

Versuchsprotokoll

Gaslaser

Henning Iseke Robert Grimmer

Betreuer: Lieselotte Obst

Durchführung: 3. Dezember 2015

Protokoll: 24. Dezember 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2	2.6	Gaußsche Optik	6
2	Theorie	2	3	Durchführung und Auswertung	7
2.1	Resonator	2	3.1	Optischer Resonator und Laser	7
2.2	Emission	3	3.2	Fabry-Perot-Interferometer . .	14
2.3	Linienverbreiterung	4	4	Diskussion	16
2.4	Fabry-Perot-Interferometer . .	5	5	Literatur	17
2.5	Gesetz von Malus	5			

1 Einleitung

Der Laser ist heute in unterschiedlichen Bereichen zu finden und wird für die verschiedensten Dingen eingesetzt: Es geht vom Abspeichern und der Wiedergabe von Musik, über das Schneiden von Werkstoffen bis zu dem Versuch kompakte Teilchenbeschleuniger zu bauen: Kurzum er ist nicht mehr wegzudenken.

Der erste Laser, ein Rubinlaser, wurde 1960 entwickelt; kurz darauf folgte schon der im Versuch verwendete Helium-Neon-Laser (HeNe) von Ali Javan und William R. Bennett [2]. Ende der 1980er Jahre folgten dann die Halbleiterlaser, die dem Laser eine Verbreitung bis in die Haushalte verschaffte.

2 Theorie

Der Laser¹ besteht aus drei grundlegenden Dingen: aktives Medium, Pumpmedium und Resonator. Das *aktive Medium* ist für die eigentliche Emission des Lichts verantwortlich und bestimmt die Grund-Wellenlänge des Lasers. Dafür müssen angeregte Atome bzw. Moleküle zur Verfügung stehen, die wir durch das *Pumpen* erhalten, welches mit dem *Pumpmedium* erfolgt. Dieser Prozess kann sehr unterschiedlich realisiert werden, bei Gaslasern wird dafür meist Gasentladung verwendet.

2.1 Resonator

Der *optische Resonator* besteht aus zwei im Abstand L positioniert Spiegeln, deren Form variieren kann. Da sich dazwischen stehende Wellen ausbilden sollen, muss die Länge des Resonators ein Vielfaches der halben Wellenlänge sein

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{mit } n \in \mathbb{N}. \quad (1)$$

Daraus ergibt sich dann auch der Frequenzabstand, der sich im Resonator ausbildenden, stehenden Wellen, den *Moden*

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}. \quad (2)$$

Für die optische Stabilität des Lasers muss die *Stabilitätsbedingung*

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

¹light amplification by stimulated emission of radiation.

erfüllt werden, wobei sich die g_i wie folgt berechnen:

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad i = 1, 2. \quad (4)$$

Die optische Stabilität meint, dass ein paraxialer Lichtstrahl auch nach beliebig vielen Reflexionen den Resonator nicht verlässt.

Je nach verwendeten Spiegeln erhält man unterschiedliche Resonatortypen. Für den Versuch wurde eine *hemispärischer Resonator* verwendet, der aus einem ebenen und einem Hohlspiegel besteht.

2.2 Emission

Aus der Quantenmechanik ergibt sich, dass sich Elektronen nur in diskreten Energieniveaus aufhalten, wenn sie sich in einem gebundenen Zustand befinden. Ein Niveauwechsel kann unter Absorption und Emission von Photonen $E_{\text{photon}} = h\nu$ erfolgen

$$h\nu = E_2 - E_1. \quad (5)$$

Die Wechselwirkungen zwischen Photon und Atom erfolgt durch Absorption, spontane Emission und induzierte Emission. Für den Laser ist die induzierte Emission essentiell, denn wie auch schon in der Abkürzung deutlich wird führt sie zu einer Verstärkung des Lichts. Wichtig ist hierbei auch, dass induzierendes und emittiertes Photon identisch sind.

Die Änderungen der Niveau-Besetzungszahlen lassen sich über die Einstein-Koeffizienten berechnen. Um eine Verstärkung zu erreichen, muss die Besetzungszahl des angeregten Niveaus höher sein als die des Grundniveaus:

$$N_2 > N_1. \quad (6)$$

Das ist die *1. Laserbedingung*.

Diese Besetzungsinversion ist in einem Zwei-Niveau-System nicht umsetzbar, da die Einstein-Koeffizienten für Absorption und induzierte Emission gleich sind $B_{21} = B_{12}$. Befinden sich im oberen und unteren Niveau gleichviele Elektronen, so werden gleich viele von ihnen emittiert respektive absorbiert. Es stellt sich also ein stationäres Gleichgewicht ein, das den Laser-Prozess abbricht. Auch durch thermische Anregung kann die Inversion nicht erreicht werden, da nach Boltzmann stets $N_2 < N_1$ ist.

Mit einem *Drei-Niveau-System* ist dies möglich, da aber das untere Laserniveau dabei dem Grundzustand entspricht, benötigt man eine entsprechend hohe Pumprate, um eine Inversion

der Besetzungszahlen zu erhalten. Aus diesem Grund wird im Versuch ein modifiziertes *Vier-Niveau-System* genutzt, wie es in Abbildung 1 zu sehen ist. Es handelt sich um eine Gasgemisch aus Helium und Neon. Als Pumpquelle dient das Helium und das Neon als aktives Medium. Das untere Laserniveau ist ein niedrig besetztes zusätzliches Niveau, darum muss die Pumprate nicht mehr so hoch wie bei einem Drei-Niveau-System sein, um eine Inversion zu erhalten.

