

V61

## **Der He-Ne-Laser**

Jannis Speer

jannis.speer@tu-dortmund.de

Kevin Talits

kevin.talits@tu-dortmund.de

Durchführung: 16.12.19

Abgabe: 20.01.20

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Erzeugung von Laserlicht . . . . .	3
2.2	Stabilität . . . . .	4
2.3	Lasermoden . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>4</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>5</b>
4.1	Stabilitätsbedingung . . . . .	5
4.2	Transversale Moden . . . . .	6
4.2.1	TEM <sub>00</sub> -Mode . . . . .	6
4.2.2	TEM <sub>01</sub> -Mode . . . . .	6
4.2.3	TEM <sub>02</sub> -Mode . . . . .	8
4.3	Polarisation . . . . .	10
4.4	Multimodenuntersuchung . . . . .	10
4.5	Wellenlänge . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>14</b>

# 1 Ziel

Am Beispiel des Helium-Neon-Lasers sollen die grundlegenden Konzepte von Lasern erarbeitet werden. Diese umfassen deren Stabilität, transversale Moden, die Polarisation des Laserlichts und der Wellenlänge

## 2 Theorie

Laserstrahlen sind elektromagnetische Wellen mit einer hohen Intensität. Sie sind stark monochromatisch und besitzen eine große Kohärenzlänge. In einer Laserapparatur, bestehend aus drei Hauptbestandteilen, werden diese erzeugt. Die drei Bestandteile sind ein aktives Medium und eine Pumpe die einen Strahl erzeugen, welcher durch zwei Spiegel, die den Resonator formen, total und teilreflektiert wird. Durch den öfteren Durchlauf durch das aktive Medium ist eine große Verstärkung möglich.

### 2.1 Erzeugung von Laserlicht

Die drei wichtigsten Wechselwirkungen sind die Absorption von Photonen, die spontane Emission und die stimulierte Emission.

Bei der Absorption wird ein Photon von einem Atom absorbiert, womit ein Elektron in ein angeregtes Niveau gehoben wird. Seine Energie steigt und das Photon verschwindet. Dieser Prozess kann nur stattfinden, wenn  $E_\gamma \geq \Delta E_{\text{Niveau}}$  gilt.

Die spontane Emission ist der typische Zerfall von angeregten Zuständen mit einer begrenzten Lebensdauer in Zustände mit einer niedrigeren Energie. Dabei wird ein Photon ausgesendet, dessen Energie der Energiedifferenz der Niveaus  $\Delta E_{\text{Niveau}}$  entspricht.

Bei der stimulierten Emission löst ein Photon mit der Energie der Energiedifferenz den Zerfall aus. Dabei wird ein dem einfallenden Photon in Richtung, Phase und Energie gleiches Photon freigesetzt. Somit sind die beiden Photonen kohärent.

Nur der Mechanismus der stimulierten Emission ermöglicht eine Verstärkung für kohärentes, monochromatisches Licht. Dafür muss eine Besetzungsinversion auftreten in den Niveaus des aktiven Mediums, indem ein Zustand, der größer als der Grundzustand ist, mehr als zur Hälfte gefüllt ist. Dies ist nicht für ein Zweiniveausystem zu realisieren. Dort entspricht die Energie für Anregung der für die stimulierte Emission und damit konkurrieren diese Prozesse. Somit ist ein System mit mindestens drei Niveaus nötig. Elektronen werden aus dem Grundzustand in einen hoch angeregten Zustand gehoben, welcher schnell durch spontane Emission in einen metastabilen Zustand zerfällt mit höherer Lebensdauer. Bei He-Ne-Laser geschieht dies durch Stöße zweiter Art zwischen den Helium- und Neonatomen. Nun können Photonen mit passender Energie die stimulierte Emission auslösen, welche anfänglich aus der spontanen Emission des metastabilen Zustands kommen.

Durch die Spiegel werden die Photonen aus der stimulierten Emission öfters durch das Medium geführt um eine lawinenartige Vervielfältigung zu erzeugen.

