

V61

He-Ne-Laser

Philip Jaletzky	Jannis Vornholt
philip.jaletzky@udo.edu	jannis.vornholt@tu-dortmund.de

Durchführung: 23.05.2022

Abgabe: 02.06.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
2	Aufbau	5
3	Durchführung	5
3.1	Untersuchung der <i>TEM</i> -Moden	6
3.2	Überprüfen der Stabilitätsbedingung	6
3.3	Untersuchung von Multimodenbetrieb und Frequenzspektrum	6
3.4	Bestimmung der Polarisationsart	6
3.5	Bestimmung der Wellenlänge	6
4	Auswertung	6
4.1	Überprüfen der Stabilitätsbedingung	6
4.2	Beobachtung von TEM-Moden	7
4.2.1	Beobachtung der TEM ₀₀ -Mode	7
4.2.2	Beobachtung der TEM ₁₀ -Mode	8
4.3	Bestimmung der Polarisationsart	10
4.4	Multimodenbetrieb	11
4.5	Bestimmung der Wellenlänge	12
5	Diskussion	13
5.1	Stabilitätsbedingung	13
5.2	TEM-Moden	13
5.3	Polarisation	14
5.4	Multimodenbetrieb	14
5.5	Wellenlänge	14
	Literatur	14

Zielsetzung

Die Zielsetzung dieses Versuchs ist es die Funktionsweise eines He-Ne-Lasers kennenzulernen. Dazu werden verschiedene Eigenschaften des Laserlichts, wie die Wellenlänge, die Intensitätsverteilung, die Polarisation, das Modenspektrum und der Einfluss der Resonatorlänge auf die Stabilität des Lasers untersucht.

1 Theorie

Die Abkürzung Laser steht für den Begriff "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*". Ein Laser besteht aus drei Hauptkomponenten, die es ermöglichen einen Laserstrahl zu erzeugen. Diese sind ein aktives Lasermedium, eine Energiepumpe und ein Resonator.

Im **aktiven Lasermedium** finden die Übergänge zwischen unterschiedlichen Energieniveaus statt. Beim He-Ne-Laser ist das Neon das aktive Lasermedium, in dem die zentralen Prozesse Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission stattfinden. Diese Prozesse sind in Abbildung 1 schematisch dargestellt. Der entscheidende Prozess bei einem Laser ist die stimulierte Emission, da hier das ausgesendete Photon die gleiche Bewegungsrichtung wie das eingestrahlte Photon hat.

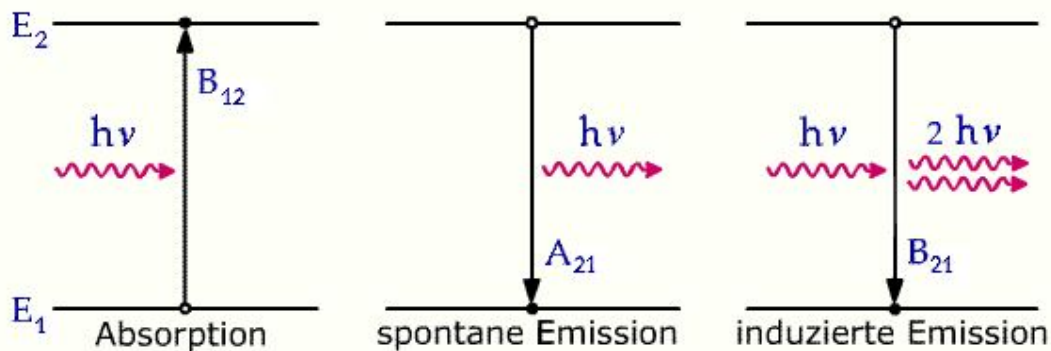


Abbildung 1: Schematische Darstellung der möglichen Strahlungsübergänge. [1]

Die **Energiepumpe** beim He-Ne-Laser ist das Heliumgas, welches zuerst durch Anlegen einer Spannung energetisch angeregt werden muss. Die He-Atome stoßen mit Ne-Atomen zusammen und bringen diese in einen angeregten Zustand. Dadurch werden die Ne-Atome zur Besetzungsinversion angeregt, was heißt, dass sich mehr Elektronen in einem energetisch höheren als in einem energetisch niedrigeren Niveau befinden. Das Energieniveauschema für den He-Ne-Laser ist in Abbildung 2 dargestellt.

