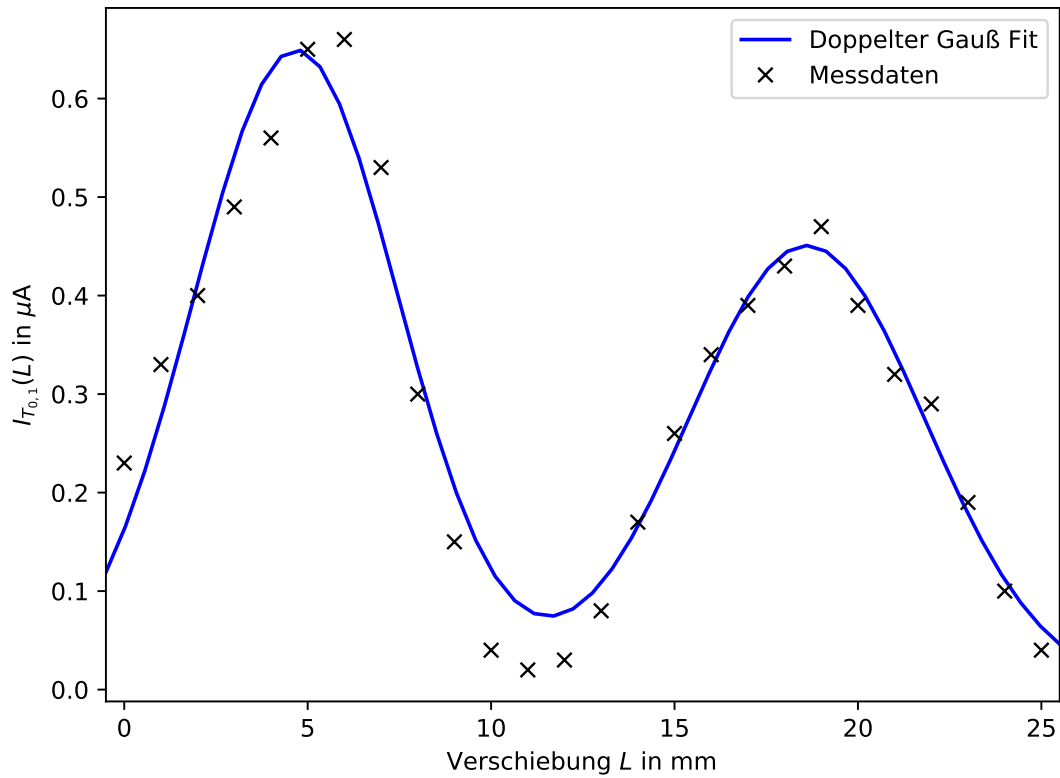


Abbildung 9: Erste angeregte Mode mit der zugehörigen Ausgleichsfunktion.

3.3 Wellenlängenmessung

Die Messdaten zu der Wellenlängenmessung ist in Tab. 3 dargestellt. Die Wellenlänge wird durch Formel (14) berechnet.

$$\lambda = \frac{a}{n} \cdot \sin \left(\tan^{-1} \left(\frac{d_n}{L} \right) \right) \quad (14)$$

Dabei ist a die Gitterbreite, d_n der Abstand der Hauptmaxima zu dem zentralen Hauptmaxima, L der Abstand des Schirms von dem Spalt und n die Ordnung der Hauptmaxima. Die Ordnung des Hauptmaximums wird wie in Abb. 10 dargestellt bestimmt.

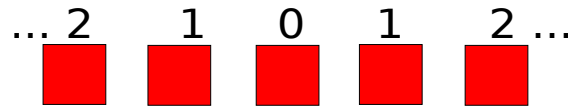


Abbildung 10: Schema zum Ablesen der Ordnung der Hauptmaxima.

Dabei hat das zentrale Hauptmaxima die Ordnung 0. Das verwendete Gitter hat eine Gitterbreite von $a = \frac{1}{100}$ mm und der Abstand zum Schirm beträgt $L = 75,7$ cm. Als Ablesefehler der Abstände der Hauptmaxima wird $\delta L = 0,05$ cm angenommen.

Tabelle 3: Messdaten zur Wellenlängenmessung.

Parameter	Wert in cm	λ in nm
H_{-2}	9,8	641,94 \pm 3,22
H_{-1}	4,9	645,94 \pm 6,56
H_1	5,1	672,18 \pm 6,56
H_2	9,7	635,49 \pm 3,22

Gemittelt über die Anzahl ergeben die Wellenlängen aus Tab. 3 die beste Schätzung $\lambda_{\text{He-Ne}} = (648,9 \pm 2,6)$ nm.

