

FP

V61 Der Helium-Neon-Laser

Katharina Brägelmann
Tobias Janßen

katharina.braegelmann@tu-dortmund.de, tobias2.janssen@tu-dortmund.de
Durchführung: 21. November 2018, Abgabe: 18. Dezember 2018

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1 Theorie | 3 |
| 2 Aufbau und Durchführung | 5 |
| 3 Auswertung | 6 |
| 3.1 Stabilitätsbedingung des doppeltsphärischen Aufbaus | 6 |
| 3.2 Stabilitätsbedingung des sphärisch-flachen Aufbaus | 8 |
| 3.3 Grundmode | 10 |
| 3.4 Erste Mode | 12 |
| 3.5 Polarisation | 14 |
| 3.6 Berechnung der Wellenlänge des Lasers | 16 |
| 4 Diskussion | 17 |

1 Theorie

Ein Laser besteht aus einem Lasermedium, einer Pumpe und einem Resonator. Durch Hochspannung wird dem Lasermedium die Pumpenergie zugeführt, welche bewirkt, dass das Lasermedium in einen angeregten Zustand übergeht. Durch das Einstrahlen von Licht in der passenden Wellenlänge kommt es zur induzierten Emission wie in Abbildung 1 zu sehen. Das angeregte Atom fällt auf sein Grundzustand zurück. Die freiwerdende Energie wird dabei in Form von Photonen ausgesendet, die der einfallenden Strahlung in Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung gleicht. Das einfallende Licht wird auf diese Weise verstärkt.

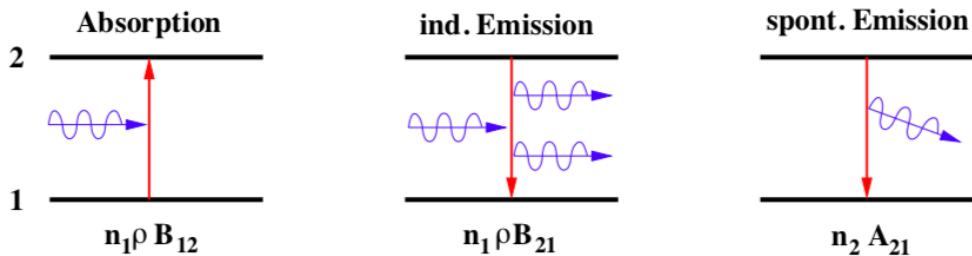


Abbildung 1: Absorption und Emission [1]

Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, wie in Abbildung 2 zu erkennen, wobei einer dieser Spiegel halbdurchlässig ist, um einen Teil des Lichtes auszukoppeln. Die Spiegel werfen das austretende Laserlicht zurück in das Lasermedium. Auf diese Weise wird der Weg des Lichtes im Lasermedium verlängert und es entsteht ein selbsterregender Oszillatoren.

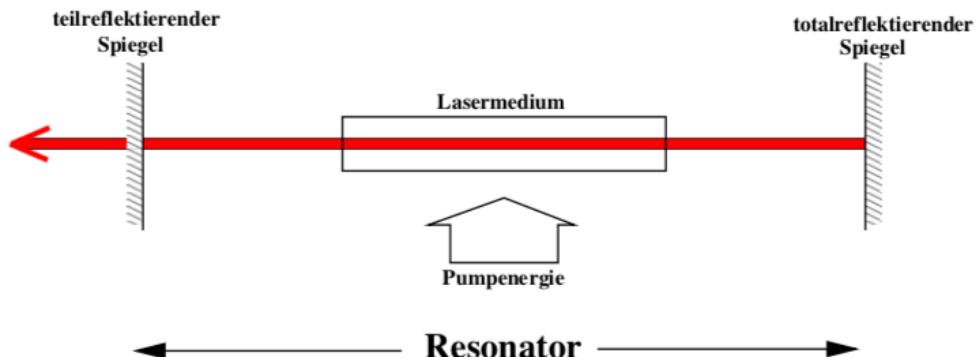


Abbildung 2: Aufbau eines Resonators [1]

Für eine Verstärkung des Lichtstrahls müssen die Resonatorspiegel möglichst verlustfrei sein. Die geringsten Verluste werden mit einem konvokalen Resonator erzielt, bei dem die Spiegelbrennpunkte an der selben Stelle liegen. Für einen optisch stabilen Resonator

müssen die Verluste geringer sein als die Verstärkung. Dieser selbsterregende Oszillator erfüllt dann die Bedingung:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1.$$

Der Resonatorparameter g ist gegeben durch:

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i},$$

wobei r den Krümmungsradius der Spiegel und L die Resonatorlänge darstellt. Der Krümmungsradius hat Einfluss auf die Stabilität des Resonators. Die Resonanzbedingung für stehende Wellen ist, da die Resonatorlänge L viel größer ist als die Wellenlänge λ , für viele Frequenzen erfüllt. Im Resonator kann es zur Ausbildung von transversalen und longitudinalen Moden kommen, wobei eine Mode die Anzahl q der Wellenlängen im Resonator beschreibt. Niedrige Moden mit hoher Symmetrie haben geringere Verluste als höhere Moden. Das hat zur Folge, dass im Resonator nur wenige transversale Moden l und p verstärkt werden. Das Laguerre-Polynom $L_p^q(u)$ kann den transversalen Modenzahlen l und p zugeordnet werden. Diese Feldverteilungen der transversalen Moden lassen sich für einen konvokalen Resonator mit gekrümmten Spiegeln beschreiben durch:

$$E_{lpq} \propto \cos(l\varphi) \frac{(2\rho)^2}{(1+Z^2)^{\frac{(1+l)}{2}}} L_p^q \left(\frac{(2\rho)^2}{1+Z^2} \right) \cdot \exp \left(-\frac{\rho^2}{1+Z^2} \right) \quad (1)$$

$$\times \exp \left(-i \left(\frac{(1+Z)\pi R}{\lambda} + \frac{\rho^2 Z}{1+Z^2} - (l+2p+1) \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{1-Z}{1+Z} \right) \right) \right) \right). \quad (2)$$

