

Praktikum Atome, Moleküle, kondensierte Materie

Versuch 442: Laser

Michael Vogt^{*1}

¹Uni Bonn

17. Dezember 2024

Inhaltsverzeichnis

1	Aufbau des Lasers	1
2	Wellenlänge und Polarisation	2
2.1	Wellenlänge	2
2.2	Polarisation	3
3	Strahlprofil	4
4	Spektrum	6
4.1	optische Diode	6
4.2	optischer Spektrumanalysator	7
4.3	optische Schwebung	8
4.4	Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit	10
5	Fazit	10

^{*}s65mvogt@uni-bonn.de

Einleitung

Durch diesen Versuch soll die grundlegende Funktionsweise von Lasern anhand eines Helium-Neon-Lasers verstanden werden. Zunächst werden Wellenlänge und Polarisation des Lichts gemessen und anschließend die Aufspaltung in verschiedene Moden genauer untersucht. Zum stabilen Betrieb des Lasers wird eine optische Diode aufgebaut.

1 Aufbau des Lasers

Zunächst wird der Laser aufgebaut und justiert. Seine fundamentalen Bestandteile sind

1. das **Lasermedium**, ein mit HeNe gefülltes Volumen. Durch Anlegen einer hohen Spannung kann das Helium auf den 2^1S_0 -Zustand angeregt und seine Energie durch inelastische Stöße an Neon-Atome abgeben, welche dadurch auf den 3s-Zustand, der ein ähnliches Energieniveau hat, angeregt werden (siehe Abb. 1). Dieser Zustand ist metastabil bezüglich spontaner Emission, wodurch es zu einer *Besetzungsinvolution* kommt: Es befinden sich mehr Atome im höheren 3s-Zustand als im Grundzustand. Dieser Prozess wird als **optisches Pumpen** bezeichnet.
2. Ein **Resonator** aus zwei Spiegeln, der einen großen Teil des entstehenden Lichts vielfach durch das Lasermedium leitet. Dadurch können Photonen des $3s \rightarrow 2p$ -Übergangs (*Laserübergang*), welcher sonst nur selten durch spontane Emission stattfinden würde, denselben Übergang wieder stimulieren und weitere Photonen freisetzen. Es findet also ein verstärkender Prozess statt, der dem Laser seinen Namen gibt: *Light Amplification Through Stimulated Emission of Radiation*.

Die Justage besteht primär darin, alle relevanten Bauteile auf der optischen Achse zu justieren. Dazu wird zunächst ein weiterer Laser verwendet, welcher über zwei Spiegel durch zwei Blenden geschickt wird (siehe Abb. 2). Die Spiegel werden abwechselnd verkippt, um den Strahl auf beiden Blenden zu zentrieren. Anschließend wird das Lasermedium (Entladungsröhre) eingesetzt und auf der durch den Justierlaser definierten optischen Achse zentriert.

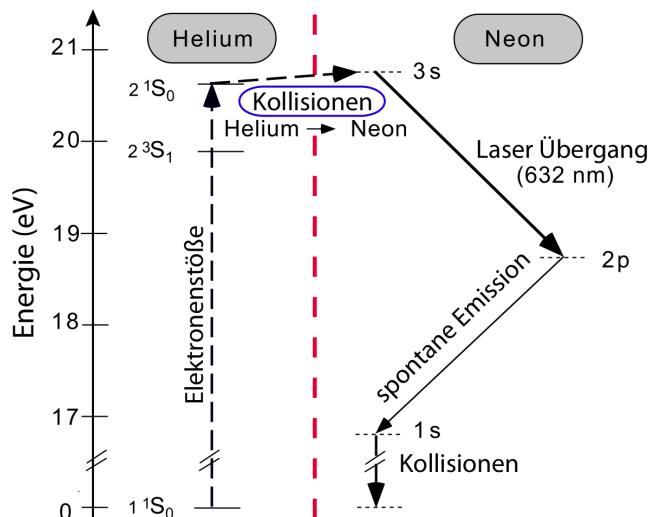


Abbildung 1: Für den Laserbetrieb relevant Energieniveaus von Helium und Neon. [1]

Das Medium wird vorerst wieder entfernt und der Hohlspiegel SRS eingesetzt und gedreht, bis die Reflexion des Justierlasers gerade zurückgeht. Der Planspiegel ERS wird eingesetzt und justiert, bis der Laserstrahl gerade zwischen beiden Spiegel hin- und herreflektiert wird. Anschließend kann das Medium wieder eingesetzt und die Entladungsröhre gezündet werden. Um den Justierlaser nicht zu beschädigen, muss dieser vorher abgedeckt werden. Für genauere Informationen zur Justage siehe [1, Abschnitt 5.2]

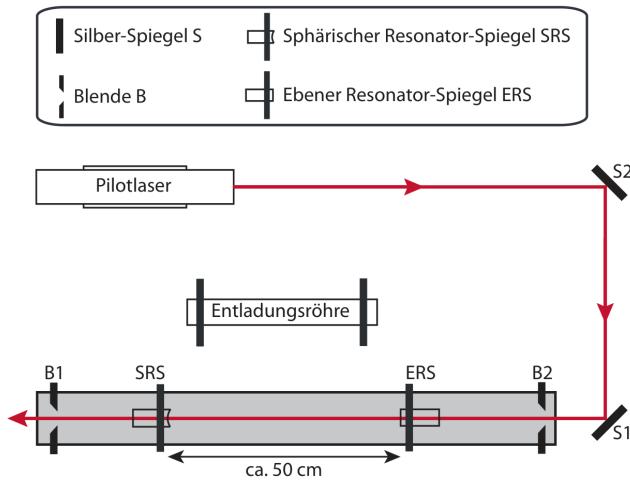


Abbildung 2: schematischer Augbau des HeNe-Lasers mit Justierlaser. [1]

2 Wellenlänge und Polarisation

Zunächst werden Wellenlänge und Polarisation des Laserlichts gemessen. Es wurde ab hier ein anderer Aufbau als der zuvor beschriebene verwendet, da ich am zweiten Tag den Versuch als Teil einer Dreiergruppe fortführte. Die Aufbauten funktionieren grundlegend gleich und unterscheiden sich nur in den Details der Strahlführung.

