

V - 61

## **Der Helium-Neon-Laser**

Dag-Björn Hering  
dag.hering@udo.edu

Henning Ptaszyk  
henning.ptaszyk@udo.edu

Durchführung: 18. Juli 2018

Abgabe: 1. Januar 1970

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

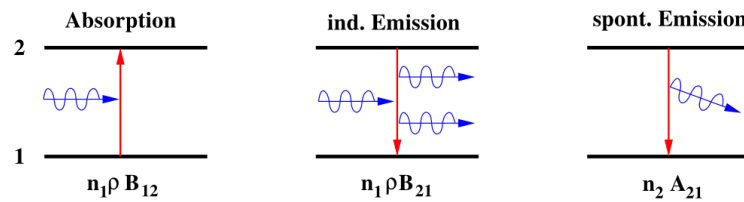
<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Absorption und Emission . . . . .	3
1.2	Konzeptioneller Aufbau des allgemeinen Lasers, sowie des Helium-Neon-Lasers . . . . .	4
1.3	Lasermoden . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Aufbau und Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
3.1	Stabilitätsbedingung . . . . .	7
3.2	Moden . . . . .	8
3.3	Polarisation . . . . .	12
3.4	Wellenlängenbestimmung . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>14</b>
	<b>Literatur</b>	<b>15</b>

# 1 Theorie

Ein Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) besteht aus einem Resonator, einer Pumpquelle und einem aktivem Lasermedium. Damit ist es möglich, monochromatisches Licht mit einer hohen Intensität und Kohärenz zu erzeugen.

## 1.1 Absorption und Emission

Um die Funktionsweise eines Lasers zu verstehen, ist es notwendig zunächst die Wechselwirkung eines Niveau Systems mit einem Strahlungsfeld  $\rho(\nu)$  zu betrachten. Dazu zählen zum einen die Absorption eines Photons und sowohl induzierte als auch spontane Emission eines Photons. Zunächst soll der Fall eines 2-Niveau Systems betrachtet werden, wobei zwischen der Besetzungszahl  $n_1$  der Atome im Grundzustand und der Besetzungszahl  $n_2$  der Atome im angeregten Zustand unterschieden wird. Besitzt nun beispielsweise ein Photon die Energie des Übergangs kann es von einem Atom im Grundzustand absorbiert werden und das Atom geht in den angeregten Zustand über. Atome im angeregten Zustand können über spontane Emission wieder in den Grundzustand zurückkehren indem sie ein Photon mit der Energie des Übergangs emittieren. Dieser Übergang lässt sich ebenfalls durch ein einfallendes Photon hervorrufen. Das so emittierte Photon besitzt die gleiche Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung wie das einfallende Photon. Üblicherweise ist dabei die Rede von induzierter Emission. Die Abbildung 1 enthält die drei zuvor beschriebenen möglichen Wechselwirkung.



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung für mögliche Wechselwirkungen eines Strahlungsfelds mit einem 2-Niveau System. [1]

Die Anzahl der so pro Volumeneinheit und pro Sekunde absorbierten beziehungsweise emittierten Photonen  $\dot{N}$ , ergeben sich mit den Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  und  $B_{12}$  und der Energiedichte  $\rho$  des Strahlungsfeldes zu

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

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

$$\text{spontaner Emission} \quad \dot{N}_E = n_2 \rho(\nu) A_{21}. \quad (3)$$

Die Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  und  $B_{12}$  geben ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeiten an. Für einen verlustfreien Vorgang ( $n_1 + n_2 = \text{const.}$ ) ändern sich die Bestzungszahlen gleichermaßen und es ergeben sich folgende Ratengleichungen für die

Besetzungszahlen

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 B_{21} \rho + N_2 B_{21} \rho + n_2 A_{21} \quad (4)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = +N_1 B_{12} \rho - n_2 B_{21} \rho - n_2 A_{21}. \quad (5)$$

Damit eine dauerhafte Verstärkung und Kohärenz des Strahlungsfeld gegeben ist, muss mehr induzierte als spontane Emission statt finden. Um dies zu erreichen wird eine Besetzungsinversion zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand erzeugt. Da sich im thermischen Gleichgewicht die Besetzungszahlen nach der Maxwell-Boltzmann-Verteilung richten, ist der Grundzustand höher besetzt als der angeregte Zustand. Um eine Besetzungsinversion zu erreichen muss dem System kontinuierlich Energie beispielsweise durch Elektronenstöße oder optische Anregung zugeführt werden. Dieser Vorgang wird auch Pumpen genannt.

## 1.2 Konzeptioneller Aufbau des allgemeinen Lasers, sowie des Helium-Neon-Lasers

Wie schon in Abschnitt 1.1 beschrieben, besteht ein Laser konzeptionell aus Lasermedium, Pumpquelle und Resonator.

In Abbildung 2 ist gezeigt, wie ein Laser prinzipiell aufgebaut ist. In Abschnitt 1.1 wurde bereits auf das grundsätzliche Zusammenspiel von Lasermedium und Pumpquelle eingegangen.