ρ und Z sind dabei gegeben als:

$$\rho = \left(\frac{2\pi}{R\lambda} \right)^{\left(\frac{1}{2} \right)}$$

$$Z = \left(\frac{2}{R} \right) \cdot z.$$

Mithilfen von 2 kann die Intensitätsverteilung berechnet werden. Die Mode mit geringstem Verlust ist der TEM₀₀ Mode, da diese keine Nullstellen in transversaler Richtung aufweist. TEM_{lpq} steht dabei für transverse electromagnetic mode. Der Laserstrahl besitzt eine gaußverteilte Intensitätskurve. In der Strahlmitte ist die Intensität am größten und nimmt zu den Rändern hin ab. Die Intensitätsverteilung ist gegeben als:

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}}.$$

I_0 beschreibt dabei die maximale Intensität. Der Abstand zur optischen Achse wird mit r abgekürzt. Der Strahlradius ω kann zudem in Abhängigkeit vom Abstand Z zur minimalen Strahlstärke ω_0 angegeben werden.

$$\omega(Z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_Z}{\omega_0} \right)^2}$$

θ beschreibt dabei die Strahldivergenz des Gaußschen Strahls.

$$\theta = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right) \omega_0$$

2 Aufbau und Durchführung

Wie bereits beschrieben besteht ein Laser aus einer optischen Pumpe, einem Lasermedium und einem Resonator. Das Lasermedium ist im Versuch ein HeNe-Gasgemisch mit einem Verhältnis von 5:1. Das Lasermaterial ist dabei das Neon. Helium wird als Pumpgas verwendet, da dieses aus metastabilen Zuständen seine Anregungsenergie durch Stöße zweiter Art an das Neon abgeben kann. Das Gas befindet sich bei ca. einem Torr in einem Laserrohr, welches an den Enden mit je einem Brewsterfenster abgeschlossen ist, um einen definierten Polarisationsrichtung mit möglichst verlustfreiem Austritt des Strahls zu erhalten. An das Laserrohr ist ebenfalls an eine Hochspannung angeschlossen, um die optische Pumpe zu realisieren, welche mittels Entladungen eine Besetzungsinvolution verursacht. Das Laserrohr und die Resonatorspiegel befinden sich auf einer optischen Bank. Durch das Verändern der Spiegelabstände kann nun die Länge des Resonators verändert werden. Um den Resonator richtig einzustellen befindet sich ebenfalls ein Justierlaser auf der optischen Bank. Für den Versuch stehen verschiedene Resonatorspiegel zur Verfügung, welche sich in der Krümmung und der Oberfläche unterscheiden. Nach dem Einjustieren des Lasers mithilfe des Justierlasers wird die Stabilitätsbedingung überprüft. Dafür wird mit einer Photodiode die Strahlenintensität bei unterschiedlich großen Resonatorspiegelabständen gemessen. Die Messung wird für unterschiedliche Resonatorspiegel (sphärisch-flachen und sphärisch-sphärisch) durchgeführt. In der zweiten Messreihe wird ein Draht in den Laserstrahl zwischen Laserrohr und Resonator gebracht. Mithilfe einer Photodiode wird die Intensitätsverteilung der Mode gemessen. Mit einem Polarisationsfilter, welcher in den Lasergang eingebaut wird, wird nun die Polarisierung des Lasers gemessen. Die Photodiode misst abermals die Intensität diesmal in Bezug auf den Winkel des Polarisationsfilters. Die verwendeten Spiegel haben die folgenden Eigenschaften:

| | | |
|-----------|-----------------------|-----------------|
| flach | — | |
| sphärisch | $r_1 = 1,4 \text{ m}$ | |
| sphärisch | $r_2 = 1,4 \text{ m}$ | halbdurchlässig |

Im letzten Versuchsteil wird die Wellenlänge mithilfe eines Gitters bestimmt. Dazu wird der Abstand L zwischen Gitter und Schirm, der Abstand d zwischen Hauptmaximum und erstem Nebenmaximum und die Gitterkonstante a des Gitters mit $a = 0,01 \text{ mm} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ notiert.

3 Auswertung

3.1 Stabilitätsbedingung des doppelstphärischen Aufbaus

Die Messdaten zur Stabilitätsbedingung des doppelstphärischen Aufbaus sind in Tabelle 1 notiert.

Tabelle 1: Messdaten zu Überprüfung der Stabilitätsbedingung des doppelstphärischen Aufbaus

| L/m | I/mA | L/m | I/mA |
|------|---------|------|----------|
| 0,59 | 0,50464 | 0,99 | 0,40644 |
| 0,63 | 0,46055 | 1,03 | 0,32881 |
| 0,67 | 0,46578 | 1,07 | 0,27833 |
| 0,71 | 0,46251 | 1,11 | 0,26431 |
| 0,75 | 0,54064 | 1,15 | 0,23698 |
| 0,79 | 0,53707 | 1,19 | 0,24564 |
| 0,83 | 0,56027 | 1,23 | 0,016685 |
| 0,87 | 0,53085 | 1,27 | 0,22631 |
| 0,91 | 0,44278 | 1,31 | 0,21110 |
| 0,95 | 0,42519 | 1,35 | 0,29335 |