2.1 Wellenlänge

Anhand der Ablenkung des Laserlichts an einem Transmissionsgitter, welches in den Strahlverlauf gestellt wird, kann dessen Wellenlänge bestimmt werden. Es gilt die Gittergleichung

$$n\lambda = g(\sin \beta_n - \sin \alpha) \quad (1)$$

wobei α der Winkel des Lasers und β_n der Winkel der n -ten Beugungsordnung zur Gitternormalen ist und $g = \frac{1}{600}$ mm für die Gitterkonstante steht. Daraus folgt die Geradengleichung

$$n = f(\sin \beta) = \frac{g}{\lambda}(\sin \beta - \sin \alpha) \quad (2)$$

also gilt für die Steigung m

$$m = \frac{g}{\lambda} \iff \lambda = \frac{g}{m}$$

Hier ist $\alpha = 0$, da der Laser senkrecht auf das Gitter scheint, β_n ergibt sich aus x_n durch $\beta_n = \arctan(x_n/d)$, mit $d = (28.25 \pm 0.05)$ cm dem Abstand zwischen Gitter und Wand. Die gemessenen Ordnungen sind in Tab. 1 gezeigt.

n	x_n/cm	$\Delta x_m/\text{cm}$	$\sin \beta$	$\Delta \sin \beta$
-1	-11.8	0.1	-0.3854	0.0089
1	11.9	0.1	0.3882	0.0090
2	34.9	0.2	0.777	0.037

Tabelle 1: Gemessene Ordnungen der Beugung des Laserlichts am Gitter und daraus berechnete Größe $\sin \beta$ für die Anpassung. Die Fehler wurden mit gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet.

Eine Geradenanpassung von n in Abhängigkeit von $\sin \beta$ liefert die Gleichung

$$n = (-0.0044 \pm 0.0020) + (2.5809 \pm 0.0037) \cdot \sin \beta$$

Die Fehler-Werte stammen hier aus der Anpassung (orthogonale Regression). Wie zu erwarten, ist der Achsenabschnitt nahe 0, da mit dem Winkel $\alpha = 0$ des Laser $\sin \alpha = 0$ gilt.

Aus der Anpassung folgt $m = 2.5809 \pm 0.0037$ und damit $\lambda = (645.46 \pm 0.93) \text{ nm}$. Die Wellenlänge des Übergangs, auf dem unser Laser basiert, ist 632.8 nm [1], wovon der hier bestimmte Wert deutlich abweicht. Die Abstände wurden mit einem Zollstock gemessen, der möglicherweise nicht gut geeicht war. Weitere Abweichungen könnten durch falsche Messung des Abstands d kommen, z.B. durch schiefes Halten des Zollstocks.

2.2 Polarisation

Als nächstes soll die Polarisierung des Laserlichts gemessen werden. Im Lasermedium wird zunächst unpolarisiertes Licht erzeugt. Dieses verlässt das Medium jedoch durch Brewsterfenster, welche nur eine bestimmte Polarisationsrichtung durchlassen

Brewsterfenster sind Fenster, die in ihrem Brewsterwinkel zur optischen Achse stehen. Dies ist der Winkel, bei dem zur Einfallsebene parallel polarisiertes Licht vollständig transmittiert und nicht reflektiert wird. Dazu senkrecht polarisiertes Licht wird sowohl transmittiert als auch reflektiert. Der reflektierte Anteil verlässt die optische Achse und geht damit verloren. Ein Brewsterfenster an sich lässt also eine Polarisationsrichtung stärker hindurch. Wird die andere Polarisationsrichtung stark genug abgeschwächt (d.h. geht genug davon durch Reflexion verloren), reicht ihre Intensität im Resonator nicht mehr aus, um den Laser zu betreiben. So produziert der Laser im Idealfall nur Licht einer bestimmten Polarisationsrichtung.

Zur Messung der Polarisierung wird das Licht durch einen Polarisator auf eine Photodiode geschickt und die zur Lichtintensität proportionale Spannung mithilfe eines Oszilloskops gemessen. Bei vollständig linear polarisiertem Licht und einem idealen Polarisator ist der Zusammenhang zwischen Intensität I und Winkel α des Polarisators zur Vertikalen durch das *Malus'sche Gesetz* gegeben:

$$I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha - \alpha_0) [2] \quad (3)$$

mit I_0 der Lichtintensität vor dem Polarisator und α_0 der Polarisationsrichtung des Lichts (zur Vertikalen).

Im Allgemeinen kann der \cos^2 -Verlauf im Vergleich zum Malus'schen Gesetz gestaucht sein, wenn das Licht nicht vollständig polarisiert ist:

$$U(\alpha) = U_{\min} + (U_{\max} - U_{\min}) \cos^2(\alpha - \alpha_0) \quad (4)$$

Es wurde Spannung U anstatt Intensität I verwendet, da die Spannung hier die zur Intensität proportionale gemessene Größe ist.