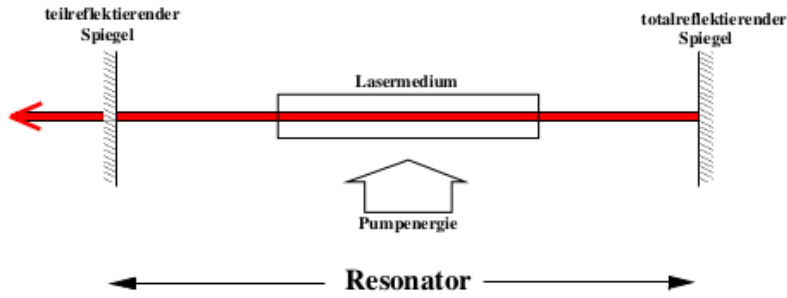
Aufgabe des Resonators ist nun, dafür zu sorgen, dass die Strecke, die der Laserstrahl innerhalb des Lasermediums durchläuft, zu maximieren. Dies ist notwendig, damit dem Laserfeld möglichst viel Energie zugeführt werden kann. Um dies zu gewährleisten besteht der Resonator aus einem totalreflektierenden und einem teilreflektierenden Spiegel, deren Spiegelflächen von der optischen Achse durchtoßen werden (Siehe Abbildung 2). Auf der Seite des teilreflektierenden Spiegels wird der Laserstrahl zur Verwendung ausgekoppelt. Für die Bauart der Spiegel kann separat die Wahl zwischen planparallel und sphärisch getroffen werden. Allerdings muss gewährleistet werden, dass nur sehr geringe Verluste auftreten. Daher wird der Aufbau üblicherweise so gewählt, dass die Brennpunkte der beiden Spiegel identisch sind. Um sicherzustellen, dass die Energiezufuhr des Laserfelds größer ist als die Verluste, muss gelten

$$0 \leq g_1 g_2 < 1. \quad (6)$$

Dabei bezeichnen  $g_i$  die Resonatorparameter. Diese ergeben sich durch

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i}, \quad (7)$$

aus Resonatorlänge  $L$  und den Krümmungsradien der Spiegel  $r_i$ .



**Abbildung 2:** Prinzipieller Aufbau eines Lasers.[1]

In dem in diesem Protokoll beschriebenen Versuch wird ein Helium-Neon-Laser verwendet. Bei diesem wird ein Gasgemisch aus Helium und Neon (Verhältnis 5 : 1, Druck  $\sim 133 \text{ Pa}$ ) verwendet. Dabei dient Neon als LasermEDIUM und Helium wird für das Pumpen des Lasers eingesetzt. Um die Besetzungsinversion im LasermEDIUM zu erreichen, werden zunächst die Heliumatome über ein elektrisches Feld in kurzzeitig stabile Zustände gebracht. Diese können nun ihre überschüssige Energie über Stöße an die Neonatome abgeben, wodurch die notwendige Besetzungsinversion erreicht wird. Der Helium-Neon-Laser weist ein diskretes Spektrum auf, dessen prominenteste Linie bei  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  im roten Bereich des sichtbaren elektromagnetischen Spektrums liegt.

### 1.3 Lasermoden

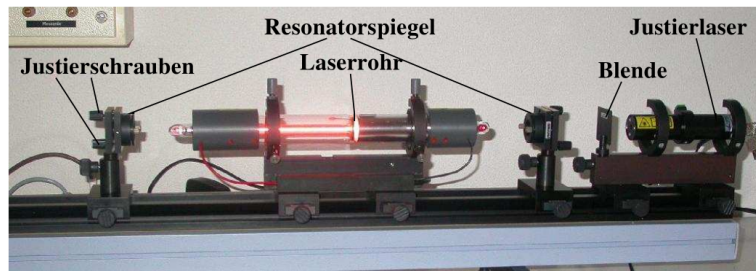
Bei einem Laser ist die Resonatorlänge  $L$  deutlich größer als die Wellenlängen  $\lambda$ . Deshalb erfüllen viele Frequenzen die Resonanzbedingung einer stehenden Welle im Resonator. Die longitudinale Mode  $q$  entspricht der Anzahl der Wellenlängen im Resonator. Zusätzlich bilden sich im Resonator Aufgrund von Verkippung oder Spiegelunebenheiten transversale Moden aus. Eine gesamte Mode des Resonators wird  $\text{TEM}_{lpq}$  (transverse electromagnetic mode) genannt. Dabei entsprechen  $l$  und  $p$  die Knoten in x- und y-Richtung und werde auch transversale Modenzahl genannt. Die beobachtbare Intensitätsverteilungen für bestimmte Moden ergeben sich aus der Feldverteilung  $E_{lpq}$ , die sich mit Hilfe von Laguerre-Polynome  $L_p^q(u)$  berechnen lassen. Für die Intensitätsverteilungen der  $\text{TEM}_{00}$  Grundmode folgt beispielsweise eine Gausverteilung der Form

$$I(d) = I_0 \exp \left( -2 \left( \frac{d - d_0}{\omega} \right)^2 \right). \quad (8)$$

mit der Maximalintensität  $I_0$ , dem Abstand zur optischen Achse  $(d - d_0)$  und dem Strahldurchmesser  $2\omega$ .

