

Aufbau und Charakterisierung eines Lasersystems zur Ionisation von Rubidiumatomen

Bachelorarbeit

Katharina Eissing



Arbeitsgruppe Prof. Dr. Harald Weinfurter

Fakultät für Physik
Ludwig-Maximilians-Universität
München

28. Juni 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	5
2	Theorie	7
2.1	Test der Bellschen Ungleichung	7
2.1.1	Die Bellsche Ungleichung in der CHSH-Formulierung	7
2.1.2	Das Lasersystem in seiner Anwendung	8
2.2	Optische Komponenten	10
2.2.1	Gaußscher Strahl	10
2.2.2	Optischer Resonator	13
2.2.3	Diodengepumpter Festkörperlaser	14
2.2.4	Optischer Isolator	15
2.2.5	Glan-Taylor-Prisma	16
2.2.6	Akustooptischer Modulator	17
3	Experimenteller Aufbau	19
3.1	Überblick	19
3.2	Laser	19
3.3	Optischer Isolator	21
3.4	AOM-Strecke	21
3.4.1	Glan-Taylor-Prisma	21
3.4.2	Akustooptischer Modulator	22
3.4.3	$\lambda/4$ -Platte	23
3.5	Glasfaser	23
3.6	Optischer Resonator	23
3.7	Fazit	24
4	Messungen zur Charakterisierung des Systems	25
4.1	Bestimmung der räumlichen Mode	25
4.2	Rauschmessung	31
4.3	Modenanalyse in einem Resonator	31
4.4	Messung der Pulse	33
4.5	Betrachtung der Lichtleistungen	34
4.6	Fazit	35
5	Zusammenfassung und Ausblick	37

1 Einleitung und Motivation

Im Jahre 1935 wurde die Vollständigkeit der Quantenmechanik von A.Einstein, B. Podolsky und N.Rosen (EPR) mit ihrem berühmten EPR-Paradox in Frage gestellt. In dem Artikel *“Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete“* [1] zeigen sie mit einem Gedankenexperiment, dass die quantenmechanische Beschreibung nicht vollständig ist, weil sie zwei verschränkten Teilchen nicht individuelle lokale Realität zusprechen kann. In der Quantenmechanik sind sie ein nicht trennbares Objekt [2].

Daraufhin verfasste J.Bell im Jahre 1964 eine Ungleichung, die eine obere Schranke für die Erwartungswerte einer Messung vorgibt, wenn zusätzlich lokale, “versteckte“ Variablen das System beschreiben [3]. Mit einer vereinfachten Version des EPR-Paradoxons zeigt Bell anhand dieser Ungleichung, dass Quantenmechanik nicht unvollständig ist, wie EPR es versucht hatten darzustellen, sondern entweder falsch oder nicht mit einer lokal-realistischen Theorie vereinbar [4]. Eine Verletzung der Ungleichung spricht gegen eine Vereinbarkeit einer Theorie lokaler, “versteckter“ Variablen mit der Quantenmechanik.

Viele experimentelle Realisierungen des Tests der Bellschen Ungleichung wurden seitdem durchgeführt [5, 6, 7, 8], alle bestätigen die Quantenmechanik und sprechen so gegen lokalen Realismus.

All diese Experimente weisen allerdings Schlupflöcher auf und lassen damit immer noch die Möglichkeit der lokalen, “versteckten“ Variablen offen. Es gibt zwei Arten von Schlupflöchern: das Lokalitätsschlupfloch und das Detektionsschlupfloch.

Bei einem Lokalitätsschlupfloch bleibt die Möglichkeit des Informationsaustausch durch ein Signal, das mit Lichtgeschwindigkeit übertragen wird, zwischen den beiden verschränkten Teilchen offen. So ist Nichtlokalität nicht sichergestellt.

Beim Detektionsschlupfloch liegt das Problem darin, dass man einen zu kleinen Anteil der Events und damit möglicherweise ein Subsystem misst, das den Gesetzen der Quantenmechanik gehorcht, während jedoch das Gesamtsystem die Bellsche Ungleichung einhalten könnte [9].

Für einen Test der Bellschen Ungleichungen, bei dem beide Schlupflöcher geschlossen werden sollen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Lasersystem zur Ionisation von ^{87}Rb -Atomen aufgebaut. Es ist Teil eines Spektroskopievorganges innerhalb der Atomzustandsdetektion. Diese schnelle und hocheffiziente Zustandsanalyse der Atome soll nicht nur das Problem der Detektion lösen [10]. Während der kurzen Detektionszeit können die durch *“entanglement-swapping“* [11] verschränkten Atome keine Information austauschen. So wird auch das Lokalitätsschlupfloch

geschlossen.

Zentrale Bauteile des aufgebauten Systems sind der Laser, der Licht der Wellenlänge 473 nm emittiert und ein akustooptischer Modulator durch den man den Strahl innerhalb von 25 ns abschalten kann. So soll der Laser gezielt die Rubidiumatome ionisieren können.

Der Aufbau ist so konzipiert, dass der Strahl den Modulator zweimal durchläuft. Dies soll gewährleisten, dass mögliches Restlicht bei einem ausgeschalteten akustooptischen Modulator so gering wie möglich gehalten wird. Restlicht entsteht z.B. durch mögliches Rauschen in der Elektronik. Ein Glan-Taylor-Prisma trennt dann ein- und rücklaufenden Strahl.

Der Hauptanteil der Arbeit bestand vor allem aus der Justage der notwendigen optischen Komponenten. Dabei wurde darauf geachtet den Strahl sauber durch die Komponenten zu führen um möglichst wenig Lichtleistung zu verlieren. Die Leistung wurde regelmäßig gemessen, sowie die räumliche Mode beobachtet. Messungen der räumlichen und spektralen Moden des Lasers und Messung des Rauschens dienten der Kontrolle der Spezifikation des Lasers. Die Lichtpulse wurden gemessen um die Funktion des gesamten Systems zu überprüfen.

Um sichere Ionisation innerhalb möglichst kurzer Zeit zu erzielen, ist es notwendig, dass der Laserstrahl eine hohe Leistung hat und gut fokussierbar ist.

Um diese Anforderungen an das System zu verstehen, soll im Folgenden nach der Einführung in die Formulierung der Bellschen Ungleichung von Clauser et al., dargestellt werden wie der schlupflochfreie Test der Bellschen Ungleichung durchgeführt werden soll und welche Rolle dabei das Ionisierungssystem spielt.

Um die Funktion der für den Aufbau verwendeten optischen Komponenten zu verstehen, soll anschließend auf die dafür notwendige Theorie eingegangen werden.

Weiterhin wird der experimentelle Aufbau erklärt, um dann die durchgeführten Messung darzustellen. Diese beinhalten Messungen zur Überprüfung der Spezifikation des Lasers sowie der zufriedenstellenden Funktion des gesamten Aufbaus.

2 Theorie

Das folgende Kapitel unterteilt sich in zwei Teile. Zuerst wird auf den Test der Bellschen Ungleichung eingegangen, zum einen in seiner Formulierung von J.Clauser, M.Horne, A.Shimony und R.Holt (CHSH), weil dies die Formulierung ist, wie sie heute hauptsächlich genutzt wird. Zum andern wird beschrieben, wie die experimentelle Realisierung des Tests stattfinden soll, um die Aufgabe des aufgebauten Lasersystems darin zu verdeutlichen.

Im zweiten Teil soll vor allem auf die für die Realisierung wichtige Theorie eingegangen werden. Dazu wird kurz auf den Gaußschen Strahl und seine Transformation durch eine Linse eingegangen. Anschließend werden die wichtigsten, genutzten Komponenten in ihrer Funktionsweise erklärt.

2.1 Test der Bellschen Ungleichung

2.1.1 Die Bellsche Ungleichung in der CHSH-Formulierung

J.Clauser, M.Horne, A.Shimony und R.Holt (CHSH) haben 1969 mit ihrem Artikel *“Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories“* [12] einen wichtigen Schritt in Richtung experimenteller Realisierung eines Tests der Bellschen Ungleichung [13] gemacht. Dazu formulierten sie Bells Ungleichung - für ein reales Experiment geeignet - um. Kernpunkt der Umformulierung ist die Vermeidung der Annahme Bells, dass zwei Messparameter b und b' eine perfekte Korrelation haben. Im folgenden wollen wir auf die Formulierung von Clauser et al. näher eingehen.

Wie auch bei Bells Theorem, wird auch hier von einem verschränkten Teilchenpaar ausgegangen, dass sich in unterschiedliche Richtungen bewegt. Das eine Teilchen wird dann von Detektor I_a gemessen, das zweite von Detektor I_b , a und b sind dabei bestimmbare Messparameter. Mögliche Messergebnisse sind nur $+1$ und -1 , die Ergebnisse werden durch $A(a)$ bzw. $B(b)$ ausgedrückt. Die Korrelationsfunktion wird wie folgt definiert:

$$P(a, b) = \int_{\Gamma} A(a, \lambda)B(b, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \quad (2.1)$$

Dabei ist λ die lokale, versteckte - nicht quantenmechanische - Variable, also Information, die die beiden Teilchen irgendwann ausgetauscht haben. Γ ist der ganze

Raum von λ . Mit

$$\left| \int f(x) dx \right| \leq \int |f(x)| dx \quad (2.2)$$

und

$$A(a, \lambda)A(a, \lambda) = 1 \quad (2.3)$$

führt dies zur Ungleichung wie sie schon Bell formuliert hat:

$$|P(a, b) - P(a, c)| \leq 1 - \int_{\Gamma} B(b, \lambda)B(c, \lambda)\rho(\lambda)d\lambda \quad (2.4)$$

CHSH gehen nun noch einen Schritt weiter, indem sie die perfekte Korrelation von b und b' vermeiden und annehmen, dass

$$P(b', b) = 1 - \delta \text{ mit } 0 \leq \delta \leq 1. \quad (2.5)$$

Teilt man Γ in einen positiven und einen negativen Teil, sodass

$$\Gamma_{\pm} = \{\lambda \mid A(b', \lambda) = \pm B(b, \lambda)\} \quad (2.6)$$

kommt man mit geschicktem Umformen auf die zentrale Ungleichung:

$$|P(a, b) - P(a, c)| \leq 2 - P(b', b) - P(b', c) \quad (2.7)$$

Diese konkrete Ungleichung, die den Erwartungswerten der Messung eine obere Schranke setzt, gibt dann die Möglichkeit anhand einer realen Messung zu testen, ob eine Theorie der lokalen, "versteckten" Variablen mit der Quantenmechanik vereinbar wäre.

Dies ist die Formulierung, die heute für experimentelle Realisierungen herangezogen wird, weil sie berücksichtigt, dass es in einem realen Experiment nicht möglich, ist perfekte Verschränkung zu messen. Sie wird auch bei dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Test der Bellschen Ungleichung verwendet.

2.1.2 Das Lasersystem in seiner Anwendung

Der Test der Bellschen Ungleichung

Das aufgebaute Lasersystem ist Teil eines Experimentes zur Realisierung eines schlupflochfreien Tests der Bellschen Ungleichung. Dazu werden Atome miteinander verschränkt und ihre Zustände effizient und schnell detektiert [10].