Bei Sättigung der Diode würde der \cos^2 -Verlauf oberhalb der Maximalspannung der Diode „abgeschnitten“ werden und damit nicht mehr (4) entsprechen. Es wurde daher sichergestellt, dass keine Sättigung auftritt. Bei zu hoher Intensität kann die Diode mit einem BNC T-Stück mit einem 50Ω -Abschlusswiderstand an einem Ausgang verbunden werden. Der Polarisator auf verschiedene Winkel in regelmäßigen Abständen eingestellt und jeweils die Spannung notiert. Diese Werte sind in Tab. 3 gezeigt und in Abb. 4 aufgetragen, zusammen mit einer Anpassung nach (4).

Diese liefert die Parameter $\alpha_0 = (123.09 \pm 0.36)^\circ$, $U_{\min} = (-0.233 \pm 0.076) \text{ mV}$ und $U_{\max} = (9.820 \pm 0.076) \text{ mV}$.

Der Winkel, in dem die Brewsterfenster stehen, wurde nicht exakt gemessen, aber der hier bestimmte Wert für α_0 scheint plausibel in Anbetracht der bei der Durchführung beobachteten Drehstellung der Fenster.

Eine negative Spannung wie der hier bestimmte Wert für U_{\min} entspricht einer negativen Lichtintensität und ist damit unphysikalisch. Dass der Wert negativ ist, kann ein Artefakt des Fits sein, oder die Spannung wurde durch die Verbindung zwischen Diode und Oszilloskop verfälscht – die gemessene Spannung war relativ empfindlich gegen äußere Einflüsse wie z.B. Berührung des Kabels oder der Oszilloskops. Das Signal war außerdem mit signifikanten Rauschen behaftet. Was zu einem Oszilloskop-Bild mit einer relativ dicken Linie führte. Zum Ablesen wurde sich am unteren Rand dieser Linie orientiert, was eine systematische Verschiebung zu kleineren Werten mit sich brachte. Diese beträgt schätzungsweise bis zu 0.4 mV .

Für den Polarisationsgrad PG [3, S.237] gilt

$$\text{PG} = \frac{U_{\parallel} - U_{\perp}}{U_{\parallel} + U_{\perp}} = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{U_{\max} + U_{\min}} = 1.049 \pm 0.016 \quad (5)$$

$\phi/^\circ$	U/mV
0	2.5
20	0.2
40	0.0
60	1.7
80	4.9
100	8.0
120	9.8
140	8.9
160	6.3
180	2.8
200	0.2
220	0.0
240	2.0
260	5.4
280	8.3
300	10.0
320	8.8
340	6.5

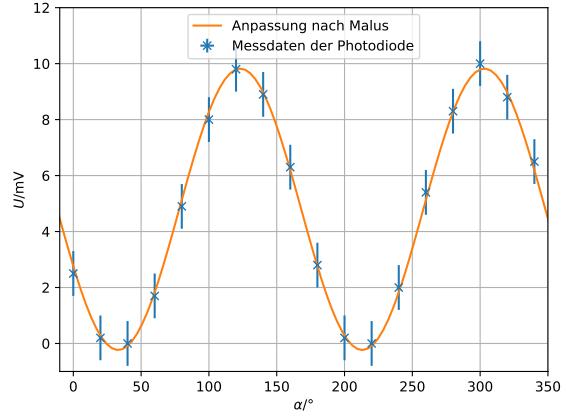


Abbildung 4: Spannung U der Photodiode aufgetragen gegen den Winkel α des Polarisators. Daran wurde der

Abbildung 3: Spannung U der Photodiode in Ab- Zusammenhang (4) angepasst.
hängigkeit der Richtung α des Polarisators zur Ver-
tikalen. $\Delta\phi = 1^\circ$, $\Delta U = 0.8 \text{ mV}$

Dass der Polarisationsgrad größer als 1 ist, wird durch das negative U_{\min} verursacht. Auch mit Berücksichtigung der systematischen Verschiebung würde sich jedoch kein Wert ergeben, der weit unter 1 liegt. Damit ist das Laserlicht, wie erwartet, vollständig polarisiert. Abweichungen des gemessenen Polarisationsgrads von $PG = 1$ könnten dadurch auftreten, dass der Polarisator nicht ideal ist.

3 Strahlprofil

Als nächstes soll das Strahlprofil des Lasers, d.h. der Strahlradius w in Abhängigkeit der Position z entlang der optischen Achse, durchmessen werden. Ab hier werden alle Schritte für zwei verschiedene Resonatorlängen durchgeführt: $L_{\text{kurz}} = (46.1 \pm 0.1) \text{ cm}$ und $L_{\text{lang}} = (61.5 \pm 0.1) \text{ cm}$

In Resonatoren mit sphärischen Spiegeln entstehen sog. Gauß-Strahlen. Dies sind Lichtstrahlen, deren transversales (senkrecht zur optischen Achse) Intensitätsprofil die Form einer Gauß-Funktion hat. Gauß-Strahlen sind in der Mitte zwischen den sphärischen Spiegeln am dünnsten. In unserem Fall werden nicht zwei sphärische Spiegel, sondern ein sphärischer und ein planarer Spiegel verwendet. Dieser Aufbau („halbsymmetrischer Resonator“ [1]) ist äquivalent zu einem Resonator doppelter Länger mit zwei sphärischen Spiegeln.

