

V61

Der He-Ne-Laser

Durchführung: 23.04.2018

Abgabe: 08.05.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel	1
2	Theorie	1
2.1	Funktionsweise eines Lasers	1
2.2	Zweizustandssystem	1
2.3	Resonator	2
3	Aufbau und Durchführung	4
3.1	Der HeNe-Laser	4
3.2	Aufbau	5
3.3	Durchführung	5
3.3.1	Justieren des HeNe-Lasers	5
3.3.2	Stabilitätsbedingung	6
3.3.3	Beobachtung von TEM-Moden	6
3.3.4	Bestimmung der Polarisation	6
4	Auswertung	6
4.1	Fehlerrechnung	6
4.2	Überprüfung der Stabilitätsbedingung	7
4.3	TEM-Moden	8
4.3.1	TEM ₀₀ -Mode	8
4.3.2	TEM ₀₁ -Mode	9
4.4	Polarisation des Lasers	12
4.5	Bestimmung der Wellenlänge	13
5	Diskussion	14
5.1	Stabilitätsbedingung	14
5.2	TEM-Moden	14
5.3	Polarisation des Lasers	14
5.4	Bestimmung der Wellenlänge	15
	Literatur	15

1 Ziel

Im folgenden Versuch wird die Funktionsweise des HeNe-Lasers untersucht. Es werden die Stabilitätsbedingung der Resonatoren geprüft, 2 TEM-Moden des Lasers und die Polarisation des Lasers vermessen. Des Weiteren wird die Wellenlänge des Lasers durch Beugung an einem Strichgitter bestimmt.

2 Theorie

2.1 Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser strahlt monochromatisches Licht hoher Intensität und Kohärenz ab. Der Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten: ein aktives Lasermedium, einer Pumpquelle und einem Resonator. Die optischen Übergänge im aktiven Lasermedium bestimmen das Strahlungsspektrum des Lasers. Durch die Pumpquelle wird dem System Energie hinzugefügt, um eine Besetzungsinversion zu erzeugen und der Resonator erzeugt einen selbsterregenden Oszillator, in dem das ausgestrahlte Licht mittels optischer Rückkopplung durch das Lasermedium geleitet wird. Ziel ist es, das Lasermedium so zu beeinflussen, sodass das einfallende Licht verstärkt wird, wenn das Strahlungsfeld mit dem Lasermedium wechselwirkt.

2.2 Zweizustandssystem

Die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem Lasermedium wird anhand eines Zweizustandssystems betrachtet. Es gibt zwei mögliche Zustände, den Grundzustand mit der Besetzungszahl n_1 und einen angeregten Zustand mit der Besetzungszahl n_2 . Bei der Wechselwirkung gibt es drei Prozesse: die Absorption, die spontane Emission und die induzierte Emission. Bei der Absorption hebt ein Photon, welches mindestens die Energie des Übergangs hat, das Atom von den Grundzustand in den angeregten Zustand. Das angeregte Atom kann vom angeregten Zustand spontan in den Grundzustand unter Aussendung eines Photons in beliebiger Richtung übergehen. Bei der induzierten Emission wird dieser Übergang durch ein einfallendes Photon, dessen Energie der Differenz zwischen angeregten Zustand und Grundzustand entspricht, ausgelöst. Das stimulierte Photon bewegt sich in die gleiche Richtung, hat die gleiche Energie, gleiche Phasenlage und Polarisation wie das stimulierende Photon. Die drei Prozesse sind in der folgenden Abbildung dargestellt.