## 2 Aufbau und Durchführung

**Justage** In der Abbildung 3 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Bevor jedoch mit den



**Abbildung 3:** Versuchsaufbau.

eigentlichen Messungen begonnen werden kann, muss eine Justage der Bauteile auf der optischen Bank vorgenommen werden. Zunächst wird der Justagelaser auf die optische Achse ausgerichtet mit Hilfe eines Schirms mit Fadenkreuz und Blende ausgerichtet. Dann wird der Austrittsresonatorspiegel auf der optischen Bank platziert und mit den Justierschrauben so ausgereichtet, dass die erste Reflektion wieder auf die Mitte des Fadenkreuzes trifft. Danach wird der zweite Resonatorspiegel zwischen Justagelaser und erstem Spiegel platziert. Diesmal wird die zweite Reflektion auf das Fadenkreuz ausgereichtet. Jetzt kann die Laserröhre mit dem Helium-Neon-Gasgemisch und den beiden Brewster-Fenstern am Ausgang zwischen beiden Resonatorspiegeln platziert werden. Dann wird der Justagelaser abgeschaltet und ein Strom an die Elektroden in der Laserröhre angelegt, sodass mittels Entladung eine Inversion stattfindet. Bei korrekter Justage setzt die Lasertätigkeit direkt ein und es bildet sich ein Laserstrahl zwischen den Resonatorspiegeln aus. Falls nicht, muss an den Justierschrauben nachgeregelt werden. Der Laserstrahl tritt nun aus dem OC(out coupling) Resonatorspiegel aus und die Intensität wird mit einer Photodiode gemessen. Die Intensität wird durch Nachjustieren der Schrauben maximiert und es kann mit den Messungen begonnen werden.

### Durchführung

**Untersuchung der Polarisation** Zunächst wird die Polarisation des Helium-Neon-Lasers untersucht. Dafür wird hinter dem OC Spiegel ein Polarisationsfilter auf der optischen Bank platziert und dessen Winkel variiert. Mit Hilfe einer Photodiode wird die Intensität des Laserstrahls in Abhängigkeit des Winkels gemessen.

**Bestimmung der Wellenlänge** Die Wellenlänge des HeNe-Lasers wird mit zwei unterschiedlichen Gittern durch ein Beugungsexperiment aus Schirmabstand und den Abständen der Beugungsmaxima zum Hauptmaximum bestimmt.

### Untersuchung der Moden des Lasers

**longitudinale Moden** Zunächst werden die longitudinalen Moden untersucht. Dafür wird die Resonatorlänge variiert und das Frequenzspektrum des Lasers mit einem Frequenzspektrometer aufgenommen. Falls bei der Variation der Resonatorlänge die Lasertätigkeit nachlässt, muss mit den Justierschrauben nachgeregelt werden.

**transversale Moden** Dann werden bei fester Resonatorlänge zwei transversale Moden untersucht. Dafür wird zunächst die  $TEM_{00}$  untersucht, indem hinter dem Laser eine defokussierende Linse platziert wird und mit Hilfe einer Photodiode auf einer Schiebebänk die Intensitätsverteilungen durchgemessen werden. Für die  $TEM_{01}$  wird zwischen den beiden Resonatorspiegeln ein dünner Wolframdraht platziert. Bei genauer Platzierung kann so auf einem Schirm die gewünschte Mode beobachtet und wieder vermessen werden.

**Überprüfung der Stabilitätsbedingung** Um die Stabilitätsbedingung zu überprüfen wird die Resonatorlänge variiert und jeweils die Laserleistung durch Nachjustieren maximiert und in Abhängigkeit von der Länge gemessen.