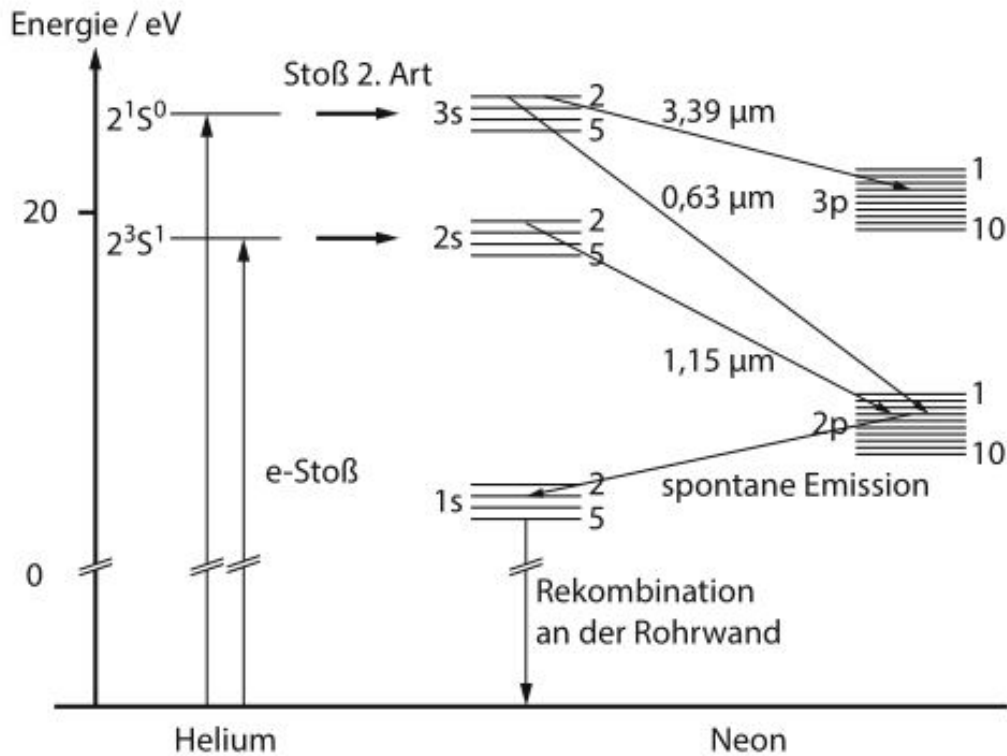


Abbildung 2: Energieniveauschema des He-Ne-Lasers. [2]

Es ist also zu erkennen, dass die betrachtete rote Laserlinie bei $\lambda = 630 \text{ nm}$ durch den Energieübergang von $3s$ zu $2p$ entsteht.

Der **Resonator** ist eine Anordnung aus zwei sich gegenüber stehenden Spiegeln, welche dazu dient das Laserlicht durch wiederholte stimulierte Emission zu verstärken. Außerdem legt der Resonator durch seine Anordnung die Richtung der stimulierten Emission fest. Wenn die Verluste in einem Resonator geringer sind als die Verstärkung durch die stimulierte Emission, gilt dieser als stabil. Dies wird mathematisch durch die Stabilitätsbedingung

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

beschrieben. Mit der Resonatorlänge L und den Krümmungsradien r_i sind die Stabilitätsparameter g_i durch die Formel

$$g_i = 1 - \frac{L}{r_i} \quad (2)$$

gegeben.

