

Versuch 61

Der Helium-Neon-Laser

Maik Becker
maik.becker@udo.edu

Kevin Sedlaczek
kevin.sedlaczek@udo.edu

Durchführung: 13.06.2016
Erste Abgabe: 25.07.2016
Zweite Abgabe: 17.08.2016

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist es, die Funktionsweise eines Helium-Neon-Lasers kennenzulernen und charakteristische Größen des Lasers, wie Wellenlänge und Polarisation zu bestimmen. Des Weiteren werden die Bedingungen überprüft, unter denen ein Laser stabil arbeitet und zwei verschiedene TEM-Moden vermessen.

2 Theorie

Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) sind Quellen elektromagnetischer Strahlung, die kohärentes und monochromatisches Licht mit hoher Intensität emittieren. Laser bestehen stets aus drei Hauptkomponenten: Pumpquelle, Resonator und aktives Lasermedium. Im Folgenden sollen die Funktionsweise eines Lasers sowie die Eigenschaften der Laserstrahlung kurz erläutert werden:

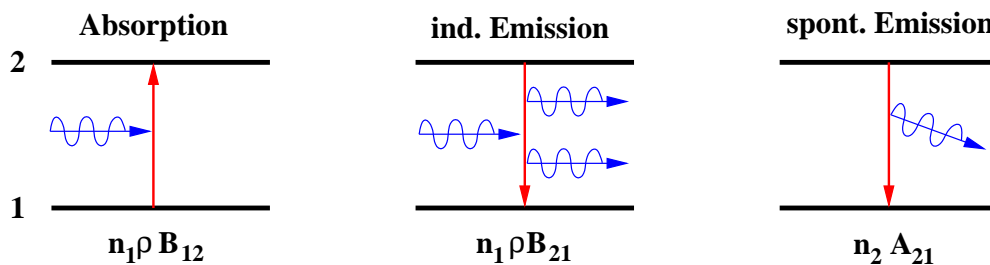


Abbildung 1: Schemata für die Absorption und Emission eines Strahlungsfeldes ρ bei einem 2-Niveau-System.

Das Strahlungsspektrum eines Lasers wird durch die Eigenschaften des aktiven Lasermediums festgelegt. Ziel ist es, das Lasermedium so zu beeinflussen, dass durch Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld eine Verstärkung der eingehenden Strahlung erfolgt. Wesentlich für den Verstärkungsprozess ist die im Folgenden diskutierte, durch einfallende Photonen ausgelöste induzierte Emission. Zur Vereinfachung wird ein idealisiertes 2-Niveau-System eines Atoms im Lasermedium betrachtet. Gemäß der Maxwell-Boltzmann-Verteilung überwiegt im thermischen Gleichgewicht die Besetzung des Grundzustandes. Durch äußere Anregung, zum Beispiel in Form von elektrischen Entladungen, werden Elektronen auf ein höheres Energieniveau gehoben, wodurch das thermische Gleichgewicht gestört wird. Befinden sich mehr Elektronen im angeregten Zustand als im Grundzustand liegt Besetzungsinversion vor. Wie noch gezeigt wird, kann dieser Zustand in einem 2-Niveau-System nicht realisiert werden. Tritt nun ein einfallendes Photon in Wechselwirkung mit dem angeregten Atom, so kann es zu einer induzierten Emission kommen. Dabei wird ein weiteres Photon derselben Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung abgegeben. Findet dieser Prozess häufig genug statt, so kommt es zu einer kaskadenartigen Verstärkung der Strahlung. Weitere Wechselwirkungen sind die spontane Emission eines Photons durch ein angeregtes Elektron, welche nicht durch ein

externes Photon ausgelöst wird, sowie die Absorption eines Photons durch ein Elektron. Das Verhältnis von Absorption (A), spontaner Emission (E) und induzierter Emission (IE) ist durch die drei Gleichungen

$$\dot{N}_A = N_1 \rho B_{12}, \quad (1)$$

$$\dot{N}_{IE} = N_2 \rho B_{21} \quad (2)$$

und

$$\dot{N}_E = N_2 A_{21} \quad (3)$$

mit den Einsteinkoeffizienten A_{21} , B_{12} und B_{21} gegeben. N_1 und N_2 sind hierbei die Besetzungszahlen für den Grundzustand und den angeregten Zustand und ρ die Energiedichte des Strahlungsfeldes. \dot{N} ist die Anzahl der Photonen, die pro Volumeneinheit und Sekunde abgegeben oder aufgenommen werden. Für den Fall, dass sich Absorption und Emission vollständig kompensieren, gilt

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 B_{12} \rho + N_2 B_{21} \rho + N_2 A_{21} \quad (4)$$

und

$$\frac{dN_2}{dt} = +N_1 B_{12} \rho - N_2 B_{21} \rho - N_2 A_{21}. \quad (5)$$

Es zeigt sich, dass ein stabiler Laserbetrieb mit einem 2-Niveau-System nicht realisierbar ist, da keine Besetzungsinversion erreicht werden kann. Sobald die Hälfte aller Elektronen im oberen Energieniveau sind stellt sich zwischen der Absorption eines Photons im unteren Energieniveau und der stimulierten Emission eines Photons im oberen Niveau ein Gleichgewicht ein. Durch die zusätzliche spontane Emission von Photonen wird jedoch auch diese Grenze nicht erreicht.