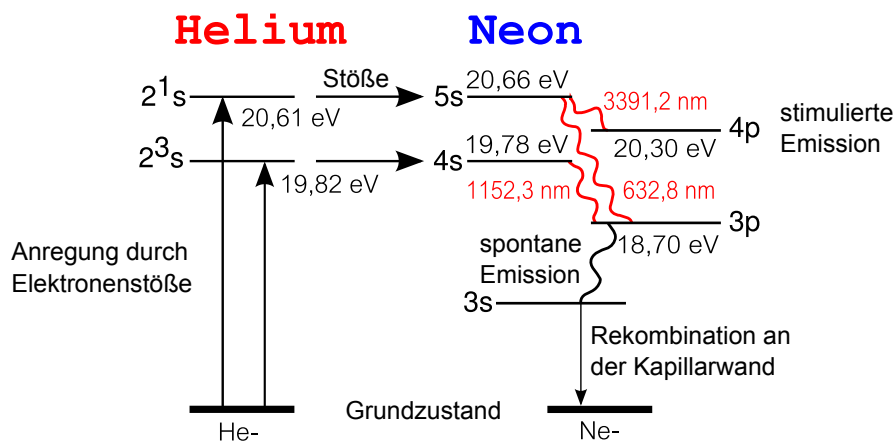


Abbildung 1: Energieschema des HeNe-Lasers.[5]

Das aktive Medium alleine könnte schon reichen, um einen Laser zu bauen, wie das zum Beispiel beim Stickstofflaser der Fall ist. Die Verstärkung des verwendeten Neon ist aber zu gering, weshalb der beschriebene Resonator verwendet wird. [4]

Im Resonator kann es zur *Selbstanregung* kommen: die Verluste pro Umlauf sind kleiner als die Verstärkung pro Umlauf. Daraus ergibt sich die *2. Laserbedingung*:

$$\sigma_{21} (N_2 - N_1) \cdot 2L \geq \kappa. \tag{7}$$

Falls die Verluste im wesentlichen von den Spiegeln herrühren lässt sich der Verlustkoeffizient κ leicht aus dem Reflexionsvermögen der beiden Spiegel r_1, r_2 berechnen:

$$\kappa = -\ln(r_1 r_2). \tag{8}$$

2.3 Linienverbreiterung

Beim Laserprozess kommt es zu der sogenannten *Linienverbreiterung*, die dazu führt, dass der Laser keine scharfen Linien emittiert. Dabei sind zwei unterschiedliche Mechanismen zu unterscheiden: Die *homogene Verbreiterung* wird durch alle am Prozess beteiligten Atome gleichermaßen verursacht, die *inhomogene Verbreiterung* hingegen nur durch bestimmte Atome (z. B. orts- oder geschwindigkeitsabhängig).

Für die Verbreiterung gibt es verschiedene Ursachen: Unschärferelation, Stöße und Dopplereffekt, Inhomigenität des aktiven Mediums, Bandstruktur, ... Für den im Versuch verwendeten Gaslaser spielen aber nur die ersten drei eine Rolle, wobei die Dopplerverbreiterung überwiegt.

$$(\Delta\nu)_{\text{Doppler}} = 2\nu_0 \left(\frac{2k_{\text{B}}T \ln 2}{mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

2.4 Fabry-Perot-Interferometer

Beim *Fabry-Pérot-Interferometer* FPI handelt es sich um ein Vielstrahlinterferometer: Zwischen den im Abstand d positionierten Platten mit einer Reflektivität von R wird der einfallende Strahl viele Mal hin- und herreflektiert. Dabei wird bei jeder Reflexion ein Teil des Strahls transmittiert. Die transmittierten Strahlen interferieren, je nach Abstand der Platten kommt es zur konstruktiven Interferenz einer bestimmten Frequenz. Dadurch kann das FPI als spektraler Filter eingesetzt werden, aber auch als Laser-Resonator.

Ein wichtiger Parameter eines solchen Interferometers ist der *Freie Spektrale Bereich* (FSR). Er gibt an, welchen Frequenzabstand die möglichen Moden im FPI haben. Nach (2) folgt analog:

$$FSR = \frac{c}{2 \cdot d} = \delta\nu. \quad (10)$$

Daneben existiert auch noch die *Finesse* als ein weiterer wichtiger Parameter eines FPI. Sie berechnet sich nach

(11)

Die Finesse ist das Verhältnis von Abstand benachbarter Maxima $\Delta\nu$ und Halbwertsbreite Δ_{FWHM} eines Maximums. Sie lässt sich aber auch aus der Reflektivität R der Spiegel berechnen:

$$\mathfrak{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (12)$$

Daraus folgt, dass für eine gute Auflösung $R \rightarrow 1$ gelten muss.

Je nach Strahlengang kann es im FPI aber auch zu mehreren Umläufen des Strahls kommen; darauf ist bei der Durchführung zu achten. Möglich ist das zum Beispiel, wenn der Strahl nicht senkrecht in das FPI einfällt. Dann erhält man zusätzliche Peaks zwischen den eigentlich erwarteten.