## 2.2 Stabilität

Die Bedingung

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (1)$$

muss für die Stabilitätsparameter  $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$  gelten, damit der Resonator optisch stabil ist.  $L$  ist der Abstand beider Spiegel und  $r_i$  der Krümmungsradius. Bei einem stabilen Resonator sind die Verluste kleiner als die Verstärkung durch die stimulierte Emission.

## 2.3 Lasermoden

Weil die Resonatorlänge  $L$  sehr groß zur Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers ist, sind viele Moden möglich. Mit  $l$  und  $p$  werden die Knoten in  $x$ - und  $y$ -Richtung genannt. Die Eigenschwingungen werden als  $\text{TEM}_{l,p}$  bezeichnet, wobei die gaußförmige Grundmode  $\text{TEM}_{0,0}$  den größten Anteil am Modenspektrum besitzt, weil diese weniger Verluste als höhere Moden aufweist.

## 3 Durchführung

In Abbildung 1 ist der Aufbau des Versuchs zu sehen.

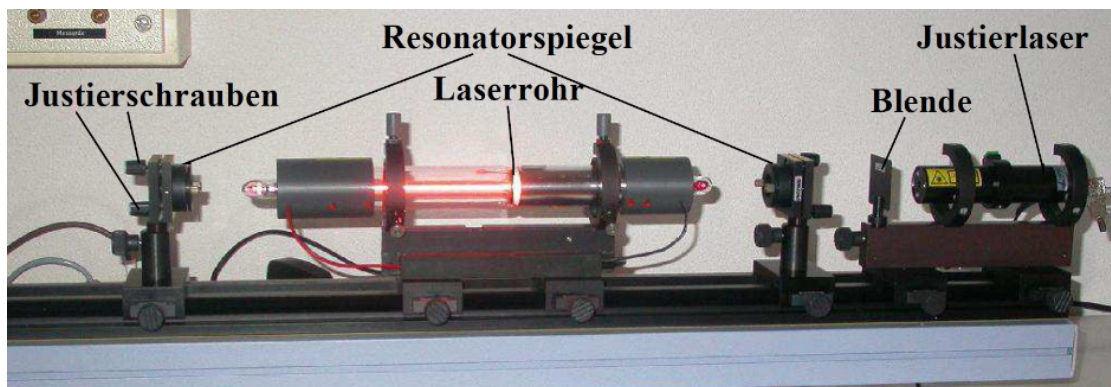


Abbildung 1: Aufbau mit wesentlichen Komponenten.

Für einen stabilen Laserstrahl ist die vorherige Justierung unabdinglich. Mit Hilfe des Justierlasers werden die Spiegel so eingetellt, dass der Laserstrahl mittig auf die Blende zurückfällt. Während der eigentlichen Messung ist der Justierlaser ausgeschaltet.

Als erstes soll die Stabilitätsbedingung überprüft werden. Dazu wird eine Messreihe der Lichtintensität in Abhängigkeit von der Resonatorlänge mit einer Photodiode, welche die Intensität als Strom ausgibt, durchgeführt. Es werden zwei konkave Spiegel mit Krümmungsradius von  $r_i = 1,4\text{ m}$  genutzt. Während des Verschiebens der Spiegel ist eine Nejustierung notwendig um den Laserstrahl mit maximaler Leistung aufrecht zu erhalten.

Gleichzeitig wird die Schwebungsfrequenz vermessen. Dazu wird mit dem Spektrumanalysator jeweils das Fourierspektrum zur Resonatorlänge aufgenommen.

Danach werden die transversalen Moden untersucht. Durch eine Streulinse auf der optischen Schiene wird der aufgefächerte Laserstrahl auf die Photodiode projiziert. Die mit einer Skala versehene Diode kann nun die Intensitätsverteilung entlang der  $x$ -Achse aufnehmen. Weil die  $\text{TEM}_{0,0}$  Mode das Spektrum dominiert kann diese ohne weiteres vermessen werden. Für die  $\text{TEM}_{1,0}$  und  $\text{TEM}_{2,0}$  Moden wird die Stellung des Laserrohrs leicht verfälscht um diese sichtbar zu machen.