Um die Breite eines Gauß-Strahls an einem bestimmten Punkt z zu charakterisieren, wird der Strahlradius w definiert als der Radius (Abstand zur optischen Achse), bei dem das elektrische Feld auf das e^{-1} -Fache seines Maximalwerts gefallen ist. Der Strahlradius verhält sich in Abhängigkeit von z nach dem Zusammenhang

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} [1] \quad (6)$$

Dabei ist z der Abstand zur Strahlmitte, dem Ort minimaler Strahldicke, und w_0 der Strahlradius bei der Strahlmitte. z_R ist die *Raileigh-Länge*, für die gilt

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} [1] \quad (7)$$

$(z - z_0)/\text{cm}$	z/cm	d/mm	$(z - z_0)/\text{cm}$	z/cm	d/mm
0.00	44.10	1.030		6.95	51.05
1.39	45.49	1.040		13.70	57.80
2.94	47.04	1.050		11.32	55.42
3.62	47.72	1.060		8.89	52.99
-42.79	1.31	0.760			1.280

(a) bei kurzem Resonator, $L = (48.6 \pm 0.1) \text{ cm}$ (b) bei langem Resonator, $L = (61.5 \pm 0.1) \text{ cm}$ Tabelle 2: Messung der Strahlbreite $z_0 = (44.1 \pm 0.2) \text{ cm}$; $\Delta d = 0.02 \text{ mm}$, $\Delta(z - z_0) = 0.5 \text{ cm}$ (geschätzte Messgenauigkeit); $\Delta z = 0.54 \text{ cm}$ (aus Fehlerfortpflanzung)

Für einen halbsymmetrischen Resonator ergibt sich der minimale Strahlradius durch

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R - L)}} \quad [1] \quad (8)$$

mit λ der Wellenlänge, L dem Abstand der Spiegel und R dem Krümmungsradius des Hohlspiegels.

Die Messung der Breite des Strahls erfolgt, wie in der Versuchsanleitung [1] beschrieben:

Für die Messung des Strahlradius $w(z)$ verwenden Sie einen Messschieber. Dieser wird auf ca. 1.5 mm eingestellt und in den Strahlengang gebracht. Beachten Sie dabei, dass Sie nur den unteren, keilförmig zulaufenden Bereich der Messschieberbacken verwenden, um Messfehler zu vermeiden. Durch eine Bewegung des Messschiebers senkrecht zum Strahl blockt man somit den Laser entweder komplett oder verursacht Verluste durch teilweises Abschneiden des Strahls an den Messbacken. Ist der Abstand der Messbacken hinreichend groß, wird der Laser somit durch eine periodische Bewegung senkrecht zum Strahl in einem gepulsten Modus betrieben: Der Laser erlischt, wenn der Strahl verdeckt wird und blitzt auf, sobald der Strahl zwischen den Messbacken passieren kann. Ist der Abstand der Messbacken andererseits hinreichend klein, so sind die verursachten Verluste für den Laserbetrieb immer so groß, dass der Laser nicht arbeitet und der Laser bleibt stets dunkel. Die kleinste Öffnung des Messschiebers, bei der noch Lasertätigkeit zu beobachten ist, ist demnach ein Maß für die Strahlgröße $w(z)$.

[...] Eine andere Messmethode – die von vielen Experimentatoren als simpler und robuster eingestuft wird – besteht darin, den Abstand der Messbacken zu fixieren um hierauf die axiale Position (entlang der Resonatorachse) des Messschiebers so lange zu verändern, bis das Aufblitzen des Lasers gerade nicht mehr zu beobachten ist. Die Messung wird mit verschiedenen sinnvollen Abständen der Messbacken wiederholt.

In der Anleitung werden zwei verschiedene Messmethoden beschrieben, die jedoch auf dem gleichen Prinzip basieren, dass die Breite des Strahls gemessen werden kann durch die Breite einer Öffnung, ab der nicht mehr genug Licht hindurchgelassen wird, um den Laser zu „zünden“. In der Durchführung wurden beide Methoden eingesetzt, je nachdem, was im konkreten Fall einfacher erschien.

Die Breite, die man durch diese Messmethode erhält, entspricht nicht dem Strahlradius, ist aber proportional zu ihm. Zur Unterscheidung zum Strahlradius $w(z)$ werden die Messwerte im Folgenden mit $d(z)$ bezeichnet.

Da die Positionen des Messschiebers und die des Spiegels des Resonators (Der planare Spiegel definiert hier die Position $z = 0$) an unterschiedlichen Skalen zu erkennen sind, wird immer zunächst der Abstand $z - z_0$ zu einem Referenzpunkt z_0 gemessen und daraus z berechnet. Die gemessenen Werte sind in Tab. 2 gezeigt. Die sich so ergebenden Werte sind in Tab. 2a gezeigt.

Für beide Resonatorlängen werden die Messwerte $d(z)$ aufgetragen und der aus (6) folgende Zusammenhang

$$d(z) = \gamma w(z) = \gamma w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (9)$$

daran angepasst. Die Proportionalitätskonstante γ ist der einzige Parameter, welcher aus der Anpassung folgt. w_0 und z_R lassen sich aus (8) und (7) berechnen. Dabei benutzen wir für die Wellenlänge den Literaturwert $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

Die Plots sind in Abb. 5 gezeigt.

