

Nr. 61

HeNe-Laser

Sara Krieg
sara.krieg@udo.edu

Marek Karzel
marek.karzel@udo.edu

Durchführung: 16.02.2021

Abgabe: 19.02.2021

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Aktives Lasermedium	3
1.2	Die Pumpquelle	4
1.3	Der Resonator	4
2	Durchführung	5
2.1	Aufbau	5
2.2	Durchführung	6
2.2.1	Untersuchen der Stabilitätsbedingung	7
2.2.2	Multimodenbetrieb untersuchen	7
2.2.3	Bestimmung der Wellenlänge	7
2.2.4	Bestimmung der Polarisierung	7
2.2.5	Untersuchen der <i>TEM</i> -Moden	7
3	Auswertung	8
3.1	Stabilitätsbedingung	8
3.2	Wellenlänge	9
3.3	Transversale Moden	10
3.3.1	TEM_{00} -Mode	10
3.3.2	TEM_{01} -Mode	11
3.4	Polarisation	12
3.5	Longitudinale Moden	13
4	Diskussion	15
4.1	Stabilitätsbedingung	15
4.2	Wellenlänge	15
4.3	Transversale Moden	15
4.4	Polarisation	15
4.5	Longitudinale Moden	16

1 Theorie

Ziel dieses Versuches ist es, sich mit dem HeNe-Laser vertraut zu machen. Dafür werden zwei TEM-Moden des Lasers und die Stabilitätsbedingung des Resonators untersucht. Desweiteren werden die Polarisation und die Wellenlänge des Lasers bestimmt.

Das Wort *Laser* ist eine Abkürzung für den englischen Begriff "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*". Ein Laser besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten, mit denen es möglich ist, den charakteristischen Laserstrahl zu erzeugen. Diese Komponenten sind das aktive Lasermedium, die Pumpquelle und der Resonator, auf die im Folgenden näher eingegangen werden soll.

1.1 Aktives Lasermedium

Im aktiven Lasermedium finden die optischen Übergänge statt, weswegen dieses das Strahlungsspektrum des Lasers bestimmt. Im Fall des HeNe-Lasers fungiert das Neon als aktives Lasermedium. Zunächst wird die Wechselwirkung zwischen Strahlungsfeld und Lasermedium als Zweizustandssystem betrachtet. Es gibt demnach einen Grundzustand mit Besetzungszahl n_1 und einen angeregten Zustand mit Besetzungszahl n_2 . Die Wechselwirkung kann im Wesentlichen mit drei Prozessen beschrieben werden.

Die Absorption, bei der ein Photon ein Atom aus dem Grundzustand in den ersten angeregten Zustand hebt.

Die spontane Emission, bei der das Atom spontan aus dem angeregten Zustand zurück in den Grundzustand fällt, wobei ein Photon in beliebiger Richtung abgestrahlt wird.

Und die stimulierte Emission, bei der ein Atom im angeregten Zustand durch ein eingestrahktes Photon, zurück in den Grundzustand fallen kann. Hier hat das stimulierte Photon dann genau die Gleiche Richtung, Energie, Phasenlänge und Polarisation wie das eingestrahkte Photon. Das ist der relevante Prozess für einen Laser.

Diese Prozesse sind in Abbildung 1 schematisch dargestellt.

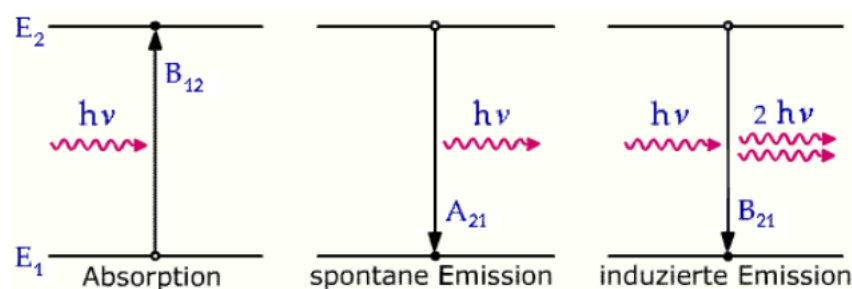


Abbildung 1: Schematische Darstellung der relevanten Prozesse in einem Zweizustandssystem. [1]

Die Einsteinkoeffizienten A_{21} , B_{21} und B_{12} geben dabei ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeiten an. Ein Laser lässt sich allerdings nicht komplett durch ein Zweizustandssystem beschreiben. Dies liegt daran, dass die Zustände im thermischen Gleichgewicht

der Maxwell-Boltzmann Verteilung folgen. Das führt dazu, dass maximal eine Gleichbesetzung der Zustände erreicht werden kann. Demnach wäre eine Besetzungsinversion nicht möglich, was aber das notwendige Kriterium für einen Laser ist.