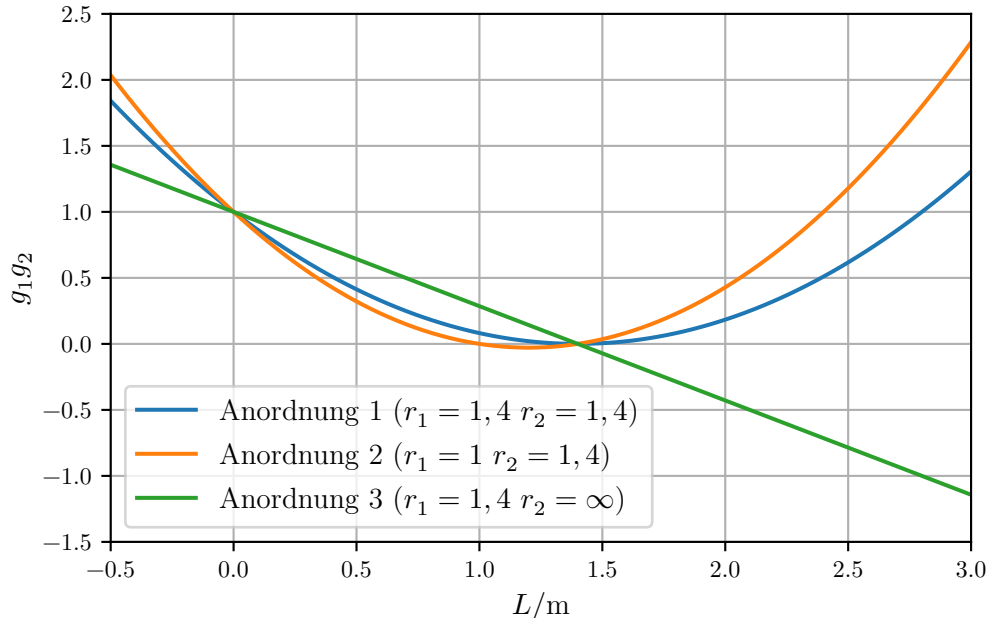
Im dritten Teil des Versuchs soll die Polarisation des Laserstrahls untersucht werden. Dazu wird ein Polarisationsfilter von 0 bis  $180^\circ$  im Strahlengang variiert und dahinter die Intensität gemessen.

Zuletzt soll die Wellenlänge durch Beugung an einem Gitter berechnet werden. Der Schirm, auf den projiziert wird, wird mit großem Abstand zum Gitter aufgestellt. Für eine höhere Genauigkeit wird der Abstand soweit erhöht, dass nur noch das nullte und jeweils erste Maximum auf jeder Seite sichtbar ist. Der Abstand der beiden ersten Maxima vom nullten Maximum, der Abstand von Gitter und Schirm, sowie die Gitterkonstante wird für zwei verschiedene Gitter aufgeschrieben.

## 4 Auswertung

### 4.1 Stabilitätsbedingung

Der Laser ist stabil, wenn Gleichung (1) mit den Stabilitätsparametern  $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$  gilt. Theoretisch kann die Stabilität für drei verschiedene Spiegelanordnungen überprüft werden, diese sind graphisch in Abbildung 2 dargestellt. Experimentell konnte nur die Stabilitätsbedingung für Anordnung 1 überprüft werden. Der maximal gemessene Abstand der Resonatorspiegel beträgt  $L = 134 \text{ cm}$ .



**Abbildung 2:** Theoretische Stabilitätsbedingungen für die drei Anordnungen.

## 4.2 Transversale Moden

### 4.2.1 TEM<sub>00</sub>-Mode

In Tabelle 1 sind die Messwerte der TEM<sub>00</sub>-Mode eingetragen und in Abbildung 3 graphisch dargestellt. Es wird eine Ausgleichsrechnung der Form

$$I(r) = a \cdot \exp \left( -2 \frac{(r-b)^2}{c^2} \right) \quad (2)$$

durchgeführt. Es ergeben sich die Parameter:

$$\begin{aligned} a &= (7,04 \pm 0,06) \mu\text{A} \\ b &= (3,26 \pm 0,03) \text{ mm} \\ c &= (5,92 \pm 0,06) \text{ mm} \end{aligned}$$

