

Fachgruppe Physik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

# Versuch A142 - Laser

Fortgeschrittenen Praktikum I  
Wintersemester 1998/99

Von  
Christian Funke, Torge Szczepanek  
Semesterzahl: 7  
Hauptfach: Physik

Assistent : Svenja Knappe

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Das Laserprinzip . . . . .	3
1.2	Das aktive Medium . . . . .	3
1.3	Die Spektrallinien . . . . .	4
1.4	Der optische Resonator . . . . .	5
1.4.1	Geometrie der optischen Resonatoren . . . . .	5
1.5	Der Helium-Neon-Laser . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>7</b>
2.1	Wellenlängenbestimmung des Lasers mit dem Lineal . . . . .	7
2.2	Aufbau des Helium-Neon-Experimentier-Lasers . . . . .	8
2.3	Messung des Strahlprofils und des Stabilitätsgebiets des Experimentier- He-Ne-Lasers . . . . .	8
2.4	Untersuchung der Polarisierung des Laserstrahls . . . . .	9
2.5	Aufbau der optischen Diode . . . . .	10
2.6	Optischer Spektrum-Analysator . . . . .	10
2.7	Präzise Messung des Modenabstandes mittels Frequenzmischung	11
<b>3</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>13</b>
3.1	Wellenlängenbestimmung des Lasers mit dem Lineal . . . . .	13
3.2	Aufbau des Helium-Neon-Experimentier-Lasers . . . . .	14
3.3	Messung des Strahlprofils und des Stabilitätsgebiets des Experimentier- He-Ne-Lasers . . . . .	14
3.4	Untersuchung der Polarisierung des Laserstrahls . . . . .	18
3.5	Aufbau der optischen Diode . . . . .	18
3.6	Optischer Spektrum-Analysator . . . . .	19
3.7	Präzise Messung des Modenabstandes mittels Frequenzmischung	19

# 1 Theorie

## 1.1 Das Laserprinzip

Ein Laser besteht im wesentlichen aus zwei Elementen: Dem aktiven Medium zuständig für die Lichtverstärkung und dem Resonator, der hauptsächlich für die Rückkopplung zuständig ist. Außerdem muß dem aktiven Medium auf geeignete Weise Energie für die Lichtverstärkung zugeführt werden.

## 1.2 Das aktive Medium

Das aktive Medium besteht in der Regel aus einem Feststoff oder Gas; die darin enthaltenen Atome oder Moleküle können bei geeigneten Voraussetzungen unter Ausnutzung der stimulierten Emission lichtverstärkend wirken. Dies sei nun vereinfacht erklärt:

Die Teilchen im aktiven Medium seien eine Gesamtheit von quantenmechanischen Systemen, die nur zwei Energieniveaus besitzen: den Grundzustand  $E_1$  und den angeregten Zustand  $E_2$ . Läßt man auf diese Gesamtheit elektromagnetische Strahlung einwirken, so gibt es drei mögliche Arten von Übergängen zwischen den beiden Zuständen:

### 1. Die spontane Emission:

Vom Strahlungsfeld unabhängiger Übergang  $E_2 \rightarrow E_1$  unter Aussendung eines Quantes mit  $h\nu = E_2 - E_1$ , zufälliger Richtung, Phase Polarisation nach einer mittleren Verweildauer  $\tau_{sp}$  im Zustand  $E_2$ . Übergangswahrscheinlichkeit:  $dW_{21}^{SP} = A_{21}dt$  Dabei ist der Einsteinkoeffizient  $A_{21}$  der Kehrwert der mittleren Lebensdauer  $\tau_{sp}$ .

### 2. Die induzierte Absorption:

Strahlungsunabhängiger Übergang  $E_2 \rightarrow E_1$  unter Absorption eines Quanten mit  $h\nu = E_2 - E_1$ . Übergangswahrscheinlichkeit:  $dW_{12}^{ind} = u(\nu)B_{12}dt$

### 3. Die induzierte (stimulierte) Emission:

Strahlungsabhängiger Übergang  $E_2 \rightarrow E_1$  unter Aussendung eines dem eingestrahnten Quant richtungs-, phasen- und polarisationsgleichen Quantes mit  $h\nu = E_2 - E_1$ . Übergangswahrscheinlichkeit:  $dW_{21}^{ind} = u(\nu)B_{21}dt$

Die auftretenden Einsteinkoeffizienten sind also Bestandteile der Wahrscheinlichkeitsdichte; je größer der Koeffizient, desto größer die Wahrscheinlichkeit, einen zugehörigen Übergang in einem bestimmten Zeitraum zu beobachten.  $U(\nu)$  ist die spektrale Energiedichte des Strahlungsfeldes:

$$u(\nu)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left( \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right)^{-1} d\nu \quad (1)$$

Es ergeben sich also folgende Bilanzgleichungen für die Besetzungsdichte der beiden Niveaus:

$$\frac{d}{dt}N_1 = -N_1B_{12}u + N_2B_{21}u + N_2A_{21} \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}N_2 = N_1 B_{12} u - N_2 B_{21} u - N_2 A_{21} = -\frac{d}{dt}N_1 \quad (3)$$

Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt außerdem die Boltzman-Verteilung für das Verhältnis der Besetzungsdichten (Entartung vernachlässigt):

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (4)$$

Einsetzen in die Bilanzgleichungen liefert für die Einsteinkoeffizienten:

$$B_{12} = B_{21} \quad (5)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{21} \quad (6)$$

Da bei einem Zwei-Niveau-System die Änderung der Dichte  $\tilde{n}$  der Photonen mit  $h\nu = E_2 - E_1$  gleich der Änderung der Besetzungsdichte von  $N_1$  ist, folgt sofort, daß im thermodynamischen Gleichgewicht ein beliebiges einfallendes Strahlungsfeld abgeschwächt wird, also Absorption stattfindet:  $\frac{d}{dt}\tilde{n} = N_2 A_{21} + u(\nu) B_{21} (N_2 - N_1)$

Jetzt lassen sich die Bedingungen für Lichtverstärkung formulieren:

1. Zunahme der Photonendichte, daraus folgt  $N_2 > N_1$ , sie sogenannte Besetzungsinversion
2. Überwiegen der stimulierten Emission gegen die inkohärente spontane Emission
3. Rückkopplung und Auswahl eines möglichst schmalen Frequenzbandes (verwirklicht durch optischen Resonator).

Sorgt ein Resonator für die Auswahl einiger weniger Moden, so ist wegen der dann hohen Besetzungsdichte der einzelnen Moden die spontane Emission gegen die stimulierte Emission vernachlässigbar, Bedingung 2 ist dann also erfüllt. Den Vorgang, der die Besetzungsinversion herstellt, bezeichnet man als Pumpen. Je nach Art des aktiven Mediums werden verschiedene Pumpmechanismen verwandt: Bei Gaslasern erfolgt in der Regel Stoßanregung durch Hilfsgase, bei Festkörpern und Farbstofflasern verwendet man zur Anregung externe elektromagnetische Strahlung (sogenanntes optisches Pumpen).