Zur Erzeugung eines verschränkten Atompaars emittieren zwei räumlich voneinander getrennte Rubidiumatome Photonen. Dies geschieht durch einen spontanen Zerfall aus dem Zustand $|F' = 0, m_F = 0\rangle$. Die Polarisation des Photons ist dann mit dem Spin des Atoms aufgrund der Drehimpulserhaltung verschränkt. Dies wird ausgedrückt durch folgende Wellenfunktion [14]:

$$|\Psi\rangle_{at-ph} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\rangle_{at} |\sigma^+\rangle_{ph} + |\uparrow\rangle_{at} |\sigma^-\rangle_{ph}) \quad (2.8)$$

Hierbei entsprechen $|\uparrow\rangle_{at}$ und $|\downarrow\rangle_{at}$ den Zeemanniveaus $|F=1, m_F=\pm 1\rangle$. Treffen die beiden Photonen dann auf einen Strahlteiler und dahinter aufgestellte Detektoren (Avalanche-Photodioden (APD) [15]), werden durch die Koinzidenzmessung die Atome auf einen verschränkten Bellzustand projiziert. Ein “*entanglement-swapping*“ findet statt [11]. Die Atomzustandsdetektion muss dann innerhalb so kurzer Zeit erfolgen, dass es einem lichtartigen Signal nicht möglich wäre, Information zwischen den beiden Atomen auszutauschen. Mit einer Distanz zwischen den beiden Atomen von 300 m muss die Detektionszeit also kürzer als $1 \mu\text{s}$ sein. Ist dies gewährleistet, schließt man das Lokalitätsschlupfloch.

Die hocheffiziente Detektion der Atomzustände soll für eine Detektionseffizienz von $\sim 100\%$ Prozent bei einer entsprechend notwendigen Visibility von 74% [9] sorgen und so das Detektionsschlupfloch schließen.

Die Atomzustandsdetektion

Das aufgebaute Lasersystem ist Bestandteil der direkten Zustandsdetektion des Atomes innerhalb des Tests der Bellschen Ungleichung. Dabei wird wie folgt vorgegangen: Die durch die Koinzidenzmessung der beiden Photonen [16] miteinander verschränkten Atome sind in folgendem Zustand [10]:

$$|\Psi\rangle_{at-at} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_{at_1} |\downarrow\rangle_{at_2} + |\downarrow\rangle_{at_1} |\uparrow\rangle_{at_2}) \quad (2.9)$$

Durch einen STIRAP-Prozess (stimulated Raman passage technique [14]) wird einer der beiden energetisch entarteten Zuständen auf das Hyperfeinlevel $F=2$ gehoben. Welcher der beiden Zustände das ist, soll zufällig ausgewählt werden.

Man spricht dann vom hellen (der Zustand, der durch das Laserlicht auf das $F=2$ Level gehoben wurde) und dunklen Zustand (der keine Änderung erfahren hat). So werden die beiden Zustände nicht mehr durch den unterschiedlichen Spin charakterisiert, sondern durch das unterschiedliche Hyperfeinniveau.

Der helle Zustand wird, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, optisch angeregt von $5^2S_{1/2} F=2$ zu $5^2P_{3/2} F=3$. Von dort aus wird es durch Laserlicht der Wellenlänge 473 nm ionisiert und an den Detektoren (Channel-Electron-Multipliers) ist ein Elektron und ein $^{87}\text{Rb}^+$ zu messen. Die Detektion oder Nichtdetektion eines der beiden Teilchen erlaubt so Rückschluss darüber, ob optische Anregung und Ionisation stattgefunden haben. Mit Wissen der Messbasis, welcher der beiden Spinzustände als der helle Zustand definiert wurde, weiß man dann, in welchem Zustand sich das Atom befand. Das aufgebaute Lasersystem dient zur Ionisation des ^{87}Rb -Atoms innerhalb dieses Detektionsvorganges. Da die Ionisationszeit leistungsabhängig ist, wird viel Leistung benötigt.

Die Gesamtzeit für die Detektion setzt sich aus 100 ns für die zufällige Wahl der Messbasis, 120 ns für den STIRAP-Prozess, berechneten 200 ns für die optische Anregung und die Ionisation und weniger als 500 ns für die Flugzeit der Ionisationsbruchteile zusammen. Mit zusammen 920 ns bleibt dieser Wert unter der erforderlichen $1 \mu\text{s}$.

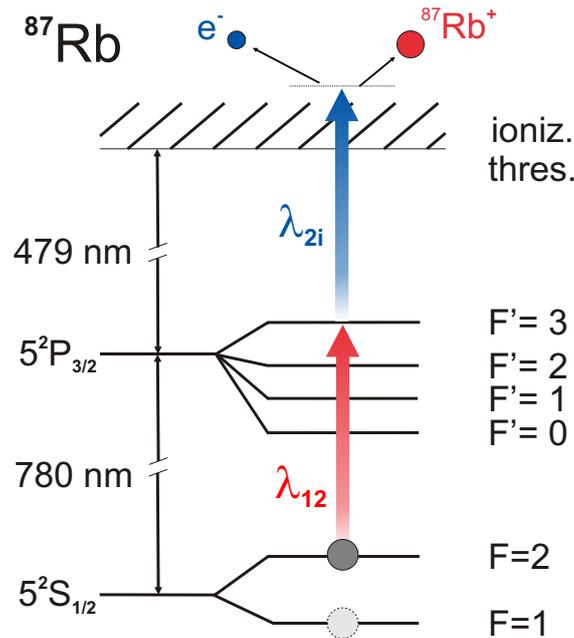


Abbildung 2.1: Spektroskopievorgang [17]: Der helle Zustand wird optisch angeregt um dann durch Laserlicht der Wellenlänge 473 nm ionisiert zu werden. $^{87}\text{Rb}^+$ und Elektron können dann detektiert werden.

Die Nutzung des Systems innerhalb eines möglichst kurzen Detektionsvorgangs, stellt somit folgende Anforderungen an dies: Der Laserstrahl muss definiert an- und abstellbar sein und die Zeit innerhalb der das Atom ionisiert wird muss möglichst kurz sein. Dafür muss der Strahl gut fokussierbar sein und hohe Leistung haben, da die Wahrscheinlichkeit mit der das Rubidiumatom innerhalb einer bestimmten Zeit ionisiert wird, sich wie folgt berechnet [18]:

$$W(t) = 1 - e^{-\frac{I_p \sigma_p}{2E_p} t} \quad (2.10)$$

Dabei ist I_p die Intensität des Ionisationslasers, E_p die Energie eines Photons des Ionisationslasers und σ_p der Wirkungsquerschnitt der Ionisation. Dieser ist für $\lambda_p = 473 \text{ nm}$ mit $\sigma_p = 1.5 \times 10^{-21} \text{ m}^2$ gut approximiert. Man erkennt, dass die Wahrscheinlichkeit mit steigender Intensität zunimmt. Es ist also viel Leistung auf kleiner Fläche notwendig um mit hoher Wahrscheinlichkeit das Atom zu ionisieren. Bei 50 mW auf $1 \mu\text{m}$ Strahlradius fokussiert, ist das Rubidiumatom nach 120 ns zu 99,9 % ionisiert.

2.2 Optische Komponenten

2.2.1 Gaußscher Strahl

Ein Gaußstrahl ist eine Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung. Diese Gleichung erfüllen Wellen, deren Wellenfront kleine Winkel mit ihrer Ausbreitungsachse bilden

in einer Ebene senkrecht zu z -Achse berechnen zu:

$$I(r, z) = I_0(z) \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (2.18)$$

Man erkennt, dass die Intensität eine rotationssymmetrische Gaußfunktion um die Bündelachse bildet [20]. Der Strahlradius ist als der Abstand von der Ausbreitungsrichtung (z -Achse) definiert, an dem die Intensität auf $I = I_0/e^2$ abgefallen ist.

Betrachtet man den Strahl parallel zur z -Achse, erkennt man an 2.14, dass es eine Strahltaile, also einen Ort minimalen Strahlradius gibt, von dem aus sich der Strahl in beide Richtungen aufweitet. Die Rayleighlänge z_R definiert dabei die Strecke, nach der der Strahlradius sich um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert hat. Definiert man zusätzlich noch einen Öffnungswinkel

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (2.19)$$

erkennt man, dass je dünner die Strahltaile ist, desto größer ist der Öffnungswinkel und somit die Divergenz.

Zum Schluss wollen wir die Krümmung der Wellenfront betrachten. Dafür muss man zwischen zwei Bereichen unterscheiden. In der Nähe der Strahltaile verhält sich das Strahlenbündel wie eine planare Welle, der Krümmungsradius ist unendlich. In der Entfernung ähnelt sie einer Kugelwelle, der Krümmungsradius nimmt mit der Entfernung zu. Die Gouy-Phase sorgt jedoch für eine Verzögerung der Wellenfront gegenüber einer Kugelwelle. Seinen Minimalwert hat der Krümmungsradius bei $z = z_R$, hier ist $R(z_R) = 2z_R$.

Der Gaußsche Strahl beim Durchgang durch eine Linse

Wie verändert nun eine Linse einen Gaußstrahl? Beim Durchgang durch eine Linse wird der Strahlradius nicht verändert, wohl aber die Wellenfront [20]. Für den einfallenden und den transformierten Krümmungsradius gilt über die Brennweite der Linse folgende Abbildungsgleichung:

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \quad (2.20)$$

mit R als einfallender, R' als transformierter Krümmungsradius und f als Brennweite der Linse. Jeder Punkt in einem Gaußstrahl kann dann durch das Wertepaar "Abstand von der Strahltaile z " und "Rayleighlänge z_R " definiert werden, indem es zu einer komplexen Größe zusammengefasst wird [21]:

$$q := z + iz_R \quad (2.21)$$

Mit Gleichung 2.20 und 2.21 und der Annahme, dass der Strahlradius sich nicht verändert, erhält man folgenden Zusammenhang [15]:

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q} - \frac{1}{f} \quad (2.22)$$

wobei q und q' die Strahlparameter an der Eintritts- und Austrittsseite der Linse sind. Durch mehrere Umformungen kommt man dann auf folgenden allgemeinen Ausdruck zur Transformation der Strahltaile durch eine Linse:

$$w_f = \frac{f\lambda}{\pi w_1} \left[\left(1 - \frac{f}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{\lambda f}{\pi w_1^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.23)$$

Dabei ist w_1 der Strahlradius und R_1 der Krümmungsradius an der Eintrittsseite der Linse, λ die Wellenlänge des Lichts. Unter der Annahme, dass die Linse sehr weit vom Fokus des Strahls entfernt ist vereinfacht sich dies zu:

$$w_f = f \frac{2\lambda}{\pi w_1} = f\theta_B \quad (2.24)$$

θ_B ist dabei die Divergenz an der Eintrittsseite der Linse.

2.2.2 Optischer Resonator

Ein optischer Resonator ist eine Anordnung aus zwei teildurchlässigen Spiegeln, in denen Licht mehrere Male hin und her reflektiert wird. Ist die Geometrie dem Strahl angepasst, bildet sich eine stehende Welle innerhalb des Resonators. Angepasste Geometrie bedeutet, dass die Krümmung der Wellenfront am Spiegel mit dessen Radius übereinstimmt und die Länge des Resonators ein Vielfaches der Wellenlänge ist, sodass die Welle in sich selbst zurückreflektiert wird. Für einen Gaußstrahl wird deshalb keine planare Anordnung benutzt, sondern konkave Spiegel [21]. Die Überlagerung der Wellen ist dann konstruktiv, wenn der Gangunterschied zwischen durchlaufender und reflektierter Welle ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge ist.

Eine konfokale Anordnung, wie sie zur Analyse der longitudinalen Moden benutzt wird, besteht aus zwei konkaven Kugelspiegeln, deren Krümmungsradien und Abstände so gewählt werden, dass die Krümmungszentren der beiden Spiegel auf dem jeweils anderen Spiegel liegen [22]. Dadurch wird das Licht wie in Abbildung 2.3 dargestellt gespiegelt. Der Gangunterschied zwischen durchlaufendem und reflektiertem Strahl ist dann $4L$ und für konstruktive Interferenz gilt dann [23]:

$$4L = m\lambda = m \frac{c}{nf} \quad (2.25)$$

mit L Länge des Resonators, λ Wellenlänge des Lichts, c Lichtgeschwindigkeit und n Brechungsindex. Durch Umformen erhält man:

$$f_m = m \frac{c}{4Ln} \quad (2.26)$$

Dies sind die Resonanzfrequenzen. Der freie Spektralbereich, der die Periodizität des Spektrum angibt [21], ist damit

$$\Delta f_{FSR} = \frac{c}{4Ln} \quad (2.27)$$

Ein optischer Resonator kann so zur Betrachtung der longitudinalen Moden eines Laser genutzt werden, indem man die Länge des Resonators variiert und er so für die möglichen Frequenzen eines Lasers resonant wird.

