
4.9: Laserresonator

Maximilian Rudolf Lubba

Matrikel-Nr.: [REDACTED]
[REDACTED]

Benjamin Wolfgang Kosmala

Matrikel-Nr.: [REDACTED]
[REDACTED]

Betreuer: Jan Frederic Kinder

Versuch durchgeführt am: 16. April 2018

Abgabedatum: 14. Juni 2018



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Physikalisches Praktikum
für Fortgeschrittene

Abteilung A

Hiermit versichern wir, das vorliegende Protokoll für das Physikalische Praktikum für Fortgeschrittene ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 14. Juni 2018,

Maximilian Rudolf Lubba

Benjamin Wolfgang Kosmala

1	Einleitung	2
2	Versuchsziel	2
3	Theoretische Grundlagen	2
3.1	Aufbau eines Lasers	2
3.2	Quantenmechanische Aspekte eines Lasersystems	3
3.3	Kohärenz	3
3.4	Notwendige Bedingungen für Laseraktivität	4
3.5	Niveauschema eines Lasers	5
3.5.1	Zwei-Niveau-System	5
3.5.2	Drei-Niveau-System	5
3.5.3	Vier-Niveau-System	6
3.6	Lichtverstärkung	7
3.7	Realisierung von optisch aktiven Medien und Pumpmechanismen	7
3.7.1	Gaslaser	8
3.7.2	Kupfer-/Golddampfaser	9
3.7.3	Ionenlaser	9
3.7.4	Excimerlaser	9
3.8	Optischer Resonator	9
3.9	Geometrie und Stabilität optischer Resonatoren	9
3.10	Fabry-Perot-Interferometer	11
3.11	Modenspektren des Resonators	11
3.11.1	Longitudinales Modenspektrum	12
3.11.2	Transversales Modenspektrum	13
3.11.3	Gauß-Optik	16
4	Auswertung	17
4.1	Aufbau und Justage des Laserresonators	17
4.2	Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Resonatorlänge	21
4.3	Strahlbreite in Abhängigkeit von der Resonatorlänge	22
4.4	Longitudinale Moden	25
4.5	Verstärkungsbandsbreite	26
4.6	Beobachtung höherer transversaler Moden	28
5	Fazit	29
6	Quellenverzeichnis	30
7	Anhang	31
8	Laborbuch	44

1 Einleitung

Der Begriff "Laser" ist die Abkürzung für "Light Amplification by Stimulated Emission of Radioation" und wird aufgrund seiner besonderen Eigenschaften im Vergleich zu üblichen Lichtquellen breit angewendet.

In der Forschung werden diese etwa genutzt, um Quantencomputer zu realisieren, die Atmosphäre bzw. allgemein Gase auf ihre Zusammensetzung o. Ä. hin zu untersuchen [1] oder zur Beschleunigung von Ionen, wie es derzeit ein Forschungsschwerpunkt in der TU Darmstadt ist [2].

In der Industrie finden sie u. A. als präzises Schneide- bzw. Schweißgerät, in Form eines Interferometers zur Bestimmung von Abständen oder allgemein zum Anfertigen von Bauteilen im Mikrometerbereich.

Auch im Alltag sind sie zum Auslesen von CDs, als Hilfsmittel zum Präsentieren oder für medizinische Anwendungen nicht mehr wegzudenken.

2 Versuchsziel

Aufgrund der großen Relevanz von Lasern bietet sich eine Untersuchung an. In diesem Versuch liegt der Schwerpunkt auf dem Resonator eines Lasers.

Dazu wird zu Beginn dessen ausgesendete Leistung in Abhängigkeit von der Resonatorlänge untersucht.

Dass dabei entsandte Licht weist dabei eine gewisse Modenstruktur auf, die zunächst im Grundzustand genauer behandelt wird. Die Strahlausdehnung wird durch Messung der durch die transversalen Anteile erzeugten Intensitätsverteilung untersucht. Anschließend werden longitudinale Moden mithilfe eines Fabry-Perot-Interferometers aufgenommen. Höhere transversale Moden werden durch Anbringen eines Drahtkreuzes erzeugt.

Zuletzt wird mithilfe eines Oszilloskop die Verstärkungsbandbreite des Lasers untersucht.

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Aufbau eines Lasers

Ein Laser besteht im Groben aus drei Bestandteilen: Einem optisch aktiven Medium, einer Energiepumpe (i. F. nur noch "Pumpe" genannt) und einem Resonator. Der Aufbau ist in Abbildung 1 skizziert.

Ein optisch aktives Medium besitzt die Eigenschaft, dass durch geeignete äußere Einwirkung zumindest einige der Energiezustände des Mediums in einen stark vom thermischen Gleichgewicht abweichenden Zustand angeregt werden können.

Die Anregung findet durch eine Pumpe statt, die in geeigneter Weise dem optisch aktiven Medium Energie zuführt. Der Resonator speichert die zugeführte Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung, wobei eine geeignete Geometrie der Anordnung die Lichtverstärkung beeinflusst.

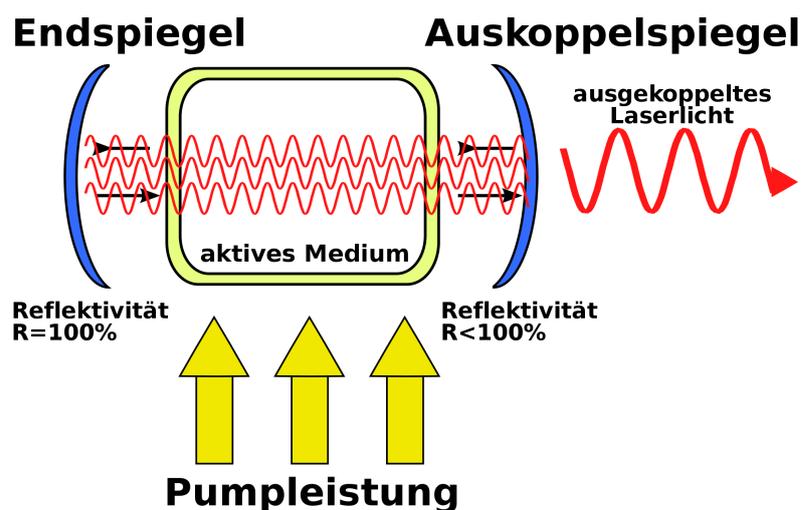


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Lasers. Die Pumpe führt dem optisch aktiven Medium Energie zu, sodass sich Teile dessen in einem angeregten Zustand befinden. Bei Wechselwirkung von Photonen mit angeregten Zuständen wird kohärente Strahlung frei, deren Intensität sich bei mehreren Umläufen im Resonator verstärkt. Dabei weist ein Spiegel eine Reflektivität $R = 100\%$ auf, sodass nur der andere Spiegel mit $R < 100\%$ nach mehreren Umläufen einen Lichtstrahl hoher Intensität aussendet. [3]

3.2 Quantenmechanische Aspekte eines Lasersystems

Die eingangs erwähnten Energieniveaus legen eine quantenmechanische Beschreibung des Lasersystems nahe. Die für diesen Versuch relevanten Effekte werden durch drei Effekte beschrieben:

Absorption tritt auf, wenn ein Energieniveau so angeregt wird, dass die an das Niveau abgegebene Energie der Differenz zu einem höher gelegenen, erlaubten Niveau entspricht.

Stimulierte Emission tritt auf, wenn ein Photon mit einem angeregten Energieniveau wechselwirkt. Die dabei ausgesendete Strahlung ist zeitlich kohärent zum einfallenden Photon und ihre Ausbreitungsrichtungen sind identisch.

Spontane Emission ist ein statistischer Prozess und tritt auf, wenn ein angeregter Zustand lange genug ohne Wechselwirkung bestehen bleibt, da generell niedrigenergetische Zustände angestrebt werden.

Die drei Effekte sind in Abbildung 2 einzusehen.

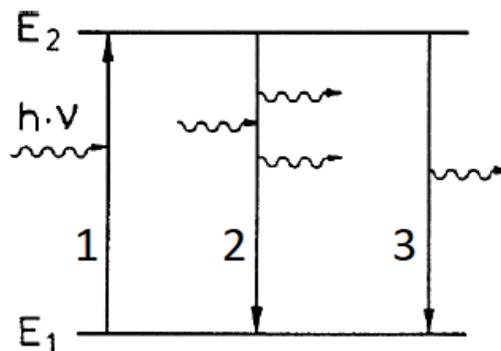


Abbildung 2: Gegenüberstellung der möglichen Wechselwirkungen eines Zwei-Niveau-Systems. Von links nach rechts: Der erste Pfeil stellt die Absorption eines Photons der Energie $E := E_2 - E_1 = h\nu$ dar. Der zweite Pfeil stellt die Wechselwirkung eines Photons der Energie E mit einem angeregten Zustand dar, sodass die stimulierte Emission eines zum einfallenden Photon kohärenten Photons der Energie E stattfindet. Der dritte Pfeil zeigt die nach einer gewissen Zeit auftretende spontane Emission eines Photons der Energie E . [Demtröder, S.10, bearbeitet]

3.3 Kohärenz

Kohärenz ist hierbei eine der markantesten Eigenschaften von Laserstrahlung. Sie beschreibt das Verhalten der Phasen von Strahlungsfeldern $A = A_0 \cos(\omega t + \phi)$ einer Lichtquelle unter räumlichen und zeitlichen Aspekten. Hierbei stellt A_0 die Amplitude eines Photons an einem Aussendungspunkt der Strahlungsquelle, ω dessen (Kreis-)Frequenz, ϕ dessen Phase und t die vergangene Zeit seit der Aussendung des Photons dar.

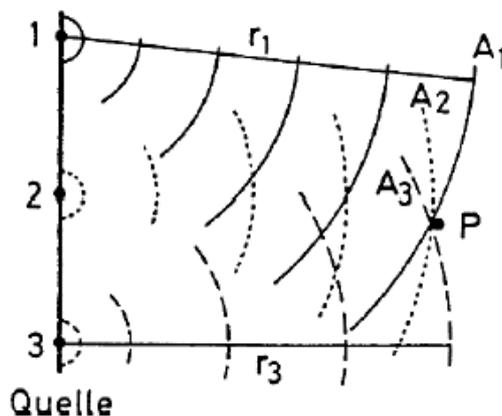


Abbildung 3: Veranschaulichung der Kohärenz einer Strahlungsquelle. Im beliebigen Raumpunkt P treffen die Amplituden A_i unendlich vieler Punkte der Lichtquelle (der Übersicht wegen werden nur drei Punktquellen dargestellt) aufeinander und interferieren. [Demtröder, S.31]

Als inkohärent wird eine Strahlungsquelle dann bezeichnet, falls die Phasendifferenz des von ihr ausgesendete Lichts in einem beliebigen Punkt statistisch zwischen 0 und 2π variiert. Inkohärente Strahlung liegt sehr oft im Alltag vor. So sendet die Sonne oder jede im Haushalt verwendete Strahlungsquelle inkohärente Strahlung aus.

Zeitlich kohärentes Licht liegt vor, falls in einem beliebigen Punkt außerhalb der Strahlungsquelle die Phasendifferenz zweier Wellenzüge $\Delta\phi$ näherungsweise konstant bleibt. Das bedeutet, dass die Phasendifferenz während der Zeit $\Delta t \gg \frac{2\pi}{\omega}$ höchstens um $|\Delta\phi| < \pi$ variiert. Δt wird auch als Kohärenzzeit und $c'\Delta t = L_c$ als Kohärenzlänge bezeichnet, wobei c' die Lichtgeschwindigkeit im betrachteten Medium darstellt. Laser bzw. Strahlung, die Licht einer geringen Frequenzbandbreite aussendet, stellen zeitlich kohärente Lichtquellen dar.

Räumlich kohärentes Licht liegt vor, falls zu jedem Zeitpunkt die Phasendifferenz der Amplituden von verschiedenen Punkten außerhalb der Strahlungsquelle nahezu konstant bleibt. Das bedeutet, dass die für die Phasendifferenz zweier Punkte P_n, P_m zu jedem Zeitpunkt gilt: $|\phi(P_n, t) - \phi(P_m, t)| < \pi$. Die Fläche, die von all diesen Punkten $P_{n/m}$ gebildet wird, wird Kohärenzfläche genannt. Multiplikation der Kohärenzfläche mit der Kohärenzlänge liefert das Kohärenzvolumen. Punktquellen können als räumlich kohärent angesehen werden, weshalb nur weit entfernte Sterne und nicht die in diesem Sonnensystem befindliche Sonne in diese Kategorie fallen.

Monochromatische, ebene Wellen sind ein Beispiel für ein Strahlungsfeld, das sowohl zeitlich als auch räumlich kohärent ist.

3.4 Notwendige Bedingungen für Laseraktivität

Mit diesen Begriffen lassen sich nun einige notwendige Bedingungen für Laseraktivität diskutieren.

Die erste betrifft das optisch aktive Medium. Der Einfachheit halber wird dieses in diesem Abschnitt als Zwei-Niveau-System aufgefasst, auch wenn dies praktisch zu Problemen führt, was in Abschnitt 3.5.1 behandelt wird.

Liegt nun ein Zwei-Niveau-System vor, so sind im thermodynamischen Gleichgewicht eher die unteren Zustände besetzt, was sich aus der Boltzmann-Verteilung [KS, S.31] herleitet. Dies ist auch für Systeme mit mehr als nur zwei Niveaus der Fall. Wird z. B. ein schwarzer Strahler mit geeigneter Dimensionierung von definierenden Eigenschaften wie Volumen V , Durchmesser d oder Radius R gegenüber den relevanten Wellenlängen λ mit $V^{\frac{1}{3}}, d, R \gg \lambda$ [KS, S.28] betrachtet, so gilt das Planck'sche Strahlungsgesetz. Die Anzahl an Quanten q_i in einem Energieintervall $[E_i, E_i + dE]$ ist dann gegeben durch

$$q_i \approx \frac{n_i}{e^{a\sqrt{n_i}} - 1} \quad (1)$$

wobei n_i die Zahl der Moden im Energieintervall und a einen Proportionalitätsfaktor darstellt [Drossel].

Wirkt nun die Pumpe auf das System, so wechseln Atome des optisch aktiven Mediums in den höheren Energiezustand. Von dort aus gibt es die beiden Möglichkeiten der stimulierten (etwa durch ein vom Pumpprozess gelöstes Strahlungsfeld oder schon durch Wechselwirkung spontan emittierter Photonen mit angeregten Energieniveaus) und der spontanen (etwa durch die kurze Lebensdauer eines Niveaus) Emission.

Hieraus ergibt sich die erste Bedingung an Laseraktivität: Damit eine Verstärkung stattfinden kann, muss mehr stimulierte Emission durch das einfallende Strahlungsfeld als Anregung durch selbiges stattfinden, da es ansonsten nur abgeschwächt werden würde. Zudem gewährleistet nur spontane Emission die Kohärenz des Lichts. Für zwei benachbarte Energieniveaus E_2 und E_1 mit $E_2 > E_1$ mit Besetzungsdichten N_2 und N_1 und Niveau-Entartungen g_1 und g_2 lässt sich dies gemäß [KS, S.39] quantitativ beschreiben durch

$$\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1} \quad (2)$$

Im Prinzip sagt dieser Zusammenhang also aus, dass höher gelegene Energieniveaus stärker als niedrig gelegene besetzt sein müssen, was dem thermodynamischen Gleichgewicht zuwiderläuft und daher als "Besetzungsinversion" bezeichnet wird.

Die zweite Bedingung ergibt sich aus Betrachtung der beiden Emissionsarten und betrifft den Resonator. Mit stimulierter Emission geht auch eine feste Phasenbeziehung von einfallenden Strahlungsfeld und emittierten Photonen ein, die für Laseraktivität notwendig ist, da sonst Interferenzeffekte das Licht zu sehr abschwächen würden. Daher muss die stimulierte Emission die spontane überwiegen. Dies wird durch eine Auswahl von Modenbändern, die mehr Photonen des stimulierten Strahlungsfeldes als Photonen der spontanen Emission beinhalten, gewährleistet. Eine genauere Beschreibung findet sich in Abschnitt 3.11.1.

3.5 Niveauschema eines Lasers

Die Änderung der Besetzungsdichte eines Niveaus setzt sich aus den Beiträgen von Absorption, stimulierter und spontaner Emission zusammen. Dies führt auf Differentialgleichungen, die auch Ratengleichungen genannt werden. Sie geben Aufschluss darüber, wie sich die Besetzungsinversion eines Systems verhält. Die Beschreibung ist hierbei nicht einheitlich, die folgenden Erklärungen beziehen sich auf [4]. Zudem bedeutet die Bezeichnung "Niveau i ", dass es sich um das Niveau der Energie E_i handelt.

3.5.1 Zwei-Niveau-System

Für ein Zwei-Niveau-System mit Energien $E_2 > E_1$ wird die Besetzungsinversion im thermodynamischen Gleichgewicht als $\Delta N' = N'_1 - N'_2$, die Wahrscheinlichkeit, einen Übergang von Niveau 1 zu 2 zu erreichen, als W_{12} und T als die Lebensdauer des Niveaus 2 gesetzt. Abbildung 4 veranschaulicht dies.

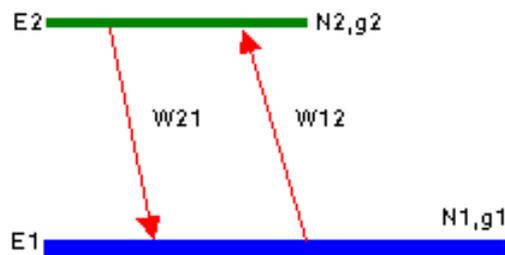


Abbildung 4: Veranschaulichung eines Zwei-Niveau-Systems. E_i kennzeichnen die Energieniveaus, N_i deren Entartung und W_{ij} die Wahrscheinlichkeit, dass ein Übergang von Niveau i zu Niveau j stattfindet. [4]

Dann ergibt sich die Besetzungsinversion ΔN bei Anregung des Systems zu

$$\Delta N = N_1 - N_2 = \frac{\Delta N'}{1 + 2W_{12}T} \quad (3)$$

Es ist $\Delta N' > 0$ im thermodynamischen Gleichgewicht, da Zustände niedrigerer Energie eher besetzt sind. Dass es sich bei der Lebensdauer um eine positive Größe handelt, ist ersichtlich. Für die Anregungswahrscheinlichkeit gilt $W_{12} > 0$ per Definition und hängt hier mit der Pumprate zusammen. Damit sind alle Größen der rechten Seite von Gleichung 3 positiv und im Grenzwert $1 + 2W_{12}T \gg \Delta N'$ erreicht ΔN höchstens 0. Insb. kann damit $\Delta N < 0$ nicht realisiert werden und es ist keine Besetzungsinversion möglich.

3.5.2 Drei-Niveau-System

Anders ist dies bei einem Drei-Niveau-System. Es gelte $E_3 > E_2 > E_1$. In Folgendem beschreibe T_{ij} die Lebensdauer eines Niveaus i , nach deren Ablauf in den Zustand j gewechselt wird. W_{ij} beschreibe die Wahrscheinlichkeit, dass ein Übergang von Niveau i zu Niveau j stattfindet. Dies ist in Abbildung 5 veranschaulicht.

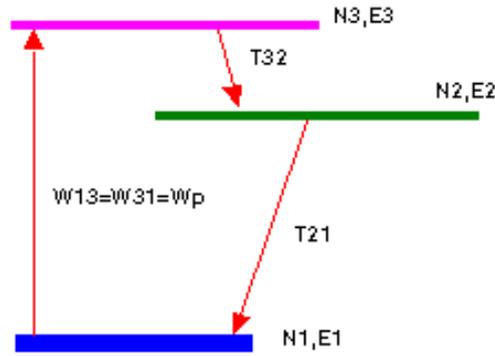


Abbildung 5: Veranschaulichung eines Drei-Niveau-Systems. E_i kennzeichnen die Energieniveaus, N_i deren Entartung und W_{ij} die Wahrscheinlichkeit, dass ein Übergang von Niveau i zu Niveau j stattfindet. W_p ist hier hervorgehoben, da es den durch die Pumpe angeregten Übergang darstellt. Die Laseraktivität findet zwischen Niveau 1 und Niveau 2 statt. [4]

Zudem wird $\beta = \frac{N_3}{N_2} = \frac{T_{32}}{T_{21}}$ gesetzt. Dann liefert eine Auswertung der Ratengleichungen für die Besetzungsinversion von Niveau 1 und Niveau 2 unter der Annahme, dass Niveau 3 sehr kurzlebig ist, d. h. $T_{32} = N_3 = 0$, für die Besetzungsinversion

$$\Delta N = -N \frac{W_{13} T_{21} - 1}{W_{13} T_{21} + 1} \quad (4)$$

Falls also W_{13} (d. h. die Pumprate) groß genug ist, so gilt $\Delta N < 0$ und es liegt die gewünschte Besetzungsinversion vor.

3.5.3 Vier-Niveau-System

Ein Vier-Niveau-Laser eignet sich noch besser für diesen Effekt. Er ist in Abbildung 6 skizziert.

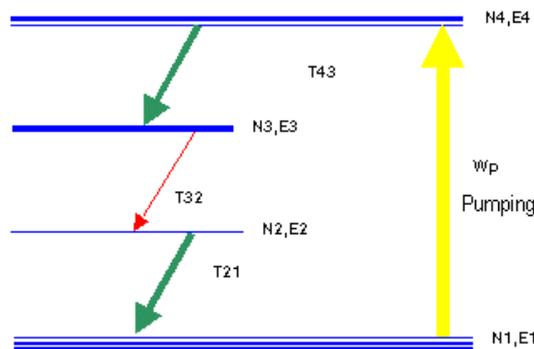


Abbildung 6: Veranschaulichung eines Vier-Niveau-Systems. E_i kennzeichnen die Energieniveaus, N_i deren Entartung und W_{ij} die Wahrscheinlichkeit, dass ein Übergang von Niveau i zu Niveau j stattfindet. W_p ist hier hervorgehoben, da es den durch die Pumpe angeregten Übergang darstellt. Die Laseraktivität findet zwischen Niveau 2 und Niveau 3 statt. [4, bearbeitet]

Es sei nun $E_4 > E_3 > E_2 > E_1$. Unter der Annahme, dass die Lebensdauern $T_{43} = T_{21} = 0$ erfüllen, so liefern die Ratengleichungen folgenden Ausdruck für die Besetzungsinversion

$$\Delta N = N_2 - N_3 = -N \frac{(1 - \beta^{-1}) W_{14} T_{32}}{1 + (1 + \beta^{-1}) W_{14} T_{32}} \quad (5)$$

Für diesen Ausdruck gilt bereits für jeden Wert von $W_{14} > 0$, dass $\Delta N < 0$ erfüllt ist. Vier-Niveau-Laser werden in der Praxis daher am ehesten eingesetzt, da bei ihnen die Besetzungsinversion schon mit minimalen Aufwand zu realisieren ist.