In einem solchen Resonator können sich stehende Wellen ausbilden, die man als TEM-Moden bezeichnet. Dabei werden longitudinale und transversale TEM-Moden unterschieden. Die TEM_{00} -Mode ist die Grundmode, deren Intensität die Form einer Gaußkurve nach

$$I(r) = I_0 \exp \frac{-2r^2}{w^2} \quad (3)$$

aufweist. Moden höherer Ordnung werden Multimoden genannt und weisen in der Regel eine unregelmäßigere Lichtintensität auf. Daher liefern höhere Moden Laserstrahlen von schlechterer Qualität.

2 Aufbau

In Abbildung 3 ist der Versuchsaufbau zu sehen.

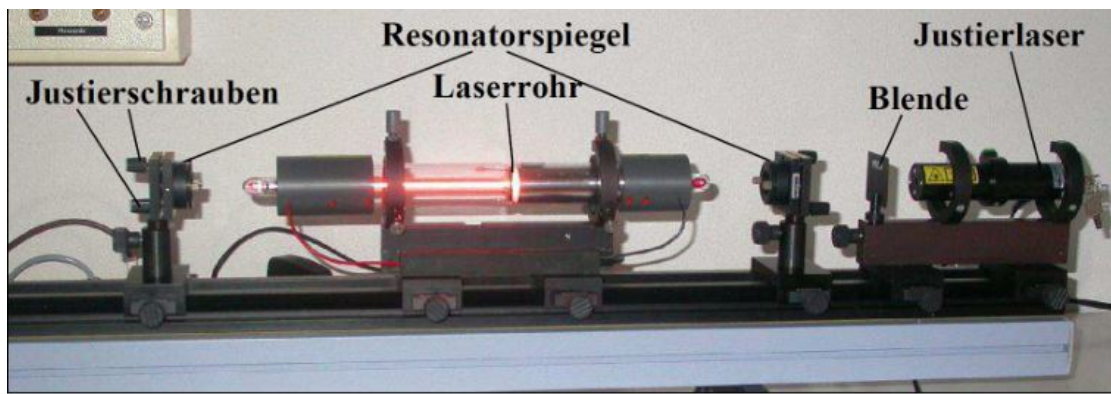


Abbildung 3: Versuchsaufbau. [3]

In der Abbildung ist rechts der zur Justage nötige Justierlaser ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $P_{\text{max}} = 1 \text{ mW}$, $P_{\text{grün}} = 0,2 \text{ mW}$) zu sehen. An den Enden des Laserrohrs befinden sich sogenannte Brewster-Fenster, die dafür sorgen, dass das Laserlicht eine definierte Polarisationsrichtung erhält. Die bei den anschließenden Messungen notwendigen Komponenten, wie eine Photodiode oder ein Polarisationsfilter, werden jeweils auf der Schiene, auf der sich der Laser befindet, beweglich angeordnet.

3 Durchführung

Zu Beginn des Versuchs muss der Aufbau mit Hilfe des Justierlasers justiert werden. Dazu werden die Spiegel so ausgerichtet, dass die Reflexe beider Spiegel auf das Fadenkreuz auf der Justierblende treffen. Falls keine Lasertätigkeit einsetzt, müssen die Resonatorspiegel sehr vorsichtig nachjustiert werden. Im Anschluss werden verschiedene Messungen mit dem justierten Versuchsaufbau durchgeführt.

3.1 Untersuchung der *TEM*-Moden

Für die Untersuchung der *TEM*-Moden wird ein dünner Wolframdraht (Dicke $d = 0,005 \text{ mm}$) zwischen den Laser und die Resonatorspiegel gestellt. Durch die Zerstreuung des Laserstrahls mit einer Zerstreuunglinse können dann verschiedene Moden auf der hinteren Projektionsfläche beobachtet werden. Die Lichtintensität wird dann mittels einer Photodiode gemessen, welche per Schraube fein verstellt werden kann.