### 1.3 Die Spektrallinien

Eine Gesamtheit von Übergängen in den Grundzustand erzeugt in Wirklichkeit keine unendlich scharfe Spektrallinie der Frequenz  $\nu = \frac{(E_2 - E_1)}{h}$ , sondern eine Linie endlicher Breite  $\Delta\nu$ . Man unterscheidet zwischen homogenen und inhomogenen Linienverbreiterungen. Unter homogenen Linienverbreiterungen versteht man Prozesse, die zu einer gleichartigen Linienverbreiterung für alle einzelnen atomaren oder molekularen Systeme in der Gesamtheit führen. Dazu zählen z.B. spontane Emission, desaktivierende Stöße, statistische Fluktuationen des Niveaubandes durch Stöße oder Gitterschwingungen. Folge: Alle einzelnen Systeme absorbieren und emittieren mit gleicher Wahrscheinlichkeit

Strahlung in einem beliebigen Frequenzbereich  $\Delta\nu$ . Inhomogene Linienverbreiterungen werden hingegen durch Prozesse verursacht, die eine Streuung der Resonanzfrequenzen der einzelnen Systeme bewirken wie z.B. der Stark-Effekt in Festkörpern (ortsabhängig) oder der Doppler-Effekt in verdünnten Gasen. Folge: zeitlich konstante oder langsam fluktuierende Verteilung der Resonanzfrequenzen. Spontane Emission und induzierte Absorption und Emission werden durch die gleiche Linienformfunktion, die Lorentz-(homogene Verbreiterung) oder Gauss-Funktion (inhomogene Verbreiterung) beschrieben. Treten mehrere unabhängige homogene Verbreiterungen auf, können deren Halbwertsbreiten addiert werden. Bei Gaslasern wirken sich die Druckverbreiterungen (homogen) und Dopplerverbreiterung (inhomogen) am stärksten aus. Die Druckverbreiterung kann durch Reduktion des Gasdrucks, die Dopplerverbreiterung durch Senkung der Temperatur verringert werden. Bei diesem Optimierungsprozeß erreicht man jedoch selbst bei höchstauflösenden Spektroskopiemethoden eine minimale Linienbreite, die nicht unterschritten werden kann: die natürliche Linienbreite. Ursache dafür ist die nach Heisenberg mit der mittleren Lebensdauer  $\tau$  verbundene Energieunschärfe  $\Delta E$  und die resultierende Frequenzunschärfe  $\Delta\nu$ :

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\tau}; \Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (7)$$

## 1.4 Der optische Resonator

Unter einem Resonator versteht man ein schwingungsfähiges System, daß bei sinusförmiger Erregung auf Resonanzfrequenzen mit maximaler Schwingungsamplitude reagiert; analog ist ein optischer Resonator ein System, in dem das elektromagnetische Feld des Lichtes in diskreten Eigenfrequenzen angeregt werden kann.

### 1.4.1 Geometrie der optischen Resonatoren

Beim Licht sind die Ausmaße der Resonatoren in der Regel groß gegen die Wellenlänge; das erschwert die Anregung einzelner Schwingungsformen (Moden). Im einfachsten Fall besteht ein optischer Resonator aus zwei gegenüberliegenden Spiegeln. Ein solcher Spiegelresonator heißt optisch stabil, wenn ein paraxialer Strahl selbst nach beliebig vielen Reflexionen den Resonator nicht verläßt. Auch ein optisch stabiler Resonator kann Beugungsverluste aufweisen; diese sind jedoch meist geringer als die Verluste von optisch instabilen Resonatoren. Die Betrachtung der beiden Strecken vom jeweiligen Krümmungsmittelpunkt zum entsprechenden Spiegelmittelpunkt liefert das

Stabilitätskriterium für Spiegel-Resonatoren

- Der Resonator ist stabil, wenn sich die beiden Strecken teilweise überlappen
- Der Resonator ist instabil, wenn die beiden Strecken getrennt sind oder wenn sich die eine Strecke ganz innerhalb der anderen befindet

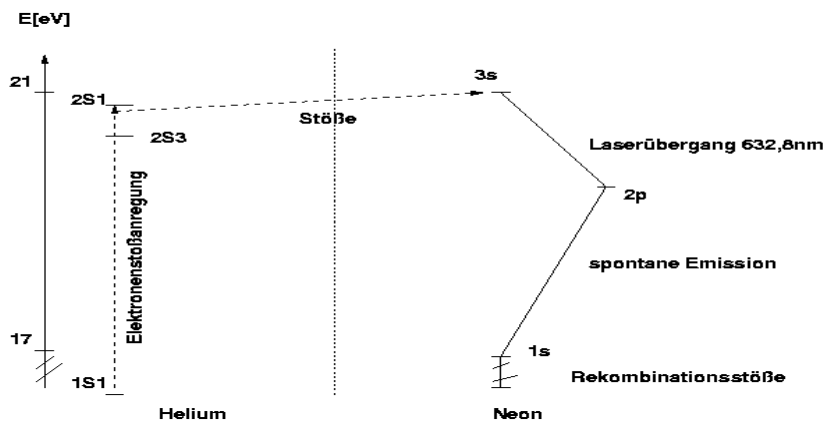
Die Fresnel-Zahl

$$F = \frac{a^2}{\lambda L} \quad (8)$$

ist ein Maß für die Beugungseffekte an Spiegelresonatoren, diese haben für gleiche Fresnel-Zahlen die gleichen Beugungsverluste unabhängig von Länge  $L$ , Breite  $2a$  und Wellenlänge  $\lambda$ .