1.2 Die Pumpquelle

Die Pumpquelle fügt dem System Energie hinzu und erzeugt damit die notwendige Besetzungsinversion. Dies funktioniert mit dem Prinzip des Optischen Pumpens. Im Fall des HeNe-Lasers ist das Pumpgas Helium, weswegen kein Zweizustandssystem mehr vorliegt. Dabei wird die Besetzungsinversion durch elektrische Entladung im Laserrohr erzeugt. Folgend geben die so angeregten Helium Atome ihre Anregungsenergie an die Neon Atome durch Stöße ab. Dies kann durch ein Niveauschema dargestellt werden, welches in Abbildung 2 zu sehen ist.

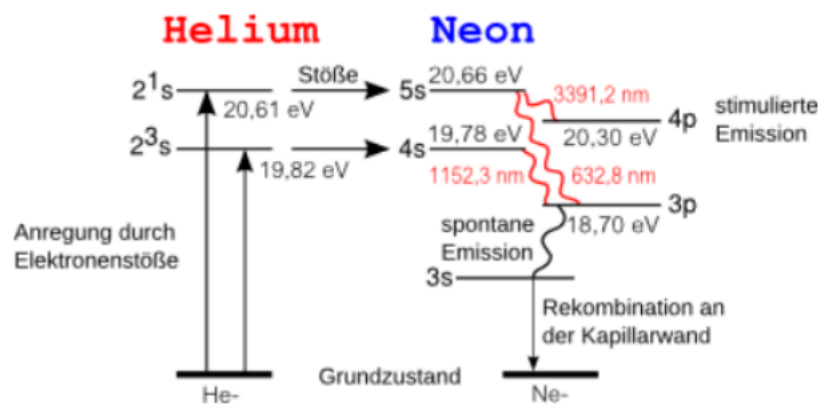


Abbildung 2: Niveauschema eines HeNe-Lasers. [3]

Es ist zu erkennen, dass die Laserlinie bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ beim Übergang von 3s zu 2p am intensivsten ist.

1.3 Der Resonator

Die Verstärkung des Lasers nimmt mit der Länge des Laufweges zu, weswegen ein Resonator diesen Laufweg verlängert. Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln, welche sich gegenüber stehen. Dabei ist einer totalreflektierend, während der andere eine geringe Transmission zulässt, um die Auskopplung des Lasers zu ermöglichen. Dieses Prinzip ist in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

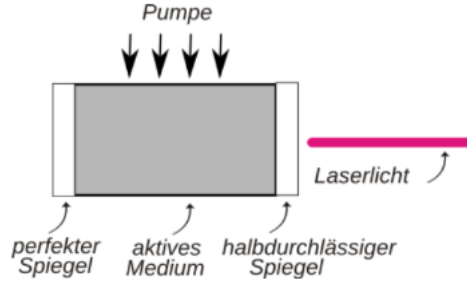


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Resonators. [3]

Die Unterscheidung zwischen Resonatoren erfolgt durch die verwendeten Spiegel. Häufig werden sphärische, planparallele oder eine Kombination dieser Spiegelarten eingesetzt. Ein Resonator wird dann als stabil bezeichnet, wenn die Verluste geringer als die Verstärkung durch stimulierte Emission sind. Die Stabilitätsbedingung ist dann

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

mit Parametern

$$g_i = 1 - \frac{\text{Resonatorlänge } L}{\text{Krümmungsradien Spiegel } r_i}.$$

In einem Resonator bilden sich stehende Wellen aus, die als Moden TEM_{lqp} bezeichnet werden, wobei q die longitudinale Mode und l, p die transversalen Moden bezeichnen. Demnach wäre TEM_{00} die Grundmode. Für diese hat die Intensität die Form einer Gaußkurve gemäß

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

Moden höherer Ordnung, wie TEM_{00} , werden allgemein als Multimoden bezeichnet. Diese machen sich durch unregelmäßige Lichtintensität im Strahlprofil bemerkbar und stehen somit für eine schlechtere Strahlqualität.

2 Durchführung

2.1 Aufbau

Der Aufbau des Versuchs ist in Abbildung 4 dargestellt.

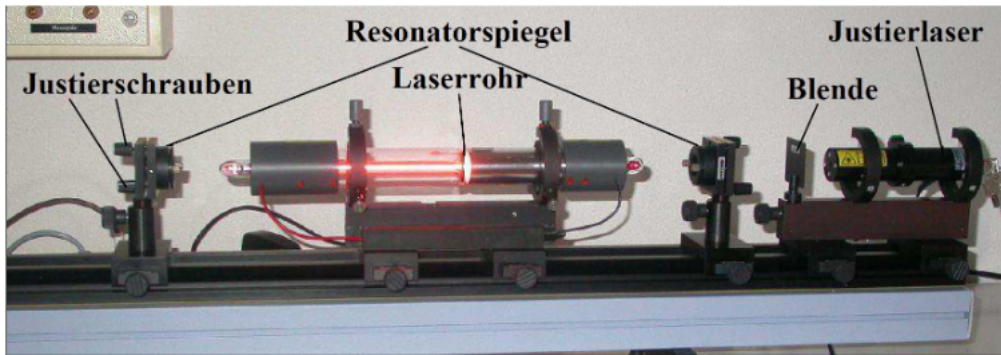


Abbildung 4: Darstellung des Aufbaus. [4]