3.2 Überprüfen der Stabilitätsbedingung

Für das Überprüfen der Stabilitätsbedingung in Abhängigkeit von der Resonatorlänge wird die Resonatorlänge in kleinen Schritten erhöht bis die maximal mögliche Resonatorlänge erreicht ist. Dabei kann es passieren, dass die Lasertätigkeit beim Verstellen der Spiegel abbricht. Dann muss der Versuchsaufbau fein nachjustiert werden bis die Lasertätigkeit wieder einsetzt. Die Überprüfung der Stabilitätsbedingung wird für zwei unterschiedliche Resonatoren durchgeführt. Einmal für einen Resonator mit zwei konkaven Spiegeln und einmal für einen Resonator mit einem konkaven und einem planparallelen Spiegel.

3.3 Untersuchung von Multimodenbetrieb und Frequenzspektrum

Es werden die Schwebungsfrequenzen mithilfe einer schnellen Photodiode (Bandbreite bis 1 GHz) vermessen. An diese wird ein Oszilloskop als Spektrumanalysator angeschlossen, um die Fourierspektren für unterschiedliche Resonatorlängen L zu messen.

3.4 Bestimmung der Polarisation

Zur Bestimmung der Polarisation wird ein Polarisationsfilter in den Strahlengang gestellt. Mit dem Polarisationsfilter wird die Polarisationsrichtung in 10° Schritten verändert. Gemessen und notiert wird dann die Lichtintensität in Abhängigkeit von der Polarisation.

3.5 Bestimmung der Wellenlänge

Für die Bestimmung der Wellenlänge werden 4 unterschiedliche Gitter mit verschiedenen Gitterkonstanten in den Strahlengang gestellt, sodass jeweils ein Interferenzmuster entsteht. Anschließend wird der Abstand zwischen den Beugungsmaxima mit einem Maßband vermessen und notiert.

4 Auswertung

4.1 Überprüfen der Stabilitätsbedingung

Für die Stabilitätsbedingung gilt

$$0 < g_1 \cdot g_2 = \left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{L}{r_2}\right) < 1, \quad (4)$$

mit dem Abstand L , der beiden Spiegel zueinander und r_i den Krümmungsradien der Spiegel. Daraus ergibt sich für einen Resonator bestehend aus einem planen und einem konkaven Spiegel, die Bedingung,

$$0 < L < r_{\text{konkav}} \quad (5)$$

und für zwei konkave Spiegel,

$$0 < L < 2 \cdot r_{\text{konkav}}. \quad (6)$$

Für den ersten verwendeten Resonator mit einem planen Spiegel und einem konkaven Spiegel mit Krümmungsradius $r_1 = 140 \text{ cm}$ gilt somit der theoretische maximale Resonatorabstand von $L_{\text{max}} = 140 \text{ cm}$. Bei dem zweiten Resonator mit zwei konkaven Spiegeln mit $r_2 = r_3 = 140 \text{ cm}$ beträgt der Theoriewert $L_{\text{max}} = 280 \text{ cm}$. Bei dem ersten Resonator konnte bei den Messungen ein Laser bis zu einer Resonatorlänge von $L_{\text{real}} = 144,5 \text{ cm}$ erzeugt werden, also größer als der theoretisch mögliche Wert. Beim zweiten Resonator bis $L_{\text{real}} = 217,5 \text{ cm}$, da dort allerdings das Ende der Optischen Schiene war, konnte die Stabilitätsbedingung nicht weiter getestet werden.

In Tabelle 1 sind die eingestellten Resonatorlängen mit entsprechenden Intensitäten angegeben.

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

L_{pk} / cm	I_{pk} / mW	L_{kk} / cm	I_{kk} / mW
112	1,6	86,1	3,5
125	1,7	94,8	3,8
144,5	0,8	119	2,6
/	/	148,6	2,5
/	/	156,1	4,1
/	/	189,2	5,7
/	/	217,5	4,0

4.2 Beobachtung von TEM-Moden

Als TEM-Moden werden die Moden bezeichnet, welche in der Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers, die Intensitätsverteilung bestimmen. Also die transversalen Moden des Lasers.