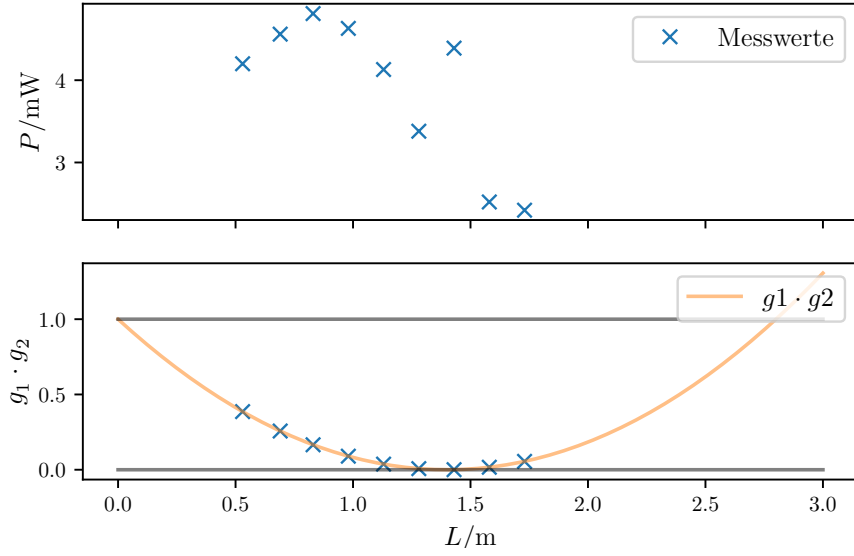
## 3 Auswertung

### 3.1 Stabilitätsbedingung

Für die beiden Resonatorspiegel werden zwei Spiegel mit einem Krümmungsradius von  $r_{1,2} = 1,4\text{ m}$  verwendet. Aus Gleichung (7) ergeben sich die beiden Resonatorparameter in Abhängigkeit der Resonatorlänge  $L$ . Laut Stabilitätsbedingung ist der Laser stabil, wenn  $g_1 \cdot g_2$  zwischen null und eins liegt. Die Abbildung 4 enthält  $g_1 \cdot g_2$  in Abhängigkeit von der Resonatorlänge  $L$ . Desweiteren enthält die Abbildung 4 die Messwerte für die maximale durch Justage erreichte Laserleistung  $P$  bei einer bestimmten Resonatorlänge aus der Tabelle 1 und den zugehörigen Parameter  $g_1 \cdot g_2$ .

**Tabelle 1:** Unterschiedliche Resonatorlänge  $L$  und der zugehörige Stabilitätsparameter  $g_1 \cdot g_2$  sowie die maximal erreichte Laserleistung  $P$  bei entsprechender Resonatorlänge.

$L/\text{m}$	$g_1 \cdot g_2$	$P/\text{mW}$
0.53	0.3862	4.20
0.69	0.2572	4.56
0.83	0.1658	4.81
0.98	0.0900	4.63
1.13	0.0372	4.13
1.28	0.0073	3.38
1.43	0.0005	4.39
1.58	0.0165	2.52
1.73	0.0556	2.42



**Abbildung 4:** Maximal gemessene Laserleistung  $P$  und Stabilitätsparameter  $g_1 \cdot g_2$  aufgetragen gegen die Resonatorlänge  $L$ , sowie die Stabilitätsgrenzen in schwarz.

### 3.2 Moden

**longitudinale Moden** Die Frequenz der longitudinalen Moden  $q$  ergibt sich aus der Resonanzbedingung

$$\nu = \frac{qc}{2L} \quad (9)$$

aus der Resonatorlänge  $L$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Aus dem Frequenzunterschied  $\Delta\nu$  zweier benachbarter longitudinaler Moden ergibt sich aus Gleichung 9 der Zusammenhang

$$c = 2L\Delta\nu, \quad (10)$$

mit dem die Lichtgeschwindigkeit aus bekannter Resonatorlänge und Frequenzspektrum berechnet werden kann. In der Abbildung 5 ist ein Frequenzspektrum für ein Laser mit einer Resonatorlänge  $L = 73,5$  cm dargestellt. Aus diesem werden die Frequenzen  $\nu$  abgelesen und die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  bestimmt und die Lichtgeschwindigkeit  $c$  nach Gleichung 10 berechnet. Die Tabelle 2 enthält die entsprechenden Ergebnisse. Zusätzlich wird eine weitere Resonatorlänge  $L = 83,5$  cm untersucht (vergleiche Abbildung 6 und Tabelle 3).

**transversale Moden** Weiterhin werden zwei transversale Moden des Lasers untersucht. Zum einen die  $\text{TEM}_{00}$ , deren Intensitätsmaximum in der Mitte des Strahls lokalisiert



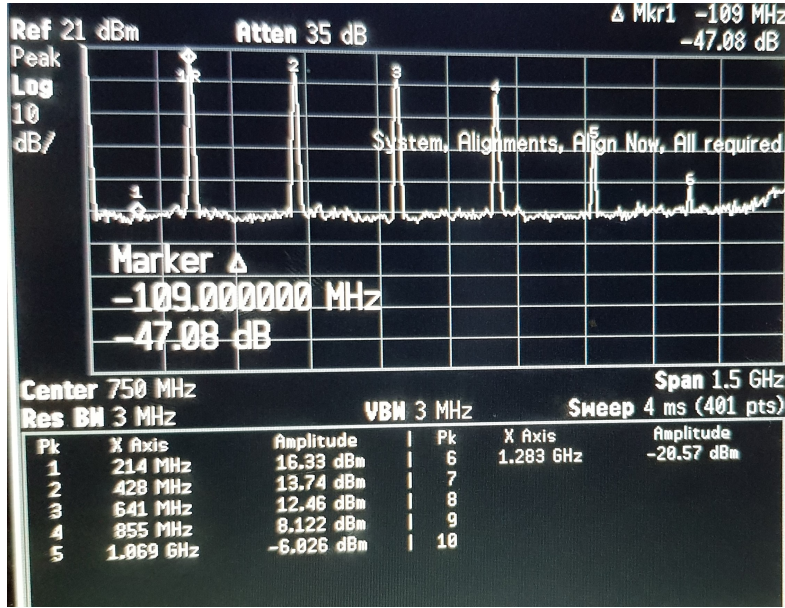


Abbildung 5: Frequenzspektrum bei einer Resonatorlänge von  $L = 73,5$  cm.