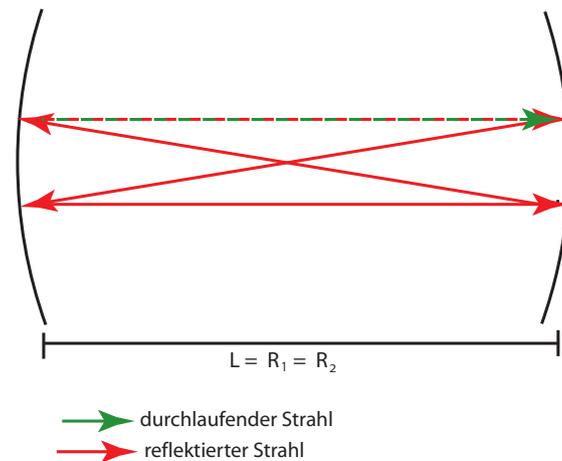


Abbildung 2.3: Konfokale Resonatoranordnung

2.2.3 Diodengepumpter Festkörperlaser

Ein diodengepumpter Festkörperlaser ist ein Laser dessen Verstärker (aktives Medium) ein Festkörper ist, häufig ein Kristall oder ein Glas und der optisch durch eine Laserdiode (Halbleiterlaser) gepumpt wird [20].

Durch das Pumplicht werden Elektronen der Atome des aktiven Mediums vom Grundzustand in einen angeregten Zustand gehoben. Von diesem Zustand gehen sie durch einen Vorgang, bei dem keine Strahlung abgegeben wird, in einen tieferen, angeregten Zustand über. Dies geschieht bei Festkörperlasern durch Kollisionsprozesse, quantisierte, akustische Energie, sogenannte Phononen. Der so erreichte Zustand bildet dann das obere Laserlevel.

Der Übergang vom oberen Laserlevel in das untere Level geschieht unter Abgabe eines Photons mit einer bestimmten Wellenlänge entsprechend der Differenz der Energieniveaus. Der kontinuierliche Pumpprozess sorgt für eine Besetzungsinversion, also einen Zustand bei dem mehr Teilchen im oberen Laserlevel als im unteren sind. Sobald dieser Zustand erreicht ist, überwiegt die Emission die Absorption [15].

Als Rückkoppler dient der optische Resonator, in dem sich das aktive Medium befindet. Dieser reflektiert das emittierte Licht zwischen seinen Spiegeln hin und her und sorgt so für weitere induzierte Emission im aktiven Medium. Bei der induzierten Emission wird ein Photon emittiert, welches die gleiche Frequenz, Richtung und Polarisation wie das einfallende Photon hat. So wird die Amplitude des optischen Feldes vergrößert, die Frequenz ist durch den Übergang definiert und bleibt konstant.

Auch der Resonator muss auf diese Frequenz eingestellt sein, sodass eine kohärente Verstärkung erfolgt. Verstärkt wird so lange bis eine Sättigung eintritt, und der

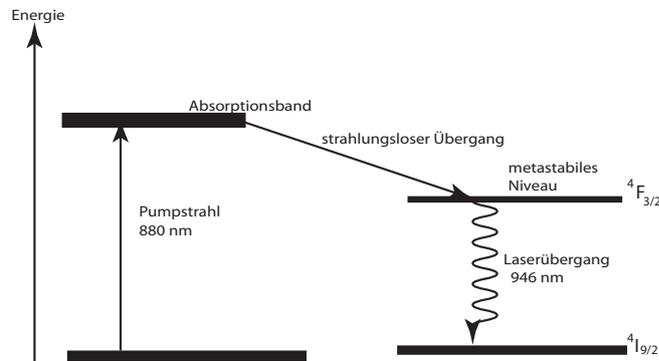


Abbildung 2.4: Nd^{3+} :YAG als Quasi-Dreinevelaser: Die Frequenz des emittierten Laserlichts wird dann durch einen Kaliumniobat-Kristall verdoppelt, so dass Licht der Wellenlänge 473 nm emittiert wird.

stationäre Zustand wird erreicht, wenn der Gewinn des Laserverstärkers gleich dem Verlust des Resonators ist [20].

Für Laserlicht der Wellenlänge 473 nm nutzt man einen Laser mit neodym-dotiertem Yttriumaluminiumgranat (Nd^{3+} :YAG). YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) dient als Wirtskristall und die Neodymionen bilden das aktive Lasermedium. So kann man es als Quasi-Dreinevelaser nutzen, bei dem der Übergang ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ Laserlicht bei 946 nm erzeugt. Durch einen Kaliumniobat-Kristall wird die Frequenz verdoppelt [25], so dass Licht mit 473 nm Wellenlänge emittiert wird [20].

2.2.4 Optischer Isolator

Ein optischer Isolator nutzt den Faradayeffekt um den Laser vor möglichen zurückreflektierten Strahlen zu schützen, indem das Licht nur in eine Richtung durchgelassen wird. Er besteht aus einem Eintrittspolarisator, einem Faradayrotator und einem Austrittspolarisator.

Ein Faradayrotator besteht aus einem starken Magnetfeld, welches ein Material umgibt, das den Faradayeffekt zeigt. Diese Materialien drehen unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes die Polarisationssebene des einfallenden Lichtes. Dabei ist der Drehwinkel abhängig von der Dicke des Materials. Das Drehvermögen ρ (Drehwinkel pro Längeneinheit) wird durch folgende Gleichung beschrieben[20]:

$$\rho = \mathfrak{V}B \quad (2.28)$$

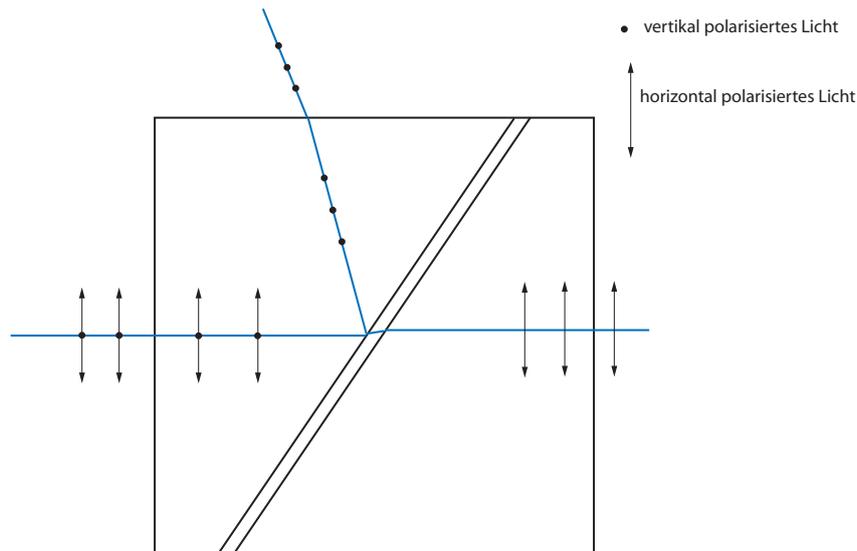


Abbildung 2.5: Glan-Taylor-Prisma: Aufgrund von unterschiedlichen Brechungsindizes werden horizontal und vertikal polarisiertes Licht getrennt. Ersteres durchläuft unabgelenkt das Prisma, während das vertikal polarisierte Licht in einem definierten Winkel abgelenkt wird.

Dabei ist \mathfrak{V} die Verdetkonstante, eine temperatur- und wellenlängenabhängige Materialkonstante [22] und B die magnetische Flussdichte in Richtung des durchlaufenden Strahls. Das Drehvermögen ist nur abhängig von der Richtung des Magnetfeldes, nicht aber der Richtung aus der der Strahl eintritt. So ist der Faradayeffekt nicht paritätär und die Polarisation eines zurückkommenden Strahls wird weiter gedreht und nicht zurück.

Bei einem optischen Isolator wird die Flussdichte des Magnetfeldes so eingestellt, dass die Polarisationssebene um 45° gedreht wird. Entsprechend werden auch Eintritts- und Austrittspolarisator eingestellt, so dass der Strahl in Durchlassrichtung transmittiert wird. Rückläufige Strahlung wird dann durch den Isolator geblockt, weil der Eintrittspolarisator für diese um 90° verkippt ist [20].

2.2.5 Glan-Taylor-Prisma

Ein Glan-Taylor-Prisma ist ein polarisierender Strahlteiler. Wie in Abb. 2.5 dargestellt, besteht er aus zwei Prismen aus doppelbrechendem Kalkspat, zwischen deren schrägen Kanten ein Luftspalt ist. Doppelbrechung ist eine Eigenschaft von Kristallen, die optisch anisotrop sind. Dadurch ist der Brechungsindex abhängig von der Polarisation [22].

Trifft Licht beliebiger Polarisation senkrecht auf das Prisma wird am Luftspalt der vertikal vom horizontal polarisierten Strahl getrennt, da für sie unterschiedliche Brechungsindizes gelten. Während für den vertikal polarisierten Strahl die Bedingung

für Totalreflexion gegeben ist und er deshalb am Luftspalt abgelenkt wird, gilt dies für den horizontal polarisierten Strahl nicht und er durchläuft das gesamte Prisma unabgelenkt. So kann man durch ein Glan-Taylor-Prisma vertikal polarisiertes Licht vom horizontal polarisiertem trennen. Ersteres wird in einem definierten Winkel abgelenkt, hinter dem Prisma ist das Licht dann nur noch horizontal polarisiert.

2.2.6 Akustooptischer Modulator

Der akustooptische Modulator (AOM) arbeitet mit der Bragg-Beugung von Lichtwellen an Schallwellen [26]. Er besteht aus einem Kristall, häufig Tellurdioxid (TeO_2) mit einem Piezokristall an der einen Seite und einem Schallabsorber an der anderen Seite. Ein Schallabsorber wird z.B. durch eine abgeschrägte Seite des Kristalls realisiert. Sie verhindert Reflektion in sich selber und so die Bildung einer stehenden Welle.

Durch eine an den Piezokristall angelegte Spannung beginnt dieser eine Schallwelle zu erzeugen. Diese Schallwelle bewegt sich durch den Kristall und produziert hier verdünnte und verdichtete Bereiche. An diesen Dichteviationen wird die seitlich einfallende Lichtwelle gebeugt. Die akustische Braggbedingung lautet[15]:

$$\sin \theta = \frac{m\lambda}{2\lambda_s} \quad (2.29)$$

Mit λ Lichtwellenlänge, λ_s Schallwellenlänge, θ Einfallswinkel und m als Beugungsordnung. Für $m=1$ definiert sie so für bestimmte Licht- und Schallwellenlängen einen festen Einfallswinkel θ . Die Beugungseffizienz, die den Anteil der Lichtintensität in der ersten Beugungsordnung (I_B) zur Gesamtintensität (I_G) beschreibt, berechnet sich zu [15]:

$$\eta = \frac{I_B}{I_G} = \sin^2\left(\frac{\pi L}{\lambda \cos \theta} \sqrt{\frac{M_2 I_s}{2}}\right) \quad (2.30)$$

Dabei ist $L = l \tan \theta$ die Wechselwirkungsbreite von Licht- und Schallwelle, l die Breite des Kristalls, I_s die Intensität der Schallwelle, θ der Braggwinkel und M_2 ein Gütefaktor, der eine Materialkonstante ist.