## 1.5 Der Helium-Neon-Laser

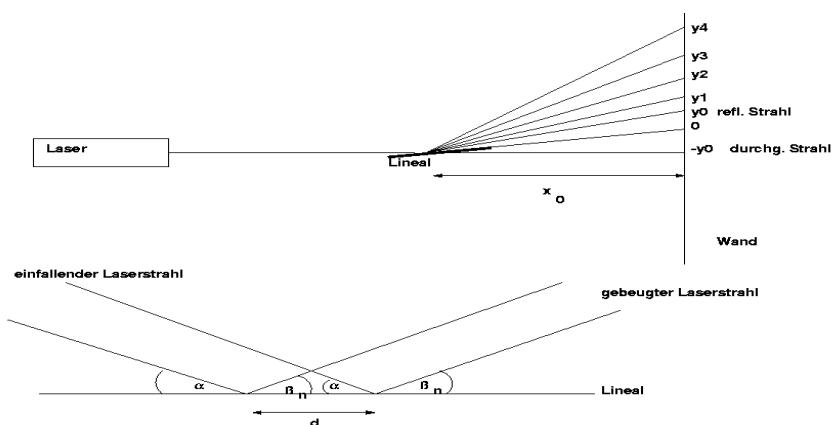
Der Helium-Neon-Laser ist ein Gaslaser; bei diesem System liegt das aktive Medium in gas- oder dampfförmiger Phase vor. Die Besetzungsinversion erreicht man hierbei durch eine Gasentladung; dabei zerfällt das Gas teilweise in Ionen und Elektronen, letztere werden durch das herrschende elektrische Feld beschleunigt, treffen kurz darauf auf Gasatome und regen diese an. Meist liegt das Maximum der Elektronen-Energieverteilung weit unter dem anzuregenden Laser-Niveau. Um die Besetzungsinversion trotzdem zu erreichen, bedient man sich eines Hilfsgases (dem sogenannten Pumpgas), das ein geeignetes metastabiles Niveau zur Stoßanregung (Stöße zweiter Art) des oberen Laserniveaus des Emissionsgases besitzt. So können sehr hohe Inversionsdichten in dem Lasergas erreicht werden. Beim Helium-Neon-Laser wird Neon als aktives Medium und Heliums als Pumpgas verwendet.



## 2 Versuchsaufbau

### 2.1 Wellenlängenbestimmung des Lasers mit dem Lineal

Die Wellenlänge eines Lasers kann mit Hilfe eines Lineals bestimmt werden. Dazu wird der Laserstrahl unter einem sehr kleinen Winkel auf ein Metallineal gelenkt. Das Metallineal hat eine Milimeteerteilung an der Beugung auftritt. Auf der weit entfernten Wand kann man ein Interferenzmuster erkennen. Das Lineal wird so eingestellt, das der Laserstrahl möglichst flach auftrifft und so das ein möglichst scharfes Bild auf der Wand entsteht. Die einzelnen Interferenzmaxima werden auf ein Blatt Papier übertragen, so daß man im nachhinein die Abstände der Maxima vom durchgehenden Strahl ausmessen kann.



Der am Lineal reflektierte Strahl trifft bei  $y_0$  auf die Wand. Die Maxima des Interferenzmusters zeigen die Punkt  $y_n$ . Der durchgehende Strahl trifft bei  $-y_0$  auf die Wand. Der Zeichnung entnimmt man die Beziehung für konstruktive Interferenz:

$$n\lambda = d(\cos(\alpha) - \cos(\beta_n)) \quad (9)$$

Mit den Näherungen:

$$\frac{y_n}{x_0} = \tan \beta_n \approx \sin \beta_n$$

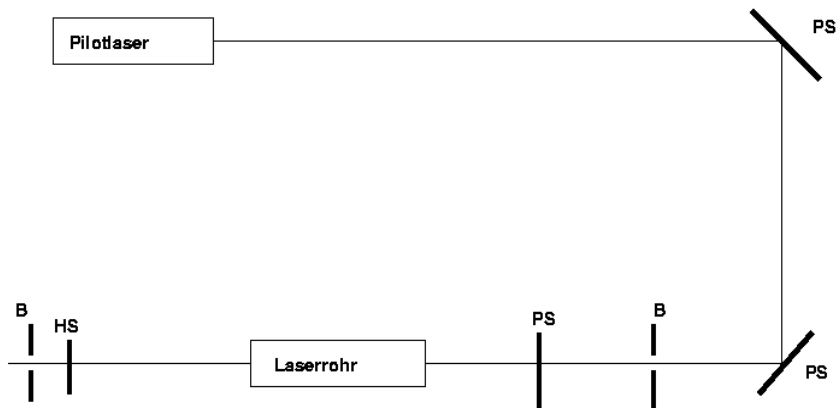
$$\cos \beta_n = \sqrt{1 - \sin^2 \beta_n} \approx \sqrt{1 - \left(\frac{y_n}{x_0}\right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{y_n}{x_0}\right)^2$$

Damit gilt ( $\alpha = \beta_0$ ):

$$n\lambda = \frac{d}{2} \frac{y_n^2 - y_0^2}{x_0} \quad (10)$$

## 2.2 Aufbau des Helium-Neon-Experimentier-Lasers

Der kommerzielle Laser dient zu Vorjustierung des Experimentierlasers. Der Strahl dieses Pilotlasers wird zunächst über zwei Planspiegel durch zwei Blenden auf der Schiene, die die optische Achse definiert, geleitet. Das Laserrohr wird, nachdem der Pilotlaserstrahl auf die optische Achse einjustiert wurde, auf die Schiene gesetzt und so justiert, das der Pilotlaserstrahl genau durch die Mitte des Rohres verläuft. Dies kann man überprüfen indem man das Bild des Laserstrahls vor und nach der Röhre vergleicht. Nun wird der sphärische Spiegel eingesetzt und zwar so, daß der reflektierte Strahl wieder zentrisch auf die Blende trifft. Der Planspiegel wird dann etwa 50cm rechts vom Hohlspiegel ebenso justiert. Die Spiegel bilden dann den Resonator unseres Experimentierlasers.



## 2.3 Messung des Strahlprofils und des Stabilitätsgebiets des Experimentier-He-Ne-Lasers

Das Strahlprofil des Lasers wird mit Hilfe einer Schieblehre vermessen. Das Strahlprofil wird dabei über die ganze Breite des Resonators gemessen; jeweils in Abständen von 5-10 Zentimetern wird die Schieblehre in den Strahl des Lasers eingeführt. Erlischt der Laser bei einer bestimmten Größe der Öffnung der Schieblehre, so ist dies ein Maß für die Strahlbreite des Lasers. Die Resonatorbreite wird nach jeder Messung erhöht und danach wird erneut gemessen, bis man eine Resonatorbreite von 80cm erreicht. Dies erreicht man durch verschieben des Hohlspiegels. Nach erfolgreichen Messungen des Strahlprofils bei mehreren Resonatorbreiten bis hinauf zu 80cm wird noch eine Messung bei 99,5cm durchgeführt. Danach wird der Abstand des Hohlspiegels zum Planspiegel soweit erhöht bis gerade noch ein Laserbetrieb möglich ist. Über diese Grenzschwelle hinaus wird der Resonator instabil. Das Stabilitätskriterium für einen Laserresonator lautet:

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

Mit einem Planspiegel ( $R_2 = \infty$ ) gilt:



$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} = 1$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} 0 &\leq g_1 \leq 1 \\ 0 &\leq 1 - \frac{L}{R_1} \leq 1 \\ 0 &\leq L \leq 1 \end{aligned}$$

