

WS2021

---

PPB2

---

# Laser

---

Matteo Kumar - Leonhard Schatt

---

Gruppe 3



# Informationen

<b>Versuchstag</b>	4.10.2021
<b>Versuchsplatz</b>	B11   Raum 0.05
<b>Betreuer</b>	Lisa Günther
<b>Gruppen Nr.</b>	3

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1	Laser . . . . .	6
2.1.1	Funktionsweise eines Lasers . . . . .	6
2.1.2	Drei-/Vierniveaulaser . . . . .	8
2.1.3	Spontane und stimulierte Emission . . . . .	8
2.1.4	Lasermoden . . . . .	9
2.2	Linienbreite . . . . .	10
2.2.1	Homogene Linienbreite . . . . .	10
2.2.2	Inhomogene Linienbreite . . . . .	10
2.3	Fabry-Pérot-Interferometer . . . . .	11
2.4	Gaußstrahlen . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Methodik</b>	<b>13</b>
3.1	Justierung . . . . .	13
3.2	Bestimmung des Verstärkungsfaktors . . . . .	13
3.3	Axiale Moden . . . . .	13
3.4	Gaußstrahl . . . . .	14
3.5	Transversalmoden . . . . .	14
3.6	Hologramm . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Auswertung und Diskussion</b>	<b>15</b>
4.1	Bestimmung des Verstärkungsfaktors . . . . .	15
4.1.1	Brewster- und Grenzwinkel . . . . .	15
4.1.2	Verstärkungsfaktor . . . . .	17
4.2	Axiale Lasermoden . . . . .	20
4.3	Gaußstrahlen . . . . .	25
4.3.1	Strahlausbreitungsparameter $M^2$ . . . . .	25
4.3.2	Effektive Brennweite der Linse . . . . .	36
4.3.3	Strahltaillen . . . . .	36
4.3.4	Intensität im Fokus . . . . .	38
4.4	Transversalmoden eines Lasers . . . . .	38
4.5	Hologramm . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>41</b>

## *Inhaltsverzeichnis*

<b>A Anhang</b>	<b>42</b>
A.1 Axiale Lasermoden . . . . .	42
A.2 Protokoll . . . . .	45
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>50</b>

# 1 Einleitung

Der Laser ist eines der wichtigsten Geräte, wenn es um optische Untersuchungen in Laboren geht. Nicht nur sein Gaußprofil und seine konstante Leistung, sondern auch sein schmalbandiger Frequenzbereich machen ihn zu einem in den Naturwissenschaften sehr beliebten Untersuchungsmittel. Dabei ist das Wissen zu Lasern in der breiten Bevölkerung eher durch Popkultur wie die Starwars-Reihe geprägt. Das viele der dortigen Anwendungen von Laserlicht unsinnig sind, sollte nach dem Versuch jedem klar sein - denn jeder, der einen Laser einmal justiert hat, weiß, dass dieser einem sicher ausgehen würde, wenn man diesen in ein Schwert bauen würde, welches massiven Erschütterungen ausgesetzt würde. Das Hologramm hingegen ist, wie wir in diesem Versuch sehen werden, kein reines Fantasieprodukt von Autoren. Dies werden wir am Ende des Versuches an einem echten Hologramm sehen.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Laser

#### 2.1.1 Funktionsweise eines Lasers

Ein Laser ist ein Gerät, welches nach dem gleichnamigen Prozess, der den Lichtstrahl des Lasers erzeugt, benannt ist. Das Herzstück des Lasers ist der optische Resonator (siehe Abb. 2.1). Dieser ist im Allgemeinen ein Material, was die Energie des elektromagnetischen Feldes speichern kann. Dies geschieht meistens als stehende Welle, also wenn die Länge  $L$  des Resonators

$$L = N \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (2.1)$$

ein Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Die Photonen wandern also in dieser stehenden Welle durch den Resonator. Nun werden sie an den Enden des Resonators von, hier konfokalen, Spiegeln reflektiert.

Damit die Photonen im Resonator mehr werden, benötigt man die stimulierte – oft sagt man auch induzierte – Emission. Diese führt dazu, dass ein Photon bei einem Durchlauf ein weiteres auslösen kann. Die für das Vermehren der Photonen benötigte Energie wird von der Pumpe geliefert. Diese kann optisch oder elektrisch funktionieren.

Die Energie im elektromagnetischen Feld reduziert sich durch die Absorption im Resonator und durch das Austreten von Photonen an einem Spiegel. Der Spiegel ist leicht durchlässig gebaut. Die Besonderheit des austretenden Lichtes ist, dass es in Phase, vergleichsweise konstant in seiner Leistung, spektral schmalbandig und oft polarisiert ist. Dies alles macht einen Laser zu einer guten Lichtquelle für die Anwendung im Labor.

## 2.1 Laser

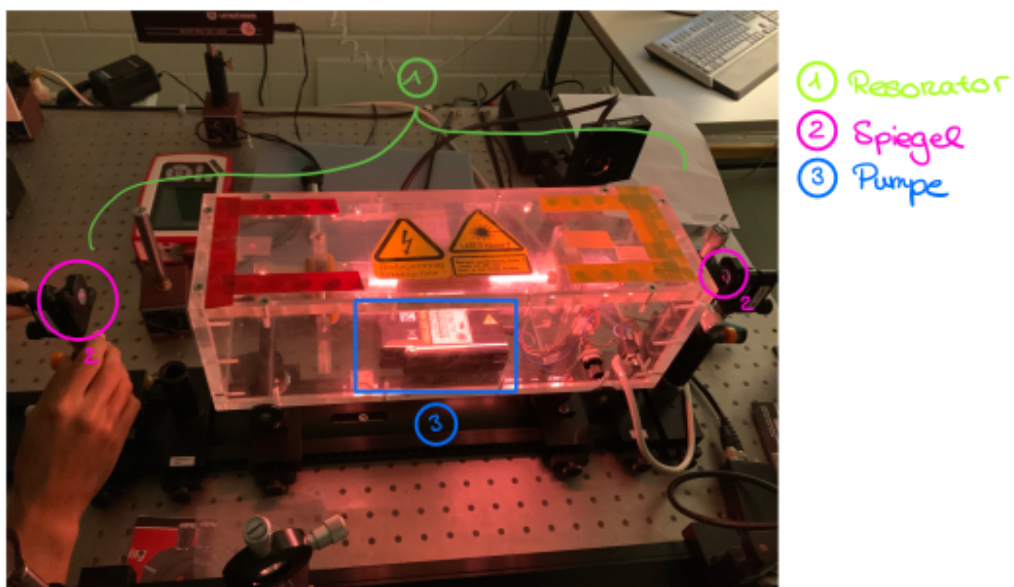


Abbildung 2.1: Elemente eines Lasers an unserem HeNe-Laser erklärt

### 2.1.2 Drei-/Vierniveaulaser

Um den Laser zu realisieren muss das obere der am Strahlungsprozess beteiligten Niveaus immer gut gefüllt sein. Man spricht hierbei von einer Inversionslage. Für die Erzeugung einer solchen muss man weitere Hilfszustände einführen. Bei einem Vierniveaulaser (siehe Abb. 2.2b) hat man zwei weitere Hilfsniveaus, eines unter dem Grundzustand und eines über dem Grundzustand. Damit kann man einen Dauerstrichlaser aufrecht erhalten, da die Inversionslage aufrecht erhalten werden kann.

Ein Dreiniveaulaser (siehe Abb. 2.2a) hat nur ein weiteres Hilfsniveau, nämlich das unter dem Grundzustand. Bei beiden Lasern pumpt man auf das höchste Energieniveau.

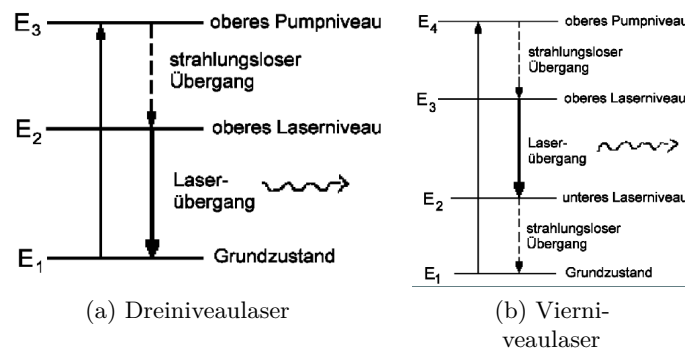


Abbildung 2.2: Drei- und Vierniveaulaser schematisch dargestellt <sup>1</sup>

### 2.1.3 Spontane und stimulierte Emission

Es existieren zwei Arten von Emission. Das zugrundeliegende Prinzip erklären wir an der spontanen Emission. Ein Photon wird emittiert, wenn ein Elektron von einem höheren in ein niedrigeres Energieniveau übergeht. Wie lange der angeregte, höherenergetische Zustand bestehen bleibt, lässt sich nicht vorhersagen. Man kann aber im Allgemeinen eine Energie-Zeit-Unschärfe abschätzen, wie Heisenberg es getan hat, und ansetzen, dass

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$$

die Zeit invers proportional zur Energie des angeregten Zustandes ist.

Die spontane Emission ist unabhängig von äußeren Faktoren, wenn es darum geht, wann das Photon emittiert wird; es muss nur ein angeregtes Atom vorhanden sein. Die spontane Emission ist wichtig um den Laser zu starten. Von ihr stammt das erste Photon, was dann durch stimulierte Emission vervielfacht wird.

Bei der stimulierten Emission läuft der selbe Prozess wie oben beschrieben ab, jedoch wird der Übergang des Elektrons in ein niedrigeres Energieniveau durch ein vorbeifliegendes

<sup>1</sup>Quelle: [http://www.pci.tu-bs.de/aggericke/PC4/Kap\\_III/Laser.htm](http://www.pci.tu-bs.de/aggericke/PC4/Kap_III/Laser.htm) eingesehen 09.10.2021



Photon stimuliert. Das bei diesem Übergang freiwerdende Photon ist in Phase mit dem ersten Photon. Man hat also aus einem Photon zwei Photonen gemacht, welche in Phase sind, wie in Abbildung 2.3 zu sehen.

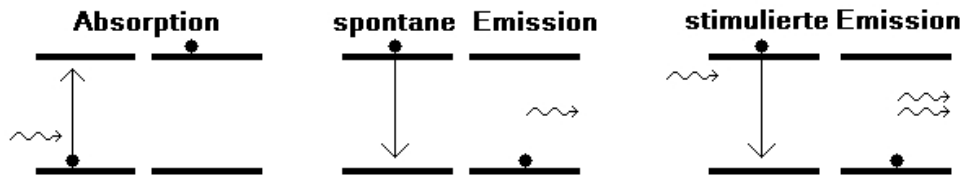


Abbildung 2.3: Prozess der Absorption, spontanen Emission und stimulierten Emission<sup>2</sup>

### 2.1.4 Lasermoden

Das Licht bildet in dem Resonator eine stehende Welle. Wie bei jeder stehenden Welle gibt es auch beim Laser Moden, hier transversale und axiale.

#### Transversale Moden

Die Moden, welche einfach zu beobachten sind, sind die transversalen Moden. Diese sind durch eine Veränderung des Strahlenprofils im Ausgang beobachtbar. Da die Symmetrie des Resonators durch die Ausrichtung der Brewsterfenster verschwindet, sieht man in x- und y-Richtung aufgespaltene Moden. Diese werden anhand der Notation  $TEM_{nm}$  benannt. Dabei ist  $n$  die Anzahl der Nullstellen in x-Richtung und  $m$  die Anzahl der Nullstellen in y-Richtung. Man kann die Moden auch erzwingen, indem man wie wir in dem Versuchsteil 4.4 eine Drahtblende einsetzten.

#### Axiale Moden

Axiale Moden kommen aus der Wechselwirkung des Strahles mit sich selbst. Dabei existieren im Resonator nur stehende Wellen, aber diese können unterschiedlich viele Knotenpunkte haben, bis die Welle insgesamt wieder an ihrem Ursprungspunkt, beispielsweise einem Knotenpunkt an einem Spiegel, in gleicher Phase ankommt. Da wir es mit einem konfokalen Resonator (siehe Abb.2.4) zu tun haben, ergibt sich also die Länge

$$L \stackrel{!}{=} k \cdot \frac{\lambda}{4n}, \quad (2.2)$$

wobei  $k$  eine frei wählbare ganze Zahl ist und  $n$  der Brechungsindex des Resonatormediums. Betrachtet man nun zwei benachbarte  $k$  so stellt man fest das der Frequenzabstand

<sup>2</sup>Quelle: [https://illumina-chemie.de/upload/30\\_66180837749063cd2437ad.jpg](https://illumina-chemie.de/upload/30_66180837749063cd2437ad.jpg) eingesehen am 09.10.2021

## 2 Grundlagen

$$\Delta\nu = \frac{c}{4L \cdot n} \quad (2.3)$$

ist, welcher für alle benachbarten  $k$  gleich ist.

Dieser Frequenz-/Modenabstand ist mit dem bloßen Auge nicht zu erkennen. Daher verwendet man ein Fabry-Pérot-Interferometer, was in Abschnitt 2.3 genauer behandelt wird.