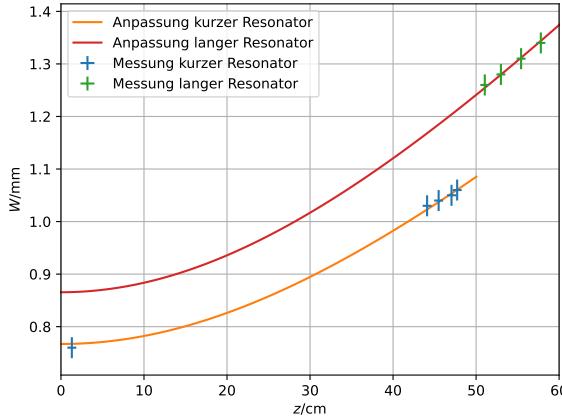


Abbildung 5: Gemessene Strahlbreite aufgetragen gegen den Abstand z vom planaren Spiegel. Die Daten sind aus Tab. 2 entnommen.

Es ergeben sich die Werte $\gamma_{\text{kurz}} = 2.4190 \pm 0.0061$ und $\gamma_{\text{lang}} = 2.7663 \pm 0.0043$. Aus dem Plot ist ersichtlich, dass die Anpassung gut den Messwerten folgt, was eine Bestätigung für die Gültigkeit von (9) ist. Dass die Proportionalitätskonstante hier unterschiedlichen ist, könnte dadurch erklärt werden, dass der Laser mit dem längeren Resonator etwas schlechter justiert war. Dadurch würde der Laser bereits bei einer größeren Öffnung und entsprechende wäre die gemessene Breite größer.

4 Spektrum

Schließlich soll das Spektrum des Lasers analysiert werden. Dieses wird bestimmt durch die schwingenden Moden. Durch Dopplerverbreiterung hat das Licht des Laserübergangs einen ausgedehnten Frequenzbereich, welcher breit genug ist, um mehrere freie Spektralbreiten des Laserresonators zu überdecken. Dadurch werden aus dem Laser mehrere Linien, die den von der Mode überdeckten Transmissionsmaxima des Resonators entsprechen, ausgekoppelt. Neben den longitudinalen Moden, welche durch die Länge des Resonators bestimmt werden, gibt es verschiedene transversale Moden. Diese unterscheiden sich im transversalen Profil des Laserlichts und können unterschiedliche Frequenzen haben.

Der Abstand zwischen benachbarten longitudinalen Moden wird als freie Spektralbreite $\text{FSR} = \frac{c}{2L_{\text{Laser}}}$ [1] bezeichnet.

4.1 optische Diode

Da die Messung des Spektrums empfindlich ist, sollte der Laser hier möglichst stabil laufen. Eine Quelle von Instabilität ist die Reflexion von ausgekoppeltem Licht zurück in den Laser. Dieses Licht interferiert mit dem Licht im Lasermedium und kann beeinflussen, welche Moden schwingen.

Um dies zu verhindern, wird eine optische Diode eingebaut, die Licht nur in einer Richtung hindurchlässt. Sie besteht aus einem Polarisator hinter dem Planspiegel des Laserresonators und einer Verzögerungsplatte. Zunächst wird der Polarisator eingebaut und so gedreht, dass er der Polarisationsrichtung des Laserlichts entspricht. Dazu wird er zunächst so gedreht, dass die Transmission (nach Beobachtung mit dem Auge) minimal wird, und dann um 90° verstellt.

Dann werden die Verzögerungsplatte und dahinter ein Spiegel eingesetzt. Die Platte kann entlang zwei Achsen verstellt werden und wird justiert, bis die rückreflektierte Lichtintensität zwischen Polarisator und Planspiegel des Resonators minimal ist. Dies bedeutet, dass die Verzögerungsplatte als $\lambda/4$ -Platte agiert, welche im Winkel 45° zur Polarisationsrichtung der Laserlichts steht. dadurch wird das Laserlicht hinter der Platte zirkular polarisiert. Nach Reflexion am Spiegel und erneutem Durchlaufen der Verzögerungsplatte ist es wieder linear polarisiert, jedoch senkrecht zur vorigen Richtung. Dadurch kann das Licht den Polarisator nicht mehr passieren.

4.2 optischer Spektrumanalysator

Die erste hier verwendete Messmethode verwendet einen optischen Spektrumanalysator. Dies ist ein konfokaler Resonator mit einem Spiegelabstand $l = 5 \text{ cm}$, der durch einen Piezo geringfügig verändert werden kann. Die Längenänderung ist dabei (näherungsweise) proportional zur angelegten Spannung. Die Mode q, n, m hat die Frequenz

$$\nu_{qnm} = \left(q + \frac{n+m}{2} \right) \frac{c}{2l} \quad (10)$$

Der Modenabstand zwischen transversalen Moden (bestimmt durch n und m) ist also $\text{MD} = \frac{c}{4l} = 1499 \text{ MHz}$ [1]. Der Resonator transmittiert das Licht des Lasers, wenn dessen Frequenz einer seiner Moden entspricht. Durch Variation der Länge l und Auftragen der entsprechenden Transmission lässt sich also das Spektrum des Lasers abbilden.

