

FP-Versuch A142

Laser

Jan Hartmann Tobias Seifen

15. November 2006

In diesem Versuch werden grundlegende Eigenschaften eines Lasers kennengelernt. Es wird ein HeNe-Laser aufgebaut und wichtige Strahlgrößen wie Polarisation, Strahlprofil und Modenabstand gemessen.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Aktives Medium	3
1.1.1	Einsteinkoeffizienten	3
1.1.2	Linienbreiten	4
1.2	Optischer Resonator	4
1.2.1	Moden	5
1.3	Strahlprofil	6
1.4	HeNe-Laser	7
2	Durchführung und Auswertung	8
2.1	Bestimmung der Wellenlänge des Pilot-Lasers	8
2.2	Aufbau des Versuchslasers	9
2.3	Messung der Polarisierung der beiden Laser	10
2.4	Messung des Strahlprofils	10
2.5	Aufbau der optischen Diode	11
2.6	Modenabstandsmessung mit dem optischen Spektrum-Analysator	12
2.7	Modenabstandsmessung mit optischer Schwebung	13
3	Fazit	14
A	Tabellen	15
B	Abbildungen	19
	Literaturverzeichnis	22

1 Theoretische Grundlagen

Laser steht für *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, das bedeutet, dass ein aktives Medium nötig ist, welches Licht durch stimulierte Emission verstärkt. Damit diese Verstärkung möglichst optimal genutzt werden kann, befindet sich das aktive Medium in einem optischen Resonator, so dass das Licht das aktive Medium vielfach durchläuft.

1.1 Aktives Medium

1.1.1 Einsteinkoeffizienten

Zwischen den Energieniveaus der Atome des aktiven Mediums können verschiedene Übergänge stattfinden. Wir betrachten hier nur Übergänge zwischen zwei Energieniveaus E_1 und E_2 mit $E_1 < E_2$:

- Absorption
Ein Atom im Zustand 1 absorbiert ein Photon (genügend großer Energie) und geht in den Zustand 2 über (Abbildung 1 links). Die Übergangswahrscheinlichkeit wird durch den Einsteinkoeffizient B_{12} beschrieben.
- spontane Emission
Ein Atom im Zustand 2 emittiert ein Photon und geht in den Zustand 1 über (Abbildung 1 Mitte). Der zugehörige Einsteinkoeffizient ist A_{21} .
- stimulierte Emission
Hier wird das Atom im Zustand 2 durch ein Photon zum Übergang in Zustand 1 stimuliert. Das emittierte Photon wird mit den gleichen Eigenschaften ausgesendet wie das stimulierende Photon (Abbildung 1 rechts). Die Wahrscheinlichkeit ist hier durch den Einsteinkoeffizienten B_{21} gegeben.

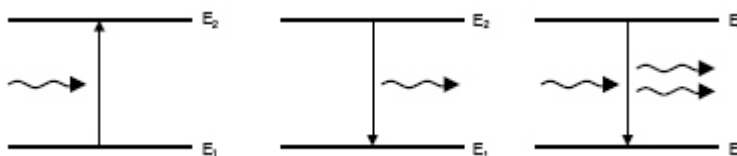


Abbildung 1: Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission

Für den Laser ist die stimulierte Emission wichtig, da hier das emittierte Licht phasengleich mit dem vorhandenen Licht ist und dieses somit verstärkt wird. Um eine Verstärkung zu erreichen muss natürlich die stimulierte Emission der Absorption überwiegen. Für die Änderungen der Besetzungszahlen (Anzahl der Atome im jeweiligen Zustand) gilt:

$$dN_{12} = B_{12} u(\nu) N_1 dt \quad (1)$$

$$dN'_{21} = A_{21} N_2 dt \quad (2)$$

$$dN''_{21} = B_{21} u(\nu) N_2 dt \quad (3)$$

wobei $u(\nu)$ die spektrale Energiedichte (Energie pro Volumen und Frequenzintervall) und N_1 und N_2 die Besetzungszahlen der Zustände 1 bzw. 2 bezeichnet.

Mit $B_{12} = B_{21}$ wird sofort deutlich, dass für die Verstärkung ($dN_{12} < dN_{21}''$) die Besetzungszahl des Zustands 1 kleiner sein muss als die des Zustands 2: $N_1 < N_2$. Da im Allgemeinen die Besetzungszahlen einer Boltzmannverteilung folgen (Zustände kleinerer Energie haben demnach eine höhere Besetzungszahl) ist das allerdings normalerweise nicht der Fall. Man erreicht dies jedoch durch eine Besetzungsinversion: Hierzu muss im aktiven Medium ein metastabiler angeregter Zustand existieren, der durch Pumpen (optisch, durch Elektronenstöße aus einer Gasentladung, etc.) angeregt werden kann, und der durch stimulierte Emission eines Photons in einen sehr kurzlebigen Zustand übergeht.

1.1.2 Linienbreiten

Zunächst hat jede Spektrallinie eine natürliche Linienbreite, welche aus der endlichen Lebensdauer des Ausgangszustandes folgt. Die natürliche Linienbreite ist gegeben durch die Fouriertransformierte der (exponentiell abfallenden) Intensität, man erhält somit eine Breit-Wigner-Form.

Außerdem gibt es noch zusätzliche Effekte, die die Linienbreite beeinflussen:

- homogene Verbreiterungen von denen alle Atome betroffen sind (z.B. Gitterschwingungen)
- inhomogene Verbreiterungen, die nicht auf alle Atome gleichermaßen wirken:
 - Dopplerverbreiterung: da die Atome sich relativ zueinander bewegen, sind die Linien der einzelnen Atome dopplerverschoben
 - Druckverbreiterung: durch Stöße mit anderen Atomen kommt es zu einer Verbreiterung der Linien

Die Überlagerung dieser Effekte führt zu einer Gaußförmigen Linienform. Die Dopplerverbreiterung und die Druckverbreiterung sind um Größenordnungen größer als die natürliche Linienbreite und dominieren damit die Linienform.

1.2 Optischer Resonator

Um die Verstärkung des aktiven Mediums möglichst optimal auszunutzen, soll das Licht möglichst oft das Medium durchlaufen, wozu ein optischer Resonator verwendet wird. Dieser besteht aus zwei Spiegel, die auf beiden Seiten des aktiven Mediums positioniert werden. Damit der Resonator stabil ist, also der Lichtstrahl den Resonator auch nach vielen Durchläufen nicht verlässt, muss der Strahl nach einigen wenigen Umläufen wieder in sich selbst übergehen. Verwendet man zwei planparallele Spiegel (Fabry-Perot-Resonator), ist dies nur durch eine extrem genau Ausrichtung der Spiegel möglich, weshalb man oft auch fokussierende Spiegel verwendet.

Mit Hilfe der Matrizenoptik lässt sich folgendes Stabilitätskriterium herleiten:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \tag{4}$$

mit $g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$, der Länge des Resonators L und den Krümmungsradien der Spiegel R_i . Die wichtigsten Resonatortypen sind in Abbildung 2 aufgeführt.