Der einfachste Laser wird durch ein 3-Niveau-System beschrieben. Dabei werden die Elektronen vom Grundzustand in einen metastabilen Zustand angeregt, aus dem sie durch stimulierte Emission in einen kurzlebigen Zwischenzustand und dann in den Grundzustand übergehen. Es zeigt sich, dass in einem 3-Niveau-System Besetzungsinversion erreicht werden kann. Die Besetzungsinversion ist wichtig, damit die stimulierte Emission gegenüber der spontanen Emission überwiegt.

Damit die Strahlung hinreichend verstärkt wird, ist es notwendig, dass der Laserstrahl das Medium mehrmals durchläuft. Dazu ist das Lasermedium innerhalb eines optischen Resonators positioniert. Der Resonator besteht aus zwei sich gegenüberstehenden Spiegeln, zwischen denen der Strahl hin und her läuft. Ein Spiegel ist als sogenannter Auskoppelspiegel realisiert, der für den Strahl teildurchlässig ist und durch den der Laserstrahl die Apparatur verlassen kann. Für den stabilen Betrieb muss die Verstärkung durch induzierte Emission des Strahls größer sein, als die Verluste an den Resonatorspiegeln. Ein rein geometrisches Kriterium an den Resonator ist gegeben durch die Stabilitätsbedingung

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1. \quad (6)$$

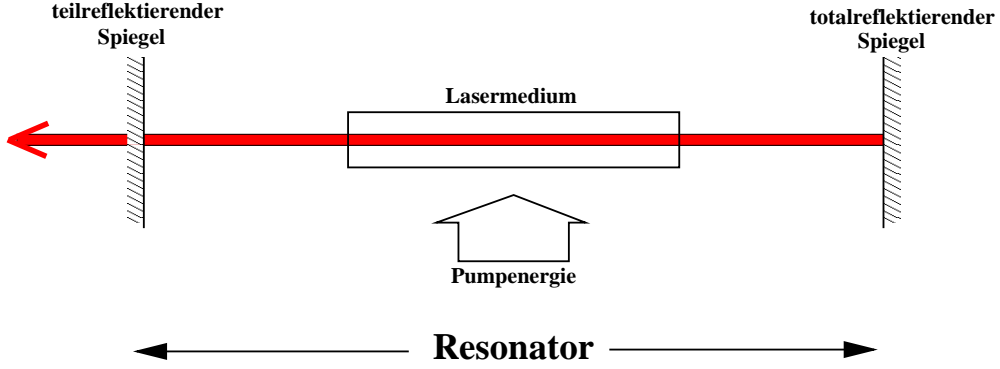


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Lasers. [1]

Die hierfür benötigten Parameter sind durch $g_i = 1 - L/r_i$ gegeben, wobei r_i den Krümmungsradius des jeweiligen Spiegels und L die Gesamtlänge des Resonators beschreibt.

Aufgrund der Größe des Resonators erfüllen viele Moden der im Resonator stehenden Welle die Resonanzbedingung. Angelehnt an die Theorie der Hohlleiter werden die TEM_{lpq} -Moden beschrieben durch die Anzahl q der Wellenlängen im Resonator, sowie durch die Anzahl l und p der Wellenknoten in der x - und y -Richtung. Für einen konfokalen Resonator mit runden Spiegeln (Radius R) ergibt sich die Intensitätsverteilung der Strahlung zu

$$I_{lpq} \propto \cos^2(l\varphi) \frac{(2\rho)^4}{(1 + Z^2)^{(1+l)}} \left(L_p^q \left(\frac{(2\rho)^2}{1 + Z^2} \right) \right)^2 \exp \left(-\frac{2\rho^2}{1 + Z^2} \right) \quad (7)$$

mit

$$\rho = \left(\frac{2\pi}{R\lambda} \right)^{1/2} \quad (8)$$

und

$$Z = \left(\frac{2}{R} \right) z. \quad (9)$$

Die Parameter l und p werden als transversale Modenzahl bezeichnet. Bei $L_p^q(u)$ handelt es sich um die zugeordneten Laguerre-Polynome.