2.5 Gesetz von Malus

Die Änderung der Intensität von linear polarisiertem Licht, das auf einen Polarisationsfilter fällt, in Abhängigkeit vom Winkel des Filters ist durch das *Gesetz von Malus*

$$I(\theta) = I_0 \cos^2(\theta). \quad (13)$$

gegeben.

Die quadratische Abhängigkeit kommt daher, dass der Polarisationsfilter auf die Amplitude wirkt und nur den auf die Durchlassrichtung projizierten Anteil der Amplitude durchlässt. Aus

$$E = \vec{E}_0 \cdot \vec{e}_p = E_0 \cdot \cos(\theta) \quad (14)$$

folgt dann (13) mit $I = E^* E = E^2$.

2.6 Gaußsche Optik

Die *Gaußsche Optik* vereinfacht die geometrische Optik in dem nur *paraxiale Strahlen* betrachtet werden, d. h. nur Strahlen, die in einem geringen Abstand und Winkel zur optischen Achse verlaufen. Sie lässt sich einfach durch Matrizen beschreiben, die *Strahltransfermatrizen*: Jede Komponente eines optischen Systems wird durch eine eigene Matrix dargestellt, die dann miteinander multipliziert werden, sodass man am Ende eine Matrix erhält, die das ganze System beschreibt:

$$\mathfrak{M}_{\text{System}} = \mathfrak{M}_n \cdot \dots \cdot \mathfrak{M}_1 = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Auf Grund der Matrixelemente A, B, C, D werden die Matrizen auch *ABCD-Matrizen* genannt [1], [3].

Für die freie Ausbreitung verwendet man die Matrix

$$\mathfrak{M}_{\text{frei}} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

wobei d die zurückgelegte Strecke ist. Für eine Linse hat man

$$\mathfrak{M}_{\text{Linse}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

mit Brennweite f und für einen Spiegel mit Radius R

$$\mathfrak{M}_{\text{Spiegel}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 0 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Mit Hilfe der Matrixelemente lässt sich u. a. die Stabilitätsbedingung (3) und auch der Beamwaist ω berechnen:

$$\omega' = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi b'(x)}} \quad (19)$$

mit

$$b' = b \frac{AD - CB}{A^2 + B^2 b^2}. \quad (20)$$

Das b lässt sich wiederum über den anfänglichen Beamwaist ω_0 berechnen

$$\omega_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 L(R - L) \quad (21)$$

unter Nutzung von (19), wobei ω' durch ω_0 und b' durch b ersetzt wird.

3 Durchführung und Auswertung

3.1 Optischer Resonator und Laser

Vor dem Versuch wurde berechnet für welche Resonatorlängen L die Stabilitätsbedingung (3) erfüllt ist. Bei einem ebenen und einem Hohlspiegel mit $R = 1$ m ergibt das für L :

$$0 \text{ m} \leq L \leq 1 \text{ m} \quad (22)$$

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 zu sehen. Je nachdem wie der Strahl verlaufen sollte, wurden die veränderbaren Spiegel umgestellt.

Der erste Arbeitsschritt bestand darin, eine Vorjustierung des Aufbaus durchzuführen. Dies erfolgte mit Hilfe von zwei Justierlasern: ein grüner Diodenlaser und ein roter, kommerzieller HeNe-Laser.

Anschließend wurde eine Messung der Leistung für verschiedenen Einstellungen gemacht, um dann die Verstärkung des Lasers bei Einfachdurchgang zu bestimmen. Die Einstellungen mit entsprechenden Messwerten sind in Tabelle 1 zu sehen, wobei die Unsicherheiten die Standardabweichungen der Mittelwerte sind. Aus den Messwerten ergibt sich eine Verstärkung von etwa 1,2.

Der flache Resonatorspiegel bzw. Auskopplungsspiegel wurde bei einer Position $x = 0,0$ cm angebracht, die Position wurde dabei am linken Reiterrand abgelesen. Der Hohlspiegel wurde bei einer Position $x = 62,5$ cm aufgestellt, wobei am rechten Reiterrand abgelesen wurde.

Nach dem Justieren der Resonatorspiegel mit Hilfe der Rückreflexe der beiden Justierlaser wurde das „Beamwalken“ durchgeführt, um ein Leistungsmaximum des Lasers zu erreichen. Die maximale Leistung, die erreicht wurde, betrug $P_{\max} = (2,36 \pm 0,01)$ mW, mit einer Hintergrundleistung von $P_0 = 2,5$ μ W.