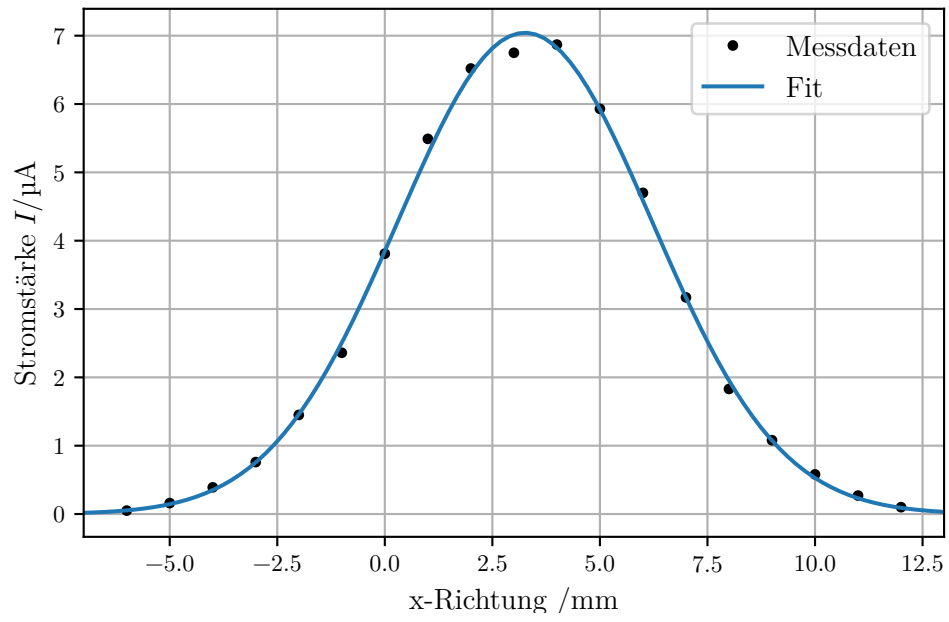
### 4.2.2 TEM<sub>01</sub>-Mode

Für die TEM<sub>01</sub>-Mode wird die Ausgleichsfunktion wie folgt abgewandelt:

$$I(r) = a \cdot \frac{4(r-b)^2}{c^2} \cdot \exp \left( -2 \frac{(r-b)^2}{c^2} \right) \quad (3)$$

**Tabelle 1:** Die gemessene Stromstärke  $I$  entlang der Horizontalen der TEM<sub>00</sub>-Mode in Abhängigkeit vom Abstand  $r$ .

$r$ in mm	$I(r)$ in $\mu\text{A}$	$r$ in mm	$I(r)$ in $\mu\text{A}$
12	0,1	2	6,52
11	0,27	1	5,49
10	0,58	0	3,81
9	1,08	-1	2,36
8	1,83	-2	1,45
7	3,17	-3	0,76
6	4,7	-4	0,39
5	5,93	-5	0,16
4	6,87	-6	0,05
3	6,75		



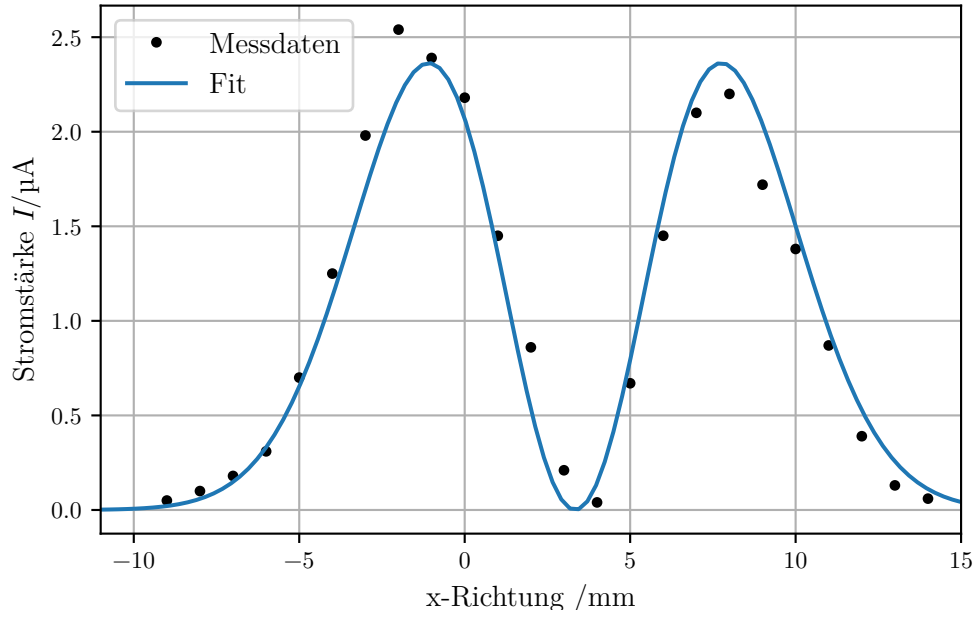
**Abbildung 3:** Intensitätsverteilung der TEM<sub>00</sub>-Mode.