Die Justage wird mit Hilfe eines vorinstallierten Justierlasers ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $P_{\text{max}} = 1 \text{ mW}$, $P_{\text{grün}} = 0,2 \text{ mW}$) durchgeführt. Die Maße des Laserrohrs liegen dabei für die Länge bei $l = 408 \text{ mm}$ und für den Durchmesser bei $1,1 \text{ mm}$. Dieses ist mit dem HeNe-Gasgemisch im Verhältnis 5:1 gefüllt und mit Elektroden versehen, sodass mittels Entladung die Besetzungsinversion stattfinden kann. An den Enden des Laserrohrs befindet sich jeweils ein Brewster-Fenster, das dafür sorgt, dass eine definierte Polarisationsrichtung mit möglichst wenig Verlusten erreicht wird. Das Prinzip des Brewster-Fensters ist in Abbildung 5 zu sehen.

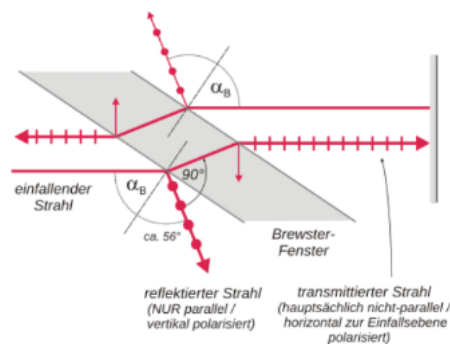


Abbildung 5: Strahlengang am Brewster-Fenster. [3]

Für den Resonator stehen konkave oder planparallele Spiegel zur Verfügung.

2.2 Durchführung

Zunächst muss der Aufbau justiert werden. Dazu werden Laserrohr und Resonatorspiegel auf die Band gestellt und mittels des grünen Justierlasers so ausgerichtet, dass die Rückreflexe der beiden Spiegel jeweils auf das Fadenkreuz der Justierblende treffen. Anschließend wird der Justierlaser abgestellt und die Hochspannung auf $6,5 \text{ mA}$ gestellt. Falls nicht direkt eine Lasertätigkeit einsetzt, muss vorsichtig an den Justierschrauben der Resonatorspiegel nachjustiert werden.

2.2.1 Untersuchen der Stabilitätsbedingung

Um die Stabilitätsbedingung zu untersuchen wird die Resonatorlänge in ungefähr 4 cm erhöht und jeweils die Intensität mittels einer Photodiode gemessen. Dabei muss der Laser gegebenenfalls nach jeder Verschiebung der Spiegel nachjustiert werden. Diese Messung wird für einen Resonator mit konkaven Spiegeln und einem Resonator mit einem konkaven und einem planparallelen Spiegel durchgeführt.

2.2.2 Multimodenbetrieb untersuchen

Um den Multimodenbetrieb zu untersuchen, werden die Schwebefrequenzen vermessen. Dabei wird die Frequenz mittels einer schnellen Photodiode (Bandbreite bis 1 GHz) gemessen und mittels eines Spektrumanalysators die Fourierspektren für unterschiedliche Resonatorlängen untersucht.

2.2.3 Bestimmung der Wellenlänge

Zur Bestimmung der Wellenlänge werden unterschiedliche Gitter in den Strahlengang gestellt und der Abstand zwischen den Beugungsmaxima mittels eines Zollstocks vermessen.

2.2.4 Bestimmung der Polarisation

Um die Polarisation zu bestimmen, wird ein Polarisator hinter den Auskoppelspiegel gestellt. Die Polarisationsrichtung wird dann in 10° geändert und jeweils die Intensität mittels einer Photodiode gemessen.

2.2.5 Untersuchen der *TEM*-Moden

Zur Unterdrückung der Grundmode wird ein Wolframdraht der Dicke $d = 0,005 \text{ mm}$ zwischen Laserrohr und Resonatorspiegel gebracht. Der Laserstrahl wird dann mittels einer Zerstreuungslinse aufgeweitet, sodass auf dem optischen Schirm dann verschiedene Moden zu erkennen sein sollten. Die Intensität wird mittels einer Photodiode gemessen.

3 Auswertung

3.1 Stabilitätsbedingung

Die maximal mögliche Resonatorlänge L lässt sich für die verschiedenen Spiegelkonfigurationen aus der Stabilitätsbedingung

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad g = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (2)$$

bestimmen. Es werden zwei konkave Spiegel mit einem Krümmungsradius $r_{\text{konkav}} = 1400 \text{ mm}$ verwendet oder eine Kombination aus konkavem und planem Spiegel mit $r_{\text{plan}} \rightarrow \infty$.

