

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Grundlagen im Zwei-Niveau-System . . . . .	2
2.2	Höhere Niveau-Systeme . . . . .	3
2.3	Helium-Neon . . . . .	4
2.4	Resonator . . . . .	5
2.5	Longitudinale Moden und Gaußverbreiterung . . . . .	6
2.6	Transversale Moden . . . . .	7
2.7	Brewster-Fenster . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>9</b>
<b>4</b>	<b>Durchführung</b>	<b>10</b>
4.1	Justierung (1) . . . . .	10
4.2	Aufgaben . . . . .	11
4.2.1	(2) Überprüfen der Stabilitätsbedingung . . . . .	11
4.2.2	(3) Beobachten von TEM-Moden . . . . .	12
4.2.3	(4) Bestimmung der Polarisierung . . . . .	12
4.2.4	(5) Multimodenbetrieb und Frequenzspektrum des Lasers . . . . .	12
4.2.5	(6) Bestimmung der Wellenlänge . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>13</b>
5.1	Aufgabe 2 . . . . .	13
5.2	Aufgabe 3 . . . . .	13
5.3	Aufgabe 4 . . . . .	14
5.4	Aufgabe 5 . . . . .	14
5.5	Aufgabe 6 . . . . .	16
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>16</b>
	<b>Literatur</b>	<b>18</b>

## 1 Motivation

[”Physiker stehn’ auf Laser.”]

Daher ist ein Verständnis der grundlegenden Funktionsweise eines Lasers das Ziel dieses Versuchs. Es werden die Eigenschaften des Lasers vermessen und die Auswirkungen von Komponentenänderungen beobachtet.

## 2 Theorie

Ein Laser emittiert intensives, kohärentes Licht. Es gibt verschiedene Typen von Lasern, die einen Strahl jeweils anders erzeugen (z.B. mithilfe eines Gases mit Ionen, oder Metaldampf oder Festkörper bei Halbleitern).

Das Gasgemisch aus Helium und Neon ist im hier das **aktive Medium**. In diesem entstehen durch optische Übergänge Photonen beim Übergang in energetisch günstigere Zustände. Das Lasermedium bestimmt also das Strahlungsspektrum. Zentrale Bedingung für ein Lasermedium ist, dass sich eine Besetzungsinversion herstellen lässt. Das bedeutet, dass der obere Zustand des optischen Übergangs mit einer höheren Wahrscheinlichkeit besetzt ist, als der untere. Eine Emission von Photonen geschieht mittels Stimulation. Des Weiteren muss ein solches Medium über mindestens drei Niveaus verfügen und kann neben *gasförmig* auch *flüssig* oder *fest* sein.

Neben dem Medium besteht eine Laserkonstruktion noch aus den zwei weiteren Hauptkomponenten: Pumpe und Resonator.

Um die Besetzungsinversion zu erzeugen, muss in das Lasermedium Energie gegeben werden. Das **Pumpen** der Energie darf dabei nicht auf gleichem quantenmechanischen Übergang beruhen, wie die stimulierte Emission, damit sich beide Vorgänge nicht gegenseitig behindern. Es kann beispielsweise *optisch* (Einstrahlung von Licht) oder *elektrisch* (z.B. Gasentladung, elektrischer Strom bei Dioden) wirken und bringt damit das Medium in angeregte Zustände.

Bereits abgegebene Photonen können andere Teilchen im Medium ebenfalls stimulieren. Damit nicht alle Photonen direkt entweichen, ist es notwendig, sie vorerst noch im Medium oszillierend beizubehalten. Dazu dient der **Resonator**. Schon zwei parallele Spiegel um das Medium erfüllen diesen Zweck. Senkrecht darauf treffende Photonen verbleiben im Resonator und lösen so weitere Emissionen aus, deren Anzahl exponentiell mit der Resonatorlänge steigt. Die Quantenzahlen und Eigenschaften von emittierten und auslösenden Photonen sind gleich. Sogenannte ”spontane Photonen”, die den Resonator auf Grund nicht-senkrechter Strahlrichtung direkt verlassen, entfallen aus dem abgestrahlten Laserlicht, was zur bekannten Kohärenz führt. Manche Resonatoren arbeiten sogar

wellenlängenselektiv.

Schematisch ist diese Konstruktion in Abbildung 1 einsehbar.

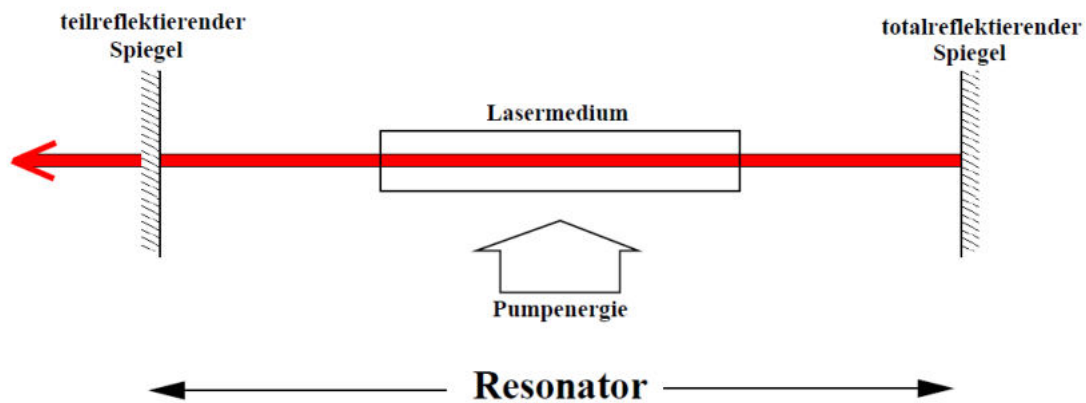


Abbildung 1: Skizze zur prinzipiellen Funktionsweise des Lasers.

## 2.1 Grundlagen im Zwei-Niveau-System

Der Helium-Neon-Laser ist ein Gasentladungslaser.

Es kann vorerst ein **Zwei-Niveau-System** betrachtet werden, wobei aufgedeckt wird, dass dieses für den Laser nicht funktioniert, jedoch genutzt werden kann, um das Vorgehen grundlegend herzuleiten. Hier hat das Medium mit  $N$  Atomen/Molekülen zwei mögliche Energiezustände  $E_1$  und  $E_2$  mit Besetzungszahlen  $N_1$  und  $N_2$  (Anzahl der Teilchen auf Niveaus 1 & 2).

