
UNTERSUCHUNG VON KONZEPTEN
ZUR RAMAN-INTERFEROMETRIE MIT
³⁹KALIUM

Bachelorarbeit
VON
Olga Lysov
GEBOREN AM 27.08.1988 IN NACHODKA

ANGEFERTIGT AM
INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK
LEIBNIZ UNIVERSITÄT HANNOVER

UNTER ANLEITUNG VON
PROF. DR. ERNST M. RASEL
AM 15. DEZEMBER 2011

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden Untersuchungen für den Aufbau eines Lasersystems zur Atominterferometrie mit ^{39}K durchgeföhrt und Teile des Systems aufgebaut. Dies erfolgte im Rahmen des Projektes CAPRICE (Cold Atom test of the equivalence PRInCiple) am ATLAS Experiment (ATom LASer). Das Ziel des Projektes ist der Test der Universalität des freien Falls mittels Atominterferometrie mit ultra-kalten Kalium- und Rubidiumatomen. Hierfür werden die Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und in einer Melasse auf wenige Mikrokkelvin heruntergeköhlt. Mit Hilfe stimulierter Raman-Übergänge werden die geköhltten Atome kohärent geteilt, und zur Beobachtung von Interferenz wieder rekombiniert. Nach dem erfolgreichen Betrieb eines Gravimeters für Rubidium soll nun analog das System für Kalium implementiert werden.

Daher wurde ein modulares Lasersystem für die Interferometrie mit Kalium entwickelt. Die Energiedifferenz der beiden für die Laserköhlung relevanten Hyperfeinniveaus ist bei Kalium deutlich geringer als bei Rubidium. Deshalb kann bei Kalium anstatt zwei normalerweise benötigter Laser ein Laser benutzt werden. Aus dessen Strahl können mit Hilfe von akustooptischen Modulatoren in einer Doppelpasskonfiguration zwei Teilstrahlen unterschiedlicher Frequenz erzeugt werden. Anschließend durchlaufen die beiden wieder zu einem Strahl überlagerten Teilstrahlen eine Verstärkerstufe, mit der hinreichend Leistung für die Interferometrie bereitgestellt wird. Zum Vermeiden eines Leistungsengpasses am Verstärker wurde außerdem ein Trapezverstärker in einer Doppelpasskonfiguration als eine der Lösungen untersucht. Um die Realisierbarkeit und die Effizienz dieser Schemas zu überprüfen, wurde ein Testsystem aufgebaut und analysiert.

Des Weiteren wurde das Verstärkungsverhalten eines Trapezverstärkers, der mit zwei Lichtfeldern unterschiedlicher Frequenz gespeist wurde, mit Hilfe eines Fabry-Perot-Resonators untersucht.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Das ATLAS-Experiment	5
2.2	Das Lasersystem	7
2.2.1	Das Rubidiumsystem	7
2.2.2	Das Kalium-Mastermodul	8
2.2.3	Das 2D-Modul für Kalium	10
2.2.4	Das 3D-Modul für Kalium	12
3	Untersuchungen	15
3.1	AOM-Doppelpass	15
3.1.1	Grundlagen	15
3.1.2	Messaufbau	18
3.1.3	Effizienz bei variierender Verstärkung	19
3.1.4	Effizienz bei variierender Frequenz	19
3.1.5	Richtungsstabilität des AOM-Doppelpasses	21
3.2	TA-Doppelpass	23
3.2.1	Grundlagen	23
3.2.2	Messaufbau	25
3.2.3	Das Verstärkungsprofil	26
3.2.4	Das Ausgangsspektrum	28
3.3	Spektrales Verstärkungsprofil des TA beim Speisen mit mehreren Frequenzen	30
3.3.1	Fabry-Pérot-Interferometer	30
3.3.2	Messaufbau	32
3.3.3	Messergebnisse	33
4	Ausblick	37

A	Anhang	39
A.1	Die Lasersysteme	39
A.1.1	Das 3D-System	39
A.1.2	Das 2D-System	40
A.1.3	Das Mastersystem	41
A.2	Energieniveauschema von $^{39/40/41}\text{Kalium}$	42
A.3	Legende	43