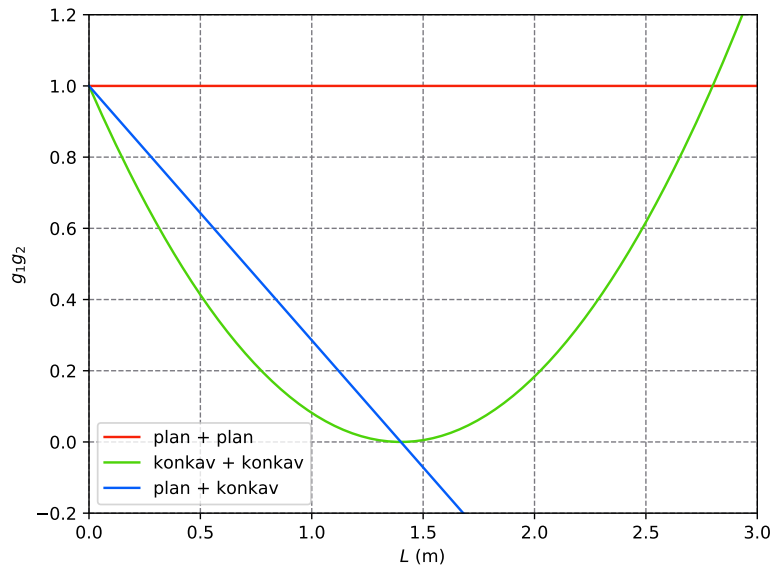


Abbildung 6: Stabilitätsparameter verschiedener Spiegelkonfigurationen planer und konkaver Spiegel mit einem Krümmungsradius von $r_{\text{konkav}} = 1400 \text{ mm}$.

Die Stabilitätsparameter der verschiedenen Konfigurationen in Abhängigkeit der Resonatorlänge L sind dabei in Abbildung 6 dargestellt. Für zwei plane Spiegel verläuft $g_1 g_2 = 1$ konstant, während $g_1 g_2$ für die Kombination eine Gerade beschreibt. Sie erfüllt die Stabilitätsbedingung für $0 \leq L \leq r_{\text{konkav}}$. Für die beiden konkaven Spiegel verläuft $g_1 g_2$ parabelförmig und die Bedingung ist für $0 \leq L \leq 2 \cdot r_{\text{konkav}}$ erfüllt. Es ergeben sich damit theoretisch die beiden maximalen Resonatorlängen

$$\begin{aligned} \text{plan + konkav:} \quad L_{\text{pk,theo}} &= 1,4 \text{ m} , \\ \text{konkav + konkav:} \quad L_{\text{kk,theo}} &= 2,8 \text{ m} \end{aligned}$$

und aus der Tabelle 1 und Abbildung 7 ergeben sich die gemessenen Längen

$$\begin{aligned} \text{plan + konkav:} \quad L_{\text{pk,exp}} &= 0,834 \text{ m} , \\ \text{konkav + konkav:} \quad L_{\text{kk,exp}} &= 1,003 \text{ m} . \end{aligned}$$

Tabelle 1: Intensitätsmesswerte $I(L)$ der beiden Resonatorkonfigurationen.

L_{pk} / cm	I_{pk} / mW	L_{pk} / cm	I_{pk} / mW	L_{kk} / cm	I_{kk} / mW	L_{kk} / cm	I_{kk} / mW
55,8	3,05	72,5	0,98	69,2	4,85	87,6	6,10
58,2	1,80	75,4	2,50	72,1	4,28	91,0	5,45
60,9	1,52	79,0	1,20	76,0	4,50	92,7	4,90
65,0	2,26	81,7	0,80	80,2	4,20	95,5	4,40
68,4	1,37	83,4	1,84	84,8	5,80	98,2	2,60
						100,3	2,10

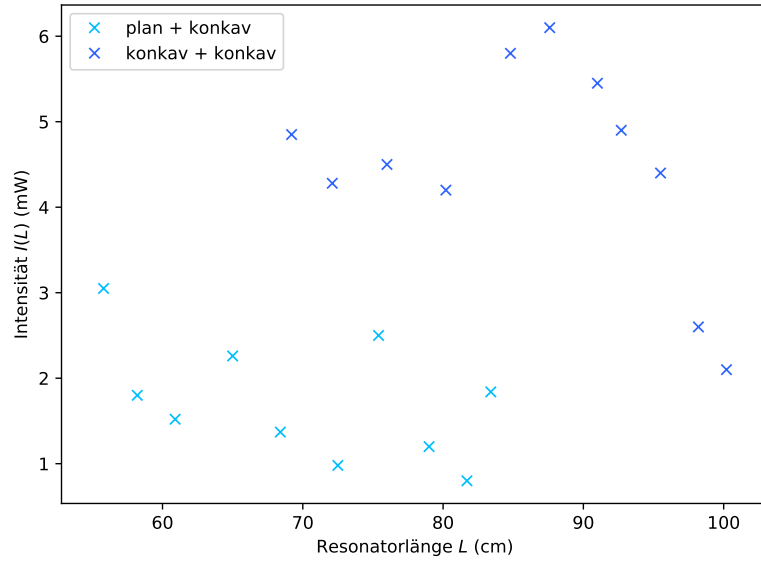


Abbildung 7: Intensitätsverteilung $I(L)$ der beiden Resonatorkonfigurationen.