4.2.1 Beobachtung der TEM₀₀-Mode

Die theoretische Intensitätsverteilung der TEM₀₀-Mode entspricht einer Gaußverteilung. Daher werden die Messdaten aus Tabelle 2 im Graphen 4 geplottet, so wie eine entsprechend der Daten gefittete Gaußfunktion. Die Form der Gaußfunktion sieht wie folgt aus:

$$I_{00}(r) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(r - r_0)^2}{2\omega^2}\right) + I_{\text{off}} \quad (7)$$

Mit dem Offset $I_{\text{off}} = 0,2 \mu\text{W}$ und den Parametern:

$$I_0 = 32,32 \mu\text{W}$$

$$r_0 = 3,07 \text{ mm}$$

$$\omega = 3,99 \text{ mm}$$

Tabelle 2: Messwerte der Intensität $I(r)$ der TEM_{00} -Mode.

r / mm	$I / \mu\text{W}$	r / mm	$I / \mu\text{W}$
-11	-0.06	1	29
-10	0.12	2	30
-9	0.47	3	32
-8	0.84	4	32
-7	1.7	5	29
-6	2.9	6	25
-5	4.6	7	20
-4	7	8	16
-3	10	9	11
-2	14	10	7
-1	19	11	4,4
0	26	12	2,6
		13	1,4
		14	0,66
		15	0,23
		15	-0,01
		16	-0,13

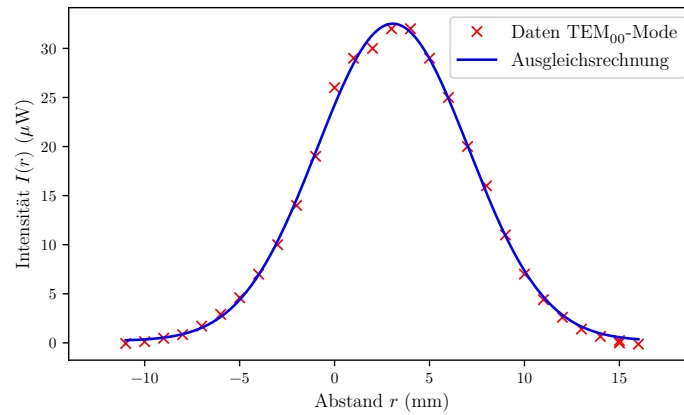


Abbildung 4: Intensitätsverteilung $I(r)$ der TEM_{00} -Mode.

4.2.2 Beobachtung der TEM_{10} -Mode

Um die 10-Mode messen zu können wird ein dünner Draht in den Resonator gebracht. Dieser Draht verursacht eine Störung der Moden und unterdrückt diese somit. Befindet sich der Draht genau an der Stelle eines Maximums der Grundmode TEM_{00} , so wird diese maximal gestört. Gleichzeitig wird die 10-Mode minimal gestört, da sich an der Stelle des

Drahtes gerade ein Minimum dieser Mode befindet. Dies führt dazu, dass die 10-Mode beobachtet werden kann. Die Messwerte der Intensitätsverteilung der TEM₁₀-Mode sind in Tabelle 3 aufgelistet. Diese sind nicht einfach Gaußförmig und werden entsprechend der Funktion

$$I_{01}(r) = I_0 \cdot 4(r - r_1)^2 \cdot \exp\left(-\frac{2(r - r_0)^2}{2\omega^2}\right) + I_{\text{off}}, \quad (8)$$

gefittet. Die gefittete Funktion und die Messdaten sind in Graph 5 abgebildet. Die entsprechenden Parameter sind:

$$I_0 = 0,06 \text{ } \mu\text{W}$$

$$r_0 = 3,01 \text{ mm}$$

$$r_1 = 3,12 \text{ mm}$$

$$w = 5,63 \text{ mm}$$

Tabelle 3: Messwerte der Intensität $I(r)$ der TEM₁₀-Mode abhängig vom Modenmittenabstand r .