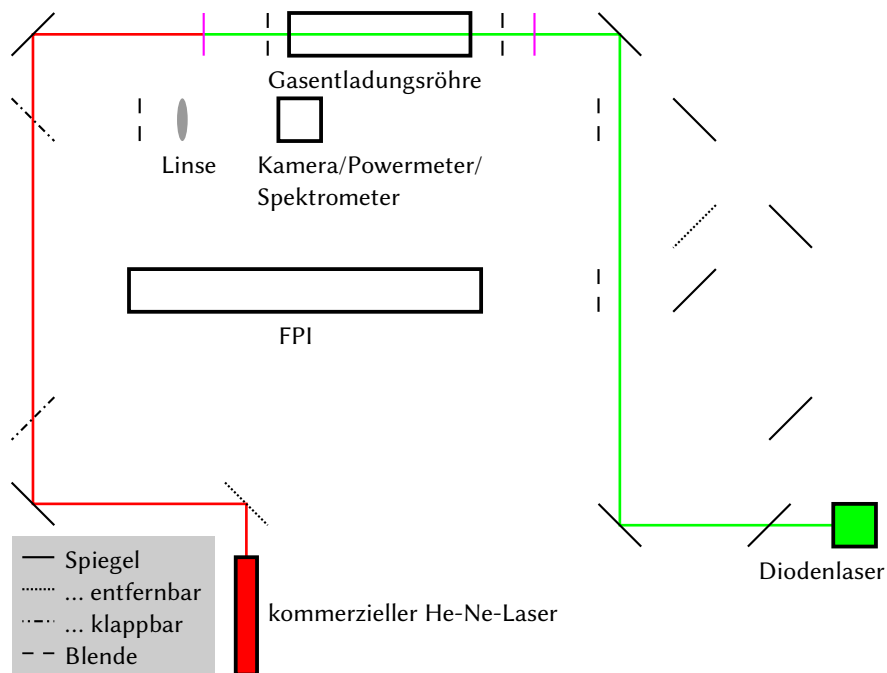


Abbildung 2: Schematischer Versuchsaufbau.

Tabelle 1: Leistung bei verschiedenen Einstellungen der Gasentladungsröhre und des kommerziellen Lasers.

Einstellung	P/mW
Hintergrund	$0,002\,63 \pm 0,000\,01$
Laser ohne Röhre	$0,88 \pm 0,03$
nur Röhre	$0,034 \pm 0,001$
Laser mit Röhre	$1,083 \pm 0,003$

Durch die an der Gasentladungsröhre angebrachten Brewster-Fenster konnte der Laser nur linear polarisiertes Licht emittieren. Mit Hilfe eines drehbaren Polarisationsfilters wurde das Gesetz von Malus (13) überprüft. In Abbildung 3 kann man den Vergleich von Theorie und Experiment sehen, die Messdaten sind in Tabelle 2 zu finden.

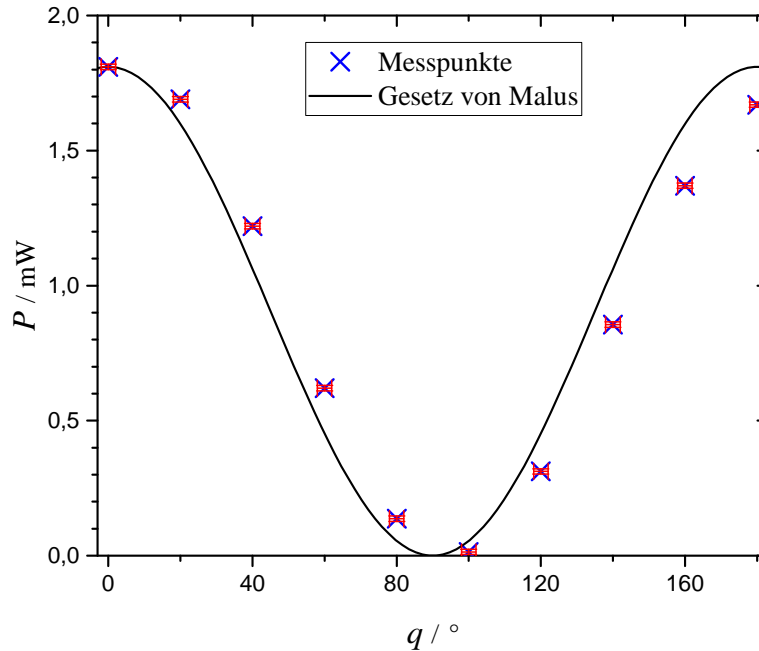


Abbildung 3: Abhängigkeit der gemessenen Leistung P vom Winkel θ des Polarisationsfilters.

Der nächste Versuchsteil bezog sich auf die Leistung des Lasers in Abhängigkeit von der Resonatorlänge und damit auch auf dessen Stabilität. Hierfür wurde die Resonatorlänge L schrittweise vergrößert und jeweils durch Beamwalken wieder das Leistungsmaximum eingestellt. In Abbildung 4 sind die Messpunkte dargestellt und in Tabelle 3 nochmal die genauen Messwerte. Ab einer Länge von $L = 92,0$ cm zeigt sich ein Einbruch der Leistung.

Mit einem Faserspektrometer wurde danach das Spektrum des Lasers aufgenommen. Um die Intensität zu verringern wurde ein Filter in den Strahlengang gesetzt und das Faserende nur teilweise mit dem Strahl beleuchtet. Die Auflösung des Spektrometers beträgt $(\Delta\lambda)_{\text{Spektrum}} \approx 0,3$ nm, was dem Abstand der Messpunkte entspricht. Mittels

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda c}{\lambda_1 \lambda_2} \quad (23)$$

lässt sie sich in die Frequenzauflösung umrechnen. Wählt man für $\lambda_1 = \lambda_2 = 632,8$ nm erhält man $\Delta\nu = 2,25 \cdot 10^{11}$ Hz.

In Abbildung 5 ist das Spektrum zu sehen, mit zwei Peaks bei $(633,1 \pm 1,0)$ nm und $(637,0 \pm 1,0)$ nm, wobei letzterer wesentlich schwächer ist.

Tabelle 2: Abhängigkeit der gemessenen Leistung P vom Winkel θ des Polarisationsfilters ($\Delta P = 0,01 \text{ mW}$).