Die Resonatorlänge L ist in Abbildung 3 gegen den aufgenommenen Strom I des Photodetektors aufgetragen. Aus der Stabilitätsbedingung folgt der Zusammenhang

$$I = \left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \left(1 - \frac{L}{r_2}\right).$$

Es wird folgende Funktion mit Python 3.6.3 (scipy.optimize, curve_fit) gefittet:

$$I = \frac{a(L+b)^2}{r_1 r_2} + \frac{c(L+b)}{r_1 r_2} + \frac{d}{r_1 r_2}.$$

Es ergeben sich die Parameter

$$\begin{aligned} a &= (-0,77 \pm 0,86) \text{ A} \\ b &= (1 \pm 1 \cdot 10^6) \text{ m} \\ c &= (2 \pm 1 \cdot 10^6) \text{ Am} \\ d &= (-0,3 \pm 2 \cdot 10^6) \text{ Am}^2. \end{aligned}$$

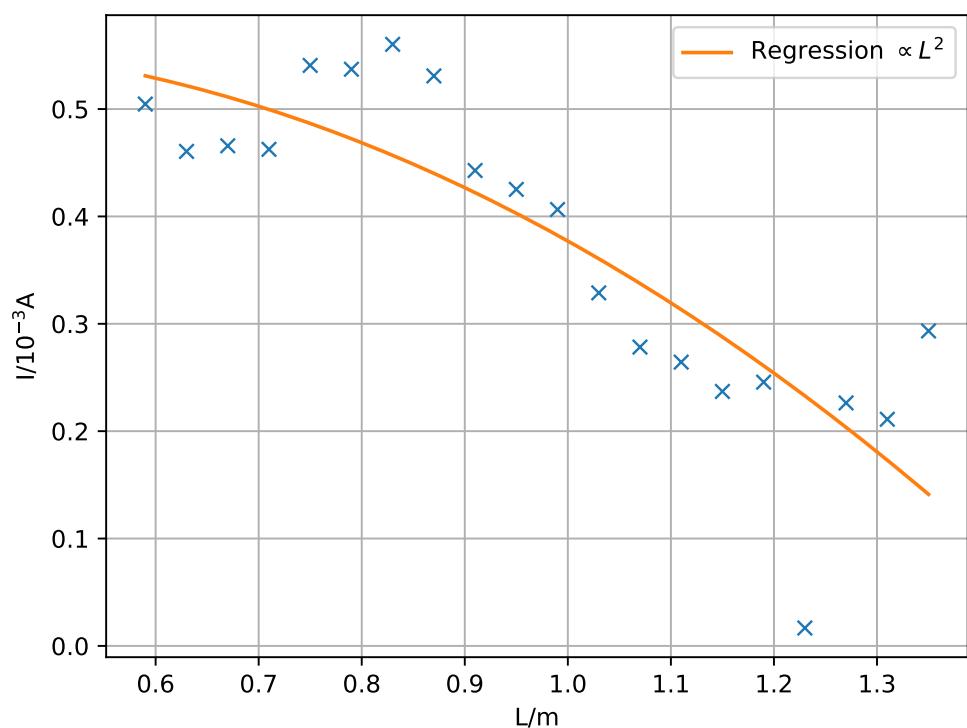


Abbildung 3: Überprüfung der Stabilitätsbedingung beim doppeltsphärischen Aufbau

3.2 Stabilitätsbedingung des sphärisch-flachen Aufbaus

Die Messwerte zum Photodetektorstrom I und der Resonatorlänge L sind in Tabelle 2 aufgenommen. Aufgrund einer technischen Gegebenheit wird die Messung doppelt durchgeführt.

Tabelle 2: Messdaten zu Überprüfung der Stabilitätsbedingung des sphärisch-flachen Aufbaus

| Erste Messung | | Zweite Messung | |
|---------------|------------|----------------|------------|
| L/m | I/ μ A | L/m | I/ μ A |
| 0,57 | 5,0286 | 0,55 | 62,856 |
| 0,59 | 3,6969 | 0,57 | 62,001 |
| 0,63 | 10,6174 | 0,59 | 44,406 |
| 0,67 | 1,9912 | 0,61 | 45,883 |
| 0,71 | 0,38304 | 0,63 | 67,950 |
| 0,75 | 2,2791 | 0,65 | 50,739 |
| 0,79 | 5,5241 | 0,67 | 37,018 |
| 0,83 | 6,1024 | 0,69 | 13,102 |
| | | 0,71 | 25,690 |
| | | 0,73 | 15,603 |
| | | 0,75 | 15,836 |

In Abbildung 4 ist der Photodetektorstrom I in Abhängigkeit der Resonatorlänge L dargestellt. Aufgrund des flachen Spiegels reduziert sich die Stabilitätsbedingung auf

$$I = (1 - 0) \left(1 - \frac{L}{r_2} \right) = 1 - \frac{L}{r_2}$$

Die lineare Regression hat die Form

$$I = aL + b$$

und wird erneut mit Python 3.6.3 (scipy.optimize, curve_fit) durchgeführt. Als Parameter ergeben sich:

| | |
|---------------|---|
| | zweite Messung |
| $a =$ | $(-260 \pm 52) \frac{\text{A}}{\text{m}}$ |
| $b =$ | $(210 \pm 34) \text{ A}$ |
| erste Messung | |
| $a =$ | $(-3,0 \pm 13,7) \frac{\text{A}}{\text{m}}$ |
| $b =$ | $(6,6 \pm 9,6) \text{ A}$ |