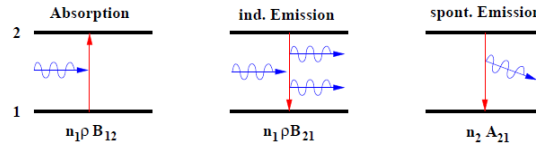


Abbildung 1: Schematische Darstellung von Absorption und Emission eines Strahlungsfeldes $\rho(\nu)$ in einem Zweizustandssystem [1]

ρ bezeichnet die Energiedichte des Strahlungsfeldes und A_{21} , B_{21} , B_{12} die Einsteinkoeffizienten. Letztere sind ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den beiden Zuständen. Die Anzahl der pro Volumeneinheit und pro Sekunde absorbierten und emittierten Photonen \dot{N} kann geschrieben werden als:

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

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

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

Im Falle, dass keine Verluste auftreten ($n_1 + n_2$), gilt für die Besetzungsdichten der beiden Zustände:

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_1 B_{12} \rho + N_2 B_{21} \rho + n_2 A_{21} \quad (4)$$

und

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

Durch ein Zweizustandssystem kann kein Laser realisiert werden, da die Zustände im thermischen Gleichgewicht der Maxwell-Boltzmann-Verteilung folgen und somit der Grundzustand häufiger besetzt ist. Nach den obigen Gleichung kann maximal eine Gleichbesetzung erreicht werden. Es gibt also keine Besetzungsinversion (angeregter Zustand ist öfter besetzt als Grundzustand) in diesem System. Diese ist jedoch eine notwendige Bedingung, damit stimulierte Emission häufiger als die induzierte Emission auftritt und somit eine Verstärkung des Strahlungsfeldes ρ und Kohärenz eintritt. Durch permanente Energiezufuhr von außen (‘pumpen’) kann eine Besetzungsinversion erreicht werden. Die Verstärkung nimmt exponentiell mit der Länge des Laufweges im aktiven Lasermedium zu.

2.3 Resonator

Eine Verlängerung des Laufweges wird durch einen optischen Resonator erreicht. Er besteht aus zwei Spiegeln, die sich gegenüberstehen. Ein Spiegel ist totalreflektierend und der andere hat eine geringe Transmission. Dieser dient zur Auskopplung des Laserstrahles.

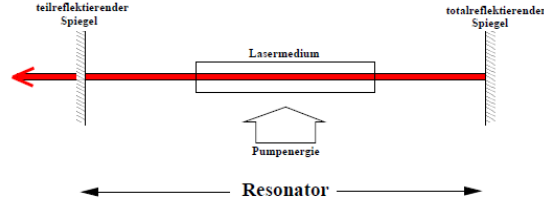


Abbildung 2: Prinzipielle Funktionsweise eines Lasers [1]

Der optische Resonator wird anhand der verwendeten Spiegeln unterschieden. Der planparallele Resonator besteht aus zwei planparallelen Spiegeln und der sphärische Resonator aus zwei sphärischen Spiegeln. Ebenso ist eine Kombination aus beiden möglich. Besonders geringe Verluste treten im konfokalen Resonator auf, bei dem die Spiegelbrennpunkte zusammenfallen. Um einen optisch stabilen Resonator zu erhalten bzw. damit der Laser anfängt zu lasern, müssen die Verluste im Resonator geringer sein als die durch die induzierte Emission erhaltene Verstärkung. Es ergibt sich ein selbsterregender Oszillator und die dafür nötige Stabilitätsbedingung lautet

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

mit den Resonatorparametern $g_i = 1 - \frac{L}{r_i}$. Dabei ist L die Resonatorlänge und r_i sind die Krümmungsradien der Spiegel. Die Wellenlänge λ des Lasers ist sehr viel kleiner als die Resonatorlänge L und deshalb erfüllt nicht nur eine Frequenz die Resonanzbedingung einer stehenden Welle. Die Moden des Resonators werden mit TEM_{lpq} bezeichnet. q ist die longitudinale Mode und l und p bezeichnen die transversalen Knotenpunkte in x - und y -Richtung. Die transversalen Moden treten durch Verkippung und Spiegelunebenheiten auf. Die Feldverteilung für einen konfokalen Resonator kann durch [3]

$$E_{lp}(x) \propto H_l(x) H_p(x) e^{-\frac{x^2}{2}} \quad (7)$$

berechnet werden. Hierbei bezeichnet $H_i(x)$ die Hermite-Gauß-Polynome. Für die Intensität ergibt sich wegen $I_{lp} \propto |E_{lp}|^2$

$$I_{lp} \propto I_0 |H_l(x) H_p(x) e^{-\frac{x^2}{2}}|^2. \quad (8)$$

Höhere Moden haben im Allgemeinen größere Verluste als Moden niedrigerer Ordnung mit höherer Symmetrie. Die Mode mit den geringsten Verlusten ist die Grundmode TEM_{00} . Ihre Intensität ist gaußverteilt:

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}}. \quad (9)$$

r ist der Abstand zur optischen Achse, I_0 ist die Maximalintensität und $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (\frac{\omega z}{\omega_0})^2}$ der Strahlradius mit der Strahldivergenz $\omega = (\lambda/\pi)\omega_0$

3 Aufbau und Durchführung

3.1 Der HeNe-Laser

Der HeNe-Laser ist ein Gaslaser, welcher aus einem Gasgemisch aus He- und Ne-Atomen im Verhältnis 5 zu 1 besteht. Das Helium dient als Pumpgas und Neon als Lasermedium. Das Gasgemisch befindet sich in einem Laserrohr bei einem Druck von 1 Torr. Durch elektrische Entladung im Laserrohr wird eine Besetzungsinversion erzeugt. Die durch Entladung angeregten He-Atome geben durch Stöße ihre Anregungsenergie an die Ne-Atome ab. Es können mehrere Laserlinien beobachtet werden. Die rote Linie mit $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ beim 3s zu 2p Übergang ist die intensivste. In der folgenden Abbildung ist das Niveauschema des HeNe-Lasers zu sehen.

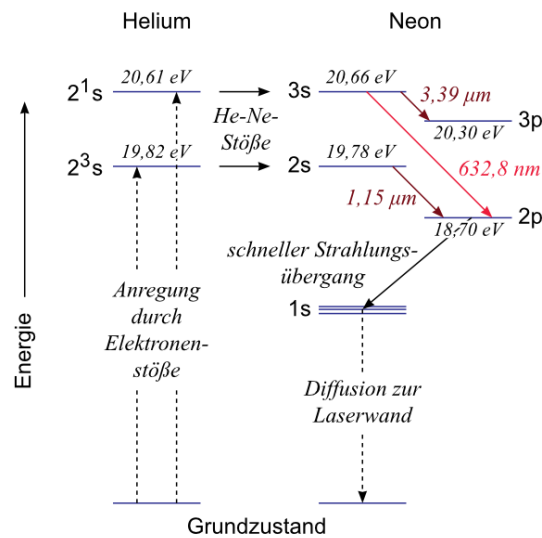


Abbildung 3: Niveauschema eines HeNe-Lasers [2]

Für einen verlustfreien Durchtritt von Licht ist das Laserrohr mit Brewsterfenstern abgeschlossen, dessen Flächen im Brewsterwinkel zur optischen Achse stehen. Das zur Einfallsebene parallel polarisierte Licht wird nicht durch Reflektion abgeschwächt.

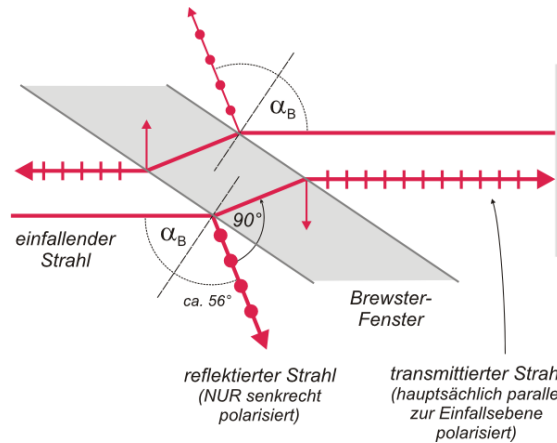


Abbildung 4: Strahlengang am Brewsterfenster[2]