Tabelle 2: Frequenzen  $\nu$  bei einer Resonatorlänge von  $L = 73,5$  cm und die entsprechenden berechneten Größen die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

$\nu/\text{MHz}$	$\Delta\nu/\text{MHz}$	$c/10^8 \text{ m/s}$
$214 \pm 5$	$214 \pm 7$	$3.15 \pm 0.10$
$428 \pm 5$	$213 \pm 7$	$3.13 \pm 0.10$
$641 \pm 5$	$214 \pm 7$	$3.15 \pm 0.10$
$855 \pm 5$	$214 \pm 7$	$3.15 \pm 0.10$
$1069 \pm 5$	$214 \pm 7$	$3.15 \pm 0.10$
$1283 \pm 5$		

Tabelle 3: Frequenzen  $\nu$  bei einer Resonatorlänge von  $L = 83,5$  cm und die entsprechenden berechneten Größen die Frequenzdifferenzen  $\Delta\nu$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$ .

$\nu/\text{MHz}$	$\Delta\nu/\text{MHz}$	$c/10^8 \text{ m/s}$
$188 \pm 5$	$187 \pm 7$	$3.12 \pm 0.12$
$375 \pm 5$	$184 \pm 7$	$3.07 \pm 0.12$
$559 \pm 5$	$187 \pm 7$	$3.12 \pm 0.12$
$746 \pm 5$	$188 \pm 7$	$3.14 \pm 0.12$
$934 \pm 5$	$187 \pm 7$	$3.12 \pm 0.12$
$1121 \pm 5$	$184 \pm 7$	$3.07 \pm 0.12$
$1305 \pm 5$		

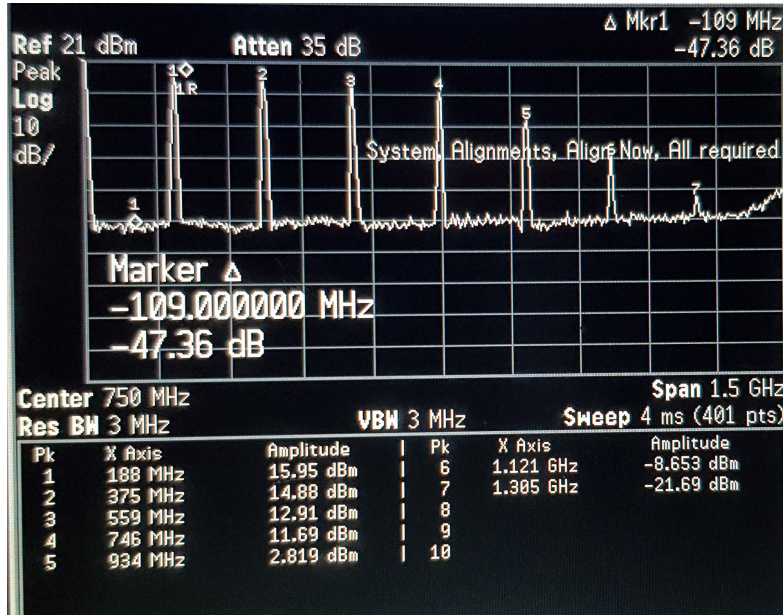


Abbildung 6: Frequenzspektrum bei einer Resonatorlänge von  $L = 83,5$  cm.

ist(siehe Abbildung 7). An die aufgenommenen Messwerte wird ein Gaußfit gemäß Gleichung 8 vorgenommen. In Abbildung 7 ist der entsprechende Graph neben den Messwerten dargestellt. Es ergeben sich die Fitparameter

$$I_0 = (62,3 \pm 0,9) \text{ nA}$$

$$\omega = (13,8 \pm 0,2) \text{ mm}$$

$$d_0 = (12,9 \pm 0,1) \text{ mm}.$$

Zum anderen wird die  $\text{TEM}_{01}$  untersucht, deren Intensitätsmaxima durch zwei gleich weit vom Strahlzentrum entfernte Gaußpeaks gegeben sind. An die aufgenommenen Messwerte wird ein Gaußfit gemäß Gleichung 11 vorgenommen. In Abbildung 8 ist der entsprechende Graph neben den Messwerten dargestellt.

$$I_{(0,1)}(d) = I_0 (d - d_0)^2 \exp \left( -2 \left( \frac{d - d_0}{\omega} \right)^2 \right) \quad (11)$$