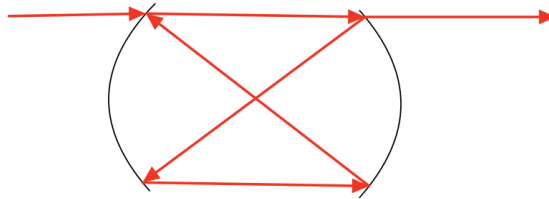


Abbildung 2.4: Konfokale Spiegel und der damit Verbundene Strahlengang. Man sieht schön, dass der Strahl viermal die Länge  $L$  überwinden muss, um am Ausgangspunkt wieder anzukommen

## 2.2 Linienbreite

### 2.2.1 Homogene Linienbreite

Die homogene Linienbreite ist die Linienbreite, die jedes Atom von selbst aufweist. Diese lässt sich nicht verringern. Sie kann beispielsweise durch die Energieunschärfe

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2.4)$$

gegeben sein. Da ein Zustand nicht unendlich lange existieren kann, muss die Energie und damit die Frequenz immer unscharf sein.

### 2.2.2 Inhomogene Linienbreite

Die inhomogene Linienbreite hängt von der Auswahl der Emitter ab. Dabei könnte diese theoretisch durch die richtige Auswahl der Emitter in der Messung verringert werden. Das klassische Beispiel ist die Dopplerverschiebung im Spektrum eines Lasers. Die Atome in dem Gas bewegen sich alle unterschiedlich schnell. Daher ist auch die Verbreiterung der Linie, die durch die Addition der einzelnen Linien zustande kommt, von diesen abhängig. Sollte man es durch einen geschickten Aufbau schaffen nur gleich schnelle Atome zu beobachten, wie man das im Versuch dopplerfreie Spektroskopie macht, kann man die Linienbreite reduzieren.

## 2.3 Fabry-Pérot-Interferometer

Das Fabry-Pérot-Interferometer ist ein Messgerät, welches dazu dient, die Wellenlänge von elektromagnetischer Strahlung zu messen. Es basiert im Wesentlichen auf dem Prinzip der konstruktiven und destruktiven Interferenz. Dabei funktioniert das Fabry-Pérot-Interferometer so, dass zwei Spiegel einen optischen Resonator bilden. Das heißt, es werden nur bestimmte, zum Resonator passende Frequenzen durchgelassen. Dadurch ergibt sich bei einer Bestrahlung mit einem Licht mit allen Frequenzen ein Muster wie in Abbildung 2.5 gezeigt.

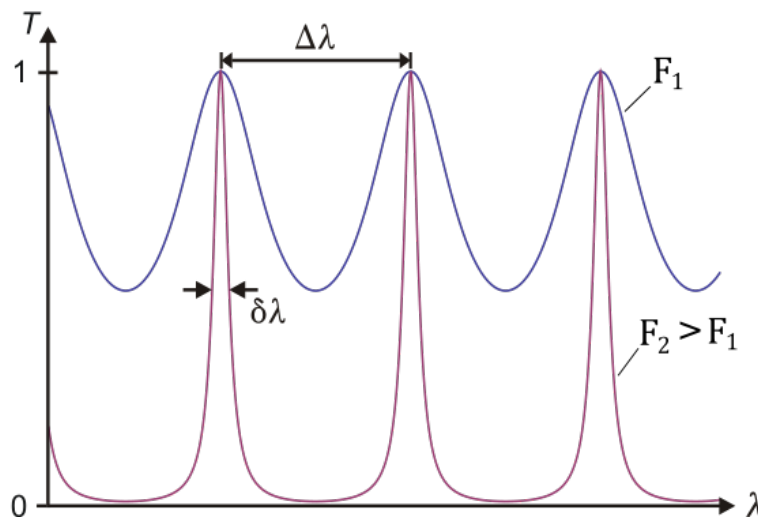


Abbildung 2.5: Transmissionsspektrum des Fabry-Pérot-Interferometers für verschiedene Finessen

Dabei sieht man in Abbildung 2.5 schön, was unterschiedliche Finessen grafisch bedeuten. Die Finesse

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (2.5)$$

ist das Verhältnis der Linienbreite zum Abstand der Moden. Der freie spektrale Bereich  $\Delta\nu_{\text{FSR}}$  ergibt sich äquivalent zu Gleichung 2.3.

## 2.4 Gaußstrahlen

Das optische Konzept des Gaußstrahls zeichnet sich dadurch aus, dass der entsprechende Lichtstrahl, wenn man ihn senkrecht zur Ausbreitungsrichtung schneidet, ein Gaußprofil aufweist. Dieses ist jedoch in der Weite des Gaußstrahles nicht konstant. Der Strahl hat eine Strahltaile wie in Abbildung 2.6 zu sehen.

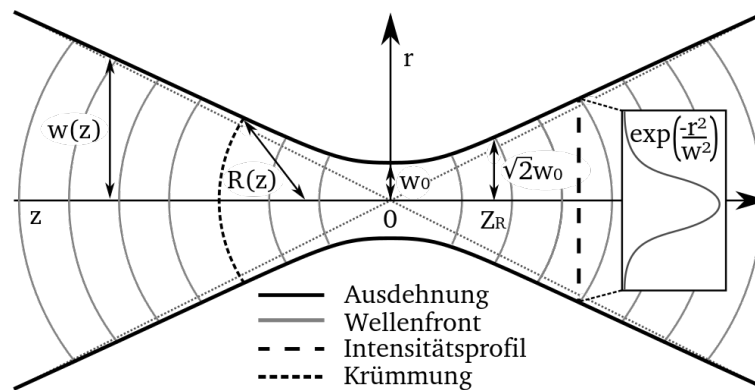


Abbildung 2.6: Strahltaille eines Gaußstrahls. Bild ist ein Querschnitt durch den Gaußstrahl entlang der Ausbreitungsrichtung, Bild von Aleph, <http://commons.wikimedia.org>

## Strahlausbreitungsfaktor

Der Strahlausbreitungsfaktor kommt aus dem Strahlparameterprodukt. Dieses besagt, dass

$$M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} = \varphi \cdot \omega_0$$

wobei  $\varphi$  der halbe Öffnungswinkel im Fernfeld,  $\omega_0$  der Radius des Laserstrahls an seiner dünnsten Stelle,  $M^2$  die Beugungsmaßzahl und  $\lambda$  die Wellenlänge ist.

## 3 Methodik

### 3.1 Justierung

Zunächst wurde der Laser aufgebaut und justiert. Dazu wurde als Erstes ein Hilfsaser parallel zur Tischoberfläche in ca. 21,5 cm Höhe mithilfe einer Lochblende ausgerichtet. Dieser soll bei der Ausrichtung der Spiegel helfen. Danach wurde die Plasmaröhre mit dem laseraktiven Material eingesetzt und so ausgerichtet, dass das passierende Licht auf einem Blatt Papier in einigem Abstand ein möglichst rundes Abbild darauf warf und möglichst hell war. Im Anschluss wurde der totalreflektierende Spiegel so eingesetzt, dass der Laserstrahl diesen mittig traf und das Licht in die Richtung reflektierte, aus der es kam. Dazu wurde eine Irisblende verwendet. Auf der anderen Seite der Röhre wurde nun der Auskoppelspiegel so eingesetzt, dass dessen Rückreflex sich mit dem Hilfsaserstrahl deckte und dass der Gesamtresonator eine Länge von ca. 50 cm hatte (aus  $g_1 g_2 \leq 1$ ). Der Laser sprang danach sofort an, sobald die Pumpspannung eingeschaltet wurde. Der Laserstrahl wurde auf ein Powermeter gelenkt, sodass die Feinjustierung durch abwechselndes Verstellen der Spiegel so durchgeführt werden konnte, dass die Leistung des Lasers maximal wurde. Unsere erreichte Leistung lag bei 2,33 mW.

### 3.2 Bestimmung des Verstärkungsfaktors

Zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors werden gezielt Verluste im Resonator erzeugt, in diesem Fall durch ein Glasplättchen, das in den Strahlengang im Resonator eingebracht wurde. Abhängig von dessen Winkel werden unterschiedliche Anteile des Strahls im Resonator reflektiert bzw. transmittiert, wodurch die emittierte Leistung des Lasers aus dem Resonator variiert.

Zunächst wurde der Drehtisch, auf dem das Plättchen befestigt war, so justiert, dass der Stahl senkrecht auf das Plättchen trifft. Dies war bei einem Winkel von  $21,19^\circ$  der Fall. Anschließend wurde der Winkel von  $60^\circ$ - $90^\circ$  in  $0,01^\circ$ -Schritten variiert und die Leistung des Lasers mittels einer Photodiode gemessen und aufgenommen.

### 3.3 Axiale Moden

Zur Messung der axialen Moden wurde der Laser möglichst parallel in ein durchstimmbares konfokales Fabry-Pérot-Interferometer geführt. Die vom Interferometer durchgelassene Intensität wurde dann von einer Photodiode detektiert, verstärkt um einen Faktor 100

### 3 Methodik

und dann graphisch dargestellt. Die Rampenspannung des Interferometers wurde dann so eingestellt, dass man zweimal den freien Spektralbereich sehen konnte. Dies war daran zu erkennen, dass man genau zweimal das gleiche Bild nebeneinander auf dem Oszilloskop sah.

Um das Verstärkungsprofil zu bestimmen, haben wir das Oszilloskop auf einen Modus gestellt, bei dem es alle Spuren überlagert. Dies haben wir getan und haben den Tisch mit leichten Erschütterungen zum Vibrieren gebracht. Das entstandene Bild wurde aufgenommen.

Daraufhin wurde ein Etalon ( $FSR$  10 GHz) in den Strahlengang eingebracht und so eingestellt, dass annähernd ein single-mode Betrieb gewährleistet war. Mithilfe einer schnellen Photodiode und eines Spektrumanalysators wurde ein Screenshot der Lage des Peaks gemacht. Anschließend wurde ein Glasplättchen in den Strahlengang eingebracht und der (leicht) verschobene Peak erneut aufgenommen.

## 3.4 Gaußstrahl

Um den Strahlausbreitungsparameter eines Gaußstrahls zu berechnen, wurden nacheinander der Experimentierlaser und der Hilfs laser auf eine Linse (feste Position) gelenkt. Nach Durchquerung dieser wurde mittels einer CCD-Kamera ein Profil der einfallenden Intensität aufgenommen. Dies geschah anhand eines vertikalen und eines horizontalen Schnitts durch das Strahlprofil mithilfe der Software 'Laserscan', wodurch sich in Näherung zwei Gaußkurven ergaben. Zudem wurden auch 2D-Plots der Intensität aufgenommen. Um den Chip in der Kamera nicht zu übersteuern wurden Graufilter in verschiedenen Stärken verwendet.

## 3.5 Transversalmoden

Zur Darstellung der Transversalmoden wurde der Strahl durch eine Linse aufgeweitet und auf einen in ca. 50 cm entfernten weißen Schirm umgelenkt. Durch Einbringung einer Drahtblende in verschiedenen Positionen relativ zum Strahl und Veränderung der Spiegelstellungen konnten verschiedene Transversalmoden auf dem Schirm sichtbar gemacht und photographiert werden. Am Ende dieses Versuchsteils erlosch der Laser, da ein Spiegel, den wir verstellten, nicht korrekt festgeschraubt war, und dessen Position nicht wiederhergestellt werden konnte.

## 3.6 Hologramm

Da der Experimentierlaser erloschen war, strahlten wir mit dem Hilfs laser auf das Hologramm, welches dann betrachtet werden konnte. Dabei war die Qualität des entstandenen Bildes eher mäßig.

## 4 Auswertung und Diskussion

### 4.1 Bestimmung des Verstärkungsfaktors

#### 4.1.1 Brewster- und Grenzwinkel

Bei der Aufnahme des Intensitätsplots übersteuerte die Diode teilweise, weshalb Abb.4.1, in dem die transmittierte Intensität in relativen Einheiten gegen den Einfallswinkel aufgetragen ist, nicht den vollständigen Verlauf zeigt, da der Graph bei der relativen Einheit 1 abgeschnitten ist.