3.2 Aufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einer optischen Schiene auf welcher ein Justierlaser ($P_{red} = 0.1 \text{ mW}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$), zwei Resonatorspiegeln, einem Laserrohr und Blenden befestigt werden können. Das Laserrohr hat eine Länge von $l = 408 \text{ mm}$ und einen Durchmesser $d_{HeNe} = 1.1 \text{ mm}$ und ist mit einem HeNe-Gasgemisch gefüllt. Für den Aufbau des optischen Resonator stehen ein konkaver Auskoppelspiegel mit $r = 1400 \text{ mm}$ und einem Transmissionswert von $T = 1.5, \dots 1.8\%$ und ein planarer Spiegel sowie ein konkaver Spiegel mit $r = 1400 \text{ mm}$ und einer Reflektivität von $R \geq 99\%$ zur Verfügung. Für die Justierung des Lasers stehen des Weiteren 2 Justierblenden mit Fadenkreuzen bereit.

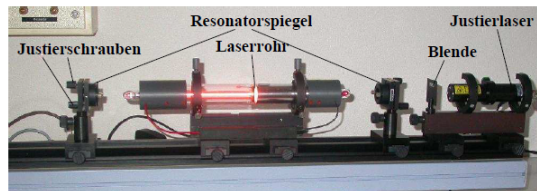


Abbildung 5: Experimenteller Aufbau [1]

3.3 Durchführung

3.3.1 Justieren des HeNe-Lasers

Der Justierlaser ist bereits vorjustiert. Es werden nacheinander das Laserrohr und die Resonatorspiegel auf die Bank gestellt und so justiert, dass der Rückreflex des Justierlasers auf die Justierblende im Fadenkreuz trifft. Nach dieser Justage kann der Justierlaser

ausgeschaltet werden und der Strom der Hochspannung auf 6.5 mA gestellt werden. Für ein Einsetzen der Lasertätigkeit müssen die Resonatorspiegel noch an den Justierschrauben nachjustiert werden.

3.3.2 Stabilitätsbedingung

Für die Überprüfung der Stabilitätsbedingung wird der Laser mittels einer Photodiode auf maximale Leistung eingestellt. Danach wird bei laufendem Laser der Abstand der Resonatorspiegel vergrößert und die Laserleistung nachjustiert. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis der maximale Abstand erreicht ist. Die Messung wird für einen plan-konkav und einen konkav-konkav Resonator durchgeführt.

3.3.3 Beobachtung von TEM-Moden

Zur Beobachtung der TEM-Moden wird ein dünner Wolframdraht ($d = 0.005 \text{ mm}$) zwischen Laserrohr und Resonatorspiegel gebracht. Er wird solange verschoben, bis auf einem optischen Schirm verschiedene Moden zu erkennen sind. Zur Messung wird der optische Schirm durch eine Photodiode ersetzt. Der Wolframdraht hat die Funktion einer Modenblende.

3.3.4 Bestimmung der Polarisation

Um die Polarisation zu bestimmen, wird ein Polarisator hinter den Auskoppelspiegel gestellt und mittels einer Photodiode die Intensität in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung bestimmt.

4 Auswertung

4.1 Fehlerrechnung

Zur Fehlerrechnung werden die Fehlerfortpflanzung nach Gauß

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2} \quad (10)$$

und die Standardabweichung vom Mittelwert

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2} \quad (11)$$

mit

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad (12)$$

verwendet.

4.2 Überprüfung der Stabilitätsbedingung

Als erstes wird die Stabilitätsbedingung untersucht. Der Laser ist stabil wenn

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1 \quad (13)$$

gilt. Die Resonatorparameter werden nach

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (14)$$

berechnet. In Abbildung 6 werden die theoretischen Kurven der drei Anordnungen dargestellt.