Durch Anregung der Teilchen mithilfe des Pumpmechanismus wird von  $E_1$  direkt auf Niveau  $E_2$  erhöht. Nun gibt es zwei Wege zurück in den Grundzustand: entweder wird ein Photon durch spontanen Abfall zurück in den Grundzustand emittiert (mit Energie der Differenz beider Zustände) oder eine Emission wird durch ein weiteres Photon stimuliert. Bei Letzterem haben beide Photonen als Folge die gleiche Energie, Phase und Ausbreitungsrichtung. Für die dabei absorbierten/emittierten Photonen gilt  $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$ . Die Differenz  $\Delta N = N_1 - N_2$  zwischen der Anzahl der Teilchen im oberen/unteren Niveau wird als **Inversion** bezeichnet.

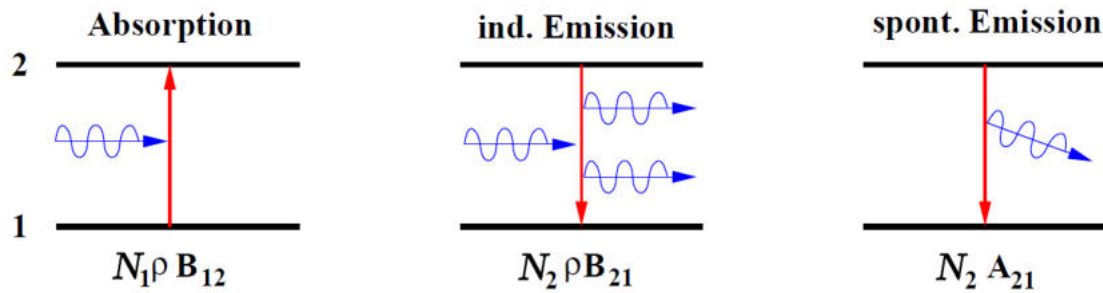
In Abbildung 2 werden Anregung und Emission nachgestellt.

Die zeitliche Änderung von  $N_1$ ,  $N_2$  im Zwei-Niveau-System sehen dann wie folgt aus [2]:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\rho B_{12} + N_2\rho B_{21} + N_2A_{21} \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = +N_1\rho B_{12} - N_2\rho B_{21} - N_2A_{21} = -\frac{dN_1}{dt}, \quad (2)$$

mit (unbestimmten Proportionalitätskonstanten/) Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$  (für spontane Emission) und  $B_{21}$  (für induzierte Emission) und  $B_{12}$  (für Absorption), bzw.  $\rho$  als



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung der Anregung, bzw. Absorption und der spontanen und induzierten/stimulierten Emission in einem Zwei-Niveau-System.

spektrale Strahldichte im Resonator.

Da  $N = N_1 + N_2$  erhalten und  $\Delta N = N_1 - N_2$  folgt mit  $B_{12} = B_{21} := B$ ,  $A_{21} := A$ :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -2B\rho\Delta N + AN - A\Delta N. \quad (3)$$

Stellt sich im Medium in den Besetzungen ein Gleichgewicht ein, wird die zeitliche Inversion verschwindend gering. Setzt man  $\frac{d\Delta N}{dt} = 0$  und stellt nach  $\Delta N$  um, folgt:

$$\Delta N^s := \frac{AN}{2B\rho + A} \stackrel{*}{=} \frac{1}{1 + 2\frac{\rho}{\rho_s}} \stackrel{!}{>} 0 \quad (4)$$

( $\star$ :  $\rho_s := \frac{A}{B}$ , "s" für stationär). Damit ist  $\Delta_N > 0$ , die Besetzungsinversion also positiv.

Damit ein Laser funktioniert müssen zwei **Bedingungen** erfüllt sein [5]:

1.  $\Delta N < 0$  : **Besetzungsinversion** - mehr Teilchen im oberen, als im unteren Niveau vorhanden.
2. (mit Resonator:) durch stimulierte Emission erzeugte Verstärkung > Abschwächung durch Absorptionsverluste/Streuung oder Spiegelung/Auskopplung.

Die "Auskopplung" bezeichnet dabei die Transmission des Laserlichts durch eine Spiegel-seite.

Es ist offensichtlich, dass das Zwei-Niveau-System mit (4) dem widerspricht und somit nicht umsetzbar ist!

## 2.2 Höhere Niveau-Systeme

Das Problem des Zwei-Niveau-Systems löst sich durch Einführen weiterer Niveaus (d.h. passende Änderung des Mediums). So entstehen weitere Niveaus:

- $E_3$  für das **Drei-Niveau-System** und zzgl.

- $E_0$  für das Vier-Niveau-System,

wobei  $(E_0 <) E_1 < E_2 < E_3$  gilt und Übergänge von  $E_3$  nach  $E_2$  (und  $E_1$  nach  $E_0$ ) schneller gehen, als von  $E_2$  nach  $E_1$ . Gepumpt wird weiterhin vom tiefsten auf das höchste Niveau. Da HeNe grob betrachtet 4 Niveaus hat, wird dies im Folgenden analog zu Unterabschnitt 2.1 betrachtet.

Durch die schnellen (teilweise metastabilen) Übergänge  $E_3 \rightarrow E_2$  und  $E_1 \rightarrow E_0$  folgt:  $N \approx N_0 + N_2$  und  $\Delta N \approx -N_2$ . Die Raten ergeben sich damit als:

$$\frac{dN_1}{dt} \approx 0 \quad (5)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = +N_0 \rho B_{12} - N_2 A_{21}. \quad (6)$$

Wird analog zu Unterabschnitt 2.1 weitergerechnet, ergibt sich:

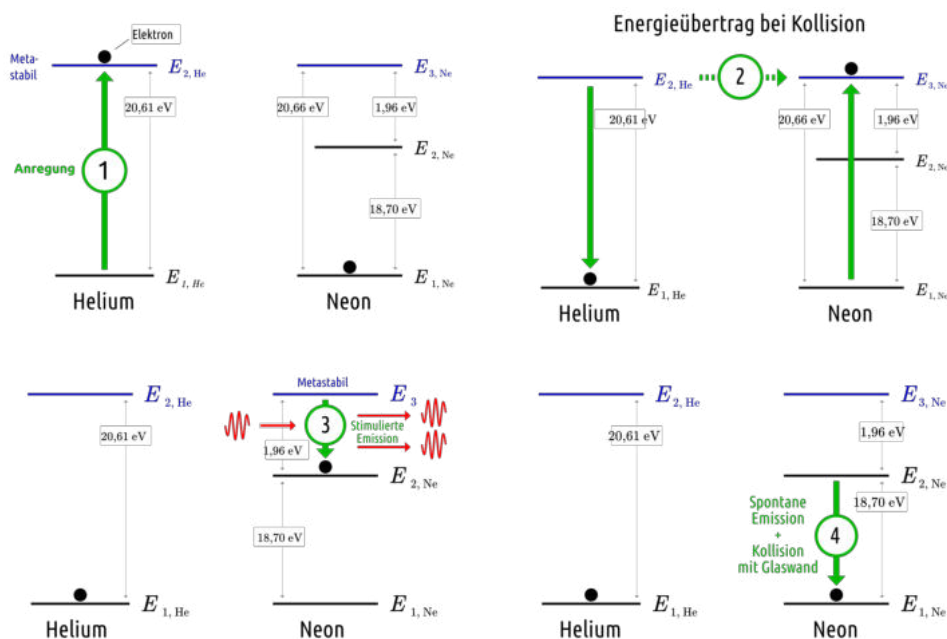
$$\Delta N = -N \frac{I/I_s}{1 + I/I_s}. \quad (7)$$

In diesem Fall ist die Besetzung *immer* negativ. Ein extern angeregtes Vierniveausystem ist damit ein sehr gutes Lasermedium.

## 2.3 Helium-Neon

Das Helium-Neon-Gasgemisch hat 4 Energieniveaus (jeweils 2 pro Element). So findet in Schritten 1 und 2 (siehe Abbildung 3) die Gasentladung auf das Helium statt, welches dann seine Energie bei Kollision (Stoß 2. Art) an ein Neonatom abgibt. Beim stimulierten Emittieren in Schritt 3 entsteht mitunter die bekannte Spektrallinie mit Wellenlänge  $\lambda = 633 \text{ nm}$  (1,96 eV, einfach nachzurechnen). Schritt 4 ist die spontane Emission oder Rekombination an der Rohrwand zum Grundzustand des Neons.

Die reale Darstellung mit Termbezeichnungen nach Paschen und breiteren Auffächerung der Möglichkeiten ist in [3] zu finden.



**Abbildung 3:** Skizzierung der Ablaufschritte im Helium-Neon-Laser [6]. Schritte 1 bis 4.

## 2.4 Resonator

Der optische Resonator wird durch zwei Spiegel realisiert, die sich gegenüberstehen, wobei einer der Spiegel teildurchlässig ist, um den Laserstrahl auszukoppeln. Der Resonator kann z.B. aus zwei *planparallelen* Spiegeln (planparalleler Resonator), zwei *sphärischen* Spiegeln (sphärischer Resonator) oder einer Kombination aus Beidem bestehen. Einen planparallelen Resonator fester Länge nennt man auch FABRY-PEROT ETALON.

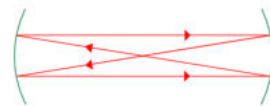
Der Resonator muss besonders verlustarm arbeiten. Dies ist besonders bei einem *konfokalen* Resonator gegeben, bei dem die Spiegelbrennpunkte zusammenfallen (siehe Abbildung 4).

Die Resonatorstabilität kann mit den sog. "*g-Faktoren*" berechnet werden:

$$g_i := 1 - \frac{L}{r_i}, \quad i \in \{1, 2\}, \quad (8)$$

mit den jeweiligen Krümmungsradien der Seiten  $r_1$ ,  $r_2$  und der Gesamtlänge des Resonators  $L$ . Die **Stabilitätsbedingung** lautet:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 < 1. [3] \quad (9)$$



**Abbildung 4:** Strahlenverlauf im konfokalen Resonator.

*Grenzstabil* nennt man die Werte 0 oder 1. Beispiel sind der plan-plan Resonator ( $g_1 = g_2 = 1$ ) oder der konfokale ( $g_1 = g_2 = 0$ ). *Instabile* Resonatoren können nur bei hoher Verstärkung des Lasermediums betrieben werden.

## 2.5 Longitudinale Moden und Gaußverbreiterung

Bei den kleinen Wellenlängen von Licht kann bei den in Relation groben Aufbauten nicht auf die Resonanzbedingung geachtet werden. Diese mit der Resonatorlänge verknüpften **longitudinalen Moden** sind hier also eher uninteressant. Die Anzahl der Wellenlängen (bzw. -Bergen) im Resonator wird mit  $q$  angegeben.

Die Geschwindigkeitsverteilung ist dabei durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben und ihre Breite beträgt:

$$\sigma_\nu = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}, \quad (10)$$

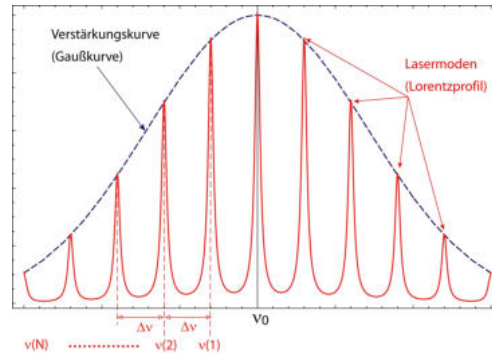
wobei  $\nu_0$  die Grundfrequenz bezeichnet und  $m$  die Masse des Moleküls.

Die longitudinalen Moden lassen sich auf Grund der kleinen Wellenlängen von Licht *nicht* ohne Weiteres von Hand einstellen. Sie entstehen mit Frequenzabstand

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

bzw. " $4L$ ", falls der Resonator zweimal durchlaufen werden muss, bis der Lichtstrahl wieder am selben Ort ist (etc.). Die so entstehenden Peaks haben eine Kammform (Lorentzprofil). In Abbildung 5 zeigt sich dann aber noch eine Einhüllende (Verstärkungskurve) mit Gaußform. Dies ist ein unerwünschter Effekt bei Gaslasern. Die sog. **Gaußverbreiterung** entsteht durch die statistisch verteilten, relativen Bewegungsrichtungen der Gasmoleküle im HeNe-Plasma.

Soll der Laserresonator nur eine bestimmte longitudinale Mode verstärken, zeigt (11), dass dies mithilfe einer Verkürzung kaum umsetzbar ist. Es gibt allerdings noch Alternativen: Der oben schon als plan-plan Resonator benannte FABRY-PEROT ETALON hat neben dem trivialen Einsatz als Resonator noch andere Eigenschaften. Wird ein solcher Etalon innerhalb eines Resonators eingefügt (also Resonator im Resonator), so kommt es durch die Interferenzen am Etalon und den planen Spiegeln zur Modenselektion, d.h. es wird nur noch eine gewünschte Mode verstärkt. Dies wird als **Singlemode**-Laserbetrieb bezeichnet. Ohne ein solches zzgl. Interferometer befindet sich der Laser im **Multimoden**-Betrieb.