Hierzu wird am Piezo eine Wechselspannung (Frequenz 50 Hz) angelegt. Eine dazu proportionale Spannung wird an den x-Eingang und die Spannung einer Photodiode hinter dem Analysator an den y-Eingang eines Oszilloskops im xy-Modus gegeben. Die resultierenden Bilder für zwei verschiedene Laserresonatorlängen sind in Abb. 6 gezeigt. Bei genügend hoher Piezo-Spannungsamplitude ist zu erwarten, dass sich die Länge des Ana-

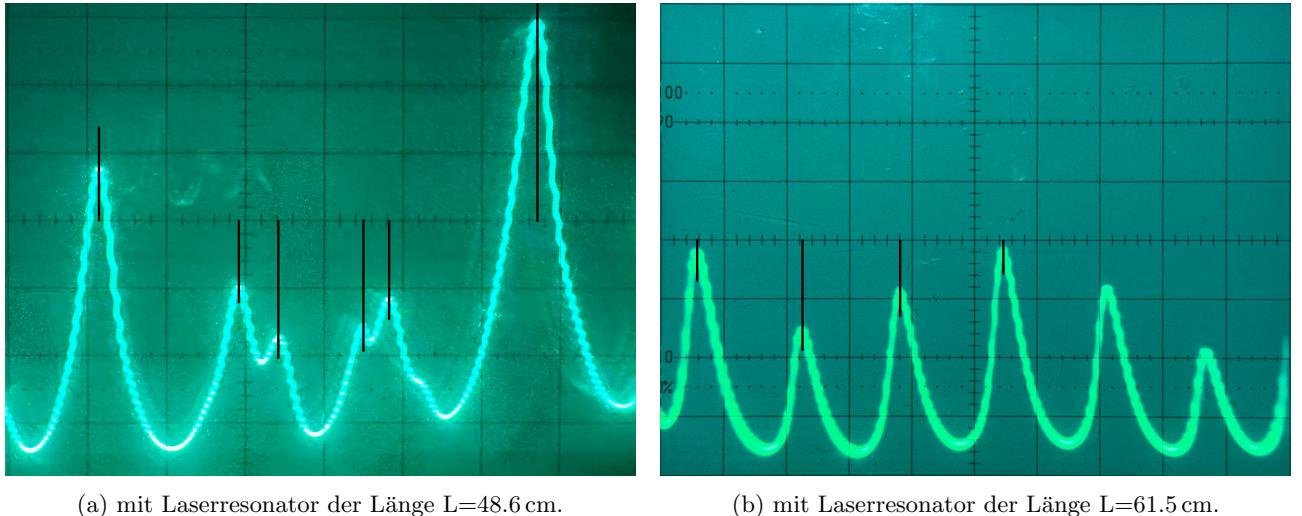


Abbildung 6: Oszilloskop-Bilder des Spektrumanalysators. Es sind Hilfslinien zum besseren Ablesen eingezeichnet. Bei Betrachtung mit dem Auge sieht man jeweils eine zweite Linie, welche der hier erkennbaren überlagert und horizontal verschoben ist. Die zwei Linien entsprechen vermutlich dem Hin- und Rückweg (d.h. der Verlängerung und Verkürzung) des Piezos, die sich durch Hysterese-Effekte leicht voneinander unterscheiden.

lysators stark genug ändert, dass er zweimal die gleiche Resonanzfrequenz hat (z.B. $\nu_{qnm}(l_1) = \nu_{qnm+1}(l_2)$). Dadurch ergeben sich im Oszilloskop-Bild wiederholende Strukturen. Da die hier betrachteten Längenänderungen klein gegen die Gesamtlänge l des Resonators sind, stehen Änderungen der Länge und der Resonanzfrequenz näherungsweise in einem linearen Zusammenhang zueinander. Dann entspricht der Abstand zwischen Wiederholungen im Oszillogramm δx_{MD} dem Modenabstand MD und aus den Oszillogrammen lassen sich Frequenz-

differenzen $\delta\nu$ nach dem Zusammenhang

$$\frac{\delta x}{\delta x_{\text{MD}}} = \frac{\delta\nu}{\text{MD}} \quad (11)$$

ablesen.

Die aus den Oszillogrammen abgelesenen Linien und deren Auswertung sind in Tab. 3 gezeigt.

Nr.	$x/\text{Skt.}$	$\delta\nu/\text{MA}$	$\Delta\delta\nu/\text{MA}$	$\delta\nu$	$\Delta\delta\nu$	$\delta\nu/\text{FSR}_{\text{Laser}}$	$\Delta\delta\nu/\text{FSR}_{\text{Laser}}$
1	-9.1	-	-	-	-	-	-
2	-0.4	0.000	0.045	-	-	-	-
3	2.0	0.253	0.046	379	69	1.23	0.24
4	7.4	0.821	0.058	1231	87	3.99	0.28
5	9.1	1.000	0.063	-	-	-	-
6	18.5	-	-	-	-	-	-

(a) L=48.6 cm, Positionen x abgelesen aus Abb. 6a. $\delta\nu$ ist in MHz angegeben steht für den Frequenzabstand; ein großes Δ vor einer Größe kennzeichnet die Unsicherheit. Es ist hier nicht direkt ersichtlich, welche Distanz dem Modenabstand entspricht. Da Linien 1, 2, 5 und 6 etwa gleich weit voneinander entfernt sind, wird diese Distanz mit dem Modenabstand identifiziert ($\delta x_{\text{MD}} = x_5 - x_2$). Die dazwischen erkennbaren Moden folgen dann aus den Positionen von Linien 3 und 4. $\delta x = x_n - x_1$ ist jeweils der Abstand einer Linie zu Linie 2. Daraus ergibt sich die Differenzfrequenz $\delta\nu$ nach (11). In den letzten beiden Spalten ist das Verhältnis von $\delta\nu$ zur freien Spektralbreite des Laserresonators $\text{FSR}_{\text{Laser}} = \frac{c}{2L_{\text{kurz}}} = (243.74 \pm 0.40)$ MHz eingetragen. Sowohl bei Linie 3 als auch 4 liegt dieses Verhältnis im Fehlerbereich um 1, also könnten beide Moden aus unterschiedlichen longitudinalen Moden des Laserresonators stammen.