$\theta / ^\circ$	P / mW
0	1,81
20	1,69
40	1,22
60	0,62
80	0,137
100	0,014
120	0,312
140	0,856
160	1,37
180	1,67
0	1,75

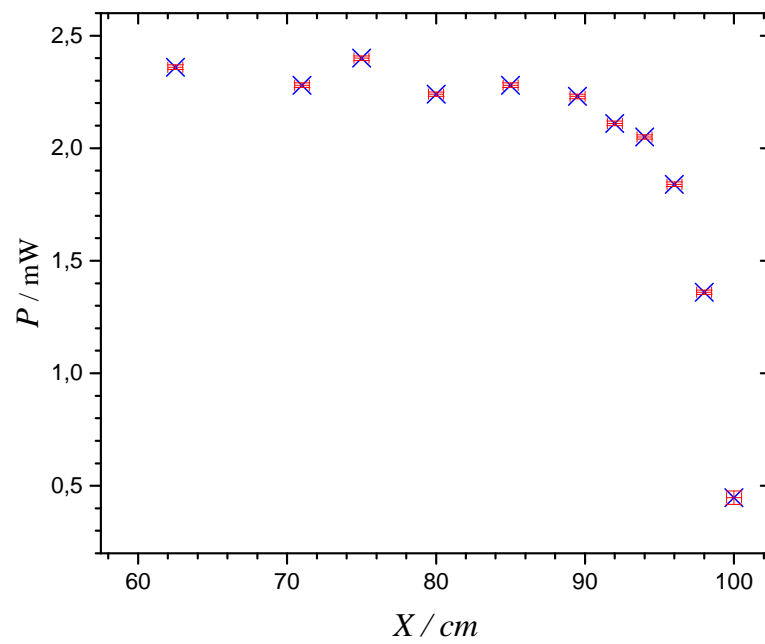


Abbildung 4: Abhängigkeit der gemessenen Leistung P von der Resonatorlänge L .

Tabelle 3: Abhängigkeit der gemessenen Leistung P von der Resonatorlänge L ($\Delta L = 0,5$ cm, $\Delta P = 0,01$ mW).

L/cm	P/mW
71,0	2,28
75,0	2,40
80,0	2,24
85,0	2,28
89,5	2,23
92,0	2,11
94,0	2,05
96,0	1,84
98,0	1,36
100,0	$0,45 \pm 0,05$

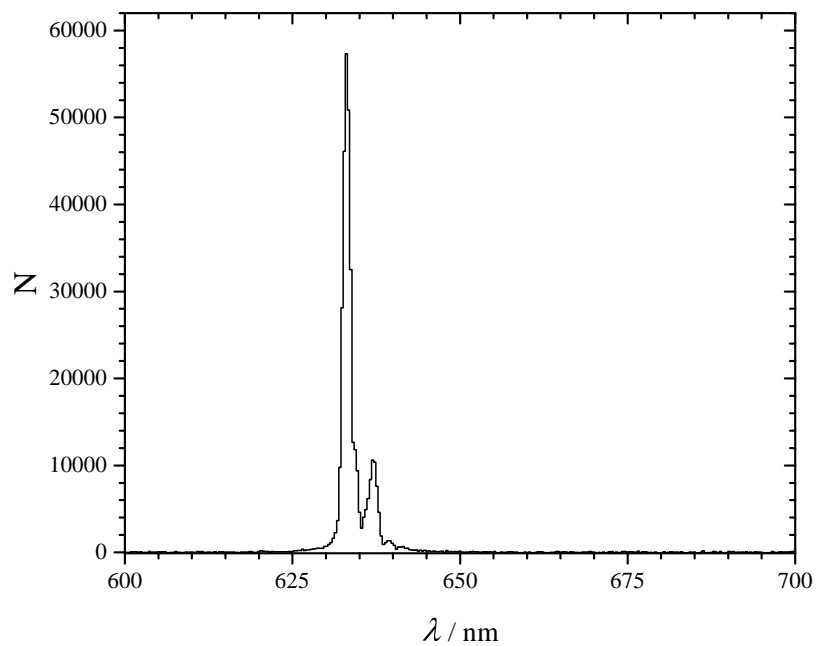


Abbildung 5: Spektrum des offenen HeNe-Lasers (mit abgezogenem Untergrund).

Die Kaustik des Lasers wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera bestimmt. Dafür wurden über eine Länge von 20 cm Bilder des Strahlprofils aufgenommen. Vor der Kamera waren Graufilter angebracht, um den Sensor nicht durch eine zu hohe Intensität zu zerstören, außerdem wurden mittels einer Blende alle Moden bis auf die Gauß-Mode ausgeblendet, um die Messungen zu vereinfachen. Bis auf die Belichtungszeit wurden alle Parameter gleich gelassen, die Zeit wurde so gewählt, dass die stärkste Belichtung einem Wert von etwa 200 entsprach. Der Strahl wurde 15 cm vor der Nullposition der Kamera bzgl. der Skala ($x = 59,5$ cm) durch eine Linse mit $f = 150$ mm fokussiert.