Die Messdaten sind in Tabelle 2 aufgelistet. In Abbildung 4 ist das Ergebnis der Ausgleichsrechnung zu sehen. Es ergeben sich die Parameter:

$$a = (3,21 \pm 0,09) \mu\text{A}$$

$$b = (3,33 \pm 0,08) \text{ mm}$$

$$c = (6,25 \pm 0,11) \text{ mm}$$



**Abbildung 4:** Intensitätsverteilung der TEM<sub>01</sub>-Mode.

#### 4.2.3 TEM<sub>02</sub>-Mode

Für die TEM<sub>02</sub>-Mode wird die Ausgleichsfunktion erneut angepasst:

$$I(r) = a \cdot \left( \frac{8(r-b)^2}{c^2} - 2 \right)^2 \cdot \exp \left( -2 \frac{(r-b)^2}{c^2} \right) \quad (4)$$

Mit den Messdaten aus Tabelle 3 wird die Ausgleichsrechnung durchgeführt. Diese liefert die Parameter:

$$a = (0,069 \pm 0,004) \mu\text{A}$$

$$b = (2,57 \pm 0,15) \text{ mm}$$

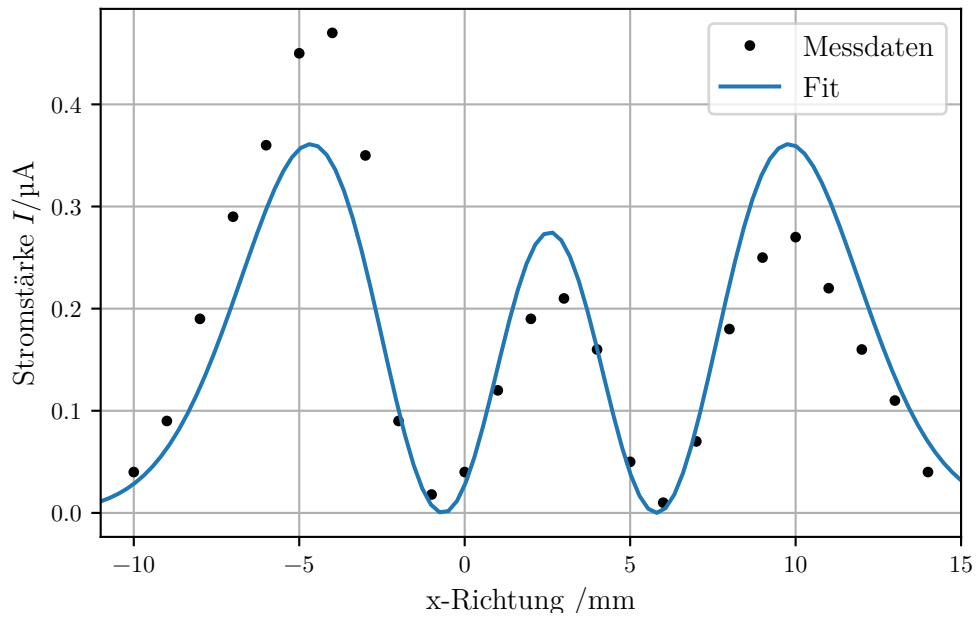
$$c = (6,46 \pm 0,16) \text{ mm}$$

In Abbildung 5 ist das Ergebnis dargestellt.