Einleitung

Das Verhalten von Licht kann nur mit Hilfe des Welle-Teilchen-Dualismus verstanden werden. Dieser Welle-Teilchen-Dualismus gilt jedoch nicht nur für Licht. Bereits im Jahre 1923 hatte Louis de Broglie [1] postuliert, dass Materie analog zu Licht einen Wellencharakter besitzt. Mit dieser Eigenschaft eröffnen sich ganz neue Möglichkeiten für die Forschung, zum Beispiel in Form eines Atominterferometers. Mit einem Atominterferometer lassen sich sowohl die verschiedensten Naturkonstanten wie zum Beispiel die Feinstrukturkonstante α [2, 3] als auch Inertialkräfte wie die Rotation [4, 5] und die Fallbeschleunigung der Erde g [6, 7] sehr präzise messen. Bei einem Atominterferometer ist die Rolle von Licht und von Materie in Vergleich zu einem Lichtinterferometer vertauscht. Das Laserlicht dient als Strahlteiler und Spiegel und die Materie interferiert.

Um Atominterferometrie betreiben zu können, werden kalte atomare Ensembles benötigt. Das Prinzip der Laserkühlung wurde bereits in den 1970er [8, 9] Jahren entwickelt, konnte jedoch erst nach der Entwicklung schmalbandiger Laser optimiert werden. Dabei funktioniert Laserkühlung nach dem Prinzip eines Photonenrückstoßes mit nahresonantem Laserlicht. Wird das nahresonante Licht aus drei Richtungen eingestrahlt, ist es möglich die atomaren Ensembles zu fangen [10] und zu kühlen [11]. Dies wird in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (MOT=Magneto Optical Trap) realisiert. Nachdem in der MOT das Atom-Ensemble abgekühlt und fallen gelassen wird, werden damit Interferometriesequenzen mittels Raman-Übergängen durchgeführt, die einen Zwei-Photonen-Übergang darstellen. Der Übergang findet über ein virtuelles Energieniveau statt, das energetisch unter einem tatsächlichen Niveau liegt. Der Vorgang ist aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe möglich.

Die Interferometer zur Messung der Fallbeschleunigung werden Gravimeter genannt. Die häufigste Variante des Gravimeters beruht auf dem Prinzip eines Mach-Zehnder-Interferometers. Eine Interferometriesequenz besteht aus zwei $\frac{\pi}{2}$ -Pulsen, die als Strahlteiler fungieren und einem π -Puls, der die Funktion eines

Spiegels hat. Zuerst werden die fallenden Atome mit einem $\frac{\pi}{2}$ -Puls bestrahlt, der eine 50 %-ige Wahrscheinlichkeit besitzt, die Atome anzuregen. Danach wird die Wolke mit einem π -Puls bestrahlt, durch den alle angeregten Atome in den Grundzustand zurückkehren und alle sich im Grundzustand befindlichen Atome angeregt werden. Daraufhin folgt noch ein weiterer $\frac{\pi}{2}$ -Puls. Durch diesen Puls wird das Interferometer geschlossen und der Phasenunterschied kann herausgelesen werden. Die Phasendifferenz $\Delta\Phi$ zwischen den Atomen lässt sich durch das Verhältnis der angeregten Atome zu denen im Grundzustand p ausrechnen.

$$p = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Delta\Phi))$$

Aus der Phase lässt sich dann die Fallbeschleunigung g bestimmen.

$$\Delta\Phi = k_{\text{eff}} \cdot g \cdot T^2$$

Dabei ist T die Zeit zwischen einem $\frac{\pi}{2}$ und π -Puls und k_{eff} der effektive Wellenvektor. Er wird aus der Differenz der beiden Wellenvektoren der Raman-Laser zusammengesetzt. Der Impuls, der tatsächlich durch das Raman-Laserpaar auf die Atome übertragen wird, beträgt $k_{\text{eff}} \cdot \hbar$.