3 Experimenteller Aufbau

Im folgenden Kapitel wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Zuerst wird kurz ein Überblick über den ganzen Aufbau gegeben. Anschließend wird auf die einzelnen Komponenten näher eingegangen. Es soll vor allem um Funktion und Details der verwendeten Bauteile sowie gemachte Beobachtungen gehen, aber auch kurz beschrieben werden, welche zusätzlichen Geräte gebraucht werden, z.B. Elektronik oder Temperaturregler.

Abschließend wird dargestellt, wie das vorgestellte Lasersystem die gestellten Anforderungen erfüllt.

3.1 Überblick

In Abbildung 3.1 ist der gesamte Aufbau dargestellt. Der vom Laser emittierte Strahl wird über zwei Umlenkspiegel durch eine $\lambda/2$ -Platte in den optischen Isolator gelenkt. Anschließend wird durch einen 500:1 Strahlteiler ein Anteil des Lichts abgelenkt. Dieser abgezweigte Teilstrahl wird in einen optischen Resonator eingeführt.

Der Hauptstrahl wird weiter über einen Umlenkspiegel durch das Glan-Taylor-Prisma geführt. Hier wird der vertikal polarisierte Anteil abgelenkt, der horizontal polarisierte Strahl läuft weiter durch eine Linse in den akustooptischen Modulator, dabei steht dieser im Fokus der Linse. Anschließend wird der abgelenkte Strahl über zwei Spiegel durch eine zweite Linse durchgeführt. Dahinter ist eine $\lambda/4$ -Platte und ein Umkehrspiegel aufgebaut. Die $\lambda/4$ -Platte sorgt für eine vertikale Polarisation des Strahl auf dem Rückweg, sodass der Strahl, der die AOM-Strecke zurück durchlaufen hat, vom Glan-Taylor-Prisma abgelenkt wird. Dieser Strahl wird über einen Spiegel in eine Glasfaser eingekoppelt.

Zwei Blenden in der AOM-Strecke sorgen dafür, dass die nicht gewünschten Beugungsordnungen aus dem Modulator geblockt werden.

3.2 Laser

Der verwendete Laser ist der diodengepumpte Festkörperlaser Ciel 350mW der Firma Laser Quantum [27], der Licht der Wellenlänge 473 nm emittiert. Er hat einen

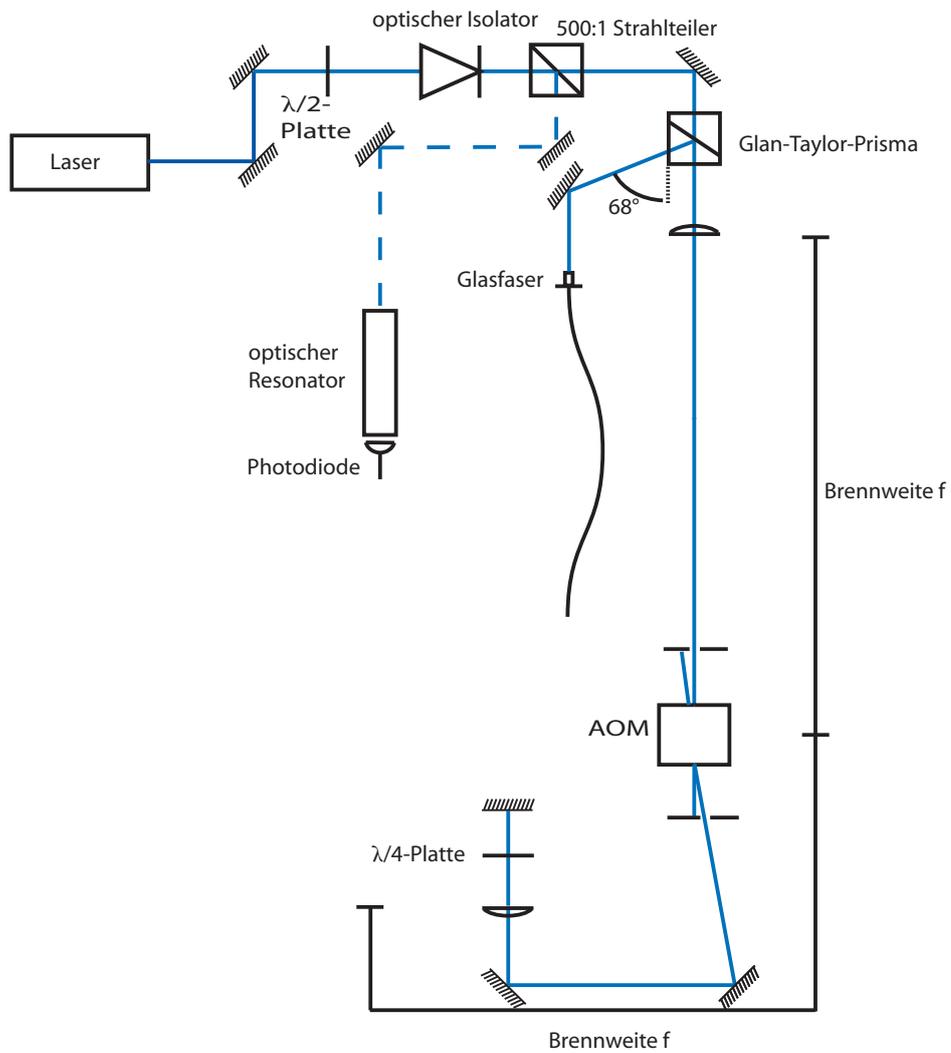


Abbildung 3.1: Skizze des Aufbaus

dauerhaft justierten Resonator [28], also aktives Medium, Resonator und frequenzverdoppelnden Kristall sind monolithisch [25]. Seine räumliche Mode ist, laut Spezifikation, eine TEM₀₀-Mode.

Der Laser besteht aus zwei Komponenten, dem Laserkopf und einer Kontrolleinheit, über die die Laserleistung regelbar ist. Der Laserkopf ist thermisch an ein Wärmebad gekoppelt, das an einen externen Temperaturregler angeschlossen ist. Am Temperaturregler vorgegebene Temperatur und an der Kontrolleinheit ablesbare Temperatur des Laserkopfes weichen dabei um etwa 2 °C ab.

Um den Laser vor Raumtemperaturschwankungen zu schützen und so die Temperatur konstant zu halten, ist er von einem Kunststoffgehäuse umgeben.

3.3 Optischer Isolator

Der aus dem Laser austretende Strahl wird über zwei Umlenkspiegel (diese dienen der einfacheren Einstufung) durch eine $\lambda/2$ -Platte in den optischen Isolator einjustiert. Dieser schützt den Laser vor zurückkommender Strahlung.

Der verwendete optische Isolator der Firma Linos ist für eine Wellenlänge von 400 nm designt. Dadurch geht viel Licht innerhalb des Isolators verloren und nicht sauber polarisiertes Licht verlässt ihn. Die Schutzfunktion erfüllt er jedoch hinreichend, mit einer Isolation von -34 dB.

Die $\lambda/2$ -Platte wird so eingestellt, dass das horizontal polarisierte Licht um -45° gedreht wird. Dies ist notwendig, da die Polarisation innerhalb des Lasers um 45° gedreht wird. So verlässt horizontal polarisiertes Licht den Isolator.

Die $\lambda/2$ -Platte kann zudem als Abschwächer genutzt werden. Dreht man sie aus ihrer idealen Position heraus, ändert sich die Polarisation des Lichtes. Der Eingangspolarisator des Isolators, der auf die vorher von der $\lambda/2$ -Platte definierte Polarisation des Lichts eingestellt ist, lässt nur diesen Teil durch, der Rest wird im Isolator abgelenkt. Diese Art der Abschwächung verursacht, anders als Abschwächungsfilter und das Herunterdrehen des Lasers, kaum Strahlversatz.

3.4 AOM-Strecke

Die AOM-Strecke umfasst die Strecke vom Glan-Taylor-Prisma über den akustooptischen Modulator und die $\lambda/4$ -Platte bis zum Umkehrspiegel. Sie ist der zentrale Abschnitt, da sie den Modulator beinhaltet, der als Schalter fungiert um den Strahl definiert an- und abzuschalten.

3.4.1 Glan-Taylor-Prisma

Mit dem Glan-Taylor-Prisma beginnt die AOM-Strecke.

Das Prisma teilt das vertikal vom horizontal polarisierten Licht. Das horizontal polarisierte Licht läuft durch, das vertikal polarisierte Licht wird abgelenkt. Es läuft unter einem Winkel von 68° aus dem Prisma [29].

Durch den Isolator, der auf eine Wellenlänge von 400 nm spezifiziert ist, ist der Anteil an vertikal polarisiertem Licht noch relativ hoch. Es sind außerdem zwei Strahlen zu sehen, dies ist auf eine mögliche Reflektion innerhalb des Prismas zurückzuführen. Dabei sorgt der Winkel von 68° dafür, dass mögliche Reflektionen nicht in den Strahl zurücklaufen, wie es bei einem Winkel von 90° der Fall wäre. Da der rücklaufende Strahl kontrolliert abstellbar sein muss, ist es absolut notwendig, dass mögliche Reflektionen innerhalb des Prismas nicht in diesen Strahl zurücklaufen.

Der von der AOM-Strecke zurücklaufende Strahl wird vom Glan-Taylor-Prisma abgelenkt, da er beim Durchlaufen der Strecke eine Polarisationsänderung erfahren hat. Da die Ablenkung nicht unabhängig von der Richtung ist aus der der Strahl kommt, wird dieses Licht in die entgegengesetzte Richtung zum einfallenden vertikal polarisierten Licht abgelenkt.

3.4.2 Akustooptischer Modulator

Damit der Piezokristall im Modulator eine Schallwelle durch den Kristall sendet, wird an ihn eine Spannung mit einer Frequenz von 200 MHz angelegt. Dazu wird an einen Pulseshaper ein digitales Signal angelegt. An diesem lässt sich eine Amplitude zwischen 0..1V einstellen. Ein an den Pulseshaper angeschlossener Treiber produziert ein sinusförmiges Signal, dessen Amplitude durch einen Verstärker vergrößert wird. So ist das verstärkte, sinusförmige Signal am AOM im Bereich von 20 ns regelbar.

Der akustooptische Modulator steht in einem 1:1 Teleskop um den Strahl in den Modulator zu fokussieren. Beugungseffizienz und Anstiegszeit, also die Zeit, die vergeht bis der Strahl richtig gebeugt wird, steigen mit zunehmendem Strahlradius [30]. Ersteres ist ein positiver Effekt, letzteres ist jedoch ungewollt. Deshalb muss man bei der Wahl der richtigen Linse einen Kompromiss finden.

Mit denen im Datenblatt des AOM dargestellten Grafiken zu den beiden genannten Effekten ergab sich, dass ein Strahlradius von ca. $100 \mu\text{m}$ die beste Wahl ist. Nun konnte man über Gleichung 2.24 mit dem gemessenen Wert für den unfokussierten Strahl die richtige Brennweite für die Linse berechnen. Bei einem Eintrittsstrahlradius von $1000 \mu\text{m}$, braucht man eine Linse mit einer Brennweite von 332 mm. Aufgrund der zur Verfügung stehenden Linsen wurde dann eine Linse mit einer Brennweite von 400 mm ausgewählt. Dann beträgt der Strahlradius im Fokus $120 \mu\text{m}$.