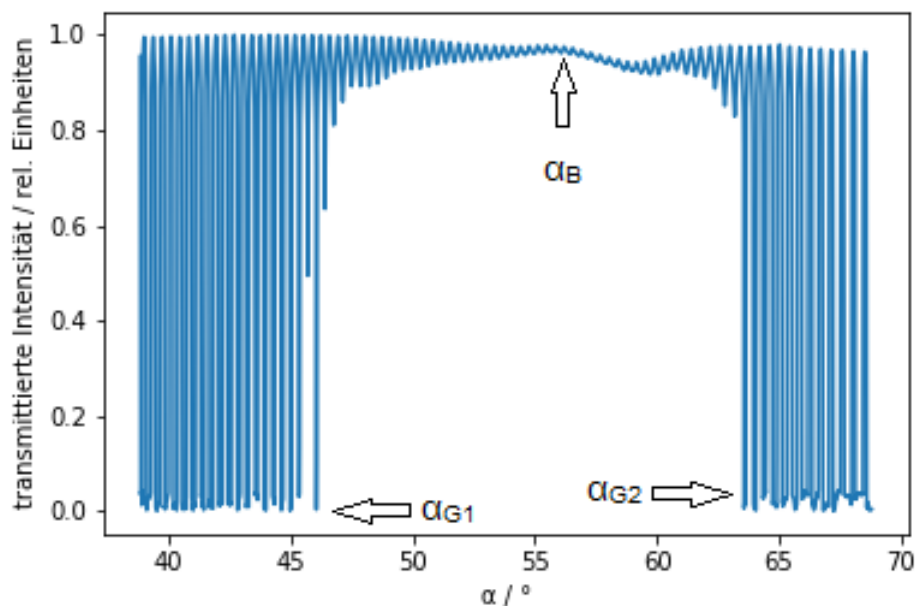


Abbildung 4.1: Der Winkel des in den Resonator eingebrachten Glasplättchens  $\alpha$  wird von  $60^\circ$ - $90^\circ$  in  $0,01^\circ$ -Schritten variiert. Aufgetragen ist die transmittierte Intensität des Lasers in relativen Einheiten gegen  $\alpha$  in Grad. Dabei übersteuerte die verwendete Photodiode regelmäßig. Auffällig ist der oszillierende Verlauf. Zudem sind die Grenzwinkel  $\alpha_G$  und der Brewsterwinkel  $\alpha_B$  eingezeichnet.

#### 4 Auswertung und Diskussion

Im Graphen ist zunächst einmal der oszillierende Verlauf des Transmissionskoeffizienten auffällig. Dies lässt sich durch die Airy-Formel für die transmittierte Intensität erklären. Sie lautet

$$I_T = I_0 \frac{1}{1 + F \sin^2(\frac{\Delta\phi}{2})} \quad (4.1)$$

mit den Abkürzungen

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad \text{und} \quad \Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}, \quad (4.2)$$

wobei  $R$  der Reflektionskoeffizient ist.

In Gl.4.1 ist zu sehen, dass das  $I_T = I_0$  für  $\sin^2(\frac{\Delta\phi}{2}) = 0$  gilt. Da  $\Delta\phi$  wiederum von  $\sin^2 \alpha$  abhängt, oszilliert auch die transmittierte Intensität.

Der Brewsterwinkel  $\alpha_B$  ist derjenige Winkel, bei dem zur Einfallsebene parallel polarisiertes Licht vollständig transmittiert wird. Folglich erwarten wir  $\alpha_B$  im absoluten Maximum in Abb.4.1. Da die Photodiode aber regelmäßig übersteuerte, ist diese Identifizierung in diesem Fall nicht möglich. Stattdessen können wir aber einfach das maximale Minimum der transmittierten Intensität auslesen und für den Ablesefehler den Bereich der benachbarten Maxima einschließen, wodurch dieser sich zu  $0,2^\circ$  ergibt. Dazu muss noch der Fehler aus der Justage des Plättchens berücksichtigt werden. Da diese nicht ganz einfach war, soll dieser  $0,5^\circ$  betragen. Somit ergibt sich ein Brewsterwinkel von

$$\alpha_B = (55,7 \pm 0,6)^\circ.$$

Die Grenzwinkel  $\alpha_G$  sind definiert als die Winkel, bei denen der Laser erstmals anspringt bzw. erlischt, die transmittierte Intensität also auf 0 abfällt. Diese lesen sich ab zu

$$\alpha_{G1} = (46,1 \pm 0,5)^\circ \quad \text{und} \quad \alpha_{G2} = (63,6 \pm 0,5)^\circ,$$

wobei wieder der Fehler der Justage berücksichtigt wurde. Der Brewsterwinkel ist verknüpft mit dem Brechungsindex über die Beziehung

$$\tan \alpha_B = \frac{n_2}{n_1}.$$

Für  $n_1 = 1$  (Luft) folgt der Brechungsindex des Glasplättchens mit Fehlerfortpflanzung zu

$$n_{\text{Glas}} = 1,466 \pm 0,033,$$

was innerhalb des Fehlers sehr gut mit dem Brechungsindex von Quarzglas übereinstimmt, der bei 1,45886 liegt. (D. Mende (2016), S.302) Demnach kann unser Ergebnis für  $\alpha_B$  als sinnvoll angesehen werden.  $\alpha_B$  und die  $\alpha_G$  sind auch in Abb.4.1 eingezeichnet. Dabei ist eine leichte Asymmetrie des Graphen bezüglich  $\alpha_B$  zu erkennen. Gl.4.1 ist zwar auf den ersten Blick symmetrisch, doch betrachtet man das darin vorkommende  $F$  in Gl.4.2 genauer, so stellt man eine Abhängigkeit vom Reflektionskoeffizienten  $R$  fest. Dieser ist über die Fresnel'schen Formeln definiert als

$$R = \left( \frac{E_{0r}}{E_{0e}} \right)^2 = \left( \frac{n_2 \cos \alpha - \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + \cos \beta} \right)^2 = \left( \frac{n_2^3 \cos \alpha - (n_2^2 - \sin^2 \alpha)}{n_2^3 \cos \alpha + (n_2^2 - \sin^2 \alpha)} \right)^2,$$



#### 4.1 Bestimmung des Verstärkungsfaktors

wobei  $n_1 = 1$  angenommen wurde. In dieser Gleichung ist zu sehen, dass der Reflektionskoeffizient  $R$  wiederum von  $\alpha$  abhängt. Trägt man diese nun gegeneinander auf, so ist zu erkennen, dass keine Symmetrie bezüglich  $\alpha_B$  existiert (Demtröder (2017), S.224). Deshalb ist auch im Graphen der transmittierten Intensität eine solche Asymmetrie zu sehen.

##### 4.1.2 Verstärkungsfaktor

Um den Verstärkungsfaktor des laseraktiven Mediums zu berechnen, ist es sinnvoll zunächst einmal die Gewinn-Verlust-Bilanz bei einem Durchlauf im Resonator aufzustellen. Dazu betrachte man Abb.4.2, die aus dem Versuchsskript entnommen wurde. Im

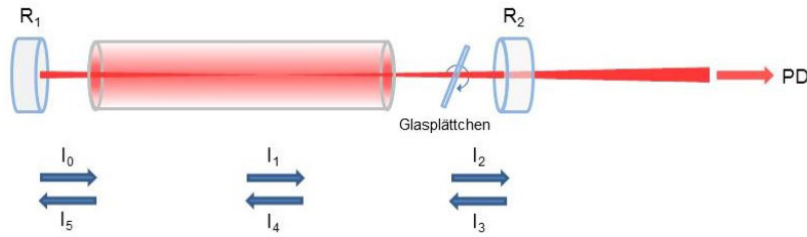


Abbildung 4.2: Schematischer Durchlauf durch den Resonator mit eingebautem Glasplättchen; aus dem Versuchsskript entnommen.

Resonator berechnet sich die Intensität  $I_6$  nach einem Durchlauf (die in Abb.4.2 äquivalent zu  $I_0$  liegt) wie folgt:

$$\begin{aligned}
 I_6 &= R_1 I_5 = \\
 &= R_1 v I_4 = \\
 &= R_1 v T I_3 = \\
 &= R_1 v T R_2 I_2 = \\
 &= R_1 v T^2 R_2 I_1 = \\
 &= R_1 v^2 T^2 R_2 I_0
 \end{aligned}$$

Hierbei sind  $R_{1/2}$  die Reflektionskoeffizienten der Spiegel 1 bzw. 2 und  $T$  der Transmissionskoeffizient des Glasplättchens. Im Bereich der Grenzwinkel ist die Gewinn-Verlust-Bilanz ausgeglichen, der Resonator ist im Leerlaufmodus ( $I_0 \rightarrow 0$ ). Mit der Bedingung  $I_0 = I_6$  folgt für den Verstärkungsfaktor

$$v = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 T}}.$$

#### 4 Auswertung und Diskussion

Nimmt man die Strahlung durch das Glasplättchen als verlustfrei an, so gilt  $T = 1 - R$  und über die Fresnell'sche Formel

$$R = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)}$$

folgen mit dem Snellius'schen Brechungsgesetz

$$\beta = \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{n_{\text{Glas}}}\right)$$

die Verstärkungsfaktoren für  $\alpha_{G1}$  und  $\alpha_{G2}$  zu

$$v_1 = 1,0168 \pm 0,0004 \quad \text{und} \quad v_2 = 1,020 \pm 0,011,$$

wobei folgende Beziehungen für die Fehlerrechnung verwendet wurden:

$$\begin{aligned} s_v &= \frac{s_R}{\sqrt{R_1 R_2 (1 - R)^2}} \\ s_R &= \sqrt{(\partial_\alpha R s_\alpha)^2 + (\partial_n R s_n)^2} \\ \partial_\alpha R &= \frac{\frac{(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}) \tan(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos^2(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} - \frac{(1 + \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}) \tan(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos^2(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}}{\tan^2(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} \\ \partial_n R &= \frac{\sin \alpha \left( \frac{\tan(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos^2(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} - \frac{\tan(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos^2(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} \right)}{\tan^2(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} \end{aligned}$$

Mittelt man über beide Verstärkungsfaktoren, so erhält man einen Verstärkungsfaktor von

$$v = 1,019 \pm 0,005.$$

Dies entspricht den Erwartungen, dass im Leerlauf der Verstärkungsfaktor ungefähr 1 ist. Verwendet man nun nicht die Näherung, dass das Glas absorptionsfrei ist, so berechnet sich  $T$  über die Airy-Formel zu

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}\right)}$$

mit den Abkürzungen aus Gl.4.2.

Kennt man nun die Dicke  $d$  und nimmt den Winkel  $\alpha$  als gegeben an, kann man den Fehler von o.B.d.A.  $v_1$  wie folgt berechnen ( $v_2$  funktioniert analog und liefert keinen Mehrwert):

$$s_{v_1} = \sqrt{(\partial_d v s_d)^2 + (\partial_n v s_n)^2},$$

#### 4.1 Bestimmung des Verstärkungsfaktors

wobei sich die partiellen Ableitungen ergeben zu:

$$\begin{aligned}\partial_d v &= \frac{F}{\sqrt{R_1 R_2}} \sin\left(\frac{4\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}\right) \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \\ \partial_n v &= \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \left[ F \sin\left(\frac{4\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}\right) \frac{2nd\pi}{\lambda \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right. \\ &\quad + \sin^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}\right) \frac{4(1-R)^2 + 8(1-R)R}{(1-R)^4} \frac{\sin \alpha}{n \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \tan^2(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} \\ &\quad \cdot \left( \frac{\tan(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos^2(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} - \frac{\tan(\alpha + \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))}{\cos^2(\alpha - \arcsin(\frac{\sin \alpha}{n}))} \right) \Big]\end{aligned}$$

Ziel ist es, den Fehler für die Dicke des Plättchens  $s_d$  so zu bestimmen, dass die selbe Ungenauigkeit wie bei der Drehspiegelmethode erzielt wird. Aus der Gleichsetzung der Fehler  $s_{v_1}$  folgt dann

$$s_d = \sqrt{s_{v_1}^2 - (\partial_n v s_n)^2} (\partial_d v)^{-1}.$$

Für  $d = 150 \mu\text{m}$  (aus Versuchsskript),  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  und den bisher berechneten Werten kommt es zu keinem sinnvollen Ergebnis, da schon alleine der Fehleranteil des Brechungsindices bei der Bestimmung über die Plättchendicke größer ist als der Gesamtfehler der Drehspiegelmethode. Nimmt man nun auch  $n$  als fehlerfrei an, so ergibt sich

$$s_d = \frac{s_{v_1}}{\partial_d v} = 2,4 \text{ nm},$$

was ein sehr niedriger Wert ist, der mit einfachen Messmethoden nicht zu erreichen ist. Demnach ist entweder der Vergleich der Fehler selbst fehlerhaft oder die Drehspiegelmethode liefert wesentlich präzisere Ergebnisse.

Die Plättchendicke lässt sich über die Interferenzbedingung zusammen mit Gl.4.2 bestimmen:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \stackrel{!}{=} 2\pi m \quad (4.3)$$

Hierbei ist  $m$  eine ganze Zahl. Liest man nun die Maxima bei  $m$  und  $m+i$  aus, so ergibt sich  $d$  aus Gl.4.3 zu

$$d = \frac{i\lambda}{2(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_{m+i}} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m})}.$$

Mit  $\alpha_m = (39,0 \pm 0,6)^\circ$  und  $\alpha_{m+79} = (68,6 \pm 0,5)^\circ$  folgt

$$d = (131 \pm 5) \mu\text{m}.$$

#### 4 Auswertung und Diskussion

Für die Fehlerrechnung wurden folgende partielle Ableitungen verwendet:

$$\partial_n d = \frac{-in\lambda}{2} (\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_{m+i}} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m})^{-2} \left( \frac{1}{n^2 - \sin^2 \alpha_{m+i}} - \frac{1}{n^2 - \sin^2 \alpha_m} \right)$$
$$\partial_{\alpha_{m/m+i}} d = \frac{i\lambda}{2} (\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_{m+i}} - \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_m})^{-2} \left( \frac{\mp \sin(2\alpha_{m/m+i})}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_{m/m+i}}} \right)$$

Die Dicke stimmt in der Größenordnung mit der Angabe von  $150 \mu\text{m}$  im Versuchsskript überein, jedoch nicht innerhalb des berechneten Fehlers. Entweder wurde dieser zu klein abgeschätzt oder, was unserer Meinung nach wahrscheinlicher ist, in der Angabe im Skript ist im Wort 'circa' eine größere Abweichung enthalten.

