

V61

## **Der He-Ne Laser**

Lukas Bertsch

lukas.bertsch@tu-dortmund.de

Tom Troska

tom.troska@tu-dortmund.de

Durchführung: 11.12.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>3</b>
2.1. Zustandssysteme und Besetzungsinversion . . . . .	3
2.2. Zustandssystem von Helium und Neon . . . . .	3
2.3. Spontane und stimulierte Emission . . . . .	4
2.4. Resonator . . . . .	5
2.5. TEM-Moden . . . . .	6
2.6. Brechung am Gitter . . . . .	6
<b>3. Durchführung</b>	<b>7</b>
<b>4. Auswertung</b>	<b>7</b>
4.1. Überprüfung der Stabilitätsbedingung . . . . .	7
4.2. Messung der TEM Moden . . . . .	8
4.2.1. TEM <sub>00</sub> -Mode . . . . .	10
4.2.2. TEM <sub>10</sub> -Mode . . . . .	10
4.3. Polarisation des Lasers . . . . .	11
4.4. Multimoden Betrieb . . . . .	13
4.5. Bestimmung der Wellenlänge des Lasers . . . . .	13
<b>5. Diskussion</b>	<b>14</b>
<b>Literatur</b>	<b>14</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>16</b>
A.1. Originaldaten . . . . .	16

## 1. Zielsetzung

In diesem Versuch wird die Funktionsweise eines Helium-Neon Lasers untersucht. Dafür werden nach einer Justage des Lasers verschiedene Eigenschaften des Laserlichts, wie die Wellenlänge oder TEM-Moden vermessen.

## 2. Theorie

Der Begriff LASER ist ein Akronym für *Light amplification by stimulated emission of radiation*. Laser zeichnen als leistungsstarke Quelle von monochromatischem Licht aus und finden daher häufig in verschiedenen Experimenten Anwendung. Für einen Laserbetrieb werden grundsätzlich drei Komponenten benötigt: eine Besetzungsinversion, ein aktives Medium, in dem stimulierte Emission stattfinden kann, und einen Resonator. Die theoretischen Grundlagen der Komponenten und der Aufbau eines Helium-Neon Lasers (HeNe-Laser) werden hier erörtert.

### 2.1. Zustandssysteme und Besetzungsinversion

Um die Funktionsweise eines Lasers zu verstehen, ist ein Blick auf die quantenmechanische Beschreibung von Zustandssystemen notwendig. In der Quantenmechanik werden Zustände von Teilchen einer bestimmten Energie zugeordnet, sodass unterschiedliche Zustände verschiedene Energien besitzen. Es ergibt sich ein Zustandssystem, in dem die Teilchen durch Absorption und Emission von Photonen in Zustände höherer Energie wechseln können, wenn die Energie der anregenden (Quasi-)Teilchen

$$E = h\nu \quad (1)$$

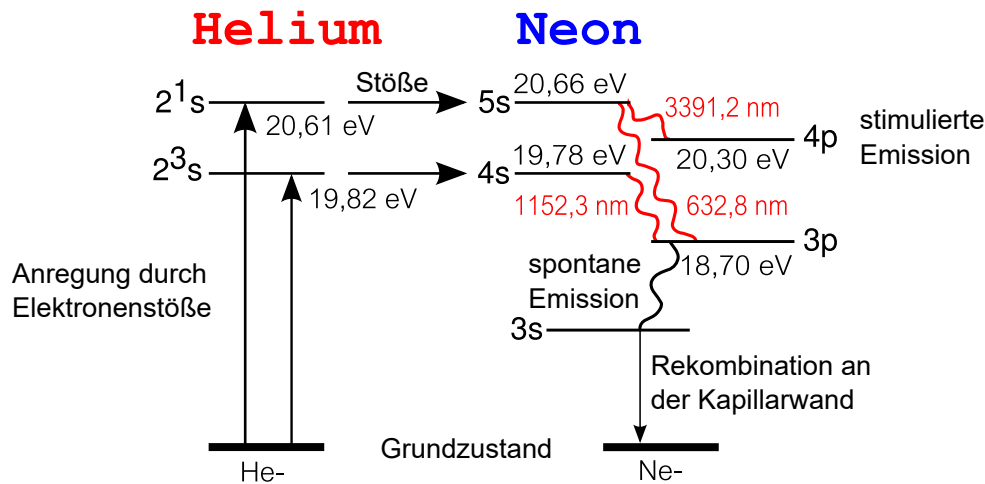
genau der Energiedifferenz zweier Zustände entspricht.

Befinden sich mehr Teilchen in einem höheren Energiezustand als dem Grundzustand, wird von *Besetzungsinversion* gesprochen. Diese kann nur für ein Zustandssystem mit mehr als 2 Zuständen erreicht werden, da hier die Übergangswahrscheinlichkeiten  $E_1 \rightarrow E_2 \leq E_2 \rightarrow E_1$  maximal eine Gleichverteilung zulassen.