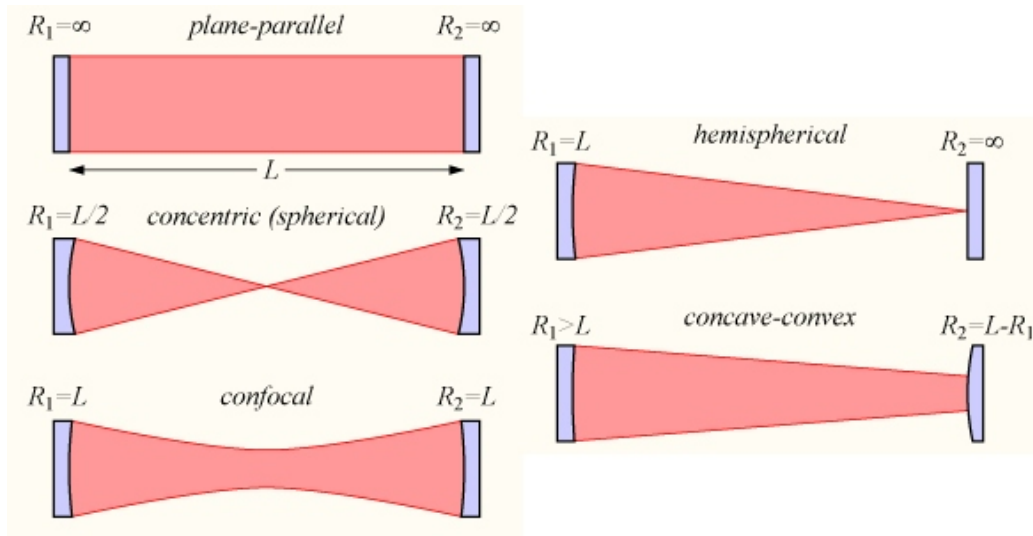


Abbildung 2: Einige Resonatortypen (erstellt aus [4])

Die im Versuch verwendeten Spiegel besitzen eine Reflektivität von mehr als 99,98%.

1.2.1 Moden

Aufgrund von Interferenz können sich im Resonator nur bestimmte Frequenzen ausbilden. Nur solche Wellenlängen, die nach einmaligen Umlauf ihre Phase nicht geändert haben, interferieren konstruktiv. D.h. die Wellenlänge muss ein ganzzahliges Vielfache der zurückgelegten Strecke sein:

$$n \lambda = 2 L \quad (5)$$

$$\nu_n = n \cdot \frac{c}{2 L} \quad (6)$$

Hier ist λ die Wellenlänge, L die Länge des Resonators und $n \in \mathbb{N}$.

Der Abstand zweier Frequenzen, oder auch (Longitudinal-)Moden, die sich im Resonator ausbilden können, nennt man Modenabstand. Dieser ergibt sich zu

$$\Delta \nu = \frac{c}{2 L} \quad (7)$$

Da der Modenabstand im Allgemeinen kleiner ist als die Linienbreite, werden im Resonator meist mehrere Moden angeregt. Genauer gesagt werden alle Moden angeregt, deren durch das Linienprofil des aktiven Mediums gegeben Verstärkung größer ist als die Verluste im Resonator (vgl. Abbildung 3).

Neben den Longitudinalmoden gibt es noch die Transversalmoden, die die Intensitätsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung beschreiben. Man klassifiziert die Transversalmoden mittels den Indizes m , n und q : TEM_{mnq}

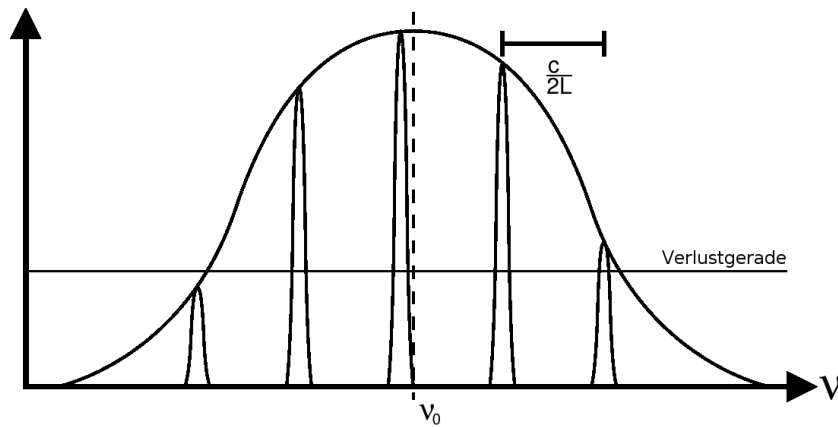


Abbildung 3: Anregung verschiedener Moden

Die Indizes m und n geben die Knotenzahl in den beiden Transversalrichtungen an (vgl. Abbildung 4), während q die Longitudinalmode bezeichnet.

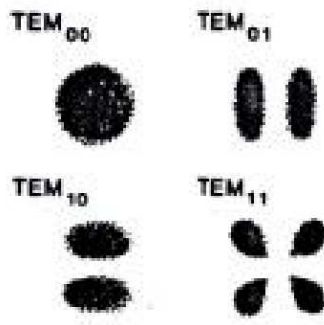


Abbildung 4: Beispiele für Transversalmoden (aus [3])

1.3 Strahlprofil

Der Radius eines gaußförmigen Strahls im halbsymmetrischen Resonator (bestehend aus Plan- und Hohlspiegel) wird laut [1] beschrieben durch

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{(\lambda \cdot z)^2}{(\pi \cdot w_0^2)^2}} \quad (8)$$

wobei z den Abstand von der Strahltaile, die sich in einem halbsymmetrischen Resonator am Planspiegel befindet, darstellt. Für den Strahlradius in der Taille w_0 gilt dabei

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{2} \cdot \sqrt{L \cdot (R - L)}} \quad (9)$$

wobei L die Resonatorlänge und R den Krümmungsradius des Hohlspiegels angibt. Der Strahl des Versuchslasers hat ein solches Profil.

1.4 HeNe-Laser

Der Helium-Neon-Laser war der erste kontinuierlich arbeitende Laser und wurde 1960 von Javan, Bennett und Herriott entwickelt. Er ist ein typisches Beispiel für einen Gaslaser. Der HeNe-Laser liefert Licht von hervorragender Qualität und ist gleichzeitig relativ einfach und billig zu realisieren (nur Laserdioden sind billiger). Er besteht aus einer Gasentladungsröhre, welche mit einem Gemisch aus Helium und Neon (Verhältnis ca. 8:1) bei einem Druck von etwa 1 mbar als aktives Medium gefüllt ist, und zwei Spiegeln als Resonator (in unserem Fall ein sphärischer und ein Planspiegel). Die Besetzungsinversion wird realisiert, indem die Heliumatome durch Stöße mit den Elektronen aus der Gasentladung in den 2^1S_0 Zustand angeregt werden (siehe Abb. 5) und dann durch Stöße mit Neonatomen diese in den metastabilen $3s$ Zustand anregen können, da der Energieunterschied dieser beiden Niveaus in der Größenordnung der kinetischen Energie der Gasatome liegt. Da der $2p$ Zustand des Neon sehr kurzlebig ist und praktisch sofort durch spontane Emission in den $1s$ Zustand übergeht, lässt sich also zwischen dem $3s$ und dem $2p$ Niveau eine Besetzungsinversion realisieren und der Übergang als 632 nm Laserübergang nutzen. Der Übergang vom $1s$ Zustand in den Grundzustand erfolgt nur durch Stöße mit der Röhrenwand, da dieser optisch verboten ist; daher ist es wichtig, die Röhre nicht zu groß zu wählen, damit sich die Atome schnell genug abregen können.

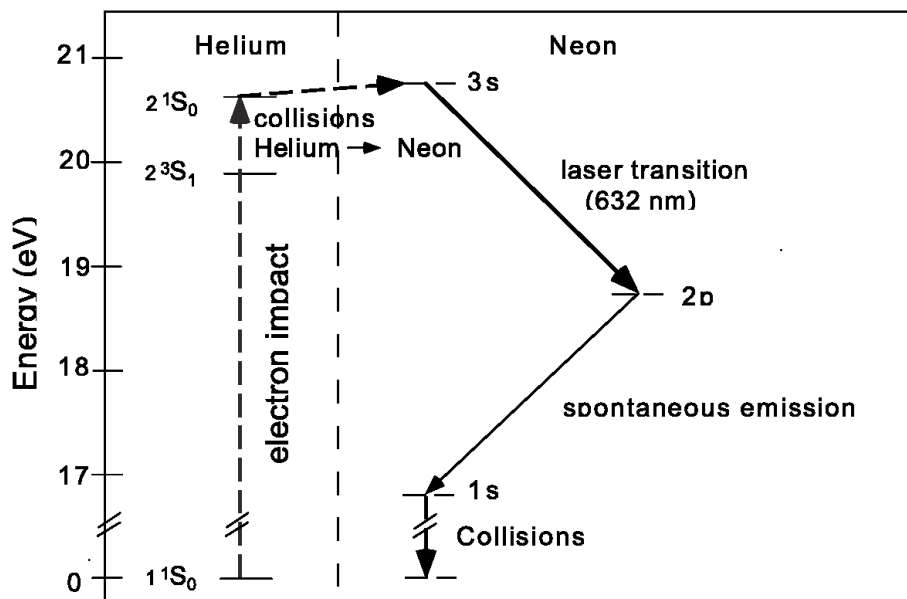


Abbildung 5: Niveauschema für Helium und Neon, Energietransfer während des Laser-Prozesses (aus [1])

2 Durchführung und Auswertung

2.1 Bestimmung der Wellenlänge des Pilot-Lasers

Es ist möglich die Wellenlänge eines Lasers nur mit Hilfe eines Lineals zu messen. Dazu wird ein Lineal mit eingefräßten Millimetermarkierungen als Reflektionsgitter verwendet. Um möglichst viele Gitterlinien zu nutzen, fällt der Laserstrahl in sehr kleinem Winkel φ auf das Lineal.