Dabei wurde die Angabe  $R_1 = 1m$  aus der Versuchsbeschreibung verwendet. Die maximale Länge mit Laserbetrieb sollte also  $L = 1m$  sein. Das gemessene Strahlprofil wird nachher mit den theoretischen Angaben für einen Gaußschen Strahl verglichen. Dieser wird mit:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{(\lambda z)^2}{(\pi w_0^2)^2}} \quad (12)$$

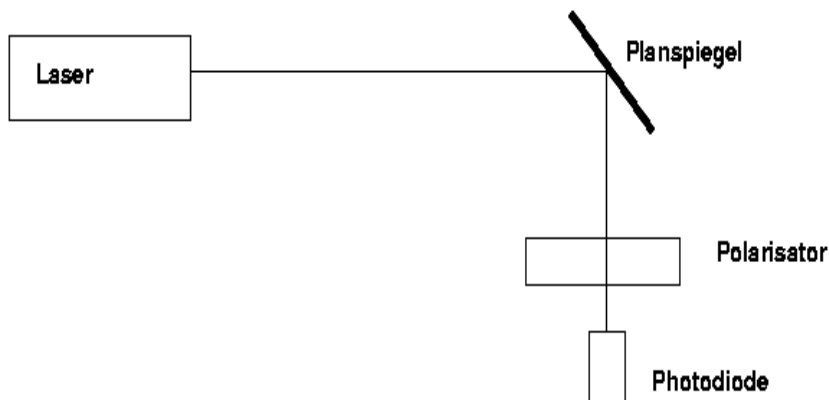
beschrieben. Dabei gilt für  $w_0$ :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \sqrt{L \cdot (R_{Sp} - L)}} \quad (13)$$

Dabei ist  $R_{Sp}$  der Krümmungsradius des sphärischen Spiegels.

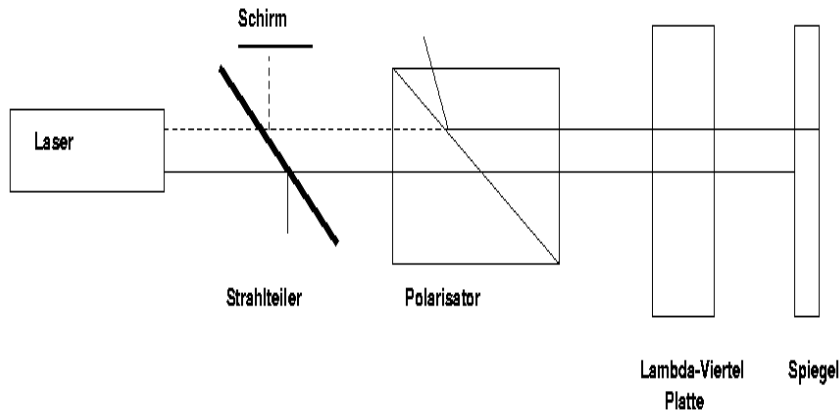
## 2.4 Untersuchung der Polarisation des Laserstrahls

Wir untersuchten die Polarisation des Pilot- und des Experimentierlasers mit Hilfe eines Nicol-Prismas und einer Photodiode. Das Nicol-Prisma ist ein anisotroper Kristall, der zerteilt und mit einer dünnen Kittschicht wieder zusammengesetzt wurde. Im Kristall wird das Licht aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten für verschiedene Polarisationen in ordentlichen und außerordentlichen Strahl getrennt, von dem einer an der Kittschicht herausreflektiert wird. Wir maßen also die Laserleistung als Funktion des Drehwinkels des Polarisators.



## 2.5 Aufbau der optischen Diode

Beim Experimentieren mit Lasern kommt es oft zu Reflexionen des Laserstrahls an optischen Komponenten. Dies führt zu einer zusätzlichen Rückkopplung, was Frequenz- und Amplitudenveränderungen bewirkt. Dies kann mit einer optischen Diode verhindert werden. Die Skizze zeigt den Aufbau, wobei hin- und rücklaufender Strahl zum besseren Verständnis versetzt sind:



Zur Einstellung der Diode mit dem Pilotlaser wird der Polarisator gerade so gedreht, daß der Laserstrahl optimal durchgelassen wird. Der Strahl des Experimentierlasers wird durch das Nicol-Prisma ebenfalls linear polarisiert. Damit trifft auf das  $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplättchen in jedem Fall linear polarisiertes Licht. Dieses trennt das Licht in zwei orthogonale, jeweils linear polarisierte Anteile mit einer Phasendifferenz von  $\frac{\lambda}{4}$ . Das Licht ist also elliptisch polarisiert. Das Justieren der optischen Diode besteht nun darin, das  $\frac{\lambda}{4}$  Plättchen so zu drehen, daß die beiden Kristallachsen einen  $45^\circ$  Winkel mit dem linear polarisierten Licht bilden. Dadurch ist das Licht hinter dem Verzögerer zirkular polarisiert. Der Spiegel reflektiert den Strahl, der so wieder durch das  $\frac{\lambda}{4}$  Plättchen tritt. Dabei kommt es zu einer nochmaligen Verzögerung von  $\frac{\lambda}{4}$  zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl. Insgesamt beträgt diese nun  $\frac{\lambda}{2}$  ( $180^\circ$ ); das Licht ist nun linear polarisiert mit orthogonaler Polarisationsebene verglichen mit dem einlaufenden Strahl. In Konsequenz daraus kann es den Polarisator nicht durchdringen; es wird am Polarisator reflektiert. Die optische Diode arbeitet Ihrem Namen entsprechend. Die experimentelle Justage geschieht so: Man betrachtet den Anteil des rücklaufenden Strahls, der den Polarisator durchdringen kann und dann vom Strahlteiler reflektiert wird, auf einem Blatt Papier. Dann wird das Verzögerungsplättchen so gedreht, daß die Intensität dieses Strahls minimal wird.