In einem Zustandssystem mit mehr als zwei Energieniveaus ist es hingegen möglich, durch hinreichende äußere Anregung eine Besetzungsinversion zu erreichen. Die äußere Anregung wird auch als *pumpen* bezeichnet.

### 2.2. Zustandssystem von Helium und Neon

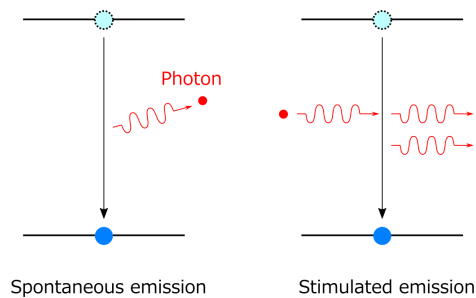
Für das in Abbildung 1 gezeigte Zustandssystem von Helium und Neon kann eine Besetzungsinversion erreicht werden. Durch Stöße mit Elektronen wird Helium aus seinem Grundzustand in die Zustände  $2^1s$  und  $2^3s$  gehoben. Die angeregten Heliumatome heben durch Stöße die Neonatome in die Zustände  $5s$  und  $4s$ . Dies erzeugt die gewünschte Besetzungsinversion in den Zuständen der Neonatome.



**Abbildung 1:** Ausschnitt des Zustandssystem von Helium und Neon. Durch Elektronenstöße angeregte Heliumatome können durch Stöße mit Neonatomen ihre Energie übertragen und so eine Besetzungsinversion erzeugen [2].

### 2.3. Spontane und stimulierte Emission

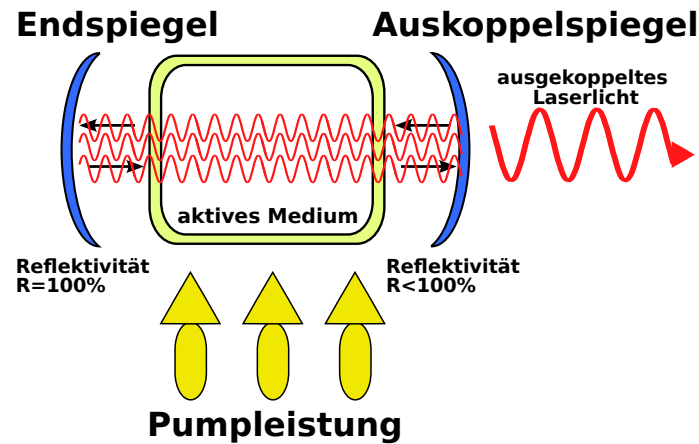
Befinden sich Teilchen in einem angeregten Zustand können diese in einen Zustand niedriger Energie übergehen, indem ein Photon mit der Wellenlänge zu der korrespondierenden Energielücke emittiert wird. Dies geschieht nach einer systemspezifischen Zeit durch spontane Emission, wobei das emittierte Photon keine ausgezeichnete Phasenlage, Polarisation oder Richtung aufweist. Trifft ein Photon mit derselben Energie wie die Energielücke zwischen den Zuständen auf ein Atom im angeregten Zustand, kann es zu stimulierter Emission kommen. Dabei regt das eintreffende Photon die Emission eines weiteren Photons selber Energie, Richtung, Polarisation und Phasenlage an. Die beiden Photonen sind kohärent zueinander. In Abbildung 2 ist dies graphisch dargestellt.



**Abbildung 2:** Beispiele von spontaner und stimulierter Emission eines Photons beim Übergang eines Teilchens in einen Zustand niedrigerer Energie [5].

## 2.4. Resonator

Für die erwünschte stimulierte Emission werden Photonen mit der richtigen Energie benötigt, welche die Emission weiterer Photonen induzieren. Dafür wird ein Resonator benötigt, der aus zwei Spiegeln besteht. Das austretende Licht wird zurück ins das aktive Medium reflektiert, sodass dort erneut stimulierte Emission ausgelöst werden kann. Über einen der beiden Spiegel wird ein kleiner Teil des Lichts in der Größenordnung von 1 % ausgekoppelt. Dies ist das Laserlicht, welches für verschiedene Experimente verwendet werden kann. In Abbildung 3 ist der grundsätzliche Aufbau eines Lasers dargestellt.



**Abbildung 3:** Skizze des Funktionsprinzips eines Lasers. Zwei Spiegel reflektieren den Großteil des Lichts zurück in das aktive Medium und funktionieren so als Resonator [4].

Als Spiegel können sowohl konfokale, als auch planare Formen verwendet werden. Auch der Abstand der Spiegel ist variabel, wobei die Brennpunkte der Spiegel zu beachten sind. Wird nicht genügend Licht in das aktive Medium zurückreflektiert, kommt es nicht in ausreichendem Maße zu stimulierter Emission, sodass kein Laserbetrieb stattfindet. Zur Beschreibung der Stabilität der Resonatoranordnung wird Lasers werden so genannte  $g$ -Faktoren

$$g_i = \frac{L}{r_i} \quad (2)$$

eingeführt. Hierbei bezeichnet  $L$  die Länge des Resonators, also den Abstand der beiden Spiegel, und  $r$  den Krümmungsradius dieser. Für einen planaren Spiegel wird ein unendlich großer Krümmungsradius angenommen.