Wie fungiert der akustooptische Modulator nun als Schalter? Im Modulator wird das Licht gebeugt, wobei er so justiert wird, dass die erste Beugungsordnung die lichtintensivste ist. Justiert man den AOM, kann man sich für die +1. (in Richtung der laufenden Welle) oder die -1. (gegen die laufende Welle) Beugungsordnung entscheiden. Es gibt keinen entscheidenden Unterschied zwischen den beiden Optionen, bei ersterem ist die Anstiegszeit kürzer als die Abklingzeit, im zweiten Fall umgekehrt [30]. Da es aber nur um insgesamt möglichst kurze Pulse geht, ist diese

Unterscheidung unwesentlich. Aus praktischen Gründen, die das Justieren betroffen haben, wurde auf die +1. Beugungsordnung justiert.

Durch eine Blende werden alle anderen Beugungsordnungen, vor allem der unabgelenkte Strahl, herausgeblockt.

Der Strahl der ersten Beugungsordnung durchläuft den beschriebenen hinteren Teil der Strecke um auf dem Rückweg noch einmal den akustooptischen Modulator zu durchlaufen. Die erneute Beugung sorgt dafür, dass der Strahl wieder in sich selber zurückläuft. Auch zwischen Prisma und Modulator wird eine Blende aufgestellt, die die anderen Beugungsordnungen blockt.

Da auch bei einem vermeintlich ausgestelltten akustooptischen Modulator, aufgrund von z.B. Rauschen in der Elektronik, sehr kleine Lichtmenge vom Modulator gebeugt werden, ist das doppelte Durchlaufen notwendig um die Abschwächung größtmöglich zu machen.

3.4.3 $\lambda/4$ -Platte

Die $\lambda/4$ -Platte dreht die Polarisation auf dem Hinweg von horizontal polarisiertem Licht zu zirkular polarisiertem Licht und auf dem Rückweg von zirkular polarisiertem Licht zu vertikal polarisiertem Licht. Dadurch wird der rücklaufende Strahl vom Glan-Taylor-Prisma abgelenkt.

3.5 Glasfaser

Der Strahl, der die AOM-Strecke durchlaufen hat und durch das Prisma abgelenkt wird, wird in eine Einzelmoden-Glasfaser eingekoppelt. Die verwendete Glasfaser ist eine APC-Glasfaser (angle physical contact, Thorlabs 460HP [31]). Die im Winkel von 8° angeschrägten Enden verhindern, dass sich eine stehende Welle bildet. Um eine möglichst hohe Einkoppeleffizienz zu erzielen, ist es wichtig, dass die Mode des einzukoppelnden Strahls möglichst nahe an eine TEM_{00} -Mode herankommt.

3.6 Optischer Resonator

Hinter dem Isolator wurde ein 500:1 Strahlteiler eingesetzt. Der geringe reflektierte Anteil wird für den optischen Resonator benutzt. Den weiterlaufenden Strahl betrifft dieser Spiegel nur insofern, dass er einen Versatz verursacht. Er muss also von Anfang an eingebaut sein und das auch bleiben.

Der Resonator konfokaler Anordnung dient zur Modenanalyse. Er kann durch einen Piezokristall in seiner Länge variiert werden. Durch eine angelegte Dreiecksspannung durchläuft man so das Spektrum des Lasers, indem je nach Länge für die verschiedenen longitudinalen Moden Resonanz eintritt.

Der freie Spektralbereich wird über Gl. 2.27 berechnet. Beim verwendeten Resonator erhält man so einen Wert von $\Delta f_{FSR} = 750$ MHz.

3.7 Fazit

Rufen wir uns nun noch einmal die Voraussetzungen an das Ionisationssystem in Erinnerung: Der Laserstrahl sollte schnell an- und abstellbar sein und die Zeit, innerhalb der das Atom ionisiert wird, sollte möglichst kurz sein und dafür der Strahl gut fokussierbar sein und hohe Leistung haben.

Der akustooptische Modulator ist das Herzstück des Aufbaus. Er fungiert als Schalter indem nur die erste Beugungsordnung die weitere AOM-Strecke durchläuft, der unabgelenkte Strahl wird geblockt. So trifft bei einem abgestellten Modulator kein Licht auf die Glasfaser.

Durch das doppelte Durchlaufen wird mögliches Licht, das durch Rauschen in der Elektronik oder anderen Fehler, die zu einem nicht vollständigen Abstellen des Modulators führen, so gering wie möglich gehalten.

Das Eingangssignal am Modulator ist innerhalb von 20 ns abstellbar. Damit ist die Voraussetzung gegeben, dass der ionisierende Laserstrahl in kurzen, regelbaren Pulse gesteuert werden kann.

Das Glan-Taylor-Prisma trennt horizontal und vertikal polarisiertes Licht und somit auch hin- und rücklaufenden Strahl und sorgt durch seine Geometrie ebenfalls dafür, dass keine möglichen Reflektionen in die Glasfaser gelangen.

In die verwendete Glasfaser kann nur die zur Fokussierung am besten geeignete TEM₀₀-Mode eingekoppelt werden. So ist sichergestellt, dass das Licht, das diese verlässt, auch diese Mode hat. Es muss nun getestet werden, ob der Laser entsprechend seiner Spezifikation läuft und sich hinreichend einkoppeln lässt.

Das System kann die Anforderungen also erfüllen, dies soll nun durch entsprechende Messungen der Pulse, räumlichen Mode usw. im nächsten Kapitel belegt werden.

4 Messungen zur Charakterisierung des Systems

In diesem Kapitel sollen die zur Charakterisierung des Systems durchgeführten Messungen vorgestellt werden. Sie dienen zum einen der Qualitätsanalyse des Lasers, zum anderen soll anhand der Messungen bestätigt werden, dass das System die Anforderungen, wie sie aus der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Nutzung folgen, erfüllt.

Die Betrachtungen der räumlichen Mode sind für das Einkoppeln in die Glasfaser von Bedeutung, denn nur die TEM_{00} -Mode kann eingekoppelt werden. Rauschmessung und Modenanalyse dienen der genaueren Untersuchung des vom Laser emittierten Spektrums. Die Messung der Pulse und die abschließende Betrachtung der gemessenen Intensitäten sollen dann bestätigen, dass der Ionisationslaser seiner Funktion gerecht wird.

Es wird dargestellt, wie vorgegangen wurde, welche Beobachtungen gemacht wurden und versucht diese zu erklären.

4.1 Bestimmung der räumlichen Mode

Zur Bestimmung der räumlichen Mode und des Astigmatismus wird der Strahl an drei verschiedenen Positionen (Abb. 4.1) und bei verschiedenen Temperaturen vermessen. Dazu wird mit einer CCD-Kamera (WinCamD [32]) jeweils ein Bild aufgenommen und dies mit dem Programm "Dataray" [33] betrachtet, vermessen und ausgewertet. Dabei wird ein Bild des Strahlquerschnittes aufgenommen und die Intensität an den einzelnen Punkten gemessen und so ein dreidimensionales Bild berechnet. Zudem werden in x- und y-Richtung die Werte geplottet, ein Gaußfit durchgelegt und die Strahlparameter vermessen.

Betrachtet man zuerst die Werte der Strahldurchmesser an den verschiedenen Positionen (Abb. 4.2) erkennt man, dass der Strahl elliptisch ist (im Durchschnitt liegt die Elliptizität bei 0.92) und sich der Strahl mit zunehmender Entfernung verengt. Seine Strahltaile liegt also nicht im Resonator des Lasers sondern in größerer Entfernung. Im Schnitt nehmen die verschiedenen Radien in x- und y-Richtung im gleichen Maße ab. Zwischen den einzelnen Temperaturen ist keine Tendenz bei den einzelnen Strahlradien zu erkennen.

Um zu untersuchen, wie groß der Astigmatismus des Strahls bei den unterschiedlichen Temperaturen ist, nutzt man die in Gl. 2.14 gegebene Funktion als Fitfunktion

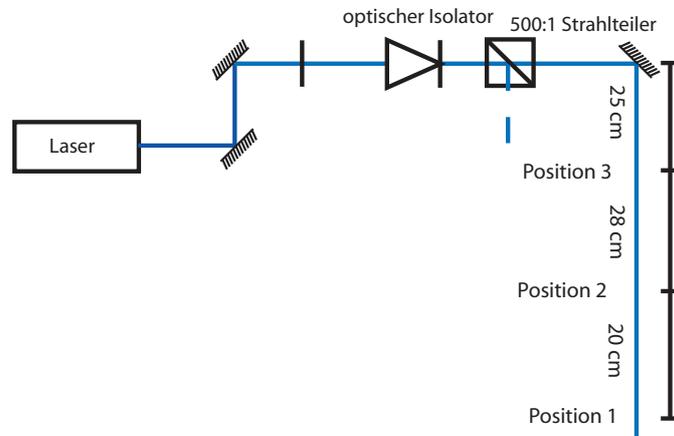


Abbildung 4.1: Messung des Strahldurchmessers an verschiedenen Positionen

und kann so mit den gemessenen Werten den Ort der Strahltaile und ihren Radius berechnen. Für die unterschiedlichen Höhen- und Breitenwerte ergeben sich zwei unterschiedliche Foki in vertikaler und horizontaler Ebene, die nicht am selben Ort liegen und unterschiedliche Radien haben. Dieser Effekt wird als Astigmatismus bezeichnet [22].

Betrachtet man die berechneten Werte für die Radien und Positionen der Strahltaile in den Abbildungen 4.3 und 4.4 und ihre Fehler, erkennt man, dass die Fehler teilweise mehr als 200 % betragen. Konkrete Aussagen lassen sich aus diesen Berechnungen nicht schließen. Diese enormen Fehler ergeben sich daraus, dass es aufgrund der Größenverhältnisse nicht möglich ist, Werte vor und hinter der Strahltaile aufzunehmen. Eine gute Berechnung mit den aufgenommenen Werten an drei Positionen, die alle vor dem Fokus des Strahls liegen, ist nicht möglich.

Man kann allerdings erkennen, dass die berechnete Strahltaile in x-Richtung meist größer ist als in y-Richtung. Bei den Messwerten der Strahlradien in großer Entfernung vom Fokus ist es umgekehrt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass eine kleinere Strahltaile eine größere Divergenz bedeutet. Die x-Werte nehmen so weniger stark zu und haben somit in der größeren Entfernung (der hinterste Messpunkt liegt etwa einen Meter von der Strahltaile entfernt) die kleineren Werte.

Interessanter ist nun aber die Betrachtung der Differenzen zwischen der Höhe und der Breite der Strahltaile und den Orten der Strahltaillen. Die großen Fehler lassen aber auch hier kaum Aussage zu. Innerhalb der Fehlergrenzen kann man die Werte als konstant ansehen.

Insgesamt ist so kaum Aussage über den Astigmatismus zu machen, die gemessenen

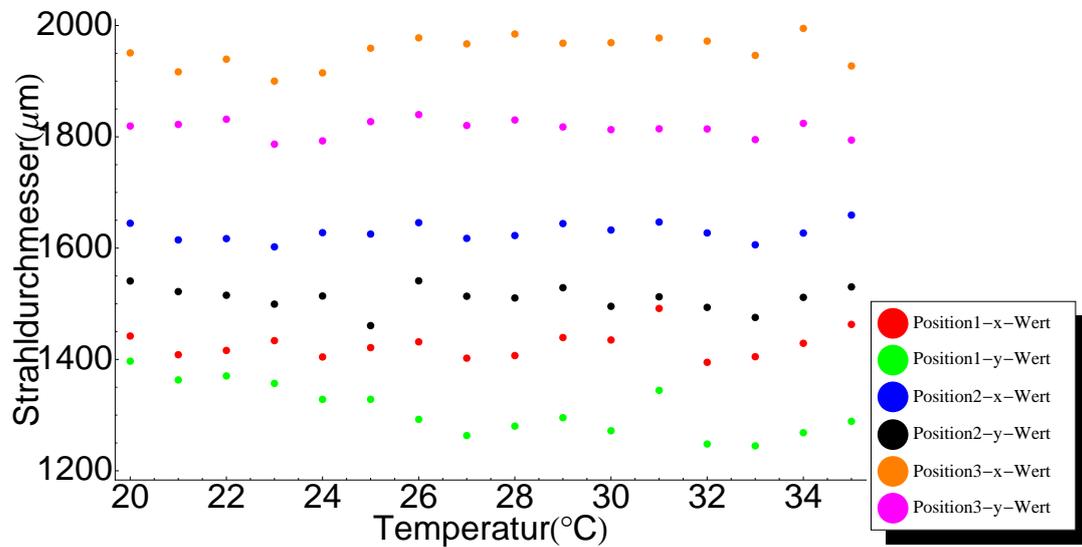


Abbildung 4.2: Gemessene Strahldurchmesser an den verschiedenen Positionen und bei unterschiedlicher Temperatur: Nur kleine Unterschiede zwischen den x- und y-Werten und kaum Temperaturabhängigkeit sind zu erkennen.