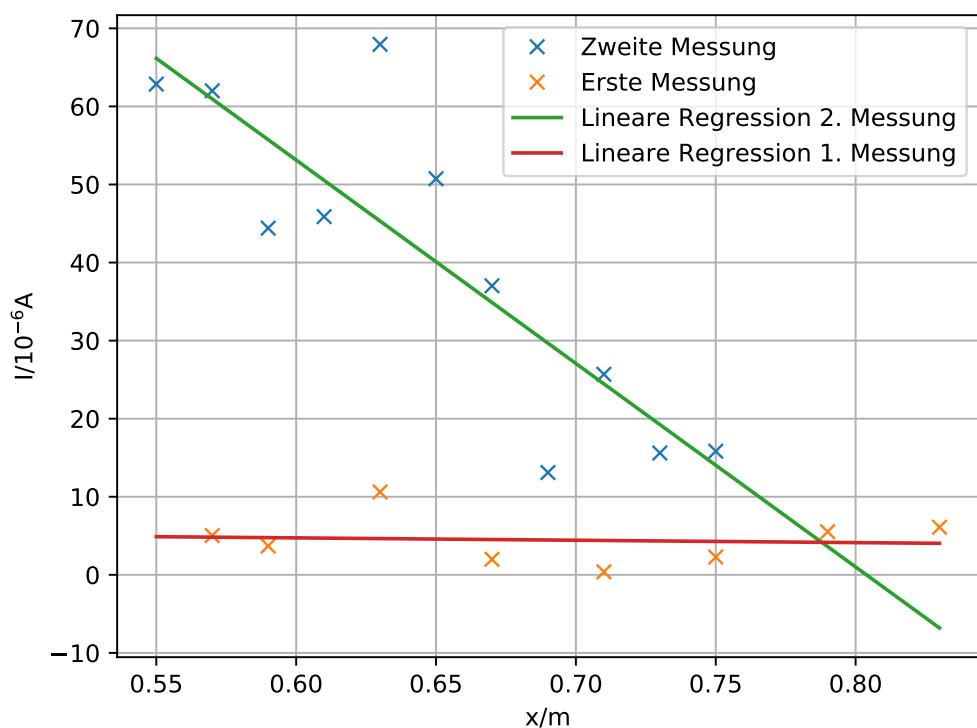


Abbildung 4: Überprüfung der Stabilitätsbedingung beim sphärisch-flachen Aufbau

3.3 Grundmode

In Tabelle 3 sind die Messwerte zur Intensitätsverteilung notiert.

Tabelle 3: Messdaten zu Untersuchung der Grundmode

| L/m | I/ μ A | L/m | I/ μ A |
|-------|------------|--------|------------|
| 0,031 | 0,01837 | -0,003 | 1,68402 |
| 0,025 | 0,01850 | -0,006 | 1,42631 |
| 0,020 | 0,03517 | -0,009 | 1,00125 |
| 0,015 | 0,09141 | -0,012 | 0,55967 |
| 0,012 | 0,22460 | -0,015 | 0,24617 |
| 0,009 | 0,53102 | -0,020 | 0,05179 |
| 0,006 | 0,97390 | -0,025 | 0,02391 |
| 0,003 | 1,38290 | -0,031 | 0,01991 |
| 0,000 | 1,63817 | | |

Die Messwerte sind in Abbildung 5 gegeneinander aufgetragen. Die Funktion

$$I = a \exp(-b(x - c)^2) + d$$

wird mittels Python 3.6.3 (scipy.optimize, curve_fit) an die Werte gefittet. Es ergeben sich die Parameter

$$\begin{aligned} a &= (1,710 \pm 0,014) \text{ A} \\ b &= (10\,472 \pm 226) \frac{1}{\text{m}^2} \\ c &= (-0,001\,64 \pm 0,000\,06) \text{ m} \\ d &= (0,010\,08 \pm 0,008\,57) \text{ A}. \end{aligned}$$

Der Parameter b entspricht nun

$$\begin{aligned} b &= \frac{2}{\omega^2} \\ \Leftrightarrow \omega &= \pm \sqrt{\frac{2}{b}} \\ \Rightarrow \omega &= \pm (0,013\,82 \pm 0,000\,15) \text{ m}^{-1} \end{aligned}$$

Physikalisch ist nur das positive Ergebnis des Strahlradius ω sinnvoll.