Aus optischen Überlegungen ergibt sich eine Stabilitätsbedingung für den Resonator. Damit ausreichend stimulierte Emission passiert, muss

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (3)$$

gelten. Die Faktoren  $g_1$  und  $g_2$  werden mit (2) berechnet.

## 2.5. TEM-Moden

Das erzeugte Laserlicht hat eine sehr viel kleinere Wellenlänge als die Länge des Resonators, sodass mehrere Frequenzen im Resonator eine stehende Welle bilden können. Diese unterschiedlichen Frequenzen werden als longitudinale Moden bezeichnet.

Aufgrund von kleinen Unebenheiten oder Verdrehungen der Spiegel können auch transversalen Moden beobachtet werden. Die Intensitätsverteilung auf einem Schirm lässt sich mit Hermite-Polinomen beschreiben, sodass sich

$$I_{mn}(x, y) = I_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \left( H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) e^{-\frac{x^2}{2\omega^2}} \right)^2 \left( H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{\omega} \right) e^{-\frac{y^2}{2\omega^2}} \right)^2 \quad (4)$$

ergibt. Hierbei bezeichnet  $H_n$  das passende Hermite-Polinom, gegeben durch

$$H_n = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2}.$$

In Abbildung 4 sind die ersten TEM-Moden abgebildet.

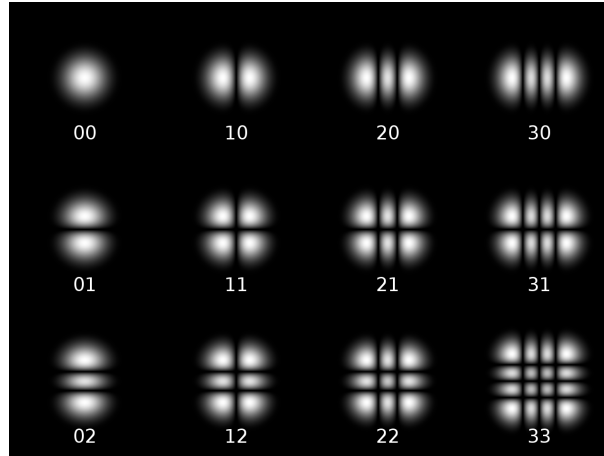


Abbildung 4: Intensitätsverteilung der ersten TEM-Moden [3].

## 2.6. Brechung am Gitter

Wird Licht an einem Gitter gebrochen, so kommt es zu Interferenzerscheinungen. Die Felder von aufeinandertreffenden Wellenfronten addieren sich gemäß dem Superpositionsprinzip, sodass Intensitätsmaxima und -minima auftreten. Durch einfache geometrische Überlegungen folgt für die Position der Maxima

$$n\lambda = g \sin(\varphi_n).$$

Der Winkel  $\varphi_n$  beschreibt den Winkel zwischen der optischen Achse und dem Strahlweg zum  $n$ -ten Maximum. Durch Einsetzen der Distanz zwischen dem Hauptmaximum und

dem Maximum  $n$ -ter Ordnung  $\frac{1}{2}s_n$ , sowie dem Abstand zum Schirm  $d$ , folgt für die Wellenlänge  $\lambda$

$$\lambda = \frac{g \sin \left( \tan \left( \frac{s_n}{2d} \right) \right)}{n}. \quad (5)$$