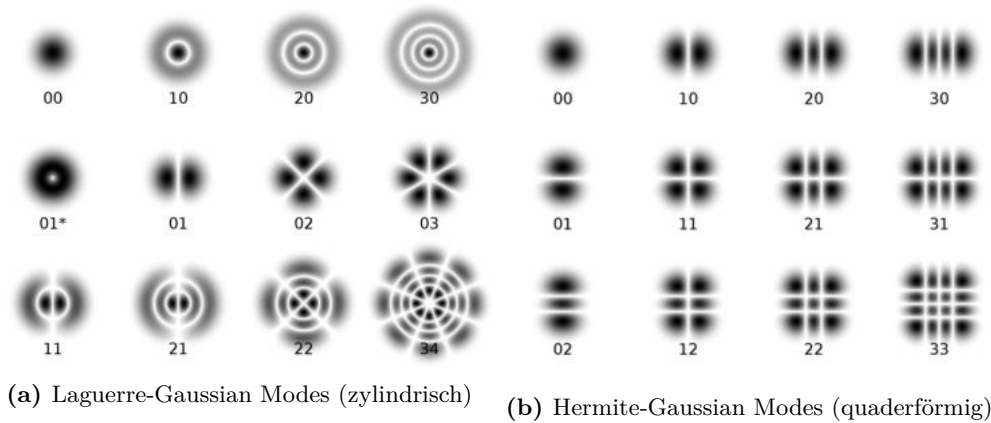
**Abbildung 5:** Schematische Darstellung von longitudinalen Lasermoden mit einhüllender Gaußkurve [1]. Amplitude als Funktion der Frequenz.

## 2.6 Transversale Moden

Die **transversalen** (elektromagnetischen) **Moden** (**TEM**) sind weitaus auffälliger. Sie entstehen bei minimalen Abweichungen von der Resonatorsymmetrie (z.B. durch Spiegelunebenheiten, Verkippungen oder anderen Fehlern). Da sich so die Laufzeiten der einzelnen Photonen voneinander unterscheiden, führen sie im stationären Betrieb zu Interferenzen und somit zu zweidimensionalen Amplitudenverteilungen im Querschnitt des Ausgabelasers. Bezeichnet werden diese Moden mit:

- $\text{TEM}_{xy}$  mit Anzahl der Knoten auf orthogonaler x-, bzw. y-Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlen, für *rechteckige* Spiegel oder Störung durch z.B. Brewster-Fenster (siehe Unterabschnitt 2.7).
- $\text{TEM}_{r\varphi}$  mit Anzahl der Knoten auf radialer ( $r$ ) und Polarwinkel ( $\varphi$ ) Achse, für *zylindrische* Resonatoren.

Eine Darstellung der häufigsten TEM-Profile beider Arten ist in Abbildung 6 auffindbar. Die beste Fokussierung liegt bei der ungestörten  $\text{TEM}_{00}$ -Mode. Dieser Idealfall weist eine 2D-Gaußprofil auf (siehe Abbildung 6). Höhere Moden haben im Allgemeinen größere Verluste.



**Abbildung 6:** Häufigste **TEM**-Intensitätsprofile der jeweiligen Resonator-Formen (chromatisch Invertierung der Plots aus [4]).

Die Feldverteilung ist dabei näherungsweise:

$$E_{lpq} \propto \cos(l\varphi) \frac{(2\rho)^2}{(1+Z^2)^{\frac{1+l}{2}}} \cdot L_p^q \left( \frac{(2\rho)^2}{1+Z^2} \right) \cdot \exp \left( -\frac{\rho^2}{1+Z^2} \right) \quad (12)$$

$$\cdot \exp \left[ -i \left[ \frac{(1+Z)\pi R}{\lambda} + \frac{\rho^2 Z}{1+Z^2} - (l+2p+1) \left( \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{1-Z}{1+Z} \right) \right) \right] \right] , \quad (13)$$



mit Anzahl der Knoten auf x-/y-Achse als  $l$ , bzw.  $p$  und dem zugeordneten Laguerre-Polynom  $L_p^q(u)$ . Aus der Feldverteilung lässt sich nun die zu beobachtende Intensitätsverteilung berechnen. Für die TEM<sub>00</sub> Grundmode mit maximaler Intensität  $I_0$  ist diese beispielsweise gegeben durch:

$$I_{00}(r) = I_0 \exp \left[ -2 \frac{r^2}{\omega^2} \right], \quad (14)$$

( $r \hat{=}$  Abstand zur optischen Achse,  $\omega \hat{=}$  Strahlradius) und für TEM<sub>01</sub> durch:

$$I_{01}(r) = I_0 \left( \frac{r}{\omega} \right)^2 \exp \left[ -2 \frac{r^2}{\omega^2} \right], \quad (15)$$

wobei je nach Messart:  $r = x - x_0$  mit relativer Messstelle  $x$  und daraus gefitteter Mitte  $x_0$ .

Soll der Resonator nur eine transversale Mode verstärken ist es möglich, eine sog. **Modenblende** einzubauen. Für die TEM<sub>00</sub> Grundmode kann z.B. eine annähernd runde Irisblende genutzt werden, für TEM<sub>01</sub> ein dünner Draht.

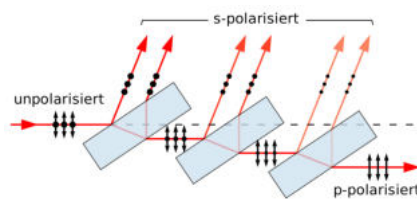
## 2.7 Brewster-Fenster

Ein Brewster-Fenster wird in optischen Geräten genutzt, um eine Quelle mit möglichst geringen Verlusten zu polarisieren. Wie in Abbildung 7 skizziert, stehen die Fensterflächen zur optischen Achse im Brewster-Winkel, wodurch das zur Einfallsebene parallel polarisierte Licht nicht durch Reflexion geschwächt wird. Senkrecht polarisiertes Licht wird jedoch wie gewöhnlich zu einem Teil reflektiert. Hierdurch sinkt in einem Laser die Güte des Resonators für eine Polarisationsrichtung, die andere wird dagegen bevorzugt, weshalb der Laser in dieser Mode schwingen wird [8].