3.6 Lichtverstärkung

Sind die beiden notwendigen Bedingungen für Laseraktivität gegeben, so spielen in die Lichtverstärkung noch weitere Einflüsse mit ein.

Hinzu kommt die Frequenz ν des Lichts. Ist diese klein (also die Wellenlänge groß), so findet durch den längeren Wellenzug auch mehr Wechselwirkung mit den angeregten Niveaus statt.

Eine kleine Lebensdauer τ des oberen Niveaus eines Laserübergangs trägt auch dazu bei, dass Wechselwirkung stattfinden kann. Wäre sie groß, so könnte es sich um ein stabiles Niveau handeln, das seine Energie bei einem einfallenden Lichtfeld nicht unbedingt abgibt. Natürlich darf die Lebensdauer nicht zu kurz sein, da sonst die Überlegungen aus Abschnitt 3.5 nicht greifen.

Weiterhin nimmt auch die Linienform $g(\nu)$ des verstärkten Lichts einen Einfluss auf die Verstärkung. Bisher wurde implizit angenommen, dass Photonen einer bestimmten Energie (also auch bestimmten Frequenz) ausgesendet werden, was nicht der Realität entspricht, da neben elementaren Effekten wie Beugung auch die Unschärferelation die Frequenz unscharf werden lässt. Letzterer Effekt wirkt hier, weil mit einer unscharfen Lebensdauer auch eine Energieunschärfe einhergeht. Anschaulich ist dies so zu verstehen, dass die unscharfe Lebensdauer Wellenzüge verschiedener Phase miteinander interferieren lässt, was die Energie entsprechend mindert.

In [KS, S.43] werden diese Überlegungen im Verstärkungsfaktor

$$\gamma(\nu) = \left(N_i - \frac{g_i}{g_j} N_j \right) \frac{c'^2}{8\pi \nu^2 \tau} g(\nu) \quad (6)$$

zusammengefasst, wobei $i > j$ gilt und c' die Lichtgeschwindigkeit im Medium darstellt. Je nach Modellierung kann dieser Ausdruck weitere Einflüsse umfassen, daher ist der hier aufgeführte Verstärkungsfaktor nur exemplarisch zu verstehen.

Verluste treten auf durch Beugungseffekte, Reflektionen an den Resonatorspiegeln, nicht zur Besetzungsinversion beitragende Absorption und Streuung (etwa an Unreinheiten im Aufbau). Diese Effekte sind frequenzabhängig und seien durch $\alpha(\nu)$ zusammengefasst.

Die Verstärkung im Laser entspricht einem exponentiellen Wachstum. Genauer gilt für die Intensität I des Lichts

$$I(z) = I_0 e^{[\gamma(\nu) - \alpha(\nu)]z} \quad (7)$$

wobei I_0 für die Intensität des einfallenden Lichts steht und z für den zurückgelegten Weg.

Das Licht soll nun mehrmals im Resonator umherlaufen (dies wird auch als Rückkopplung bezeichnet und ist durch eine geeignete Wahl der Reflektivitäten der Resonatorspiegel gegeben, Vgl. Abbildung 1 und Abschnitt 3.8) und die eben beschriebenen Prozesse durchführen, sodass nach genügend Umläufen der verstärkte Laserstrahl aus dem Resonator austreten kann. Bei einer Resonatorlänge L entspricht ein Umlauf in selbigen einer Länge von $2L$. Damit lässt sich die Nettoverstärkung angeben, die in einer Formel zusammenfasst, dass die verstärkenden Effekte die Verluste übersteigen müssen.

$$G(\nu) = \frac{I(2L)}{I(0)} = e^{[\gamma(\nu) - \alpha(\nu)]2L} > 1 \quad (8)$$

Die Verstärkung kommt allerdings zu einem Ende. Nach einigen Umläufen findet so viel Wechselwirkung mit den angeregten Niveaus statt, sodass die Anzahl an solchen Niveaus schneller abnimmt, als bei gegebener Pumprate wieder angeregt werden kann. Es kommt zu einer Sättigung der Verstärkung. Dieser stationäre Zustand des Lasers wird auch als Laseroszillator bezeichnet. Die Verstärkung des ausgesendeten Lichts in diesem Fall nicht mehr vom Einfallenden abhängig, da nur die Pumprate die Besetzungsinversion beeinflussen kann.

3.7 Realisierung von optisch aktiven Medien und Pumpmechanismen

Der Pumpvorgang ist dabei durch verschiedene Effekte realisierbar. So kann Stoßionisierung, ein äußeres Strahlungsfeld, ein Halbleiterübergang oder eine chemische Reaktion zum Pumpen der Niveaus genutzt werden. Einige Beispiele werden im Folgenden diskutiert.

3.7.1 Gaslaser

Bei Gaslasern wird ein Gas mit einem starken elektrischen Feld (i. F. E-Feld) versehen. Die dabei stattfindenden Entladungen bilden einige Elektron-Ion-Paare des Gases aus, es wird aber nicht das gesamte Gas ionisiert. Durch das E-Feld erlangen die Elektronen kinetische Energie, sodass durch zwei Arten von Stößen eine Anregung des Systems stattfindet:

Stöße 1. Art: Ein Elektron stößt mit einem Gasatom und gibt einen Teil seiner Energie ab.

Stöße 2. Art: Bei mehreren Gassorten kann ein angeregtes Gasatom mit einem anderen stoßen und gibt so seine Energie ab. Dies ist besonders dann von Vorteil, wenn eine Gassorte einen Laserübergang aufweist, der aber verboten ist, weil das Niveau zu langlebig ist. Durch den Stoß kann diese Energie abgegeben werden, sodass die andere Gassorte mit günstigeren Eigenschaften die Laseraktivität ermöglicht.

Für Gaslaser wird damit die Linienform nach [Demtröder S.170] zu einem Doppler-Profil

$$g(\nu) = g(\nu_0) e^{-\left(\frac{1,66(\nu-\nu_0)}{\Delta\nu_D}\right)^2} \quad (9)$$

Hierbei ist $g(\nu_0)$ eine vom Erwartungswert ν_0 abhängige Normierungskonstante und $\Delta\nu_D$ die Halbwertsbreite der Doppler-Verbreiterung.

Das Stoßen der Atome ist die in diesem Versuch genutzte Methode. Konkret wird ein Helium-Neon-Gaslaser verwendet. Die Niveauschemata sind in Abbildung 7 gegenübergestellt.

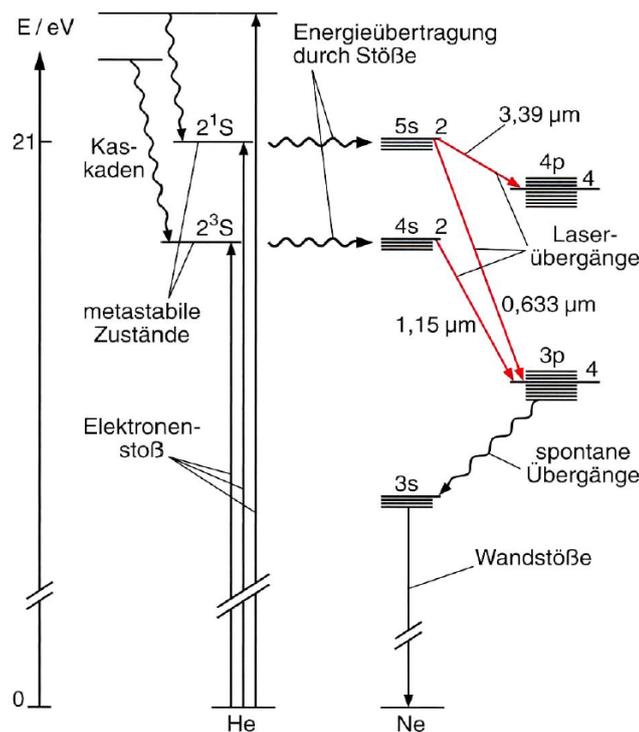


Abbildung 7: Vergleich der Termschemata von Helium und Neon. Die Laserübergänge sind in rot eingezeichnet, wobei Licht des $1,15\mu\text{m}$ - und $3,39\mu\text{m}$ -Übergangs durch die Laserkonstruktion nicht verstärkt wird. Die Entleerung der Niveaus unterhalb des gewünschten Laserübergangs der Wellenlänge von 633nm geschieht durch spontane Emission und Stöße der Helium- und Neon-Atome mit den Wänden des geeignet dimensionierten Gasbehälters. [Halfmann, Folie 401]

Aus diesen geht hervor, dass es drei dominante Laserübergänge gibt, nämlich den 633nm -, $1,15\mu\text{m}$ - und $3,39\mu\text{m}$ -Übergang. Die letzten beiden sollen nicht emittiert werden. Dies wird zum einen durch Anbringen von Brewster-Fenstern im Strahlengang realisiert, die die $3,39\mu\text{m}$ -Strahlung absorbieren und zum anderen durch eine geeignete Beschichtung der Spiegel, deren Reflektivität für $1,15\mu\text{m}$ -Strahlung niedrig genug ist, damit keine merkliche Verstärkung dieses Übergangs auftritt. Gleichzeitig sorgt das Brewster-Fenster für eine Polarisation des 633nm -Übergangs. Der Aufbau eines solchen Lasers ist in Abbildung 8 dargestellt.

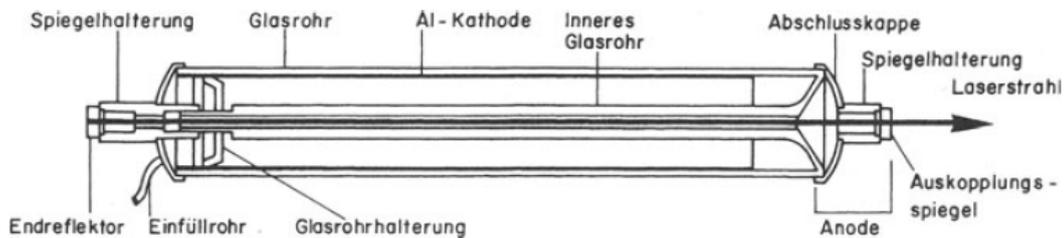


Abbildung 8: Aufbau eines Helium-Neon-Lasers. Im vorliegenden Versuch ist anstelle der Spiegelhalterung jeweils ein Brewsterfenster angebracht, die Spiegel befinden sich auf verstellbaren Halterungen zur Veränderung der Resonatorlänge. [KS, S.229]

3.7.2 Kupfer-/Golddampfaser

Auch Metalle lassen sich durch geeignete Erhitzung wie ein Gaslaser nutzen. Hierzu wird das verwendete Material in einem Bereich um $\approx 1500^\circ\text{C}$ erhitzt, was eine Bildung von Elektron-Ion-Paaren ermöglicht. Diese regen das System durch Stöße 1. Art an.

3.7.3 Ionenlaser

Die vorangegangenen Lasertypen haben neutrale Atome als aktives Medium genutzt. Eine direkte Nutzung ionisierter Atome ist auch möglich, wobei Argonionen eine weitbekannte Wahl darstellen. Für die Anregung werden pro Atom zwei Stöße 1. Art benötigt: Der erste Stoß ionisiert das Atom, der zweite regt es an. Ab hier folgt das Prinzip dem Gaslaser.

3.7.4 Excimerlaser

Bisher wurde die Anregung eines Atoms durch das Pumpen betrachtet. Unter geeigneten Umständen können sich Verbindungen aus mehreren Atomen bilden, sogenannte Excimere. Diese sind nur im angeregten Zustand stabil und weisen somit einen "leeren" Grundzustand auf. Neben dem angeregten Zustand können auch Vibrations- und Rotationsniveaus des Atomverbundes genutzt werden, um Laserstrahlung auszusenden.

3.8 Optischer Resonator

Die Kombination aus optisch aktiven Medium und Pumpe kann nun in verschiedene Resonatorsysteme eingebaut werden, um den Laser zu realisieren.

Bei optischen Resonatoren handelt es sich um Spiegel verschiedener Formen, die auf der optischen Achse des Systems liegen und dienen dazu, die Verstärkung durch Rückkopplung zu gewährleisten. Ihre Reflektivitäten sind i. A. unterschiedlich. Einer der Spiegel weist für die zu verstärkende Wellenlänge des Lasers eine Reflektivität von $R \approx 100\%$ auf, sodass dieser kaum Licht transmittiert. Der andere weist eine Reflektivität von $R < 100\%$ auf, damit das Licht nach einigen Umläufen, während derer es verstärkt wird, den Resonator verlassen kann.

Dabei ist hervorzuheben, dass es sich um offene Resonatoren handelt, d. h., dass die einzige Begrenzung des Resonators die Spiegel selbst darstellen. Ein geschlossener Resonator besitzt eine Modenverteilung gemäß dem Planck'schen Strahlungsgesetz, was bedeutet, dass im sichtbaren Spektralbereich wenige Photonen anzutreffen sind.

3.9 Geometrie und Stabilität optischer Resonatoren

Die Eigenschaften der Spiegel werden in sogenannten Resonatorparametern g_i quantifiziert. Wird die Resonatorlänge mit L und die Krümmungsradien der Spiegel mit R_i bezeichnet (wobei $R_i > 0$ gilt, falls der zugehörige Krümmungskreis innerhalb des Resonators liegt), so werden die Resonatorparameter angegeben durch

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (10)$$

Durch Auswertung eines Resonatorsystems mittels Matrixformalismus ergibt sich aus Betrachtung der Eigenwerte, dass ein Resonator genau dann stabil ist (d. h., dass keine Strahlverluste durch Verlassen der Strahlen des Resonators auftreten), wenn für seine beiden Resonatorparameter g_1 und g_2 gilt:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (11)$$

Im Falle von $g_1 g_2 = 1$ wird die Anordnung auch als "metastabil" oder als "an der Stabilitätsgrenze" bezeichnet, da schon leichte, äußere Einflüsse auf das System für Destabilisierung sorgen. Im Folgenden sind einige (meta-)stabile Anordnungen und ihre Resonatorparameter einzusehen und entstammen alle [KS, S.77-78]. Die Pfeile kennzeichnen die Wege der Lichtstrahlen im Resonator.

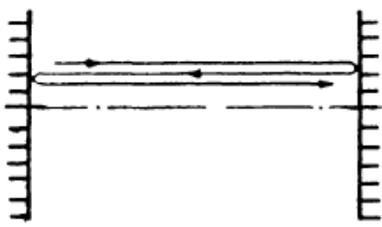


Abbildung 9: Planarer Resonator mit $R_1 = R_2 = \infty$ und somit $g_1 = g_2 = 1$

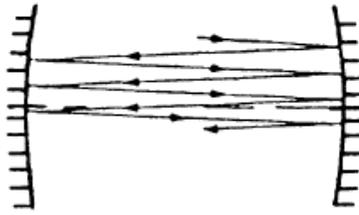


Abbildung 10: Schwach konkaver Resonator mit $R_1, R_2 > L$ und somit $g_1 = g_2 \leq 1$

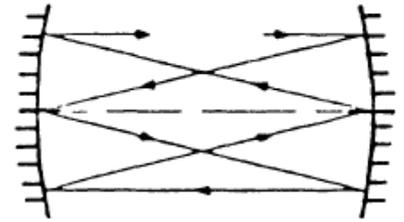


Abbildung 11: Fokaler Resonator mit $R_1 = R_2 = 2L$ und somit $g_1 = g_2 = 0,5$

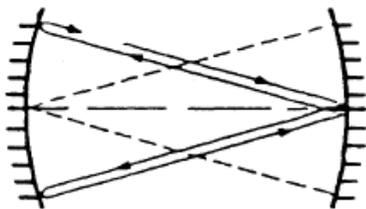


Abbildung 12: Konfokaler Resonator mit $R_1 = R_2 = L$ und somit $g_1 = g_2 = 0$



Abbildung 13: Fast konzentrischer Resonator mit $\frac{L}{2} < R_1, R_2 < L$ und somit $g_1 = g_2 \approx -1$

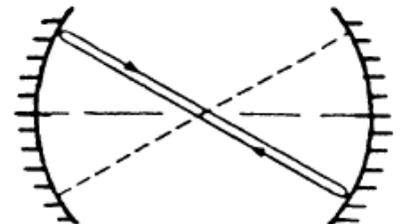


Abbildung 14: Sphärischer bzw. konzentrischer Resonator mit $R_1 = R_2 = \frac{L}{2}$ und somit $g_1 = g_2 = -1$

Gleichung 11 lässt sich anschaulich als Stabilitätsdiagramm darstellen, welches in Abbildung 15 einzusehen ist.

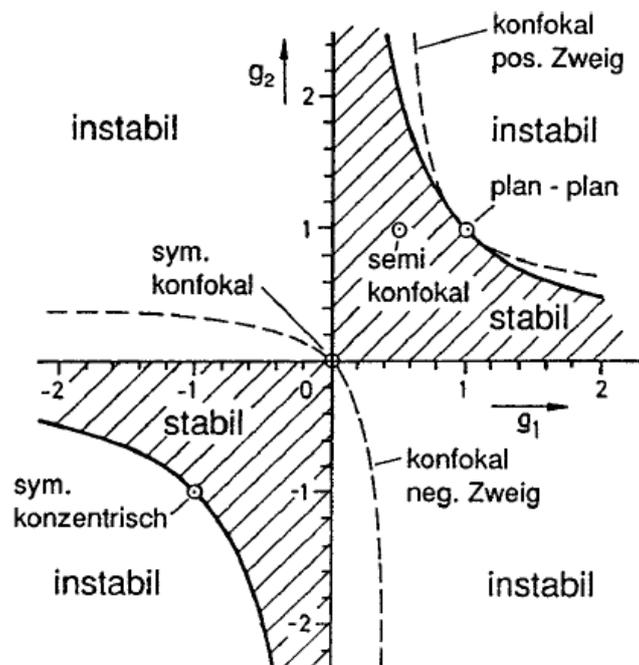


Abbildung 15: Stabilitätsdiagramm, welches die in Gleichung 11 enthaltene Menge an Resonatorparameterpaaren veranschaulicht. Schraffierte Bereiche und der Nullpunkt spiegeln einen stabilen Resonator wider. Durchgezogene Linien, die den schraffierten Bereich im 1. und 3. Quadranten begrenzen, kennzeichnen einen metastabilen Resonator. [Demtröder, S.165]

3.10 Fabry-Perot-Interferometer

Eine praktische Anwendung der planparallelen Resonatoranordnung ergibt sich durch ihre wellenlängenselektiven Eigenschaften. Trifft ein Strahlungsfeld auf eine der planparallelen (Glas-)Platten der Reflektivität R , so tritt Vielstrahlinterferenz auf. Als Resultat dessen werden bei gegebenen Einstellungen nur bestimmte Vielfache einer Wellenlänge λ transmittiert, was nach [Demtröder, S.181] zur Bedingung

$$m\lambda_m = 2nd \cdot \cos(\beta) \quad (12)$$

führt. Dabei ist n der Brechungsindex des Mediums zwischen den Platten, d ihr Abstand, β der Brechungswinkel, der sich nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz einstellt, wenn das Licht die an der Platte gebrochen wird und $m \in \mathbb{N}$ repräsentativ für das Transmissionsmaximum m -ter Ordnung.

Wird diese Bedingung in Frequenzen übertragen, so ergibt sich der Frequenzabstand $\Delta\nu$ zweier Transmissionsmaxima zu

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd \cdot \cos(\beta)} \quad (13)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Dies wird auch als FSR (= Free Spectral Range) bezeichnet. Zwischen zwei solchen Maxima wird also entsprechendes Licht kaum transmittiert und es liegt einer Art Filter vor. Dabei gibt es weitere charakterisierende Größen eines Etalons, die [Halfmann, Folie 252 und 255] entnommen sind.

Für ein solches Etalon ist die Linienbreite ϵ gegeben durch

$$\epsilon = 4 \arcsin\left(\frac{1-R}{2\sqrt{R}}\right) \quad (14)$$

Die Finesse F^* , die für die Auflösung des Etalons steht, ergibt sich zu

$$F^* = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (15)$$

In Abbildung 16 ist das Transmissionspektrum in Abhängigkeit dieser Größen skizziert.

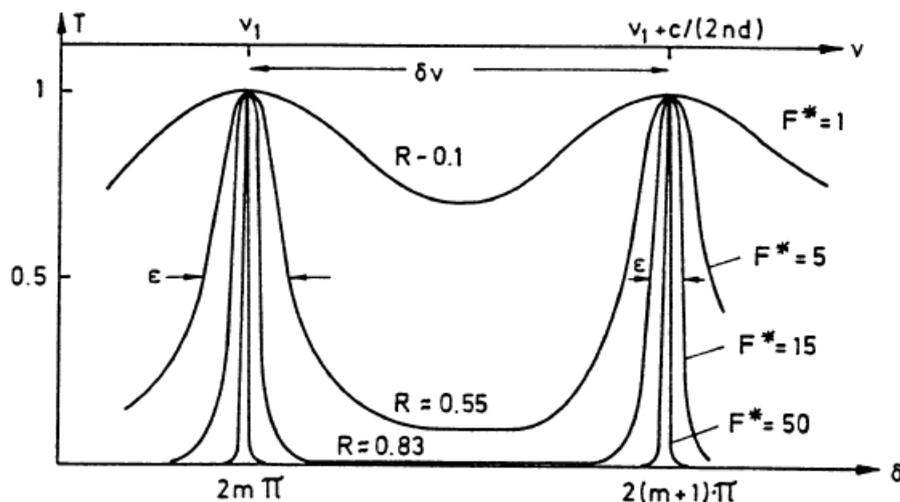


Abbildung 16: Transmissionspektrum eines Fabry-Perot-Etalons bei verschiedenen charakteristischen Größen. Auf der oberen horizontalen Achse ist die Frequenz des einfallenden Lichts, auf der unteren der Gangunterschied des m -ten Transmissionsmaximums zum Maximum 1.ter Ordnung eingetragen. Auf der vertikalen Achse findet sich die Transmission des das Etalon durchschreitenden Lichts. Je nachdem, wie die Parameter des Etalons ausfallen, ändert sich das Transmissionspektrum. $\delta\nu$ steht hierbei für $\Delta\nu$. [Demtröder, S.89]

3.11 Modenspektren des Resonators

Der Resonator bestimmt auch die Energie und Struktur des ausgesendeten Lichts. Dabei wird zwischen longitudinalen und transversalen Anteilen unterschieden.