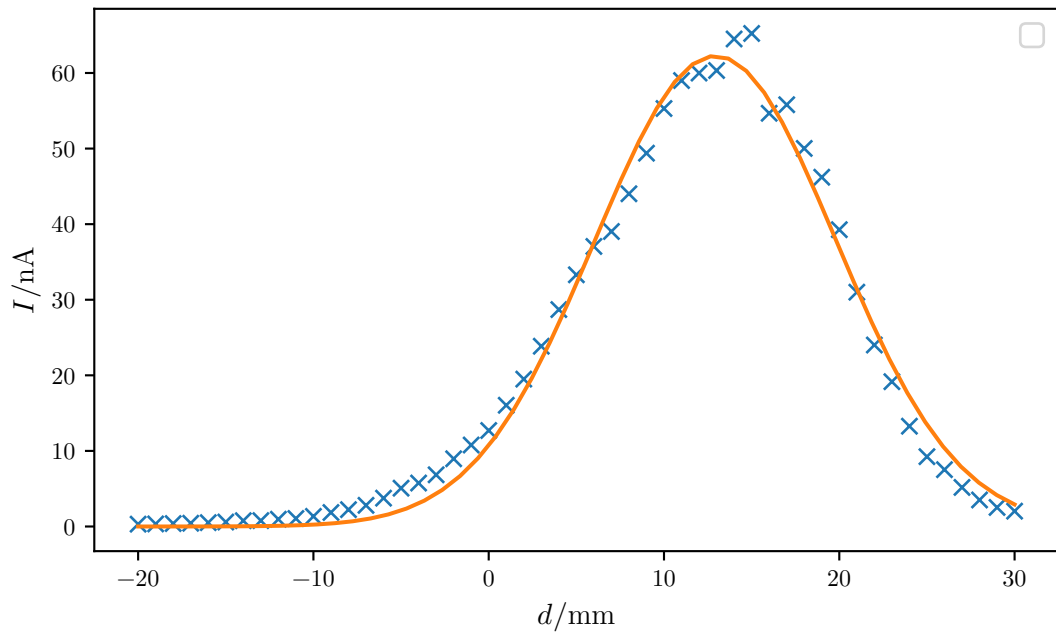
Es werden die Fitparameter

$$I_0 = (64,1 \pm 14,7) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^2}$$

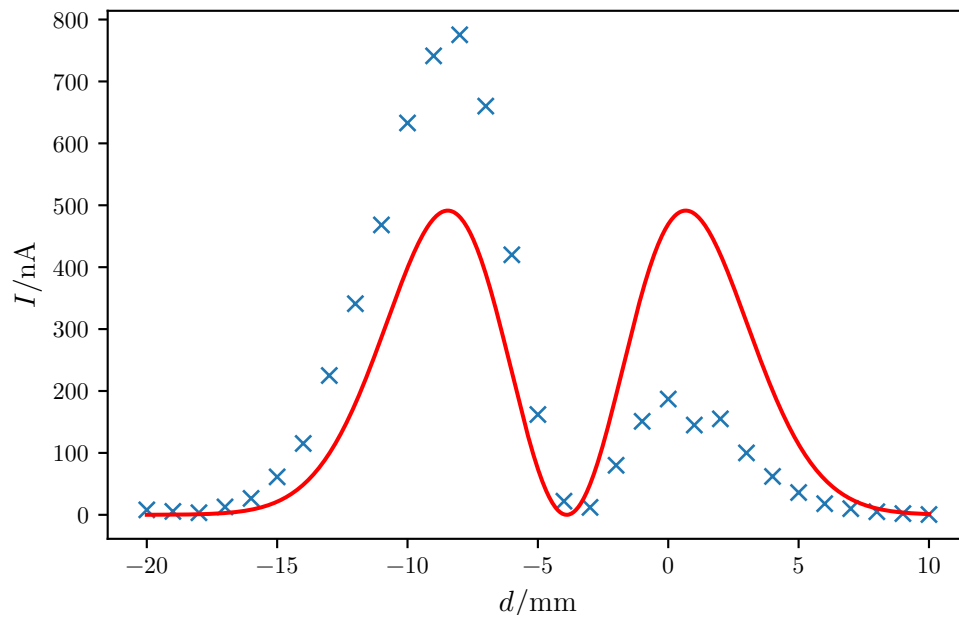
$$\omega = (6,5 \pm 0,5) \text{ mm}$$

$$d_0 = (-3,9 \pm 0,4) \text{ mm}$$

gefunden.