3.2 Wellenlänge

Die Wellenlänge kann durch Analyse verschiedener Gitterinterferenzspektren bestimmt werden. Dazu sind die Abstände d_n der n -ten Maxima zur optischen Achse für vier verschiedene Gitter mit den Gitterkonstanten

$$g_1 = 80 \text{ mm}^{-1}, \quad g_2 = 100 \text{ mm}^{-1}, \quad g_3 = 600 \text{ mm}^{-1}, \quad g_4 = 1200 \text{ mm}^{-1}$$

in der Tabelle 2 aufgelistet. Die Abstände zwischen Gitter und Schirm sind dabei

$$l_1 = l_2 = l_3 = 76 \text{ cm}, \quad l_4 = 25 \text{ cm}.$$

Tabelle 2: Messwerte der Abstände d_n der n -ten Interferenzmaxima zur optischen Achse für vier verschiedene optische Gitter.

n	$d_{n,g_1} / \text{cm}$	$d_{n,g_2} / \text{cm}$	$d_{n,g_3} / \text{cm}$	$d_{n,g_4} / \text{cm}$
-6	24,7	32,3	-	-
-5	20,2	26,1	-	-
-4	15,9	20,3	-	-
-3	11,8	14,8	-	-
-2	7,8	9,7	-	-
-1	3,9	4,8	32,5	30,3
0	0,0	0,0	0,0	0,0
1	4,0	4,7	31,3	29,0
2	8,0	9,6	-	-
3	12,0	14,5	-	-
4	16,0	19,5	-	-
5	20,1	24,7	-	-
6	24,3	30,2	-	-
7	28,8	35,9	-	-
8	33,6	-	-	-

Die Wellenlängen können mithilfe der Ordnung n , den Gitterkonstanten g_i und Abständen l_i zwischen Gittern und Schirm bestimmt werden als

$$\lambda = \frac{\sin\left(\tan\left(\frac{d_n}{l}\right)\right)}{n \cdot g} . \quad (3)$$

Für angenommene Messungenauigkeiten von $\sigma_{d_n} = 0,1 \text{ cm}$ und $\sigma_l = 2 \text{ cm}$ resultiert dann eine gemittelte Wellenlänge von

$$\bar{\lambda} = (658 \pm 34) \text{ nm} .$$

3.3 Transversale Moden

3.3.1 TEM₀₀-Mode

Die Messdaten der senkrecht zur optischen Achse gemessene Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode sind in Tabelle 3 aufgelistet und können mittels der Funktion *scipy.optimize.curve_fit* aus der Python-Bibliothek SciPy mit der theoretischen Gaußverteilung

$$I_{00}(r) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(r - r_0)^2}{2\omega^2}\right) \quad (4)$$

approximiert werden. Es ergeben sich die Fitparameter

$$\begin{aligned} I_0 &= (10,38 \pm 0,14) \mu\text{W} , \\ r_0 &= (0,51 \pm 0,10) \text{ mm} , \\ \omega &= (6,82 \pm 0,11) \text{ mm} . \end{aligned}$$

Tabelle 3: Messwerte der Intensität $I(r)$ der TEM_{00} -Mode abhängig vom Modenmittenabstand r .

r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$
-13	1,0	-3	9,6	7	6,7
-12	1,5	-2	9,7	8	6,0
-11	2,1	-1	10,4	9	5,0
-10	2,6	0	11,0	10	4,2
-9	3,7	1	10,3	11	3,4
-8	4,9	2	10,1	12	2,6
-7	5,8	3	8,8	13	2,3
-6	6,7	4	8,5	14	1,7
-5	7,8	5	7,9	15	1,3
-4	8,4	6	7,3		