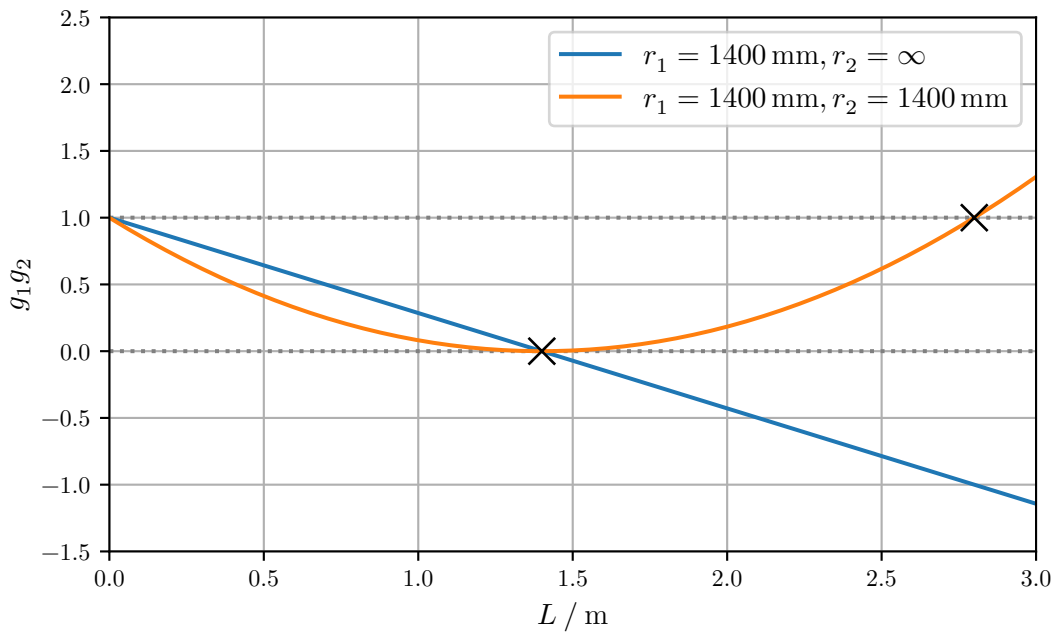
### 3. Durchführung

### 4. Auswertung

In diesem Versuch stehen drei Spiegel als Enden des Resonators zur Verfügung. Ein Spiegel ist ein konkaver Auskopplungsspiegel (OC) mit einem Radius  $r_1 = 1400$  mm, welcher immer verwendet werden muss, da hierüber das Licht ausgekoppelt wird. Dazu können ein weiterer konkaver Spiegel mit Radius  $r_2 = 1400$  mm (Konfiguration 1) und ein flacher Spiegel mit  $r_2 = \infty$  (Konfiguration 2) verwendet werden.

#### 4.1. Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Zuerst wird die Stabilitätsbedingung (3) überprüft. Die Theoriekurven der Stabilitätsbedingung nach Gleichung 3 sind für beide Spiegelkonfigurationen in Abbildung 5 zu sehen. Für die erste Spiegelkonfigurationen ist eine Stabilität des Laserbetriebs bis 2,8 m



**Abbildung 5:** Stabilitätsbedingung für die verwendeten Spiegelkonfigurationen.

zu erwarten, für die zweite Konfiguration sind es 1,4 m. In Tabelle 1 ist die maximal

gemessene Laserleistung gegen die Resonatorlänge aufgetragen. Für beide Konfigurationen bestätigt sich die theoretische Stabilitätsbedingung, wobei der Messbereich nur bis zu einer Resonatorlänge von 2 m reicht. Für alle weiteren Messungen wird die erste Spiegelkonfigurationen (konkav, konkav) verwendet.

**Tabelle 1:** Messdaten zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung für beide Spiegelkonfigurationen.

$r_2 = 1400 \text{ mm}$		$r_2 = \infty$	
$L / \text{cm}$	$I / \text{mW}$	$L / \text{cm}$	$I / \text{mW}$
50	3,0	55	4,8
75	4,0	70	2,0
100	2,8	96	2,4
125	2,7	120	4,3
150	2,2	131	3,2
175	3,3	134,5	2,7
200	2,0	137,5	1,0
		140	1,0
		141	0

## 4.2. Messung der TEM Moden

Zur Messung der verschiedenen transversalen Moden (TEM) wird der Tungstendraht in den Laserstrahl gespannt. In Abbildung 6 sind verschiedene observierte Moden abgebildet.



(a)  $\text{TEM}_{10}$



(b)  $\text{TEM}_{20}$

**Abbildung 6:** Verschiedene TEM Moden des Lasers.

Es wird die Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{00}$  und  $\text{TEM}_{10}$  Moden vermessen. Die Messdaten können Tabelle 2 entnommen werden.