**Abbildung 7:** Gemessene Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{00}$ -Mode und Gaußfit an die Messwerte.



**Abbildung 8:** Gemessene Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{01}$ -Mode und Gaußfit an die Messwerte.

### 3.3 Polarisation

Die Messwerte zur Bestimmung der Polarisation des Lasers sind in Tabelle 4 aufgelistet. In Abbildung 9 wird die Intensität  $I$  (gemessen wird ein elektrischer Strom in nA) in Abhängigkeit von dem Polarisationswinkel  $\phi$  aufgetragen und die Funktion

$$I(\phi) = I_0 \cos^2(\phi - \phi_0) \quad (12)$$

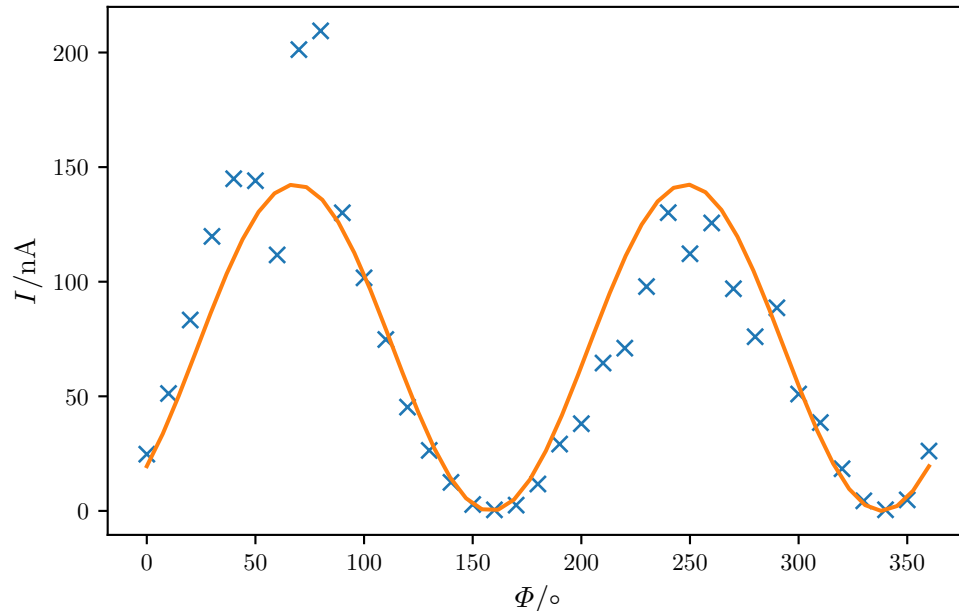
an die Messwerte gefittet. Für die Funktion ergeben sich die Parameter

$$I_0 = (142,4 \pm 0,6) \text{ nA}, \quad (13)$$

$$\phi_0 = (68,3 \pm 0,2)^\circ. \quad (14)$$

**Tabelle 4:** Messwerte der Intensität in Abhängigkeit von dem Winkel des Polarisationsfilters.

$\phi/^\circ$	$I/\text{nA}$	$\phi/^\circ$	$I/\text{nA}$
0	24.8	190	29.2
10	51.2	200	38.0
20	83.3	210	64.5
30	119.8	220	71.0
40	144.9	230	97.9
50	144.1	240	130.1
60	111.7	250	112.2
70	201.3	260	125.6
80	209.4	270	96.9
90	130.1	280	76.0
100	101.7	290	88.6
110	74.8	300	51.0
120	45.3	310	38.5
130	26.4	320	18.4
140	12.4	330	4.4
150	2.8	340	0.5
160	0.5	350	4.8
170	2.5	360	26.1
180	11.7		



**Abbildung 9:** Intensität in Abhängigkeit des Polarisationswinkel.

### 3.4 Wellenlängenbestimmung

Die Wellenlänge der charakteristischen roten Linie des He-Ne-Lasers, wird mit Hilfe von zwei optischen Gittern ( $g_1 = 80/\text{cm}$   $g_2 = 100/\text{cm}$ ) bestimmt. Es wird jeweils ein Wert zu jedem Maximum bestimmt. Aus dem Mittel der Werte der einzelnen Maxima wird für jedes Gitter eine Wellenlänge berechnet. In Tabelle 5 sind jeweils die Werte für Schirmabstand  $L$  und Abstände der Maxima zum Maximum 0.-Ordnung  $d_i$  zusammen mit den bestimmten Wellenlängen angegeben.

Es ergibt sich eine mittlere Wellenlänge von

$$\lambda_1 = (6,53 \pm 0,02) \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

$$\lambda_2 = (6,58 \pm 0,01) \cdot 10^{-7} \text{ m}.$$

**Tabelle 5:** Mit zwei optischen Gittern bestimmte Wellenlängen mit jeweiligen relevanten Größen.

Ordnung $i$	$g_1 = 80/\text{cm}$		$g_2 = 100/\text{cm}$	
	$d_i/\text{cm}$	$\lambda/\text{nm}$	$d_i/\text{cm}$	$\lambda/\text{nm}$
1	$7.2 \pm 0.1$	$637.4 \pm 8.8$	$9.2 \pm 0.1$	$650.0 \pm 7.0$
2	$14.5 \pm 0.1$	$634.9 \pm 4.3$	$18.5 \pm 0.1$	$645.9 \pm 3.4$
3	$21.8 \pm 0.1$	$630.8 \pm 2.8$	$27.8 \pm 0.1$	$639.3 \pm 2.2$
4	$29.2 \pm 0.1$	$630.5 \pm 2.1$	$43.0 \pm 0.1$	$724.6 \pm 1.5$
5	$41.2 \pm 0.1$	$697.4 \pm 1.6$	$48.2 \pm 0.1$	$643.4 \pm 1.2$
6	$49.5 \pm 0.1$	$685.8 \pm 1.2$	$59.5 \pm 0.1$	$644.1 \pm 0.9$