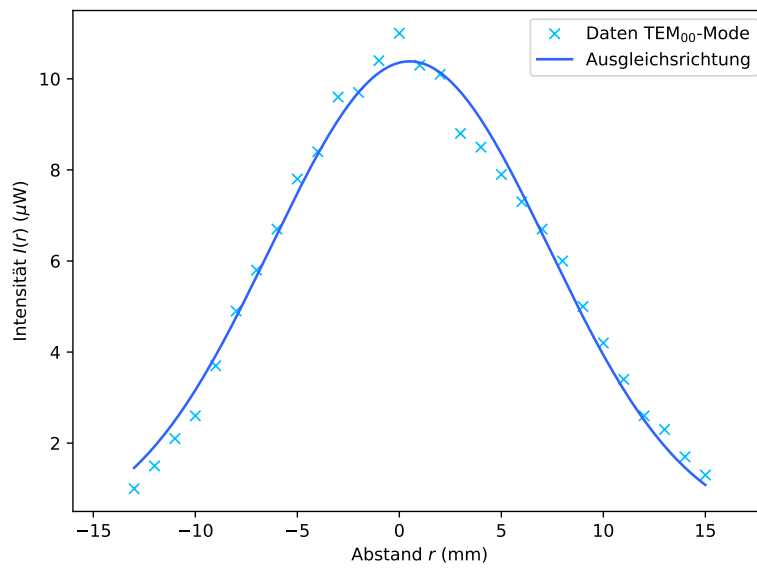


Abbildung 8: Intensitätsverteilung $I(r)$ der TEM_{00} -Mode für verschiedene Abstände r von der Modenmitte.

3.3.2 TEM_{01} -Mode

Für die in Tabelle 4 aufgelisteten Messdaten der TEM_{01} -Mode wird unter Berücksichtigung eines Offset $I_{\text{off}} = 0,1 \mu\text{W}$ gleich verfahren und die Approximation erfolgt mit der Funktion

$$I_{01}(r) = I_0 \cdot \frac{8(r - r_0)^2}{\omega^2} \cdot \exp\left(-\frac{2(r - r_0)^2}{\omega^2}\right) + I_{\text{off}}. \quad (5)$$

Es ergeben sich die Fitparameter

$$I_0 = (0,145 \pm 0,010) \mu\text{W},$$

$$r_0 = (0,6 \pm 0,4) \text{ mm},$$

$$\omega = (8,2 \pm 0,4) \text{ mm}.$$

Tabelle 4: Messwerte der Intensität $I(r)$ der TEM_{01} -Mode abhängig vom Modenmit-
tenabstand r .

r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$
-13	0,17	-3	0,20	7	0,38
-12	0,27	-2	0,17	8	0,66
-11	0,39	-1	0,13	9	0,74
-10	0,50	0	0,12	10	0,72
-9	0,64	1	0,10	11	0,58
-8	0,56	2	0,11	12	0,40
-7	0,51	3	0,13	13	0,20
-6	0,40	4	0,20	14	0,18
-5	0,37	5	0,27		
-4	0,27	6	0,31		

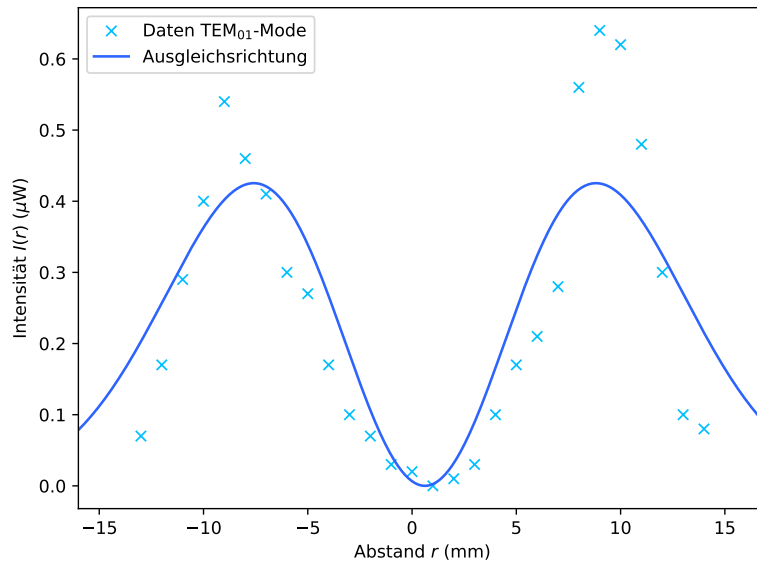


Abbildung 9: Intensitätsverteilung $I(r)$ der TEM_{01} -Mode für verschiedene Abstände r von der Modenmitte.

3.4 Polarisation

Die Daten der Intensitätsverteilung, die in Abhängigkeit des Polarisationswinkels ϕ in 10° -Schritten gemessen werden, sind in Tabelle 5 aufgelistet. Eine Ausgleichsrechnung der Form

$$I_P(\phi) = I_0 \cdot \cos^2 \left(\left(\phi + \phi_0 \right) \cdot \frac{2\pi}{360^\circ} \right) \quad (6)$$

ergibt die Parameter

$$I_0 = (0,904 \pm 0,006) \text{ mW} ,$$

$$\phi_0 = (80,64 \pm 0,31)^\circ .$$

Tabelle 5: Messwerte der Intensität $I(\phi)$ abhängig vom Polarisationswinkel ϕ .