**Tabelle 2:** Messdaten der Intensitätsverteilung der TEM<sub>00</sub> und TEM<sub>10</sub> Moden.

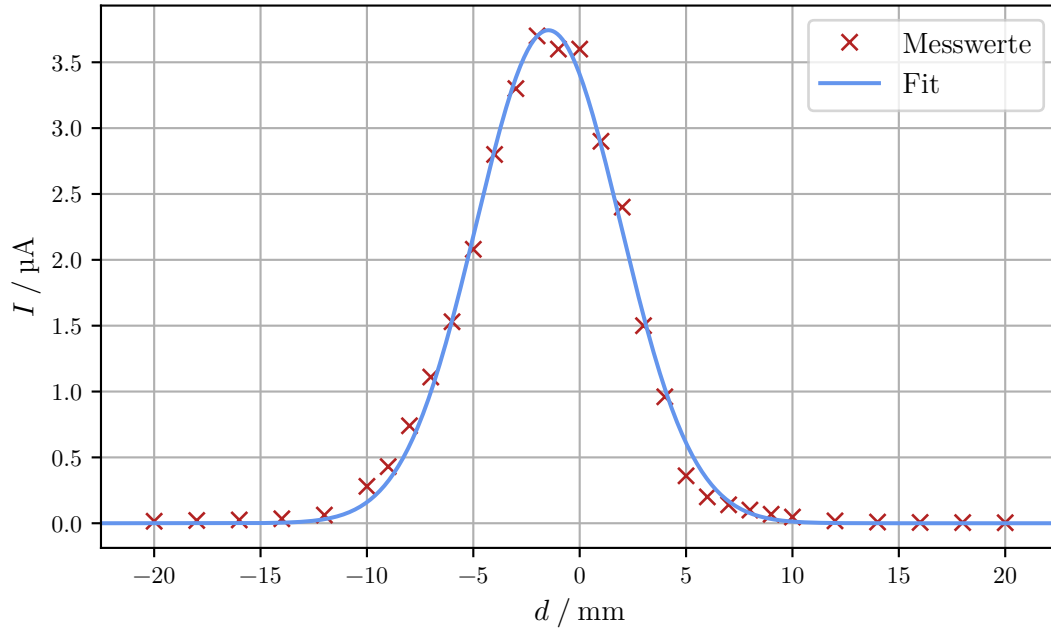
	TEM <sub>00</sub>	TEM <sub>10</sub>
$d / \text{mm}$	$I / \mu\text{A}$	$I / \mu\text{A}$
−20	0,015	0,03
−18	0,021	0,03
−16	0,025	0,01
−14	0,034	0,01
−12	0,062	0,04
−10	0,28	0,12
−9	0,43	0,20
−8	0,74	0,31
−7	1,11	0,42
−6	1,53	0,55
−5	2,08	0,69
−4	2,8	0,73
−3	3,3	0,70
−2	3,7	0,58
−1	3,6	0,40
0	3,6	0,25
1	2,9	0,10
2	2,4	0,02
3	1,5	0,05
4	0,96	0,17
5	0,36	0,31
6	0,20	0,42
7	0,14	0,53
8	0,10	0,54
9	0,068	0,56
10	0,047	0,50
12	0,018	0,35
14	0,009	0,17
16	0,006	0,09
18	0,005	0,03
20	0,004	0,02

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

Die Intensität der TEM<sub>00</sub>-Mode folgt nach Gleichung 4 einer Gaußverteilung, weshalb eine Funktion

$$I(x) = I_0 \exp \left[ -(x - x_0)^2 / (\omega^2) \right]$$

mittels *scipy* [6] an die Messdaten gefittet wird. Der resultierende Fit ist in Abbildung 7 zu sehen.



**Abbildung 7:** Messdaten der Intensitätsverteilung der TEM<sub>00</sub>-Mode und Fit mittels *scipy* [6].

Die Fitparameter ergeben sich zu

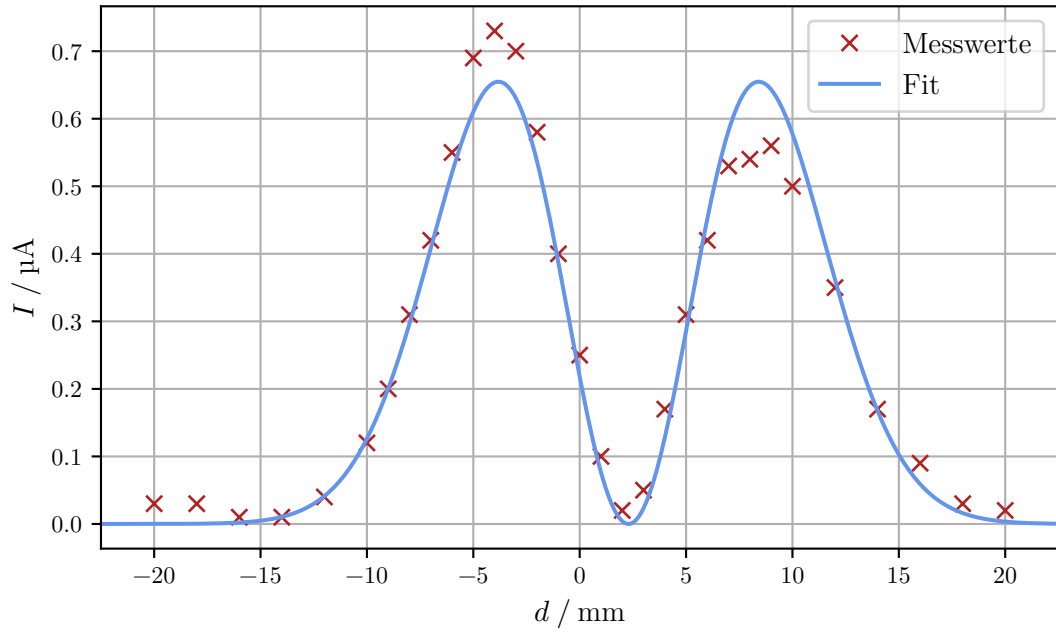
$$\begin{aligned} I_0 &= (3,74 \pm 0,05) \mu\text{A} \\ x_0 &= (-1,47 \pm 0,05) \text{ mm} \\ \omega &= (4,80 \pm 0,07) \text{ mm}. \end{aligned}$$