In Abbildung 6 ist der Beamwaist im Verlauf des Strahlgangs zu sehen. Der theoretische Beamwaist wurde mit Hilfe der Gleichungen (19), (20) und (21) bestimmt. Für den experimentellen Wert wurden horizontale und vertikale Halbwertsbreite des Strahl an jeder Position bestimmt und jeweils geometrisch gemittelt. Beim Vergleich von Theorie und Experiment erkennt man eine Übereinstimmung nach dem Brennpunkt 650 mm bis zu einer Position von 750 mm, davor und danach gibt es stärkere Abweichungen.

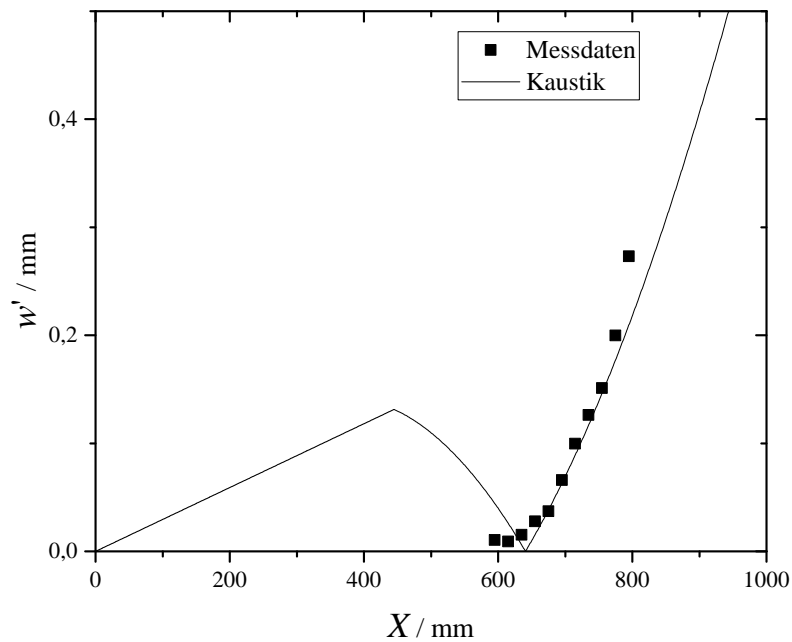


Abbildung 6: Vergleich der theoretischen Kaustik mit der des offenen HeNe-Lasers.

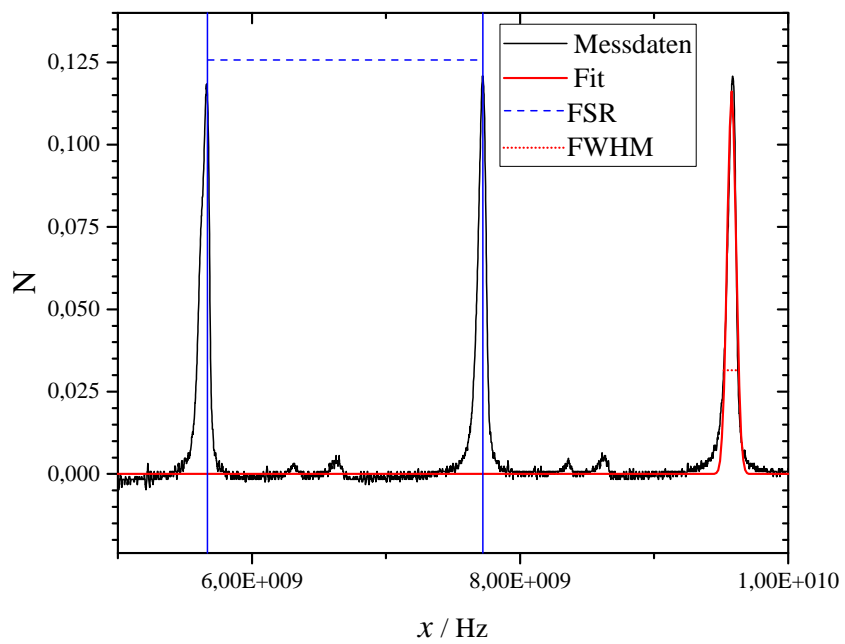


Abbildung 7: Freier spektraler Bereich des FPI und Halbwertsbreite der Peaks.

3.2 Fabry-Perot-Interferometer

Kommerzieller Laser und offener Laser wurden mit einem Fabry-Pérot-Interferometer untersucht. Der Plattenabstand des FPI war $d = (7,3 \pm 0,3)$ cm. Um Frequenzabstände mit dem Oszilloskop zu bestimmen, wurde es mit Hilfe des berechenbaren FSR (10) kalibriert. Durch Justierung der Einkopplungsspiegel wurde erreicht, dass die Peaks auf dem Oszilloskop möglichst scharf waren und sie auf einem möglichst geringen Untergrund aufsaßen. Das musste auch in den folgenden Versuchsteilen erreicht werden, um zuverlässige Messungen zu erhalten.

In Abbildung 7 sind die Frequenzpeaks zu sehen, die für die Bestimmung des FSR des FPI und Halbwertsbreite verwendet wurden. Zwischen den großen Peaks erkennt man zwei dicht beieinander liegende, kleine Peaks, die durch einen nicht ganz senkrechten Einfall des Strahls in das FPI bedingt sind.

Um die Finesse des FPI zu bestimmen und mit dem theoretischen Wert (vgl. (11)) zu vergleichen, wurde noch die Breite eines Peaks (FWHM) bestimmt. Es ergaben sich $FSR = 2,053 \cdot 10^9$ Hz und $\Delta_{FWHM}\nu = 7,827 \cdot 10^7$ Hz. Daraus wurde $\mathfrak{F}_{exp} = 31,1$ berechnet, was 40 % des theoretischen Werts von $\mathfrak{F}_{theo} = 77,0$ entspricht.