3.11.1 Longitudinales Modenspektrum

Longitudinale Moden bestimmen die Frequenz des ausgesendeten Lichts. Durch eine Anpassung der Resonatorlänge L auf Vielfache der halben Wellenlänge des zu verstärkenden Lichts $q \frac{\lambda}{2}$ mit $q \in \mathbb{N}$ können sich stehende Wellen ausbilden, die eine weitere für Verstärkung notwendige Bedingung darstellen. Es können somit nur Moden bestimmter Frequenz verstärkt werden. Unter Berücksichtigung des Brechungsindex n ergibt sich dafür der Zusammenhang

$$n \cdot L = q \frac{\lambda}{2} \leftrightarrow \nu = q \frac{c}{2nL} \quad (16)$$

mit einem Frequenzabstand

$$\Delta \nu = \frac{c}{2nL} \quad (17)$$

Dabei handelt es sich nicht um diskrete Frequenzen, da auch diese mit einer endlichen Breite einherkommen. Die Multiplikation der Nettoverstärkung mit dem longitudinalen Spektrum liefert dann das Netto-Verstärkungsprofil des Lasers, wie in Abbildung 17 veranschaulicht.

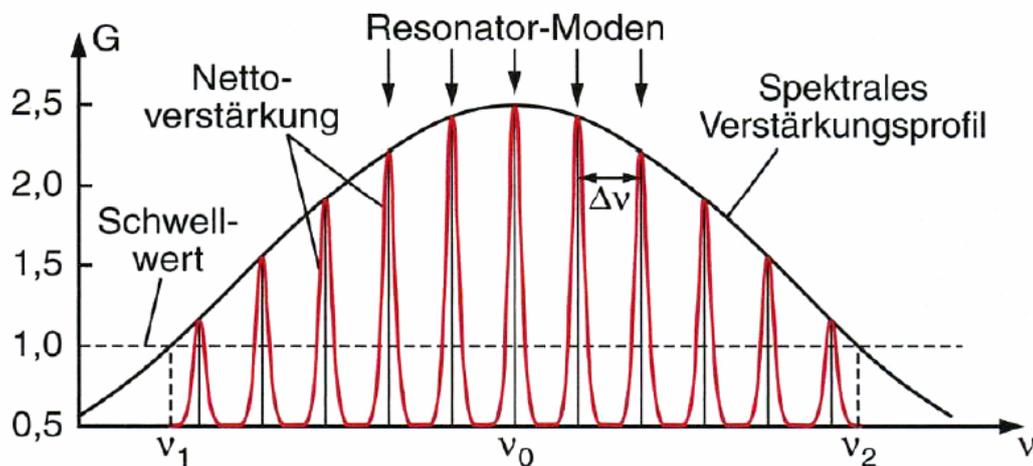


Abbildung 17: Zu sehen ist das Netto-Verstärkungsprofil des eines Resonators. Das spektrale Verstärkungsprofil entspricht $G(\nu)$ aus Gleichung 8. Die vorliegende Form ist nur beispielhaft gauß-förmig. I. A. ist das Verstärkungsprofil eine schwierig zu beschreibende Kurve. Die Resonatormoden sind als senkrechte Striche dargestellt, wobei zu ihnen eine endliche Breite gehört. Die Multiplikation dieser beiden Spektren liefert die Nettoverstärkung. Nur Frequenzen, für die $G(\nu) > 1$ gilt, werden verstärkt, was durch die mit "Schwellwert" betitelte Gerade deutlich gemacht wird. [Halfmann, Folie 409, bearbeitet]

Dabei gibt es eine minimale ν_1 und maximale Frequenz ν_2 (die Bezeichnungen beziehen sich auf Abbildung 17), für welche die Verstärkung $G(\nu_1) = G(\nu_2) = 1$ gilt. Nur innerhalb dieses Bereiches werden Moden verstärkt, womit sich eine Verstärkungsbandbreite

$$\nu_{VB} = \nu_2 - \nu_1 \quad (18)$$

angeben lässt. Bei gegebenen Frequenzabstand der stehenden Wellen im Resonator lassen sich damit die Anzahl an schwingenden Moden des Resonators durch

$$p = \frac{\nu_{VB}}{\Delta \nu} \quad (19)$$

abschätzen.

Je nach Aufbau können dabei aber noch zu viele Moden im Resonator vorhanden sein. Es bieten sich nun einige Möglichkeiten der weiteren Selektion an.

Es könnte durch Verringerung der Resonatorlänge der longitudinale Modenabstand so groß gemacht werden, dass die Nettoverstärkung kleiner als dieser wird. In einem kleinen Resonator kann aber keine große Verstärkung erreicht werden.

Weiterhin könnten die Verluste so sehr erhöht werden, dass nur eine Mode Verstärkung erfährt. Dies läuft aber der

Idee, eine Strahlung von hoher Intensität zu erhalten, entgegen.

Eine realistische Möglichkeit ergibt sich aus Frequenz- und von anderen Aufbaugrößen abhängigen Bauteilen wie einem Fabry-Perot-Etalon. Durch seinen einstellbaren Frequenzabstand lässt es sich so konfigurieren, dass effektiv nahezu nur eine Mode nicht herausgefiltert wird. Dies ist in Abbildung 18 und Abbildung 19 veranschaulicht.

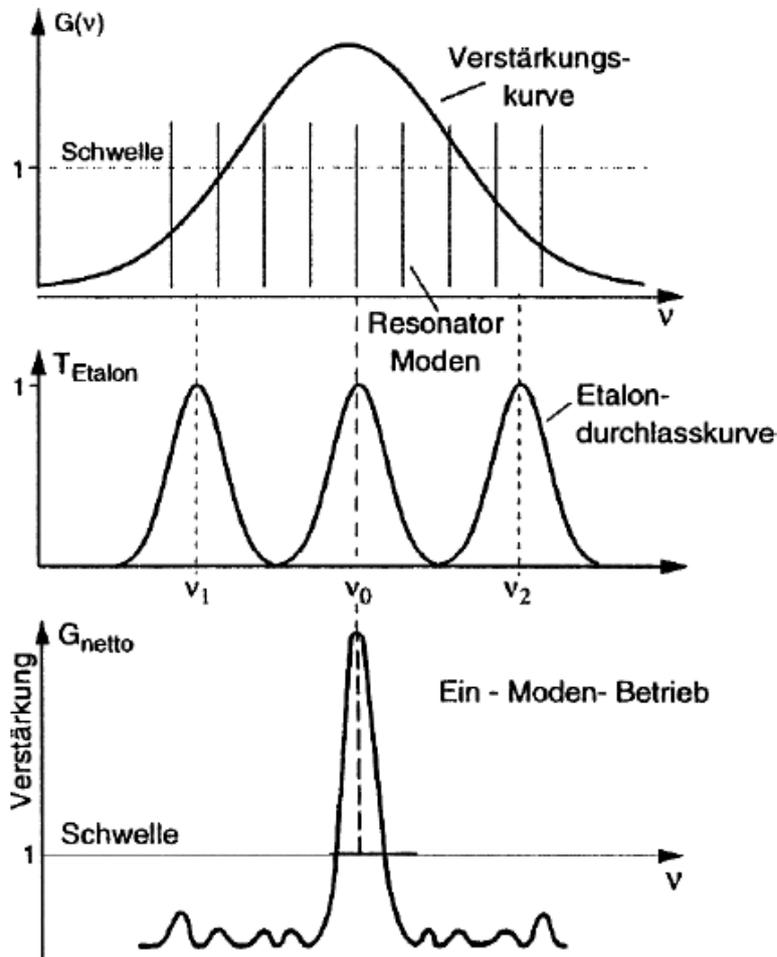


Abbildung 18: Im obersten Bild ist die in Abbildung 17 besprochene Nettoverstärkung zu sehen. Darunter befindet sich das schon in Abbildung 16 diskutierte Transmissionspektrum eines Fabry-Perot-Etalons. Durch Einbringen des Interferometers in den Strahlengang des Lasers wird eine Verstärkung, wie im untersten Bild gezeigt, erreicht. [Demtröder, S.182]

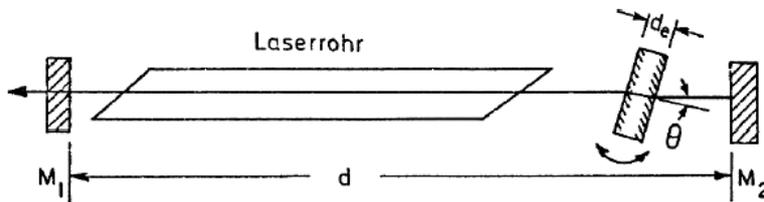


Abbildung 19: Praktische Realisierung der Modenselektion eines Lasers durch ein Fabry-Perot-Etalon. d_e beschreibt hierbei die vorher mit d beschriebene Dicke des Etalons und Θ den vorher mit β bezeichneten Verkippungswinkel zur optischen Achse. [Demtröder, S.181]

3.11.2 Transversales Modenspektrum

Die transversale Modenstruktur ergibt sich durch Beugungseffekte, die durch die Resonatorgeometrie zustande kommen.

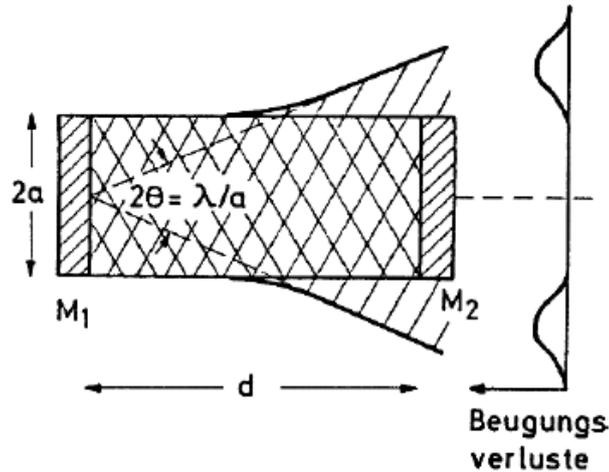


Abbildung 20: Gezeigt ist die Beugung in einem planparallelen Resonator. M_i kennzeichnet jeweils einen der Spiegel, d beschreibt den Abstand der Spiegel zueinander, $2a$ ihre endliche Ausdehnung senkrecht zur optischen Achse und 2θ den Winkel, den die beiden Beugungsmaxima erster Ordnung einschließen. [Demtröder, S.156]

Abbildung 20 erweckt zunächst den Eindruck, dass eine geschlossene Anordnung Beugungseffekte verhindern könnte, da die gebeugte Strahlung den Resonator dann nicht mehr verlassen würde. In geschlossenen Anordnungen bilden sich allerdings stehende Wellen aus, deren Beugungsverluste vom Auftreffpunkt an einer spiegelnden Oberfläche abhängen und somit zu keiner (für Laseroszillation nötige) stationäre Feldverteilung führen können.

Handelt es sich beim offenen Resonator um planparallele Spiegel, so kann die Feldverteilung der nicht den Resonator verlassenden Lichtanteile durch Ersetzen der Spiegel durch Blenden hergeleitet werden.

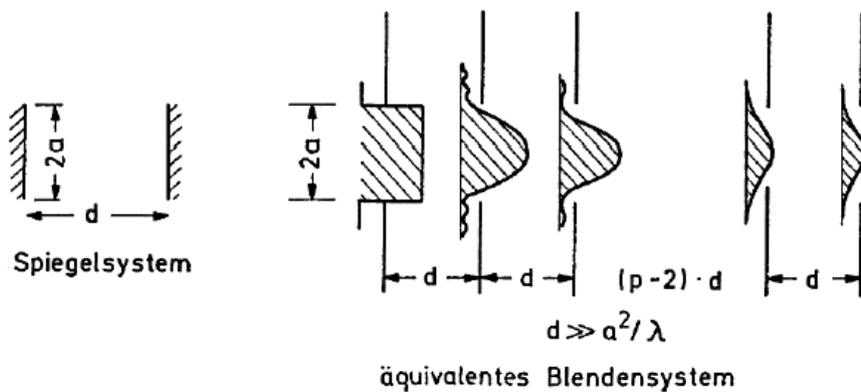


Abbildung 21: Die p -fache Spiegelung im planparallelen Spiegelsystem links wird durch eine Anordnung aus p Blenden ersetzt. Sie repräsentieren die bei der Reflexion im Spiegel auftretenden Beugungsverluste [Demtröder, S.158]

In der Kirchhoff-Fresnel'schen Beugungstheorie wird eine Beugung durch ein Integral dargestellt. Die Iteration des Verfahrens liefert eine Integralgleichung, die i. A. nur numerisch lösbar ist. Die folgenden Ausdrücke entstammen dabei [Eichler, S.264].

Für den Fall, dass eine konfokaler Resonator mit kartesischer Geometrie vorliegt, ergeben sich als Lösung eine Mischung aus Gaußprofil und Hermit-Polynomen:

$$I_{mn}(x, y) \sim H_n(\xi)^2 H_m(\eta)^2 e^{-2(\xi^2 + \eta^2)} \quad (20)$$

Hierbei sind ξ und η normierte kartesische Koordinaten und H_n und H_m die Hermit-Polynome n .ter bzw. m .ter Ordnung. Einige Intensitätsauftragungen sind in Abbildung 22 dargestellt.

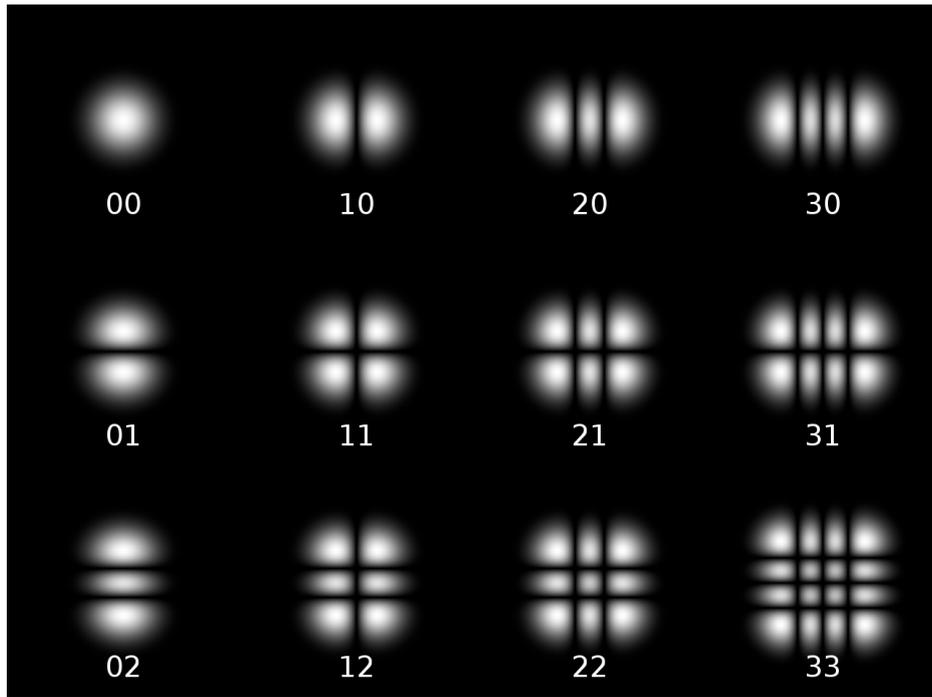


Abbildung 22: Auftragung einiger Intensitätsverteilungen bei kartesischer Geometrie des konfokalen Resonators. Die Ziffern sind dabei als TEM_{mn} -Moden zu verstehen. Demnach würde eine x-Achse senkrecht und eine y-Achse waagrecht anliegen. [5]

Für den Fall eines konfokalen Resonators mit sphärischer Geometrie kann die Integralgleichung in Zylinderkoordinaten umformuliert werden und liefert eine Mischung aus Gaußprofil und Laguerre-Polynomen:

$$I_{pl}(r, \phi) \sim \rho^l (L_p^l(\rho))^2 \cos(l\phi)^2 e^{-\rho} \quad (21)$$

Hierbei sind ρ der normierte Zylinderkoordinatenradius und L_p^l die verallgemeinerten Laguerre-Polynome. Einige Intensitätsauftragungen sind in Abbildung 23 dargestellt.

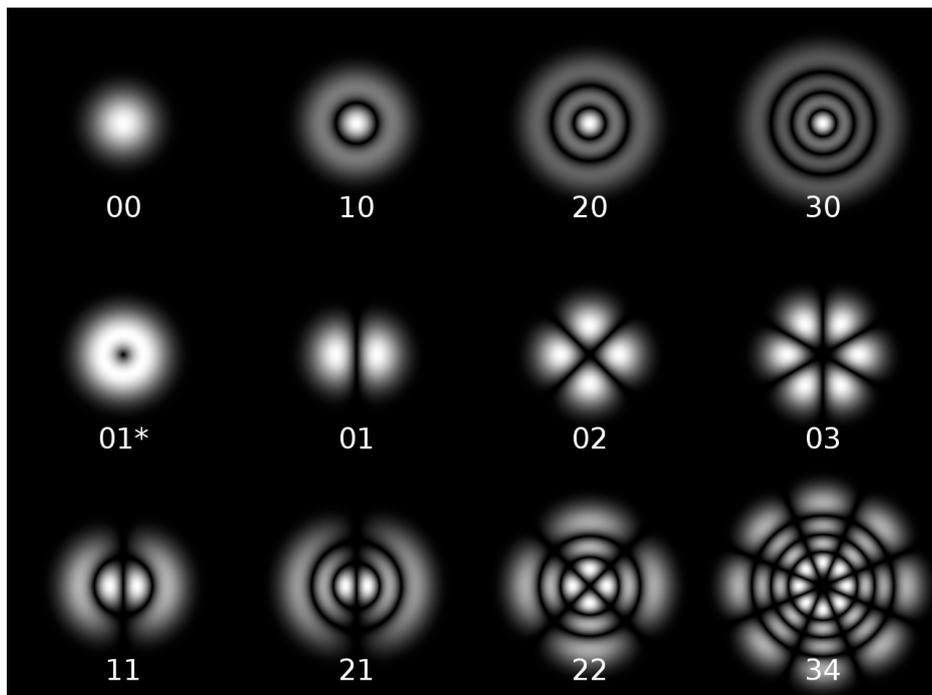


Abbildung 23: Auftragung einiger Intensitätsverteilungen bei sphärischer Geometrie des konfokalen Resonators. Die Ziffern sind hier als TEM_{pl} -Mode zu lesen. [6]

In diesem Versuch sollen die transversalen Moden bei einer Resonatorlänge von $L = 88\text{cm}$ und Krümmungsradien $R_1 = R_2 = 45\text{cm}$ gemessen werden. Dabei handelt es sich nicht um eine konfokale Anordnung (Vgl. Abschnitt 3.9). Sie ist aber wegen des symmetrischen Aufbaus äquivalent zu einem konfokalen Resonator und eine Messung der Moden ist dennoch möglich .

3.11.3 Gauß-Optik

Besonders die TEM_{00} -Mode ist hervorzuheben. Da sie die niedrigste Divergenz aufweist, ist sie für die meisten Anwendungen bevorzugt anzuregen und bedarf einer eingehenderen Beschreibung.

Mit dem Ansatz einer Kugelwelle in paraxialer Näherung (d. h. nahe der optischen Achse, die hier gleich der z-Achse ist) ergibt sich das elektrische Feld des Strahls laut [Eichler, S.228] zu:

$$E(r, z, t) \sim \frac{B}{q} e^{-i \frac{kr^2}{2q}} e^{i(\omega t - kz)} \quad (22)$$

Dabei bezeichnet B die komplexe Amplitude, $w(z)$ den Strahlradius, $R(z)$ den Krümmungsradius, k, r, z die Zylinderkoordinaten und t die vergangene Zeit. Zudem ist $q = \frac{1}{R(z)} - i \frac{2}{kw^2(z)}$ ein komplexer Strahlparameter, der die Beschreibung einfacher gestaltet. Damit hat der Strahl die in Abbildung 24 skizzierte Form

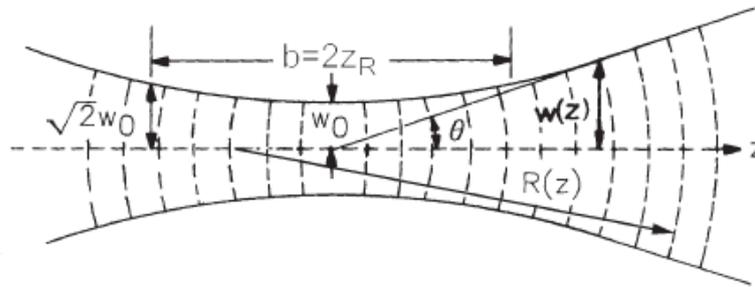


Abbildung 24: Intensitätsverlauf der TEM_{00} -Mode in einem symmetrischen Resonator. Zu sehen sind der Strahlradius w_0 im Mittelpunkt des Resonators, der Divergenzwinkel Θ , der Strahlradius $w(z)$ am Ort z und der Krümmungsradius der Wellenfronten $R(z)$. Z_R kennzeichnet hier den Abstand vom Ursprung der Kugelwelle, an dem die Strahlbreite auf das $\sqrt{2}$ -fache ihres Anfangswertes angewachsen ist. [Eichler, S.229]

Gemäß [Kogelnik, S.1553 und S.1556] wird der Strahlradius w_0 am Entstehungsort der Kugelwelle durch

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R-L)}} \quad (23)$$

und der Radius $w(z)$ am Ort z durch

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0}\right)^2} \quad (24)$$

beschrieben. Hierbei beschreibt λ die Wellenlänge des Strahls, L die Resonatorlänge, R den Krümmungsradius der Spiegel.