Nr.	$x/\text{Skt.}$	$\frac{x_n - x_1}{x_4 - x_1}$	$\Delta \frac{x_n - x_1}{x_4 - x_1}$
1	-22.1	0.000	0.017
2	-13.9	0.337	0.018
3	-6.0	0.663	0.021
4	2.2	1.000	0.025

(b) L=61.5 cm, Positionen x abgelesen aus Abb. 6b. Anhand der dritten Spalte lässt sich erkennen, dass die Abstände zwischen aufeinanderfolgenden Linien immer innerhalb des Fehlerbereichs gleich groß sind (es sind immer jeweils Sprünge um $\frac{1}{3}$). Dies deutet darauf hin, dass dieser Abstand dem Modenabstand des Spektrumanalysators entspricht. Zwischen den Linien sind keine zusätzlichen Moden zu erkennen.

Tabelle 3: Aus den Oszillogrammen des Spektrumanalysators abgelesene Linien. Die Ablesegenauigkeit wurde auf $\Delta x = 0.3\text{Skt.}$ geschätzt und alle weiteren Fehlerwerte ergeben sich durch gaußsche Fehlerfortpflanzung.

4.3 optische Schwebung

Die zweite Methode zur Messung des Laserspektrums nutzt den Effekt der optischen Schwebung aus: Für eine Überlagerung von Licht zwei verschiedener Frequenzen ist das elektrische Feld

$$E(t) = E_1 \sin(\omega_1 t) + E_2 \sin(\omega_2 t) \quad [1]$$

die Intensität $I(t) \propto (E(t))^2$ ist dann eine Überlagerung von Schwingungen mit den Frequenzen $0, 2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 + \omega_2, |\omega_1 - \omega_2|$ [1]. Die meisten dieser Frequenzen sind im Terahertz-Bereich und damit zu hoch, um elektronisch gemessen zu werden. Für die Frequenz $|\omega_1 - \omega_2|$ erwarten wir entsprechend der freien Spektralbreite des Lasers jedoch einen Wert in der Größenordnung $\propto 100$ MHz, was mit einer speziellen schnellen Photodiode gemessen werden kann. Diese wird dazu in den Strahlengang des Lasers hinter die optische Diode gestellt und ihr Signal an einen elektronischen Spektrumanalysator (HAMEG HM5510) gegeben. Dieser trägt die Amplitude des Signals gegen die Frequenz auf (d.h. er zeigt die Fourier-Transformation des Signals).

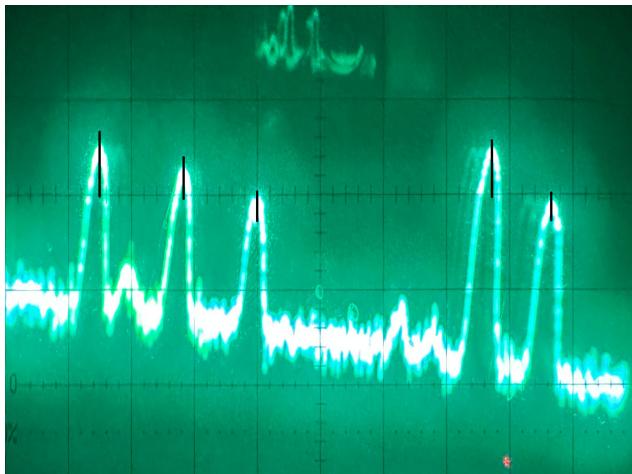
Während der Versuchsdurchführung fiel auf, dass der Spektrumanalysator das gleiche Bild zeigte, unabhängig vom verwendeten Laser und sogar wenn die Photodiode zugehalten wurde. Nur Entfernen des BNC-Steckers

brachte das Bild zum erlöschen. Aus Zeitmangel konnte die Ursache dieses Problems während der Versuchsdurchführung nicht mehr gefunden werden. Das gemessene Spektrum kann also nicht das des Lasers sein. Trotzdem werden im Folgenden einige der erkennbaren Peaks gemessen.

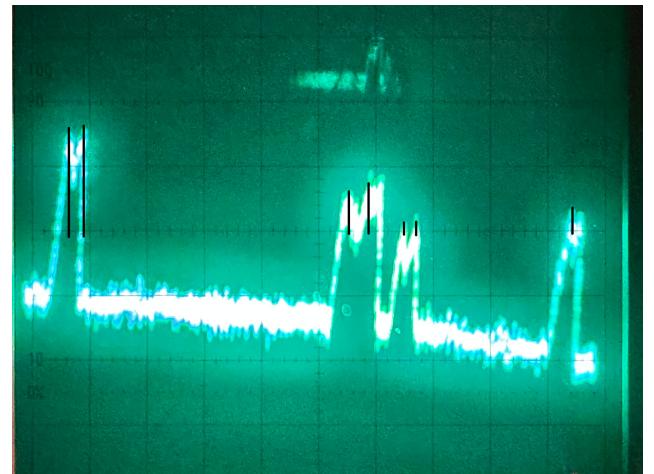
Das Spektrum ist in Abb. 7 gezeigt.