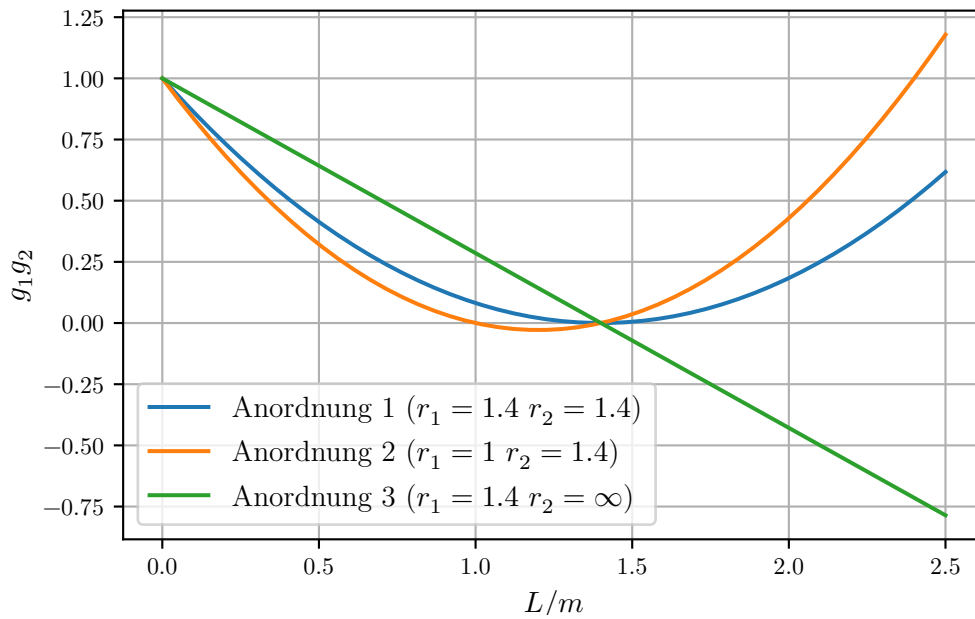


Abbildung 6: Theoretische Stabilitätsbedingung für die drei Anordnungen.

Experimentell wurden die Werte der Anordnung 1 und 3 gemessen. Dabei ergaben sich für L_1 und L_3 folgende Werte:

$$L_1 = 138.9 \text{ cm} \quad (15)$$

$$L_3 = 102.8 \text{ cm} \quad (16)$$

4.3 TEM-Moden

4.3.1 TEM₀₀-Mode

Die Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode kann als Gaußverteilung der Form

$$I_{00}(r) = I_0 \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2 \cdot \omega^2}} \quad (17)$$

dargestellt werden. Die Messwerte der Intensitätsverteilung sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1: Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode in Abhängigkeit zum Abstand.

r in mm	$I(r)$ in μA
0,000	0,013
1,000	0,260
1,500	0,950
2,000	1,880
2,500	2,500
3,000	2,400
3,500	1,300
4,000	0,400
4,500	0,090

Mit Formel 17 und den Messdaten aus Tabelle 1 wurde eine Ausgleichsrechnung durchgeführt. Diese ist in Abbildung 7 zu sehen. Die Fitparameter wurden bestimmt zu:

$$I_0 = (2.617 \pm 0.054) \mu\text{A} \quad (18)$$

$$r_0 = (2.611 \pm 0.018) \text{ mm} \quad (19)$$

$$\omega = (1.509 \pm 0.036) \text{ mm} \quad (20)$$

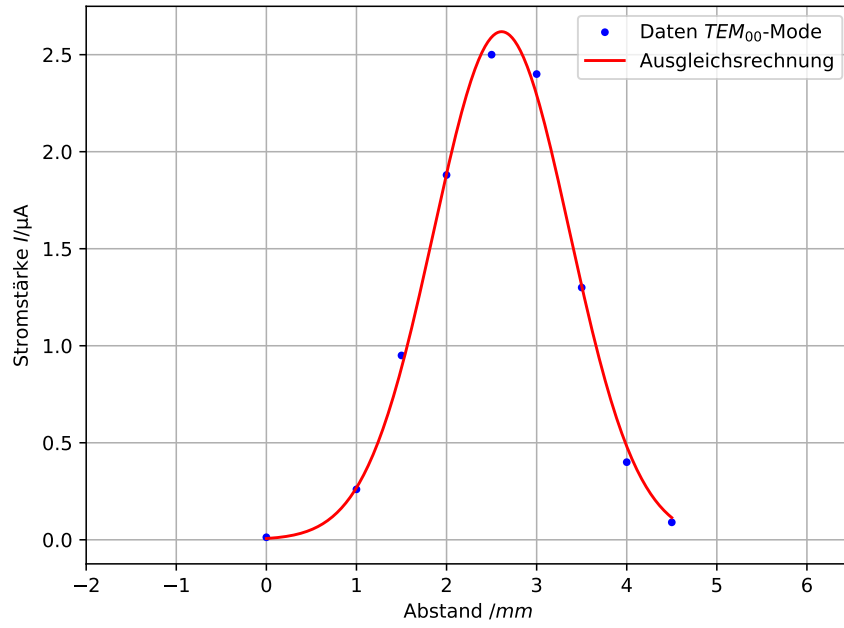


Abbildung 7: Darstellung der Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode sowie der Ausgleichsrechnung.

4.3.2 TEM₀₁-Mode

Für die TEM₀₁-Mode gilt nun die Intensitätsverteilung

$$I_{01}(r) = I_0 \frac{8(x - x_0)^2}{\omega^2} \cdot e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{\omega^2}} \quad (21)$$

Die Messdaten sind in Tabelle 2 dargestellt.

Mit Formel 21 wurde eine Ausgleichsrechnung durchgeführt. Diese ist in Abbildung 8 zu sehen. Die Fitparameter wurden bestimmt zu:

$$I_0 = (0.307 \pm 0.004) \mu\text{A} \quad (22)$$

$$r_0 = (2.296 \pm 0.008) \text{ mm} \quad (23)$$

$$\omega = (1.481 \pm 0.012) \text{ mm} \quad (24)$$

Tabelle 2: Intensitätsverteilung der TEM₀₁-Mode in Abhängigkeit zum Abstand.

r in mm	$I(r)$ in μA	r in mm	$I(r)$ in μA
0,10	0,04	2,40	0,04
0,20	0,06	2,50	0,06
0,30	0,10	2,60	0,09
0,40	0,14	2,70	0,12
0,50	0,16	2,80	0,19
0,60	0,23	2,90	0,26
0,70	0,31	3,00	0,37
0,80	0,34	3,10	0,39
0,90	0,37	3,20	0,42
1,00	0,41	3,30	0,45
1,10	0,44	3,40	0,43
1,20	0,47	3,50	0,46
1,30	0,49	3,60	0,41
1,40	0,45	3,70	0,38
1,50	0,41	3,80	0,33
1,60	0,36	3,90	0,31
1,70	0,25	4,00	0,25
1,80	0,19	4,10	0,18
1,90	0,11	4,20	0,11
2,00	0,07	4,30	0,08
2,10	0,03	4,40	0,06
2,20	0,01	4,50	0,03
2,30	0,02		