Wird die Zylindersymmetrie im Laser durch Polarisationsfilter oder Brewster-Fenster gestört, treten ebenfalls rechteckige Symmetrien auf, die durch Hermitesche Polynome berechnet werden (siehe Abbildung 6).

Die in Abhängigkeit zum Polarisationswinkel stehende Intensität folgt dem **Gesetz von Malus**:

$$I(\vartheta) = I_0 \cdot \cos^2(\vartheta). \quad (16)$$



**Abbildung 7:** Schema eines auf dem Brewster-Winkel basierenden Polarisators. Um den Grad der Polarisation zu erhöhen sind mehrere Einzelpolarisatoren hintereinander platziert [8].

### 3 Versuchsaufbau

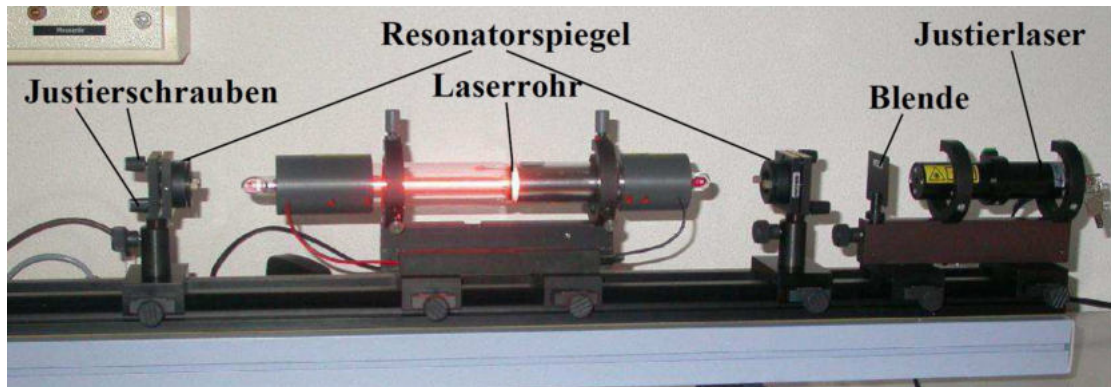


Abbildung 8: Bild des realen Aufbaus im Praktikum (beschriftet) [7].

Spiegel	Bezeichnung	Oberflächenbeschaffenheit
plan	flat/flat	HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$
konkav	$r=1000 \text{ mm}/\text{flat}$	HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$
konkav	$r=1400 \text{ mm}/\text{flat}$	HR (high reflectivity) $R \geq 99\%$
konkav	$r=1400 \text{ mm}/\text{flat}$	OC (out coupling) $T=1.5, \dots 1.8\%$

Abbildung 9: Tabelle der im Praktikum verfügbaren Spiegel (+Daten) [7].

Neben den in Abbildung 8 und 9 erworbenen Informationen sind zur Vermessung der Lasereigenschaften weitere Komponenten zur Verfügung gestellt (z.B. Photodiode, Spalt, Polarisator,...).

Für  $g_1 \cdot g_2$  ergibt sich:

- plan-konkav ( $R_1 = \infty(\text{plan})$ ,  $R_2$  (konkav) nach Tabelle 9):  
 $g_1 \cdot g_2 = 1 \cdot \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) = 1 - \frac{L}{R_2} \Rightarrow 0 \leq L \leq R_2$  (stabil),
- konkav-konkav ( $R_1 = R_2 = 1400 \text{ mm}$ ):  
 $g_1 \cdot g_2 = \left(1 - \frac{L}{1400 \text{ mm}}\right)^2 \Rightarrow 0 \text{ mm} \leq L \leq 2800 \text{ mm}$  (stabil),
- plan-plan:  $g_1 \cdot g_2 = \left(1 - \frac{L}{\infty}\right) \cdot \left(1 - \frac{L}{\infty}\right) = 1$ .

Dies ist in Abbildung 10 veranschaulicht.

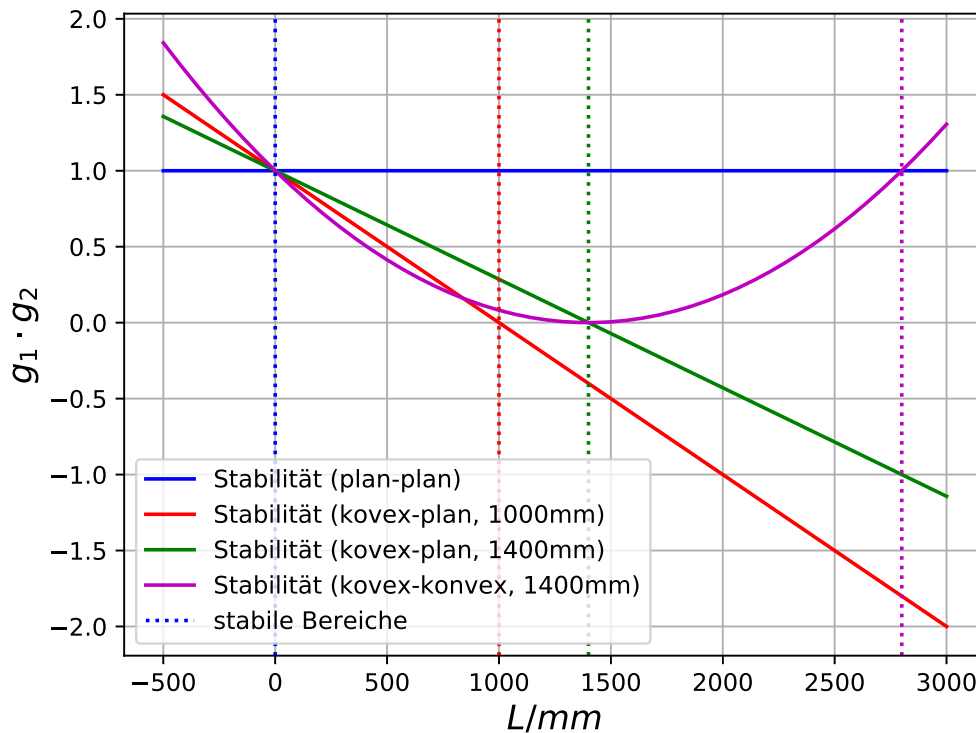


Abbildung 10:  $g_1 \cdot g_2$  als Funktion der Resonatorlänge  $L$  für verschiedene Spiegelformen aus Tabelle 9.

## 4 Durchführung

### 4.1 Justierung (1)

Die Justierung ist für den Erfolg dieses Versuchs unentbehrlich! Es folgt ein kurzer Überblick.