3.4 Stabilitätsmessung

Die Messdaten der Stabilitätsmessung des He–Ne-Lasers für die verschiedenen Resonatoren sind in in Tab. 6 und Tab. 7 dargestellt.

Die Messdaten des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-konkav sind an eine quadratische Funktion mit den Paramtern a , b und c gefittet (vgl. (15)).

$$I_{\text{quad}}(L) = a \cdot L^2 + b \cdot L + c \quad (15)$$

Aus der Ausgleichsrechnung ergeben sich die Parameter zu:

$$a = (-7,68 \pm 9,28) \cdot 10^{-6} \text{ mA/cm}^2 \quad (16)$$

$$b = (3,57 \pm 1,75) \cdot 10^{-3} \frac{\text{mA}}{\text{cm}} \quad (17)$$

$$c = (-6,83 \pm 8,07) \cdot 10^{-2} \text{ mA.} \quad (18)$$

Hingegen werden die Messdaten des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-planar an eine lineare Funktion mit den Parametern a und b gefittet (vgl. (19)).

$$I_{\text{lin}}(L) = a \cdot L + b \quad (19)$$

Die Parameter der Ausgleichsrechnung der Funktion (19) ergeben sich zu:

$$a = (-6,71 \pm 0,89) \cdot 10^{-2} \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}} \quad (20)$$

$$b = 6,52 \pm 0,61 \mu\text{A} \quad (21)$$

Die dazugehörigen Diagramme sind in Abb. 11 und Abb. 12 dargestellt.

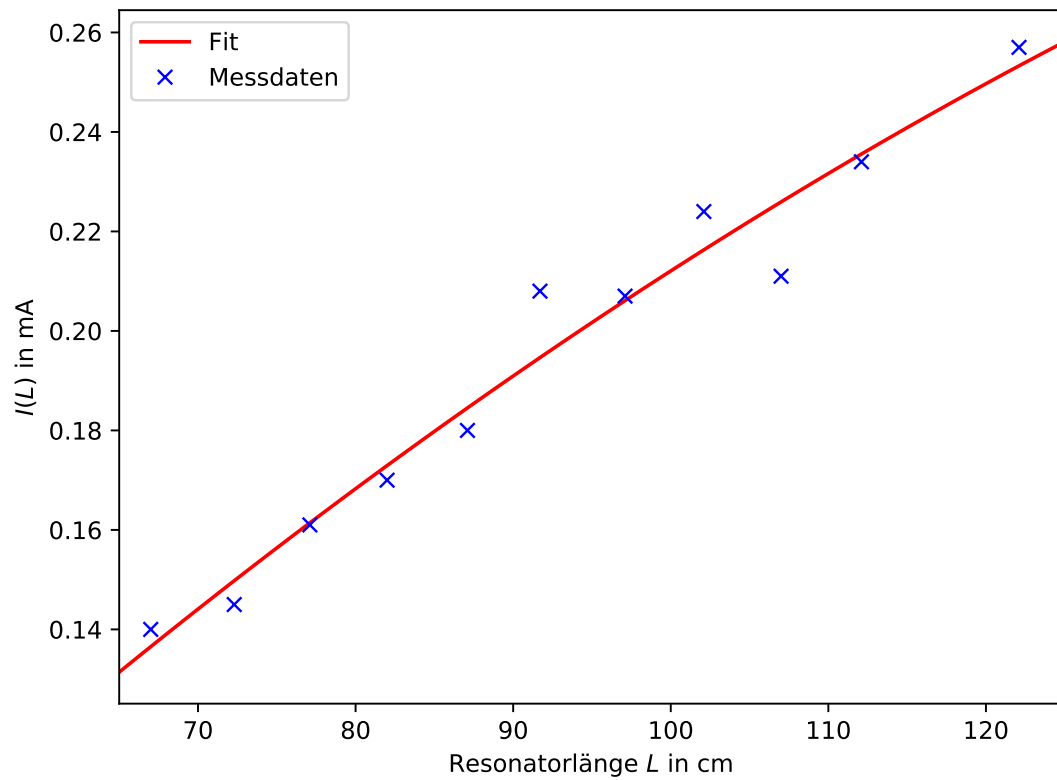


Abbildung 11: Messdaten und Fit der Stabilitätsmessung des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-konkav.