ATLAS (ATom LASer) hat sich mit einem Atomgravimeter auf die Messung der Fallbeschleunigung und später im Rahmen des Projektes CAPRICE (Cold Atom test of the equivalence PRInCiple) auf die Untersuchung des Äquivalenzprinzips spezialisiert. Das Äquivalenzprinzip besagt, dass alle Körper im Vakuum unabhängig von ihrer Zusammensetzung, Größe oder Masse auf gleiche Art fallen. Aufgrund der Umgebungsbedingungen wie zum Beispiel Vibrationen kann die Fallbeschleunigung g momentan mit einer Sensitivität von $10^{-6} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ gemessen werden. Dabei wird im Rahmen des Experiments mit $^{87}\text{Rubidium}$ -Atomen Atominterferometrie durchgeführt.

Nach dem erfolgreichen Durchführen der Interferometrie mit Rubidiumatomen soll eine zweite Atomspezies verwendet werden, um die Fallbeschleunigung der beiden Atomspezies vergleichen und das Äquivalenzprinzip testen zu können. Dafür müssen die Atome so “unterschiedlich“ wie möglich sein. Um “unterschiedlich“ zu definieren, werden zum Beispiel folgende Parameter verwendet [12]:

$$\frac{(N-Z)}{\mu} \quad \text{und} \quad \frac{(N+Z)}{\mu}.$$

Dabei ist N die Nukleonenzahl, Z die Protonenzahl und μ die atomare Masse. Weil die erwartete Veränderung der Fallbeschleunigung mit diesen Parametern skaliert, wird versucht Paare von Atomen zu finden, die eine möglichst hohe Differenz in diesen Parametern aufweisen. Für die Kombination (^{85}Rb , ^{87}Rb) ergeben sich Differenzen von $\Delta_{N-Z} = 0,01$ und $\Delta_{N+Z} = 0,015$. Für die Kombination mit einem anderen Alkaliatom, zum Beispiel $^{39}\text{Kalium}$, also (^{39}K , ^{87}Rb), erhält man deutlich

größere Differenzen ($\Delta_{N-Z} = 0,062$ und $\Delta_{N+Z} = 0,065$) und somit eine größere zu erwartende Verletzung des Äquivalenzprinzips.

Aus diesem Grund und aufgrund sehr ähnlicher Anregungswellenlänge von Kalium (766.7 nm) zu Rubidium (780.2 nm) wurde Kalium als zweite Atomspezies ausgewählt. Da die beiden Wellenlängen so nah bei einander liegen, kann für Kalium derselbe Interferometrieaufbau verwendet werden, wie für Rubidium. Insbesondere sollte im Vergleich zum Gravimeter bei der Interferometrie das Rauschen in der differentiellen Messung aufgrund gleicher Auswirkungen von Vibrationseffekten auf beide Spezies reduziert werden.

Es gibt insgesamt drei stabile Isotope von Kalium: ^{39}K , ^{40}K und ^{41}K . Dabei sind $^{39,41}\text{K}$ bosonisch und ^{40}K fermionisch. Es wurde beschlossen, zunächst ^{39}K zu verwenden, weil dies das Isotop mit der größten natürlichen Abundanz [13] ist. Sein Anteil liegt bei 93.26 %, somit muss das Isotop nicht angereichert werden, um damit eine Atomquelle zu betreiben. Da die anderen beiden Kaliumisotope den restlichen Anteil ausmachen (0.01 % und 6.73 %), müssen sie für die Benutzung in einer Atomquelle angereichert werden, was sie teurer macht.

Um ein Lasersystem zur Atominterferometrie mit Kalium konzipieren zu können, wurden Untersuchungen zu einzelnen Komponenten des Lasersystems durchgeführt. Weil die Atominterferometrie mit stimulierten Raman-Übergängen durchgeführt wird, werden zwei Lichtfelder gebraucht, die zueinander leicht in der Frequenz verschoben sind. Um die Komplexität des Systems zu senken, soll das Licht mit Hilfe eines Lasers und dem Einsatz eines akustooptischen Modulators realisiert werden. Um einen Leistungsengpass zu vermeiden, soll der Laserstrahl zwischenverstärkt werden. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden die Eigenschaften und die Vor- und Nachteile der möglichen Zusammensetzung des Systems getestet.