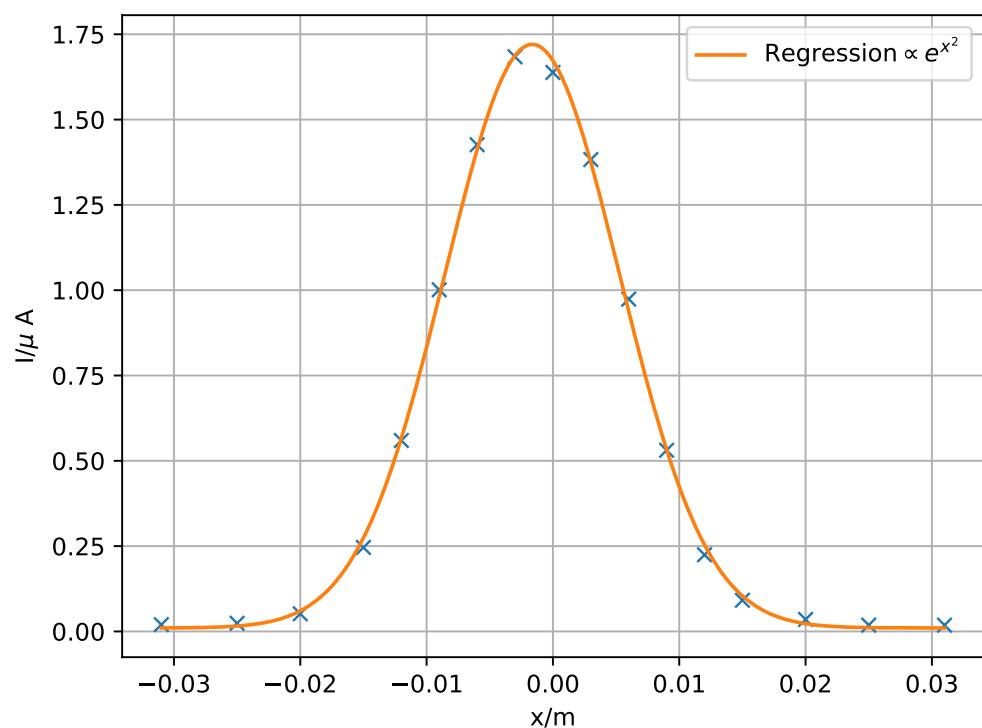


Abbildung 5: Intensitätsverteilung der Grundmode

3.4 Erste Mode

Die Messwerte zur Untersuchung der ersten transversalen Mode sind in Tabelle 4 notiert.

Tabelle 4: Messdaten zu Untersuchung der ersten Mode

| L/m | I/nA | L/m | I/nA | L/m | I/nA | L/m | I/nA |
|-------|---------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 0,031 | 0,62978 | 0,014 | 18,897 | 0,000 | 3,566 | -0,014 | 13,895 |
| 0,029 | 0,48938 | 0,013 | 20,22 | -0,001 | 1,637 | -0,015 | 10,420 |
| 0,027 | 2,24440 | 0,012 | 24,974 | -0,002 | 1,031 | -0,016 | 8,870 |
| 0,025 | 0,92853 | 0,011 | 28,676 | -0,003 | 2,950 | -0,017 | 6,652 |
| 0,023 | 2,68534 | 0,010 | 35,051 | -0,004 | 6,667 | -0,018 | 3,354 |
| 0,022 | 5,0257 | 0,009 | 39,979 | -0,005 | 11,173 | -0,019 | 2,127 |
| 0,021 | 6,2573 | 0,008 | 43,685 | -0,006 | 16,513 | -0,020 | 1,442 |
| 0,020 | 5,2613 | 0,007 | 44,221 | -0,007 | 20,980 | -0,021 | 0,673 |
| 0,019 | 3,6343 | 0,006 | 40,383 | -0,008 | 23,424 | -0,022 | 0,441 |
| 0,018 | 4,0211 | 0,005 | 34,308 | -0,009 | 27,747 | -0,023 | 0,426 |
| 0,018 | 1,1202 | 0,004 | 24,899 | -0,010 | 26,445 | -0,025 | 0,501 |
| 0,017 | 8,8913 | 0,003 | 18,409 | -0,011 | 24,102 | -0,027 | 0,431 |
| 0,016 | 14,7981 | 0,002 | 12,210 | -0,012 | 21,381 | -0,029 | 0,621 |
| 0,015 | 18,0773 | 0,001 | 7,091 | -0,013 | 17,631 | -0,031 | 0,859 |

In Abbildung 6 sind die Messwerte gegeneinander aufgetragen. Es wird die Funktion

$$I = \frac{8a(x - b)^2}{\omega^2} \exp\left(\frac{-2d(x - b)^2}{\omega^2}\right) + c$$

gefittet, die sich aus der Feldverteilung des Resonators mit den ersten Laguerrepolynomen ergibt. Als Parameter ergeben sich:

$$\begin{aligned} a &= (2700 \pm 2\,844\,377\,790) \text{ A} \\ b &= (-0,000\,86 \pm 0,000\,23) \text{ m} \\ c &= (0,98 \pm 1,14) \text{ A} \\ d &= 122 \pm 128\,428\,998 \\ \omega &= 0,13 \pm 69\,748,88. \end{aligned}$$

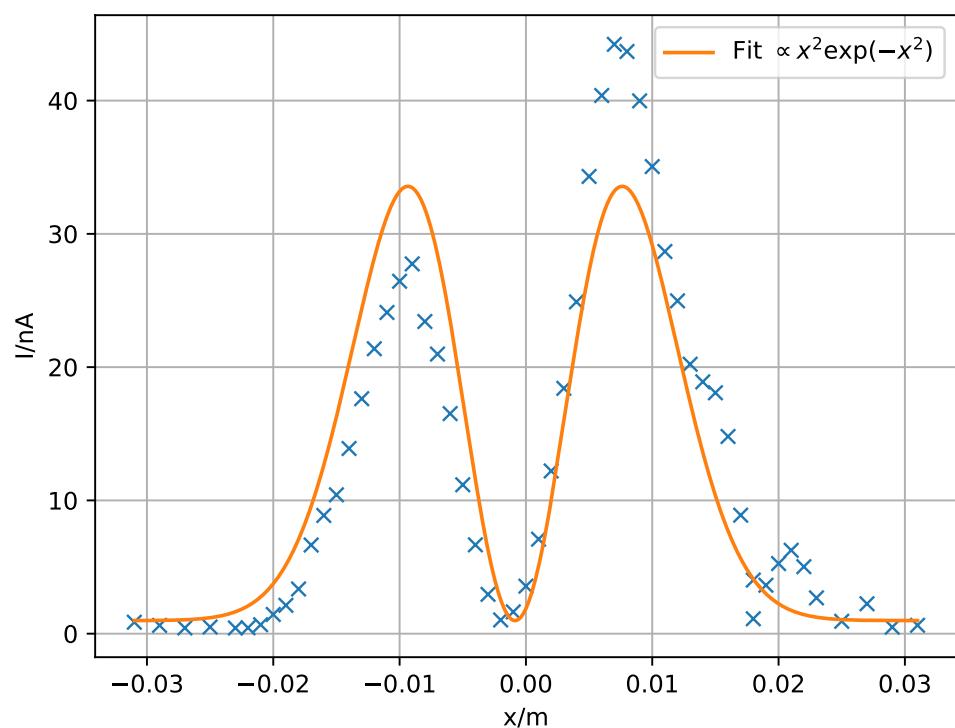


Abbildung 6: Intensitätsverteilung der ersten Mode

3.5 Polarisation

Die Messwerte zur Messreihe der Polarisation sind in Tabelle 5 notiert.