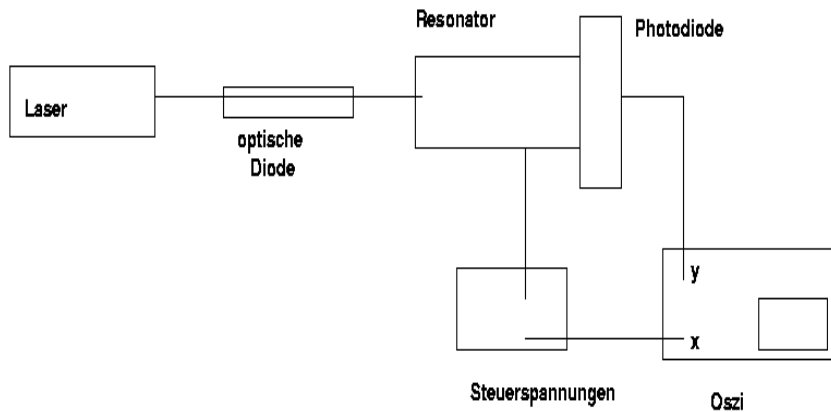
## 2.6 Optischer Spektrum-Analysator

In diesem Versuchsteil soll der Modenabstand der verwendeten He-Ne-Laser grob bestimmt werden. Dazu wird der Laserstrahl in einen konfokalen Resonator geleitet, das als optischer Spektrumanalysator fungiert. Dieser externe Resonator hat folgende Eigenfrequenzen:

$$\nu_{qmn} = \left( q + \frac{m+n+1}{2} \right) \frac{c}{2L} \quad (14)$$

Der Abstand der benachbarten Transversalmoden (m,n) ist damit  $\frac{c}{4L}$ , der von Longitudinalmoden (q) ist  $\frac{c}{2L}$ . Der Laserstrahl oder Teile von ihm werden nun bevorzugt durchgelassen, wenn er mit der Eigenfrequenz des Resonators übereinstimmt. Die Resonatorlänge L und damit  $\nu_{qmn}$  werden durch einen Piezokristall kontinuierlich variiert. In Abhängigkeit dieser Variation wird die Intensität des aus dem Analysator austretenden Lichts mit einer Photodiode und dem Oszi gemessen. Dabei wird die x-Ablenkung des Oszi mit einer Modulationsspannung des Piezo-Elements proportionalen Wechselfspannung gesteuert, das y-Signal liefert die Photodiode. Das Oszibild zeigt somit ein Spektrum des Laserlichtes.

Aufbau:



Der Aufbau muß zur Versuchsdurchführung so justiert werden, daß Laserstrahl und optische Achse des Resonators zusammenfallen. Sind diese gerade windschief, so erscheinen hinter dem Resonator (ohne Photodiode) zwei Punkte. Durch Justierung eines den Laserstrahl umlenkenden Planspiegels sowie der Resonatorausrichtung müssen diese Punkte zur Deckung gebracht werden. Ist dies erreicht, wird am Oszi-Bild die Feinjustierung vorgenommen (Photodiode wieder einsetzen). Eine Linie des Spektrums wird durch feine Einstellung des Interferometers auf maximale Höhe gestellt.

## 2.7 Präzise Messung des Modenabstandes mittels Frequenzmischung

In diesem Versuchsteil sollte die Messung des Modenabstandes mit einem anderen Verfahren verbessert werden. Schwingt der Laser auf zwei Frequenzen, so gilt:

$$E(t) = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t) \quad (15)$$

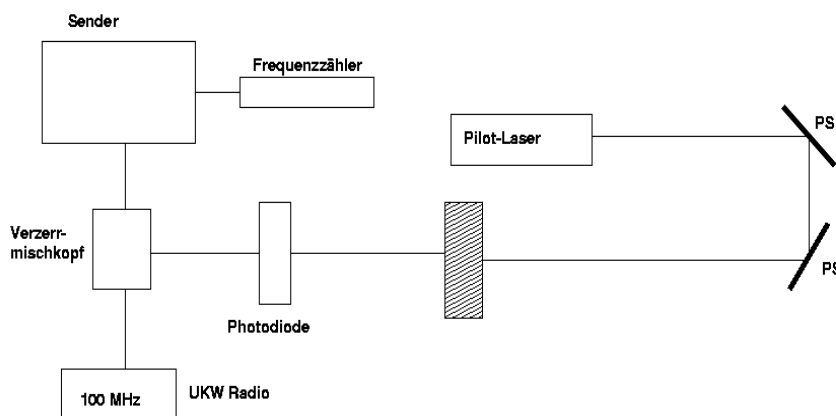
Dieser Laserstrahl wird auf eine Photodiode gelenkt, deren Strom  $I(t)$  proportional der auffallenden Intensität ist:

$$I(t) \propto E(t)^2 \quad (16)$$

$$I(t) \propto \frac{1}{2}E_1^2(1 - \cos(2\omega_1 t)) + \frac{1}{2}E_2^2(1 - \cos(2\omega_2 t)) - E_1 E_2(\cos((\omega_1 + \omega_2)t) - \cos((\omega_1 - \omega_2)t)) \quad (17)$$

Dies ist die Fourierreihe, die die Frequenzen  $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2$  und  $|\omega_1 - \omega_2|$  enthält. Die Komponente  $\nu_d = \frac{1}{2\pi}(\omega_1 - \omega_2)$  soll hier nun möglichst präzise bestimmt werden. Dazu wird sie in einer weiteren Diode (Verzerrer-Mischkopf) mit einer Frequenz  $\nu_s$  des Frequenzgenerators gemischt. Dabei entsteht u.a. die Frequenz  $\nu_{ukw} = \nu_d - \nu_s$ . Da  $\nu_d$  aus Teil 6 in etwa bekannt ist, kann  $\nu_s$  so gewählt werden, daß  $\nu_{ukw}$  etwa 100 Mhz beträgt und somit mit dem Radio zu empfangen ist. Unterbricht man jetzt den Laserstrahl periodisch mit einem Lichterhacker, so kann  $\nu_{ukw}$  als Pfeifton im Radio gehört werden. Da der stark nicht lineare Verstärker-Mischkopf Oberwellen der Sendefrequenz  $\nu_s$  erzeugt, hört man auch für Frequenzen  $\nu_{s2} = \frac{\nu_s}{2}, \dots, \nu_{sn} = \frac{\nu_s}{n}$  im Radio Signale. Denn dann erfüllen die Oberwellen der Frequenzen  $\nu_{sn}$  die Bedingung  $\nu_{ukw} = \nu_d - \nu_{sn} \cdot n$ . Signale erhält man weiterhin für Frequenzen  $\nu_s, \dots$

Orndet man die gemessenen Frequenzen nun den Reihen  $\nu_{sn}$ , bzw.  $\nu_{sn} \text{Strich}$  zu, bestimmt die Mittelwerte von  $\nu_s$  und  $\nu_s \text{Strich}$ , so ergibt sich  $\nu_d = \frac{\nu_s + \nu_s \text{Strich}}{2}$ .  
Versuchsaufbau:



### 3 Ergebnisse

#### 3.1 Wellenlängenbestimmung des Lasers mit dem Lineal

Die Wellenlänge des Lasers wird wie im Versuchsaufbau beschrieben gemessen. Für die Maxima des Interferenzmusters haben wir folgende Werte gemessen:

n	$y_n[cm]$	$\lambda[nm]$	$\Delta\lambda[nm]$
1	6,5	629	62
2	8,55	628	42
3	10,3	641	35
4	11,8	649	32
5	13,05	645	29
6	14,3	653	28
7	15,3	646	27
8	16,35	649	26
9	17,35	653	26
10	18,25	653	25
11	19,1	652	25
12	19,95	654	24
13	20,75	654	24
14	21,55	657	24
15	22,3	657	4