r / mm	I / μW	r / mm	I / μW
-11	-0,02	1	0,8
-10	0,11	2	0,14
-9	0,33	3	-0,17
-8	0,57	4	0,07
-7	0,9	5	0,68
-6	1,4	6	1,7
-5	1,9	7	2,2
-4	2,3	8	2,3
-3	2,8	9	2,4
-2	2,8	10	2,2
-1	2,5	11	1,7
0	1,4	12	1,3
		13	0,99
		14	0,58
		15	0,26
		16	0,03
		17	-0,1

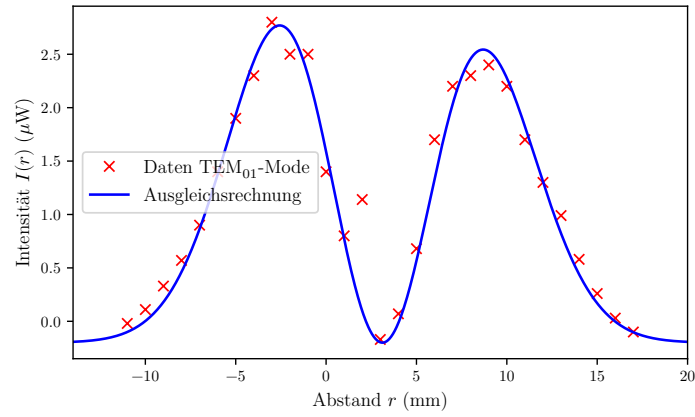


Abbildung 5: Intensitätsverteilung $I(r)$ der TEM_{01} -Mode.

4.3 Bestimmung der Polarisation

Die Daten der Polarisationsmessung, also die gemessenen Intensitäten in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel, sind in Tabelle 4 aufgelistet. Die Intensitätsverteilung sollte einer Funktion der Form,

$$I(\phi) = I_0 \cdot \cos^2 \left((\phi + \phi_0) \cdot \frac{2\pi}{360^\circ} \right), \quad (9)$$

gleiches. Daher wird eine entsprechende Funktion entsprechend der Messwerte gefittet und in Graph 6, zusammen mit den Messwerten eingetragen. Die Parameter die sich für die Funktion ergeben sind:

$$I_0 = 851,14 \text{ mW}$$

$$\phi_0 = 89,74^\circ$$

Tabelle 4: Messwerte der Intensität $I(\phi)$ abhängig vom Polarisationswinkel ϕ .

$\phi / ^\circ$	$I / \mu\text{W}$	$\phi / ^\circ$	$I / \mu\text{W}$
0	0,82	100	830
10	26	110	770
20	115	120	630
30	230	130	490
40	270	140	340
50	450	150	200
60	650	160	90
70	780	170	22
80	840	180	0,9
90	860	190	32

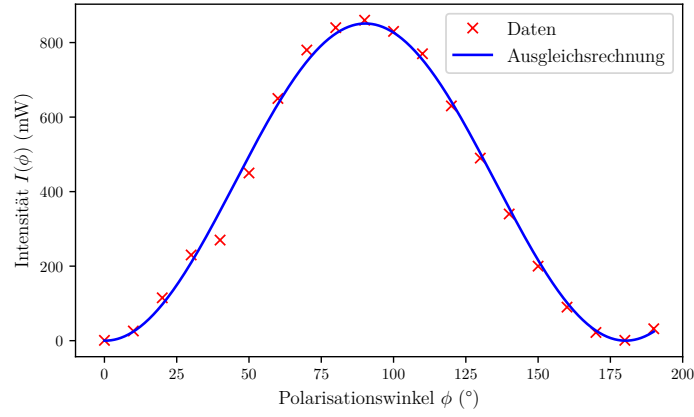


Abbildung 6: Intensitätsverteilung $I(\phi)$ in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel ϕ .