### 4.2 Axiale Lasermode

Den Abstand der Lasermode bestimmen wir einfach durch Ablesen am Oszilloskop. Zuvor müssen wir aber herausfinden, wie das Zeitsignal auf der x-Achse des Oszilloskops mit der Frequenz zusammenhängt.

Dazu nehmen wir zweimal den selben Peak, aber in zwei nebeneinanderliegenden Darstellungen auf Channel 1 in Abbildung 4.3. Dieser Abstand entspricht dem freien Spektralbereich des Interferometers. Dieser ist bei dem hier verwendeten Gerät 2 GHz. Man könnte ebenfalls das Triggersignal verwenden, aber an den Peaks kann man das Maximum leichter ablesen. Man erhält also den Umrechnungsfaktor

$$m = (152 \pm 7) \frac{\text{MHz}}{\text{ms}}$$

für die Umrechnung

$$\Delta\nu = m \cdot \Delta t \quad (4.4)$$

von der vom Oszilloskop ausgegebenen Zeitdifferenz in Frequenzen  $\nu$ .

#### Abstand und Linienbreite Axialer Lasermode

Den Abstand der Mode bestimmt man auch grafisch aus Abbildung A.1. Aus diesem erhält man

$$\Delta t = (1,660 \pm 0,086) \text{ ms}$$

und mit der Umrechnung aus Gleichung 4.4 erhält man

$$\delta\nu = (252 \pm 17) \text{ MHz} \quad (4.5)$$

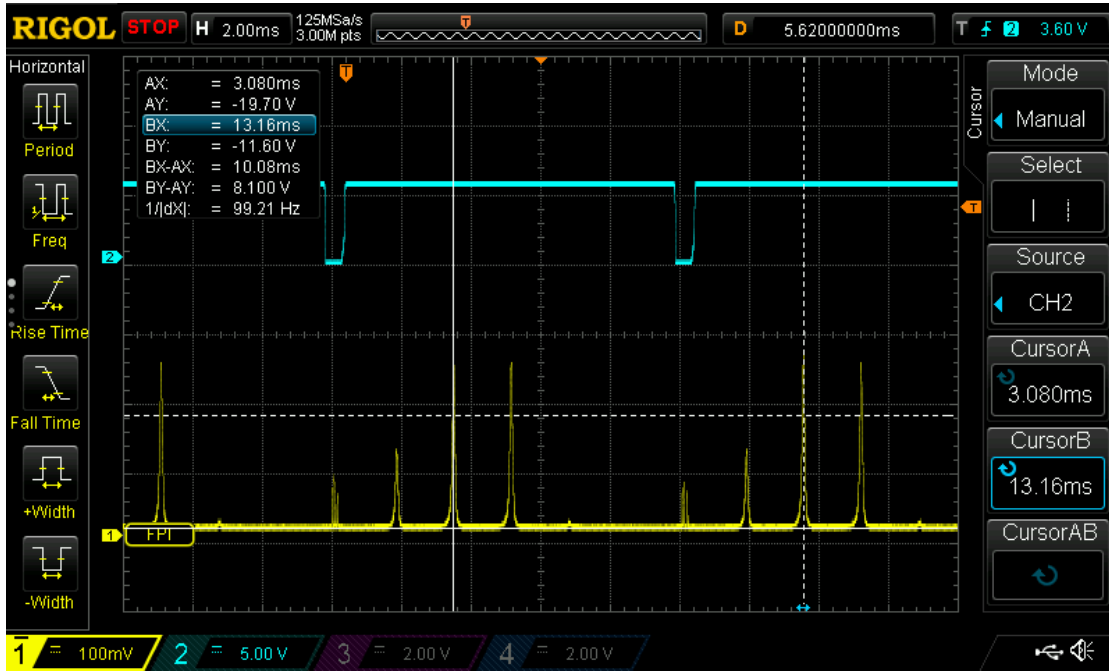


Abbildung 4.3: Longitudinale Lasermoden mit dem Fabry-Pérot aufgenommen. Channel 1 ist das Messsignal und Channel 2 ist des Triggersignal des Interferometers. Gekennzeichnet sind mit den x-Marker zwei gleich Peaks.

den Abstand zweier longitudinaler Lasermoden. Die Unsicherheit wird hierbei aus geschätzter Ableseunsicherheit und der Unsicherheit der Kalibrierung mittels Fehlerfortpflanzung berechnet. Auf selbe Weise wird

$$\Delta\nu_{\text{multi}} = (13,3 \pm 1,5) \text{ MHz} \quad (4.6)$$

auch die Linienbreite (FWHM) aus Abbildung A.2 bestimmt. Gleiches tun wir auch für die einzelne Mode aus Abbildung A.3. Damit erhalten wir die Werte, welche in Tabelle 4.1 dargestellt sind.

Der Modenabstand kann auch theoretisch mit Gleichung 2.3 berechnet werden. Dabei erhalten wir mit dem einer Resonatorlänge  $L = 540 \pm 5 \text{ mm}$  und einem angenommen Brechungsindex  $n = 1$  einen Modenabstand von  $\delta\nu_{\text{theo}} = 138 \pm 2 \text{ MHz}$ . Dabei ist das offensichtlich nicht wahr. Die konfokalen Spiegel erzeugen anscheinend eine ganz normale stehende Welle, welche nach zweimaligem Durchlaufen des Resonators wieder ihren Anfangspunkt trifft. Damit erhält man

$$\delta\nu_{\text{theo}} = 277 \pm 3 \text{ MHz} \quad (4.7)$$

als theoretischen Wert. Dieser stimmt im Rahmen des Fehlers nicht ganz mit unsere Werten überein, die Größenordnung ist jedoch richtig. Die Unterschiede lassen sich

#### 4 Auswertung und Diskussion

Messgröße	Symbol	Wert in MHz
Freier spektraler Bereich	$\Delta\nu_{\text{FSB}}$	2000
Modenabstand	$\delta\nu$	$252 \pm 17$
FWHM (multi-mode)	$\Delta\nu_{\text{multi}}$	$13,3 \pm 1,5$
FWHM (single)	$\Delta\nu_{\text{single}}$	$16,7 \pm 2,6$

Tabelle 4.1: Freier spektraler Bereich, Modenabstand, Halbwertsbreite des He-Ne-Laser und dem dazugehörendem konfokalem Fabry-Pérot-Interferometer

dadurch erklären, dass der Brechungsindex im Resonator nicht genau 1 ist. Dies verfälscht den theoretischen Wert.

#### Verstärkungsprofil

Die verursachten Erschütterungen führten zu Längenänderungen im Resonator, sodass die Peaks der Moden gewackelt haben. Somit kann man, wenn man mit den Linien wackelt, ein ungefähres Bild bekommen, wie das Verstärkungsprofil des Verstärkers aussieht. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 sichtbar.

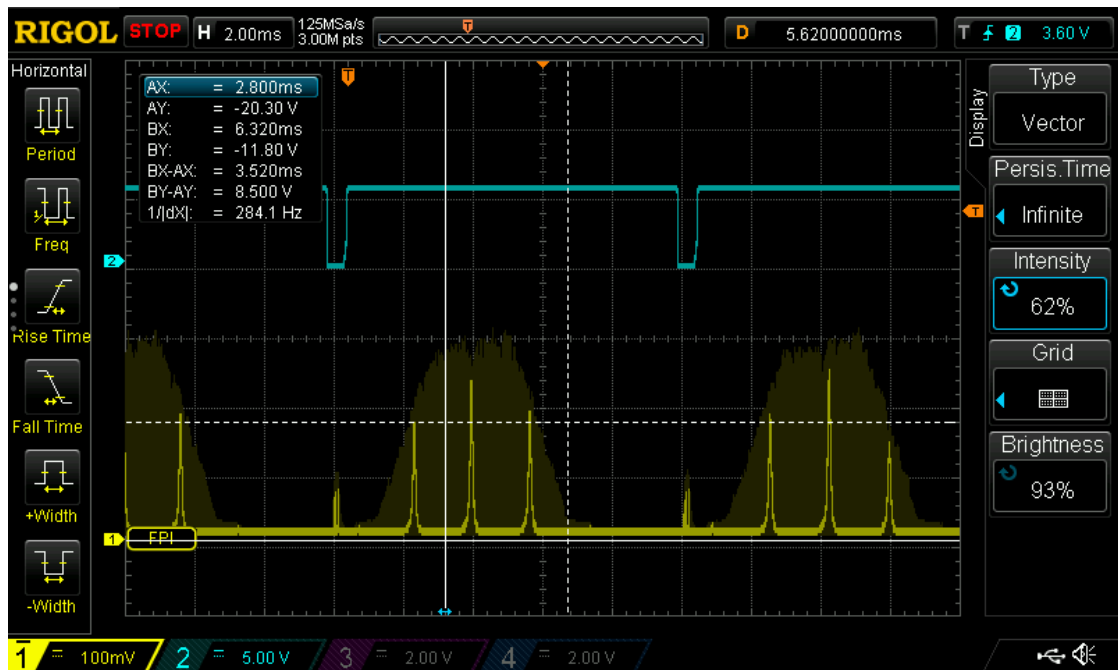


Abbildung 4.4: Longitudinale Lasermoden mit dem Fabry-Pérot aufgenommen. Durch Erschütterung wurde das Verstärkungsprofil sichtbar gemacht.

Von diesem schätzen wir die Halbwertsbreite ab, soweit möglich. Die Halbwertsbreite

$$\Delta\nu_{\text{Verstaerkungsprofil}} = 532 \pm 80 \text{ MHz} \quad (4.8)$$

hat einen relativ großen Fehler, da man die Spitze des Verstärkungsprofils nicht genau sehen kann und daher abschätzen muss. Dies ist auch sinnvoll, da die Breite des Verstärkungsprofils mehrmals den Modenabstand beinhalten sollte.

### Finesse und Auflösungsvermögen

Die Finesse und das Auflösungsvermögen sind zwei Größen, die zur Charakterisierung des Resonators nützlich sind. Die Finesse ist dabei definiert über das Verhältnis

$$\mathcal{F} = \frac{\delta\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu} \quad s_{\mathcal{F}} = \sqrt{\left(\frac{s_{\Delta\nu} * \delta\nu_{\text{FSR}}}{\Delta\nu^2}\right)^2 + \left(\frac{s_{\delta\nu}}{\Delta\nu}\right)^2} \quad (4.9)$$

des freien Spektralbereichs zur Linienbreite. Die Auflösung

$$A = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{c}{\lambda\Delta\nu} \quad s_A = A\sqrt{\left(\frac{s_{\Delta\nu}}{\Delta\nu}\right)^2} = A\frac{s_{\Delta\nu}}{\Delta\nu} \quad (4.10)$$

ist hingegen das Verhältnis der Linienbreite zur Frequenz der Spektrallinie. Dabei wurde die Frequenz durch die Lichtgeschwindigkeit  $c$  und die angegeben Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers (632,8 nm) berechnet.

$$\mathcal{F} = 119 \pm 19 \quad (4.11)$$

$$A = (28,3 \pm 4,4) \cdot 10^6 \quad (4.12)$$

### Mischfrequenzen

Die Bestimmung der Mischfrequenzen dient der Verifizierung des Frequenzabstands. Dabei können wir leider nicht das elektrische Feld anhand seiner Intensität direkt messen, da dieses zu hochfrequent ist. Was wir aber messen können, sind die niederfrequenten Anteile, welche sich aus den Mischtermen ergeben. Dabei erwarten wir in etwa den Modenabstand zu erhalten. Bei der Aufnahme ist es relativ schwierig einen Wert abzulesen, da wir zwei kleine Peaks nebeneinander sehen. Die Mischfrequenz

$$\Delta\nu_{\text{Misch1}} = (281,93 \pm 0,40) \text{ MHz}$$

hat trotzdem noch deutlich weniger Unsicherheit als der vorher bestimmte Wert. Auch dieser liegt nahe am theoretischen Wert aus Gleichung 4.7 und dem Wert des Modenabstandes aus Tabelle 4.1. Die Messunsicherheiten der drei Messungen überlappen leider nicht. Das ist ein Hinweis darauf, dass es noch Fehlerquellen im Hintergrund gibt, welche wir nicht berücksichtigt haben.