$\phi / ^\circ$	I / mW	$\phi / ^\circ$	I / mW	$\phi / ^\circ$	I / mW
0	0,02	120	0,76	240	0,54
10	0,00	130	0,63	250	0,71
20	0,03	140	0,48	260	0,82
30	0,10	150	0,35	270	0,89
40	0,21	160	0,20	280	0,91
50	0,36	170	0,09	290	0,87
60	0,53	180	0,02	300	0,82
70	0,67	190	0,00	310	0,68
80	0,79	200	0,03	320	0,54
90	0,88	210	0,11	330	0,39
100	0,97	220	0,23	340	0,23
110	0,85	230	0,39	350	0,10

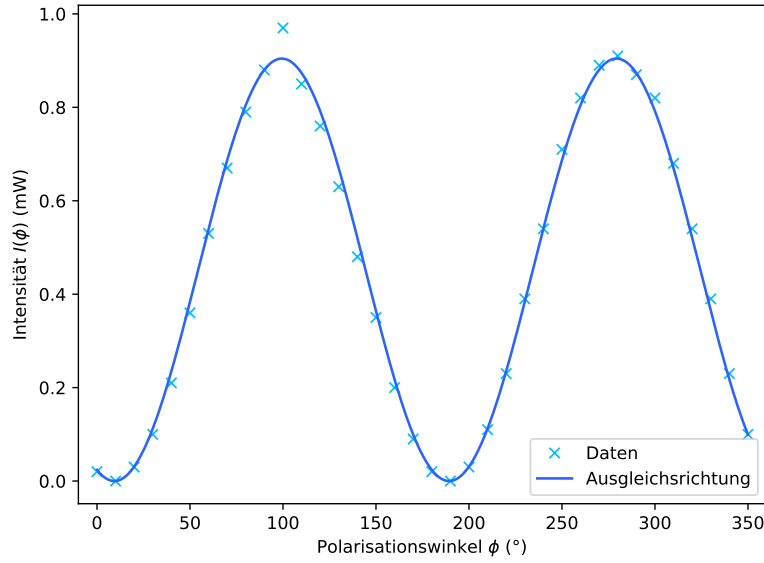


Abbildung 10: Intensitätsverteilung $I(\phi)$ für verschiedene Polarisationswinkel ϕ .

3.5 Longitudinale Moden

Für verschiedene Resonatorlängen L sind die Frequenzen der fouriertransformierten Peaks der jeweils ersten drei longitudinalen Moden in Tabelle 6 aufgelistet. Für drei Resonatorlängen L ergeben sich die Abstände der Moden zu

$$\begin{aligned}
 L = 69,2 \text{ cm} : \quad & \Delta f_{1,2} = 217 \text{ MHz}, \quad \Delta f_{2,3} = 214 \text{ MHz}, \quad \bar{\Delta} f = 215,5 \text{ MHz}, \\
 L = 84,8 \text{ cm} : \quad & \Delta f_{1,2} = 176 \text{ MHz}, \quad \Delta f_{2,3} = 173 \text{ MHz}, \quad \bar{\Delta} f = 174,5 \text{ MHz}, \\
 L = 100,3 \text{ cm} : \quad & \Delta f_{1,2} = 146 \text{ MHz}, \quad \Delta f_{2,3} = 154 \text{ MHz}, \quad \bar{\Delta} f = 150 \text{ MHz}.
 \end{aligned}$$

Mit der Lichtgeschwindigkeit $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$ ergeben sich nach

$$\Delta f = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (7)$$

die theoretischen Modendifferenzen zu

$$\begin{aligned} L = 69,2 \text{ cm} : & \quad \Delta f_{\text{theo}} = 216,61 \text{ MHz} , \\ L = 84,8 \text{ cm} : & \quad \Delta f_{\text{theo}} = 176,76 \text{ MHz} , \\ L = 100,3 \text{ cm} : & \quad \Delta f_{\text{theo}} = 149,46 \text{ MHz} . \end{aligned}$$

Die Doppler-Verbreiterung des Neon-Übergangs berechnet sich nach [2, S.49] unter Verwendung der allgemeinen Gaskonstante R zu

$$\partial f_D = \frac{2f_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln(2)}{M}} = 7,16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{\text{g/mol}}{\text{K}}} \cdot f_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} = 1,314 \text{ GHz} = 1314 \text{ MHz} \quad (8)$$

mit der Laserfrequenz

$$f_0 = \frac{\lambda}{c} = 4,74 \cdot 10^5 \text{ GHz} \quad (9)$$

und der Molmasse $M = 20 \text{ g/mol}$ bei Raumtemperatur $T = 300 \text{ K}$. Die Doppler-Verbreiterung entspricht mit steigender Resonatorlänge etwa dem 6-, 7, 5-, und 9-fachen der gemittelten Modenabstände Δf .