Für den Gangunterschied Δs zweier Strahlen gilt

$$\Delta s = d \cos \varphi - d \cos \beta \quad (10)$$

wobei $d = 1,0\text{mm}$ die Gitterkonstante, φ der Winkel des einfallenden Lichtstrahls und β der Winkel des auslaufenden Lichtstrahls zum Gitter ist. Für den Winkel β_n zum n -Maximum gilt $\tan \beta_n = \frac{y_n}{x_0}$.

Mit Kleinwinkelnäherung gilt $\cos \beta = 1 - \frac{\beta^2}{2}$ und $\beta = \tan \beta$. Der Gangunterschied für die n -Ordnung lässt sich damit schreiben als (vgl. Abbildung 6)

$$\Delta s_n = \frac{d}{2} \left(\left(\frac{y_n}{x_0} \right)^2 - \left(\frac{y_0}{x_0} \right)^2 \right) \quad (11)$$

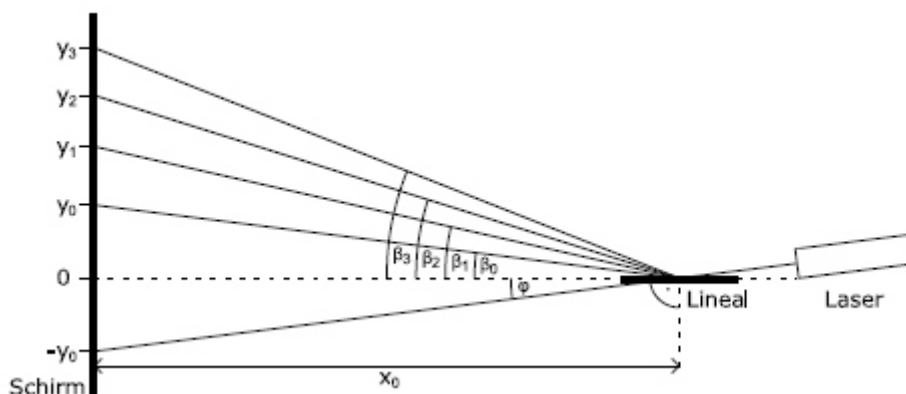


Abbildung 6: Schematischer Aufbau zur Wellenlängenbestimmung mit einem Lineal

Damit bei y_n ein Maximum entsteht, muss der Gangunterschied gerade ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge sein, womit gilt

$$n \lambda = \Delta s_n = \frac{d}{2} \left(\left(\frac{y_n}{x_0} \right)^2 - \left(\frac{y_0}{x_0} \right)^2 \right) \quad (12)$$

y_n können wir nicht direkt messen, da der Nullpunkt nicht sichtbar ist. Also wird zunächst $y_n - y_0$ gemessen. Da der nicht abgelenkten Strahl (ohne Lineal im Strahlengang) bei $-y_0$ zu sehen ist, kann aus dem Abstand des nicht abgelenkten Strahls vom nullten Maximum y_0 ausgerechnet werden. Damit lassen sich dann auch die y_n bestimmen.

Im Versuch strahlen wir das Licht des Pilotlasers auf das Lineal, das sich im Abstand $x_0 = (102,5 \pm 1)$ cm von der Wand befindet, auf der wir das Interferenzmuster sehen. Die Messwerte sind in Tabelle 1 aufgeführt. Um die Wellenlänge zu bestimmen haben wir $D = \frac{d}{2} \cdot \frac{y_n^2 - y_0^2}{x_0^2}$ gegen die Ordnung n aufgetragen und eine Gerade gefittet, deren Steigung die Wellenlänge λ ist. Aus dem in Abbildung 11 dargestellten Fit erhalten wir

$$\lambda = (648 \pm 16) \text{ nm}$$

was sich mit dem erwarteten Wert von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ deckt. Die Fehler durch die Kleinwinkelnäherung haben wir vernachlässigt, da diese bei den auftretenden Winkel deutlich kleiner als 1 % sind.

2.2 Aufbau des Versuchslasers

Um den Versuchslaser aufzubauen, wird zunächst der Pilot-Laser entlang der optischen Achse ausgerichtet, um die Justierung zu erleichtern. Hierzu wird der Strahl mittels zweier Planspiegel auf die optische Bank geleitet (vgl. Abb. 7). Mittels zweier Irisblenden, die sich am Anfang und am Ende der Bank befinden, kann der Strahl genau ausgerichtet werden, indem man immer abwechselnd den Strahl mit dem ersten Spiegel auf die erste Blende und mit dem zweiten Spiegel auf die zweite Blende ausrichtet, bis der Strahl ausreichend genau ausgerichtet ist. Nun kann die Gasentladungsröhre auf der optischen Bank montiert und ausgerichtet werden, so dass diese den Strahl nicht ablenkt. Dann muss der Resonator aufgebaut werden. Hierzu es ist sinnvoll, die Entladungsröhre vorsichtig zu entfernen, damit diese das genaue Ausrichten der Spiegel nicht behindert. Zuerst wird der sphärische Spiegel etwa in der Mitte der optischen Bank mit dem Brennpunkt zum Pilot-Laser hin montiert (es muss zum Ende hin genügend Platz freigehalten werden, um den Resonator später vergrößern zu können). Der Spiegel wird dann so ausgerichtet, dass der Strahl in sich selbst reflektiert wird. Dies ist sehr gut an der Irisblende erkennbar. Anschließend wird der Planspiegel etwa im Abstand von 50 cm zum Hohlspiegel eingesetzt und auch wieder so ausgerichtet, dass der Strahl des Pilotlasers in sich selbst reflektiert wird. Nun kann die Entladungslampe zwischen den beiden Spiegeln montiert werden und der Laser ist grob justiert.

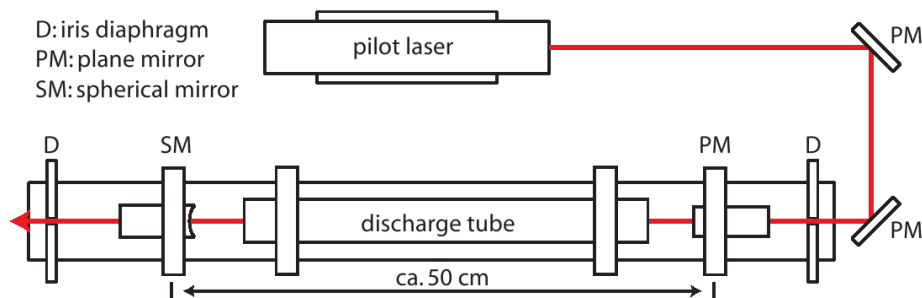


Abbildung 7: Schematischer Aufbau des Versuchslasers (leicht verändert aus [1])

Nach Einschalten der Entladungsröhre wird der Laser allerdings höchstwahrscheinlich noch nicht funktionieren. Durch das sogenannte „wobbeln“, ein vorsichtiges wackeln am Hohl-

spiegels, ist es aber möglich, den Laser kurz zum aufblitzen zu bringen. Man kann nun den Spiegel mit Hilfe der Justierschrauben so ausrichten, dass der Laser kontinuierlich leuchtet. Um die Leistung des Lasers zu optimieren, bringt man eine Photodiode in den Strahl und variiert die Ausrichtung der beiden Spiegel und die Lage der Entladungsröhre, bis die Intensität maximal wird.