Im Folgenden gibt es in Kapitel 2 eine kurze Übersicht über den experimentellen Aufbau, in der das ATLAS-Experiment und ein Überblick über die beiden Lasersysteme für den Betrieb der Kalium-MOT vorgestellt werden. In Kapitel 3 werden die Untersuchungen beschrieben, die für den Aufbau des Kalium-Lasersystems von entscheidender Bedeutung sind: Der akustooptische Modulator in einer Doppelpasskonfiguration, der Trapezverstärker (TA) in einer Doppelpasskonfiguration und das Verstärkungsspektrum zweier Frequenzen mittels eines TA mit 2 W Ausgangsleistung. In Kapitel 4 werden dann die nächsten Schritte des ATLAS-Experiments erläutert.

Experimenteller Aufbau

2.1 Das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment (ATom LASer) ist als flexible Quelle ultra-kalter Rubidiumatome konzipiert. Derzeit wird es als Atominterferometer mit ^{87}Rb Rubidiumatomen betrieben, um die lokale Fallbeschleunigung der Erde g sehr präzise zu messen. Für eine präzise Messung werden gleichzeitig eine hohe Menge an Atomen, in etwa 10^9 , und ein niedriger Druck benötigt, der nicht größer als 10^{-9} mbar sein darf. Für diesen Zweck wird eine Kombination von zwei- (2D) und dreidimensionaler (3D) magneto-optischer Falle verwendet. Das bei ATLAS verwendete Vakuumsystem ist in der Abbildung 2.1 dargestellt.

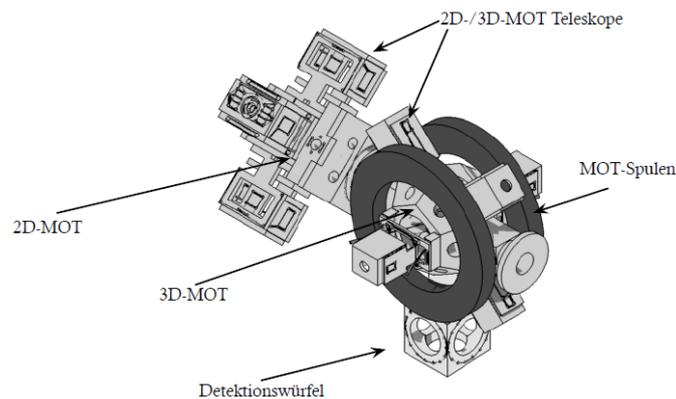


Abbildung 2.1: Dargestellt ist eine Skizze der 2D-Kammer und 3D-Kammer Kombination. Übernommen aus [14].

Die magneto-optischen Fallen werden mit dem Licht aus dem Lasersystem betrieben. Dabei wird das Licht über polarisationserhaltende Fasern in die Fallen

geschickt. In der 2D-MOT kommt das Licht aus vier und in der 3D-MOT aus sechs Richtungen. Um viele Atome fangen und kühlen zu können, werden die einkommenden Laserstrahlen durch Teleskope aufgeweitet und kollimiert.

In der 2D-MOT-Kammer werden das atomare Ensemble aus dem Atomofen gekühlt und gefangen. Damit eine möglichst hohe Anzahl an Atomen gefangen werden kann, muss ein hoher Atomdampfdruck in der Kammer herrschen. Aus diesem Grund ist der Druck in der 2D-Kammer höher als in der 3D-Kammer. Er beträgt hier etwa 10^{-8} mbar. Damit der Druckunterschied erhalten bleibt, sind die 2D-Kammer und die 3D-Kammer durch eine differentielle Pumpstufe getrennt.

In der 3D-Kammer wird das Atom-Ensemble auf $2\ \mu\text{K}$ abgekühlt. Danach wird Atominterferometrie durchgeführt. Dafür werden die Strahlen zum Fangen der Atome abgeschaltet und die Atomwolke wird fallen gelassen. An der fallenden Atomwolke werden dann durch Raman-Licht Interferometriesequenzen durchgeführt. Das Raman-Licht wird dabei in vertikaler Richtung von oben und unten eingestrahlt. Der Messvorgang ist schematisch in der Abbildung 2.2 dargestellt.