Im hier durchgeführten Versuch wird ein Helium-Neon-Gaslaser verwendet, der als LasermEDIUM ein Gasgemisch aus Helium und Neon in einem Verhältnis von ungefähr 5 zu 1 bei geringem Druck (≈ 133 Pa) enthält. Die Besetzungsinversion wird durch elektrische Entladungen erreicht. Das eigentliche LasermEDIUM ist das Neon. Das Helium dient als Pumpgas, welches durch die elektrischen Entladungen angeregt wird und Energie an die Neon-Atome durch Stöße zweiter Art abgibt. Helium-Neon-Laser arbeiten typischerweise bei einer Wellenlänge von $\lambda = 632,8$ nm.

3 Durchführung

Der Versuchsaufbau besteht aus einer optischen Schiene, auf der ein Laserrohr und zwei hochreflektierende Resonatorspiegel angebracht sind. Ein Spiegel dient als Auskoppelspiegel, durch den der Strahl den Resonator teilweise verlassen kann. Das mit dem Helium-Neon-Gasgemisch befüllte Laserrohr wird durch zwei Brewster-Fenster begrenzt. Parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht passiert die Fenster nahezu verlustfrei, während senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht zum Teil reflektiert wird. Somit wird im Laser eine Polarisationsrichtung bevorzugt. Des Weiteren stehen ein bereits installierter Justierlaser, sowie weitere grundlegende optische Komponenten wie eine Photodiode, ein Einzelspalt, Sammellinsen und ein variabler Polarisator zur Verfügung.

In einem ersten Schritt wird der Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser) justiert und zum lasen gebracht. Dazu werden die Resonatorspiegel und das Laserrohr einzeln auf die optische Schiene gestellt und mit Hilfe eines Justierlasers so ausgerichtet, dass die Rückreflexe der einzelnen Komponenten mit der Strahlachse zur Deckung kommen. Damit ist sichergestellt, dass das ganze System entlang der optischen Achse ausgerichtet ist. In einem zweiten Schritt wird der Justierlaser ausgeschaltet und das Laserrohr eingeschaltet. Der Strom am Laserrohr wird auf 6,5 A eingestellt. Unter Beachtung der Stabilitätsbedingung, das heißt bei richtigem Abstand der Resonatorspiegel zueinander, beginnt der Laser zu lasen.

Im Folgenden werden verschiedene voneinander unabhängige Untersuchungen gemacht, um Charakteristika des HeNe-Lasers zu bestimmen:

Zur Überprüfung der Stabilitätsbedingung (6) werden die Resonatorspiegel mit maximal großem Abstand zueinander positioniert und so justiert, dass der Laser eine maximale Leistung abgibt. Die Messung der Leistung in Form eines Photostromes erfolgt mit Hilfe einer am Ende des Strahlgangs befindlichen Photodiode. Anschließend wird der Abstand der Resonatorspiegel variiert und der Photostrom gemessen. Die Überprüfung der Stabilitätsbedingung erfolgt zunächst mit zwei konkaven Resonatorspiegeln z je 1400 mm Radius.

In einer weiteren Untersuchung werden zwei TEM-Moden des Lasers vermessen. Dazu wird hinter den Auskoppelspiegel eine Linse positioniert, die den austretenden Strahl verbreitert. Mit der Photodiode wird anschließend die Intensität der TEM_{00} -Grundmode in Abhängigkeit der senkrechten Auslenkung vermessen. Durch das Einbringen eines dünnen Drahtes in den Strahl zwischen Laserrohr und Auskoppelspiegel kann die TEM_{10} -Mode vermessen werden. Der Draht dient als sogenannte Modenblende, mit deren Hilfe die Grundmode unterdrückt werden kann.

In einer dritten Messung wird die Polarisation des Lasers bestimmt. Dazu wird zwischen Auskoppelspiegel und Photodiode ein Polarisationsfilter gebracht und die Strahlintensität in Abhängigkeit des eingestellten Winkels des Filters gemessen.

Zuletzt wird die Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung bestimmt. Dazu wird ein Gitter hinter dem Auskoppelspiegel positioniert. Das entstehende Beugungsbild wird auf einen Schirm geworfen. Es werden die Abstände der verschiedenen Beugungsmaxima zueinander und der Abstand vom Gitter zum Schirm gemessen.

4 Auswertung

Die in der Auswertung verwendeten Mittelwerte mehrfach gemessener Größen sind gemäß der Gleichung

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (10)$$

bestimmt. Die Standardabweichung des Mittelwertes ergibt sich dabei zu

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \quad (11)$$

Resultiert eine Größe über eine Gleichung aus zwei anderen fehlerbehafteten Größen, so berechnet sich der Gesamtfehler nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \Delta x_n\right)^2}. \quad (12)$$

Alle in der Auswertung angegebenen Größen sind stets auf die erste signifikante Stelle des Fehlers gerundet. Setzt sich eine Größe über mehrere Schritte aus anderen Größen zusammen, so wird erst am Ende gerundet, um Fehler zu vermeiden. Zur Auswertung wird die Programmiersprache **python** (**Version 3.5.3**) mit den Bibliothekserweiterungen **numpy** [2], **scipy** [3] und **matplotlib** [4] verwendet.