**Tabelle 2:** Die gemessene Stromstärke  $I$  entlang der Horizontalen der  $\text{TEM}_{01}$ -Mode in Abhängigkeit vom Abstand  $r$ .

$r$ in mm	$I(r)$ in $\mu\text{A}$	$r$ in mm	$I(r)$ in $\mu\text{A}$
14	0,06	2	0,86
13	0,13	1	1,45
12	0,39	0	2,18
11	0,87	-1	2,39
10	1,38	-2	2,54
9	1,72	-3	1,98
8	2,2	-4	1,25
7	2,1	-5	0,7
6	1,45	-6	0,31
5	0,67	-7	0,18
4	0,04	-8	0,1
3	0,21	-9	0,05



**Abbildung 5:** Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{02}$ -Mode.

**Tabelle 3:** Die gemessene Stromstärke  $I$  entlang der Horizontalen der TEM<sub>02</sub>-Mode in Abhängigkeit vom Abstand  $r$ .

$r$ in mm	$I(r)$ in $\mu\text{A}$	$r$ in mm	$I(r)$ in $\mu\text{A}$
14	0,04	1	0,12
13	0,11	0	0,04
12	0,16	-1	0,018
11	0,22	-2	0,09
10	0,27	-3	0,35
9	0,25	-4	0,47
8	0,18	-5	0,45
7	0,07	-6	0,36
6	0,01	-7	0,29
5	0,05	-8	0,19
4	0,16	-9	0,09
3	0,21	-10	0,04
2	0,19		

### 4.3 Polarisation

Es wird die Polarisation des Lasers untersucht. Dafür wird die Intensität des Lasers bei verschiedenen Polarisationswinkeln gemessen. Die Werte sind in Tabelle 4 eingetragen und in Abbildung 6 graphisch dargestellt. Es wird eine Ausgleichsrechnung der Form

$$I(\varphi) = I_0 \cos^2(\varphi + \varphi_0) \quad (5)$$

durchgeführt. Diese liefert die Parameter:

$$I_0 = (149,42 \pm 2,12) \mu\text{A}$$

$$\varphi_0 = (-78,33 \pm 0,01) \text{ rad}$$

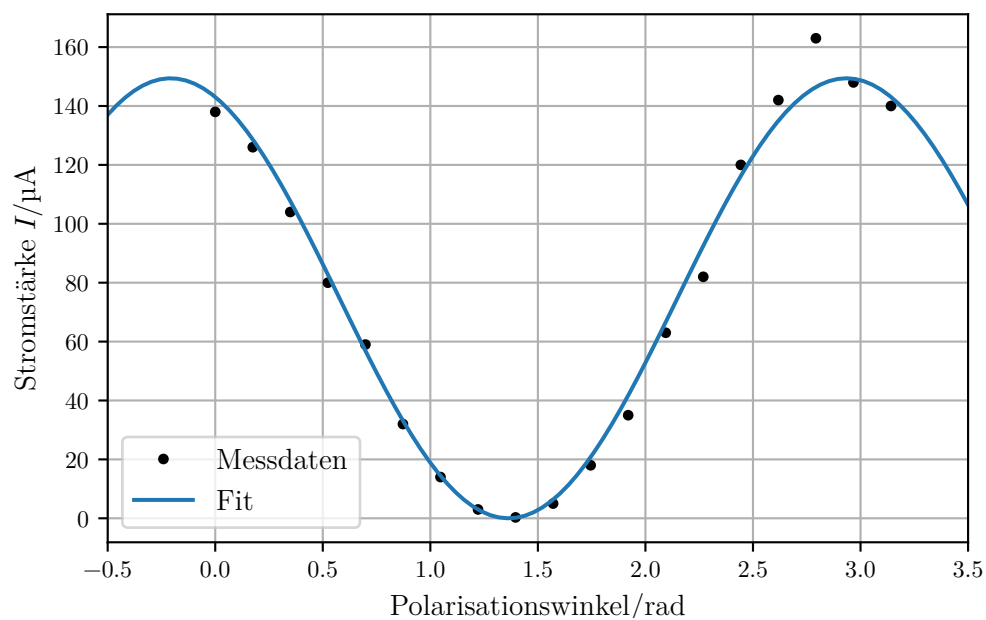
### 4.4 Multimodenuntersuchung

Es werden die Frequenzen  $f$  der longitudinalen Moden für verschiedene Resonatorlängen vermessen und die mittlere Frequenzdifferenz  $\Delta f$  berechnet. Die Werte sind in Tabelle 5 eingetragen. Theoretisch ist folgender Zusammenhang zu erwarten mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c_0$ :