Dabei wurde die Formel verwendet, die in der Beschreibung des Versuchsaufbaus hergeleitet wurde. Für die anderen Parameter wurde:

$$x_0 = (157,0 \pm 1)cm$$

$$\Delta y_0 = \Delta y_n = 0,2cm$$

$$d = (0,1 \pm 0,01)cm$$

Als Mittelwert für die Wellenlänge des Helium-Neon Lasers erhalten wir daraus:

$$\bar{\lambda} = (648 \pm 21)nm$$

Dies stimmt ungefähr mit dem Literaturwert von 632,8nm überein. Der Literaturwert liegt innerhalb unserer Fehlergrenzen. Die bei der Herleitung der Formel verwendeten Näherungen haben keinen großen Einfluß auf das Ergebnis. Der Fehler durch die Näherungen wird mit größerem Winkel ebenfalls größer. Hier haben wir den Fehler einmal exemplarisch für die Ordnung 15 durchgerechnet:

$$\begin{aligned}\tan \beta_{15} &= \frac{22,3}{157} = 0,1420 \\ \arctan 0,1420 &= 0,1411 = \beta_{15} \\ \sin \beta_{15} &= 0,1406 \\ \frac{\sin \beta_{15}}{\tan \beta_{15}} &= 0,99\end{aligned}$$

Wir erhalten damit eine maximale Abweichung durch die 1. Näherung von 1%. Dies liegt doch wesentlich unter der Abweichung vom Literaturwert, die wir bei der 15. Ordnung gemessen haben. Diese beträgt ca. 4%.

### 3.2 Aufbau des Helium-Neon-Experimentier-Lasers

Der Aufbau des Helium-Neon Experimentierlasers gestaltet sich etwas schwierig, da der von uns verwendete Hohlspiegel defekt war und sich nicht mit beiden Schrauben justieren lies, sondern nur mit einer. Wir erreichten beim ersten Aufbau trotzdem einen kurzes Aufblitzen des Laserstrahls. Jedoch war es uns nicht möglich dieses Aufrechtzuerhalten, geschweige denn überhaupt eine Leistungsmessung durchzuführen. So haben wir uns dann entschieden die gesamte Justierung zu wiederholen und den Laser komplett neu aufzubauen. Dabei erwies es sich als hilfreich das Entladungsrohr einmal umzudrehen, da in diesem Fall der Strahlengang wesentlich günstiger verlief und wir keine großen Störungen hinter dem Entladungsrohr im Bild des Laserstrahls des Pilotlasers entdecken konnten. Nach dieser Justage versuchten wir dann wieder den Laser in Gang zu bekommen und wir wurden auch sehr schnell mit einem Aufblitzen des Laserstrahls belohnt. Diesmal gelang es uns auch einen dauerhaften Laserstrahl zu erzeugen, so daß wir auch die Laserleistung messen konnten. Diese war am Anfang mit 2,3 Skt nicht so groß wie im Skript zum Versuch gefordert. Wir haben durch Justage am Entladungsrohr und an den beiden Spiegeln dann eine Laserleistung von 5,0 erreicht. Mehr jedoch war nicht erreichbar. Das lag wohl daran, das wir den Hohlspiegel nur mit einer Schraube justieren konnten. Nachdem wir nun eine Laserleistung von 5,0 erreicht hatten, konnten wir mit den anderen Versuchsteilen fortfahren.

### 3.3 Messung des Strahlprofils und des Stabilitätsgebiets des Experimentier-He-Ne-Lasers

Die Messungen des Strahlprofils führten wir so durch, wie im Versuchsaufbau beschrieben. Die Strahlteile des Gaußstrahls befindet sich am Planspiegel, also bei  $z = 0$ . Wird der Meßschieber in der Laserstrahl gehalten, so wird ein Teil, der nicht durch den Spalt gelangt, aus dem Resonator gestreut. Werden diese Verluste so groß, daß der Strahl beim Durchlaufen des Resonators und des aktiven Mediums geschwächt statt verstärkt wird, so funktioniert der Laser nicht mehr. Beim Durchmesser  $d(z)$  ist die durchgelassene Intensität also auf einen bestimmten Bruchteil der Gesamtintensität abgefallen. Der Radius  $w(z)$  gibt gerade einen Abfall auf den Bruchteil  $\frac{1}{7}$  an. Die Graphen zeigen, daß das Verhältnis dieser Größen (bzw. von  $\frac{d(z)}{2}$  und  $w(z)$ ) ungefähr für alle Resonatorlängen gleich ist. Die Werte von  $\frac{d(z)}{2}$  liegen immer ein wenig über  $w(z)$ . Die Messungen liefern uns folgende Werte:

$$L=53\text{cm}$$

z[cm]	w(z)[mm]	d(z)[mm]
0	0,317	0,75
5,5	0,319	0,8
46	0,431	1
53	0,462	1,05

L=61cm

z[cm]	w(z)[mm]	d(z)[mm]
0	0,317	0,75
5,5	0,319	0,85
46	0,431	1,15
53	0,462	1,2
61	0,501	1,25

L=70cm

z[cm]	w(z)[mm]	d(z)[mm]
0	0,317	0,75
5,5	0,319	0,8
46	0,431	1,15
54	0,467	1,25
62	0,506	1,35
70	0,546	1,4

L=80cm

z[cm]	w(z)[mm]	d(z)[mm]
0	0,317	0,65
5,5	0,319	0,7
47	0,436	1,2
55	0,472	1,3
64	0,516	1,35
72	0,557	1,45
80	0,599	1,5

L=99,5cm

z[cm]	w(z)[mm]	d(z)[mm]
0	0,317	0,55
5,5	0,319	0,6
59,5	0,493	1,5
69,5	0,544	1,7
79,5	0,596	1,75
89,5	0,651	1,95
99,5	0,707	2,15