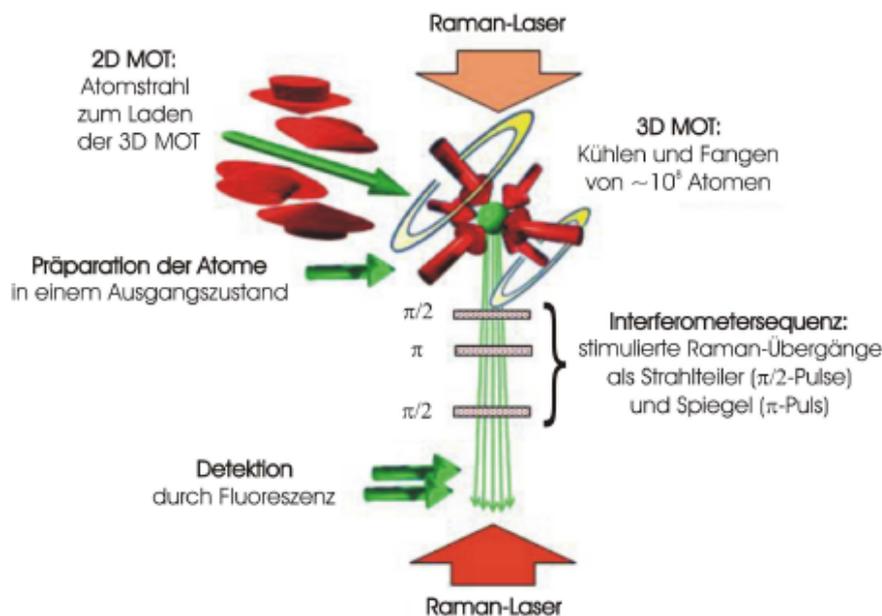


Abbildung 2.2: Das schematische Prinzip der Atominterferometrie in der 3D-MOT-Kammer. Die 3D-MOT wird mit Atomen aus der 2D-MOT geladen. Die Atome werden gekühlt und fallen gelassen. Daraufhin wird mit Hilfe von $\pi/2$ und π -Pulsen eine Interferometriesequenz durchgeführt. Nach der Sequenz werden die Atome durch Fluoreszenz detektiert. Übernommen aus [15], geändert von [16].

Nach der Interferometriesequenz werden die Atome durch Fluoreszenz in der Detektionszone detektiert. Im ersten Schritt werden alle angeregten Atome ($F=2$)

durch resonantes Licht in das nächste Energieniveau ($F'=3$) angeregt. Das von den Atomen beim Zurückkehren in den ersten angeregten Zustand ($F=2$) emittierte Licht wird von einer Photodiode nachgewiesen. Im zweiten Schritt werden die im Grundzustand ($F=1$) befindlichen Atome angeregt (nach $F=2$) und im dritten Schritt durch erneut das gleiche resonante Licht wie im ersten Schritt detektiert. Die im dritten Schritt detektierte Fluoreszenz entspricht 100 %. Das Verhältnis der im ersten Schritt zu der im dritten Schritt detektierten Fluoreszenz entspricht dem Anteil der angeregten Atome nach dem Interferometriedurchgang.

2.2 Das Lasersystem

Normalerweise werden zum Betreiben einer optischen Falle zwei Laser benötigt: ein Kühllaser und ein Rückpumplaser. Der Kühllaser wird dazu benutzt, um Atome von einem Energieniveau in ein anderes anzuregen. Der Übergang zwischen den beiden Niveaus ist idealerweise ein geschlossener Kreislauf. Es kann jedoch passieren, dass die angeregten Atome beim Abregen in ein anderes Hyperfeinniveau fallen. Dann sind sie für den Kühllaser nicht empfindlich. Um diese Atome wieder anregen zu können, wird der Rückpumplaser benötigt, der gegenüber dem Kühllaser in der Frequenz leicht verstimmt ist. Bei Rubidium ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Atome in ein falsches Hyperfeinniveau fallen, relativ gering. Bei Kalium hingegen ist die Wahrscheinlichkeit, in eins der beiden Niveaus zu fallen, in etwa gleich. Bei $^{87}\text{Rubidium}$ der Abstand der relevanten Hyperfeinniveaus ca. 6.8 GHz, bei $^{39}\text{Kalium}$ 460 MHz.