4.4 Multimodenbetrieb

Die Frequenz der verschiedenen longitudinalen Moden, abhängig von der Resonatorlänge wird beschrieben durch,

$$f = \frac{n \cdot c}{2L}, \quad (10)$$

woraus sich für die Modendifferenz,

$$\Delta f = \frac{c}{2L}, \quad (11)$$

ergibt. Hierbei ist L die Resonatorlänge und c die Lichtgeschwindigkeit. Die für verschiedene Resonatorlängen aufgenommenen Messwerte sind in Tabelle 5 aufgelistet. Die sich daraus ergebenden Frequenzdifferenzen sind zusammen mit den durch Gleichung (11) berechneten Werten, in Tabelle 6 aufgelistet. Die mit der Modendifferenz zu vergleichende Verbreiterung des Neonübergangs, durch den Dopplereffekt, wird durch

$$\partial f_D = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{m}}, \quad (12)$$

bei einer Raumtemperatur von $T = 300 \text{ K}$, zu $\partial f_D = 1308,21 \text{ MHz}$ berechnet.

Tabelle 5: Messwerte der Frequenz der fouriertransformierten Peaks der longitudinalen Moden.

n	d = 86,1 cm f / MHz	d = 94,8 cm f / MHz	d = 119 cm f / MHz	d = 156,1 cm f / MHz
1	173	158	128	101
2	349	315	255	191
3	521	476	379	289
4	694	634	506	390
5	870	791	634	484
6	/	949	758	578
7	/	/	885	675
8	/	/	/	769

Tabelle 6: Frequenzdifferenz: Messwerte und Theoriewerte.

L / cm	Δf_{mes} / MHz	Δf_{the} / MHz
86,1	174,25	174,10
94,8	158,2	158,12
119	126,17	125,96
156,1	95,42	96,03

4.5 Bestimmung der Wellenlänge

Die Wellenlänge des Lasers kann durch Beugungsmuster an einem Spalt bzw. Gitter bestimmt werden. Dazu werden die Abstände d_n der Beugungsmaxima zur optischen Achse gemessen. Diese Abstände sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Aus diesen Abständen und dem Abstand zwischen Gitter und Schirm l , kann durch

$$\lambda = \frac{\sin\left(\tan\left(\frac{d_n}{l}\right)\right)}{n \cdot g} \quad (13)$$

die Wellenlänge bestimmt werden. Dabei ist g der Gitterabstand. Die so berechneten Wellenlängen ergeben für die Gitter mit $l = 50$ cm einen Mittelwert von

$$\lambda_1 = 705,62 \pm 40,95 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = 689,87 \pm 50,41 \text{ nm}$$

und für die Gitter, die mit $l = 30$ cm benutzt wurden:

$$\lambda_3 = 191,15 \pm 13,73 \text{ nm}$$

$$\lambda_4 = 95,58 \pm 6,87 \text{ nm}$$

Tabelle 7: Messwerte für die Wellenlängenbestimmung

n	$d_{n,g1}$ / cm	$d_{n,g2}$ / cm
-8	23,7	29,5
-7	20,0	25,9
-6	16,8	21,3
-5	13,5	17,4
-4	10,9	13,3
-3	8,2	9,9
-2	5,4	6,5
-1	2,7	3,5
0	0	0
1	2,7	3,2
2	5,3	6,3
3	7,9	9,4
4	10,7	12,5
5	13,4	16,0
6	16,2	19,7
7	19,1	23,3
8	22,3	27,5
9	25,8	33,3
10	29,5	/
11	33,5	/
12	38,0	/

5 Diskussion

5.1 Stabilitätsbedingung

Die Stabilitätsbedingung konnte für den Resonator bestehend aus zwei konkaven Spiegeln nicht abschließend getestet werden, da die optische Bank zu kurz war. Dennoch kann bei einer erreichten Resonatorlänge von $L_{\text{real}} = 217,5 \text{ cm}$ und einer theoretisch maximalen Resonatorlänge von $L_{\text{theorie}} = 280 \text{ cm}$ bestätigt werden, dass die maximale Resonatorlänge nach unten hin zumindest in der selben Größenordnung ist wie der Theoriewert und nicht deutlich kürzer. Für den Resonator mit einem planen und einem konkaven Spiegel hingegen wurde eine maximale Resonatorlänge von $L_{\text{real}} = 144,5 \text{ cm}$ erreicht, wohingegen der Theoriewert nur eine Länge von $L_{\text{theorie}} = 140 \text{ cm}$ angibt. Offensichtlich stimmt dieser Wert nicht mit der Praxis überein. Der Laser hört anscheinend nicht schlagartig auf zu lasen, wenn die Stabilitätsbedingung überschritten ist.