Da es sich in diesem Versuch anbietet, die TEM_{00} -Mode zu untersuchen, können hier bereits einige zu verifizierende Vorhersagen getroffen werden. Im Laufe des Versuchs für verschiedene Resonatorlängen jeweils eine TEM_{00} -Moden mit einer Kamera aufgenommen, die sich in einer bestimmten Entfernung hinter dem Auskoppelspiegel befindet. Für dieses Rechenbeispiel wird eine Entfernung zwischen Kamera und Auskoppelspiegel von $d = 8\text{cm}$ angenommen. Für die Resonatorlängen wird $L_1 = 0,25\text{cm}$ und $L_2 = 0,88\text{cm}$ gesetzt, für die Wellenlänge gilt $\lambda = 632,8\text{nm}$. Einsetzen der Größen liefert

$$\begin{aligned} w_{0,L_1} &= 201,49\mu\text{m} \\ w\left(\frac{L_1}{2}, w_{0,L_1}\right) &= 237,09\mu\text{m} \\ w_{0,L_2} &= 115,59\mu\text{m} \\ w\left(\frac{L_2}{2}, w_{0,L_2}\right) &= 775,4\mu\text{m} \end{aligned}$$

An dieser Stelle wird der Auskoppelspiegel als Quelle eines neuen Gaußstrahls angesehen, sodass die letzten beiden Werte an den Auskoppelspiegel nun als neue w_0 angesehen werden. Erneutes Einsetzen dieser Werte mit d liefert

$$w\left(d, w\left(\frac{L_1}{2}, w_{0,L_1}\right)\right) = 246,64\mu m$$

$$w\left(d, w\left(\frac{L_2}{2}, w_{0,L_2}\right)\right) = 775,68\mu m$$

Gemäß

$$\Delta w = \left| \frac{w\left(\frac{L_i}{2}, w_{0,L_i}\right) - w\left(d, w\left(\frac{L_i}{2}, w_{0,L_i}\right)\right)}{w\left(d, w\left(\frac{L_i}{2}, w_{0,L_i}\right)\right)} \right| \quad (25)$$

wird die Abweichung der beiden Strahlradien an Auskoppelspiegel und Kamera bestimmt zu

$$\Delta w_{L_1} = 3,87\%$$

$$\Delta w_{L_2} = 3,59 \cdot 10^{-2}\%$$

4 Auswertung

4.1 Aufbau und Justage des Laserresonators

Um die Messungen für diesen Versuch zu starten, musste der Laser zunächst aufgebaut und justiert werden. Es wurde Aufbau A verwendet. Der Versuch fand auf einer optischen Bank statt, auf der verschiedene für diesen Versuch relevante Bauteile angebracht werden konnten. Fest eingebaut waren ein in verschiedene Richtungen verkipperbarer Justagelaser am einen und ein Fabry-Pérot-Interferometer am anderen Ende der Bank. Beliebig einsetzbare Bauteile der Justage beliefen sich auf eine Irisblende (eine Blende mit einstellbarem Durchmesser), einen Papierschirm zur Kontrolle von Laserstrahlen per Augenmaß, einen hochreflektiven Spiegel (i. F. nur noch HR-Spiegel) und einen Auskoppelspiegel, die jeweils einen Krümmungsradius von 45cm aufwiesen und eine in verschiedene Richtungen kippbare Gaskammer.

Die Justage begann damit, eine optische Achse festzulegen. Dazu wurde der Justagelaser mithilfe der Irisblende so verkippt, dass er möglichst zentral die Öffnungsblende des Interferometers traf. Die Irisblende wurde dabei auf ihren kleinsten Durchmesser eingestellt (um divergente Strahlen aus der Justage herauszunehmen), mehrmals direkt vor dem Justagelaser und Interferometer verschoben und so per Augenmaß das Licht auf die Eintrittsblende des Interferometers ausgerichtet.

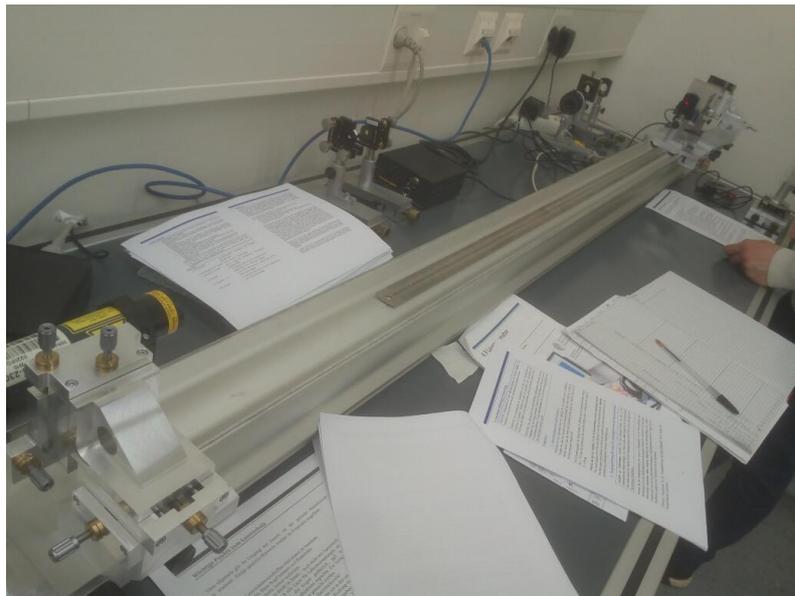


Abbildung 25: Festlegung der optischen Achse. Von links unten nach rechts oben: Justagelaser, Irisblende (ds rote Laserlicht ist darauf zu erkennen), Papierschirm, Interferometer (zum Großteil vom Papierschirm verdeckt). Die optische Achse verläuft vom Austrittspunkt des Lichts aus dem Justagelaser zum roten Punkt, der sich möglichst zentral in der Öffnung des Interferometers befinden sollte.

Anschließend wurden die beiden Resonatorspiegel in den Strahlengang gebaut und mithilfe der Reflektionen des Justagelichts an den Spiegeln auf die optische Achse ausgerichtet. Dafür wurden die Spiegel mithilfe ihrer Stellschrauben so verkippt, dass das Intensitätsmaximum der Reflektion mit der Öffnung der Irisblende zusammenfiel.



Abbildung 26: Ausrichtung der Spiegel mit Sicht entlang der optischen Achse. Von vorne nach hinten: Justagelaser, HR-Spiegel mit Reflektion des Justagelichts. Dahinter befand sich der Auskoppelspiegel, der auch zur Reflektion beitrug.



Abbildung 27: Ausrichtung der Spiegel mit Sicht entlang der optischen Achse. Von vorne nach hinten: Irisblende, Justagelaser. Auf der Irisblende ist die zur Einstellung der Spiegel auf die optische Achse genutzte Reflektion des Justagelichts zu sehen.

Nun wurden die beiden Spiegel ausgebaut und das Gasrohr zur Justage eingebaut. Da die optische Achse bereits festlag, war nur darauf zu achten, dass möglichst viel Intensität durch das Gasrohr gelangte, was durch die Irisblende und den Papierschirm kontrolliert wurde.

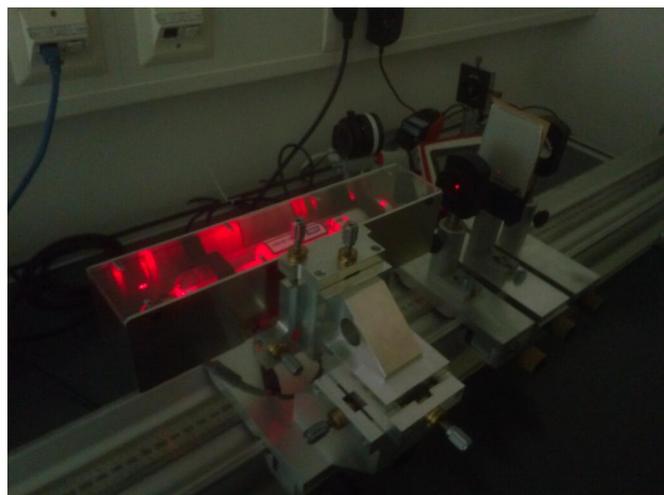


Abbildung 28: Ausrichtung der Gasröhre mit Sicht quer zur optischen Achse. Von links nach rechts: Gasröhre, Irisblende, Papierschirm, Linse. Hier musste nur darauf geachtet werden, dass möglichst viel Intensität durch das Gasrohr und Irisblende auf den Papierschirm gelangt. Dabei handelt es sich ausschließlich um Justagelicht, es liegt keine Laserresonatoraktivität vor. Die Linse hat hier keine Funktion.

Durch Platzieren der Spiegel an den dafür vorhergesehenen Stellen konnte der Laserresonator realisiert werden.



Abbildung 29: Aufbau des Laserresonators. Von links unten nach rechts oben: HR-Spiegel, Gasröhre, Auskoppelspiegel, Linse, Interferometer. Das Licht des Justagelasers ist abgeblockt und der Laserresonator nicht in Betrieb. Die Linse hat hier keine Funktion.

Nun war noch die Strahlform zu prüfen. Dazu wird der Strahl mithilfe einer Linse vom Interferometer zur dahinter liegenden Wand umgelenkt. Zu Beginn des Versuchs sollte nur die TEM_{00} -Mode angeregt werden. Mithilfe der Stellschrauben der Gasrohrvorrichtung konnte der Laserstrahl so eingestellt werden, dass ein möglichst gaußförmiges Strahlprofil zu sehen ist.



Abbildung 30: Ablenkung des Laserstrahls auf die hinter dem Interferometer liegende Wand. Dies geschieht durch die in Abbildung 28 und Abbildung 29 vorkommende und nun verwendete Linse.



Abbildung 31: Nahaufnahme des eingestellten Strahlprofils. Es zeigt sich eine kreisförmige Intensitätsverteilung, mit einem Maximum in der Mitte und radial abnehmender Stärke, wie von einer TEM_{00} -Mode erwartet.

Als Referenzpunkt für alle Streckenmessungen wurde der Mittelpunkt der Halterung für den Gasbehälter verwendet, die auf der Skala der Bank bei 750 Einheiten (dies entspricht 750mm ausgehend von dem Ende der Skala, auf dessen Seite sich der Justagelaser befand) festgelegt wurde.

Um Abstände der Spiegel auf der Skala einzustellen, musste die Position der Spiegel in ihren Halterungen mit der Skala in Verbindung gebracht werden. Dazu wurde betrachtet, wo sie sich relativ zur Befestigung ihrer Halterung an der optischen Bank befanden. In Abbildung 32 ist dies für den HR-Spiegel gezeigt. Für den Auskoppelspiegel wurde analog verfahren, wobei ein bauartbedingter Versatz berücksichtigt werden musste.



Abbildung 32: Zur Messung der Position des Spiegels mithilfe der Skala auf der optischen Bank. Entlang der Senkrechten, die vom Geo-Dreieck gebildet wird, wird der Spiegel angenommen. Die Befestigung der Spiegelhalterung schließt mit dem Geo-Dreieck bündig ab und wird zur Messung der Position des Spiegels verwendet. Für den Auskoppelspiegel wird analog verfahren, wobei wegen der anderen Halterungsbauweise ein Versatz berücksichtigt werden muss.

Eine Spiegelposition ergibt sich also aus der Messung einer Befestigung. Dies liefert für die Position der Spiegel L_i folgende Abhängigkeit von der dem Gasrohr zugewandten Seite der Befestigung $L_{Befestigung,i}$:

$$L_{Befestigung,HR} = L_{HR} \quad (26)$$

$$L_{Befestigung,Auskopp.} - 1mm = L_{Auskopp.} \quad (27)$$

Hierbei wird jeweils eine Ungenauigkeit von $\Delta L_i = 2mm$ angenommen.

Im Laufe des Versuchs wurde für eine eingestellte Resonatorlänge mehrere Messungen durchgeführt und dies für alle nötigen Resonatorlängen wiederholt.

4.2 Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Resonatorlänge

Zu Beginn steht die Auswertung der Ausgangsleistung des Laserlichts (i. F. bezeichnet Laserlicht nur noch das aus dem Laserresonator emittierte Licht) in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Dafür wurde im Versuch ein photoelektrisches Leistungsmessgerät (ein Photodiode) in den Strahlengang hinter dem Auskoppelspiegel platziert. Die gemessene Leistung wurde für jede Resonatorlänge durch Nutzung der Stellschrauben der Spiegel und Gasrohrhalterung maximiert, indem auf die Position des Strahls auf dem Messgerät und dessen gemessener Leistung geachtet wurde. Abbildung 33 veranschaulicht dies.

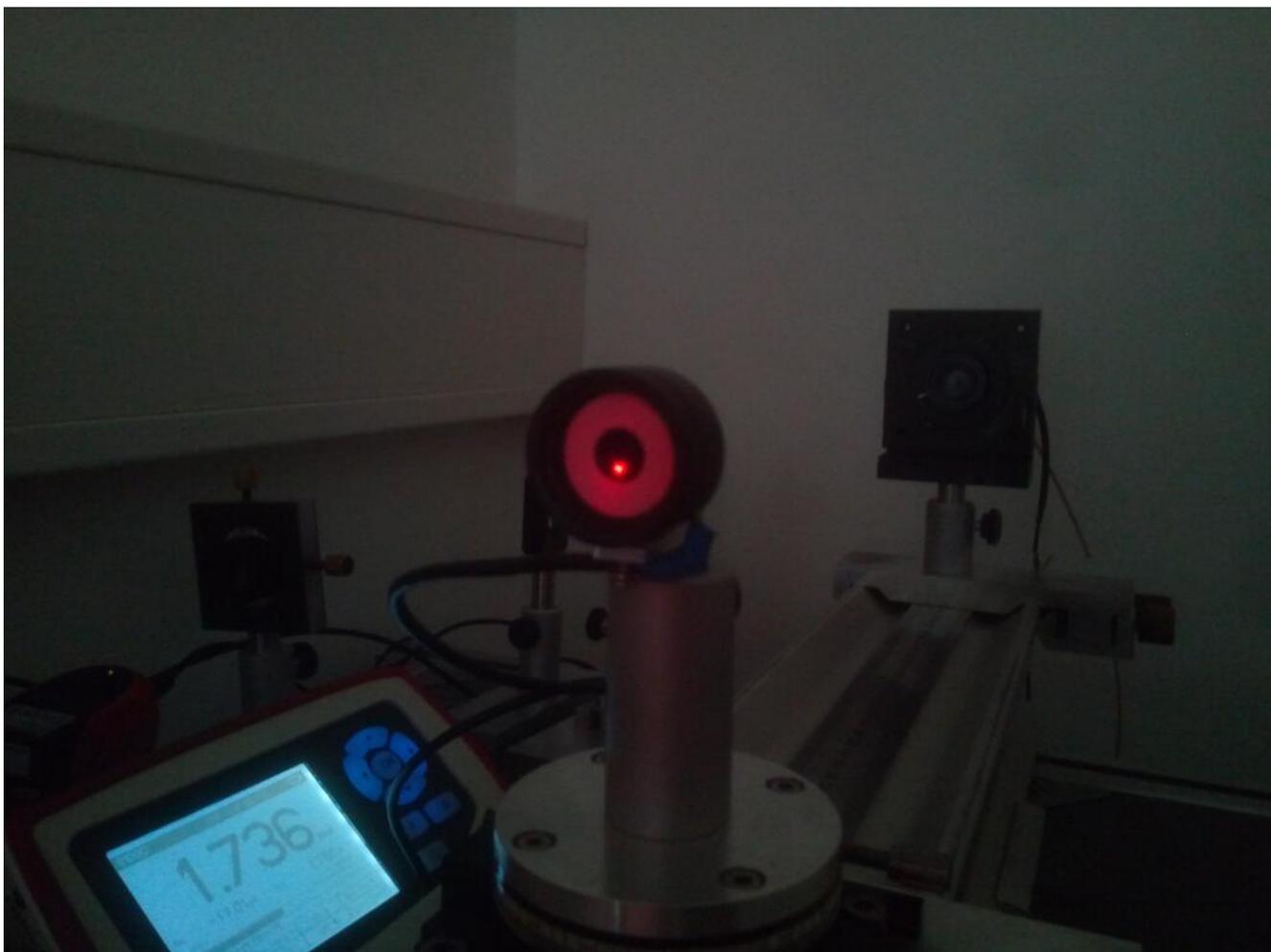


Abbildung 33: Photodiode mit angeschlossenen Display zur Anzeige der gemessenen Leistung. Das rote Laserlicht sollte möglichst vollständig im schwarzen Kreis liegen.

Es ist darauf zu achten, dass unter Umständen nur lokale Maxima für eine gegebene Resonatorlänge gefunden sein könnten. Durch Variation der Intensität um ein vermutetes, globales Maximum herum wurde versucht, diesen Einfluss zu minimieren. Die Ungenauigkeiten der gemessenen Leistungen ergaben sich aus der größten Fluktuation um den innerhalb einer gewissen Beobachtungszeit am häufigsten beobachteten Wert. Damit ergibt sich die in Abbildung 34 einzusehende Auftragung.

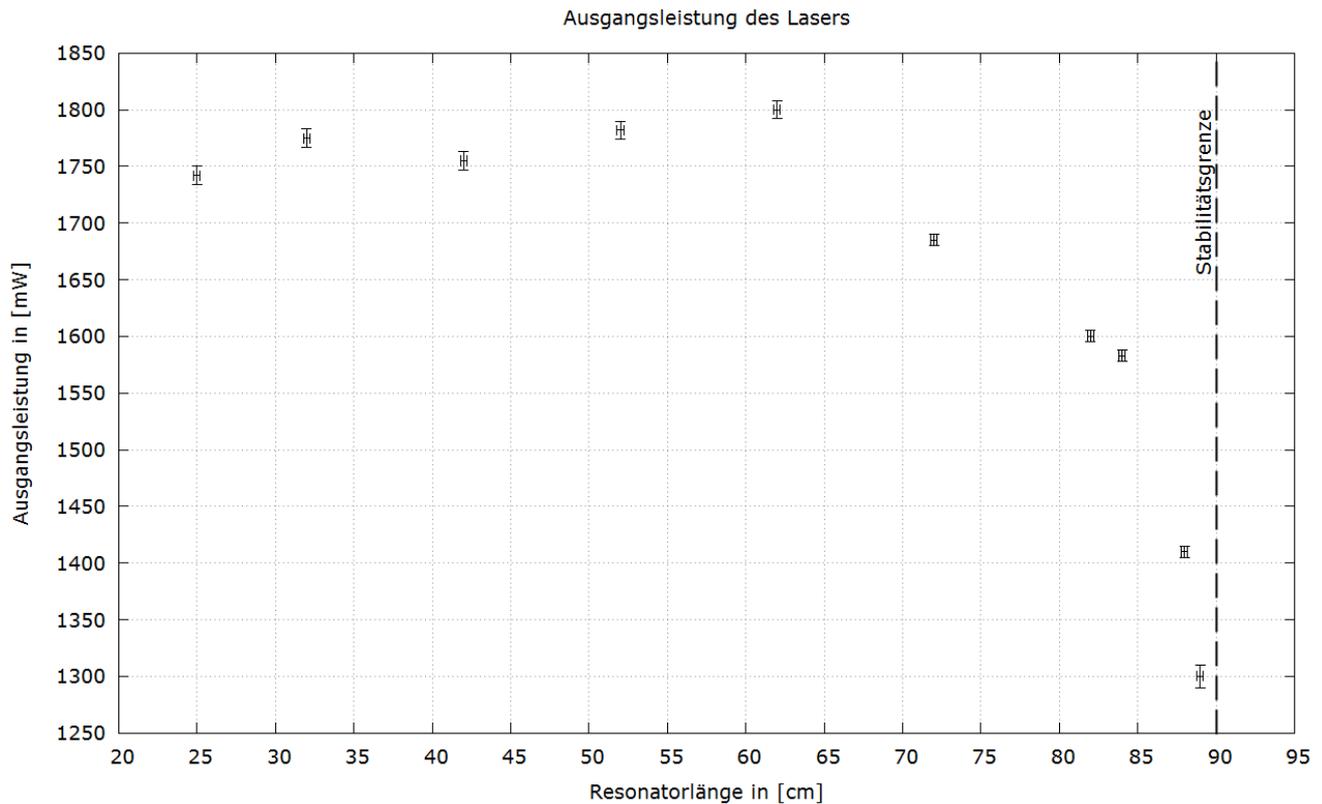


Abbildung 34: Ausgangsleistung des Laser über die Resonatorlänge aufgetragen. Bei 90cm ist die vorhergesagte Stabilitätsgrenze des Resonators durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet.

Die ersten fünf Werte variieren wenig voneinander, wobei sie einen leicht wachsenden Trend zeigen und bei einer Resonatorlänge von 62cm sogar maximiert werden. Dies könnte dadurch zu erklären sein, dass mit zunehmender Resonatorlänge mehr longitudinale Moden im Resonator schwingen, die auch angeregt werden können. Dieser Effekt könnte ab einer gewissen Resonatorlänge von Verlusten u. a. durch Strahldivergenz und Absorption/Streuung durch Luft überwogen werden.

Eine andere Erklärung könnte auch eine nicht gleichmäßige Einstellung der Vorrichtung und nicht vollständig entfernte Staubkörner auf Spiegeln und Austrittsfenstern des Gasrohres sein. Zudem könnte es sich bei einigen Werten doch um lokale Maxima handeln.

Die letzten fünf Werte verhalten sich der Erwartung entsprechend, da unabhängig von den vorherigen Erklärungsansätzen für die ersten fünf Werte Verluste durch Divergenz und Absorption/Streuung immer eine Rolle spielen und für die Abnahme der Intensität bei großen Resonatorlängen sorgen. Ein Trend, dass es sich bei der Stabilitätsgrenze um eine obere Grenze für Laseraktivität handeln kann, ist erkennbar.

4.3 Strahlbreite in Abhängigkeit von der Resonatorlänge

Neben der Ausgangsleistung des Lasers lässt sich auch dessen Strahlbreite untersuchen. Dazu wurde die Photodiode ausgebaut und durch eine CCD-Kamera ersetzt. Um die Vorrichtung möglichst einfach und reproduzierbar zu halten, wurde die Kamera immer bündig an die Befestigung des Auskoppelspiegels eingebaut. Damit ergab sich ein Abstand von Auskoppelspiegel zu CCD-Chip von $L_{CCD-Auskopp.} = (8,5 \pm 0,6)cm$. Dieser Abstand wurde auf analoge Weise wie schon bei den Spiegeln in der Justage gemessen. Die Strahlbreite lässt sich aus einer TEM₀₀-Mode bestimmen, die durch analoge Justage wie im vorherigen Teil und durch Beobachtung der Aufnahmen der Kamera geschah. Im Optimalfall sollte diese ein gaußförmiges Profil zeigen, wie in Abbildung 35 gezeigt.



Abbildung 35: TEM₀₀ Mode bei einer Resonatorlänge von 25cm.

Der Strahlradius r eines Lichtstrahls ist allgemein gegeben durch die Entfernung vom Maximum, bei der die Stärke des elektrischen Feldes auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil abgesunken ist, definiert. Da $I \sim |\vec{E}|^2$ gilt, wird für eine Intensitätsverteilung also die Entfernung benötigt, bei der die Intensität auf den $\frac{1}{e^2}$ -ten Teil abgefallen ist. Diese ist bei einer Gauß-Verteilung gerade durch das Doppelte ihrer Standardabweichung σ gegeben. Die Strahlbreite w ist durch $w = 4\sigma$ gegeben.