2.2.1 Das Rubidiumsystem

Um Interferometrie mit Atomen betreiben zu können, sind mehrere Lasersysteme nötig. Im Labor befinden sich das Masterlasermodul, das 2D-Modul, das 3D-Modul sowie die Referenzlasermodule. Diese Module sind alle untereinander verbunden. In diesem Abschnitt wird das Zusammenspiel der einzelnen Rubidium-Module kurz dargestellt. Das Lasersystem wird gleichzeitig sowohl für das Kühlen als auch für das Interferometer verwendet. Dies ist möglich, da die Atome durch Raman-Übergänge erst dann zum Interferieren gebracht werden, wenn die Kühlstrahlen blockiert sind [17]. Dabei wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) zwischen Kühlen und Manipulieren hin- und hergeschaltet. In der Abbildung 2.3 wird die schematische Übersicht aller Module dargestellt. Die Referenzlaser werden mit dopplerfreier Frequenzmodulationsspektroskopie [18] auf die D_2 -Linie von Rubidium stabilisiert. Der Kühl- und der Rückpumplaser, die sich im Mastersystem [16, 14] befinden, werden wiederum über eine Schwebungsmessung auf den Referenzlaser stabilisiert [19].

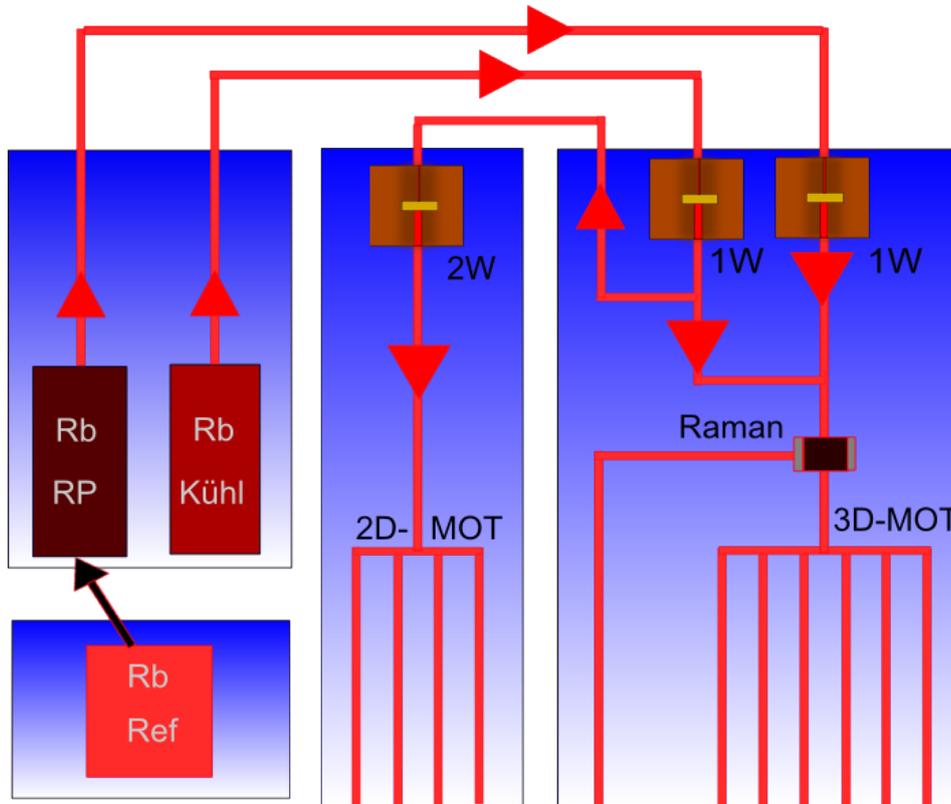


Abbildung 2.3: Der schematische Aufbau der einzelnen Lasermodule und deren Verbindung. Der Rückpumplaser (RP) aus dem Mastersystem wird auf den Referenzlaser gelockt und im 3D-Modul mit dem Kühllaser (Kühl) überlagert, wo er verstärkt und zum Kühlen und Manipulieren der Atome verwendet wird. Ein Teil des Kühlerstrahls wird in das 2D-Modul geschickt, wo er zum Vorkühlen benutzt wird.

Aus dem Mastermodul werden die Laserstrahlen über polarisationserhaltenden Fasern in das 3D-Lasermodul geschickt. Im 3D-Modul werden der Kühl- und der Rückpumpstrahl jeweils auf 1 W verstärkt und anschließend überlagert. Danach wird der überlagerte Strahl zuerst für die 3D-MOT verwendet, nach dem Umschalten des AOM wird er dann als Raman-Strahl benutzt. Vor dem Überlagern wird ein kleiner Teil des Kühlstrahls abgezweigt und in das 2D-Modul geschickt. Der dort ankommende Teil wird auf 2 W verstärkt und für die 2D-MOT verwendet.

2.2.2 Das Kalium-Mastermodul