4.1 Stabilität des Lasers

Wie in Abschnitt 2 beschrieben, ist der hier verwendete Laser optisch nur dann stabil, wenn das Produkt $g_1 \cdot g_2 \in [0, 1)$ ist. Daher lassen sich Bedingungen an den Abstand der Resonatorspiegel stellen. Im ersten Versuchsteil werden zwei konkave Spiegel mit dem Krümmungsradius 140 cm verwendet. Über den Zusammenhang

$$L_{1,2} = \frac{r_1 + r_2}{2} \pm \sqrt{\frac{(r_1 + r_2)^2}{4} - r_1 r_2} \quad (13)$$

folgt somit, dass der Laser für Resonatorlängen zwischen 0 cm und 280 cm optisch stabil ist, siehe Abbildung 3. Für die Konfiguration aus einem konkaven und einem planaren Spiegel (Krümmungsradius $r = \infty$) gilt dementsprechend

$$L_1 = r_2, \quad L_2 = 0. \quad (14)$$

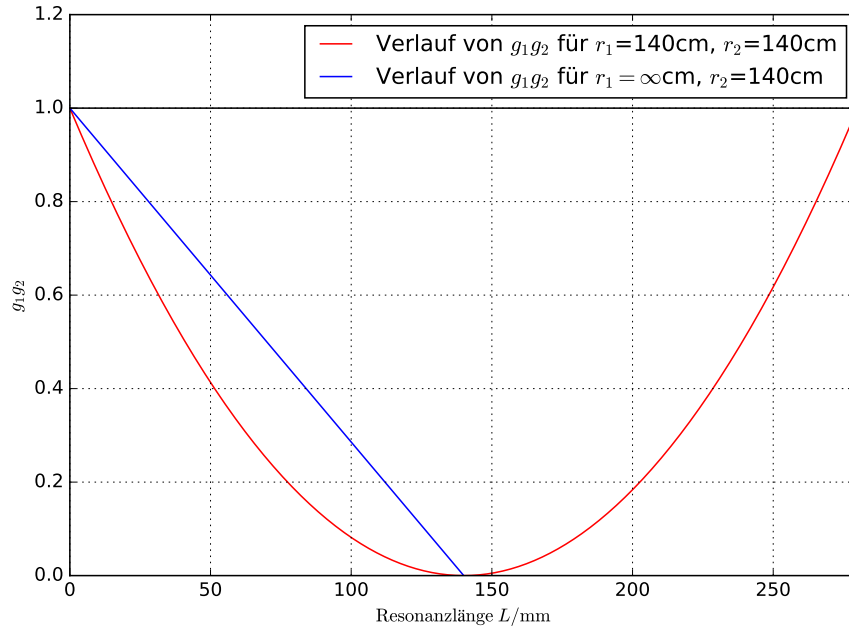


Abbildung 3: Bereich der Resonatorlänge L , in welchem der Laser optisch stabil ist ($g_1 \cdot g_2 \in [0, 1)$).

Daraus folgt, dass der Stabilitätsbereich zwischen 0 cm und r_2 cm liegt.

Da die hier verwendete optische Bank lediglich 250 cm lang ist, kann für die beiden konkaven Spiegel nur überprüft werden, ob die optische Stabilität am Rande der Bank noch besteht. Dies ist trotz großer Anfälligkeit bei kleinen Abweichungen der Spiegel, die allerdings dem experimentellen Aufbau geschuldet sind, möglich. Eine Messung der Intensität des Laserstrahles in Abhängigkeit der Resonatorlänge ist in Abbildung 4 dargestellt. Es zeigt sich hierbei, dass der Laser über die zwei konkaven Spiegel bis etwa 1300 mm ununterbrochen mit hoher Leistung funktioniert. Die Verteilung der Intensität zeigt hierbei allerdings auch deutlich das angesprochene Problem: Die Schwankungen der Intensität aufgrund des experimentellen Aufbaus stellt sich als so stark heraus, dass eine kontinuierliche Messung bis an die Grenze der optischen Bank nicht durchführbar ist. Aufgrund der hohen Schwankungen wurde auf die Aufnahme einer Messreihe für einen konkaven und einen planaren Spiegel verzichtet.