$$\Delta\lambda = \frac{c_0}{\Delta f} = 2L \quad (6)$$

Eine Ausgleichsrechnung der Form  $\Delta\lambda(L) = a \cdot L$  liefert:

$$a = 2,016 \pm 0,003$$



**Abbildung 6:** Abhängigkeit der Intensität vom Polarisationswinkel.

**Tabelle 4:** Polarisationswinkel  $\varphi$  und Stromstärke  $I$ .

$\varphi$ in Grad	$I(\varphi)$ in $\mu\text{A}$	$\varphi$ in Grad	$I(\varphi)$ in $\mu\text{A}$
0	138	100	18
10	126	110	35
20	104	120	63
30	80	130	82
40	59	140	120
50	32	150	142
60	14	160	163
70	3	170	148
80	0.3	180	140
90	5		

Die Abhängigkeit der Frequenzdifferenzen von der Resonatorlänge ist in Abbildung 7 dargestellt.

**Tabelle 5:** Die gemessenen Frequenzen und mittleren Frequenzdifferenzen für verschiedene Resonatorlängen.

$L$ in cm		Frequenzen $f$ in MHz						$\Delta f$ in MHz
87	173	341	510	683	851	1020		169
91	165	326	491	653	818	979		163
96.5	158	311	465	619	773	926		154
105.7	143	281	424	563	705	844		140
114	131	263	394	525	656	784		131
121.3	124	248	371	495	615	739		123
128	116	233	349	469	585	701		117
134	113	225	334	446	555	668		111

Durch den Dopplereffekt kommt es zur Verbreiterung der Spektrallinien. Dieser Effekt wird Doppler-Verbreiterung genannt und durch die Halbwertsbreite  $\delta f$  beschrieben.

$$\delta f = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_b T \ln(2)}{m}} \quad (7)$$

Mit der Neonatommasse von  $m = 20,18$  u, einer Temperatur von  $T = 300$  K und für die rote Linie mit  $\lambda = 632,8$  nm beträgt die Halbwertsbreite:

$$\delta f \approx 1300 \text{ MHz}$$

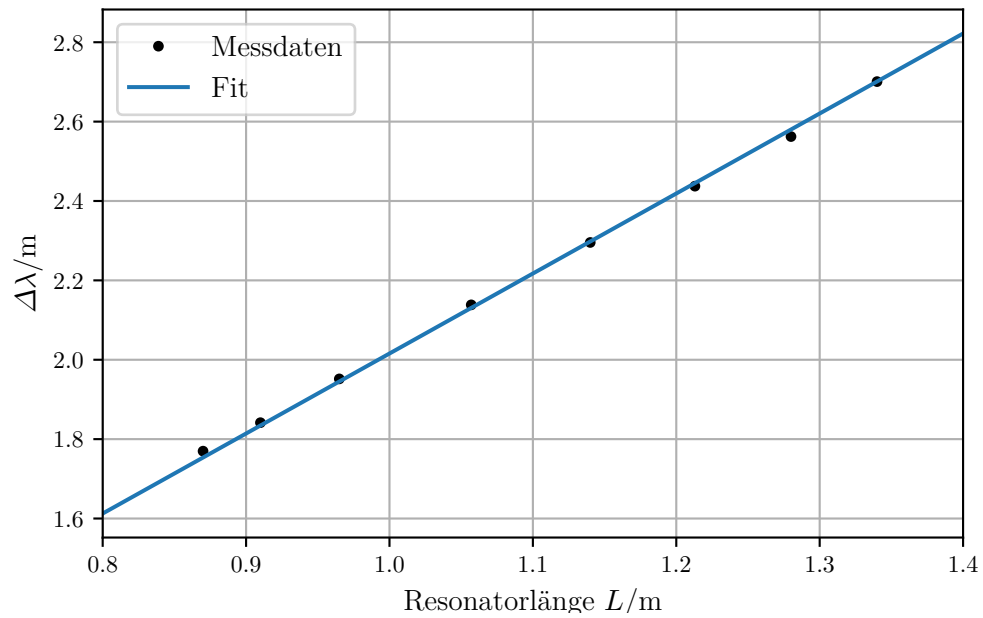
Der Laser läuft im Multimodenbetrieb, wenn die Halbwertsbreite  $\delta f$  ein Vielfaches der Frequenzabstände  $\Delta f$  zwischen den einzelnen Moden ist.