#### 4.2.2. TEM<sub>10</sub>-Mode

Für die TEM<sub>10</sub>-Mode wird die Funktion

$$I(x) = 8I_0 \frac{(x - x_0)^2}{\omega^2} \exp \left[ -(x - x_0)^2 / (\omega^2) \right]$$

an die Messdaten gefittet. Die Fitparameter lauten



**Abbildung 8:** Messdaten der Intensitätsverteilung der  $\text{TEM}_{10}$ -Mode und Fit mittels *scipy* [6].

$$I_0 = (0,220 \pm 0,005) \mu\text{A}$$

$$x_0 = (2,30 \pm 0,09) \text{ mm}$$

$$\omega = (6,12 \pm 0,09) \text{ mm}.$$

### 4.3. Polarisation des Lasers

Zur Bestimmung der Polarisation des Laserstrahls werden die in Tabelle 3 gelisteten Messdaten verwendet. Aufgrund der zu erwartenden  $\pi$ -Periodizität wird die Funktion

$$I(\theta) = I_1 \cdot \sin^2(\theta + \delta) + I_0$$

zur Modellierung der Daten verwendet. Die Daten und der resultierende Fit sind in Abbildung 9 dargestellt. Die Parameter des Fits bestimmen sich mittels *scipy* [6] zu

$$I_1 = (3,09 \pm 0,02) \text{ mW}$$

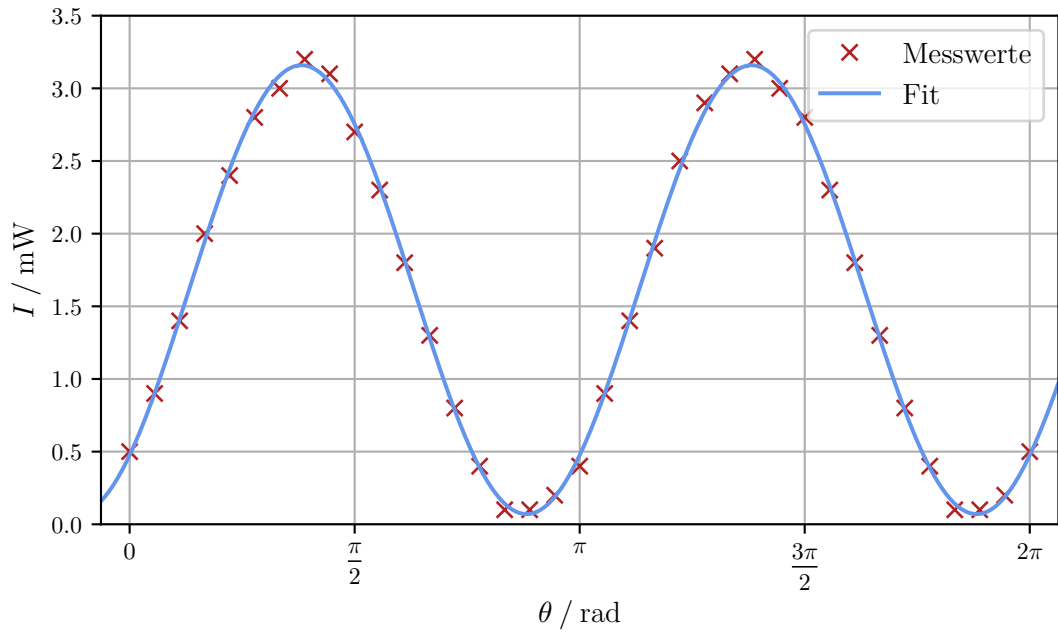
$$\delta = (21,24 \pm 0,17)^\circ$$

$$I_0 = (7 \pm 1) \cdot 10^{-2} \text{ mW}.$$

Der Laserstrahl ist somit annähernd linear polarisiert.

**Tabelle 3:** Messdaten zur Bestimmung der Polarisation des Laserstrahls.

$\theta / ^\circ$	$I / \text{mW}$	$\theta / ^\circ$	$I / \text{mW}$	$\theta / ^\circ$	$I / \text{mW}$
0	0,5	130	0,8	250	3,2
10	0,9	140	0,4	260	3,0
20	1,4	150	0,1	270	2,8
30	2,0	160	0,1	280	2,3
40	2,4	170	0,2	290	1,8
50	2,8	180	0,4	300	1,3
60	3,0	190	0,9	310	0,8
70	3,2	200	1,4	320	0,4
80	3,1	210	1,9	330	0,1
90	2,7	220	2,5	340	0,1
100	2,3	230	2,9	350	0,2
110	1,8	240	3,1	360	0,5
120	1,3				



**Abbildung 9:** Messdaten zur Bestimmung der Polarisation des Laserstrahls und Fit mittels *scipy* [6].

#### 4.4. Multimoden Betrieb

Um den Multimoden Betrieb des Lasers zu untersuchen werden die in Tabelle 4 aufgetragenen Messdaten verwendet, welchen das Frequenzspektrum des Lasers zu verschiedenen Resonatorlängen entnommen werden kann. Aus dem gemessenen Frequenzspektrum kann der mittlere Abstand  $\Delta f$  der Frequenzpeaks bestimmt werden, welcher ebenfalls in Tabelle 4 aufgelistet ist. Es lässt sich feststellen, dass der Abstand der Frequenzpeaks