## 4 Diskussion

Bei der Untersuchung der Stabilitätsbedingung wurden für  $g_1 g_2$  Werte zwischen 0.39 und 0.05 erreicht. Wie in Abbildung 4 gut zu erkennen, liegen damit alle Werte in einem für Stabilität charakteristischen Bereich. Weiterhin lässt sich grob erkennen, dass die gemessenen Leistungswerte ( $\propto$  Intensität) im Bereich um 0.5 deutlich größer sind als am Rand des stabilen Bereichs nahe 0. Somit stimmen die Messungen damit überein, dass  $g_1 g_2$  ein sinnvoller Parameter zur Beurteilung der Stabilität eines Lasersystems ist. Allerdings ist zu beachten, dass das Verhalten am Rand (nahe 1) nicht untersucht wurde.

Anhand der ermittelten Frequenzen longitudinaler Moden wurden über Gleichung (10) Werte für die Lichtgeschwindigkeit  $c$  bestimmt (siehe Tabellen 2, 3). Dabei wurde für eine Resonatorlänge von  $L = 73,5 \text{ cm}$  eine mittlere Lichtgeschwindigkeit von  $c = (3,14 \pm 0,02) \cdot 10^8 \text{ m/s}$  und für eine Resonatorlänge von  $L = 83,5 \text{ cm}$  eine mittlere Lichtgeschwindigkeit von  $c = (3,11 \pm 0,02) \cdot 10^8 \text{ m/s}$  gemessen. Auffällig ist, dass beide Werte oberhalb der tatsächlichen Lichtgeschwindigkeit liegen, wobei der Wert für die größere Resonatorlänge ( $L = 83,5 \text{ cm}$ ) einen kleineren Wert liefert.

Zur Untersuchung der transversalen Lasermoden, wurden die **TEM**<sub>00</sub> und die **TEM**<sub>01</sub> Moden untersucht. Die **TEM**<sub>00</sub> Mode konnte (siehe Abbildung 7) beobachtet werden. Der gaußförmige Intensitätsverlauf, dessen Zentrum nahe der festgelegten Strahlmitte ( $d = 0$ ) liegt, ist gut zu erkennen. Dass das Maximum nicht exakt auf der Laborachse liegt, kann dadurch begründet werden, dass schon minimale Veränderungen am Versuchsaufbau dazu führen, dass Strahlmitte (identisch mit dem Maximum) und Laborachse voneinander abweichen.

Zur Untersuchung der **TEM**<sub>01</sub> Mode, wurde ein Draht in das Strahlzentrum gesetzt, sodass die **TEM**<sub>00</sub> Mode ausgeblendet wird. In Abbildung 8 ist zu erkennen, dass die Messwerte im Gegensatz zur Fit-Funktion nicht symmetrisch ist. Dies kann dadurch begründet werden, dass die Drahtposition per Hand eingestellt wurde, so dass ein Maximum der **TEM**<sub>00</sub> Mode durch den Draht teilweise verdeckt wurde.

Bei der Untersuchung der Polarisation des Lasers wurde die Intensitätsverteilung in

Abhängigkeit des Polarisationswinkels untersucht. Dabei konnte, wie erwartet, beobachtet werden, dass sich eine Periodizität von  $180^\circ$  ergibt (siehe Abbildung 9). Anhand der Messwerte wurde ein Polarisationswinkel von  $(68,3 \pm 0,2)^\circ$  bestimmt.

Die Wellenlänge der roten Linie im Spektrum des He-Ne-Lasers, wurde mit Hilfe zweier optischer Gitter ( $g_1 = 80/\text{cm}$   $g_2 = 100/\text{cm}$ ) gemessen. Für das Gitter mit 80 Linien pro Zentimeter, ergibt sich eine Wellenlänge von  $(6,53 \pm 0,02) \cdot 10^{-7} \text{ m}$  und für das Gitter mit 100 Linien pro Zentimeter ergibt sich  $(6,58 \pm 0,01) \cdot 10^{-7} \text{ m}$ . Es ist zu erkennen, dass sich für das Gitter mit einer höheren Linienzahl ein geringerer Fehler auf den Mittelwert ergibt. Der Literaturwert[1] für die Wellenlänge der untersuchten Linie ist

$$\lambda_{\text{lit.}} = 6,328 \cdot 10^{-7} \text{ m},$$

sodass sich für die relativen Abweichungen  $f_1$  und  $f_2$

$$f_1 = (3,2 \pm 0,3) \%$$

$$f_2 = (4,0 \pm 0,2) \%$$

ergeben.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V61: Der HeNe-Laser*. TU Dortmund. Aug. 2018.