Tabelle 5: Messdaten zu Polarisation des Laserstrahls

| $\sigma/^\circ$ | I/ μ A | $\sigma/^\circ$ | I/ μ A |
|-----------------|------------|-----------------|------------|
| 0 | 10,560 | 200 | 6,670 |
| 20 | 12,060 | 220 | 6,410 |
| 40 | 25,370 | 240 | 10,780 |
| 60 | 37,610 | 244 | 17,430 |
| 80 | 25,070 | 260 | 7,560 |
| 100 | 12,970 | 280 | 5,310 |
| 120 | 3,030 | 300 | 2,590 |
| 140 | 0,103 | 320 | 0,273 |
| 146 | 0,020 | 328 | 0,020 |
| 160 | 0,440 | 340 | 0,737 |
| 180 | 2,460 | 360 | 0,584 |

Die Polarisation σ ist in Abbildung 7 gegen den Photodetektorstrom I aufgetragen. Es wird ein Fit der Form

$$I = a \sin(b\sigma + c) + d$$

durchgeführt. Als Parameter ergeben sich

$$\begin{aligned} a &= (8,3 \pm 1,6) \text{ nA} \\ b &= 0,0337 \pm 0,0019 \\ c &= (5,97 \pm 0,38)^\circ \\ d &= (8,01 \pm 1,19) \text{ nA}. \end{aligned}$$

Die Extrema liegen bei den Polarisationen

$$\begin{aligned} \sigma_{\max, \text{Fit}} &= (50,97 \pm 0,38)^\circ, & (230,97 \pm 0,38)^\circ \\ \sigma_{\max, \text{Wert}} &= 60^\circ, & 244^\circ \\ \sigma_{\min, \text{Fit}} &= (140,97 \pm 0,38)^\circ, & (320,97 \pm 0,38)^\circ \\ \sigma_{\min, \text{Wert}} &= 146^\circ, & 328^\circ. \end{aligned}$$

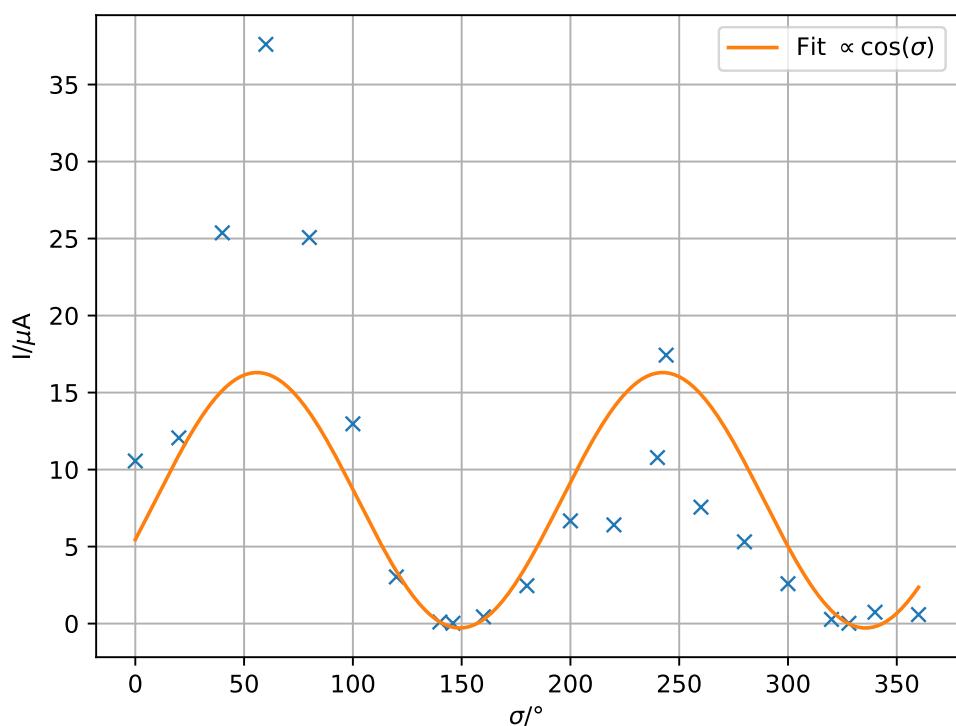


Abbildung 7: Intensität in Abhängigkeit der Polarisation am Filter

3.6 Berechnung der Wellenlänge des Lasers

Zur Berechnung der Wellenlänge wird im Interferenzmuster des Gitters der Abstand des ersten Nebenmaximum zum Hauptmaximum notiert. Außerdem wird der Abstand des Gitters zum Schirm notiert.

| | | |
|--|-------|-------------------------------|
| Ordnung des Maximums | $n =$ | 1 |
| Abstand Hauptmaximum - 1. Nebenmaximum | $d =$ | $(0,052 \pm 0,002) \text{ m}$ |
| Abstand Gitter - Schirm | $L =$ | $(0,807 \pm 0,002) \text{ m}$ |
| Abstand der Gitterlinien | $a =$ | $1 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ |

Es ergibt sich folgende Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{a}{n} \sin \left(\arctan \left(\frac{d}{L} \right) \right) = 6,43 \cdot 10^{-7} \text{ m} = (643,0 \pm 0,3) \text{ nm.}$$

Der Fehler wird als Gaussfehler berechnet:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \sqrt{\left(\frac{aL}{(L^2 + d^2) \sqrt{\frac{d^2}{L^2} + 1}} \right)^2 \cdot (\Delta d)^2 + \left(\frac{-ad}{(d^2 + L^2) \sqrt{\frac{d^2}{L^2} + 1}} \right)^2 \cdot (\Delta L)^2} \\ &= 0,3 \text{ nm.} \end{aligned}$$

4 Diskussion

Initial lässt sich sagen, dass die Werte auf dem Amperemeter schwierig abzulesen sind, da das Amperemeter im Bereich der jeweiligen letzten drei Nachkommastellen schwankt, insbesondere bei den letzten Nachkommastellen. Um überhaupt ein Signal aus dem Aufbau zu bekommen, ist eine hohe Präzision bei der Justage von Nöten, die durch die ungeübten Durchführenden nicht zwingend gegeben ist.

Es wird zunächst beim doppeltsphärischen Aufbau die Stabilitätsbedingung geprüft. Auffällig ist die große Abweichung der Messwerte von der Theoriekurve, sowohl im Plot (Abb. 3), wie auch in den Fit-Parametern. Gerade die Parameter aus der Ausgleichsrechnung weisen auf, dass die Werte nicht gut zur Theorie passen, da das verwendete Programm kaum eine Funktion an die Werte fitten kann. Dies führt zu Fehlerangaben, die den eigentlichen Parameter übersteigen.

Bei dem einfach-sphärischen Aufbau wird die Messung wiederholt, da im Rahmen der ersten Messreihe der Laser so aus der Justage gebracht wird, dass keine weiteren Messwerte aufgenommen werden können. Das Problem ist, dass mit fortschreitendem Resonatorabstand die Feinjustage immer schwieriger wird, sodass hier bei der ersten Messreihe die Spiegel so stark verstellt werden, dass der Laser kein Licht mehr ausgibt. Durch den Neubeginn stehen hier zwei Messreihen zur Verfügung. In Abbildung 4 ist zu erkennen, dass die erste Messreihe zwar global einen Anstieg aufweist, aber zwischen den Werten kaum eine Steigung erkennbar ist. Die zweite Messreihe entspricht der Theorie besser; es ist eine passendere Steigung erkennbar. Auch die Werte aus der Ausgleichsrechnung zeigen, dass die zweite Messreihe deutlich genauer ist. Die erste Messreihe lässt sich kaum linear fitten und gibt auch wieder Fehler aus, die größer als die eigentlichen Werte sind. Die zweite Messreihe dagegen stellt eine akzeptable Gerade dar.

Die Grundmode des Lasers entspricht einer Gaußverteilung (Abb. 5). Die Abweichungen sind relativ zu den weiteren Fits des Versuchs gering. Der Strahlradius ω wird als

$$\omega = (0,013\,82 \pm 0,000\,15) \text{ m}$$

berechnet.

Zur Darstellung der ersten Mode wird ein Draht in den Strahlengang eingebracht. Der Fit gestaltet sich als schwierig, da auch hier die Messwerte nur bedingt auf die Funktion passen. Nur bei spezifischen Startwerten ist ein Fit mit python möglich, und die ausgegebenen Fehler entsprechen nicht einer sinnvollen Messung, da sie größer sind, als die eigentlichen Messwerte. Auffällig ist außerdem der Intensitätsverlust, der sich auf der linken Seite der Messwerte befindet. Eine mögliche Erklärung ist, dass der Draht sich nicht genau mittig im Strahl befindet. Außerdem ist eine kontinuierliche Verzerrung des Aufbaus durch die Tische und die Bewegung der Durchführenden nicht auszuschließen.

Die Polarisation des Lasers wird gemessen. Die Maxima der gefitteten Funktion (Index f)

und der Messwerte (Index m) decken sich nicht völlig:

| | 1. Extremum | 2. Extremum |
|--------|--|--|
| Maxima | $\sigma_f = (50,97 \pm 0,38)^\circ$, $\sigma_m = 60^\circ$, | $\sigma_f = (230,97 \pm 0,38)^\circ$ $\sigma_m = 244^\circ$ |
| Minima | $\sigma_f = (140,97 \pm 0,38)^\circ$, $\sigma_m = 146^\circ$, | $\sigma_f = (320,97 \pm 0,38)^\circ$ $\sigma_m = 328^\circ$. |

So weichen die Maxima und Minima der gefitteten Funktion und der um folgende Werte voneinander ab:

| | 1. Extremum | 2. Extremum |
|--------|-----------------|--------------|
| Maxima | $f = 17,72\%$, | $f = 5,64\%$ |
| Minima | $f = 3,57\%$, | $f = 2,19\%$ |

In Abbildung 7 ist ein Intensitätsverlust über die Maxima auf der rechten Seite erkennbar. Der Intensitätsverlust lässt sich teilweise analog zu dem Intensitätsverlust aus dem vorherigen Versuchsteil erklären. Eine Verzerrung durch den Aufbau, die Tische und die Bewegungen der Durchführenden ist nicht auszuschließen.