Die Kamera macht einen horizontalen und einen vertikalen Schnitt des Profils mit Schnittpunkt der Achsen beim Intensitätsmaximum und misst Intensitätsprofile entlang dieser Achsen. Für die Profile wurde folgende Funktion zur Anpassung an die Daten verwendet

$$I(x, y) = I_{0x} e^{-\frac{(x-\mu_x)^2}{2\sigma_x^2}} + I_{0y} e^{-\frac{(y-\mu_y)^2}{2\sigma_y^2}} \quad (28)$$

Hierbei steht I_{0i} für die Intensität eines Schnitts beim Maximum, μ_i für den Erwartungswert oder auch Ort der maximalen Intensität eines Schnitts und σ_i für die Standardabweichung eines Schnitts. Nun gab die Kamera ihre Messwerte aber nur in Pixeln als Längeneinheit aus. Diese müssen zunächst umgerechnet werden. Bei einer aktiven Sensorfläche von $4,8\text{mm}$ in der Horizontalen und $3,6\text{mm}$ in der Vertikalen müssen die aufgenommenen Werte noch mit den Faktoren

$$x = \frac{4.8\text{mm}}{761\text{px}} \quad (29)$$

$$y = \frac{3.6\text{mm}}{571\text{px}} \quad (30)$$

multipliziert werden, um auf die korrekten Einheiten zu kommen. Beispielhaft sind in Abbildung 36 und Abbildung 37 einige Anpassungen einzusehen.

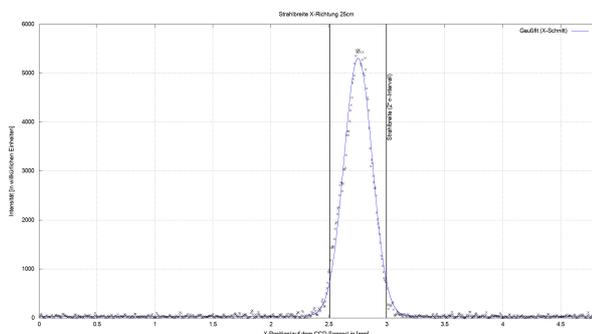


Abbildung 36: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 25cm mit eingetragenen 2σ -Breiten

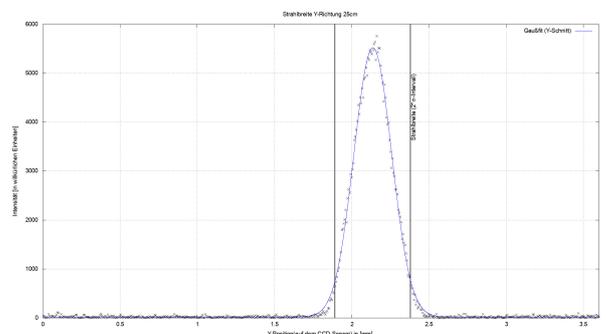


Abbildung 37: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 25cm mit eingetragenen 2σ -Breiten

Der theoretisch zu erwartende Verlauf ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 23 in Gleichung 24, wobei $z = \frac{L}{2}$ gilt und folgt somit der Funktionsgleichung

$$w_{theo}(L) = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R-L)} + \frac{\lambda L^2}{2\pi \sqrt{L(2R-L)}}} \quad (31)$$

In Abbildung 38 sind die Strahlbreiten in Abhängigkeit von der Resonatorlänge mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf einzusehen. Die Ungenauigkeiten aller Werte ergaben sich aus der Anpassung durch Gleichung 28 oder durch die Mittelung der durch Gleichung 28 ungenauigkeitsbehafteten Größen.

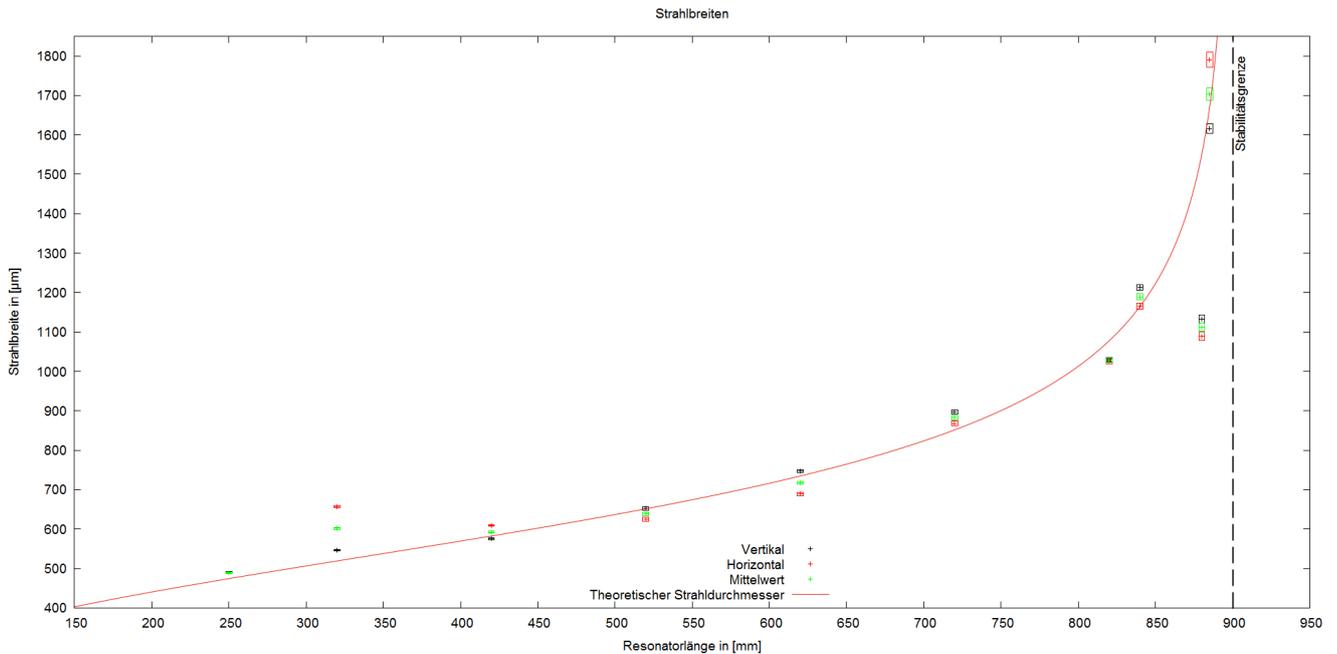


Abbildung 38: Auftragung der Strahlbreiten in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Die gestrichelte Linie markiert die erwartete Stabilitätsgrenze. Vertikal bezieht sich auf die vertikalen Strahlbreiten. Analog für horizontal. Mittelwert bezeichnet die Mittelung der horizontalen und vertikalen Strahlbreiten. In rot ist der theoretisch zu erwartende Verlauf eingetragen (Gleichung 31).

Die gemessenen Werte und die theoretische Erwartung stehen bis auf zwei Ausreißer bei $\approx 320\text{mm}$ und $\approx 880\text{mm}$ in Einklang zueinander. Die Ausreißer könnten auch hier wieder durch eine nicht optimale Einstellung der Resonatoranordnung oder Staub auf der Messvorrichtung verursacht worden sein.

Der zusätzliche Abstand zwischen Auskoppelspiegel und Kamera sollte hierbei keine Rolle gespielt haben. Ein Vergleich der Mittelwerte der Schnitte mit den theoretisch zu erwartenden Werten zeigt folgende Abweichungen von der Theorie auf.

Tabelle 1: Gegenüberstellung der experimentellen, über beide Schnitte gemittelten und theoretisch beim Auskoppelspiegel zu erwartenden Strahlbreiten sowie relativer Abweichung in Bezug auf die Theoriewerte

Resonatorlänge in [cm]	\bar{w}_{exp} in [mm]	w_{theo} in [mm]	Abweichung $ 1 - \bar{w}_{\text{exp}}/w_{\text{theo}} $ [%]
250	$0,489 \pm 0,001$	0,47	3,11
320	$0,601 \pm 0,002$	0,52	15,86
420	$0,592 \pm 0,002$	0,58	1,68
520	$0,638 \pm 0,005$	0,65	2,02
620	$0,718 \pm 0,004$	0,73	2,29
720	$0,883 \pm 0,006$	0,85	3,67
820	$1,028 \pm 0,006$	1,08	4,59
840	$1,189 \pm 0,008$	1,16	2,1
880	$1,11 \pm 0,02$	1,55	28,36
890	$1,7 \pm 0,02$	1,85	7,89

Der Einfluss durch diesen Effekt sollte sich laut Kapitel 3.11.3 mit maximal 3,87% bei einer Resonatorlänge von 25cm und minimal $3,59 \cdot 10^{-2}\%$ bei einer Resonatorlänge von 88cm beschränken, wobei mit zunehmender Resonatorlänge die Abweichung monoton abnehmen sollte. Bei einer Resonatorlänge von 25cm liegt die Vermutung nahe, dass die Abweichung durch diesen Effekt hervorgerufen wurde. Für alle anderen Werte (außer den Ausreißern) stimmen die Wertebereiche nur näherungsweise überein. Zudem ist kein monoton abnehmender Verlauf der Abweichungen zu erkennen, weshalb eher ungenaue Einstellungen der Spiegel und nicht optimale Ausrichtung des Laserstrahls auf die Kamera als Ursache der Abweichungen zu erwarten wären.

4.4 Longitudinale Moden

Die Modenabstände der Grundmode eines Resonators für Laser ist in Kapitel 3.11.1 mit

$$\Delta \nu = \frac{c}{2nL} \quad (32)$$

angegeben worden. Diese theoretische Erwartung soll mittels des FPI überprüft werden. In diesem Versuch ist es mit einem Piezoaktuator ausgestattet, der die Abstände der Spiegel variieren soll. Da das Interferometer nur einen begrenzten Frequenzbereich abdeckt und weitere Transmissionmaxima nicht unbedingt gemessen werden, können diese durch Variation des Spiegelabstands dennoch aufgenommen werden.

Für die Auswertung muss das Interferometer zunächst kalibriert werden, da dieses in der Zeit- aber nicht in der Frequenzdomäne misst. Bei einer Resonatorlänge von 25cm wurde die TEM₀₀-Mode angeregt und eine Aufnahme des Zeitspektrums erstellt. Durch Anpassen von Lorentzfunktionen an die Peaks werden die Zeitpunkte der Intensitätsmaxima bestimmt. Eine Lorentzfunktion ist gegeben durch:

$$f_{Lorentz}(x) = a \left(\frac{1}{\pi} \right) \frac{\sigma}{\sigma^2 + (x - \mu)^2} + e \quad (33)$$

Hierbei steht σ für die Standardabweichung des Lorentzpeaks, μ für dessen Erwartungswert, a für dessen Höhe und e für eine konstante Verschiebung des Verlaufs, etwa durch Untergrundeffekte. Für die Positionen der Peaks wurden $-2,48ms$ und $3,73ms$ bestimmt. Die Unsicherheit ergab sich aus der Anpassung zu $\pm 0,001ms$. Das Interferometer von Aufbau A weist eine FSR von $1,5GHz$ auf, womit der Umrechnungsfaktor bestimmt werden kann, mit dem Zeiten in Frequenzen umgerechnet werden können.

$$\frac{FSR}{\Delta t_{FSR}} \approx (0,2413 \pm 4 \cdot 10^{-5}) \frac{GHz}{ms} \quad (34)$$

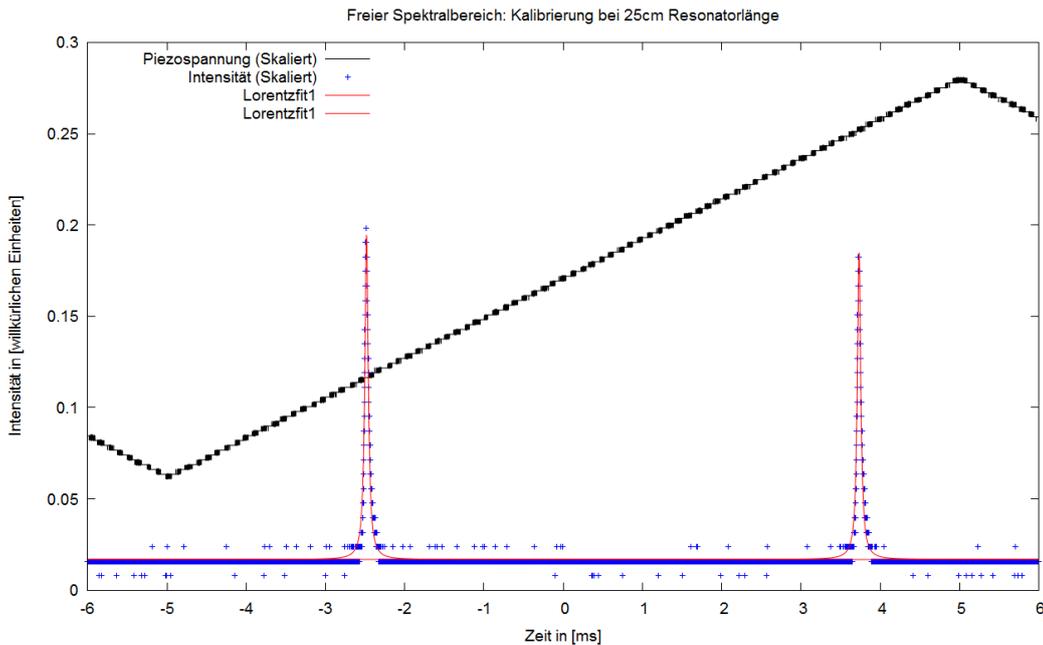


Abbildung 39: Kalibrierung der Zeitachse des Interferometers mithilfe der TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 25cm. Der schwarze Graph markiert den Verlauf der am Piezoaktuator angelegten Wechselspannung. An einem Minimum/Maximum werden angrenzende Spektren jeweils gespiegelt, was in der Abbildung nicht zu sehen ist.

Nun konnten durch Lorentzfunktionen die Modenabstände der TEM₀₀-Mode bestimmt und in Frequenzen umgerechnet werden. Diese Werte wurden im folgenden mit der Theorie verglichen. Hierbei wurde der Zusammenhang

$$\Delta \nu = \frac{c}{2L} \quad (35)$$

angenommen, wobei $n = 1$ angenommen wurde. Die Ungenauigkeiten für den Modenabstand ergeben sich aus der Anpassung durch Lorentzfunktionen (Gleichung 33).

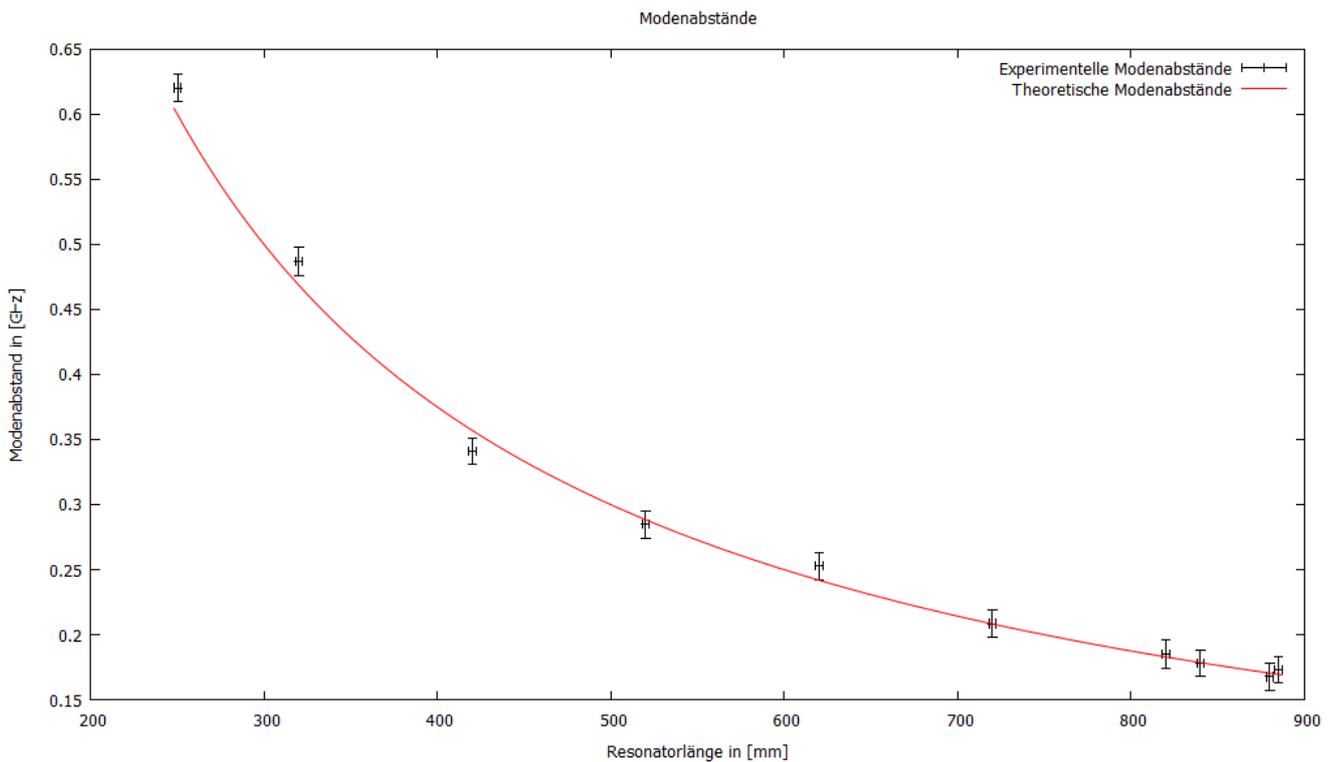


Abbildung 40: Auftragung der Modenabstände über die jeweiligen Resonatorlängen. In rot findet sich die theoretische Kurve (Gleichung 35)

Theoretischer Kurvenverlauf und experimentell bestimmte Werte der Modenabstände stehen stimmen im Rahmen der Ungenauigkeiten überein. Stellenweise liegen etwas stärker von der theoretischen Kurve abweichende Werte vor, was im Hinblick auf die experimentelle Schwierigkeit, den Laserstrahl geeignet auf die Sensorfläche des Interferometers zu platzieren, auf eine nicht optimale Einstellung des Versuchsaufbaus zurückzuführen ist. Das in allen aufgenommenen Spektren enthaltene Grundrauschen durch nicht optimale Unterdrückung von Umgebungslicht könnte auch eine Ursache der Abweichungen sein.

4.5 Verstärkungsbandsbreite

Um die Verstärkungsbandsbreite des Resonators zu bestimmen, wurde der Persistenzmodus eines digitalen Oszilloskops genutzt, der mit den vom Interferometer gemessenen Signalen arbeitet. Bei einer Länge von 62cm wurde ein Verstärkungsspektrum bei maximaler und bei der Hälfte der maximalen Intensität aufgenommen. Die erhaltenen Verstärkungsprofile sind in Abbildung 41 und Abbildung 42 einzusehen.

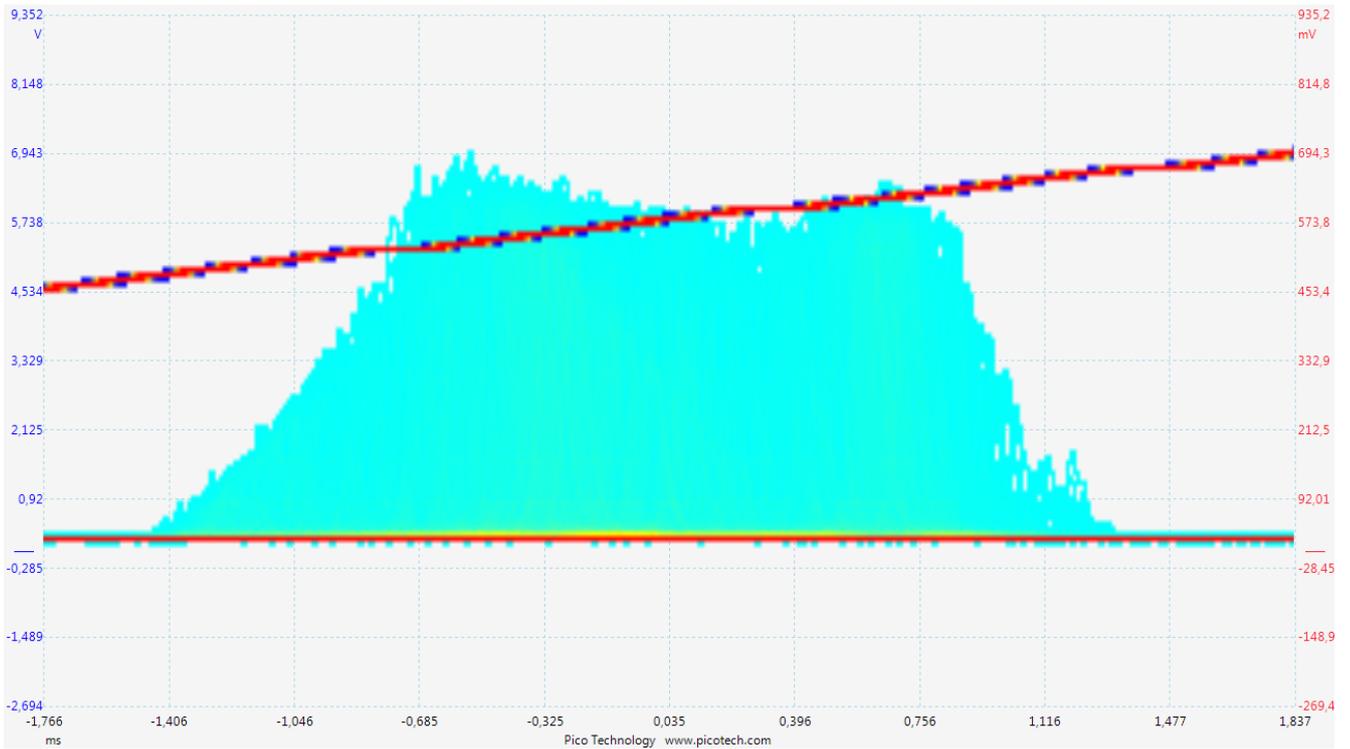


Abbildung 41: Aufgenommene Verstärkungsbandbreite bei maximierter Laserleistung von $145 \pm 5 \mu W$. Die die Abbildung durchschreitende Gerade repräsentiert die Piezospaltung.