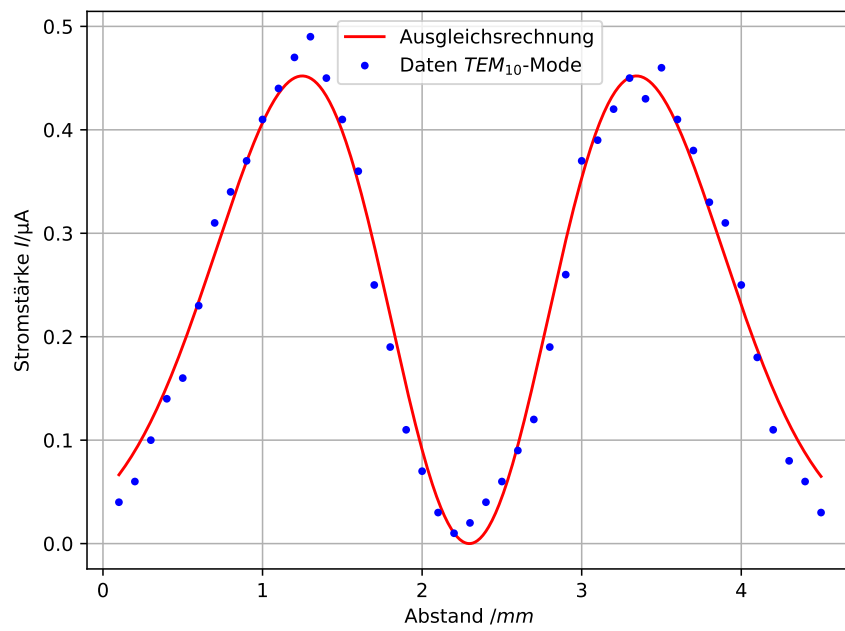


Abbildung 8: Darstellung der Intensitätsverteilung der TEM₀₁-Mode sowie der Ausgleichsrechnung.

4.4 Polarisation des Lasers

Es wurde die Intensität als Funktion der Polarisationsrichtung gemessen. Die Messdaten sind in Tabelle 3 zu sehen.

Tabelle 3: Intensität als Funktion der Polarisationsrichtung.

r in mm	$I(r)$ in μA	r in mm	$I(r)$ in μA
0	2,40	190	9,40
10	6,30	200	12,90
20	9,40	210	19
30	16,10	220	16,90
40	12,70	230	16,70
50	7,90	240	17,70
60	12,60	250	17,50
70	14,80	260	14,90
80	14,70	270	12,90
90	12,20	280	9,80
100	7,10	290	8,10
110	5,20	300	5,60
120	3,00	310	3,40
130	1,20	320	1,30
140	0,20	330	0,20
150	0,10	340	0,10
160	0,10	350	0,90
170	1,00	360	0,20
180	4,40		

Es wurde eine Ausgleichsrechnung mit der Funktion

$$I(\Phi) = I_0 \cos^2 (\Phi + \Phi_0) \quad (25)$$

durchgeführt, da eine Periodizität von 2π vermutet wurde. Die Fitparameter wurden bestimmt zu:

$$I_0 = (16.45 \pm 0.63) \mu\text{A} \quad (26)$$

$$\Phi_0 = (8.40 \pm 0.03) \text{ rad} \quad (27)$$

Die Messergebnisse und der Fit sind in Abbildung 9 aufgetragen.

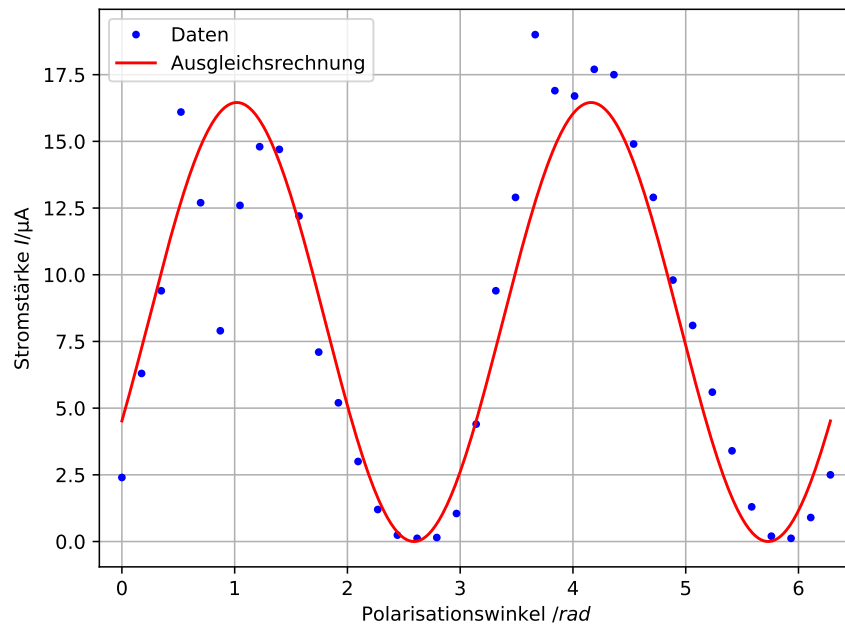


Abbildung 9: Abhängigkeit der Intensität von dem Polarisationswinkel.