- Aufstellen beider Blenden (mit maximalem Abstand) und Justierlaser auf die Schiene.
- Ausrichten des Justierlasers nach Fadenkreuz.
- Aufstellen von Resonatorspiegel (s. Abb. 11a,b) und Laserrohr (s. Abb. 11c), inkl. Kontrolle der Rückreflexion am Fadenkreuz.
- alle Komponenten auf die optische Bank + Justierlaser aus (s. Abb. 11d).
- Hochspannung auf  $I = 6,5$  mA, Resonatorspiegel nachjustieren bis Lasertätigkeit

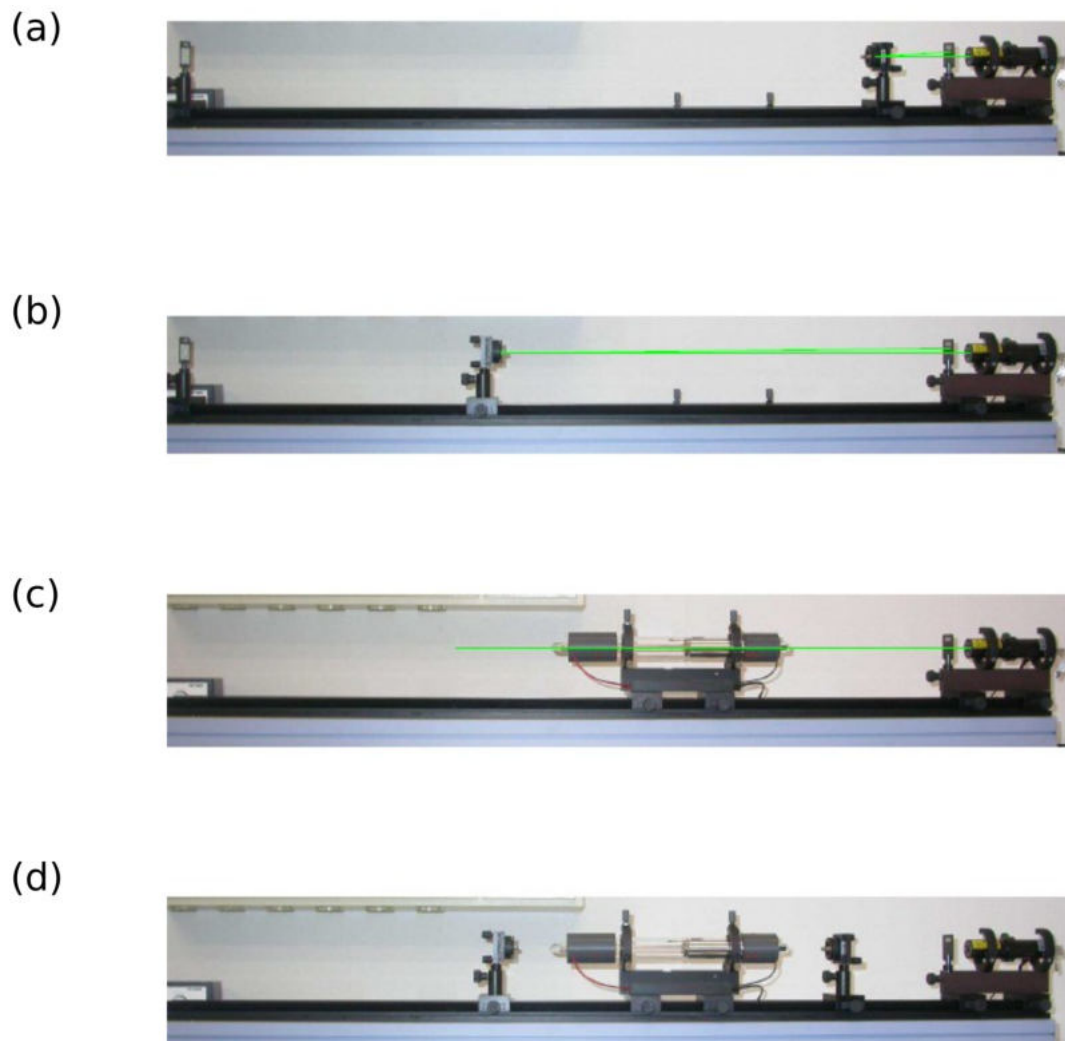


Abbildung 11: Bilder zur Justierungsanleitung [7].

eingesetzt.

## 4.2 Aufgaben

### 4.2.1 (2) Überprüfen der Stabilitätsbedingung

- Justierung auf maximale Leistung mithilfe einer Photodiode
- Einstellen des maximalen Resonatorabstandes (durch langsames Verschieben+Nachjustieren)

- *Wiederholung* mit anderem Resonator
- *Auswertung*: Welche Gründe führen zum Verlust der Stabilität?

#### 4.2.2 (3) Beobachten von TEM-Moden

Stabilisierung & Identifikation möglichst vieler Moden:

- Einbringung eines Wolframdrahtes ( $d = 0,005 \text{ mm}$ ) zwischen Resonatorspiegel und Laserrohr,
- Erkennen der Moden ermöglichen mithilfe einer Streulinse und Schirms,
- *Wiederholung* mit Photodiode (statt Schirm), Vermessung mindestens zweier Moden.
- *Auswertung*: Diagramm der Intensitätsverteilungen & Fit daran.

#### 4.2.3 (4) Bestimmung der Polarisierung

- Polarisator folgt dem Auskoppelspiegel,
- Messung der Intensität als Funktion der Polarisationsrichtung (per Photodiode)
- *Auswertung*: Erklärung des Brewsterfensters (s. Unterabschnitt 2.7), Vergleich von theoretischer und gemessener Intensitätsverteilung. Welchen Einfluss haben die Resonatorspiegel auf die Polarisierung des Lasers?