(a) Überblick über das gesamte gemessene Spektrum. Ursprung der Skala bei 150 MHz und 50 MHz pro Kästchen (ein Kästchen entspricht 5 kleinen Strichen). Wir haben hierzu keine Nahaufnahme, von der wir die Informationen über die Skaleneinteilung noch kennen.



(b) Ausschnitt mit Ursprung der Skala bei 200 MHz und 5 MHz pro horizontalem Kästchen.



(c) Ausschnitt mit Ursprung der Skala bei 95 MHz und 2 MHz pro horizontalem Kästchen.

Abbildung 7: Aufgenommenes Spektrum von der schnellen Photodiode am Spektrumanalysator.

Die Frequenzen der am besten erkennbaren Linien sind in Tab. 4 gezeigt. Da das Spektrum, wie zuvor

ν/MHz	88.0	90.6	93.0	100.4	102.3	178.2	179.4	202.4	204.1	207.2	208.2	222.1
$\Delta\nu/\text{MHz}$	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5

Tabelle 4: Frequenzen der am besten erkennbaren Linien aus Abb. 7b, 7c

erwähnt, nicht vom Laser stammen kann, ist ein genauer Vergleich der Linienabstände mit der freien Spektralbreite des Lasers nicht sinnvoll. Es sei jedoch erwähnt, dass die gemessenen Frequenzen in der gleichen Größenordnung liegen, wie die freie Spektralbreite ($\propto 100 \text{ MHz}$).

4.4 Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

Bei Messung des Modenabstands $\delta\nu$ für mehrere verschiedene Resonatorlängen des Lasers lässt sich gemäß

$$\delta\nu = \text{FSR}_{\text{Laser}} = \frac{c}{2L} \iff \frac{1}{\delta\nu} = \frac{2}{c} \cdot L$$

aus der Steigung von $\frac{1}{\delta\nu}$ in Abhängigkeit von L ein präziser Wert der Lichtgeschwindigkeit bestimmen.

Da wir nur für eine Resonatorlänge den Modenabstand bestimmen konnten, ist eine solche Anpassung hier nicht möglich. Stattdessen wird der obige Zusammenhang umgestellt zu

$$c = 2L\delta\nu$$

und mit dem zuvor bestimmten $\delta\nu = (379 \pm 69) \text{ MHz}$ (aus Tab. 3a bei $L = (46.1 \pm 0.5) \text{ cm}$) ergibt sich $c = (3.49 \pm 0.69) \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$. Dieser Wert weicht mit ca. 16 % relativ stark ab vom Literaturwert $c = 2.99 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ [4], umschließt diesen aber mit seinem Fehlerbereich.

Anhand des zweiten in Tab. 3a bestimmten Modenabstands ergäbe sich ein besserer Wert für die Lichtgeschwindigkeit, hier müsste man jedoch die Tatsache hinzuziehen, dass dieser Abstand etwa vier Freien Spektralbreiten des Lasers entspricht, was eine Information ist, welche die Kenntnis der Lichtgeschwindigkeit erfordert.

5 Fazit

In diesem Versuch wurde erfolgreich ein HeNe-Laser aus einer Entladungsrohre und einem halbsymmetrischen Resonator gebaut. Anhand eines optischen Gitters wurde seine Wellenlänge auf $\lambda = (645.46 \pm 0.93) \text{ nm}$ bestimmt, was nicht dem erwarteten Wert 632.8 nm [1] entspricht. Hier wurden also vermutlich die Messfehler unterschätzt. Es wurde der Polarisationsgrad des Lasers bestimmt und ein Wert nahe 1 erhalten.

Anschließend wurde das longitudinale Profil der Strahlbreite für zwei verschiedene Resonatorlängen $L_{\text{kurz}} = 46.1 \text{ cm}$ und $L_{\text{lang}} = 61.5 \text{ cm}$ durchmessen und der Zusammenhang (6) für Gauß-Strahlen an die Daten angepasst. Mit einem zusätzlichen Proportionalitätsfaktor lässt sich das gemessene Profil gut durch den theoretischen Zusammenhang beschreiben.

Zuletzt wurde das Spektrum des Laserlichts genauer untersucht, um eine Modenaufspaltung zu erkennen. Mithilfe eines optischen Spektrumanalysators erhielt man für den kürzeren Laserresonator Modenabstände, die, wie zu erwarten, innerhalb des Fehlerbereichs der freien Spektralbreite des Lasers entsprechen. Für den längeren Resonator ließ sich keine weitere Modenstruktur erkennen. Außerdem wurde versucht, das Spektrum unter Ausnutzung einer optischen Schwebung mithilfe eines elektronischen Spektrumanalysators zu untersuchen. Dies gelang nicht, da das Gerät ein Spektrum anzeigte, dass nicht mit dem Laser zusammenhing. Aus dem Modenabstand beim kurzen Resonator ließ sich die Lichtgeschwindigkeit auf $c = (3.49 \pm 0.69) \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ bestimmen, wobei der Literaturwert $c = 2.99 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ [4] im Fehlerbereich liegt.

Literatur

- [1] *Physikalisches Praktikum Teil IV – Versuchsbeschreibungen*, Universität Bonn, 10.10.2024
- [2] *Gesetz von MALUS*, LEIFIphysik, <https://www.leifiphysik.de/optik/polarisation/grundwissen/gesetz-von-malus>, Abruf 14.12.2024
- [3] *Experimentalphysik 2*, 7. Auflage, Wolfgang Demtröder, 2017
- [4] *Speed of Light in Vacuum*, NIST, <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c>, Abruf 16.12.2024