5.2 TEM-Moden

Wie in den Graphiken der Auswertung zu sehen entsprechen die gemessenen Intensitätswerte der TEM₀₀-Mode gut dem theoretischen Ansatz der Gaußfunktion. Auch die Intensitätsverteilung der TEM₁₀-Mode entsprechen im wesentlichen dem Ansatz der Theorie. Allerdings weichen hier die Messwerte stärker von der Ausgleichsfunktion ab als bei der Grundmode. Dies könnte daran liegen, dass die gemessenen Intensitäten deutlich geringer waren und dadurch Störquellen wie z.B. das Licht der Anzeige der

Photodiode einen größeren Einfluss auf die Messungen hatten. Außerdem fällt auf, dass die Intensitätsverteilung nicht Symmetrisch um das Minimum herum verteilt ist. Dies liegt an dem Draht, der die Grundmode stört, dieser war anscheinend nicht komplett waagrecht im Resonator platziert, sondern leicht schräg.

5.3 Polarisation

Die Intensität des Lasers hat bei einer Polarisation von $\phi_0 = 89,74^\circ$ ein Maximum. Somit ist der Laser ziemlich genau parallel zum Tisch polarisiert. Auch der restliche Intensitätsverlauf abhängig vom Polarisationswinkel entspricht gut der theoretischen Annahme und hat wie erwartet eine 2π Periodizität.

5.4 Multimodenbetrieb

Die gemessenen Frequenzdifferenzen der longitudinalen Moden entsprechen sehr gut den Theoriewerten und weichen für jede der vier Resonatorlängen um weniger als ein Prozent von der Theorie ab. Die damit zu vergleichende Doppler-Verschiebung ist mit einem theoretischen Wert von $\partial f_D = 1308,21$ MHz um etwa eine Größenordnung größer.

5.5 Wellenlänge

Die durch Gitterbeugung bestimmte Wellenlänge des Lasers liegt beim ersten und zweiten Gitter bei $\lambda_1 = 705,62 \pm 40,95$ nm und $\lambda_2 = 689,87 \pm 50,41$ nm. Diese Werte liegen im Bereich der theoretischen Wellenlänge von um die 632,8 nm. Auffällig sind die beiden großen Fehler. Diese lassen darauf schließen, dass einzelne Messwerte stark vom Mittelwert abweichen. Das könnte der Fall sein, wenn die Wand, auf die die Intensitätsmaxima projiziert wurden, nicht senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers stand, sondern leicht schräg. Die daraus resultierenden Abweichungen der Wellenlänge führen allerdings zu keinem systematischen Fehler des Mittelwertes, sondern lediglich zu einem großen Fehler, da sich die Abweichungen im Mittelwert aufheben. Bei den beiden Gittern mit den größeren Gitterkonstanten, liegt die bestimmte Wellenlänge um den Faktor drei bis sechs neben dem theoretischen Wert. Da diese beiden Gitter mit einem Abstand $l = 30$ cm und nicht wie die beiden anderen mit $l = 50$ cm benutzt wurden, liegt nahe, dass im Bereich dieser Abstandsmessung ein Fehler unterlaufen ist. Unabhängig davon sind die Gitter mit kleineren Gitterkonstanten in diesem Fall geeigneter zur Bestimmung der Wellenlänge dieses Lasers, da sie mehr Maxima produzieren und so die Unsicherheit geringer wird.

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. (zuletzt besucht: 01.06.2022).

- [2] Jürgen Eichler Hans Joachim Eichler. *Laser (Bauformen, Strahlführung, Anwendungen)*. 8. Auflage. Springer-Verlag, 2015, S. 68.
- [3] *Versuchsanleitung: V61 - He-Ne Laser*. Fakultät Phyik, TU Dortmund. 2022.