#### 4.2.4 (5) Multimodenbetrieb und Frequenzspektrum des Lasers

*Entfallen*

#### 4.2.5 (6) Bestimmung der Wellenlänge

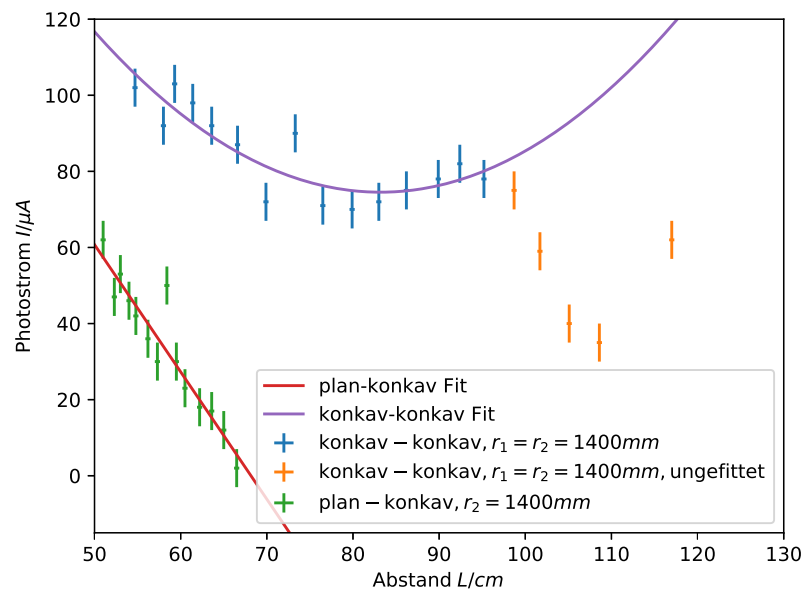
Berechnung der Wellenlänge aus Beugungsmaxima/-minima eines Spaltes, bzw. Gitters.

## 5 Auswertung

### 5.1 Aufgabe 2

In Abbildung 12 sind die Messwerte zu sehen. Zusätzlich wurde nach Gleichung 8 gefittet. Es ist zu sehen, dass die *konkav-konkav*-Konfiguration dem Photostrom nach zu bevorzugen ist. Die Abhängigkeit der Stabilität zur Resonatorgröße stammt daher, dass kleine Winkelabweichungen von der "Ideallinie" auf größeren Lichtwegen zu größeren Abständen der Lichtpunkte führen. Für den Fit mussten einige Messwerte ausgenommen werden, um einen quadratischen Verlauf sichtbar zu machen. Dies wird in folgendem Kapitel (6) diskutiert.

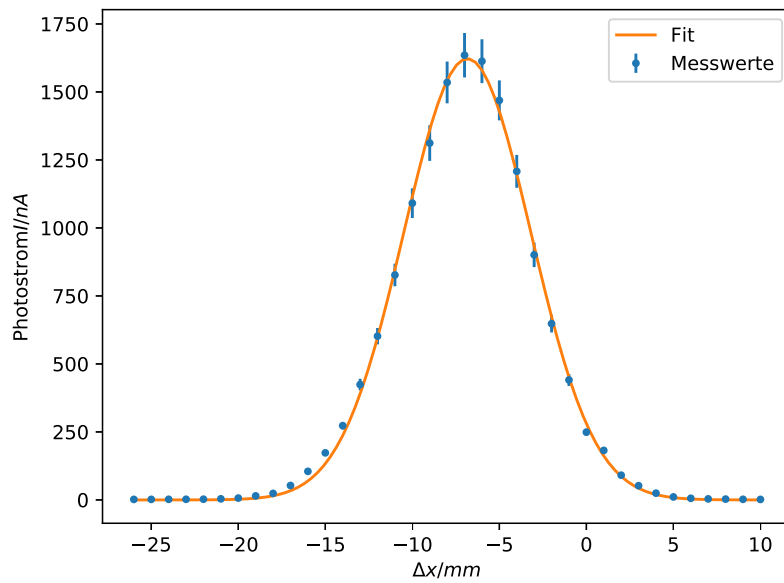
Die ausgenommenen Werte sind farblich differenziert.



**Abbildung 12:** Plot der Messwerte und Fits der Stabilitätsmessung. Für den konkav-konkav Fit mussten einige Werte entfernt werden. Diese sind orange statt blau gekennzeichnet.

### 5.2 Aufgabe 3

Zuerst wurde die  $TEM_{00}$  Mode untersucht. Dazu wurde eine Streulinse in den Laserstrahl gebracht und dann die Intensität in Abhängigkeit zum Abstand zur optischen Achse vermessen. Diese Messdaten und ein Fit an die Gleichung 14 sind in Abbildung 13 zu sehen. Danach sollte die  $TEM_{01}$  vermessen werden. Dazu wurde ein Draht in den



**Abbildung 13:** Plot und Fit der Messwerte. Es wurde an eine Gaußglocke (14) gefittet.

Resonator gebracht. Leider konnten wir dabei den Laserbetrieb nicht aufrecht erhalten und haben daher Messwerte gestellt bekommen. Diese und ein Fit an Gleichung 15 sind in Abbildung 14 zu sehen.

### 5.3 Aufgabe 4

Die Intensität folgt Gleichung (16) und somit können die Messwerte mit Offset  $\varphi_0$  an:

$$I(\varphi) = I_0 \cdot \cos^2(\varphi + \varphi_0)$$

gefittet werden. Dies ist in Abbildung 15 zu sehen. Der Fit ergibt:

$$\varphi_0 = (66,1 \pm 1,5)^\circ \quad (17)$$

### 5.4 Aufgabe 5

*Entfallen*

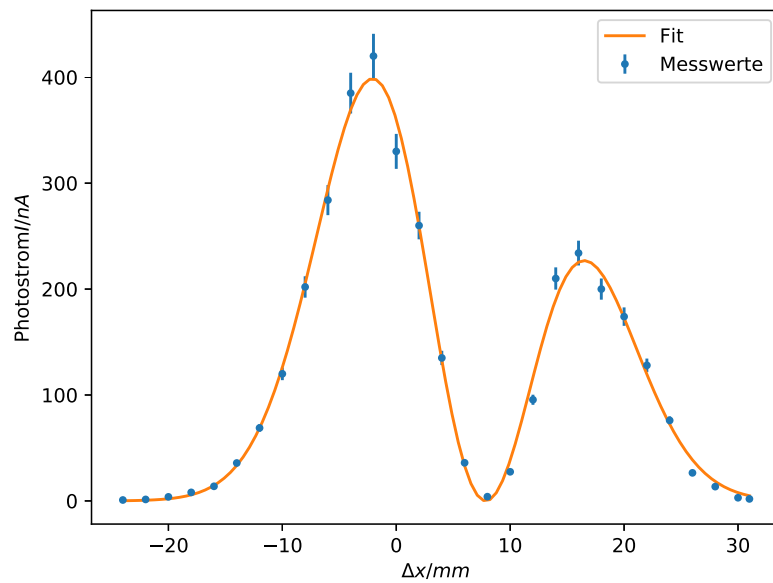


Abbildung 14: Plot und Fit der  $\text{TEM}_{01}$ -Messung.