4.2 Vermessung der TEM_{00} - und der TEM_{10} -Mode

Im Betrieb bilden sich im Resonator, wie in Abschnitt 2 beschrieben, bestimmte Schwingungsmoden aus. Diese können durch schrittweise Vermessung untersucht werden. Zunächst wird die TEM_{00} -Mode untersucht. Diese bildet die sogenannte Grundmode und

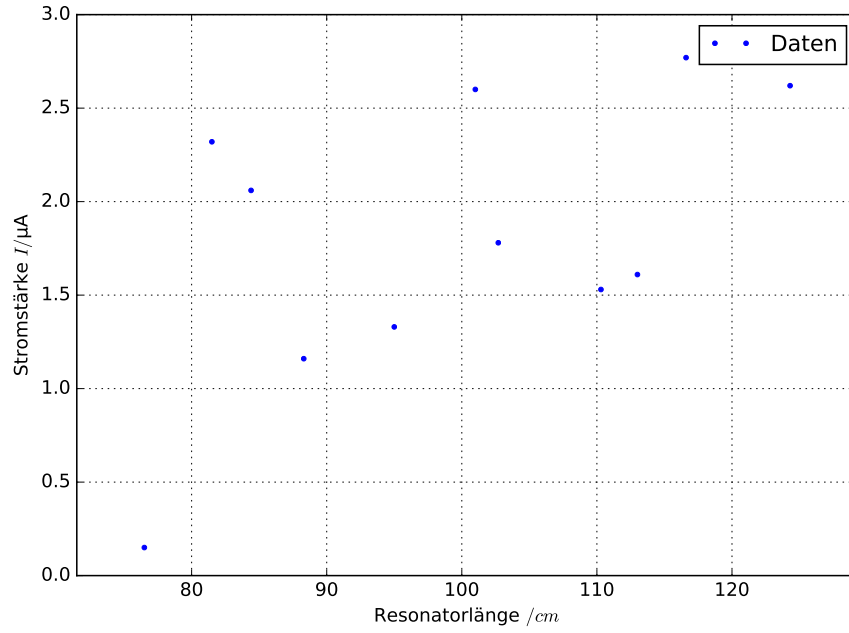


Abbildung 4: Konfiguration: Zwei konkave Spiegel des Krümmungsradius $r = 140$ cm. Darstellung der an der Photodiode gemessenen Stromstärke als Maß für die Intensität des Laserlichtes in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Es zeigen sich klar die großen Schwankungen aufgrund der experimentellen Ungenauigkeiten.

stellt die Mode dar, in welcher der Laser hauptsächlich schwingt und die geringsten Verluste entstehen. Die Intensität des Lichtes an verschiedenen Punkten einer auf Höhe der Photodiode liegenden Ebene ist in Tabelle 1 in Form der gemessenen Stromstärke der Photodiode aufgeführt. Die Verteilung dieser Intensität entspricht dabei dem Zusammenhang

$$I(r) = I_0 e^{\frac{-2(x-x_0)^2}{\omega^2}}. \quad (15)$$

Sie stellt eine Gaußsche Verteilung dar. Mit Hilfe dieser Funktionsvorschrift kann eine Ausgleichsrechnung durchgeführt werden. Das Ergebnis dieser Ausgleichsrechnung, sowie die Messwerte sind in Abbildung 5 dargestellt. Die Ausgleichsrechnung ergibt folgende Parameter:

$$\begin{aligned} I_0 &= (370 \pm 3) \mu\text{A} \\ x_0 &= (26,83 \pm 0,07) \text{ cm} \\ \omega &= (10,2 \pm 0,1) \text{ cm} \end{aligned}$$

Zur Untersuchung der TEM_{10} -Mode wird ein dünner Draht in den Resonator gebracht. Dieser dient dazu, die Grundmode durch Störung zu unterdrücken. Befindet sich der Draht gerade am Schwingungsmaximum der Grundmode und stört diese somit maximal,

Tabelle 1: Mit der Photodiode gemessene Stromstärken und Orte der Photodiode (Nullpunkt willkürlich gewählt).

x [cm]	I [A]	x [cm]	I [A]
0	1	24	360
1	1	25	361
2	1	26	370
3	2	27	380
4	3	28	360
5	3	29	347
6	6	30	324
7	10	31	311
8	14	32	286
9	15	33	242
10	21	34	207
11	32	35	180
12	43	36	163
13	57	37	145
14	80	38	138
15	96	39	111
16	118	40	84
17	149	41	57
18	167	42	43
19	188	43	31
20	226	44	22
21	258	45	15
22	297	46	8
23	345	47	4