2.3 Messung der Polarisation der beiden Laser

Nachdem der Versuchslaser aufgebaut und auf optimale Leistung feinjustiert war, konnte mit einer Messung der Polarisation der beiden Laser begonnen werden. Hierzu wurden nacheinander die Strahlen der Laser mit Hilfe von Spiegeln durch ein entlang der Strahlachse drehbares Polarisationsprisma auf eine Photodiode geleitet und die Intensität in Abhängigkeit vom Winkel φ des Polarisators gemessen. Beim Pilotlaser haben wir in 20° -Schritten gemessen, da sich die Intensität kaum verändert hat. Beim Versuchslaser hingegen war eine starke Änderung der Intensität zu beobachten, daher haben wir hier in 10° -Schritten gemessen. Unsere Messwerte sind in Tabelle 2 für den Pilot-Laser und in Tabelle 3 für den Versuchslaser aufgeführt. In Abbildung 12 ist die gemessene Intensität des Pilot-Lasers gegen den Winkel des Polarisators aufgetragen. Es ist zwar eine leichte periodische Schwankung mit einem Maximum bei etwa 45° erkennbar, im Rahmen unserer Messfehler kann man aber davon ausgehen, dass der Laser unpolarisiert ist. Beim Versuchslaser hingegen (siehe Abbildung 13) ist eindeutig eine Polarisation des Strahls erkennbar. Eine Funktion der Form

$$I(\varphi) = n + k \cdot \sin^2(\varphi + \alpha)$$

beschreibt die Intensitätsverteilung sehr gut. Ein Fit liefert

$$n = (-0,008 \pm 0,017) \text{ Skt.}$$

$$k = (2,85 \pm 0,03) \text{ Skt.}$$

$$\alpha = (5,2 \pm 0,8)^\circ$$

Da n im Rahmen der Fehlergrenzen verschwindet, kann man von einem vollständig polarisierten Strahl ausgehen. Die Polarisationsachse liegt bei $\varphi = 90^\circ - \alpha = (84,8 \pm 0,8)^\circ$

2.4 Messung des Strahlprofiles

Als nächstes wird für verschiedene Resonatorlängen das Strahlprofil im Resonator vermessen. Hierzu wird an mehreren Orten der Backenabstand eines Messschiebers verringert, bis dieser gerade so klein ist, dass der Laser nicht mehr arbeitet. Dann wird genau so viel vom Strahl abgeschnitten, dass für den durchgelassenen Teil des Strahls die Verluste im Resonator die Verstärkung durch das aktive Medium kompensieren und der Laser nicht mehr funktioniert. Bei einem Gaußförmigen Strahlprofil (oder allgemein bei jedem radialsymmetrischen Strahlprofil) entspricht der so bestimmte Backenabstand genau dem doppelten Radius, bei dem die Intensität des freien Strahl auf einen entlang der z -Achse konstanten, aber von den Verlusten im Resonator und damit von der Resonatorlänge abhängigen Bruchteil abgefallen ist. Somit ist der gemessene Backenabstand d proportional zur theoretisch

berechneten Strahldurchmesser $2 \cdot w(z)$, wobei der entsprechende Proportionalitätsfaktor a von der Resonatorlänge L abhängt.

$$d(z) = 2 \cdot a(L) \cdot w(z) \tag{13}$$

Wir haben also für drei verschiedene Resonatorlängen das Strahlprofil in 5 cm-Schritten vermessen. Die Messwerte sind in den Tabellen 4 bis 6 aufgeführt und in den Abbildungen 14 bis 16 graphisch dargestellt. Zum Vergleich mit dem theoretischen Verlauf haben wir eine Kurve der Form $2 \cdot a(L) \cdot w(z)$ an die Messwerte angepasst. Für die Proportionalitätskonstante $a(L)$ ergibt sich

$$a(46 \text{ cm}) = 0,96 \pm 0,07$$

$$a(70 \text{ cm}) = 0,97 \pm 0,04$$

$$a(87 \text{ cm}) = 1,03 \pm 0,04$$

Es fällt zunächst auf, dass im Rahmen der Fehler $a \approx 1$ ist, der gemessene Strahldurchmesser also sehr genau mit dem theoretisch vorhergesagten übereinstimmt (Zufall?). Bei genauer Betrachtung fällt aber auch auf, dass a mit steigender Resonatorlänge zunimmt. Dies erwartet man auch, da die Verluste in einem längeren Resonator größer sind und daher mit dem Messschieber weniger vom Strahl abgeschnitten werden muss, bis der Laser erlischt.

2.5 Aufbau der optischen Diode

Meist wird ein Teil des Lasers an optischen Geräten zurückreflektiert, was eine unkontrollierte Rückkopplung auf den Laser und damit eine Änderung seiner Eigenschaften bedeutet. Um diese Rückkopplungen zu vermeiden wird eine optische Diode verwendet, die das Laserlicht nur in einer Richtung passieren lässt.

Die optische Diode besteht aus einem Polarisationsprisma und einem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen. Das Prisma erzeugt aus unpolarisiertem Licht linear polarisiertes bzw. lässt polarisiertes Licht passieren, wenn die Polarisationsrichtung gleich der außerordentlichen Schwingungsebene ist. Durch das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, welches um 45° bezüglich des Prismas gedreht ist, wird das Licht zirkular polarisiert. Nach der Reflektion ändert sich die Polarisation nach Durchlaufen des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens wieder um 45° und der Lichtstrahl ist linear polarisiert. Nun jedoch mit um 90° verschobener Polarisationsrichtung, so dass der Strahl das Prisma nicht mehr passieren kann und herausgebrochen wird (bzw. an der Seite des Prismas absorbiert wird). Um den Aufbau der Diode kontrollieren zu können, bauen wir neben Polarisationsprisma und $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen auch Strahlteiler und Spiegel auf (vgl. Abbildung 8). Zunächst wird das Polarisationsprisma so eingestellt, dass möglichst wenig Licht transmittiert wird; das Maximum der Transmission liegt dann 90° versetzt und kann so einfach eingestellt werden. Durch Drehung des $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens wird nun der reflektierte Strahl hinter dem Prisma zum Verschwinden gebracht. Ist diese Einstellung gelungen, können Strahlteiler und Planspiegel entfernt werden.

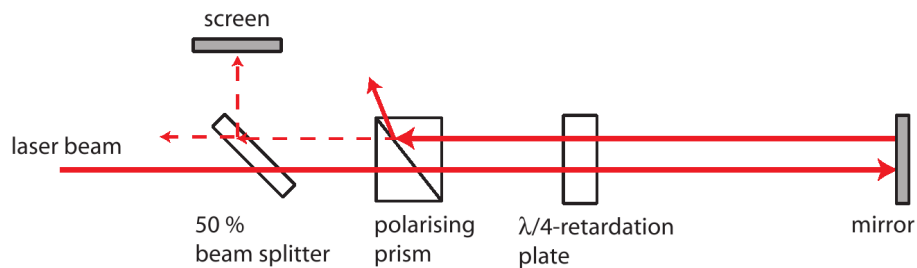


Abbildung 8: Schematischer Aufbau der optischen Diode. Zur besseren Übersicht wurde der reflektierte Strahl versetzt eingezeichnet. (aus [1])

2.6 Modenabstandsmessung mit dem optischen Spektrum-Analysator

Um den Modenabstand des Laserlichts zu messen verwenden wir hier einen optischen Spektrum-Analysator, welcher aus einem externen Resonator, dessen Länge mit einem Piezokristall verändert werden kann, und einer Photodiode besteht. Diesen setzen wir hinter die optische Diode und justieren ihn so, dass der Strahl senkrecht auf die beiden Spiegel des Resonators auftrifft, damit nur die transversale Grundmode angeregt wird. Dies ist dann der Fall, wenn einfallende Strahl in sich selbst reflektiert wird, und der auslaufende Strahl als ein Punkt erkennbar ist (vgl. Abb. 4, TEM₀₀). Damit ein auslaufender Strahl erkennbar ist, muss natürlich die Länge des Resonators periodisch verändert werden, da dieser nur für bestimmte Frequenzen transparent ist (siehe folgender Absatz). Wir betrachten das Signal der Photodiode auf dem Oszilloskop (vgl. Abbildung 9).