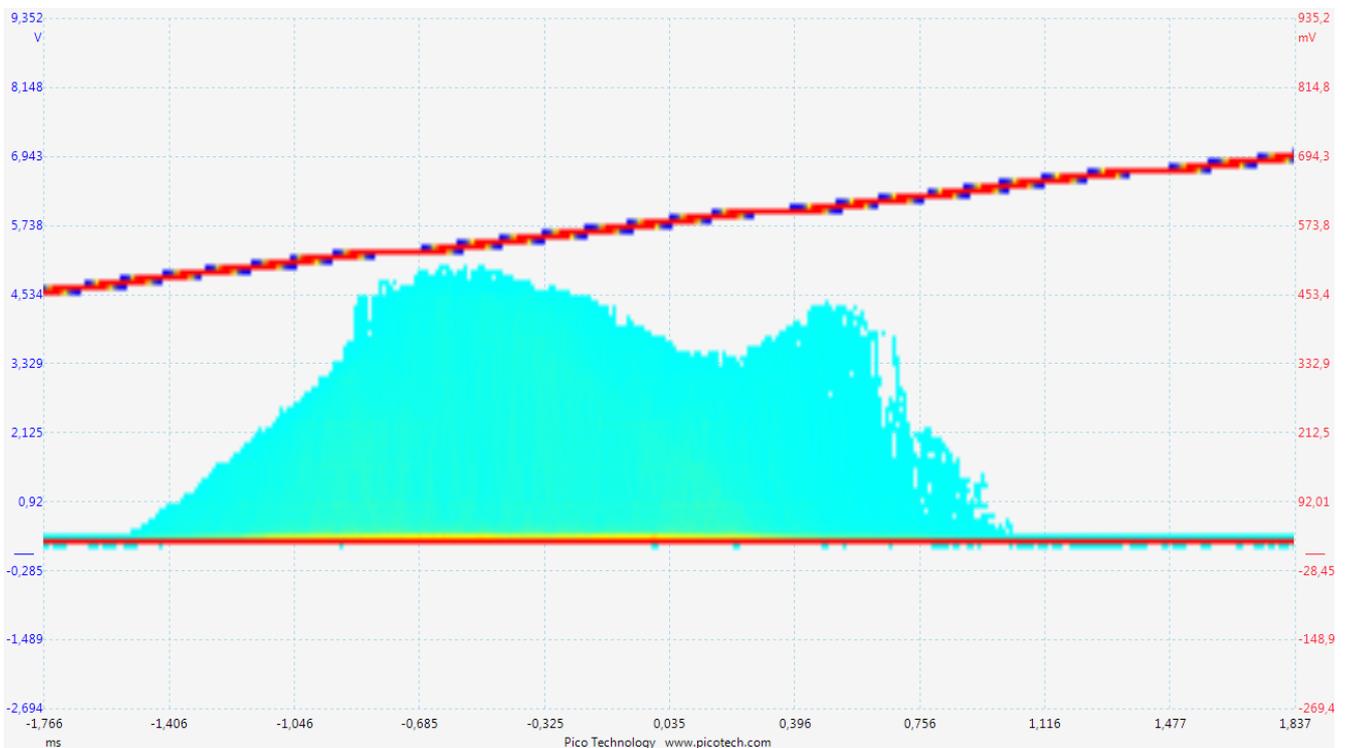


Abbildung 42: Aufgenommene Verstärkungsbandbreite bei der Hälfte der maximierten Laserleistung von $72 \pm 3 \mu W$. Die die Abbildung durchschreitende Gerade repräsentiert die Piezospaltung.

Um die Bandbreite aus der Grafik zu entnehmen, wurde der Bereich gewählt, der vom Untergrund gut zu unterscheiden war. Bei der vollen Leistung reicht dieser von $\approx -1,406ms$ bis $\approx 1,2965ms$. Als Messungenauigkeit wurde $0.1ms$ für die Bereichsgrenzen angenommen. Damit ergibt sich:

$$\nu_{Voll} = (0,65 \pm 0,05)GHz \quad (36)$$

Bei halber Leistung wurden die Bereichsgrenzen bestimmt von $\approx -1,526ms$ bis $\approx 0,996ms$, dies liefert:

$$\nu_{Halb} = (0,608 \pm 0,05)GHz \quad (37)$$

Diese Werte sind sehr weit vom theoretischen Maximum für HeNe-Laser von $1,5GHz$ entfernt (ca. 45%). Im Persistenzmodus lies sich trotz langer Wartezeit und gewollter mechanischer Einwirkung, kein gauß-förmiger Verlauf erzielen. Da für die Verstärkungsbandbreite ein Gaußprofil erwartet wird, welches im Experiment nicht erzielt werden konnte, kann ungenaue Justage und zu große Divergenzeffekte und Beugungseffekte für einen Mangel an longitudinalen Moden entsprechender Intensität im mittleren Bereich der Messung als mögliche Fehlerquellen genannt werden. Zudem werden die theoretischen $1,5GHz$ im besten Fall erwartet, welcher beinhaltet, dass möglichst viele verschiedene longitudinale Moden auftreten und verstärkt werden. Da die Anzahl an angeregten Moden mit steigender Resonatorlänge zunimmt, hätte eine Messung mit erhöhter Resonatorlänge womöglich die fehlende Verstärkung ausmachen können.

4.6 Beobachtung höherer transversaler Moden

Um höhere transversale Moden des Laserlichts zu untersuchen, wurde bei einer Resonatorlänge von 84cm ein Drahtkreuz so in den Strahlengang eingebracht, dass die optische Achse im rechten Winkel zur Drahtkreuzebene steht. Durch Drehung des Kreuzes um die optische Achse und Verschieben in beliebige Richtungen war es möglich, geeignete Beugungseffekte am Drahtkreuz hervorzurufen und verschiedene transversale Moden herauszufiltern. Auch hier werden die Messungen mit einer CCD-Kamera durchgeführt. Über die Software SliceBMP wurden vor Ort die aufgenommenen Intensitätsprofile derart präpariert, dass für die Auswertung horizontale und vertikale Schnitte durch die Maxima vorhanden waren. Die Intensitätsverteilungen werden, wie in Kapitel 3.11.2 erwähnt, durch Hermitpolynome und Gauß-Profil beschrieben. Mit geeignet normierten Koordinanten ergibt sich als allgemein verwendete Anpassungsfunktion

$$I = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w}\right)^2 \cdot e^{-2\left(\frac{x-\mu_m}{w}\right)^2} H_m\left(\sqrt{2}\frac{x-\mu_m}{w}\right) \cdot e^{-2\left(\frac{y-\mu_n}{w}\right)^2} H_n\left(\sqrt{2}\frac{y-\mu_n}{w}\right) + e \quad (38)$$

Hierbei sind m und n die Anzahl der Knoten in x und y -Richtung und werden in dieser Festlegung des Koordinatensystems als $TEM_{m,n}$ -Moden bezeichnet. Die μ_i stehen für die Symmetriezentren in x - bzw. y -Richtung. e beschreibt ein Aufgrund der Kameraempfindlichkeit vorhandenes Grundrauschen. w_0 ist die Strahlbreite am Auskoppelspiegel, w die Strahlbreite auf der Kameraoberfläche. In der vorherigen Aufgabe wurde gezeigt, dass zwar nicht der Abstand maßgeblich für eine Änderung der Strahlbreite von Auskoppelspiegel zu Kamera ist, eine Veränderung aber vorhanden ist. Dennoch wurde hier $\frac{w}{w_0} \approx 1$ genähert, da der Einfluss des Faktors $\left(\frac{w_0}{w}\right)^2$ gegenüber den sich aus der Anpassung selbst ergebenden Ungenauigkeiten als gering einzustufen ist. Beispielfhaft ist die Aufnahme einer höheren Transversalmode und ihre Anpassung in Abbildung 43 einzusehen.

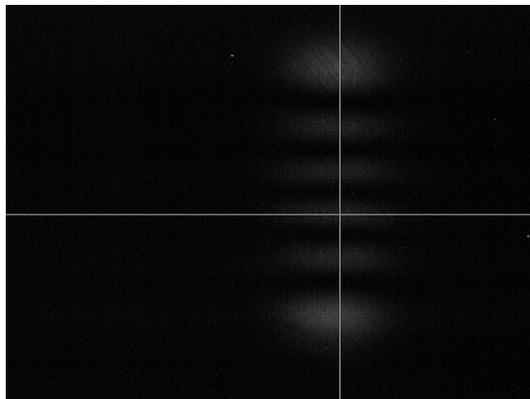


Abbildung 43: Aufnahme einer TEM_{05} -Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm mittels der CCD-Kamera. Das Bild wurde vor Ort rotiert und die in weiß gekennzeichneten Schnitte durch die Intensitätsmaxima eingefügt. Horizontal liegt die x -Achse, vertikal die y -Achse vor.

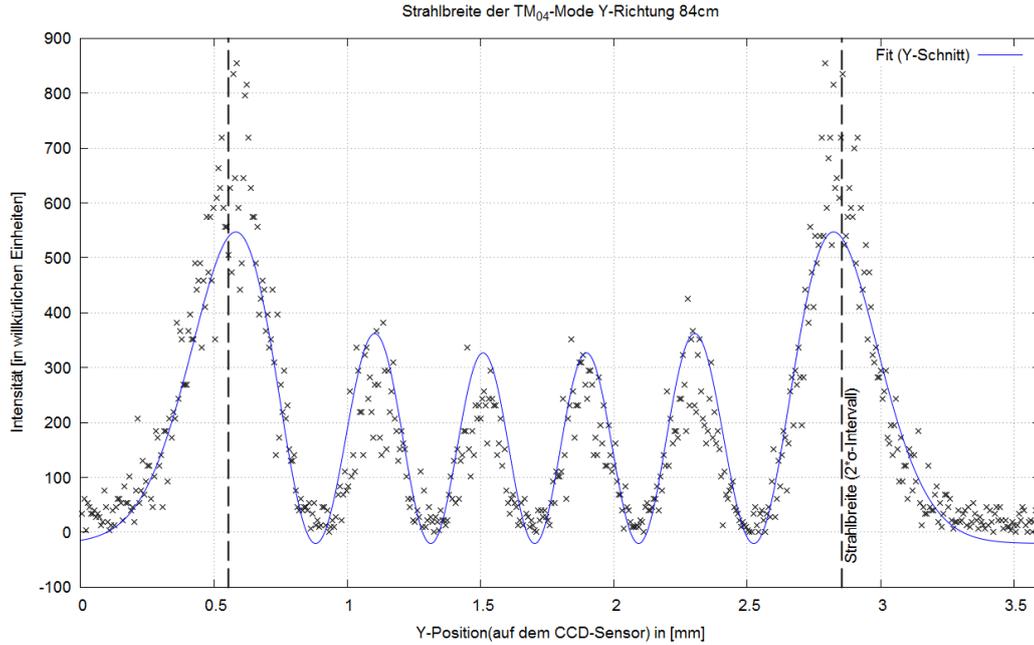


Abbildung 44: Verlauf einer TEM_{05} -Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm in y-Richtung bei fester x-Position. Die Strahlbreite ist durch die gestrichelten Linien eingetragen. Mit 2σ -Intervall ist die Entfernung von Strahlmitte zum Umkreis mit Radius 2σ gemeint. Die Strahlbreite ist, wie schon vorher erwähnt, durch 4σ gegeben.

Dies Funktionsanpassung wurde für alle untersuchten Moden entlang beider Achse durchgeführt und aus den Fitparametern die Strahlbreite bestimmt.

Tabelle 2: Experimentell bestimmte Strahlbreiten und dazugehörige Ungenauigkeiten. Zusätzlich das Verhältnis zum theoretisch erwarteten Wert $1,16mm$ bei einer Resonatorlänge von 84cm, siehe Tabelle 1

TEM_{mn} -Mode	w_{exp} in [mm]	Δw in [mm]	Abweichung $ 1 - w_{exp}/w_{theo} $ in [%]
TEM_{02} -Mode X-Richtung	1,03	0,008	11,6
TEM_{02} -Mode Y-Richtung	1,14	0,002	2,1
TEM_{03} -Mode X-Richtung	1,05	0,01	10
TEM_{03} -Mode Y-Richtung	1,134	0,002	2,6
TEM_{40} -Mode X-Richtung	1,158	0,002	0,6
TEM_{40} -Mode Y-Richtung	1,01	0,02	13,5
TEM_{05} -Mode X-Richtung	1,32	0,02	13,2
TEM_{05} -Mode Y-Richtung	1,15	0,001	1,3

Wie der Tabelle zu entnehmen ist, liegen die experimentellen Strahlbreiten recht nahe an dem theoretischen Wert. Es ist zu erwähnen, dass die Abweichung der Strahlbreiten in x-Richtung größer ausfällt, da dort die Hermit-Polynome 1. Ordnung lagen und bei dieser die Strahlbreite größeren Schwankungen unterlag. Die Werte aller Richtungen und Moden lassen sich dabei zu $\bar{w}_{exp} = (1,12mm \pm 0,09)mm$ mitteln. Damit bestimmt sich das Abweichung dieses Mittelwerts zur theoretisch erwarteten Strahlbreite zu $\left|1 - \frac{\bar{w}_{exp}}{w_{theo}}\right| \approx 3,7\%$, was für die experimentelle Methodik spricht. Diese Abweichung ist mit den mitunter sehr verrauschten Messdaten zu erklären. Dennoch lässt sich bestätigen, dass der Ansatz über Hermit-Polynome und Gauß-Profil eine geeignete Beschreibung transversaler Moden darstellt.

5 Fazit

In diesem Versuch wurde ein Laserresonator hinsichtlich einiger charakteristischer Eigenschaften untersucht. Dazu wurde zunächst durch schrittweise Justage und Einbau von Resonatorspiegeln und optisch aktiven Medium mit Energiepumpe ein Lasersystem realisiert. Dabei konnten bereits grundlegende Fähigkeiten zum Aufbau und zur Justage an optischen Systemen antrainiert werden.

Die theoretische Stabilitätsgrenze für Laserresonatoren wurde durch die Leistungsmessung des ausgesendeten

Laserlichts für verschiedene Resonatorlängen untersucht. Theoretisch wurde bei zwei sphärischen Spiegeln mit jeweiligem Krümmungsradius von 45cm eine Stabilitätsgrenze von 90cm erwartet. Die aufgenommenen Daten zeigen bereits eine starke Abnahme der Intensität, sobald sich die Resonatorlänge der Stabilitätsgrenze annäherte. Die Vermutung, dass die erwartete Stabilitätsgrenze die Realität widerspiegelt, lässt sich qualitativ nachvollziehen. Weitere Werte vor der Stabilitätsgrenze wären für eine ausschlaggebendere Bestätigung der Theorie nötig, da in diesem Versuch die Intensität nahe der Stabilitätsgrenze auf nicht mal die Hälfte der maximal gemessenen Intensität abgesunken ist. Resonatorlängen, die über die Stabilitätsgrenze hinaus gehen, wären für eine mögliche Falsifizierung der Theorie auch zu beachten.

Mittels einer CCD-Kamera wurden die Strahlbreiten des Laserlichts bei verschiedenen Resonatorlängen untersucht. Bis auf zwei Ausreißer folgen die experimentell bestimmten Breiten dem theoretischen Verlauf und die Theorie kann als bestätigt angesehen werden. Der Einfluss des Abstands von Auskoppelspiegel zu CCD-Kamera konnte dabei nicht als Hauptursache der bestimmten Ungenauigkeiten bestätigt werden, ein Einfluss ist aber vorhanden. Auch bei einer festen Resonatorlänge von 84cm liefert der Mittelwert über die Strahlbreiten verschiedener transversaler Moden in verschiedenen Richtungen eine Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Wert auf bis zu 4%. Dabei war es ebenfalls möglich, die theoretische Vorhersage, dass sich das transversale Strahlprofil bei der gegebenen Anordnung als Kombination von Hermit-Polynomen und Gauß-Profil zusammensetzt, nachzuvollziehen. Eine Anpassung des theoretisch zu erwartenden Verlaufs an die Messdaten lieferte eine qualitativ gute Übereinstimmung. Quantitativ weichen Theorie und Experiment um bis zu 13,5% voneinander ab, was vor allem durch Rauschen der Daten zu erklären ist.

Neben der transversalen wurde auch die longitudinale Modenstruktur untersucht. Mithilfe eines Fabry-Pérot-Interferometers wurde die Erwartung, dass der Frequenzabstand proportional zur inversen Resonatorlänge ist, hinreichend bestätigt. Schwierigkeiten bei der geeigneten Einstellung des Lasers und Umgebungslicht sind Hauptursachen für Abweichungen vom theoretischen Verlauf.

Eine Untersuchung der longitudinalen Moden ermöglichte auch die Messung der Verstärkungsbandbreite. Zu erwarten war ein gauß-förmiges Dopplerprofil, welches nicht beobachtet werden konnte. Eine Ursache kann mangelhafte Justage sein, wobei sich diese dann bei Messungen anderer Größen bei derselben Resonatorlänge stark hätte bemerkbar machen müssen. Da die Bandbreite bei einer Resonatorlänge von 64cm untersucht wurde, liegt die Vermutung nahe, dass nicht genügend longitudinale Moden im Resonator vorhanden waren. Zudem könnte es sich im Hinblick auf die große experimentelle Schwierigkeit, ein ordentliches Signal im Interferometer zu erzeugen, auch um Schäden im Aufbau handeln.

6 Quellenverzeichnis

- [1] <https://www.leifphysik.de/atomphysik/laser/ausblick/anwendungen-der-laserstrahlung>, Stand: 06.05.2018, 18:20
- [2] http://www.ikp.tu-darmstadt.de/gruppen_ikp/agmroth/willkommen/neutronenbeschleunigung/vortrge_2.de.jsp, Stand: 06.05.2018, 18:21 Uhr
- [3] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/c/cc/Laserschema.svg/2000px-Laserschema.svg.png>, Stand: 06.05.2018, 18:22 Uhr
- [Demtröder] W. Demtröder, "Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken", Springer, 2007
- [K&S] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist: "Laser", Vieweg + Teubner (2008)
- [Drossel] Prof. Dr. Barbara Drossel, Vorlesungsskript zur theoretischen Physik IV im WiSe 2017/2018, TU-Darmstadt, Stand: 25.01.2018
- [4] <http://www.aml.engineering.columbia.edu/ntm/level2/ch02/html/12c02s04.html>, Stand: 06.05.2018, 18:35 Uhr
- [Halfmann] Prof. Dr. Thomas Halfmann, Vorlesungsskript zur Experimentalphysik III im WiSe 2016/2017, TU-Darmstadt, Stand: 24.08.2016
- [Eichler] J. Eichler, H.-J. Eichler: "Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen", Springer (2006)
- [5] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/be/Hermit-gaussian.png>, Stand: 06.05.2018, 18:58 Uhr
- [6] <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/9/97/Laguerre-gaussian.png>, Stand: 06.05.2018, 18:59 Uhr
- [Kogelnik] H. Kogelnik, T. Li: "Laser Beams and Resonators", Applied Optics 5, 1966