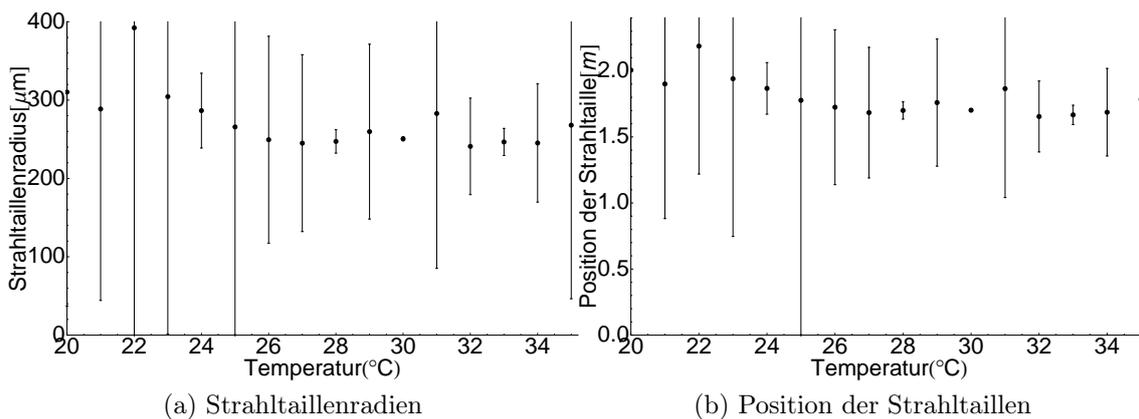


Abbildung 4.3: Berechnete Strahltaillenradien- und positionen der x-Werte bei verschiedenen Temperaturen: Der Fehler ist zu groß um Unterschiede zwischen den einzelnen Temperaturen erkennen zu können.

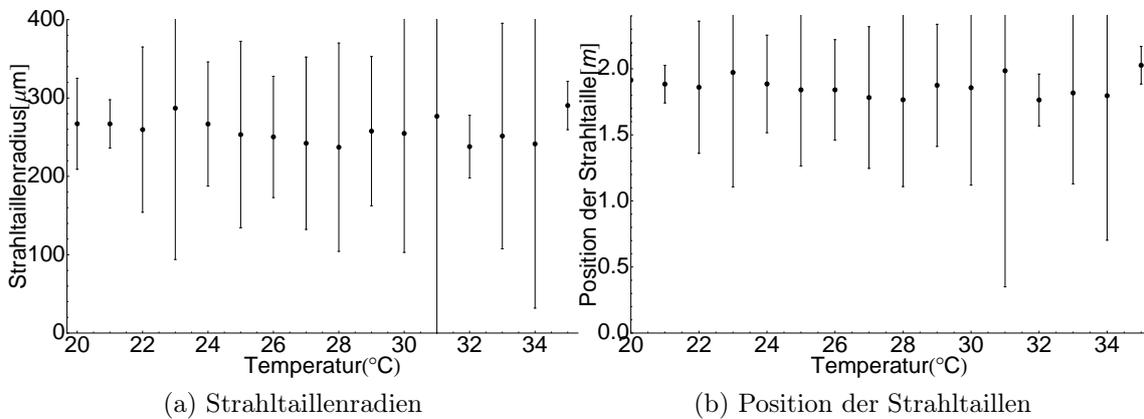


Abbildung 4.4: Berechnete Strahltaillenradien- und positionen der y-Werte bei verschiedenen Temperaturen: Der Fehler ist zu groß um Unterschiede zwischen den einzelnen Temperaturen erkennen zu können.

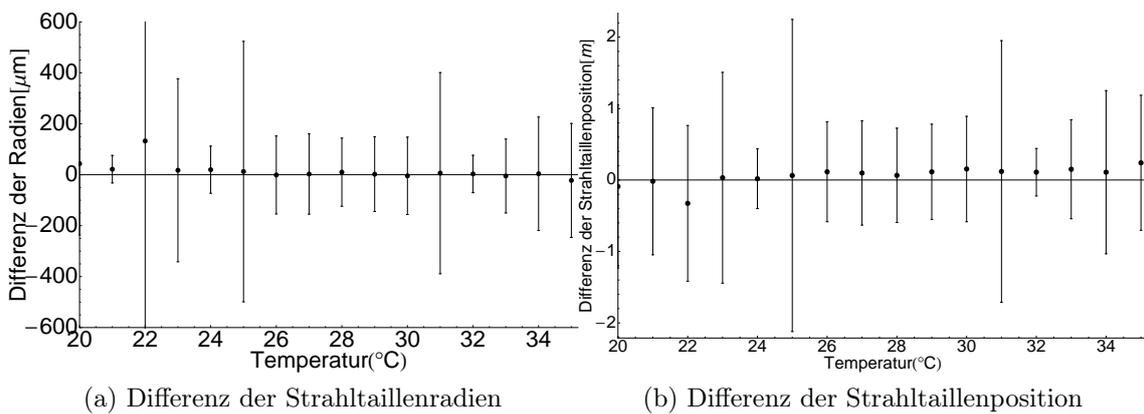


Abbildung 4.5: Differenz zwischen den x- und y-Werten bei verschiedenen Temperaturen: Auch hier lässt die Größe der Fehler keine konkrete Aussage zu. Die Differenzen sind klein und kaum temperaturabhängig. Insgesamt liegen alle Werte innerhalb der Fehlergrenzen und können deshalb als etwa konstant angesehen werden.

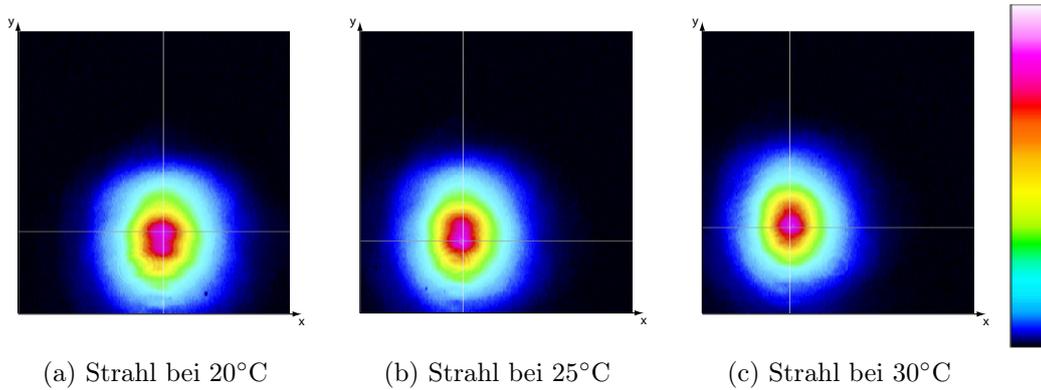


Abbildung 4.6: Strahlquerschnitte bei verschiedenen Temperaturen (Temperaturangabe: Reglertemperatur): Die Farbskala zeigt die zur Strahlmitte hin zunehmende Intensität an (höchste Intensität: hellrosa). Man erkennt, dass die räumliche Mode mit zunehmender Temperatur deutlicher wird.

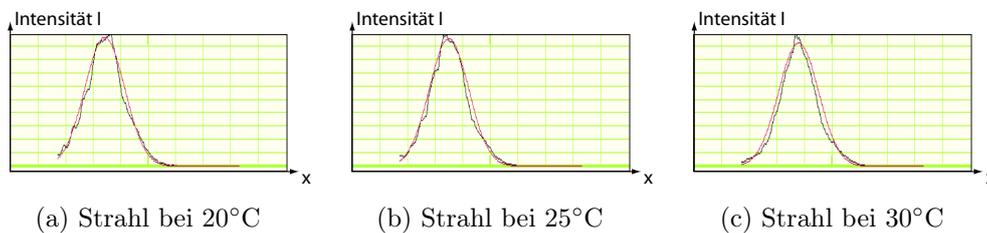


Abbildung 4.7: Intensitätsverteilung über die Höhe (Temperaturangabe: Reglertemperatur): Aufgenommene Werte und Gaußfit (rot).

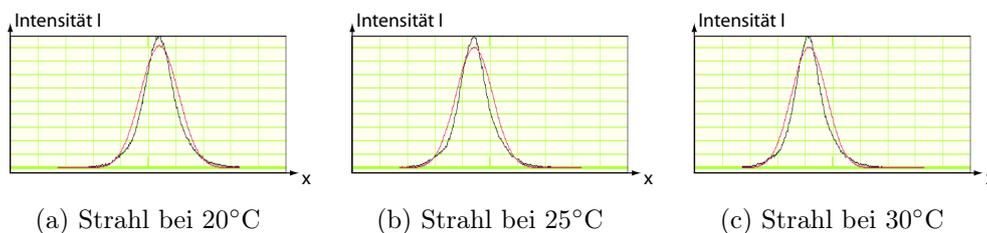
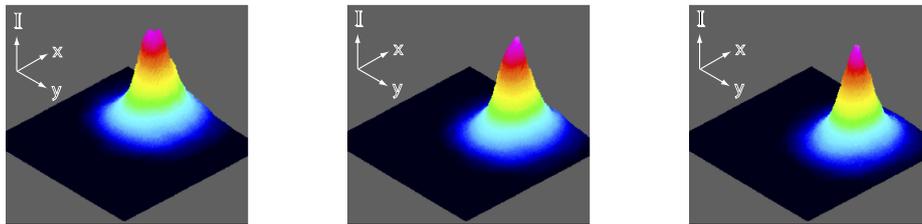


Abbildung 4.8: Intensitätsverteilung in der Breite (Temperaturangabe: Reglertemperatur): Aufgenommene Werte und Gaußfit (rot).



(a) Strahl bei 20°C

(b) Strahl bei 25°C

(c) Strahl bei 30°C

Abbildung 4.9: Dreidimensionale Intensitätsverteilung (Temperaturangabe: Reglertemperatur)

Werte zeigen nur kleine Differenzen zwischen x - und y -Werten. Dies lässt den Schluss zu, dass der Astigmatismus nicht sehr groß ist.

Nun betrachten wir die Strahlquerschnitte (Abb. 4.6), die dreidimensionalen Intensitätsverteilungen (Abb.4.9) und die Gaußkurven (Abb. 4.7 und Abb. 4.8) in Abhängigkeit der Temperaturen.

Dazu vergleichen wir die Bilder der hintersten Position bei verschiedenen Temperaturen miteinander, sie eignen sich am besten dazu, da sie am klarsten sind und die Unterschiede am signifikantesten hervortreten.

Im Bild 4.6a, aufgenommen bei 20°C Reglertemperatur, sieht man ein zwei geteilten Kreis bzw. zwei ineinander verschmolzene Kreise, vermutlich eine TEM_{01} -Mode. Dies wird auch durch Abbildung 4.9a bestätigt, wo man deutlich zwei Maxima erkennt.