Die Wellenlänge λ des Lasers bestimmt sich zu

$$\lambda = (643,0 \pm 0,3) \text{ nm}.$$

Literatur

- [1] TU Dortmund. In: *Versuchsanleitung V61*.

| He-Ne-Laser | | | | 21/11/18 |
|-----------------------------|-----------|----------------------------|-----------|----------|
| <u>Stabilitätsbedingung</u> | | <u>sphärisch-sphärisch</u> | | |
| L/cm | I/mA | L/cm | I/mA | |
| 59 | 0,50464 | 57 | 55,0286 | |
| 63 | 0,46055 | 59 | 3,6969 | |
| 67 | 0,46570 | 63 | 10,6174 | |
| 71 | 0,46251 | 67 | 11,199812 | |
| 75 | 0,46064 | 71 | 0,38304 | |
| 79 | 0,53707 | 75 | 2,2791 | |
| 83 | 0,56027 | 79 | 5,5241 | |
| 87 | 0,53085 | 83 | 6,1024 | |
| 91 | 0,44278 | 85 | 62,856 | |
| 95 | 0,42519 | 57 | 62,001 | |
| 99 | 0,40644 | 59 | 44,406 | |
| 103 | 0,32881 | 61 | 45,883 | |
| 107 | 0,27833 | 63 | 67,950 | |
| 111 | 0,26431 | 65 | 50,739 | |
| 115 | 0,23688 | 67 | 37,018 | |
| 119 | 0,24564 | 69 | 13,402 | |
| 123 | 0,0166800 | 71 | 25,690 | |
| 127 | 0,22631 | 73 | 15,603 | |
| 131 | 0,2021110 | 75 | 15,836 | |
| 135 | 0,29335 | | | |

Abbildung 8: Originale Messdaten

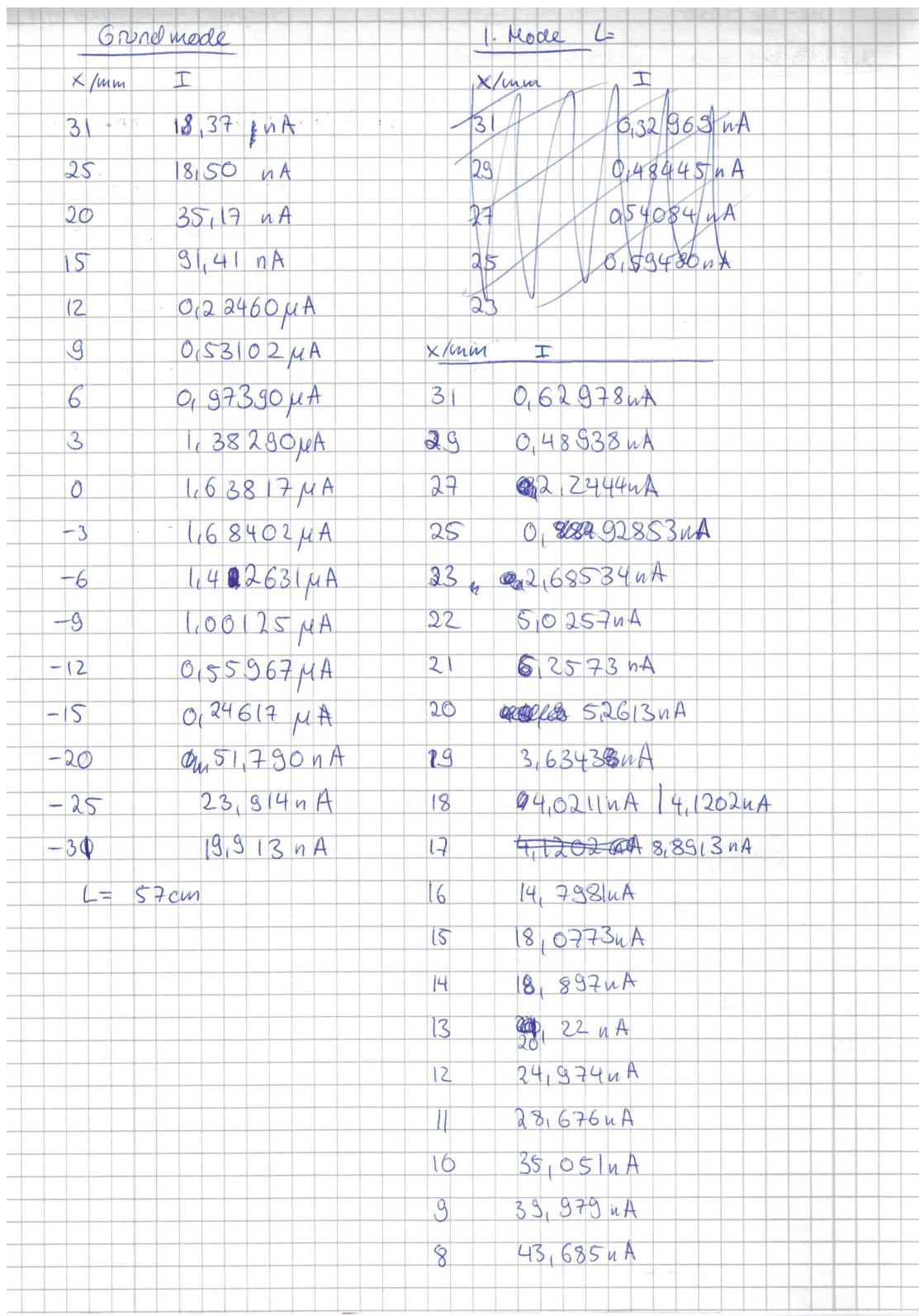


Abbildung 9: Originale Messdaten

Abbildung 10: Originale Messdaten