### Laser als Längenmessgerät

Durch das Einbringen des Glasplättchens verlängern wir den optischen Weg im Resonator. Dabei müssen wir festhalten, dass es sich bei unserem Resonator um einen konfokalen Resonator handelt. Es sieht im Spektrum so aus, als hätten wir den Resonator verlängert. Diese Verlängerung

$$\Delta L = d \cdot n - d$$

berechnet sich aus der Dicke  $d$  des Plättchens und dem Brechungsindex  $n$  des Glasplättchens. Allgemein ist der Modenabstand

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L \cdot n}$$

abhängig von der Länge des Resonators. Bei einem konfokalem Laser ist er sogar abhängig von

$$\Delta\nu = \frac{c}{4L \cdot n},$$

da der Laserstrahl vier Mal  $L$  zurücklegen muss um mit sich selbst zu interagieren<sup>1</sup> Damit ergibt sich bei für die Dicke

$$d = \frac{c}{4(n-1)} \cdot \left( \frac{1}{\Delta\nu_{\text{Misch2}}} - \frac{1}{\Delta\nu_{\text{Misch1}}} \right) \quad (4.13)$$

des Plättchens, wobei Mischfrequenz 2  $\Delta\nu_{\text{Misch2}} = (281,90 \pm 0,40)$  MHz die Frequenz des verlängerten Resonators ist.

Mit dem Brechungsindex von 1,46 aus vorherigem Versuchsteil erhält man

$$d = (0,06 \pm 0,90) \text{ mm}, \quad (4.14)$$

was aber im Rahmen des Fehlers ein realistischer Wert ist. Der Fehler ist aber vergleichsweise groß. Das liegt unter anderem daran, dass die Abstände der Mischfrequenzen viel kleiner als ihre Fehler sind. Man sieht, dass es sich die Methode mäßig zum bestimmen von Längen eignet, wenn es sich um so kleine Strecken handelt. Bei größeren Längenunterschieden sollte die Methode jedoch funktionieren.

---

<sup>1</sup>[https://www.uni-muenster.de/Physik.AP/Denz/Studieren/Lehrveranstaltungen/photonik\\_ws1213\\_laser.html](https://www.uni-muenster.de/Physik.AP/Denz/Studieren/Lehrveranstaltungen/photonik_ws1213_laser.html), Eingesehen: 07.10.2021



## 4.3 Gaußstrahlen

### 4.3.1 Strahlausbreitungsparameter $M^2$

#### ohne Fernfeldnäherung

Für die Breite eines idealen Gaußstrahls gilt laut Skript

$$w_G(z) = w_{0,G} \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_{0,G}^2} \right)^2}.$$

Damit ergibt sich für den Strahldurchmesser

$$d_G(z) = 2w_G(z) = 2w_{0,G} \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_{0,G}^2} \right)^2} = d_{0,G} \sqrt{1 + \left( \frac{4\lambda z}{\pi d_{0,G}^2} \right)^2}.$$

Weicht der Strahl nun von einem idealen Gaußstrahl ab, so wird sein Durchmesser um den Faktor  $M$  größer. Er berechnet sich nach

$$d(z) = M d_{0,G} \sqrt{1 + \left( \frac{4\lambda z}{\pi d_{0,G}^2} \right)^2} = d_0 \sqrt{1 + \left( \frac{4M^2 \lambda z}{\pi d_0^2} \right)^2},$$

wobei  $d_0$  hier der Durchmesser der Strahltaillie des nicht-idealen Gaußstrahls ist. Für einen Abstand  $z = -(L_2 - L_1)/2$  ergibt sich also

$$\begin{aligned} d_1 &= d(-(L_2 - L_1)/2) = d_0 \sqrt{1 + \left( \frac{-(L_2 - L_1)2M^2\lambda}{\pi d_0^2} \right)^2} \\ \Leftrightarrow M^2 &= \frac{\pi d_0^2}{2\lambda(L_2 - L_1)} \sqrt{\left( \frac{d_1}{d_0} \right)^2 - 1}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

was die Formel zur Berechnung des Strahlausbreitungsparameters aus dem Skript ist.

Im Folgenden soll mithilfe dieser Formel der Strahlausbreitungsparameter für den Experimentier- und den Hilfsaser bestimmt werden. Dazu wurde die Intensität der Strahlen nach dem Durchgang durch eine Linse ( $f = 300 \frac{1}{m}$ ) an verschiedenen Positionen mit einer CCD-Kamera gemessen. Dabei wurden die Daten entlang einer horizontalen und einer vertikalen Achse durch den Bereich des Strahlquerschnitts mit der höchsten Intensität entnommen. Nachdem eine gaußförmige Verteilung der Intensität erwartet wird, wird eine Funktion der Form

$$I(x) = I_0 \exp\left(\frac{-2(x - x_0)^2}{w^2}\right) + I_{\text{off}}$$

#### 4 Auswertung und Diskussion

$L$ / mm	$s_L$ / mm	$w$ / mm	$s_w$ / mm	$M^2$	$s_M^2$
770	10	0,05928	0,00042		
780	10	0,06022	0,00028	0,312	0,449
760	10	0,07365	0,00070	1,286	1,819
790	10	0,08248	0,00043	0,844	0,596
750	10	0,09498	0,00084	1,092	0,772
800	10	0,11303	0,00047	0,944	0,445
740	10	0,12093	0,00045	1,034	0,487
730	10	0,14284	0,00062	0,956	0,338
810	10	0,15814	0,00067	1,078	0,381
720	10	0,17334	0,00058	0,958	0,271
820	10	0,19323	0,00112	1,082	0,306
700	10	0,22388	0,00110	0,907	0,183
840	10	0,25699	0,00111	1,051	0,212
680	10	0,31518	0,00152	1,012	0,159
860	10	0,33974	0,00162	1,093	0,172
660	10	0,36696	0,00205	0,968	0,124
880	10	0,38290	0,00232	1,012	0,130
600	10	0,55240	0,00250	0,950	0,079
960	10	0,61462	0,00377	0,947	0,071
500	10	0,91721	0,01036	0,997	0,053

Tabelle 4.2: Werte der verschiedenen Strahlbreiten  $w$ , Strahlausbreitungsparameter  $M^2$  und zugehörige Fehler für verschiedene Positionen  $L$  des horizontalen Schnitts durch den Strahl des Experimentierlasers. Die Werte sind aufsteigend nach  $w$  sortiert. Der Wert für  $L = 770$  mm wurde als Strahltaile benutzt; deshalb existieren hier keine Werte für  $M^2$  und dessen Fehler.

$L$ / mm	$s_L$ / mm	$w$ / mm	$s_w$ / mm	$M^2$	$s_M^2$
780	10	0,0609	0,0002		
770	10	0,0614	0,0004	0,22	0,33
760	10	0,0775	0,0007	0,72	0,51
790	10	0,0800	0,0004	1,57	2,22
750	10	0,0992	0,0008	0,79	0,37
800	10	0,1076	0,0004	1,34	0,94
740	10	0,1288	0,0004	0,85	0,30
730	10	0,1524	0,0006	0,84	0,23
810	10	0,1548	0,0005	1,43	0,67
720	10	0,1825	0,0006	0,86	0,20
820	10	0,1885	0,0009	1,35	0,47
700	10	0,2301	0,0012	0,83	0,14
840	10	0,2503	0,0010	1,22	0,28
860	10	0,3015	0,0013	1,11	0,19
680	10	0,3178	0,0013	0,94	0,13
880	10	0,3737	0,0019	1,11	0,15
660	10	0,3869	0,0025	0,96	0,11
600	10	0,5885	0,0040	0,98	0,07
960	10	0,6066	0,0049	1,01	0,08
500	10	0,9058	0,0105	0,97	0,05

Tabelle 4.3: Werte der verschiedenen Strahlbreiten  $w$ , Strahlausbreitungsparameter  $M^2$  und zugehörige Fehler für verschiedene Positionen  $L$  des vertikalen Schnitts durch den Strahl des Experimentierlasers. Die Werte sind aufsteigend nach  $w$  sortiert. Der Wert für  $L = 780$  mm wurde als Strahltaile benutzt; deshalb existieren hier keine Werte für  $M^2$  und dessen Fehler.

#### 4 Auswertung und Diskussion

$L$ / mm	$s_L$ / mm	$w$ / mm	$s_w$ / mm	$M^2$	$s_M^2$
830	10	0,0583	0,0006		
820	10	0,0619	0,0005	0,60	0,85
810	10	0,0710	0,0006	0,58	0,41
840	10	0,1022	0,0010	2,43	3,43
800	10	0,1047	0,0010	0,83	0,39
850	10	0,1320	0,0012	1,71	1,21
790	10	0,1428	0,0011	0,94	0,33
780	10	0,1747	0,0010	0,95	0,26
860	10	0,1780	0,0015	1,62	0,76
870	10	0,2169	0,0016	1,51	0,53
770	10	0,2235	0,0015	1,04	0,24
760	10	0,2646	0,0015	1,06	0,21
890	10	0,3102	0,0025	1,47	0,34
740	10	0,3410	0,0028	1,08	0,17
910	10	0,3875	0,0030	1,38	0,24
720	10	0,4217	0,0025	1,09	0,14
930	10	0,4578	0,0034	1,31	0,18
700	10	0,5104	0,0038	1,12	0,12
950	10	0,5229	0,0056	1,25	0,14
650	10	0,6915	0,0074	1,10	0,08
550	10	1,1528	0,0174	1,19	0,06

Tabelle 4.4: Werte der verschiedenen Strahlbreiten  $w$ , Strahlausbreitungsparameter  $M^2$  und zugehörige Fehler für verschiedene Positionen  $L$  des horizontalen Schnitts durch den Strahl des Hilfslasers. Die Werte sind aufsteigend nach  $w$  sortiert. Der Wert für  $L = 770$  mm wurde als Strahltaile benutzt; deshalb existieren hier keine Werte für  $M^2$  und dessen Fehler.

$L$ / mm	$s_L$ / mm	$w$ / mm	$s_w$ / mm	$M^2$	$s_M^2$
820	10	0,0622	0,00047		
810	10	0,0663	0,0003	0,70	1,00
830	10	0,0686	0,0006	0,89	1,26
800	10	0,0816	0,0008	0,81	0,57
840	10	0,0982	0,0008	1,17	0,83
790	10	0,1106	0,0008	0,94	0,44
850	10	0,1301	0,0009	1,17	0,55
780	10	0,1494	0,0008	1,04	0,37
860	10	0,1699	0,0008	1,22	0,43
770	10	0,1771	0,0011	1,02	0,29
870	10	0,2021	0,0009	1,18	0,33
760	10	0,2078	0,0010	1,02	0,24
740	10	0,2639	0,0009	0,99	0,17
890	10	0,2657	0,0010	1,14	0,23
720	10	0,3357	0,0016	1,01	0,14
910	10	0,3361	0,0015	1,13	0,17
700	10	0,4155	0,0027	1,05	0,12
930	10	0,4250	0,0024	1,18	0,15
950	10	0,4556	0,0022	1,07	0,11
650	10	0,5865	0,0037	1,06	0,08
550	10	0,9381	0,0128	1,07	0,05

Tabelle 4.5: Werte der verschiedenen Strahlbreiten  $w$ , Strahlausbreitungsparameter  $M^2$  und zugehörige Fehler für verschiedene Positionen  $L$  des vertikalen Schnitts durch den Strahl des Hilfs lasers. Die Werte sind aufsteigend nach  $w$  sortiert. Der Wert für  $L = 770$  mm wurde als Strahl taille benutzt; deshalb existieren hier keine Werte für  $M^2$  und dessen Fehler.

#### 4 Auswertung und Diskussion

an die Datensätze gefittet. Der Parameter  $I_{\text{off}}$  ist durch den Offset in den gemessenen Intensitäten der Kamera bedingt. Aus diesen Fits ergeben sich die Breiten und Fehler der Strahlen  $w$ , die in Tab.4.2 bis 4.5 zu sehen sind. Für Berechnungen, die die Strahldurchmesser  $d$  benötigen, müssen die Werte von  $w$  und  $s_w$  einfach verdoppelt werden.

Zur Berechnung des Strahlausbreitungsparameters wird Gl.4.15 umgeschrieben zu

$$M^2 = \frac{\pi d_0^2}{2\lambda 2|L_0 - L_1|} \sqrt{\left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2 - 1},$$

wobei verwendet wurde, dass  $d_1$  und  $d_2$  symmetrisch um  $d_0$  liegen.

Für  $d_0$  (und  $L_0$ ) werden jeweils die kleinsten Werte der Strahldurchmesser der jeweiligen Messreihen gewählt und  $M^2$  für alle anderen Werte von  $d$  (und  $L$ ) als  $d_1$  ( $L_1$ ) berechnet. Der Fehler für  $M^2$  ergibt sich aus der klassischen Fehlerfortpflanzung unter der Verwendung folgender partieller Ableitungen:

$$\begin{aligned} \partial_{d_0} M^2 &= \frac{M^2}{d_0} \left( 2 - \frac{1}{1 - \left(\frac{d_0}{d_1}\right)^2} \right) \\ \partial_{d_1} M^2 &= \frac{M^2}{d_1 - \frac{d_0^2}{d_1}} \\ \partial_{L_{0/1}} M^2 &= \pm \frac{M^2}{L_0 - L_1} \end{aligned}$$

Dabei wurde für die Längen ein Fehler von 10 mm angenommen, da die Position der Kamera auf ihrem Schlitten nicht eindeutig festzustellen war. Die berechneten  $M^2$  mit zugehörigen Fehlern  $s_{M^2}$  finden sich ebenfalls in Tab.4.2 bis 4.5. Es ist zu sehen, dass nicht alle Werte von  $M^2$  sinnvoll sind. Generell sollten keine Werte kleiner als 1 zu finden sein; davon gibt es unseren Berechnungen nach aber einige. Gerade an den Punkten nah an der angenommenen Stahltaile, vor allem beim Experimentierlaser, ist die Abweichung enorm. Dies könnte auch daran liegen, dass die Taile nicht genau getroffen wurde. Um eine Übersicht über den Strahlausbreitungsparameter zu erhalten, wird für jede Messreihe der Mittelwert und der dazugehörige Fehler gebildet, wobei die grob abweichenden Werte nah der Taile für den Experimentierlaser verworfen werden. Die Ergebnisse sind

$$M_{\text{v,exp}}^2 = (1,05 \pm 0,15) \text{ mm}, \quad M_{\text{h,exp}}^2 = (1,01 \pm 0,14) \text{ mm},$$

$$M_{\text{v,hilf}}^2 = (1,05 \pm 0,14) \text{ mm} \text{ und } M_{\text{h,hilf}}^2 = (1,22 \pm 0,16) \text{ mm}.$$

Alle Mittelwerte sind immerhin größer als 1, wenn auch wohl betragsmäßig deutlich zu nah. Die Fehler würden zwar geringfügig höhere Werte zulassen; dennoch sind die Werte unseres Erachtens aufgrund methodischer Mängel mit Vorischt zu genießen. Zumindest die Größenordnung ist allerdings sinnvoll.