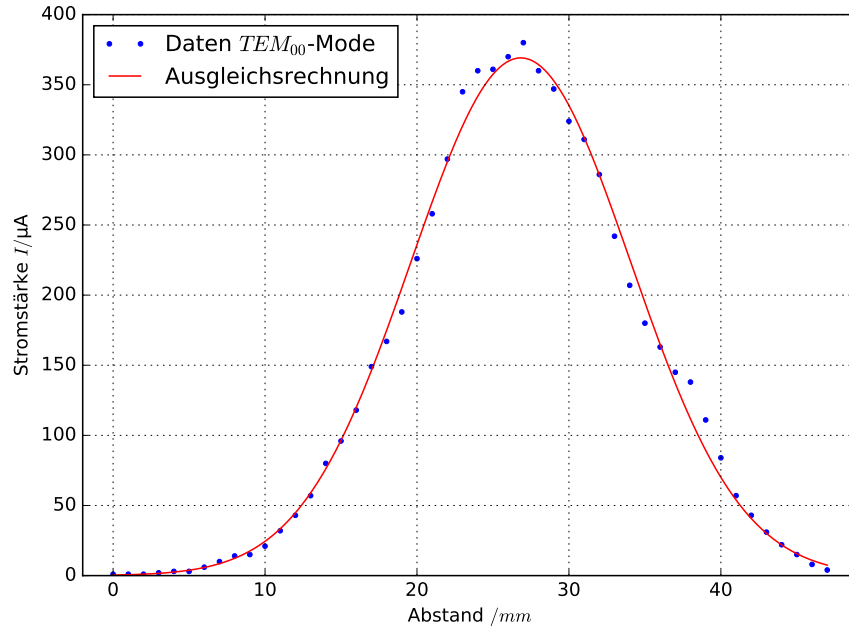


Abbildung 5: Mit der Photodiode gemessene Stromstärke in Abhängigkeit des Ortes der Photodiode. Dazu die aus dem theoretischen Modell berechnete Verteilung der Ausgleichsrechnung.

so wird die TEM_{10} -Mode gerade minimal gestört, da sich an dieser Stelle ein Minimum befindet. Anschließend wird wie zuvor die Stromstärke an der Photodiode als Maß für die Intensität des Lichtes für verschiedene Positionen der Photodiode in einer zur Strahlrichtung parallelen Ebene gemessen. Es ergeben sich die in Tabelle 2 aufgeführten Werte für die Stromstärke. Die Verteilung dieser Intensität folgt dabei dem Zusammenhang [5]

$$I(r) = I_0 \cdot \frac{8(x - x_0)^2}{\omega^2} \cdot e^{\frac{-2(x-x_0)^2}{\omega^2}}. \quad (16)$$

Mit Hilfe dieser Funktionsvorschrift kann eine Ausgleichsrechnung durchgeführt werden. Das Ergebnis dieser Ausgleichsrechnung, sowie die Messwerte sind in Abbildung 6 dargestellt. Die Ausgleichsrechnung ergibt für diese Mode folgende Parameter:

$$\begin{aligned} I_0 &= (30,5 \pm 0,4) \mu\text{A} \\ x_0 &= (21,99 \pm 0,09) \text{ cm} \\ \omega &= (14,9 \pm 0,1) \text{ cm} \end{aligned}$$

Die Intensitätsverteilungen für die beiden betrachteten Moden spiegeln insgesamt ein gutes Bild der stehenden Wellen wider.

Tabelle 2: Mit der Photodiode gemessene Stromstärken und Orte der Photodiode
(Nullpunkt willkürlich gewählt).

x [cm]	I [A]	x [cm]	I [A]
0	3,4	22	0,7
1	5,6	23	2,1
2	9,8	24	4,3
3	13,9	25	8,0
4	16,5	26	12,2
5	23,2	27	18,9
6	29,8	28	26,0
7	33,2	29	36,8
8	36,0	30	39,2
9	40,7	31	41,2
10	43,2	32	45,0
11	46,7	33	43,5
12	48,8	34	45,6
13	45,6	35	41,2
14	40,9	36	36,8
15	35,8	37	33,5
16	24,2	38	31,5
17	18,8	39	24,9
18	10,4	40	17,7
19	5,6	41	11,4
20	1,6	42	8,6
21	0,2		