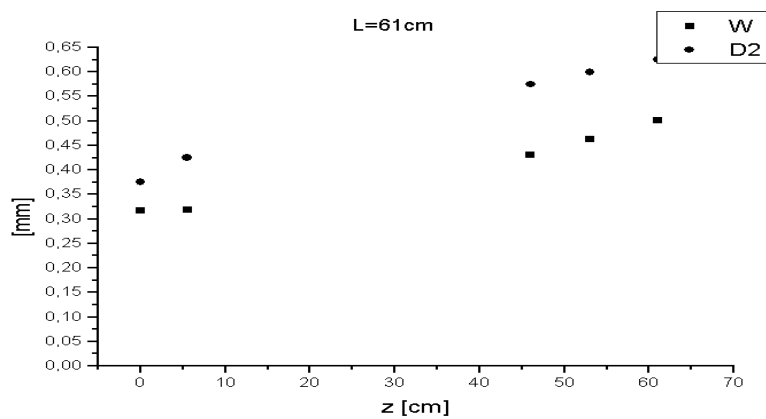
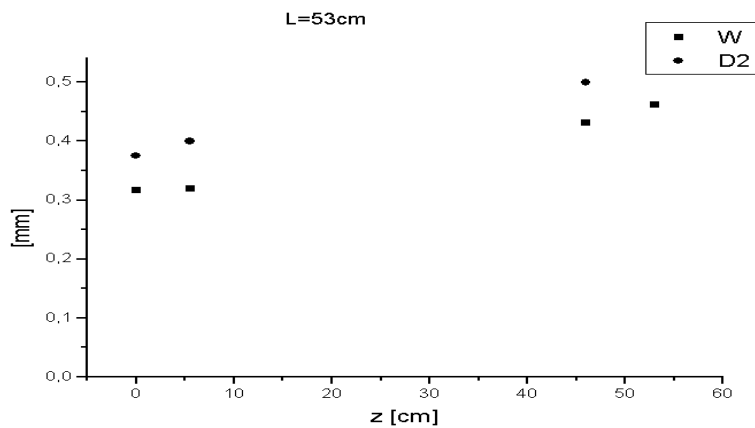
L=100,5cm

$z$ [cm]	$d(z)$ [mm]
0	0,65
5,5	0,65
60,5	1,7
70,5	2,0
80,5	2,25
90,5	2,3
100,5	2,4

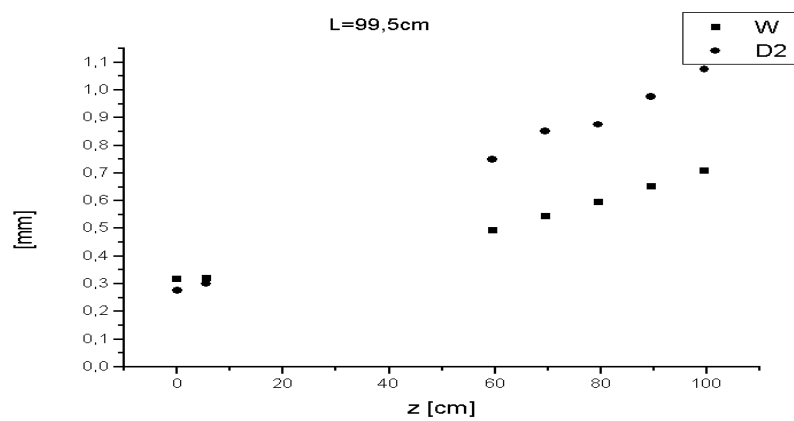
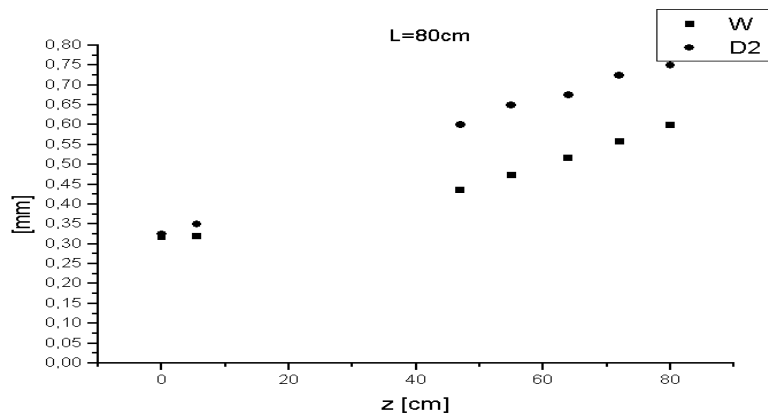
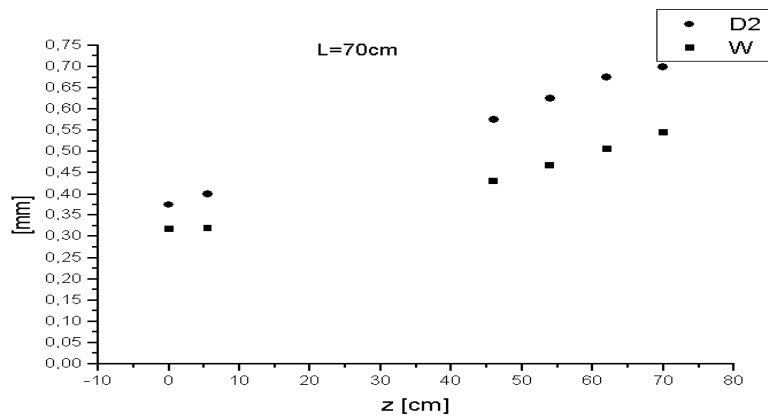
Rechnerisch lässt sich des Ergebnis folgendermaßen darstellen:

$L$ [cm]	$\frac{d(z)}{2w(z)}$
53	1,183
61	1,279
70	1,288
80	1,248
99,5	1,34

Plottet man nun  $\frac{d(z)}{2}$  und  $w(z)$  in ein Diagramm, so erhält man:





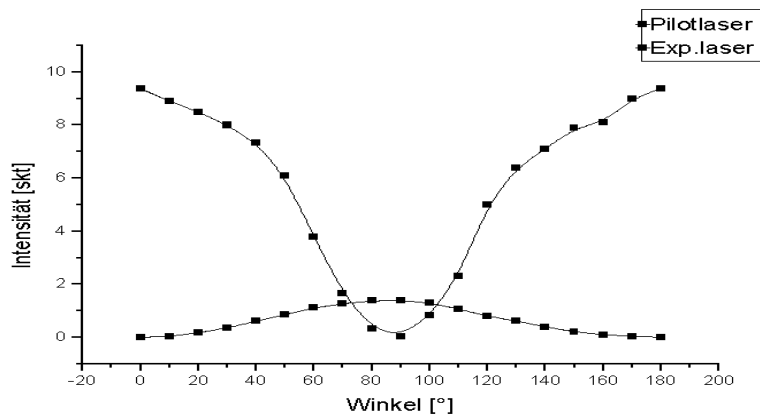


Einen kontinuierlichen Laserstrahl erreichten wir bis zu einer Resonatorlänge von 100,5 Zentimetern. Darüber hinaus war kein Laserstrahl mehr zu erzeugen. Da 100cm auch die maximale Größe des Resonators für einen stabilen Betrieb darstellt, ist dies auch nicht verwunderlich.