### Fernfeldmethode

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von  $M^2$  ist die Fernfeldmethode. Dabei wird ausgenutzt, dass für  $z > 5z_R$  (mit Rayleighbereich  $z_R$ ) der Strahlradius sich asymptotisch einem Grenzwinkel  $\theta_0$  annähert; der Graph des Strahlradius aufgetragen gegen die Position wird also eine Gerade. Die Bereiche, ab denen die Fernfeldnäherung zulässig ist,  $5z_R$  ergeben sich nach

$$5z_R = 5 \frac{\pi w_0^2}{\lambda}.$$

Für  $w_0$  wurden die selben Tailen wie in der Berechnung ohne Fernfeldnäherung benutzt (vgl. Tab.4.2 bis 4.5). Die berechneten Bereiche sind

$$5z_{R,v} = 93,59 \text{ mm} \quad \text{und} \quad 5z_{R,h} = 87,24 \text{ mm}.$$

In den entsprechenden Bereichen werden nun Geraden gefittet, wie in den Abb.4.5 bis 4.8 zu sehen. Aus der Steigung der Geraden ergibt sich  $\theta_0$  aus

$$\theta_0 = |\arctan(m)|,$$

mit zugehörigem Fehler

$$s_{\theta_0} = \frac{1}{1 + m^2} s_m,$$

wobei  $s_m$  der Fehler aus der linearen Regression ist. Der Strahlausbreitungsparameter ergibt sich dann aus

$$M^2 = \frac{w_0 \theta_0 \pi}{\lambda}.$$

Der zugehörige Fehler ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung. Die berechneten Werte für  $M^2$  und seine Fehler finden sich in Tab.4.6, wobei für jede Messreihe zwei Werte berechnet wurden, da die Öffnungswinkel links und rechts der Strahltaile gesondert betrachtet wurden. Dabei ist auch hier festzustellen, dass die Werte zwar in der richtigen Größenordnung liegen. Jedoch sind die Werte, vor allem die des Experimentierlasers deutlich zu klein. Die Werte für den Hilfsaser sind etwas besser, abgesehen von dem Wert für den vertikalen Schnitt, rechts von der Taille; dieser wurde allerdings nur über zwei Punkte berechnet, die auch anhand der Abb.4.5 bis 4.8 als nicht repräsentativ eingeschätzt werden und der Wert für  $M^2$  somit übergangen werden kann. Die übrigen Werte scheinen auch etwas niedrig, da sie aber größer als 1 sind, sind sie zumindest nicht eindeutig als falsch zu identifizieren.

#### 4 Auswertung und Diskussion

	Wertebereich	Laser	$M^2$ / mm
vertikaler Schnitt, links von Strahltaile	Exp	Exp	$0,99 \pm 0,02$
vertikaler Schnitt, rechts von Strahltaile	Exp	Exp	$0,887 \pm 0,006$
horizontaler Schnitt, links von Strahltaile	Exp	Exp	$0,99 \pm 0,04$
horizontaler Schnitt, rechts von Strahltaile	Exp	Exp	$0,82 \pm 0,04$
vertikaler Schnitt, links von Strahltaile	Hilf	Hilf	$1,088 \pm 0,019$
vertikaler Schnitt, rechts von Strahltaile	Hilf	Hilf	$0,473 \pm 0,003$
horizontaler Schnitt, links von Strahltaile	Hilf	Hilf	$1,31 \pm 0,06$
horizontaler Schnitt, rechts von Strahltaile	Hilf	Hilf	$1,04 \pm 0,03$

Tabelle 4.6: Berechnete Werte für  $M^2$  nach der Fernfeldmethode. 'Exp' steht für den Experimentierlaser, 'Hilf' für den Hilfs laser. Dabei sind für den Experimentierlaser sämtliche Werte kleiner als 1, was nicht sein sollte. Der Fehler für den Wert des vertikalen Schnitts rechts von der Strahltaile ist bei beiden Lasern sehr klein; dies liegt daran, dass die Regression selber keinen Fehler hat, da nur zwei Punkte verwendet wurden. Das Ergebnis für den Hilfs laser weicht zudem stark ab, ist deshalb nicht ganz aussagekräftig und wird im weiteren Verlauf auch ausgesondert werden.

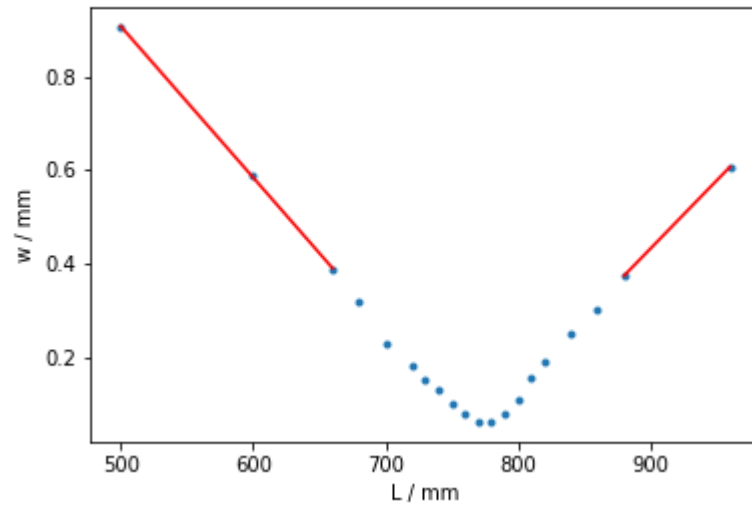


Abbildung 4.5: Strahldurchmesser  $w$  aufgetragen in blauen Punkten gegen die Position  $L$  für den vertikalen Schnitt durch den Strahl. Dabei ist der lineare Verlauf für Werte weit entfernt von der Strahltaile gut zu erkennen; die zugehörige lineare Regression ist in Rot eingetragen. Die Regression zur Rechten basiert nur auf zwei Punkten, passt aber dem Augenschein nach trotzdem in etwa zum Verlauf und wird deshalb nicht verworfen.



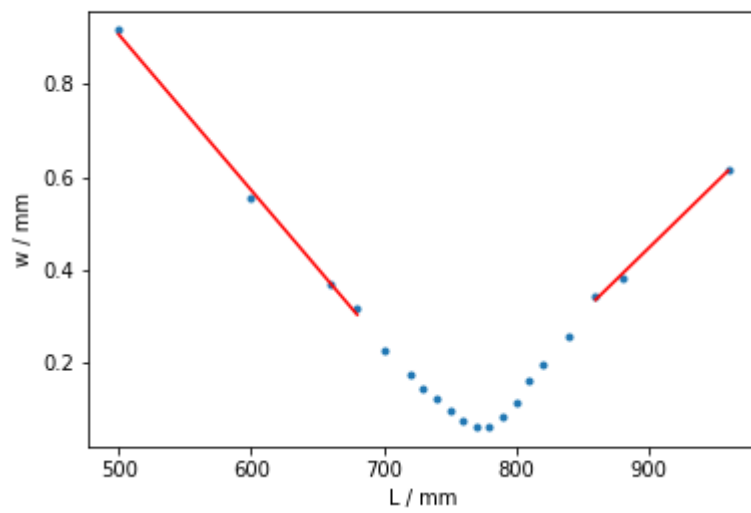


Abbildung 4.6: Strahldurchmesser  $w$  aufgetragen in blauen Punkten gegen die Position  $L$  für den vertikalen Schnitt durch den Strahl. Dabei ist der lineare Verlauf für Werte weit entfernt von der Strahltaile gut zu erkennen; die zugehörige lineare Regression ist in Rot eingetragen.

#### 4 Auswertung und Diskussion

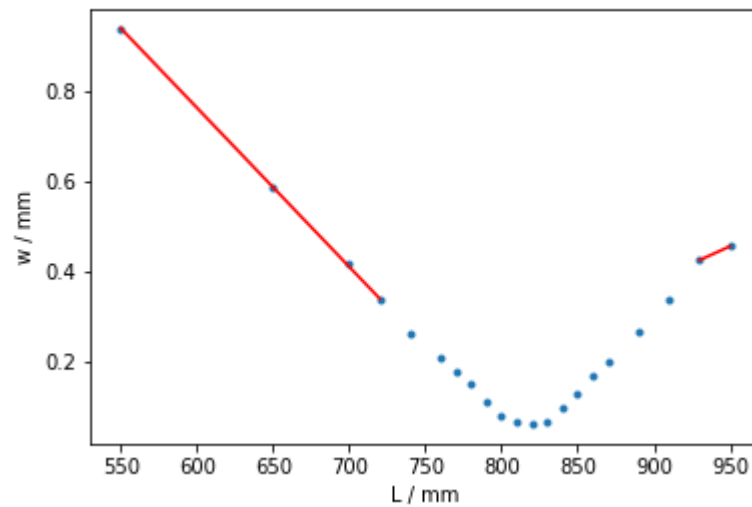


Abbildung 4.7: Strahldurchmesser  $w$  aufgetragen in blauen Punkten gegen die Position  $L$  für den vertikalen Schnitt durch den Strahl. Dabei ist der lineare Verlauf für Werte weit entfernt von der Strahltaile gut zu erkennen; die zugehörige lineare Regression ist in Rot eingetragen. Die Regression zur Rechten basiert nur auf zwei Punkten und ist deshalb von großer Unsicherheit. Da sie zudem augenscheinlich auch nicht die Weiterführung des Graphen ist, kann der aus dieser Geraden resultierende Strahlausbreitungsparameter verworfen werden.

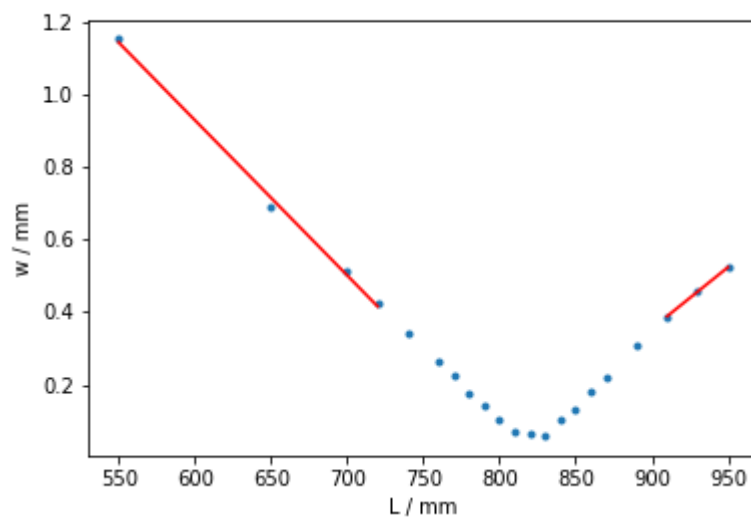


Abbildung 4.8: Strahldurchmesser  $w$  aufgetragen in blauen Punkten gegen die Position  $L$  für den vertikalen Schnitt durch den Strahl. Dabei ist der lineare Verlauf für Werte weit entfernt von der Strahltaile gut zu erkennen; die zugehörige lineare Regression ist in Rot eingetragen.