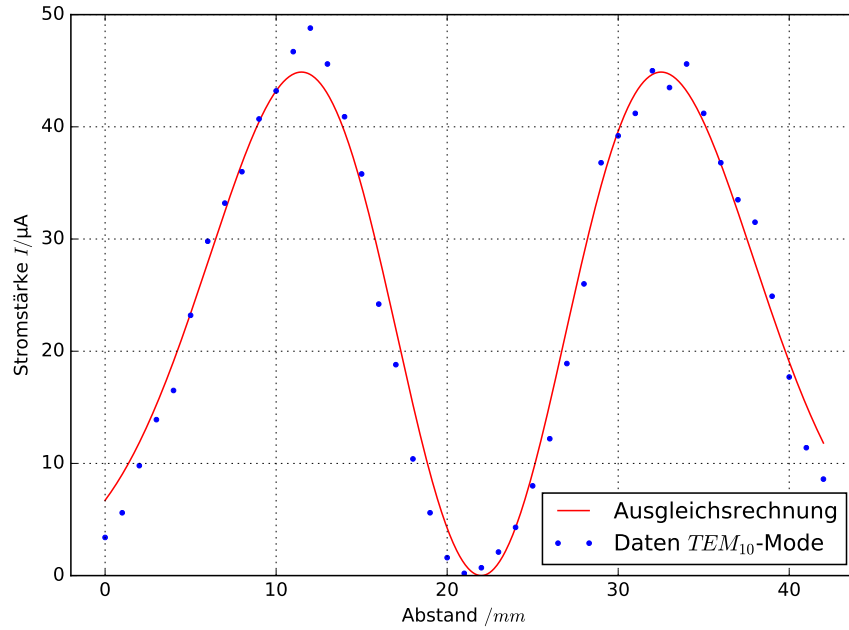


Abbildung 6: Mit der Photodiode gemessene Stromstärke in Abhängigkeit des Ortes der Photodiode. Dazu die aus dem theoretischen Modell berechnete Verteilung der Ausgleichsrechnung.

4.3 Untersuchung der Polarisation des Lasers

Zur Bestimmung der Polarisation des Laserlichtes wird dieses durch einen Polarisationsfilter auf die Photodiode geleitet. Durch Variation des Polarisationswinkels in 10° -Schritten kann das Verhalten der Intensität auf der Photodiode untersucht werden. Die unter den einzelnen Winkeln gemessenen Photoströme sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die Verteilung ist in Abbildung 7 grafisch dargestellt. Für die Daten zur Polarisation wird eine Ausgleichsrechnung der Form

$$I(x) = I_0 \cos(x_0 + x)^2 \quad (17)$$

durchgeführt. Die Ergebnisse lauten hierbei:

$$I_0 = (687 \pm 8) \mu\text{A}$$

$$x_0 = 92,99 \pm 0,01 \text{ rad}$$

Es wird deutlich, dass das Laserlicht bei $\approx 1,2$ rad mit maximaler Intensität den Polarisationsfilter durchläuft und linear polarisiert ist.

Tabelle 3: Mit der Photodiode gemessene Stromstärken für verschiedene Winkel des Polarisationsfilters.

α [°]	I [A]	α [°]	I [A]
0	53	190	147
10	125	200	231
20	236	210	360
30	355	220	503
40	460	230	628
50	576	240	712
60	618	250	699
70	705	260	744
80	732	270	631
90	559	280	564
100	507	290	386
110	413	300	288
120	291	310	184
130	177	320	77
140	88	330	21
150	30	340	1
160	1	350	9
170	9	360	61
180	55		

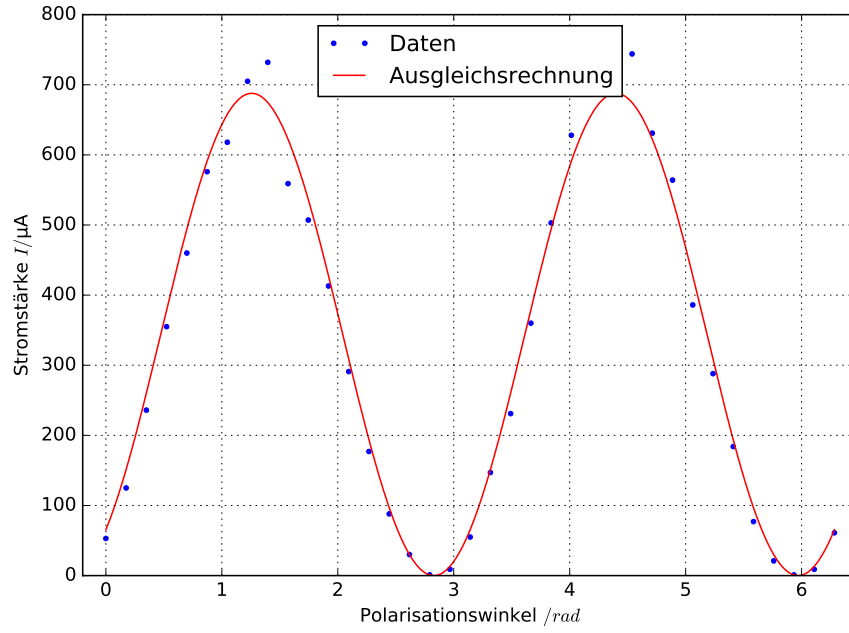


Abbildung 7: Mit der Photodiode gemessene Stromstärke in Abhängigkeit des Winkels des Polarisationsfilters und Ausgleichsrechnung.