## 4.5 Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers kann mithilfe der Formel

$$\lambda = \frac{\sin\left(\tan\left(\frac{d_n}{L}\right)\right)}{g \cdot n} \quad (8)$$

bestimmt werden. Dabei ist  $L$  der Abstand zwischen Gitter und Schirm,  $d_n$  der Abstand des  $n$ -ten Nebenmaxima vom Hauptmaxima und  $g$  die Gitterkonstante. Die Messwerte und Ergebnisse sind in Tabelle 6 aufgeführt. Für die Wellenlänge ergibt sich so ein Mittelwert von  $(631,29 \pm 5,39)$  nm.



**Abbildung 7:** Die gemessenen Differenzen  $\Delta\lambda$  in Abhängigkeit der Resonatorlänge  $L$ .

**Tabelle 6:** Die Ordnung  $n$  der Nebenmaxima, ihr Abstand  $d_n$  zum Hauptmaximum, sowie die berechnete Wellenlänge  $\lambda$  für verschiedene  $L$  und  $g$ .

Gitterkonstante $g$	$L$ in cm	Ordnung	Abstand $d_n$ in cm	Wellenlänge $\lambda$ in nm
100 Linien/mm	88,5	1	5,55	627,53
		1	5,6	633,19
80 Linien/mm	90	1	4,5	625,26
		1	4,6	639,17

## 5 Diskussion

Da die Lasertätigkeit sehr empfindlich auf kleinste Verrückungen des Aufbaus reagiert, konnte nur für eine Spiegelanordnung ein Laserstrahl aufgebaut werden. Die für diese Anordnung gemessene maximale Resonatorlänge von 134 cm liegt relativ nah an der Resonatorlänge von 140 cm, die die untere Schranke der Stabilitätsbedingung gerade noch erfüllt.

Für die Grundmode  $\text{TEM}_{00}$  lassen sich die Messwerte mit sehr geringen Unsicherheiten durch die Theoriekurve beschreiben. Die Vermessung der Moden  $\text{TEM}_{01}$  und  $\text{TEM}_{02}$  zeigen jedoch eine starke Asymmetrie auf, welche durch die angenommene Theoriekurven der Intensitäten nicht beschrieben werden. Dies könnte auf eine ungenaue Projektion der einzelnen Moden zurückzuführen sein, die neben der gewünschten Mode weitere ungewollte Moden enthält.

Für die Polarisation wird eine Periodizität von  $2\pi$  erwartet, das Licht ist also linear polarisiert. Die Messung bestätigt diese Annahme. Bei der Vermessung der transversalen Moden und der Polarisation stellt die Fluktuation der Laserintensität eine Fehlerquelle dar. Diese wird durch Verrückungen am Aufbau, sowie das nicht vollständig konstante Restlicht im Versuchsraum hervorgerufen. Durch das Wechseln der Größenordnungen des Ampermeters können weitere systematische Fehler aufgetreten sein.

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. Der lineare Zusammenhang zwischen Resonatorlänge und Wellenlängendifferenz konnte gezeigt werden.

Die mit dem Experiment bestimmte Wellenlänge ist  $\lambda = 631,29 \pm 5,39$  nm. Die theoretische Wellenlänge ist  $\lambda = 632,8$  nm. Damit passt die bestimmte Wellenlänge im Bereich der Fehlertoleranz zum Theoriewert. Als mögliche Fehlerquelle kommt die Vermessung der Abstände  $L$  und  $d_n$  in Frage und in Verbindung damit die ungenaue Auflösung der Nebenmaxima der Intensität.