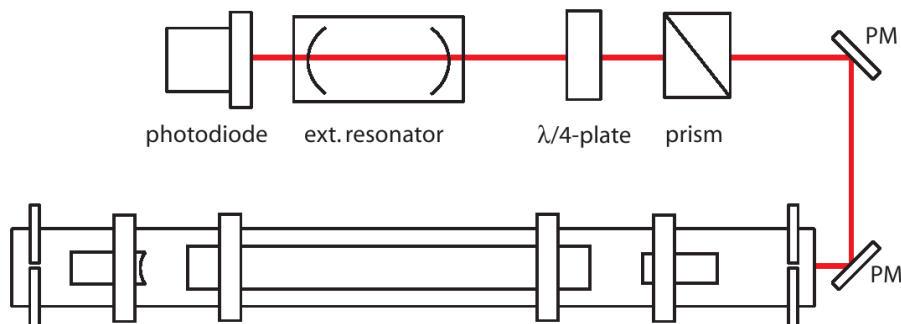


Abbildung 9: Schematischer Aufbau des optischen Spektrum-Analysators (aus [1])

Die Photodiode misst also das transmittierte Licht des externen Resonators. Da im Resonator nur bestimmte Frequenzen stabil sind und die anderen destruktiv interferieren, ist die Transmission nur dann deutlich von Null verschieden, wenn diese Eigenfrequenz des externen Resonators gleich der Frequenz des Lasers ist. Mittels Piezoelements lässt sich nun die Länge des externen Resonators und damit seine Eigenfrequenz ändern.

Auf dem Oszilloskop tragen wir die von der Photodiode gemessene Intensität und die (annähernd) linear anwachsende Piezospaltung auf. In der Intensitätskurve sind deutliche Peaks zu erkennen, die sich periodisch wiederholen, was auf den freien Spektralbereich des externen Resonators zurück zu führen ist. Aus dem Abstand d zweier benachbarter Peaks

eines freien Spektralbereichs und dem Abstand D der freien Spektralbereiche auf dem Oszilloskop (in willkürlichen Einheiten) lässt sich mit Hilfe des freien Spektralbereiches des externen Resonators ($\Delta\nu_{\text{res}} = 1,5 \text{ GHz}$) der Modenabstand berechnen:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{\text{res}} \frac{d}{D} \quad (14)$$

Unsere Messwerte und die berechneten Modenabstände sind in Tabellen 7 bis 9 aufgelistet. Damit lässt sich unter Verwendung von Gleichung (7) die Lichtgeschwindigkeit c berechnen. Wir erhalten für die drei Resonatorlängen:

L/cm	$\Delta L/\text{cm}$	$c/10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$\Delta c/10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
46	1	2,69	0,14
70	1	2,38	0,14
87	1	5,90	0,43

Für die ersten beiden Resonatoren stimmt der Wert ungefähr mit dem Literaturwert von $c = 2,997 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ überein, beim letzten Resonator allerdings weicht der errechnete Wert um einen Faktor 2 ab. Da hier zwischen den deutlich ausgeprägten Peaks kleinere Peaks erkennbar waren, die wir aber nicht berücksichtigt haben, liegt die Vermutung nahe, dass dies ein Fehler war und wir beim Ausmessen der Peakabstände d jeden zweiten Peak ausgelassen haben.

2.7 Modenabstandsmessung mit optischer Schwebung

Die Messung des Modenabstands mit dem optischen Spektrum-Analysator ist recht ungenau. Deutlich genauere Ergebnisse lassen sich mit optischer Schwebung erzielen: Für die Intensität eines auf zwei Frequenzen ω_1 und ω_2 schwingenden Lasers gilt

$$I(t) \sim (E(t))^2 = (E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t))^2 \quad (15)$$

Dies lässt sich mittels Additionstheoremen umformen zu

$$I(t) \sim \frac{1}{2} \left(E_1^2 (1 - \cos(2\omega_1 t)) + E_2^2 (1 - \cos(2\omega_2 t)) \right) - E_1 E_2 \left(\cos((\omega_1 + \omega_2) t) - \cos((\omega_1 - \omega_2) t) \right) \quad (16)$$

Die Frequenz $|\omega_1 - \omega_2|$ wird analog zum akustischen Frequenzbereich Schwebung genannt und ist als einzige der auftretenden Frequenzen niedrig genug, um elektronisch detektiert zu werden. Hierfür fokussieren wir den Laserstrahl mittels einer Sammellinse auf eine Photodiode (vgl. Abb. 10).

Da die Frequenz der optischen Schwebung immer noch zu hoch ist, um auf einem Oszilloskop dargestellt werden zu können, wird in einem Mischer zum Signal der Photodiode Sinussignal ω_{HF} aus einem HF-Signalgenerator addiert. Am Ausgang des Mixers erhält man also wieder eine Schwebung, das Differenzsignal $|\omega_1 - \omega_2| - \omega_{\text{HF}}$ kann nun auf den Eingang des Oszilloskops gegeben werden. Durch verändern von ω_{HF} am Generator ist es möglich, die Schwebung verschwinden zu lassen; dann gilt $\omega_{\text{HF}} = |\omega_1 - \omega_2|$.

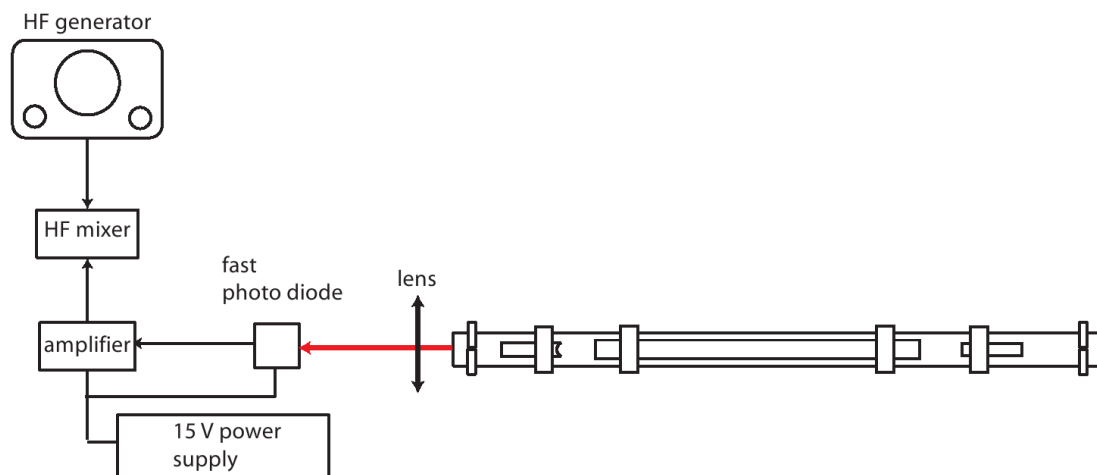


Abbildung 10: Schematischer Aufbau (aus [1])

Unsere Messwerte für die verschiedenen Resonatorlängen sind in Tabelle 10 aufgeführt. Der Fehler kommt aufgrund von starkem Untergrundrauschen zustande, welches den Frequenzbereich, in dem keine Schwebung mehr erkennbar ist, vergrößert. Auch hier haben wir aus dem Modenabstand mit Hilfe von Gleichung (7) die Lichtgeschwindigkeit berechnet; die Ergebnisse stimmen sehr gut mit dem Literaturwert von $c = 2,997 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ überein, die Fehler sind im Vergleich zum optischen Spektrum-Analysator deutlich kleiner.