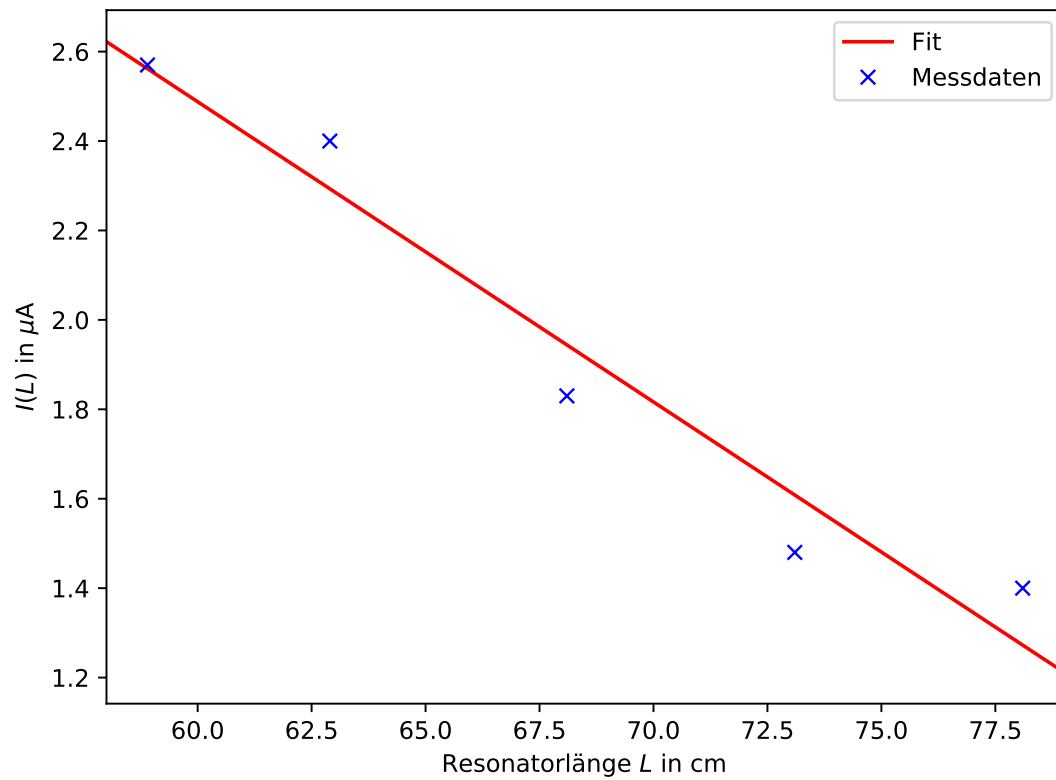


Abbildung 12: Messdaten und Fit der Stabilitätsmessung des Resonators mit der Spiegelkombination konkav-planar.

4 Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse diskutiert. Für die Polarisationsmessung wird ein $\sin^2(\varphi)$ -Verlauf erwartet, da das Licht, welches von dem Laser emittiert wird bereits linearpolarisiert ist. Linear polarisiertes Licht wird durch eine Sinusfunktion beschrieben. Dieses wird durch einen linearen Polarisationsfilter gestrahlt, wodurch eine weitere Sinusfunktion auf das Licht angewendet wird. Die beiden erwähnten Sinusfunktionen multiplizieren sich auf. Der Zusammenhang der Polarisationsmessung mit dieser quadrierten Sinusfunktion ist deutlich erkennbar. Somit konnte die Erwartung durch die Messung bestätigt werden. Weiterhin sind die Grundmode und die erste angeregte Mode ausgemessen worden. Die Grundmode konnte der Erwartung entsprechend durch eine Gaußfunktion präzise beschrieben werden. Die erste angeregte Mode wird hingegen durch eine asymmetrische doppelte Gaußfunktion beschrieben. Die Asymmetrie entsteht aufgrund der endlichen Ausdehnung des verwendeten Golddrahtes. Der Golddraht wirft auf die eine Seite der doppelten Gaußfunktion einen Schatten, der das Maximum deutlich absenkt.

Die Wellenlängenmessung ergibt $\lambda_{\text{He-Ne}} = (648,9 \pm 2,6) \text{ nm}$. Dieser Wert liegt im roten Bereich des sichtbaren Lichtes. Der Literaturwert wird mit $\lambda_{\text{lit}} = 632,82 \text{ nm}$ angegeben. Die Diskrepanz der beiden Werte liegt nicht im Fehlerintervall des experimentell bestimmten Wertes. Dies kann dadurch erklärt werden, dass zu wenige Messdaten aufgenommen wurden, um einen präzisen Wert zu bestimmen. Außerdem ist nicht sichergestellt, dass die angegebene Gitterkonstante $a = \frac{1}{100} \text{ mm}$ bei dem verwendeten Gitter richtig ist. Daher wird die Diskrepanz auf einen systematischen Fehler und die wenigen Messdaten zurückgeführt.