Tabelle 6: Messwerte der jeweils ersten drei Peakfrequenzen f_i , $i = 1, 2, 3$ abhängig von der Resonatorlänge L .

L / cm	f_i / MHz	L / cm	f_i / MHz	L / cm	f_i / MHz
69,2	218	84,8	180	95,5	158
	435		356		315
	649		529		473
72,1	210	91,0	169	100,3	154
	416		330		300
	623		495		454

4 Diskussion

4.1 Stabilitätsbedingung

Die experimentell gemessenen maximalen Resonatorlängen

$$\begin{aligned}\text{plan} + \text{konkav}: & \quad L_{\text{pk,theo}} = 1,4 \text{ m} , \\ \text{konkav} + \text{konkav}: & \quad L_{\text{kk,theo}} = 2,8 \text{ m}\end{aligned}$$

weichen um 40,43 % und 64,18 % von den theoretischen

$$\begin{aligned}\text{plan} + \text{konkav}: & \quad L_{\text{pk,exp}} = 0,834 \text{ m} , \\ \text{konkav} + \text{konkav}: & \quad L_{\text{kk,exp}} = 1,003 \text{ m}\end{aligned}$$

ab. Die Abweichungen rühren aus einem systematischem Fehler. Die Nachjustierung wurde nicht ausreichend durchgeführt. Dies führte zu einem Fehlschluss, die Stabilitätsbedingung sei nicht mehr erfüllt. Eine Kontrolle mit den Theoriewerten zeigt jedoch, dass die Resonatoren jeweils auch doppel so lang noch stabil wären.

4.2 Wellenlänge

Die Wellenlänge wurde experimentell zu

$$\bar{\lambda} = (658 \pm 34) \text{ nm}$$

bestimmt und weicht um 3,98 % vom Theoriewert

$$\bar{\lambda} = 632,8 \text{ nm}$$

aus Abbildung 2 ab. Die Abweichung ist trotz Messunsicherheiten der Abmessungen der Versuchsgeometrie und einer nicht idealen Orthogonalität zwischen Schirm und optischer Achse sehr gering.

4.3 Transversale Moden

Die TEM_{00} -Grundmode war wesentlich leichter zu vermessen als die TEM_{01} -Mode, da der Draht durch leichte Bewegungen den Laser häufiger unterbrach. Auch passen die Messergebnisse der Grundmode gut zur theoretischen Gaußverteilung, während für die Mode höherer Ordnung ein sehr kleines Photosignal nur ungenau gemessen werden konnte. Kleine Änderungen der umgebenden Lichteinstrahlung konnten die Messung leicht beeinflussen. Daher weichen die Daten stärker von der theoretischen Verteilung ab.

4.4 Polarisation

Der in Abbildung 10 zu sehende periodische Verlauf der gemessenen Intensität entspricht der Erwartung einer Periodizität von 2π . Die konstante Phasenverschiebung resultiert aus der nicht perfekt parallelen Ausrichtung des Lasers. Weiterhin ist die ungenaue Messung des Photostroms eine weitere Fehlerquelle.

4.5 Longitudinale Moden

Die Abweichungen der gemittelten Modenabstände betragen

$L = 69,2 \text{ cm} :$	$\bar{\Delta f} = 215,5 \text{ MHz}$	$0,51 \%$,
$L = 84,8 \text{ cm} :$	$\bar{\Delta f} = 174,5 \text{ MHz}$	$1,28 \%$,
$L = 100,3 \text{ cm} :$	$\bar{\Delta f} = 150 \text{ MHz}$	$0,36 \%$,

von den theoretisch Werten

$L = 69,2 \text{ cm} :$	$\Delta f_{\text{theo}} = 216,61 \text{ MHz} ,$
$L = 84,8 \text{ cm} :$	$\Delta f_{\text{theo}} = 176,76 \text{ MHz} ,$
$L = 100,3 \text{ cm} :$	$\Delta f_{\text{theo}} = 149,46 \text{ MHz} .$

und sind nur sehr geringfügig. Die Doppler-Verbreiterung der dominanten Frequenz des Neon-Übergang konnte zu

$$\partial f_D = \frac{2f_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln(2)}{M}} = 1314 \text{ MHz} \quad (10)$$

berechnet werden und enthält damit für die untersuchten Resonatorlängen die Frequenzen von 6, 7, 5 oder fast 9 Moden.

Literatur

- [1] *Ableitung der Planckschen Strahlungsformel nach Einstein.* URL: https://www.uni-ulm.de/fileadmin/website_uni_ulm/nawi.inst.251/Didactics/quantenchemie/html/AbleitF.html.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie 1.* 6. Auflage. Springer-Verlag, 2011.
- [3] *Der Helium-Neon-Laser.* URL: <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/1804>.
- [4] TU Dortmund. *Altanleitung zum Versuch V61: Der HeNe-Laser.* URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1278144/mod_resource/content/1/V61.pdf.