3 Fazit

In diesem Versuch haben wir sehr schön die Eigenschaften eines Lasers kennengelernt. Im Gegensatz zu den meisten anderen Versuchen mussten wir hier unser Experimentiergerät, den Laser, selbst aufbauen und haben so auch die Wichtigkeit einer genauen Justage kennengelernt.

Ein wenig amüsant war die Bestimmung der Wellenlänge eines Lasers mit einem gewöhnlichen Lineal.

Bei der Messung des Modenabstandes ist die unterschiedliche Genauigkeit der beiden verschiedenen Messmethoden besonders deutlich geworden. Mit der optischen Schwebung lässt sich die Frequenz sehr genau messen.

A Tabellen

n	$(y_n - y_0) / \text{mm}$	$\Delta(y_n - y_0) / \text{mm}$	y_n / mm	$\Delta y_n / \text{mm}$	D^1 / mm	$\Delta D / \text{mm}$
0	0	2	36	2,5	0,00000	0,00010
1	16	2	52	2,5	0,00067	0,00013
2	27	2	63	2,5	0,00127	0,00016
3	37	2	73	2,5	0,00192	0,00019
4	46	2	82	2,5	0,00258	0,00021
5	54	2	90	2,5	0,00324	0,00023
6	62	2	98	2,5	0,00395	0,00025
7	68	2	104	2,5	0,00453	0,00027
8	74	2	110	2,5	0,00514	0,00029
9	81	2	117	2,5	0,00590	0,00031
10	86	2	122	2,5	0,00647	0,00033
11	91	2	127	2,5	0,00706	0,00034
12	97	2	133	2,5	0,00780	0,00036

Abstand zwischen Gitterebene und 0. Maximum	$y_0 = 0,5 \cdot (72 \pm 3) \text{ mm}$
Abstand zwischen Gitter und Interferenzbild	$x_0 = (102,5 \pm 1) \text{ cm}$
Gitterkonstante	$d = (1 \pm 0,01) \text{ mm}$

Tabelle 1: Messwerte zur Wellenlängenbestimmung des Pilot-Lasers

$\varphi / ^\circ$	$\Delta\varphi / ^\circ$	$I / \text{Skt.}$	$\Delta I / \text{Skt.}$	$I_{\text{korr}} / \text{Skt.}$	$\Delta I_{\text{korr}} / \text{Skt.}$
0	3	5,3	0,2	5,2	0,2
20	3	5,5	0,2	5,4	0,2
40	3	5,6	0,3	5,5	0,3
60	3	5,5	0,3	5,4	0,3
80	3	5,2	0,2	5,1	0,2
100	3	5,1	0,1	5,0	0,1
120	3	5,0	0,2	4,9	0,2
140	3	5,1	0,2	5,0	0,2
160	3	5,3	0,2	5,2	0,2
180	3	5,5	0,2	5,4	0,2

Untergrund der Photodiode: $I_0 = (0,11 \pm 0,01) \text{ Skt.}$

Tabelle 2: Polarisationsmessung - Pilot-Laser

$${}^1D = \frac{d}{2} \cdot \frac{y_n^2 - y_0^2}{x_0^2} = \lambda \cdot n$$

$\varphi/^\circ$	$\Delta\varphi/^\circ$	$I/\text{Skt.}$	$\Delta I/\text{Skt.}$	$I_{\text{korr}}/\text{Skt.}$	$\Delta I_{\text{korr}}/\text{Skt.}$
0	3	0,14	0,01	0,010	0,014
10	3	0,29	0,01	0,160	0,014
20	3	0,58	0,01	0,450	0,014
30	3	1,04	0,01	0,910	0,014
40	3	1,54	0,01	1,410	0,014
50	3	2,01	0,01	1,880	0,014
60	3	2,44	0,01	2,310	0,014
70	3	2,77	0,01	2,640	0,014
80	3	2,95	0,01	2,820	0,014
90	3	2,95	0,01	2,820	0,014
100	3	2,78	0,01	2,650	0,014
110	3	2,44	0,01	2,310	0,014
120	3	2,02	0,01	1,890	0,014
130	3	1,55	0,01	1,420	0,014
140	3	1,01	0,01	0,880	0,014
150	3	0,6	0,01	0,470	0,014
160	3	0,28	0,01	0,150	0,014
170	3	0,14	0,01	0,010	0,014
180	3	0,17	0,01	0,040	0,014

Untergrund der Photodiode: $I_0 = (0,13 \pm 0,01)$ Skt.

Tabelle 3: Polarisationsmessung - Versuchslaser

z/cm	$\Delta z/\text{cm}$	d/mm	$\Delta d/\text{mm}$
1,0	0,5	0,60	0,10
3,0	0,5	0,60	0,10
43,5	1,0	0,75	0,10
46,0	1,0	0,80	0,10

Tabelle 4: Messung der Strahlbreite bei $L = (46 \pm 1)$ cm

z/cm	$\Delta z/\text{cm}$	d/mm	$\Delta d/\text{mm}$
1,5	0,5	0,60	0,10
43,0	1,0	0,80	0,10
48,0	1,0	0,90	0,10
53,0	1,0	0,90	0,10
58,0	1,0	1,00	0,10
63,0	1,0	1,10	0,10
68,0	1,0	1,10	0,10

Tabelle 5: Messung der Strahlbreite bei $L = (70 \pm 1)$ cm

z/cm	$\Delta z/\text{cm}$	d/mm	$\Delta d/\text{mm}$
1,5	0,5	0,50	0,10
44,0	1,0	0,90	0,10
49,0	1,0	1,00	0,10
54,0	1,0	1,00	0,10
59,0	1,0	1,05	0,10
64,0	1,0	1,10	0,10
69,0	1,0	1,25	0,10
74,0	1,0	1,30	0,10
79,0	1,0	1,40	0,10
84,0	1,0	1,40	0,10

Tabelle 6: Messung der Strahlbreite bei $L = (87 \pm 1)$ cm

$d/\text{Skt.}$	$\Delta d/\text{Skt.}$	$D/\text{Skt.}$	$\Delta D/\text{Skt.}$
0,50		2,46	0,05
0,49		2,40	0,05
0,45			
0,40			
0,53			
0,47	0,02	2,43	0,03
Modenabstand: $\Delta\nu = (293 \pm 14)$ MHz			

Tabelle 7: Messung des Modenabstands mit optischem Spektrum-Analysator bei $L = (46 \pm 1)$ cm

$d/\text{Skt.}$	$\Delta d/\text{Skt.}$	$D/\text{Skt.}$	$\Delta D/\text{Skt.}$
0,32		2,46	0,05
0,23		2,40	0,05
0,27			
0,27			
0,24			
0,36			
0,26			
0,25			
0,28	0,02	2,43	0,03
Modenabstand: $\Delta\nu = (170 \pm 10)$ MHz			

Tabelle 8: Messung des Modenabstands mit optischem Spektrum-Analysator bei $L = (70 \pm 1)$ cm

$d/\text{Skt.}$	$\Delta d/\text{Skt.}$	$D/\text{Skt.}$	$\Delta D/\text{Skt.}$
0,66		2,37	0,05
0,65		2,39	0,05
0,50			
0,46			
0,44			
0,52			
0,54	0,04	2,38	0,01
Modenabstand: $\Delta\nu = (339 \pm 24)$ MHz			

Tabelle 9: Messung des Modenabstands mit optischem Spektrum-Analysator bei $L = (87 \pm 1)$ cm

L/cm	$\Delta L/\text{cm}$	$\Delta\nu/\text{MHz}$	$\Delta(\Delta\nu)/\text{MHz}$	$c/10^8 \text{ m/s}$	$\Delta c/10^8 \text{ m/s}$
46	1	322,22	0,01	2,96	0,06
70	1	214,30	0,01	3,00	0,04
87	1	171,61	0,02	2,99	0,03