Bei 25°C Reglertemperatur, die für eine Lasertemperatur von 26,6°C sorgt, was dem Hersteller nach etwa der Idealtemperatur des Lasers entspricht, ist zwar ein eindeutiges Maximum zu erkennen (Abb.4.9b), jedoch lässt der Strahlquerschnitt in Abbildung 4.6b keine klare Mode erkennen und die Verteilung in x -Richtung bildet keine klare Gaußfunktion.

Bei 30°C Reglertemperatur, was einer Lasertemperatur von 31,9°C entspricht, erkennt man im Bild 4.6c eine klare TEM_{00} -Mode, die beiden zweidimensionalen Plots der Werte bilden annähernd Gaußfunktionen und auch die dreidimensionale Darstellung lässt einen klaren Peak erkennen (siehe Abbildungen 4.9c, 4.7c und 4.8c).

Abschließend kann man also feststellen, dass der Astigmatismus - soweit man eine Aussage treffen kann - gering und temperaturunabhängig ist, die Mode aber bei $\sim 32^\circ\text{C}$ Lasertemperatur eine deutlichere TEM_{00} -Mode ist.

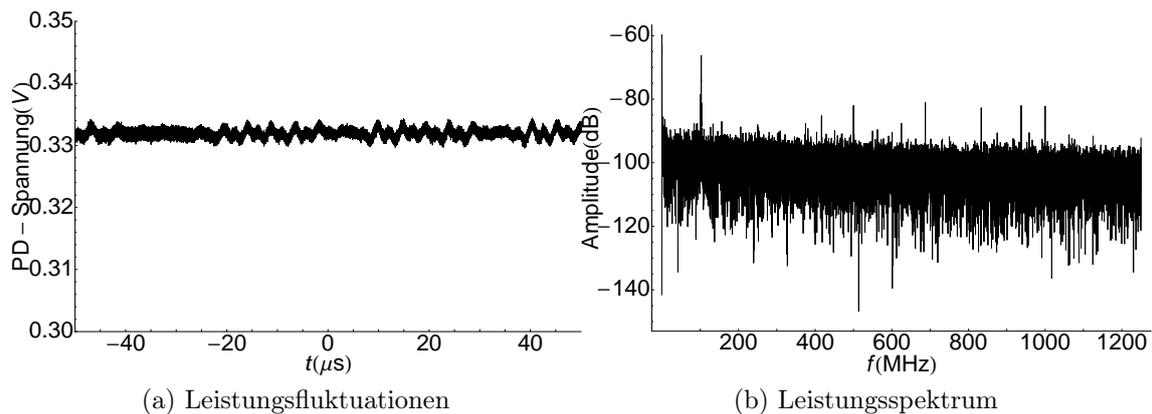


Abbildung 4.10: Rauschmessung: Kleine Leistungsfuktuationen bzw. leichtes Rauschen ist zu erkennen. Es sind mehrere Maxima zu erkennen, die aber alle im Bereich zwischen -60 dB und -80 dB liegen.

4.2 Rauschmessung

Zur Analyse der Qualität des Lasers wird eine Rauschmessung durchgeführt. Dazu wird der Strahl über eine Glasfaser auf eine schnelle Photodiode mit einer Bandbreite von 7 GHz gelenkt. Am angeschlossenen Oszilloskop kann man dann das Signal und seine Fluktuationen betrachten, eine schnelle Fouriertransformation (Fast Fourier Transformation (FFT)) durchführen und bekommt so das entsprechende Leistungsspektrum. Die Abtastrate des Signals beträgt 2.5 GS/s.

In Abbildung 4.10a sind die Fluktuationen zwar deutlich zu erkennen, die Schwankungen liegen aber nur bei etwa 3 % und sind somit sehr klein. Im in Abbildung 4.10b aufgetragenen Spektrum ist zu erkennen, dass es zwei größere Maxima gibt, eins bei wenigen MHz und eins bei etwa 100 MHz, diese sind -60 dB schwächer als das eigentliche Signal. Es gibt außerdem noch mehrere Maxima im Bereich von -80 dB.

4.3 Modenanalyse in einem Resonator

Zur Analyse der spektralen Mode wird der optische Resonator benutzt. Durch die an den Piezokristall angelegte Dreiecksspannung wird das Spektrum des Lasers durchlaufen.

In Abbildung 4.11 sind die Resonatormoden bei unterschiedlichem Laserstrom aufgetragen. Es sind deutlich fünf longitudinale Moden zu erkennen, auf denen der Laser läuft. Dies entspricht fünf verschiedenen Frequenzen des Lasers.

Dabei ist das transmittierte Signal einer Mode deutlich größer, drei Modensignale sind etwa gleich groß und eins ist relativ schwach. Dies gilt vor allem bei 100% Leistung des Lasers, hier ist diese Mode nur schwach zu erkennen, wohingegen bei 95% die Mode deutlich zu erkennen ist.

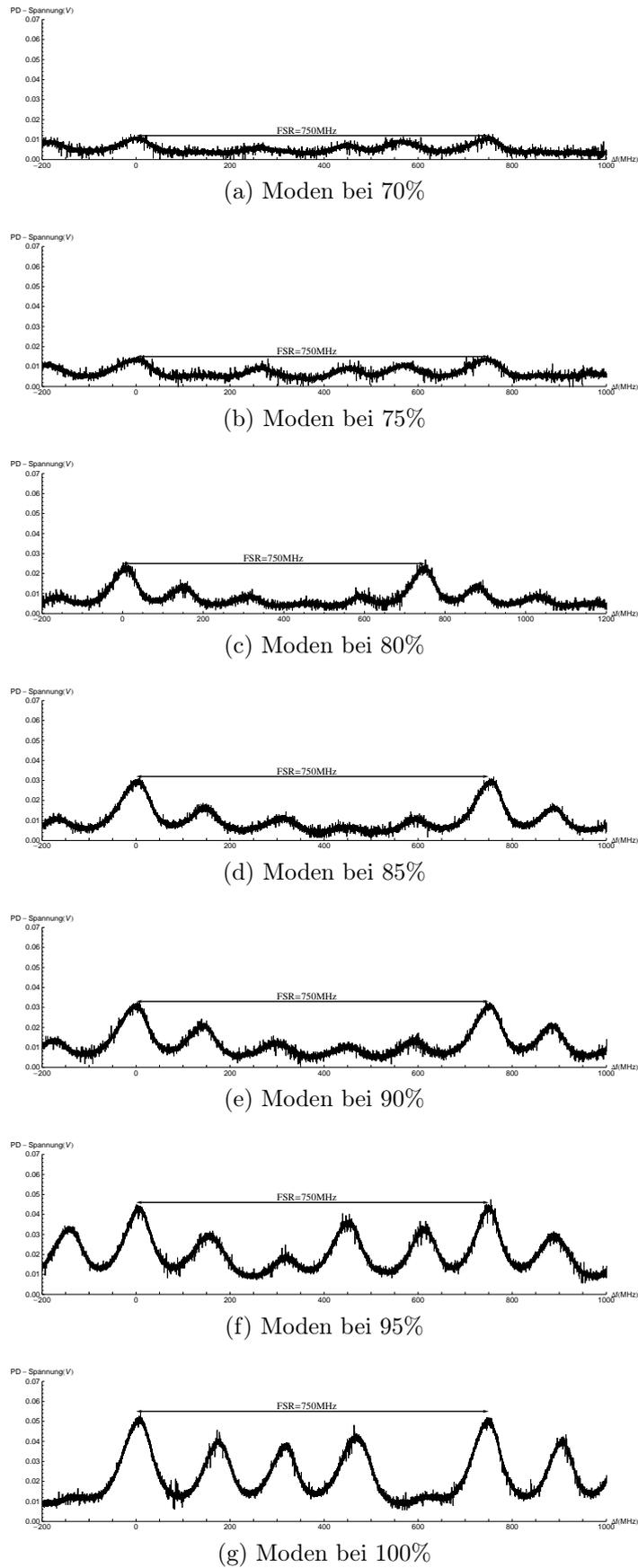


Abbildung 4.11: Resonatormoden bei verschiedenen Einstellungen des Laserstroms

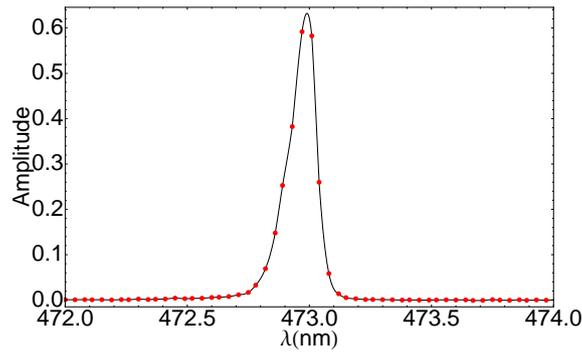


Abbildung 4.12: Spektrumsmessung und Interpolation

Insgesamt ist das Modenbild aber sehr gleichbleibend. Auch die Frequenzdifferenzen der Moden zur Hauptmode sind klein und relativ konstant. Um dies deutlich zu machen wurden in Abbildung 4.11 die Frequenz der stärksten Mode auf Null skaliert und dann die Frequenzdifferenz zu dieser Frequenz aufgetragen. Der freie Spektralbereich des verwendeten Resonators berechnet sich zu 750 MHz. Bei einer Wellenlänge von 473 nm ist die zugehörige Frequenz 633,8 THz, der freie Spektralbereich entspricht also nur 1.2 ppm der Frequenz. Alle Moden sind also in einem sehr engen Frequenzbereich zu finden.

Da man mit diesem Resonator nur Frequenzdifferenzen, nicht jedoch absolute Frequenzen messen kann, wurde zusätzlich noch eine Spektralanalyse durchgeführt. Dazu wurde der Strahl über die Glasfaser in ein Spektrometer [34] geleitet.

In Abbildung 4.12 sind die normierten Amplituden über die Wellenlänge aufgetragen. Die roten Punkte markieren die aufgenommenen Werte und diese Punkte wurden interpoliert. So ist zu erkennen, dass das Spektrum bei 473 nm ein Maximum hat, wobei die höchste aufgenommene Amplitude bei 472.97 nm liegt.

4.4 Messung der Pulse

Um zu testen wie schnell der akustooptische Modulator als Schalter funktioniert, um das Ionisationslicht an und auszustellen, wird der Strahl nach der Glasfaser erneut auf die schnelle Photodiode mit einer Bandbreite von 7 GHz gelenkt. Der AOM bekommt nur kurze Signale und am an die Photodiode angeschlossenen Oszilloskop kann man das Lichtsignal beobachten.

So wird der Puls zunächst noch feinjustiert. Dazu wird nur der hintersten Umkehrspiegel so justiert, dass die Lichtpulse die möglichst gleiche Länge haben wie die immer kürzer werdenden Eingangssignale am AOM.