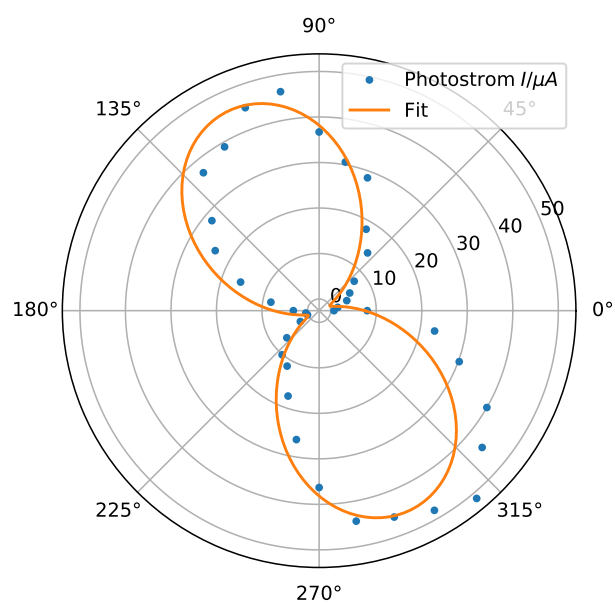


Abbildung 15: Polarplot der winkelabhängigen Intensität und dessen Fit darauf.



## 5.5 Aufgabe 6

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

$$\lambda = \frac{g \cdot \sin \alpha_n}{n} \stackrel{*}{=} \frac{x_n \cdot g}{n \cdot \sqrt{d^2 + x_n^2}} \quad (18)$$

die Wellenlänge des Laserlichtes berechnen (\* Es gilt nach Sinussatz für große rechtwinklige Dreiecke:  $\frac{x_n}{\sqrt{d^2 + x_n^2}} = \sin(\alpha_n)$ ). Eingesetzt werden Werte der Messung, die in folgender Tabelle 1 aufzeigt sind.

**Tabelle 1:** Abstände  $x_n$  der Maxima für die  $n$ -ten Maxima ( $n \in \{-3, -2, -1, 1, 2, 3\}$ ) zu  $g = 10 \mu\text{m}$  und  $g = 12,5 \mu\text{m}$  mit Messfehlern nach Messinstrument.

$g = 10 \mu\text{m}$		$g = 12,5 \mu\text{m}$	
$n$	$x_n$	$n$	$x_n$
1	$(3,2 \pm 2,0) \text{ mm}$	1	$(4,1 \pm 2,0) \text{ mm}$
-1	$(-3,3 \pm 2,0) \text{ mm}$	-1	$(-4,1 \pm 2,0) \text{ mm}$
2	$(6,6 \pm 2,0) \text{ mm}$	2	$(8,3 \pm 2,0) \text{ mm}$
-2	$(-6,6 \pm 2,0) \text{ mm}$	-2	$(-8,4 \pm 2,0) \text{ mm}$
3	$(10,0 \pm 2,0) \text{ mm}$	3	$(12,6 \pm 2,0) \text{ mm}$
-3	$(-10,0 \pm 2,0) \text{ mm}$	-3	$(-12,6 \pm 2,0) \text{ mm}$

Daraus folgt mit  $d = 65 \text{ cm}$ :

$$\lambda = (633 \pm 4) \text{ nm}$$

und stimmt mit dem erwarteten Wert aus Unterabschnitt 2.3 überein.

## 6 Diskussion

Die Messungen stellten sich alle als schwierig heraus. Zum einen lieferte die Photodiode auch im abgedunkelten Raum hohe und schnelle Schwankungen im Photostrom, zum anderen schien das aktive Medium schief in der Halterung. Außerdem ist der Aufbau sehr empfindlich, so kann z.B. nur die Berührung der Spiegel den Unterschied zwischen Lasern und dem Ausbleiben dessen ausmachen.

Auch verwunderlich ist der Verlauf der konkav-konkav- Messwerte in Abbildung 12, da diese eher einen linearen als den gesuchten quadratischen Zusammenhang andeuten. Grund dafür ist voraussichtlich der instabile Aufbau am Versuchstag (betrachte ungefitete Werte in Abbildung 12), der zu weniger Messwerten geführt hat, sodass der theoretisch mögliche Tiefpunkt von etwa 130 cm (nach Abbildung 10) während des Messvorganges

nicht erreicht wurde.

Trotzdem ist die Wellenlängenbestimmung sehr zufriedenstellend verlaufen. Zudem ist es sehr interessant den genauen Aufbau eines Lasers durchzuführen, falls ein stabiler Aufbau erreicht wird. So haben wir (mit instabilem Aufbau) weit über eine Stunde gebraucht bis überhaupt ein roter Blitz zu sehen war.

## Literatur

- [1] Dr. Wolfgang Geithner. Wolfgang.geithner at de.wikipedia. *Schematische Darstellung von longitudinalen Lasermodes*. URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:LaserModes.jpg?uselang=de#/media/File:LaserModes.jpg> (besucht am 02.12.2019).
- [2] W. Demtröder. *Laserspektroskopie 1*. Springer Berlin Heidelberg, 2011. ISBN: 9783642213069. URL: [https://books.google.de/books?id=oVoUDg80%5C\\_YEC](https://books.google.de/books?id=oVoUDg80%5C_YEC).
- [3] H.J. Eichler und J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer Berlin Heidelberg, 2015. ISBN: 9783642414381. URL: <https://books.google.de/books?id=4n7DCgAAQBAJ>.
- [4] Optique pour l'ingénieur. *High order modes*. URL: [http://www.optique-ingenieur.org/en/courses/OPI\\_ang\\_M01\\_C03/co/Grain\\_OPI\\_ang\\_M01\\_C03\\_5.html](http://www.optique-ingenieur.org/en/courses/OPI_ang_M01_C03/co/Grain_OPI_ang_M01_C03_5.html) (besucht am 24.11.2019).
- [5] R. Paschotta. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley, 2008. ISBN: 9783527408283. URL: <https://books.google.de/books?id=hdkJ5ASTFjcC>.
- [6] LEIFI Physik. *Versuche: Helium-Neon-Laser*. URL: <https://www.leifiphysik.de/atomphysik/laser/versuche/helium-neon-laser> (besucht am 23.11.2019).
- [7] *Versuchsanleitung. V61 HeNe-Laser*. URL: [https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/951348/mod\\_resource/content/1/V61.pdf](https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/951348/mod_resource/content/1/V61.pdf) (besucht am 23.11.2019).
- [8] Wikipedia. *Wikipedia: Brewster-Fenster*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Brewster-Fenster> (besucht am 24.11.2019).