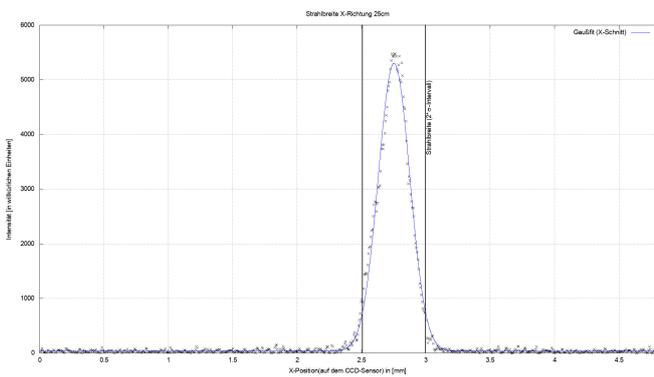


Abbildung 45: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 25cm

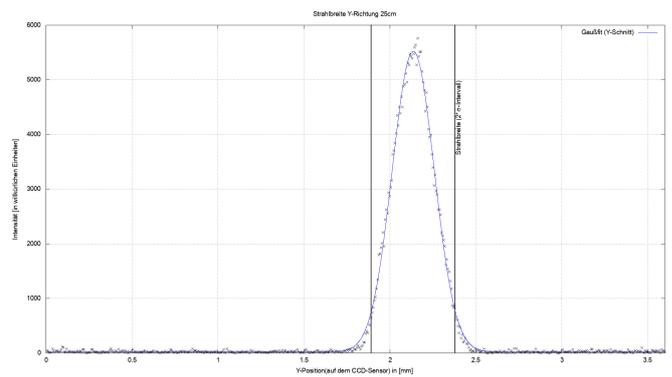


Abbildung 46: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 25cm



Abbildung 47: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 25cm

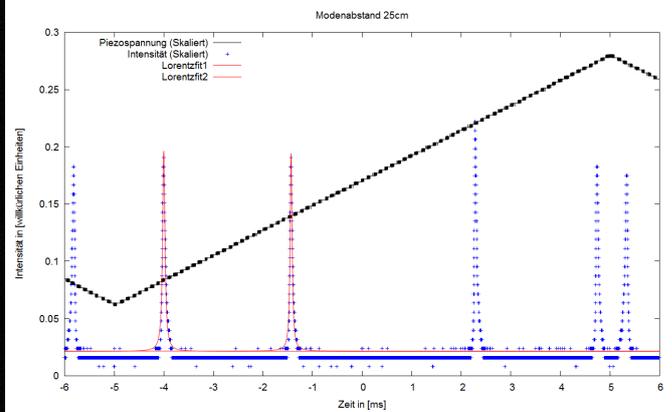


Abbildung 48: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 25cm

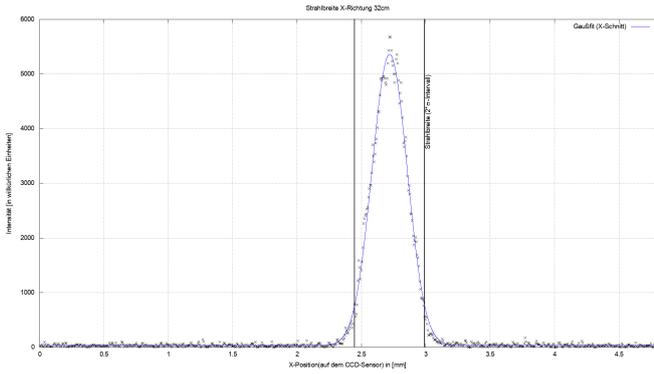


Abbildung 49: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 32cm

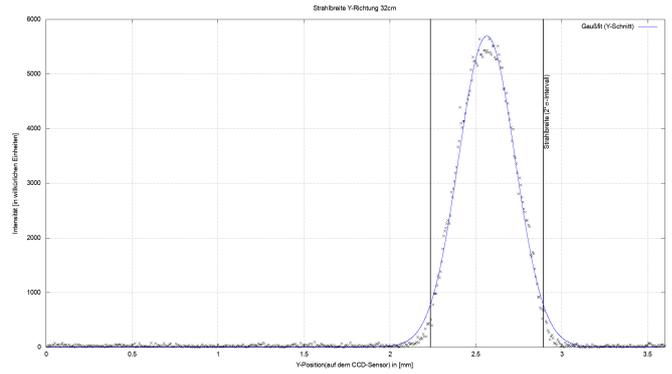


Abbildung 50: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 32cm

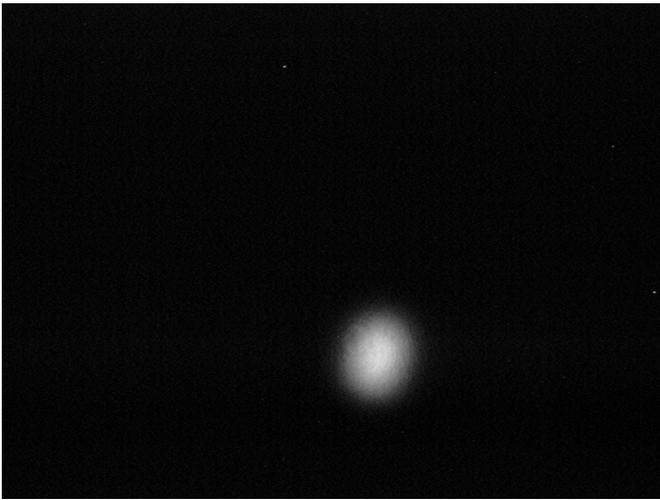


Abbildung 51: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 32cm

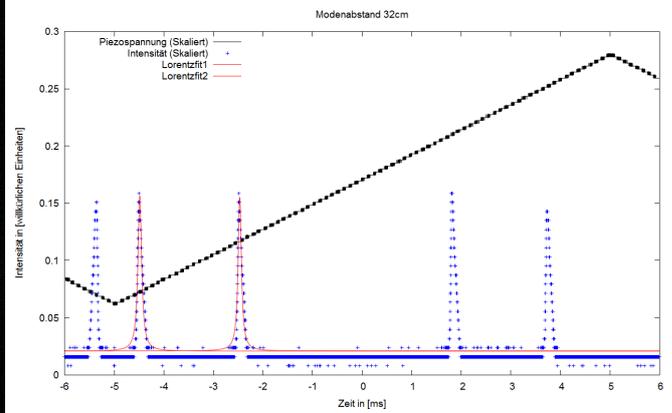


Abbildung 52: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 32cm

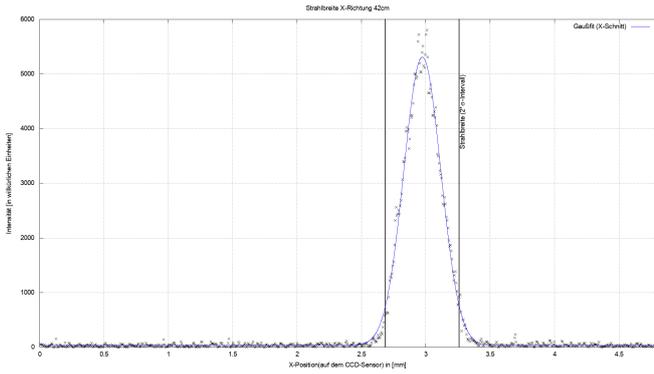


Abbildung 53: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 42cm

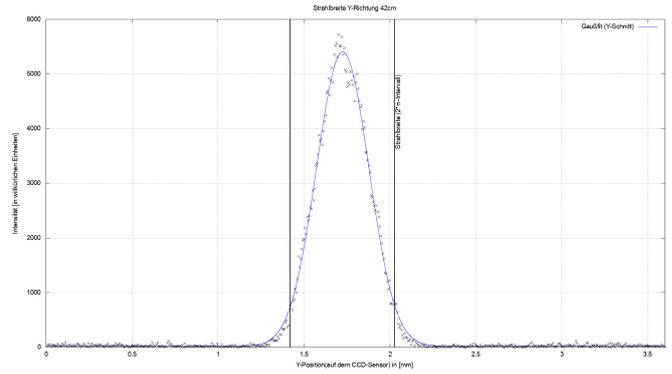


Abbildung 54: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 42cm

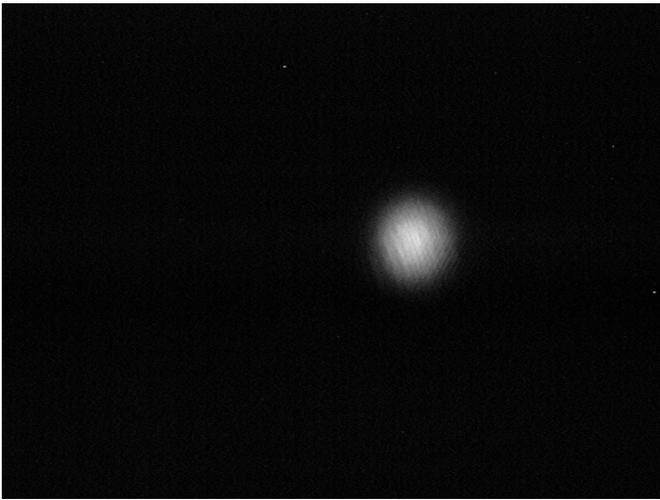


Abbildung 55: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 42cm

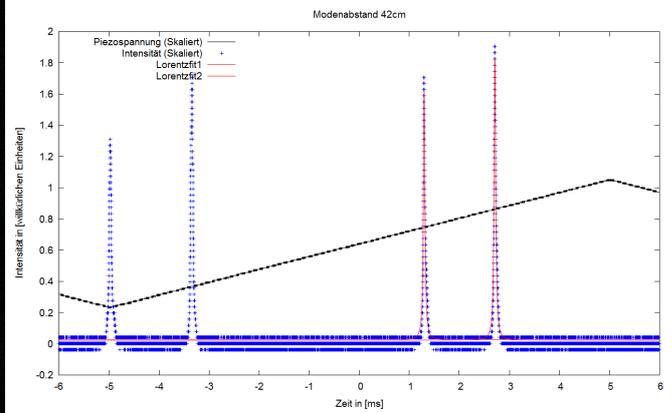


Abbildung 56: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 42cm

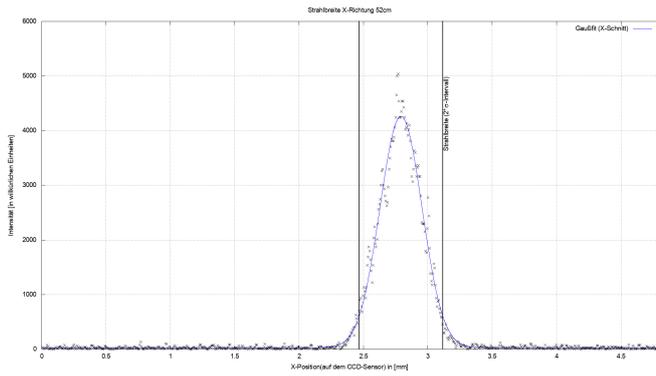


Abbildung 57: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 52cm

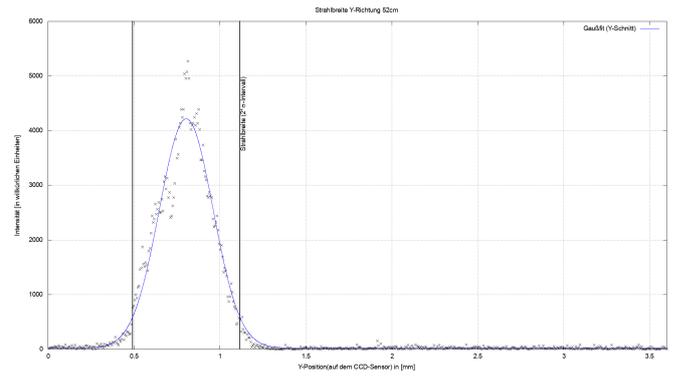


Abbildung 58: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 52cm

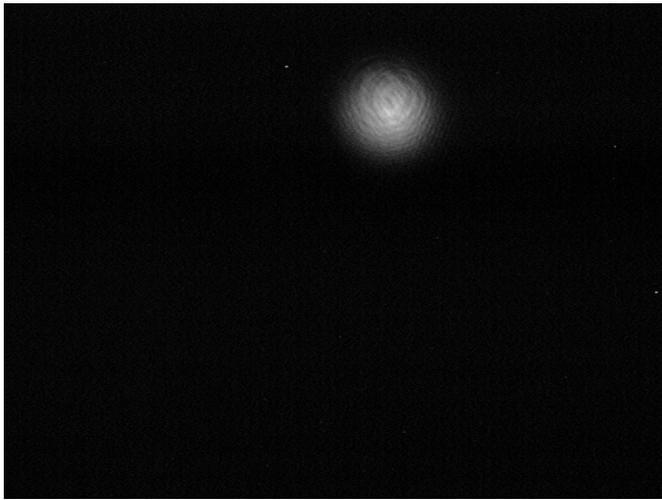


Abbildung 59: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 52cm

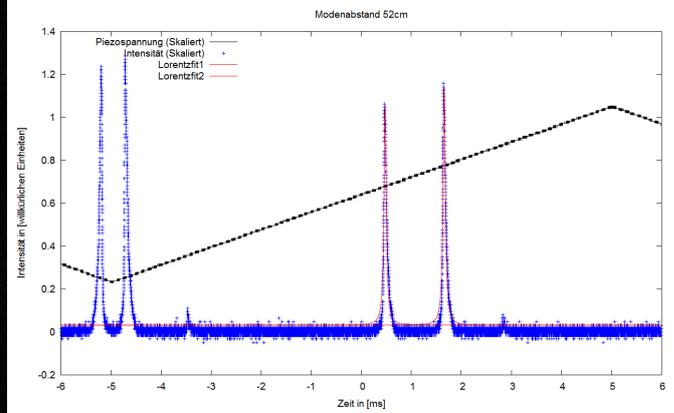


Abbildung 60: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 52cm

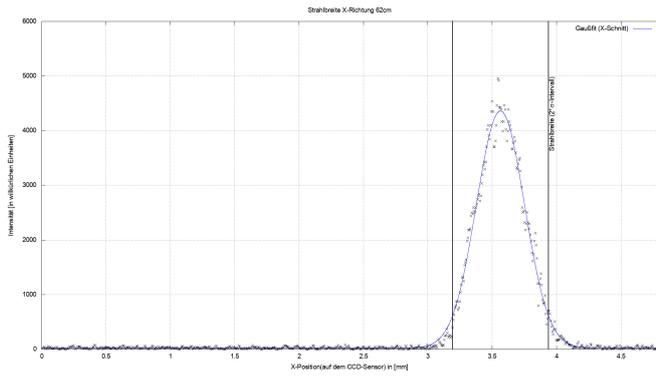


Abbildung 61: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 62cm

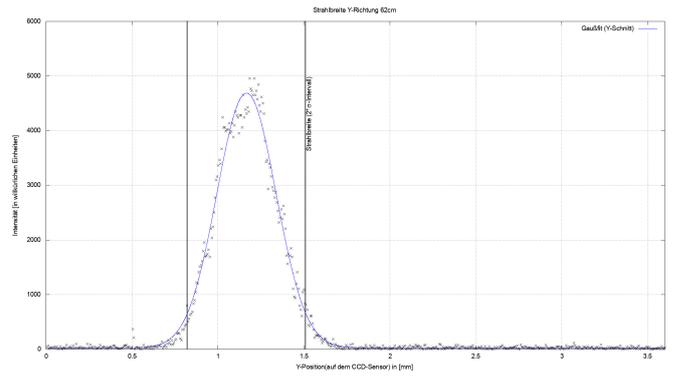


Abbildung 62: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 62cm

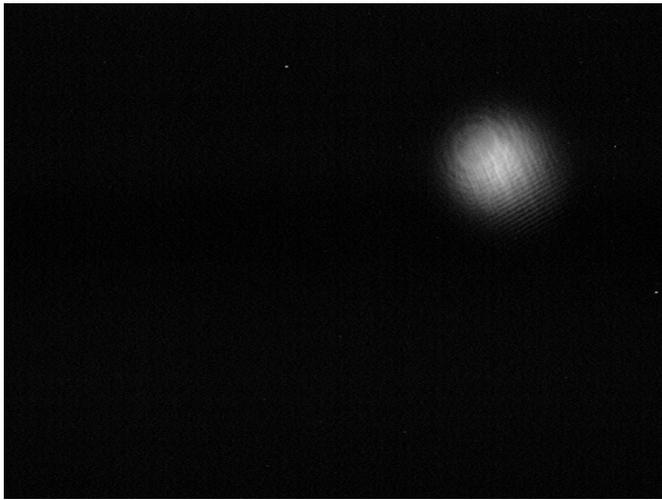


Abbildung 63: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 62cm

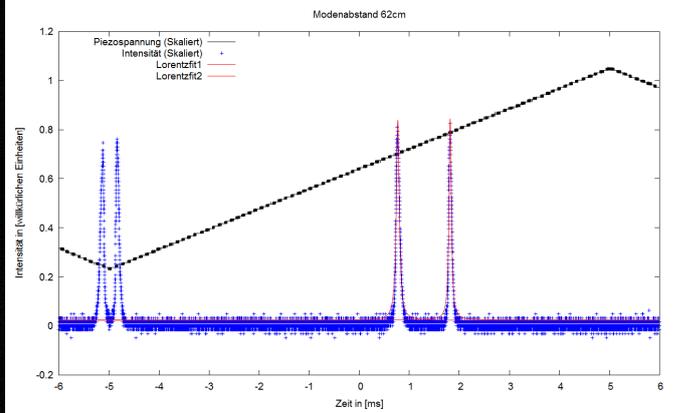


Abbildung 64: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 62cm

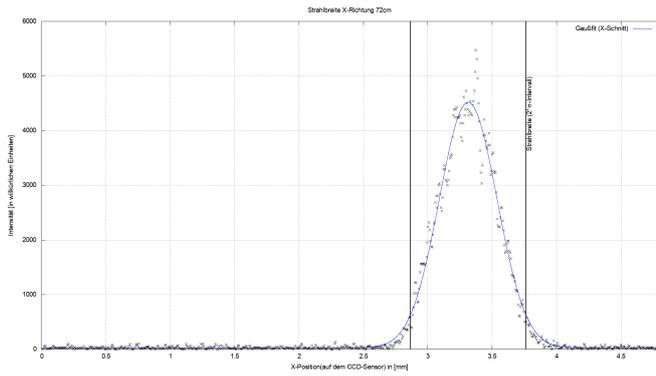


Abbildung 65: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 72cm

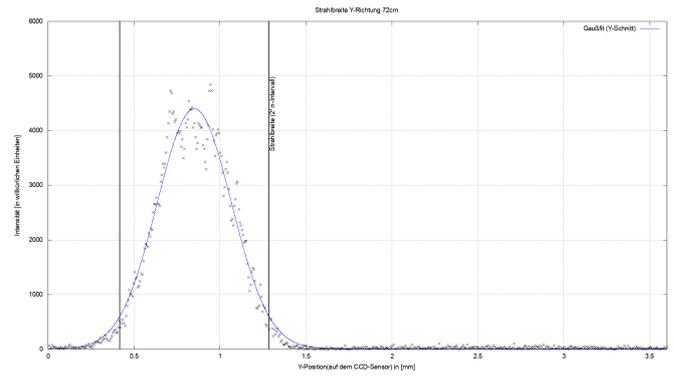


Abbildung 66: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 72cm

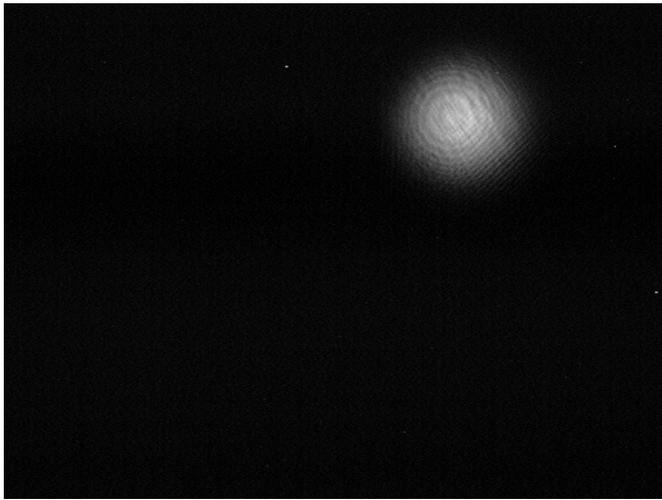


Abbildung 67: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 72cm

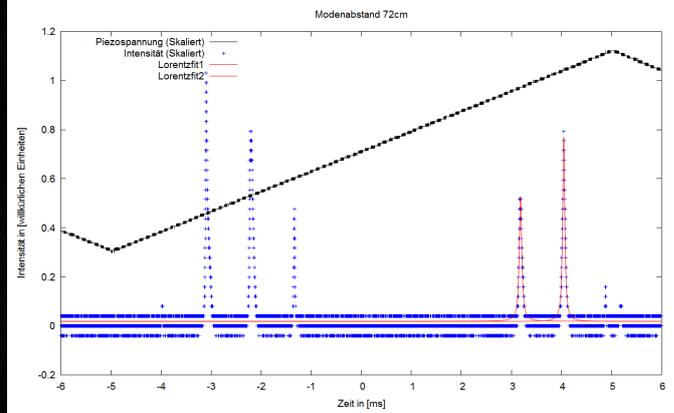


Abbildung 68: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 72cm

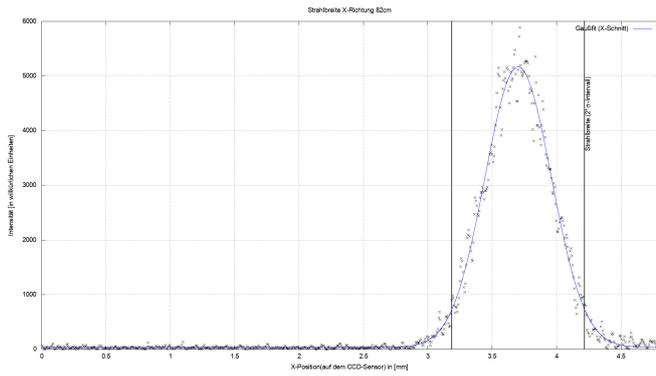


Abbildung 69: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 82cm

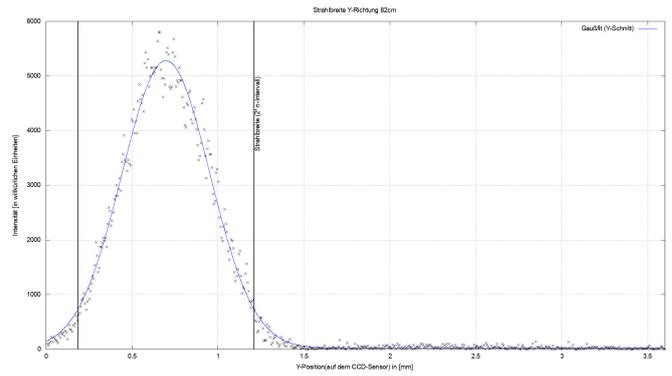


Abbildung 70: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 82cm

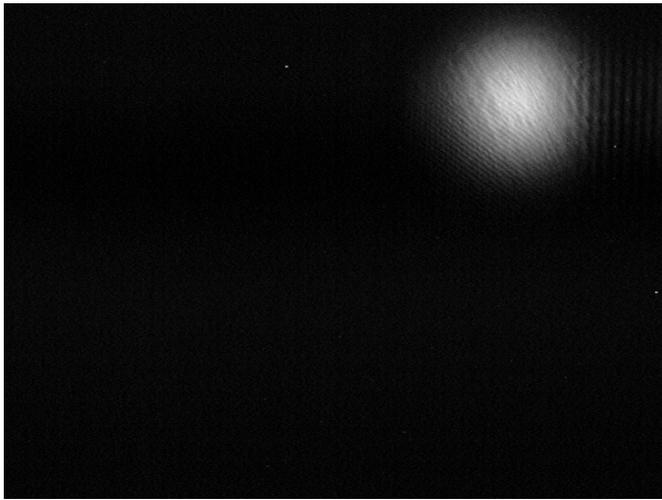


Abbildung 71: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 82cm

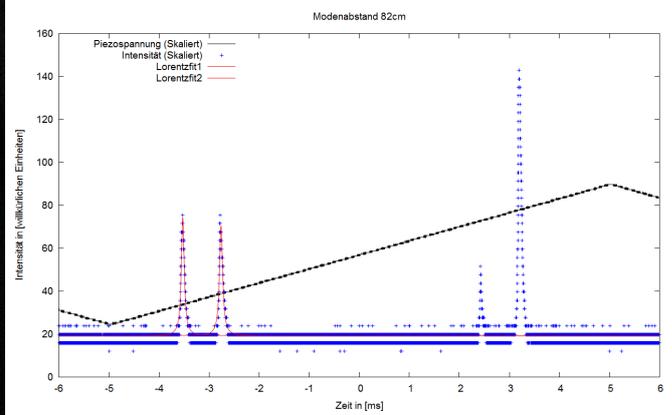


Abbildung 72: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 82cm

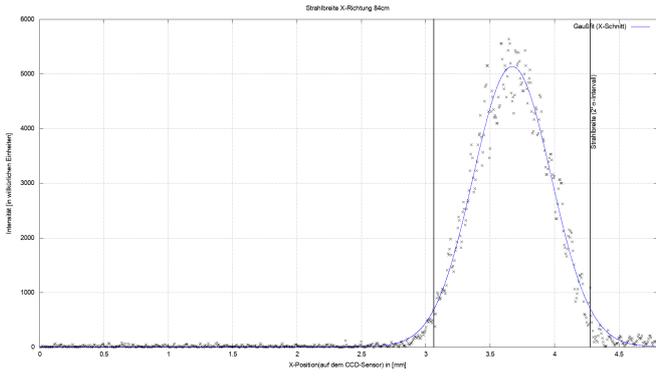


Abbildung 73: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 84cm

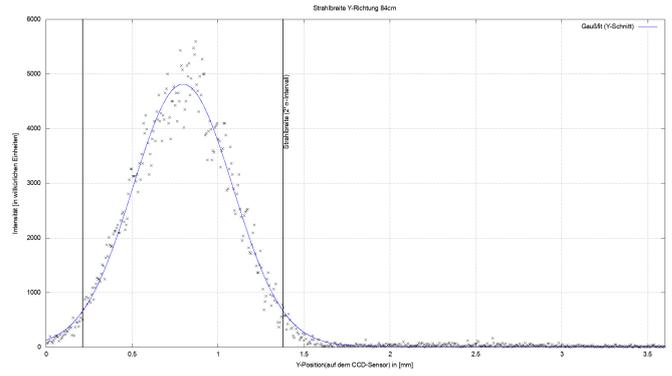


Abbildung 74: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 84cm

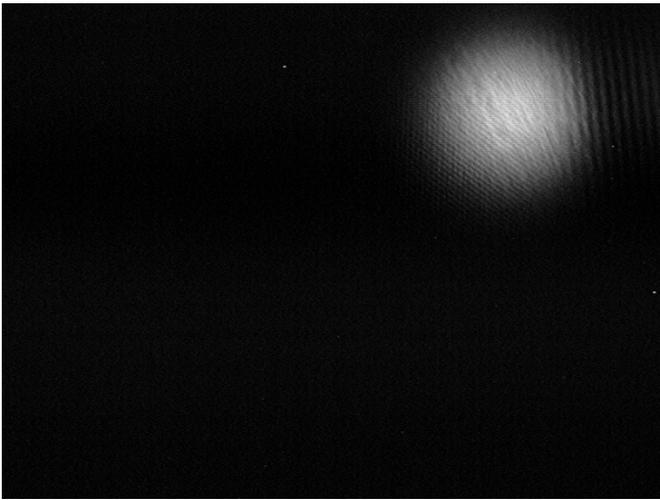


Abbildung 75: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm

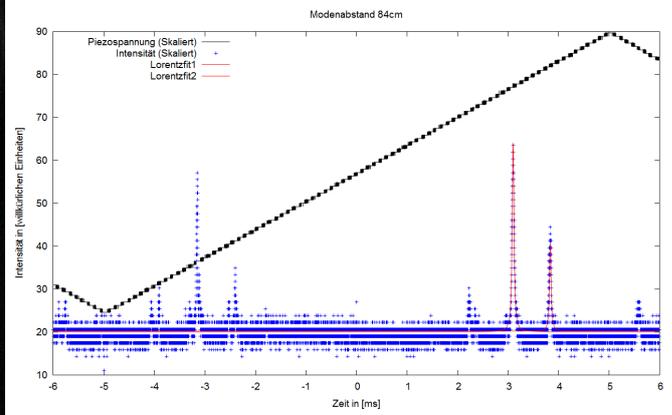


Abbildung 76: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 84cm

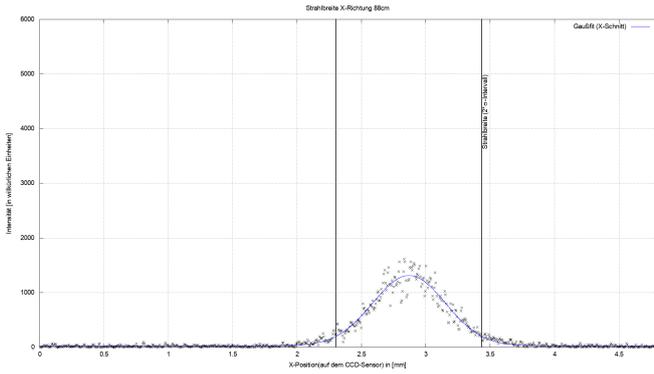


Abbildung 77: Gauß-Fit der Strahlbreite in X-Richtung bei einer Resonatorlänge von 88cm

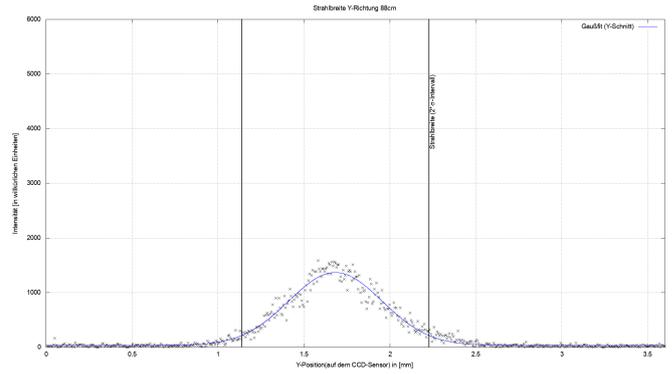


Abbildung 78: Gauß-Fit der Strahlbreite in Y-Richtung bei einer Resonatorlänge von 88cm



Abbildung 79: TEM₀₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 88cm

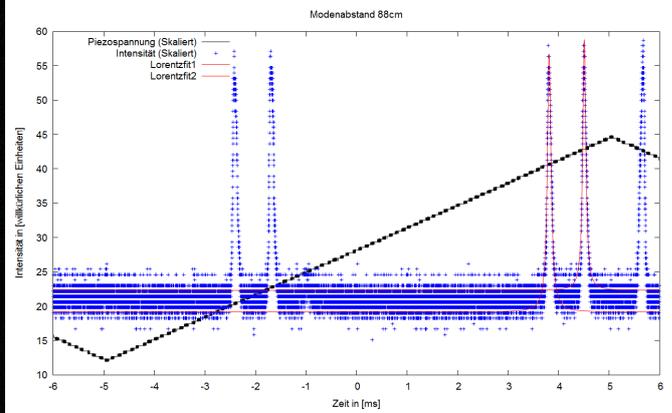


Abbildung 80: Modenabstand bei einer Resonatorlänge von 88cm

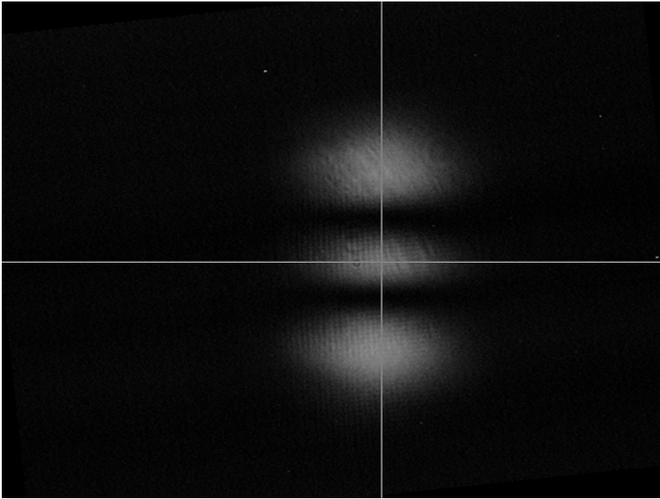


Abbildung 81: TEM₀₂-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm mit Intensitätsmaxima-Schnitten

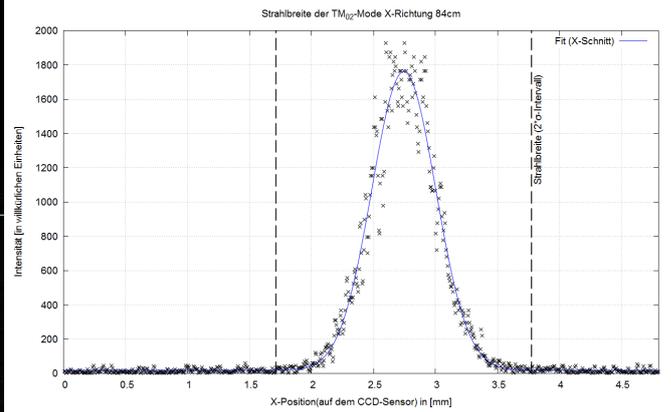