**Tabelle 4:** Frequenzspektrum  $[f]$  des Lasers bei verschiedenen Resonatorlängen  $L$ .

$L / \text{cm}$	$[f] / \text{MHz}$	$\Delta f / \text{MHz}$
50	304, 611, 919	$307,50 \pm 0,50$
75	203, 405, 604, 806, 1009	$201,50 \pm 1,50$
100	150, 300, 454, 600, 754, 904, 1054	$150,67 \pm 2,75$
125	124, 240, 364, 480, 600, 720, 840, 960, 1080, 1204	$120,00 \pm 2,67$
150	101, 203, 304, 401, 503, 604, 701, 803, 904, 1005, 1106, 1208	$100,64 \pm 1,77$
175	86, 176, 260, 350, 435, 518, 600, 686, 773, 863, 949, 1031, 1121	$86,25 \pm 3,03$
200	75, 154, 221, 300, 375, 450, 525, 596, 670, 754, 825, 904, 980, 1054	$75,31 \pm 4,18$

invers-proportional zu der Resonatorlänge ist und mit größerer Resonatorlänge mehr Frequenzen auftreten.

#### 4.5. Bestimmung der Wellenlänge des Lasers

Zuletzt wird die Wellenlänge des Lasers mittels der Interferenzbedingung bei Beugung an einem Gitter ermittelt. Dazu werden verschiedene Gitter in den Strahlengang gebracht und der Abstand der Beugungsmaxima auf einem Schirm gemessen. Mit Gleichung 5 lässt sich dann die Wellenlänge des Lasers berechnen. Die Messdaten und die daraus resultierenden Wellenlängen sind in Tabelle 5 aufgelistet. Es ergibt sich ein Mittelwert von

$$\lambda = (634,50 \pm 7,24) \text{ nm.}$$

**Tabelle 5:** Messdaten zur Bestimmung der Wellenlänge. Zu jeder Gitterkonstanten  $g$  ist der Schirmabstand  $d$  und der Abstand der Maxima  $n$ -ter Ordnung ( $d_{nn}$ ), sowie die daraus resultierende Wellenlänge  $\lambda$  angegeben.

$g / \text{mm}^{-1}$	$d / \text{cm}$	$n$	$d_{nn} / \text{cm}$	$\lambda / \text{nm}$
1200	25	1	58	631,18
600	25	1	20,5	632,26
		2	59,5	637,98
100	80	1	10	623,78
		2	20,5	635,43
		3	31	634,04
		4	42	634,75
60	110	1	11,5	652,52
		2	22,5	635,89
		3	33,5	627,24

## 5. Diskussion

Zuerst wurde die Stabilitätsbedingung des Lasers überprüft, welche sich für beide Spiegelkonfigurationen im messbaren Bereich bestätigt.

Die gemessene Intensitätsverteilung der TEM-Moden lässt sich durch die Theoriekurve dieser gut darstellen. Es konnten die TEM<sub>00</sub>, die TEM<sub>10</sub> und die TEM<sub>20</sub>-Mode observiert werden. Die Intensitätsverteilung der TEM<sub>10</sub>-Mode weist eine gewisse Asymmetrie vor, die unter anderem durch Unregelmäßigkeiten des Tungsten Drahtes und weitere Einflüsse, wie Verschmutzungen auf der Streulinse, erklärt werden kann.

Durch die Polarisationsmessung ergibt sich eine annähernd lineare Polarisation des Lasers und die zu erwartende Periodizität.

Im Multimoden Betrieb des Lasers ergeben sich mit den eingestellten Resonatorlängen Frequenzabstände von  $75 \text{ MHz} < \Delta f < 310 \text{ MHz}$ . Wie zu erwarten, ist  $\Delta f$  inversproportional zur Resonatorlänge. Wird die Bandbreite des hier relevanten Neon-Übergangs von  $\Delta\nu = 1,5 \text{ GHz}$  [1] betrachtet, so rechtfertigt dies den Multimoden-Betrieb des Lasers, da innerhalb der Bandbreite des Neon-Übergangs mehrere Moden mit Abstand  $\Delta f$  möglich sind.

Die Wellenlänge des Lasers konnte zu  $\lambda_{\text{exp}} = (634,50 \pm 7,24) \text{ nm}$  bestimmt werden. Der Literaturwert lautet  $\lambda_{\text{lit}} = 632,8 \text{ nm}$ , was innerhalb der Messunsicherheit des experimentell bestimmten Wertes liegt, wodurch die Wellenlänge mit guter Präzision ermittelt ist. Zusammenfassend bestätigen sich die theoretischen Beschreibungen des Lasers durch die in diesem Versuch gemessenen Daten.

## Literatur

- [1] Wikipedia. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Helium-Neon-Laser> (besucht am 19.12.2023).