Tabelle 10: Messung des Modenabstands mittels optischer Schwebung

B Abbildungen

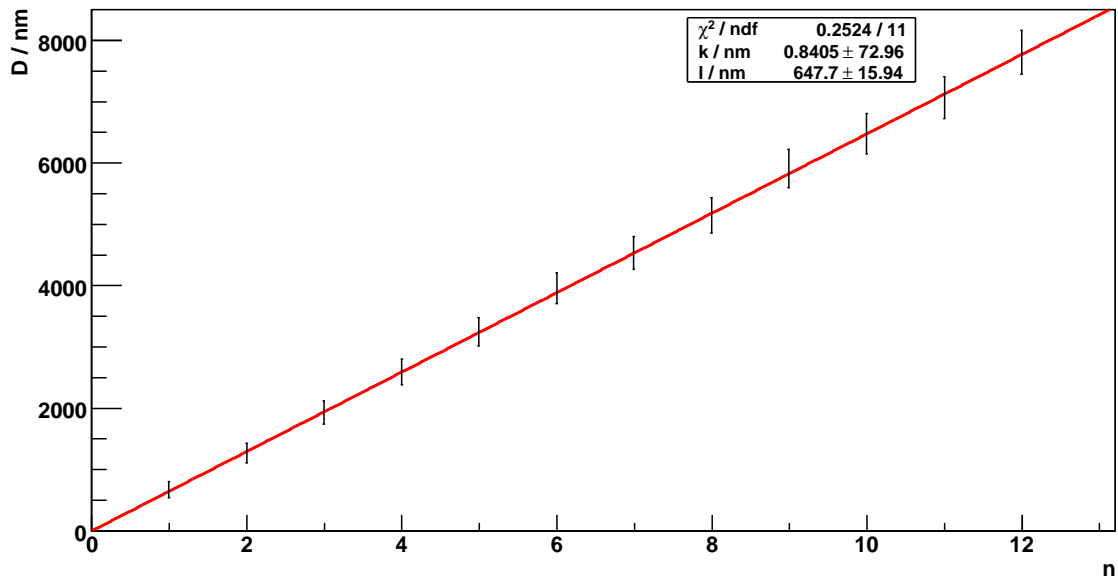


Abbildung 11: Bestimmung der Wellenlänge des Pilot-Lasers

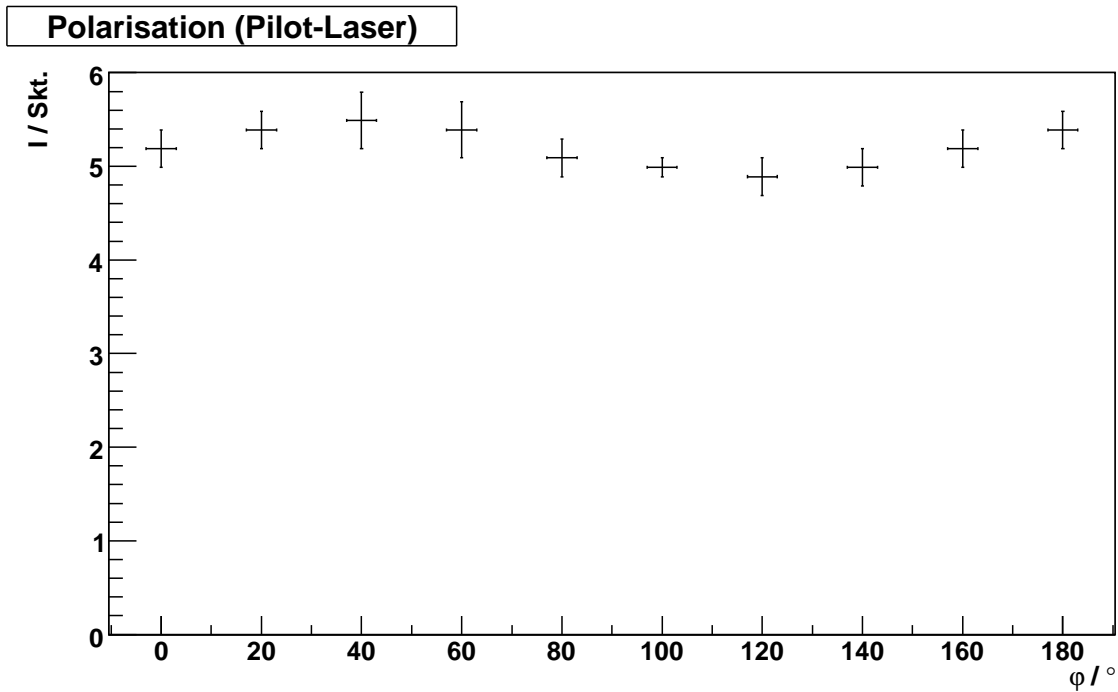


Abbildung 12: Messung der Polarisation des Pilot-Lasers

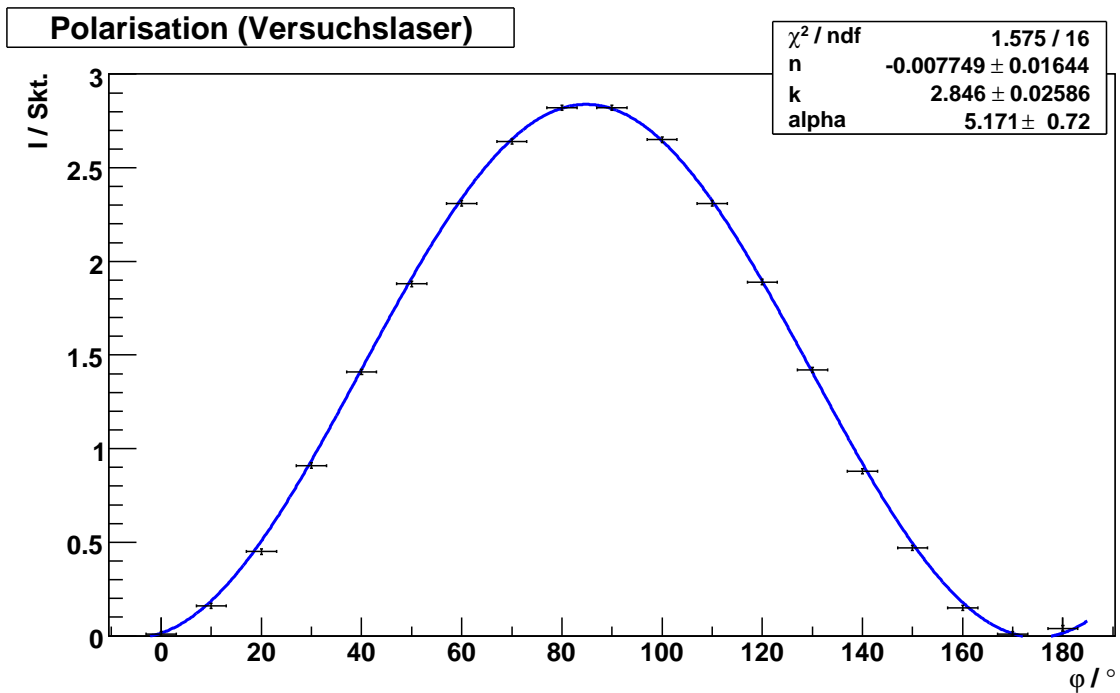


Abbildung 13: Messung der Polarisation des Versuchslasers

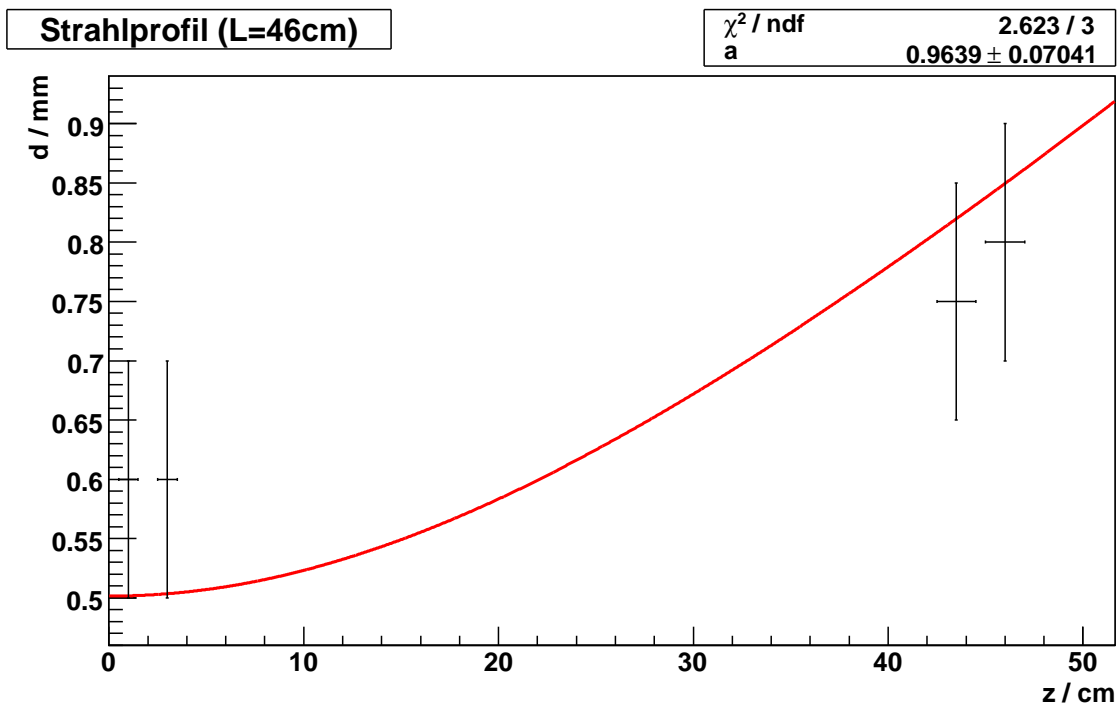


Abbildung 14: Messung des Strahlprofils bei einer Resonatorlänge von $L = 46 \text{ cm}$