Dann sind die in Abbildung 4.13a und Abbildung 4.13b dargestellten Pulse aufgenommen worden. Man erkennt, dass sie kurze Anstiegs- und Abklingzeiten von ~ 25 ns haben. Beim 60 ns lange Puls sind gut der An- und Abstieg zu erkennen und dazwischen ein klares Signal. Das 40 ns lange Signal ähnelt einer Gaußkurve

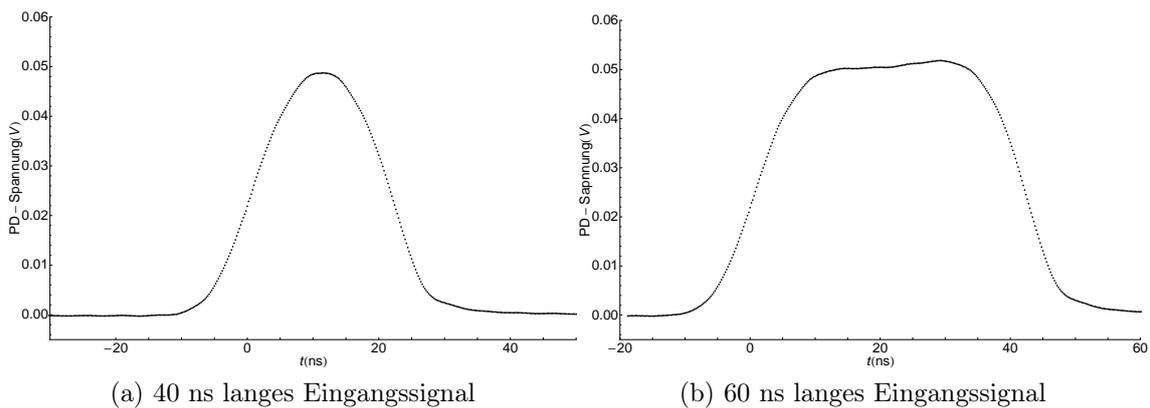


Abbildung 4.13: Lasersignal bei verschiedenen Eingangssignalen am AOM: Die Lichtpulse sind als klar abstellbare Pulse zu erkennen. Die Abklingzeiten betragen 25 ns.

aufgrund der für diese Kürze des Signals langen An- und Abstiegszeiten.

4.5 Betrachtung der Lichtleistungen

Zur schnellen Ionisation ist eine hohe Leistung des Lasers notwendig. Um zu überprüfen, ob dies gewährleistet ist, wird an verschiedenen Positionen mit einem optischen Leistungsmessgerät die Lichtleistung gemessen.

Die Messungen ergeben folgende Werte: Die Transmission durch den Isolator beträgt nur 64,4 %. Dies ist dadurch zu erklären, dass im Aufbau ein Isolator verwendet wurde, der nicht für eine Wellenlänge von 473 nm designt ist, daher ist die Transmission so niedrig. Zu viel Leistung geht innerhalb des Isolators verloren. Die Isolierung gegen Rückreflexe liegt jedoch bei -34,2 dB und ist somit zum Schutze des Lasers ausreichend.

Durch den teilreflektierenden Spiegel werden 0,2 % der Leistung reflektiert und die Transmission des Prismas liegt bei etwa 70 %. Auch dieser Wert ist durch den Isolator zu erklären, aus dem vermutlich kein klar horizontal polarisiertes Licht austritt. Die vertikal polarisierten Anteile werden abgelenkt und es geht Leistung verloren.

Die Beugungseffizienz auf dem Hinweg liegt bei 75,3 % und bei 57 % auf dem Rückweg und die Einkoppeleffizienz der Glasfaser bei 54,7 %. Als Absolutwert wurde bei voller Laserleistung hinter der Glasfaser eine Leistung $P = 23 \text{ mW}$ gemessen.

Dies ist jedoch für die Ionisierung zu wenig. Wie in Abschnitt 2.1.2 berechnet, werden 50 mW benötigt um das Rubidiumatom innerhalb von 120 ns mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,9 % zu ionisieren.

Mit dem richtigen Isolator hat der Aufbau aber die Möglichkeit einer guten Leistung zur Ionisation. Der Laser emittiert Licht mit einer Leistung von fast 400 mW

($P=383,8$ mW hinter der $\lambda/2$ -Platte gemessen). Werden davon 80% transmittiert, was ein realistischer Wert für einen im richtigen Wellenlängenbereich genutzten Isolator ist, bleiben noch 320 mW hinter dem Isolator. Bei den oben genannten Beugungseffizienzen bzw. Transmissionen, erhält man so eine Leistung hinter der Glasfaser von ca. 52 mW. Da man annehmen kann, dass auch die Transmission des Prismas zunimmt, wird der Wert sogar noch etwas höher liegen.

Dies wäre eine ausreichende Leistung zur schnellen Ionisation.

4.6 Fazit

Die durchgeführten Messungen zeigen, dass das System die an es gestellten Anforderungen erfüllt. Die räumliche Mode ist bei $\sim 32^\circ$ Lasertemperatur besser, der Astigmatismus, soweit man eine Aussage treffen kann, temperaturunabhängig und relativ klein. Da für das Einkoppeln in die Faser und die Fokussierbarkeit eine klare TEM₀₀-Mode gebraucht wird, ist zu überlegen, ob man zugunsten der Mode den Laser etwas über den vom Hersteller empfohlenen $26,9^\circ\text{C}$ betreibt.

Die Rauschmessung und die Analyse der Moden im Resonator bestätigen, dass der Laser stabil auf mehreren Frequenzen läuft, die sich innerhalb eines sehr kleinen Spektrums befinden und dass das Rauschen recht gering ist.

Die gemessenen Pulse sind etwa genauso lang, wie das vorgegebene Signal mit kurzen Anstiegs- und Abklingzeiten. Dies ist entscheidend, denn kurze Lichtpulse zur Ionisation sollen nicht durch lange An- und Abklingzeiten verwischt werden. Sie müssen klar regelbar sein. Dies erfüllen die aufgenommenen Pulse.

Abschließend wurden die gemessenen Leistungen ausgewertet. Es zeigt sich, dass das System potentiell genügend Leistung zur Ionisation bereitstellen kann. Durch den Isolator, der nicht die notwendige Transmission zeigt, geht zu viel Leistung verloren. Durch Austauschen des Isolators kann dies behoben werden.

Insgesamt erfüllt das Lasersystem die Anforderungen um als Ionisationslaser für die schnelle Atomzustandsdetektion genutzt zu werden und der Laser selber läuft entsprechend seiner Spezifikation.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ein zur Ionisation von ^{87}Rb -Atomen dienendes Lasersystem wurde aufgebaut und getestet.

Nach einer Einführung in die notwendige Theorie zur Bellschen Ungleichung und der verwendeten Komponenten, wurde dargestellt, wie es aufgebaut wurde und welche Funktionen die einzelnen Bauteile haben.

Durchgeführte Messungen zeigen, dass der Aufbau die Anforderungen erfüllt, wie sie sich aus der Nutzung für eine schnelle Detektion der Atomzustände ergeben.

Der Laserstrahl ist mit Hilfe des akustooptischen Modulators innerhalb von 25 ns schaltbar, was die Messung der Lichtpulse zeigt. Durch die annähernde TEM_{00} - Mode ist er gut einzukoppeln und zu fokussieren. Dies ist entscheidend, da die Ionisationszeit von der Intensität des Strahls abhängt.

Die Transmission des Prismas, die Beugungseffizienz des akustooptischen Modulators und die Einkoppeleffizienz in die Glasfaser sind befriedigend und so bietet das System mit dem richtigen Isolator genügend Lichtleistung, um das Rubidiumatom innerhalb von ca. 120 ns zu ionisieren.

Rauschmessung und Modenanalysen zeigen, dass der Laser in seiner Spezifikation läuft.

Das System kann so Teil einer Spektroskopie innerhalb einer schnellen und hocheffizienten Atomzustandsdetektion bilden. Diese kann dann für einen schlupflochfreien Test der Bellschen Ungleichung genutzt werden. Dieser Test könnte zeigen, dass ein lokaler Realismus nicht mit der Quantenmechanik vereinbar ist.

Literaturverzeichnis

- [1] A.Einstein, B.Podolsky, N.Rosen, *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete*, Phys. Rev.,47, 770-780, 1935
- [2] E.Schrödinger, *Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*, Die Naturwissenschaften, 23:807-812, 823-828, 844-849, 1935
- [3] J.Bell, *On the Einstein Podolsky Rosen Paradox*, Physics, 195-200, 1964
- [4] D.J.Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics*, Pearson Education, 2005
- [5] S.J.Freedman, J.F.Clauser, *Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories*, Phys. Rev. Lett. 28, 938, 1972
- [6] A.Aspect, P.Grangier,G.Roger, *Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities*, Phys. Rev. Lett. 49,91, 1982
- [7] A.Aspect, J.Dalibard,G.Roger, *Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers*, Phys. Rev. Lett. 49,1804, 1982
- [8] G.Weih, T.Jennewein, C.Simon, H.Weinfurter, A.Zeilinger *Violation of Bell's inequality under Strict Einstein Locality Conditions*, Phys. Rev. Lett. 81,5039-5043, 1998
- [9] P.M.Pearle, *Hidden Variable Example Based upon Data Rejection*, Phys. Rev. D 2,1418, 1970
- [10] W.Rosenfeld, M.Weber, J.Volz, F.Henkel, M.Krug, A.Cabello, M.Zukowski, H.Weinfurter, *Towards Loophole-Free Test of Bell's Inequality with Entangled Pairs of Neutral Atoms*, Advanced Science Letters Vol.2, 469-474, 2009
- [11] M.Zukowski, A.Zeilinger, M.A. Horne, A.K. Ekert, *"Event-ready-detectors" Bell experiment via entanglement swapping*, Phys.Rev.Lett 71, 4287, 1993
- [12] J.Clauser,M.Horne,A.Shimony,R.Holt, *Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories*, Phys. Rev. Lett 23, 15,880-884, 1969
- [13] A.Aspect, *Bell's inequality test:more ideal than ever*, Nature 398 Nr. 6724, 189-190, 1999
- [14] J.Volz, *Atom-Photon Entanglement*, Dissertation, 2006
- [15] C.Davis, *Lasers and Electro-Optics*, Cambridge University Press, 1996
- [16] C.Kurz, *Quantum Interference of Unpolarized Single Photons*, Diplomarbeit, 2010

- [17] F.Henkel et al., DPG-Tagung Hannover 2010, A 16.3, 2010
- [18] M.Krug, *Atomic traps for efficient state detection of a single atom*, Diplomarbeit, 2007
- [19] http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Gaussian_beam_with_german_description.svg&filetimestamp=20080402154325
Grafik mit Genehmigung abgewandelt, 25.06.2010
- [20] B.Saleh,M.Teich *Grundlagen der Photonik*, WILEY-VCH Verlag, 2008
- [21] C.Kurtsiefer,W.Rosenfeld, *Versuch zu Gaußscher Strahlenoptik*, 2009
- [22] E.Hecht *Optik*, Oldenbourg Verlag, 2005
- [23] Praktikumsanleitung *Physik des Resonators*,
www.mpi-hd.mpg.de/praktika/FP16/AnleitungF16Kap2.pdf, 18.06.2010
- [24] *ciel+mpc6000-Operating Manual*, Laser Quantum, 2010
- [25] *Diodengepumpter Festkörperlaser mit resonatorinterner Frequenzverdopplung*,
<http://www.patent-de.com/19990923/DE19811507A1.html>, 22.06.2010
- [26] *Acousto Optic, Application note-modulator model 3000 series*,
www.crystaltechnology.com/docs/AO_Modulator3000_appnote.pdf,
18.06.2010
- [27] <http://www.laserquantum.com/lasers/ciel.html>, 23.06.2010
- [28] *Datenblatt des Lasers*, 2010
- [29] *Auto CAD Datenblatt*, Thorlabs, 21.06.2010
- [30] *AOM Datenblatt*, Crystal Technology, Inc., 2010
- [31] Thorlabs HP460, www.thorlabs.com, 27.06.2010
- [32] <http://www.laser2000.de/index.php?id=364900>, 23.06.2010
- [33] www.dataray.com, 23.06.2010
- [34] <http://www.avantes.com/>, 24.06.2010
- [35] *Bell's inequality*,
www.xqp.physik.uni-muenchen.de/research/atom_photon/bell/index.html
18.06.2010

Ich versichere, die Arbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, den 28. Juni 2010