### 4.3.2 Effektive Brennweite der Linse

Für Gaußsche Strahlen gelten zwar die Gesetze der geometrischen Optik nicht, es kann aber trotzdem eine effektive Brennweite  $f_{\text{eff}}$  nach

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f_{\text{eff}}}$$

bestimmt werden. Nimmt man nun an, dass die Strahltaile des Experimentierlasers in der Mitte des Resonators liegt, so gilt für die Strecke zwischen Strahltaile und Linse  $s$

$$\begin{aligned} s &= d_{\text{Linse-Spiegel}} + d_{\text{Spiegel-Spiegel}} + d_{\text{Spiegel-Resonator}} + 0,5 \cdot L_{\text{Resonator}} = \\ &= ((370 - 40) + 201 + (420 - 50) + 0,5 \cdot 540) \text{mm}. \end{aligned}$$

Die verwendeten Längen wurden dem Protokoll entnommen. Bei einem Fehler von 5 mm pro Länge ergibt dies nach Fehlerfortpflanzung einen Fehler von  $s_m = 28$  mm. Die Länge  $s'$  ist abhängig von der Position der Strahltaile nach der Linse und variiert zwischen senkrechtem und waagrechtem Schnitt durch den Strahl. Für die Positionen und Fehler wurden die Werte aus Tab.4.2 bis 4.5 genommen. Damit ergeben sich

$$s'_v = (410 \pm 14) \text{mm} \quad s'_h = (400 \pm 14) \text{mm}.$$

Aus diesen Werten lassen sich die Werte für  $f_{\text{eff}}$  berechnen; die dazugehörigen Fehler folgen aus der Fehlerfortpflanzung, wobei folgende Beziehung verwendet wurde:

$$\partial_{s(l)} f_{\text{eff}} = \frac{f_{\text{eff}}^2}{s(l)^2}$$

Die effektiven Brennweiten sind

$$f_{\text{eff},v} = (303 \pm 13) \text{ mm} \quad \text{und} \quad f_{\text{eff},h} = (298 \pm 13) \text{ mm}$$

Bildet man den Mittelwert, so hat die Linse unseren Berechnungen nach eine effektive Brennweite von

$$f_{\text{eff}} = (301 \pm 9) \text{ mm}$$

Dieses Ergebnis stimmt auch gut mit der Angabe auf der Linse selbst überein; deshalb kann es als sinnvoll angesehen werden.

### 4.3.3 Strahltaillen

#### Im Resonator

Die Strahltaile im Resonator ergibt sich nach

$$w_{00} = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \cdot \left( \frac{(1 - g^2)}{4(1 - g)^2} \right)^{0,25},$$

wobei  $L$  die Resonatorlänge und  $g = 1 - \frac{L}{R}$  der Spiegelparameter mit Spiegelkrümmungsradius  $R$  ist. Ferner wurde benutzt, dass  $R$  und somit  $g$  für beide Spiegel gleich sind (TUBraunschweig (2018), S.8). Für die Fehlerfortpflanzung wurden dabei die folgenden Ableitungen verwendet:

$$\begin{aligned}\partial_L w_{00} &= \frac{w_{00}}{2L} \\ \partial_g w_{00} &= w_{00} \frac{1 - g(1 - g)}{2(1 - g)(1 - g^2)}\end{aligned}$$

Die Fehler für  $L$  und damit für  $g$  sind die aus der Messung der Resonatorlänge. Insgesamt ergibt sich die Strahltaile zu

$$w_{00} = (224,0 \pm 1,5) \mu\text{m}$$

### Hinter der Linse, berechnet

Ausgehend von der berechneten Strahltaile im Resonator ergibt sich die Strahltaile hinter der Linse nach

$$w_0 = w_{00} \sqrt{\frac{s' - f}{|s| - f}}^2$$

Dabei entsprechen die Werte für  $s$ ,  $s'$  und  $f$  denen aus Abschnitt 4.3.2. Für die Fehlerfortpflanzung wurden folgende partielle Ableitungen verwendet:

$$\begin{aligned}\partial_{w_{00}} w_0 &= \frac{w_0}{w_{00}} \\ \partial_{s^{(l)}} w_0 &= \mp \frac{w_0}{2(s^{(l)} - f)}\end{aligned}$$

Damit ergeben sich für die berechneten Strahltaillen für den vertikalen bzw. horizontalen Schnitt des Strahls die Werte

$$w_{0,v} = (78 \pm 7) \mu\text{m} \quad w_{0,h} = (77 \pm 7) \mu\text{m}.$$

Vergleicht man diese mit dem gemessenen Werten für  $w_0$  in Tab.4.2 und 4.3 ( $w_{0,v} = (60,9 \pm 2) \mu\text{m}$ ,  $w_{0,h} = (59,3 \pm 4) \mu\text{m}$ ), so ist festzustellen, dass die Werte in der selben Größenordnung liegen. Allerdings sind die berechneten Werte um etwa den Faktor 1,3 zu groß und die Abweichung lässt sich auch nicht alleine durch die berechneten Fehler erklären. Möglicherweise liegt der Fehler in dem nicht idealen Versuchsaufbau oder es wurden in der Berechnung weitere Faktoren vernachlässigt (z.B. könnte die Strahltaile nicht exakt in der Mitte des Resonators liegen oder noch wahrscheinlicher die Strahltaile wurde nicht an der exakten Position hinter der Linse bestimmt).

<sup>2</sup><https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/application-notes/lasers/gaussian-beam-propagation/>, Stand:08.10.21

### 4.3.4 Intensität im Fokus

Die Intensität eines Gaußstrahls lässt sich schreiben als

$$I = \frac{2P}{\pi w^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right),^3$$

wobei  $r$  der radiale Abstand zur Strahlmitte und  $P$  die Leistung des Lasers ist. Die Leistung innerhalb einer Kreisscheibe mit Radius  $R$  berechnet sich nach

$$\begin{aligned} P(R) &= \iint I(r) dA = \frac{2P}{\pi w^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) r d\phi dr = \\ &= \frac{4P}{w^2} \left[-\frac{w^2}{4} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right)\right]_0^R \\ &= P(1 - \exp\left(\frac{-2R^2}{w^2}\right)) \\ &= P(1 - e^{-2}), \end{aligned}$$

wobei im letzten Schritt für  $R$  der Strahldurchmesser  $w$  eingesetzt wurde. Im Fokus gilt  $w = w_0$  damit folgt für die Leistung pro Fläche (=Intensität)

$$\frac{P}{A} = I_{\text{fok}} = \frac{P(1 - e^{-2})}{w^2 \pi} = \frac{P(1 - e^{-2})}{w_0^2 \pi}$$

Und mit  $P = 1 \text{ mW}$ , der Ableitung für die Fehlerfortpflanzung

$$\partial_{w_0} I = \frac{2I}{w_0} s_{w_0}$$

und dem Wert für die Strahltaile aus Tab.4.2 ergibt sich ein Wert von

$$I_{\text{fok}} = (73,0 \pm 1,0) \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$$

(für den horizontalen und vertikalen Schnitt des Strahls sind die Tailen fast identisch; zur Abschätzung der gesamten Strahltaile wurde der größere von beiden gewählt).

## 4.4 Transversalmoden eines Lasers

Ein Laser hat mehrere Moden. Normalerweise ist die  $TEM_{00}$ -Mode dominant, das heißt man sieht einen zusammenhängenden Punkt mit näherungsweise gaußförmigem Profil. Es gibt jedoch auch noch andere Moden, wie in dem Grundlagenkapitel 2.1.4 beschrieben. Diese haben wir versucht durch die eingebrachte Drahtblende zu erzeugen. Dabei haben wir die in Abbildung 4.9 gezeigten Moden beobachtet. Normalerweise sollten

<sup>3</sup><https://www.edmundoptics.de/knowledge-center/application-notes/lasers/gaussian-beam-propagation/>, Stand:08.10.21

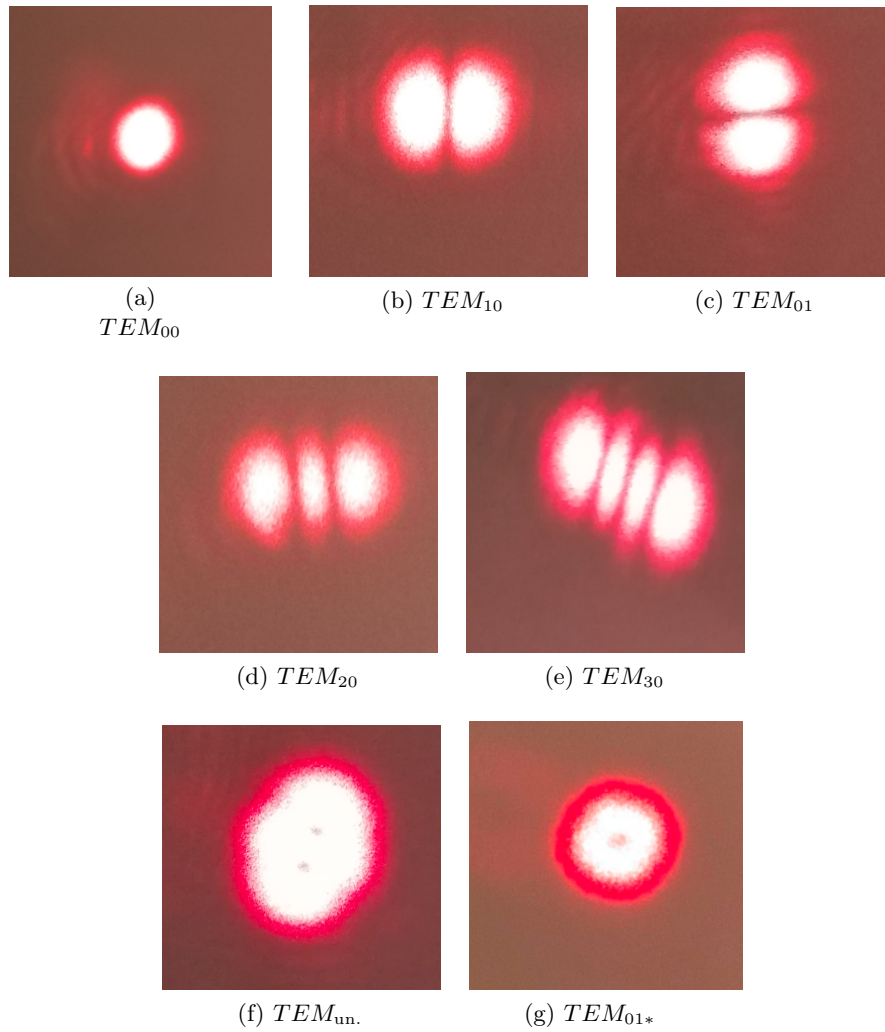


Abbildung 4.9: Transversalmoden der HeNe-Laser

die Moden radialsymmetrisch sein. Diese kann man hier nur vereinzelt beobachten, da die Brewsterfenster die Radialsymmetrie aufheben. Spannenderweise kann in Abbildung 4.9g auch eine radialsymmetrischen Mode beobachten werden. Außerdem gibt es eine Mode in 4.9f, welche wir nicht identifizieren konnten. Diese könnte eine Mischmode sein. Abgesehen von den fotografierten Moden konnten wir auch eine  $TEM_{11}$ -Mode beobachten, diese aber leider nicht aufnehmen.

## 4.5 Hologramm

Ein Hologramm ist in gewissem Sinne die Weiterentwicklung des Photos. Während bei einem Schwarzweißfilm nur die Intensität des Wellenfeldes gemessen wird, misst ein Farbphoto schon die Wellenlänge des verwendeten Lichtes mit. Das Hologramm beinhaltet nun außerdem Informationen über die Phase des Lichtes. Damit lässt sich ein dreidimensionales Abbild des Objektes rekonstruieren. Dabei wird das Hologramm mit einer bestimmten Quelle, der Referenzquelle, aufgenommen. Will man diese nun wiedergeben, benötigt man die Referenzquelle oder eine gleichartige Quelle. Wir haben hier ein Hologramm untersucht. Dieses zeigt einen Schlumpf beim Fußballspielen, was man in Abbildung 4.10 bewundern kann.



Abbildung 4.10: Hologramm mit einem HeNe-Hilfslaser aufgenommen

Dabei ist das Hologramm leider nicht optimal zu sehen, da wir nur den Hilfslaser verwenden konnten. Trotzdem sieht man auch in Abbildung 4.10 die dreidimensionale Darstellung des Bildes.



## 5 Fazit

Nach diesem Versuch können wir mit Sicherheit sagen, dass die Darstellung des Lasers in der Kunst eine Missrepresentation des sehr beeindruckende Gerätes und Prozesses LASER ist. Ein Laser macht weder besonders futuristische Geräusche noch lässt er sich entspannt ohne Pumpe in ein Lichtschwerter einbauen. Dies hat uns der Versuch beigebracht. Des Weiteren hat er uns einen verantwortungsvollen Umgang mit Lasern näher gebracht und seine Bedeutung in den Naturwissenschaften, insbesondere der Physik.