Durch Drehen des Polarisationsfilters bei dem kommerziellen Laser wurde eine weitere Mode sichtbar. In Abbildung 8 sind beide zu sehen. Der Modenabstand beträgt $\Delta\nu = 6,13 \cdot 10^8$ Hz bzw. $\Delta\nu = 14,33 \cdot 10^8$ Hz. Daraus lassen sich Resonatorlängen von $L = 24,4$ cm respektive $L = 10,5$ cm für den kommerziellen Laser berechnen. Das erfolgte durch Umstellen von (2). Der erste Werte ist der plausibler, da er eher mit der Länge des Gehäuses von 36 cm zusammenpasst.

Danach wurde die longitudinalen Modenstruktur des offenen HeNe-Lasers bei zwei verschiedenen Resonatorlängen 75 cm und 90 cm beobachtet. Die Modenabständen sind in Tabelle 4 zu sehen. In Abbildung 9 sind die Frequenzpeaks für $L = 75$ cm und in Abbildung 10 die für $L = 90$ cm zu sehen. Für die Resonatorlänge 90 cm stimmen theoretischer und experimenteller Wert gut überein, für 75 cm ist der experimentelle Wert doppelt so hoch wie der theoretische.

Tabelle 4: Modenabstände $\Delta\nu$ bei zwei verschiedenen Resonatorlängen L .

L	75 cm	90 cm
$\Delta\nu_1/\text{Hz}$	$4,12 \cdot 10^8$	$1,65 \cdot 10^8$
$\Delta\nu_2/\text{Hz}$	$4,15 \cdot 10^8$	$1,73 \cdot 10^8$
$\Delta\nu_3/\text{Hz}$	$4,15 \cdot 10^8$	$1,99 \cdot 10^8$
$\Delta\nu_4/\text{Hz}$	–	$1,62 \cdot 10^8$
Theorie/Hz	$2,00 \cdot 10^8$	$1,67 \cdot 10^8$

Aus der Peakbreite lässt sich schließlich noch die Temperatur des Gases bestimmen, da für die Linienverbreiterung alle Prozesse bis auf die Dopplerverbreiterung vernachlässigbar sind.

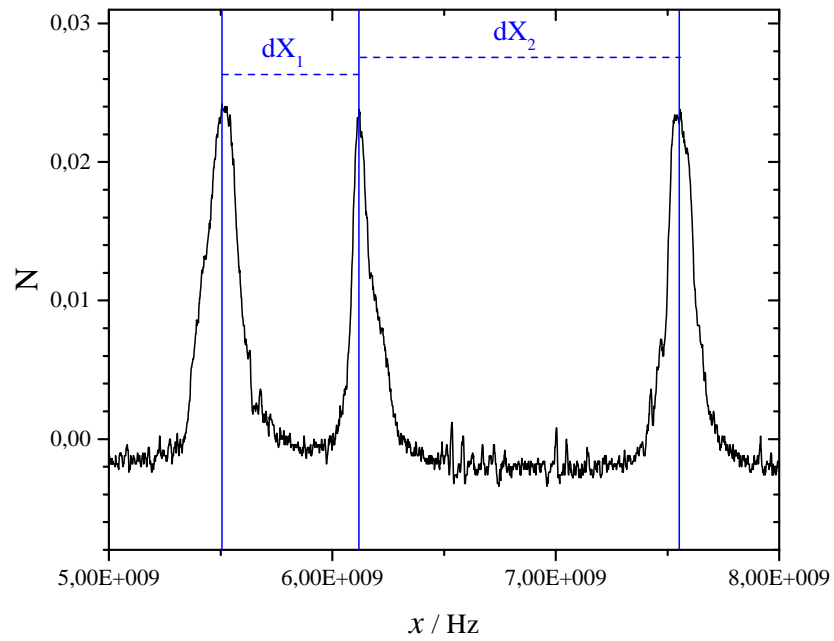


Abbildung 8: Erste und zweite Mode des kommerziellen HeNe-Laser.