4.4 Bestimmung der Wellenlänge des Lasers

Zur Bestimmung der Wellenlänge wird das Laserlicht an einem Gitter gebeugt und das so entstehende Interferenzmuster untersucht. Aus den Abständen a der n -ten Maxima in diesem Beugungsbild lässt sich zusammen mit der Gitterkonstante g und dem Abstand d des Gitters vom Schirm über den Zusammenhang

$$\lambda \approx \frac{a}{n \cdot d \cdot g} \quad (18)$$

die Wellenlänge des Laserlichtes berechnen. Allerdings gilt diese Beziehung näherungsweise nur im Bereich von kleinen Winkeln. In dieser Versuchsdurchführung wird ein Gitter mit einer Gitterkonstanten von $g = 80/\text{mm}$ verwendet und der Schirm dazu in einem Abstand von $d = 1950 \text{ mm}$ platziert. Die Abstände der Maxima 0. bis 4. Ordnung zueinander sind in Tabelle 4 zusammen mit den daraus berechneten Wellenlängen λ aufgeführt. Die Wellenlänge, die sich als der Mittelwert dieser Wellenlängen ergibt, beträgt

$$\bar{\lambda} = (638 \pm 4) \text{ nm}. \quad (19)$$

Tabelle 4: Abstände der Interferenzmaxima aufsteigender Ordnung voneinander und die daraus berechnete Wellenlängen λ .

Ordnung	2a [mm]	λ [nm]
0	0	0
1	196	628,2
2	397	636,2
3	603	644,2
4	802	642,6

5 Diskussion

Die im Rahmen dieses Experimentes ermittelten Größen stellen gut zu der Theorie passende Werte dar. Allerdings haben sich einige experimentelle Umstände in Form von Abweichungen in den Messwerten niedergeschlagen.

Die Vermessung der optischen Stabilität des Lasers ist mit dem vorliegenden Versuchsaufbau nicht gut durchführbar. Einerseits ist die berechnete maximale Länge des Resonators aufgrund der Kürze der optischen Bank nicht erreichbar und somit auch nicht vermessbar. Außerdem ist eine stückweise Vergrößerung der Resonatorlänge prinzipiell schwierig, da die Bauteile eine enorme Instabilität der optischen Achse verursachen. Bereits kleinste Abweichungen in der Ausrichtung der Spiegel und Sammellinsen sorgen für ein Abbrechen der Laserfunktion, was das Aufnehmen einer Messreihe sehr verzögert und fehlerbehaftet. Hier wäre die Verwendung einer möglichst geraden und stabilen Arbeitsfläche hilfreich.

Alle Messungen unterliegen dieser Instabilität geschuldet auch systematischen Schwankungen in der Messung der Intensität. Diese variiert dahingehend, dass die Leistung des Lasers abhängig von der Genauigkeit der Ausrichtung der Spiegel untereinander, sowie der Genauigkeit des Treffpunktes von Laserstrahl und Photodiode ist. Daher sorgen auch hier Variationen der Resonatorlänge stets für systematische Fehler.

Die Vermessung der TEM-Moden ist mit dem Versuchsaufbau gut umsetzbar. Allerdings fällt bei der TEM₁₀-Mode auf, dass die beiden lokalen Maxima unterschiedlich hoch sind. Dies kann zum Beispiel an der Asymmetrie des verwendeten Drahtes liegen. Dieser hat eine endliche Ausdehnung und wirft somit gegebenenfalls einen asymmetrischen Schatten. Die Berechnung der Wellenlänge des Lasers liegt mit einem Mittelwert von (638 ± 4) nm nah am tatsächlichen Wert von 633 nm [6] in der richtigen Größenordnung. Die absolute Abweichung von 5 nm ist für die meisten Messungen allerdings deutlich zu groß. Es fällt hier auch auf, dass die bestimmten Wellenlängen mit steigender Ordnung tendenziell auch größer werden. Dies lässt sich vermutlich auf die Kleinwinkelnäherung zurückführen, die bei größer werdenden Winkeln in ihrer Ungenauigkeit zunimmt.

Auch die Polarisierung des Laserlichtes entspricht der erwarteten Verteilung sehr gut. Zusammenfassend lässt sich der Versuch als sehr gut geeignet zur Untersuchung der Charakteristika eines Lasers bezeichnen. Die Funktionsfähigkeit und die Genauigkeit

der Untersuchungen genügen den allgemein gehaltenen Ansprüchen dieses Versuches.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch 61: Der HeNe-Laser*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V61.pdf> (besucht am 15.08.2016).
- [2] Travis E. Oliphant. „Python for Scientific Computing“. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://link.aip.org/link/?CSX/9/10/1>. Version 1.8.1.
- [3] Eric Jones, Travis Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. 2001. URL: <http://www.scipy.org/>. Version 0.14.0.
- [4] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://link.aip.org/link/?CSX/9/90/1>. Version 1.3.1.
- [5] Johannes-Gutenberg-Universität Mainz. *Optische Resonatoren*, S. 58. URL: http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/Dateien/__lectures__2010__ss10_laserphysik__Kapitel3.pdf (besucht am 16.08.2016).
- [6] Spektrum.de. *Der Helium-Neon-Laser*. URL: <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/helium-neon-laser/6579> (besucht am 15.08.2016).