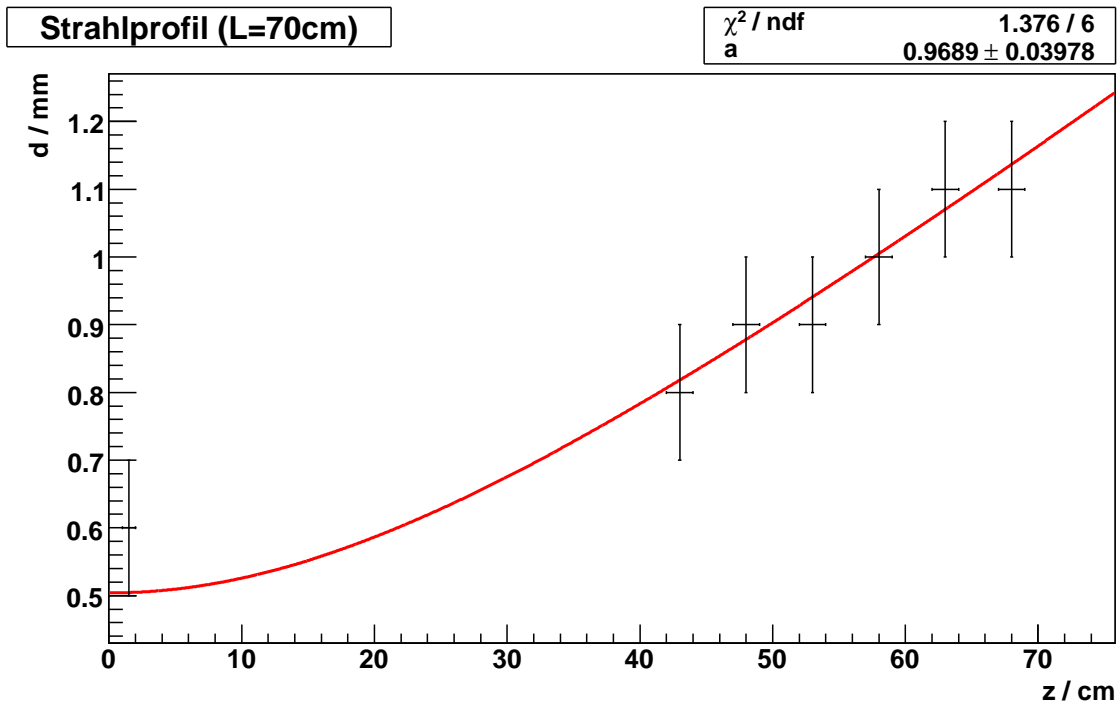


Abbildung 15: Messung des Strahlprofils bei einer Resonatorlänge von $L = 70$ cm

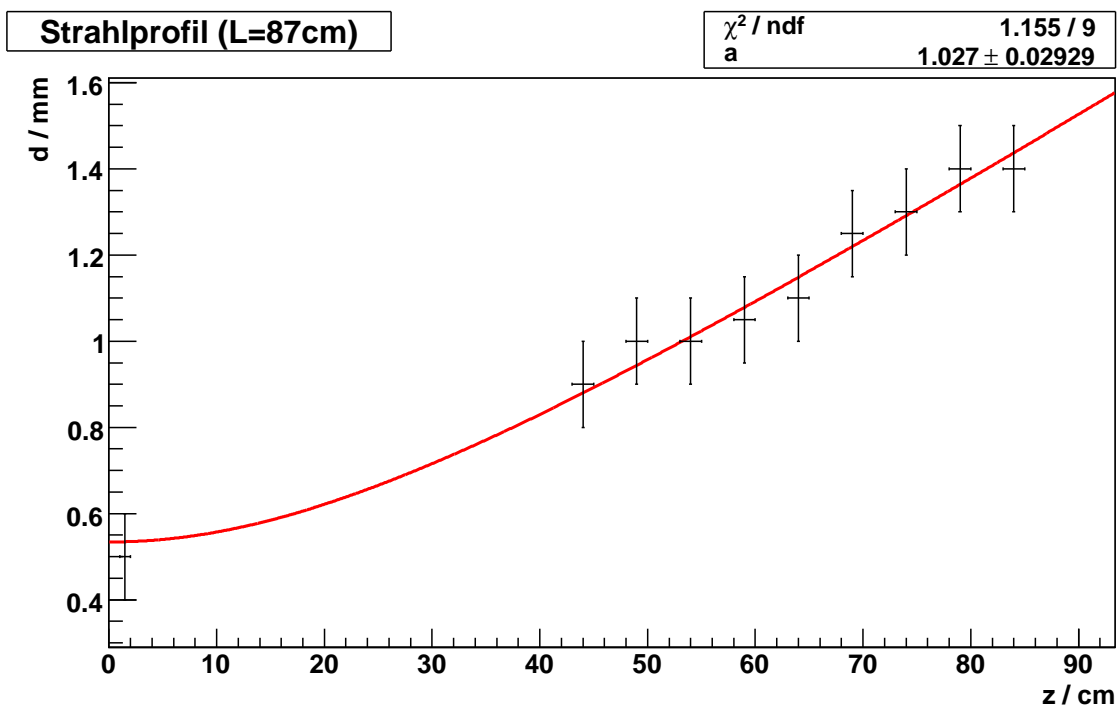


Abbildung 16: Messung des Strahlprofils bei einer Resonatorlänge von $L = 87$ cm

Literatur

- [1] Anleitung zum FP-Versuch A142
- [2] Versuchsbeschreibungen *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene Teil I*
- [3] Ergänzendes Material: Siegmann *Introduction to Lasers and Masers* chapter 14
- [4] http://en.wikipedia.org/wiki/Optical_resonator