4.5 Bestimmung der Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers kann mithilfe der Formel

$$\lambda = \frac{\sin\left(\tan\left(\frac{d_n}{L}\right)\right)}{gn} \quad (28)$$

berechnet werden. L ist hierbei der Abstand zwischen Gitter und Schirm, d_n der Abstand des n -ten Maximums von der optischen Achse. Die Wellenlänge des Lasers ergibt sich zu:

$$\bar{\lambda} = (642 \pm 7) \text{ nm} \quad (29)$$

Die Messdaten sind in Tabelle 4 zu sehen.

Tabelle 4: Messdaten zur Bestimmung der Wellenlänge durch Beugung am Gitter mit $g = 100 \text{ mm}^{-1}$.

n	$d(n)$ in m
4	0,035
3	0,026
2	0,017
1	0,009

5 Diskussion

5.1 Stabilitätsbedingung

Im Versuch zeigte sich, dass die Stabilitätsbedingung für die Spiegel erfüllt ist. Für den Spiegel mit $r_1 = 1.4 \text{ m}$ und $r_2 = \infty$ ergab sich ein Theoriewert von 140 cm. Gemessen wurde ein Maximalabstand von 135.2 cm. Dies entspricht einer Abweichung von 3.4%. Bei zwei flachen Spiegel war eine genaue Messung nicht möglich, da der Theoriewert bei 2.8 m liegt. Die Apparatur ist jedoch nur ca. 2 m lang. Die letzte erfolgreiche Messung wurde bei 102.8 cm durchgeführt, da die Justage des Lasers mit steigendem Abstand zunehmend schwieriger wird.

5.2 TEM-Moden

Das Messen der TEM_{00} -Mode gestaltete sich relativ einfach. Die Ergebnisse der Messung sind in der Auswertung zu sehen. Die Messung der TEM_{01} -Mode gestaltete sich jedoch schwieriger, da der einzusetzende Draht den Laser bei kleinster Bewegung unterbrach. Jedoch lies sich dieses Problem auch beheben. Wie in in Abschnitt 4.3 zu sehen ist, ließen die Moden sich jedoch sehr gut mit den genannten Funktionen darstellen. Die größte Fehlerquelle hier besteht in der Messung des Photostroms, da dieser nur sehr ungenau gemessen werden konnte. Zudem muss die Beeinflussung des Photostroms durch äußere Lichteinflüsse berücksichtigt werden.

5.3 Polarisation des Lasers

Bei dieser Messung wurde eine Periodizität von 2π erwartet. Die Messung bestätigte diese Annahme. Die Ergebnisse sind in Abschnit 4.4 zu sehen. Die konstante Phase des Lasers lässt sich dadurch erklären, dass der Laser nicht perfekt parallel ausgerichtet war. Ebenfalls hier ist die größte Fehlerquelle die Messung des Photostroms.

5.4 Bestimmung der Wellenlänge

In Abschnitt 4.5 wurde die Wellenlänge des Lasers bestimmt. Diese ergab sich im Mittel $\bar{\lambda} = (642 \pm 7) \text{ nm}$. Der Theoriewert lag bei $\lambda_{\text{Theo}} = 632.8 \text{ nm}$. Die Abweichung vom Theoriewert beträgt hierbei 1.4% und ist damit ein zufriedenstellendes Ergebnis. Mögliche Fehlerquellen hier sind die Vermessung der Abstände d und L . Diese wurden mit Maßband und Geodreieck gemessen.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V61: Der HeNe-Laser*. 2018. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V61.pdf>.
- [2] Uni Göttingen. *Der Helium-Neon-Laser*. 2018. URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1804>.
- [3] Fritz Kurt Kneubühl und Markus Werner Sigrist. *Laser*. Vieweg+Teubner Verlag, 2005. DOI: 10.1007/978-3-322-99688-6.