# A Anhang

## A.1 Axiale Lasermode

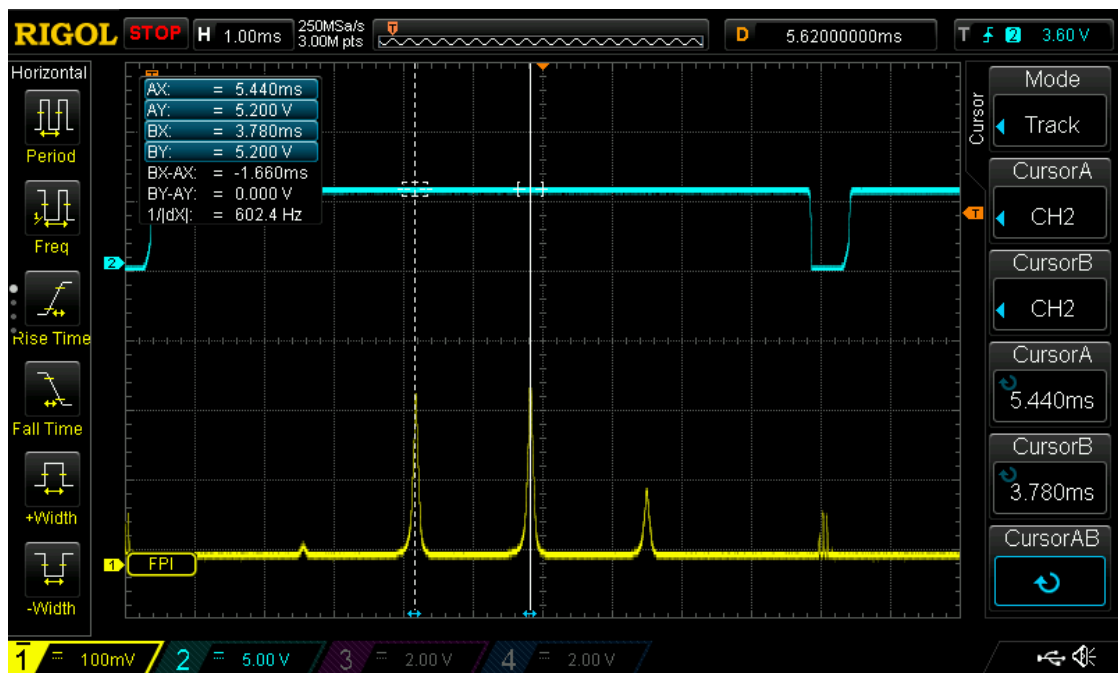


Abbildung A.1: Longitudinale Lasermode mit dem Fabry-Pérot aufgenommen. Mit den x-Markern wird der Abstand zweier Lasermode  $\Delta\nu_{\text{Modenabstand}}$  bestimmt. Dieser muss aber noch in Hz umgerechnet werden.

## A.1 Axiale Lasermoden

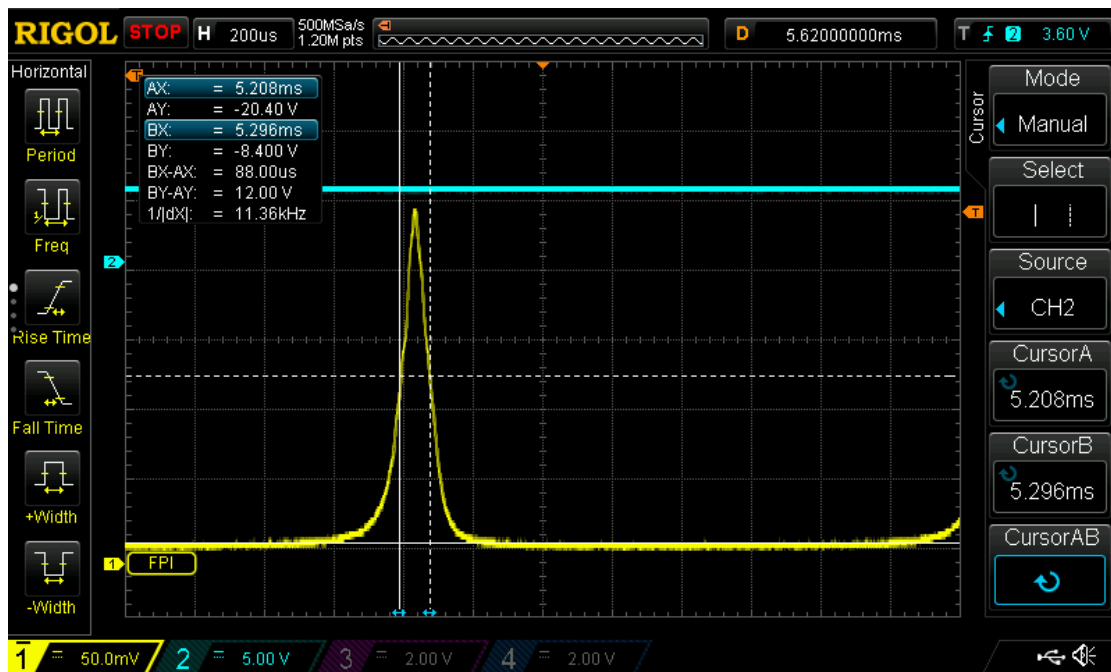


Abbildung A.2: Longitudinale Lasermoden mit dem Fabry-Pérot aufgenommen. Mit den x-Markern wird die Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{Linienbreite}}$  bestimmt. Dieser muss aber noch in Hz umgerechnet werden.

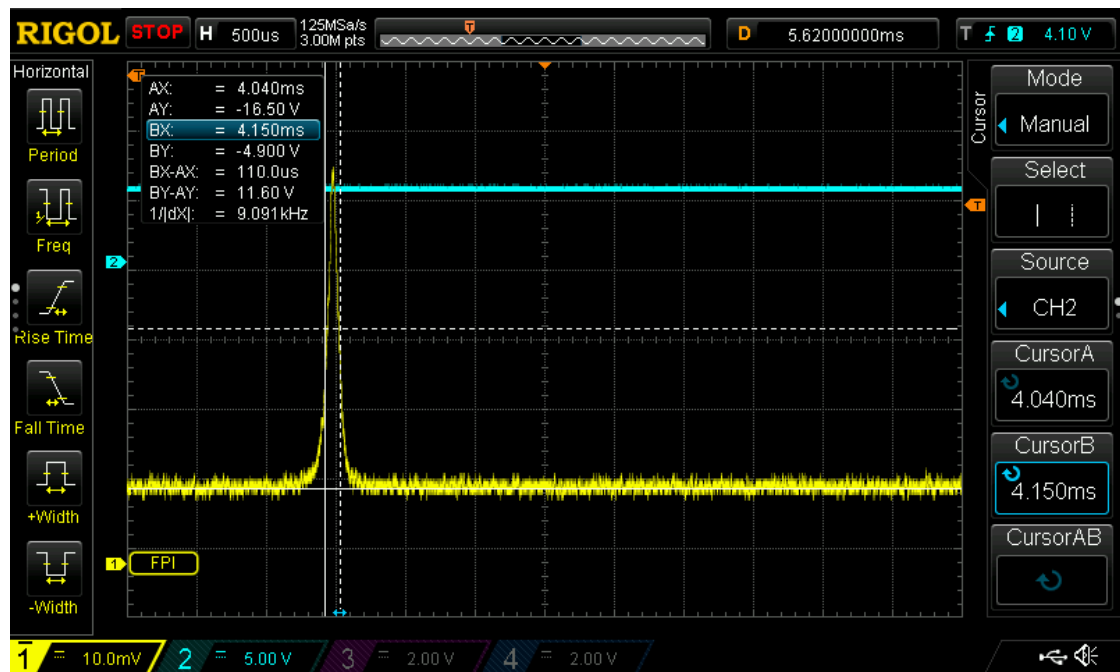


Abbildung A.3: Longitudinale Lasermode mit dem Fabry-Pérot aufgenommen. Mit den x-Markern wird die Linienbreite  $\Delta\nu_{\text{Linienbreite}}$  bestimmt. Dieser muss aber noch in Hz umgerechnet werden.

## **A.2 Protokoll**

## Protokoll Laser

1. Einstellen wie im Protokoll beschrieben

=> Laserleistung: 2,33 mW (Powermeter)

(Nicht nur erste Mode / Mischmode)

Resonatorkänge:  $\approx (54 \pm 0,5) \mu\text{m}$

Laser: He-Ne-Laser

2. Brewsterwinkel:

Justieren: y-Achse (Computer): 21,19  
 $\approx$  Normalen

4. Plattencodex

Marker 1 = 281, 830 MHz

Bild inneres Dat-1 /

5. Gaußstrahl

(Assst. L: Linse, K: Kamera) [mm]

He-Ne-Laser:

Strahlhelligkeit:  $L = 370$ ,  $K = 770 \rightarrow$  Dat 2 <sup>Greyscale + XYZ-Axes</sup> array

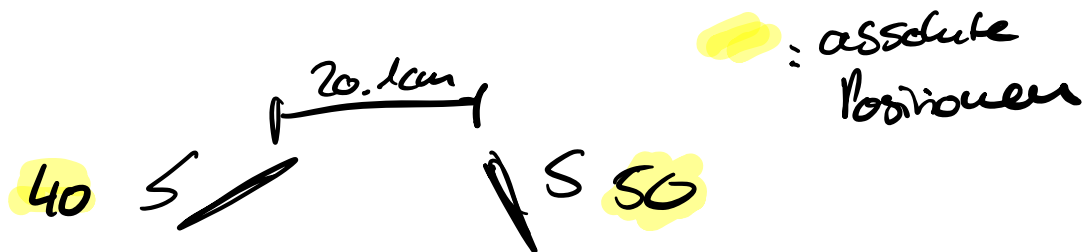
Blende = 6-3  $\left\{ \begin{array}{l} K = 760 \rightarrow \text{Dat 3} \\ K = 750 \rightarrow \text{Dat 4} \end{array} \right.$

|| - < -

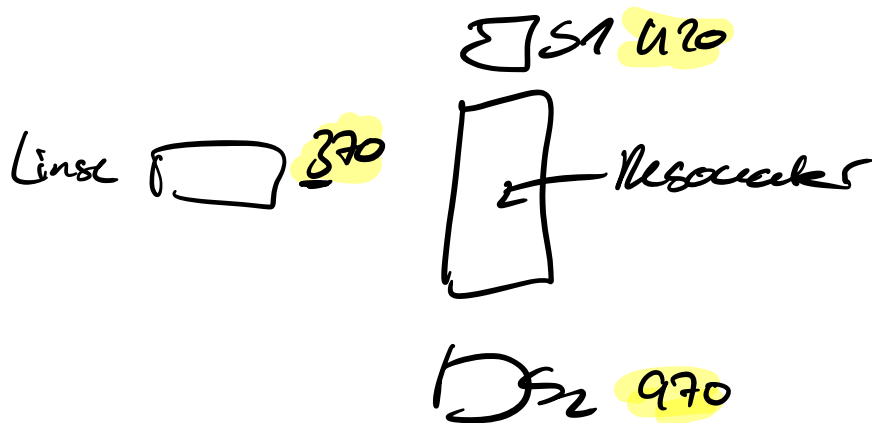


B = 5.0	u = 740	→ Pat. 5
	u = 730	→ 6
B = 5.3	u = 720	→ 7
B = 5.2	u = 700	→ 8
B = 4.9	u = 680	→ 9
B = 4.9	660	→ 10
B = 4.3	600	→ 11
B = 3.9	500	→ 12
<hr/>		
B = 6.3	780	→ 13
	790	→ 14
B = 6.0	800	→ 15
5.6	810	→ 16
5.6	820	→ 17
5.3	840	→ 18
5.0	860	→ 19
5.0	880	→ 20
4.3	960	→ 21

Strahlengang:



~~Films~~



ECO-  
Linsen

Hilfs Laser:  $\swarrow$  Vlt eher 820mm

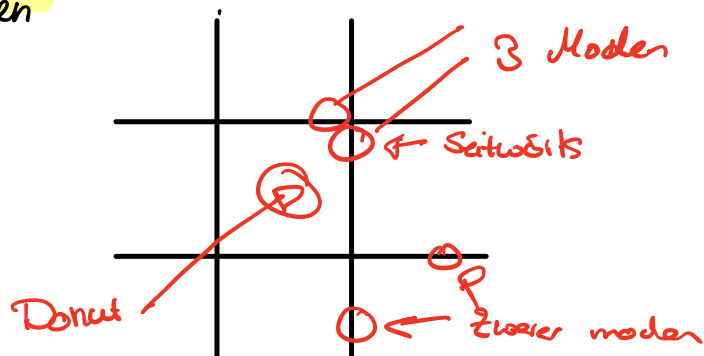
Taille: 820mm Linse: 410mm

Dem Laser wurde die Lochblende vorgelagert, da er schon beim Austritt stark streute.



Blende	Position	Filename
5,0	820	GreyBneal.dat
4,9	810	" 02. dat
4,6	800	" 03. dat
4,3	790	" 04. dat
4,3	780	" 05. dat
4,3	770	" 06. dat
4,0	760	" 07. dat
3,6	740	" 08. dat
3,3	720	" 09. dat
3,3	700	" 10. dat
2,9	650	" 11. dat
2,6	550	" 12. dat
1,3	880	" 13. dat
1,0	840	" 14. dat
4,6	850	" 15. dat
4,3	860	" 16. dat
4,0	870	" 17. dat
3,6	890	" 18. dat
3,6	910	" 19. dat
3,3	930	" 20. dat
3,2	950	" 21. dat

Moden



# Literaturverzeichnis

D. MENDE, G. SIMON 2016 *Physik. Gleichungen und Tabellen.*, 17., aktualisierte Auflage. München: Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag.

DEMTRÖDER, W. 2017 *Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik.*, 7., korrigierte und erweiterte Auflage. Berlin: Springer-Verlag.

TUBRAUNSCHWEIG 2018 Physikalisches praktikum für fortgeschrittene. helium-neon-laser. Institut für Angewandte Phxsik der Technischen Universität Braunschweig.