### 3.4 Untersuchung der Polarisation des Laserstrahls

Die Polarisierung der beiden verschiedenen Laser wird mit Hilfe der zuvor beschriebenen Anordnung gemessen.

Winkel [°]	Pilotleistung [skt]	Exp.l.leistung[skt]
0	9,38	0,01
10	8,9	0,03
20	8,5	0,18
30	8	0,36
40	7,33	0,61
50	6,1	0,86
60	3,78	1,12
70	1,66	1,27
80	0,33	1,39
90	0,04	1,39
100	0,82	1,31
110	2,32	1,07
120	5	0,8
130	6,4	0,62
140	7,1	0,4
150	7,9	0,21
160	8,1	0,1
170	8,1	0,04
180	9,38	0,01



Der Graph zeigt sehr deutlich, daß der Pilot-Laser linear polarisiertes Licht erzeugt, was wohl durch Brewsterfenster bewirkt wird. Der Experimentierlaser zeigte ebenfalls eine lineare Polarisation, die allerdings um  $90^\circ$  Phasenverschoben ist.

### 3.5 Aufbau der optischen Diode

Die optische Diode wird so aufgebaut, wie im Versuchsaufbau beschrieben.

### 3.6 Optischer Spektrum-Analysator

Nach erfolgreicher Justierung der Apparatur erhält man (ohne Photodiode) hinter dem externen Resonator ein Bild, auf dem nur noch ein Lichtfleck zu sehen ist. Der Photodiode wird dann hinter dem Resonator angebracht, so das man ein gutes Signal auf dem Oszi bekommt. Die Spannungen werden so eingestellt, das man etwas mehr als ein Dispersionsgebiet auf dem Schirm des Oszilloskops sieht. Es hatte eine Länge von  $d_{res} = (10 \pm 0,2)cm$ . Dies entspricht einer Frequenzbreite  $\Delta\nu_{res}$  mit

$$\Delta\nu_{res} = \frac{c}{4L} = 2Ghz$$
$$L_{res} = 3,75cm$$

Das Oszi-Bild zeigte zwei Peaks, entsprechend zwei Modem, auf denen der Laser schwang. Der Abstand dieser beiden Peaks betrug  $d_{laser} = (2,2 \pm 0,2)cm$ . Daraus ergibt sich für den Frequenzabstand  $\Delta\nu_{laser}$  der beiden Moden

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{d_{laser}}{d_{res}} \cdot \Delta\nu_{res}$$
$$\Delta\nu_{laser} = (440 \pm 41)Mhz$$

Damit errechnet sich die Resonatorlänge L des Pilotlasers zu

$$L = \frac{c}{2\Delta\nu_{laser}} = (34 \pm 3)cm$$

Der Pilot-Laser befindet sich in einem etwa 42cm langen Gehäuse. Der errechnete Wert scheint also realistisch zu sein.

Eine Messung mit dem Experimentierlaser war nicht mehr möglich, da wir am zweiten Versuchstag keine höhere Leistung als 2,2 am Experimentierlaser erhalten haben und damit erhielten wir kein zufriedenstellendes Ergebnis für das Bild auf dem Oszilloskop.

### 3.7 Präzise Messung des Modenabstandes mittels Frequenzmischung

Das Amperemeter auf der Photodiode sollte mindestens  $50\mu A$  anzeigen (mit Lichtzerhacker). Wir erhielten  $60\mu A$ . Das Radio stellten wir auf knapp 100 Mhz ein. Mit dem Wert aus Teil 6 konnten wir Anhaltspunkte für die Suche nach den passenden Frequenzen  $\frac{\nu_s}{n}$  und  $\frac{\nu_e}{n}$  berechnen. Ist man sich unsicher, ob das Signal im Radio das richtige Signal ist, so kann man den Laserstrahl mit der Hand unterbrechen und so feststellen, ob das Signal im Radio auch unterbrochen wird. Die Frequenzzuordnung ist nicht immer eindeutig möglich. Oft liegen mehrere Radiosignale dicht beieinander, oder das Signal ist kontinuierlich über wenige 100kHz zu hören. Wenn keine Zuordnung aufgrund der Deutlichkeit oder Lautstärke möglich war, nahmen wir in diesem Fall einen mittleren Wert an. Es gibt auch wesentlich mehr Frequenzen, bei denen das Signal im Radio zu erkennen ist, als die folgende Tabelle zeigt. Dort sind die Werte verzeichnet,

die den Reihen  $\frac{\nu_s}{n}$  und  $\frac{\nu'_s}{n}$  zugeordnet werden konnten. Die anderen Frequenzen müssen wohl von zusätzlichen Überlagerungen von  $\nu_D$  und den Senderfrequenzen  $\nu_s$  stammen. Hier könnten zum Beispiel auch Oberwellen von  $\nu_D$  in Frage kommen. Alle Angaben in Folgender Tabelle sind in MHz gegeben:

n	$\frac{\nu_s}{n}$	$\nu_s$	$\Delta\nu_s$	$\frac{\nu'_s}{n}$	$\nu'_s$	$\Delta\nu'_s$
1	-	-	-	-	-	-
2	171,1	342,2	0,2	275,0	550	0,2
3	113,3	339,9	0,3	182,5	547,5	0,3
4	81,7	326,8	0,4	137,2	548,8	0,4
5	70,1	350,5	0,5	108,0	540,0	0,5
6	57,8	346,8	0,6	91,6	549,6	0,6
7	48,9	342,3	0,7	77,2	540,4	0,7
8	42,1	336,8	0,8	66,7	533,6	0,8
9	37,0	333	0,9	60,5	544,5	0,9
10	34,2	342	1,0	54,5	545,0	1,0
11	30,4	334,4	1,1	48,9	537,9	1,1
12	28,9	346,8	1,2	45,8	549,6	1,2
13	-	-	-	42,1	547,3	1,3
14	-	-	-	39,2	548,8	1,4
15	-	-	-	35,9	538,5	1,5
16	-	-	-	33,5	536,0	1,6
17	-	-	-	31,7	538,9	1,7
18	-	-	-	30,0	540,0	1,8
19	-	-	-	28,9	549,1	1,9

Daraus ergeben sich die Mittelwerte:

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_s &= (340,1 \pm 0,2) \text{ MHz} \\ \bar{\nu}'_s &= (543,6 \pm 0,3) \text{ MHz} \\ \Rightarrow \nu_D &= (441,9 \pm 0,2) \text{ MHz}\end{aligned}$$

Der Wert aus Versuchsteil 6 war also schon sehr gut, jedoch ist jetzt der Fehler wesentlich verringert worden! Vorher war der Fehler um 2 Größenordnungen höher! Daraus ergibt sich für die Länge des Laserresonators:

$$L = \frac{c}{2\nu_d} = (33,94 \pm 0,02) \text{ cm}$$