Der Vergleich des theoretischen Verlaufes der Stabilitätsmessung und dem gemessenen Verlauf der konkav-konkav Resonatorspiegelkombination zeigt keine Ähnlichkeit. Die Intensität des Lasers sollte mit zunehmender Resonatorlänge abnehmen und nicht wie gemessen zunehmen. Der Verlauf lässt sich nicht durch einen systematischen Fehler erklären. Die Stabilitätsmessung des konkav-konkaven Spiegelsystems ist nicht repräsentativ, um die Theorie zu überprüfen.

Der Verlauf der konkav-planar Resonatorspiegelkombination stimmt hingegen mit der theoretischen Vorhersage überein. Das konkav-planar System brachte bei der Vermessung deutliche Probleme mit sich, weil der He-Ne-Laser schon bei kleinen Spiegelveränderungen aufgehört hat zu lasern. Die Messung wurde mehrfach durchgeführt, da teilweise nur 2 Messpunkte aufgenommen werden konnten, bevor der Laser nicht mehr zum lasern gebracht werden konnte. Letztendlich sind nur fünf Messpunkte aufgenommen worden, weshalb das Ergebnis starke statistische Unsicherheiten aufweist. Damit ist die Messung ebenfalls nicht repräsentativ, um diese mit dem theoretischen Verlauf zu vergleichen.

Die Intensität des Lasers nach der Justage war deutlich unter 1 mA und ist bei einigen Messungen auf unter 1 μA abgefallen. Deshalb wird auf einen systematischen Fehler des Aufbaus geschlossen. Die niedrige Intensität könnte durch die Photodiode hervorgerufen

worden sein, da nicht sichergestellt war, dass der Laserstrahl exakt auf diese eingefallen ist. Obwohl der Strahlengang mehrfach überprüft wurde, kann es dabei zu dem systematischen Fehler gekommen sein.

5 Messdaten

In diesem Kapitel sind die Messdaten zu den Kapiteln 3.1, 3.2 und 3.4 aufgeführt.

Tabelle 4: Messdaten der Polarisationsmessung.

I_{Pol} in mA	ϕ in °
0,116	0
0,067	10
0,034	20
0,011	30
0,001	40
0,004	50
0,020	60
0,049	70
0,086	80
0,137	90
0,187	100
0,238	110
0,281	120
0,307	130
0,308	140
0,288	150
0,251	160
0,198	170
0,137	180
0,083	190
0,040	200
0,013	210
0,001	220
0,005	230
0,024	240
0,053	250
0,094	260
0,146	270
0,208	280
0,264	290
0,295	300
0,296	310
0,279	320
0,252	330
0,214	340
0,167	350
0,111	360

Tabelle 5: Messdaten der Modenmessung.

$I_{(0,0)}$ in μA	$I_{(0,1)}$ in μA	ΔL in mm
0,12	0,23	0
0,26	0,33	1
0,47	0,40	2
0,90	0,49	3
1,48	0,56	4
2,17	0,65	5
3,28	0,66	6
4,41	0,53	7
4,95	0,30	8
5,79	0,15	9
6,09	0,04	10
5,86	0,02	11
5,48	0,03	12
5,19	0,08	13
4,54	0,17	14
3,76	0,26	15
2,76	0,34	16
2,17	0,39	17
1,55	0,43	18
0,96	0,47	19
0,54	0,39	20
0,32	0,32	21
0,18	0,29	22
—	0,19	23
—	0,10	24
—	0,04	25

Tabelle 6: Messdaten der Resonatorstabilitätemessung für die Spiegelkombination konkav-konkav.

ΔL in cm	I in mA
67,0	0,14
72,3	0,14
77,1	0,16
82,0	0,17
87,1	0,18
91,7	0,21
97,1	0,21
102,1	0,22
107,0	0,21
112,1	0,23
122,1	0,26

Tabelle 7: Messdaten der Resonatorstabilitätemessung für die Spiegelkombination konkav-planar.

ΔL in cm	I in μA
58,9	2,57
62,9	2,40
68,1	1,83
73,1	1,48
78,1	1,40

Literatur

- [1] TU-Dortmund. *V61:HeNe-Laser*. 2. Feb. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V61.pdf>.
- [2] Steven Becker Stefan Grisard. *Der HeNe-Laser*. 2. Feb. 2018. URL: https://github.com/stefangri/s_s_productions/blob/master/PHY641/V61_HeNe_Laser/Protokoll/theorie_bilder/g_1_g_2.pdf.
- [3] Cole Thomson Brooke. *The two-level Atom*. 2. Feb. 2018. URL: https://www4.uwsp.edu/physastr/kmenning/images/HeNe_energy_levels.png.
- [4] Wikipedia. *Brewster-Fenster*. 2. Feb. 2018. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Brewster-polarizer-de.svg>.