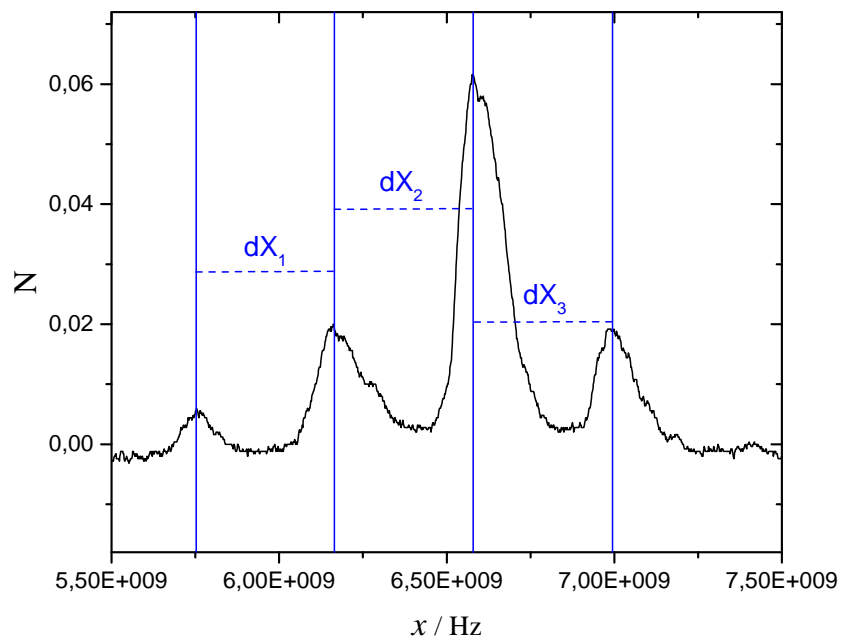
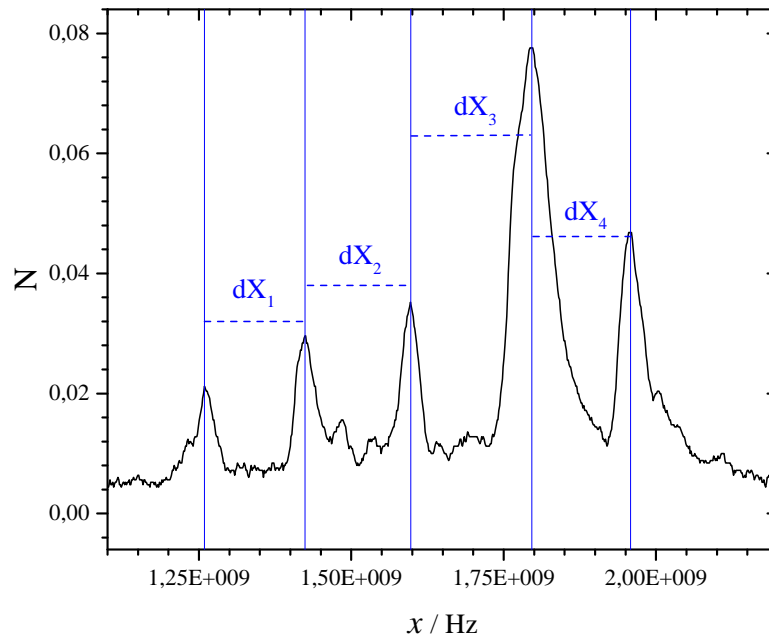


Abbildung 9: Modenstruktur des offenen HeNe-Lasers bei $L = 75$ cm.

Abbildung 10: Modenstruktur des offenen He-Ne-Lasers bei $L = 90$ cm.

Durch Umformen von (9) lässt sich die Temperatur bestimmen

$$T = \frac{(\Delta\nu)^2}{4\nu_0^2} \frac{mc^2}{2k_B \ln 2}. \quad (24)$$

Mit $\Delta\nu = 7,83 \cdot 10^7$ Hz erhält man $T = 300$ K, wobei für die Masse $m = 9,37 \cdot 10^{-24}$ kg eingesetzt wurde.

4 Diskussion

Bei der Untersuchung der maximalen Leistung in Abhängigkeit der Resonatorlänge zeigte sich der erwartete Leistungseinbruch, als die Länge sich 1 m näherte. Doch schon im stabilen Bereich gab es Schwankungen bei der Leistung, die sich durch das Beamwalken erklären lassen. Um immer das Maximum heraus zu holen, wäre die Einstellung der Spiegel noch sorgfältiger durchzuführen; außerdem fehlte eindeutig die Erfahrung bei der Justierung von Spiegeln. Das spielte auch bei der Untersuchung mit dem FPI eine Rolle.

Die Abweichungen, die beim Vergleich von Theorie und Experiment beim Beamwaist auftreten, sind dadurch bedingt, dass die Linse und Spiegel nicht ideal sind, und der Strahl auch keine idealer Gaußstrahl ist und sich somit nicht exakt durch die Matrizen darstellen lassen.

Die Auflösung des Faserspektrometers eignet sich nicht, um das Modenspektrum aufzulösen, da die Frequenzabstände $(\Delta\nu)_{\text{Moden}} \approx 1,7 \text{ Hz} \dots 4,2 \text{ Hz}$ viel kleiner sind als die Auflösung des Spektrometers $(\Delta\nu)_{\text{Spektrum}} \approx 2,25 \text{ Hz}$.

Da der Wert für die Modenabstände bei der Untersuchung des offenen HeNe-Lasers doppelt so hoch ist, wie der theoretische Wert, muss sich hier offensichtlich ein Fehler in der Aufzeichnung oder bei der Berechnung bzw. Kalibrierung eingeschlichen haben, der aber trotz mehrmaligem Prüfen nicht entdeckt werden konnte.

Literatur

- [1] Versuchsanleitung, *Gaslaser*, TU Dresden, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf 2015.
- [2] Wikipedia, *Gaslaser*, <https://de.wikipedia.org/wiki/Gaslaser>, 14. 12. 2015.
- [3] Wikipedia, *Matrizenoptik*, <https://de.wikipedia.org/wiki/Matrizenoptik>, 15. 12. 2015.
- [4] J. Eichler, H.-J. Eichler, *Laser – Grundlagen, Systeme, Anwendungen*, Berlin: Springer-Verlag, 1990.
- [5] Bubinator, CC-BY-SA 3.0, <https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:He-Ne-Laser-Energieschema.svg>, 11. 12. 2015.