- [2] *Der Helium-Neon-Laser*. Georg-August-Universität Göttingen. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1804>.
- [3] DrBob. URL: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=18064771>.
- [4] Sgbeer. URL: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=8544739>.
- [5] *Spontaneous and stimulated emission*. FiberLabs Inc. URL: <https://www.fiberlabs.com/glossary/spontaneous-and-stimulated-emission/>.
- [6] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.

## A. Anhang

### A.1. Originaldaten

#### V61 He-Ne Laser

11.12.23

$$r_1 = r_2 = 1400 \text{ mm}$$

<del>L/cm</del>	I/mW	f/MHz
50	3,0	304, 611, 919
75	4,0	203, 405, 604, 806, 1009
100	2,8	150, 300, 454, 600, 754, 904, 1054
125	2,7	124, 240, 364, 480, 600, 720, 840, 960, 1080, 1204
150	2,2	101, 203, 304, 401, 503, 604, 701, 803, 904, 1005, 1106, 1208
175	3,3	86, 176, 260, 350, 435, 519, 600, 686, 773, 863, 949, 1031, 1121
200	2,0	75, 154, 221, 300, 375, 450, 525, 596, 670, 744, 825, 904, 980, 1054

$$r_1 = 1400 \text{ mm OC}, \quad r_2 = \text{flat}$$

L/cm	I/mW
<del>50</del>	<del>2,0</del>
<del>75</del>	<del>4,0</del>
55	4,8
70	2,0
98	2,4
120	4,3
131	3,2
134,5	2,7
137,5	1,0
140	1,0
141	0



## Polarisation

<del>I/mW</del>	$\theta/^\circ$	I/mW	$\theta/^\circ$	I/mW
	0	0,5	180	0,9
10	0,5	0,5	200	1,4
20	1,4	1,4	210	1,9
30	2,0	2,0	220	2,5
40	2,4	2,4	230	2,9
50	2,8	2,8	240	3,1
60	3,0	3,0	250	3,2
70	3,2	3,2	260	3,0
80	3,1	3,1	270	2,8
90	2,7	2,7	280	2,3
100	2,3	2,3	290	1,8
110	1,8	1,8	300	1,3
120	1,3	1,3	310	0,8
130	0,8	0,8	320	0,4
140	0,4	0,4	330	0,1
150	0,1	0,1	340	0,1
160	0,1	0,1	350	0,2
170	0,2	0,2	(0) 360	0,5
180	0,4	0,4		

## TEM - Moden

TEM<sub>00</sub>

d/mm	I/ $\mu$ A
-20	0,015
-18	0,021
-16	0,025
-14	0,034
-12	0,062
-10	0,28
-8	0,43
-6	0,74
-4	1,11
-2	1,53
0	2,08
2	3,38
4	3,37
6	3,6
8	3,6
10	2,9
12	1,5
14	0,96
16	0,36
18	0,20
20	0,14
22	0,10
24	0,068
26	0,047

d/mm	I/ $\mu$ A
12	0,018
14	0,009
16	0,006
18	0,005
20	0,004

Diode  
verrutscht!

d/mm	I/ $\mu$ A
12	0,02
14	0,01
16	0,008
18	0,006
20	0,005

TEM<sub>01</sub>

d/mm	I/ $\mu$ A
-20	0,026
-18	0,028
-16	0,012
-14	0,035
-12	0,086
-10	0,36
-8	0,60
-6	0,84
-4	1,22
-2	1,68
0	1,82
2	1,80
4	1,62
6	1,09
8	0,57
10	0,16
12	0,03
14	0,02
16	0,07
18	0,11
20	0,12
22	0,10
24	0,07
26	0,05
28	0,05
30	0,04

# TEM 01

d/mm	I/ $\mu$ A	d/mm	I/ $\mu$ A
-20	0,03	1	0,10
-18	0,03	2	0,02
-16	0,01	3	0,05
-14	0,01	4	0,17
-12	0,04	5	0,31
-10	0,12	6	0,42
-8	0,20	7	0,53
-7	0,31	8	0,54
-6	0,42	9	0,56
-5	0,55	10	0,50
-4	0,65	12	0,35
-3	0,73	14	0,17
-2	0,70	16	0,09
-1	0,58	18	0,03
0	0,40	20	0,02
	0,25		

Wellenlänge / Beugung

Abstand 1.0 zu 1.0



1.  $g = 1700/\text{nm}$      $d = 25\text{cm}$      $d_{1 \rightarrow 1} = 58\text{cm}$

2.  $g = 600/\text{nm}$     "     $d_{11} = 20,5\text{cm}$   
 $d_{22} = 59,5\text{cm}$

3.  $g = 100/\text{nm}$      $d = 80\text{cm}$   
 $d_{11} = 10\text{cm}$      $d_{22} = 20,5\text{cm}$      $d_{33} = 31\text{cm}$   
 $d_{44} = 42\text{cm}$

4.  $g = 80/\text{nm}$      $d = 110\text{cm}$   
 $d_{11} = 11,5\text{cm}$      $d_{22} = 22,5\text{cm}$      $d_{33} = 33,5$