Abbildung 82: TEM₀₂-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm X-Richtung

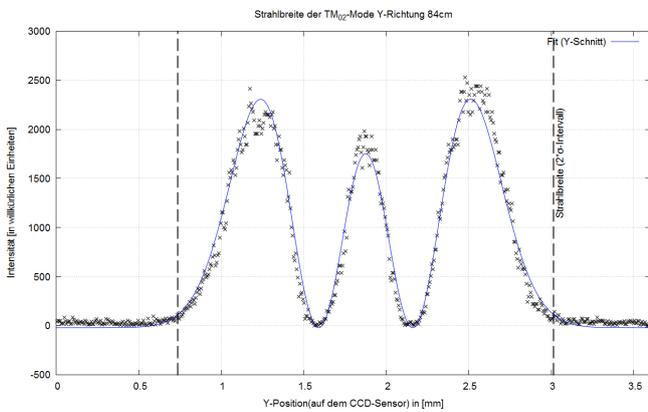


Abbildung 83: TEM₀₂-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm Y-Richtung

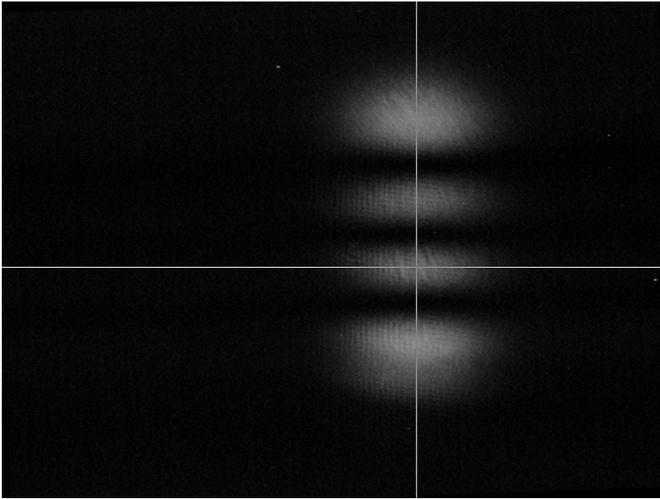


Abbildung 84: TEM₀₃-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm mit Intensitätsmaxima-Schnitten

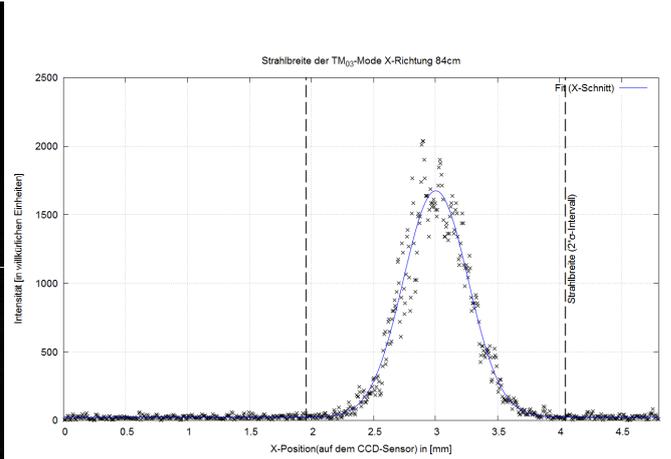


Abbildung 85: TEM₀₃-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm X-Richtung

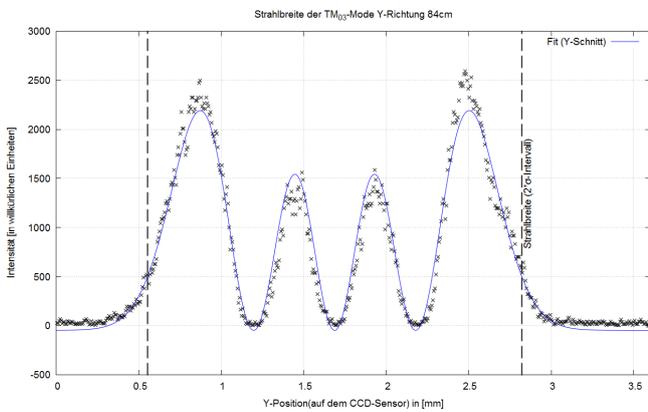


Abbildung 86: TEM₀₃-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm Y-Richtung

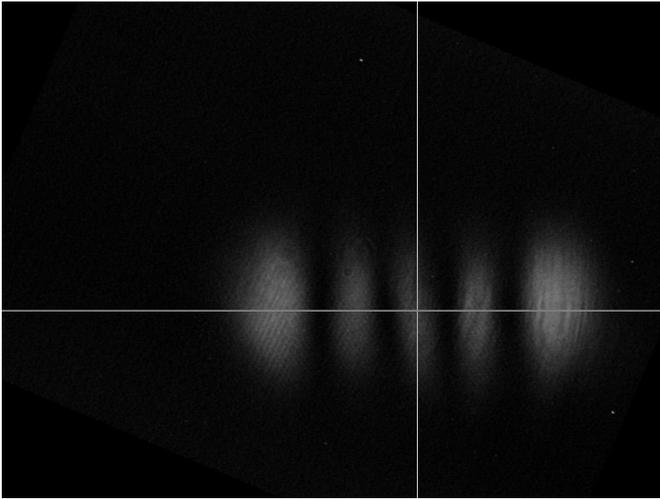


Abbildung 87: TEM₄₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm mit Intensitätsmaxima-Schnitten

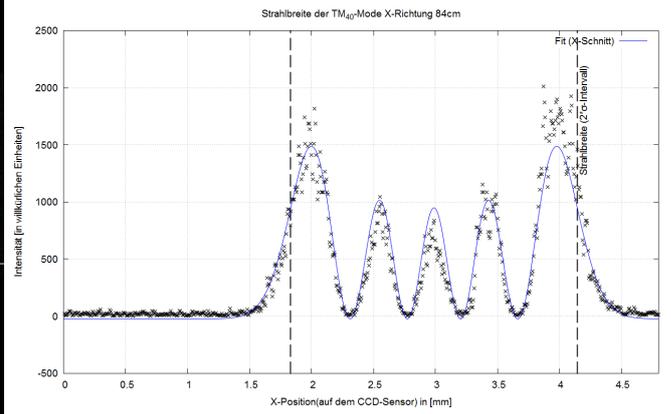


Abbildung 88: TEM₄₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm X-Richtung

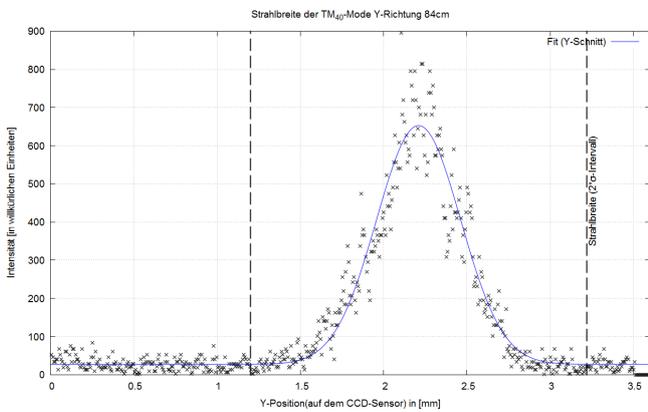


Abbildung 89: TEM₄₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm Y-Richtung

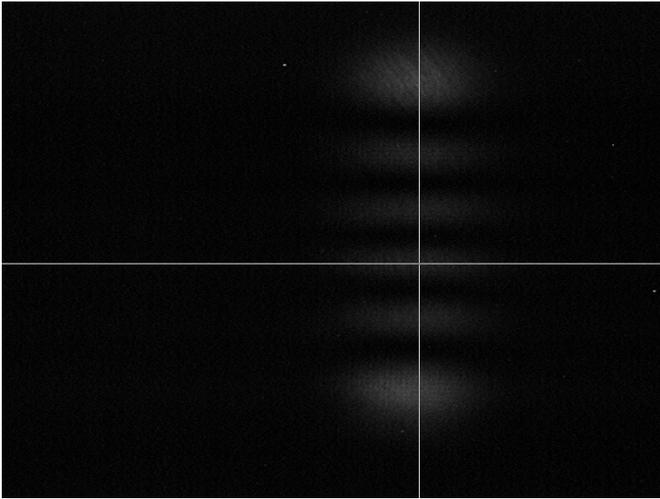


Abbildung 90: TEM₄₀-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm mit Intensitätsmaxima-Schnitten

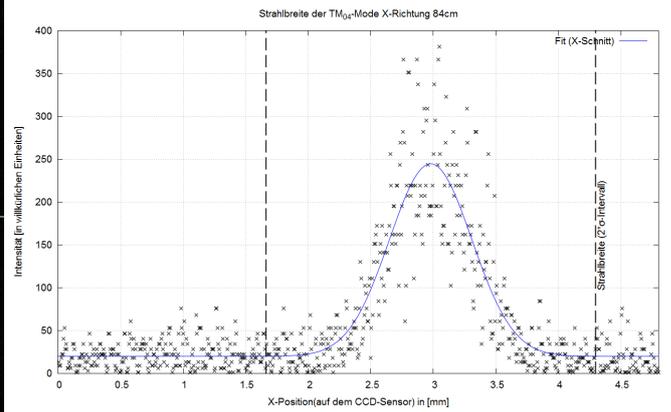


Abbildung 91: TEM₀₅-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm X-Richtung

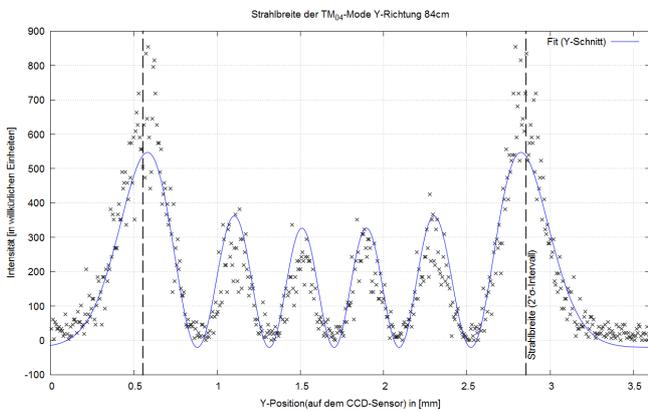


Abbildung 92: TEM₀₅-Mode bei einer Resonatorlänge von 84cm Y-Richtung

Achse definieren

Zunächst werden die Optiken herausgenommen bis auf den Laser, Aktive Medien. (hochrechts)

Eine Blende wird in verschiedene Positionen gestellt und die Punktintensität variiert indem der Laser pointer verkippt wird bzw. Translation.

Die Blende wird in verschied. pos. gestellt um die Achse in G. Ober bereich zu definieren. Blende variiert

Auskopplung einstellbar ← Blende
 ← Blende so das verlot entlang der Achse

HR wie Auskopplung

- Medien eingesetzt M B S
 auf Kelligkeit sortieren

- weiter mit Linse nach oben gebogen
 M L ↗ Wand

- Kreis zentriert sowie Kelligkeit erhöht

Spiegel vermessern HR

$1,74 \pm 0,02 \text{ mW}$
 $1,74 \pm 0,02 \text{ mW}$
 $1,735$
 $1,750$ - ca Bereich

2mm
 2mm
 $\pm 0,02 \text{ mW}$
 $\pm 0,02 \text{ mW}$
 2mm

Messplan der Größen:

Resonatortlänge: d

Modenabstand: $\delta\nu$

Ausgangsleistung des Lasers: P_{Ausgang}

horizontaler / vertikaler Strahlradius: $w_{\text{Auskoppel, hor. / vert.}}$
am Auskoppelspiegel

d in [cm]	P_{Ausgang} in [mW]	$w_{\text{Auskoppel, hor.}}$ in [mm]	$w_{\text{Auskoppel, vert.}}$ in [mm]	$\delta\nu$ in [GHz]	d in [cm]
25	1742 ± 8				25 25
25	1775 ± 8				32 32
25	1755 ± 8				39 32
25	1782 ± 8				46 42
25	1800 ± 8				53 52
25	1685 ± 5				60 62
25	1800 ± 5				67 72
25	1583 ± 5				74 82
25	1410 ± 5				81 84
25	1300 ± 10				84 (85)
					85 88
					88 88

$\delta\nu$ in [GHz] vs d in [cm] plot:
 - Scale: 2ms/div
 - Label: MaySiab
 - Note: $\delta\nu$ in [GHz]

optischer

①

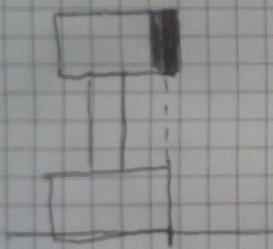
Zunächst wird eine optische Achse definiert. Dazu wird zunächst nur mit dem zu verwendenden Laser und einer kreisförmigen optischen Achse festgelegt. Durch schrittweises Verschieben zueinander der beiden Komponenten um jeweils 100 μm und am weitesten vom Laser weg wurde durch Beobachtung des roten Laserpunktes die Achse festgelegt.

Die beiden Spiegel wurden nacheinander eingestellt, wobei hier die Reflexion an der Kristalle beobachtet wurde.

Der Laser wurde eingestellt, indem das ihm durchschießende Licht durch eine Linse abgelenkt und das Masker an einer Wand so eingestellt, dass sich möglichst konzentrische Kreise bilden.

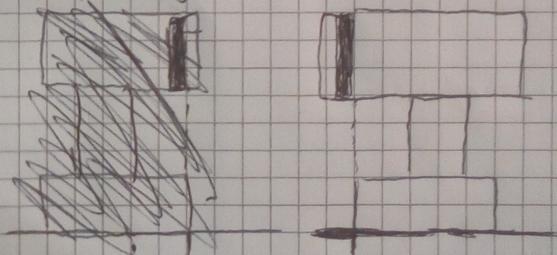
Zur Messung der Spiegelpositionen:

HR-Spiegel:



→ Position auf der Längenskala $\pm 2\text{mm}$

Auskopplerspiegel:



→ Position auf der Längenskala $\pm 1\text{mm}$
 $\pm 2\text{mm}$

Der Mittelpunkt der He-Ne-Heftung wurde auf 750 Einheiten platziert. Davon ausgehend wird die Resonatorenlänge eingestellt.

Dann wird die Laserleistung optimiert. Durch Einstellen aller Schrauben wurde bei $L = 25\text{cm}$ $P_{\text{Ausgang}} \approx (1742 \pm 8)\text{mW}$ erreicht.

Abstand (CA)-Kamera-Auskopplerspiegel: $(8,5 \pm 0,8)\text{cm}$

(5)

Auflösung: $1 \text{ mm} / \text{div}$

Leistung 1. Messung: $115 \pm 5 \text{ mW}$

↓

Leistung 2. Messung: $72 \pm 3 \text{ mW}$

(6)

Alle TM-Moden bei $L = 84 \text{ cm}$

16.04.2018

BFL