Die Differenz der beiden für die Atominterferometrie relevanten Hyperfeinniveaus beträgt bei Kalium 460 MHz. Deshalb ist es möglich, die Komplexität des Systems zu senken, indem statt zwei ECDLs mit 460 MHz Frequenzabstand nur einer verwendet wird. Dessen Strahl wird in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, durch zwei AOM-Doppelpässe auf den nötigen Frequenzabstand gebracht und wieder überlagert.

In Abbildung 2.4 ist der Aufbau des Mastersystems schematisch dargestellt. Der vom Laser [16] emittierte Strahl wird durch einem Isolator [Isowave, I-80-U4, S/N 34275] mit einer Isolation von 60 dB gekoppelt. Nach dem Isolator wird er durch einen Polarisationsstrahlteiler (PST1) geschickt. Dabei wird der transmittierte Strahl zur Stabilisierung auf den Kalium-Referenzlaser verwendet. Der im Strahlteiler abknickende Strahl wird durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und durch ein strahlverkleinerndes Teleskop geschickt, das aus einer Linse mit einer Brennweite von 50 mm [Thorlabs, LA1560-B, f=50] und einer von 25 mm [Thorlabs, LA1560-B, f=25] besteht. Durch das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen wird die Polarisation des Strahls so eingestellt, dass am Polarisationsstrahlteiler 2 (PST2) der Strahl gleichmäßig in zwei Teilstrahlen aufgeteilt wird. Die beiden aufgeteilten Teilstrahlen durchlaufen zwei AOMs [Crystal Technology, Inc., 3110-120] in einer Doppelpasskonfiguration (siehe Abschnitt 3.1.1). Die Frequenz des am PST 2 abknickenden Strahls wird dabei um 200 MHz verringert, die des am PST3 abknickenden Strahls um 200 MHz erhöht. Nach den Doppelpässen werden die beiden Strahlen am PST4 wieder überlagert und sind gekreuzt polarisiert. Die Polarisation des Strahls wird an einem $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen so eingestellt, dass die beiden Strahlen $\pm 45^\circ$ polarisiert sind. Am PST5 wird nur die Hälfte der Leistung transmittiert, doch die beiden Strahlen sind nun parallel polarisiert. Nach PST5 wird der Strahl in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt, die zum 2D-Modul führt.

2.2.3 Das 2D-Modul für Kalium

In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise und der Aufbau des 2D-Lasermoduls für Kalium näher erläutert. Um genug Strahlleistung sowohl zum Speisen des 1 W-TA im 2D-Modul als auch zum Speisen des 2 W-TA im 3D-Modul zu haben, wird hier ein Injection-Lock-Laser verwendet.

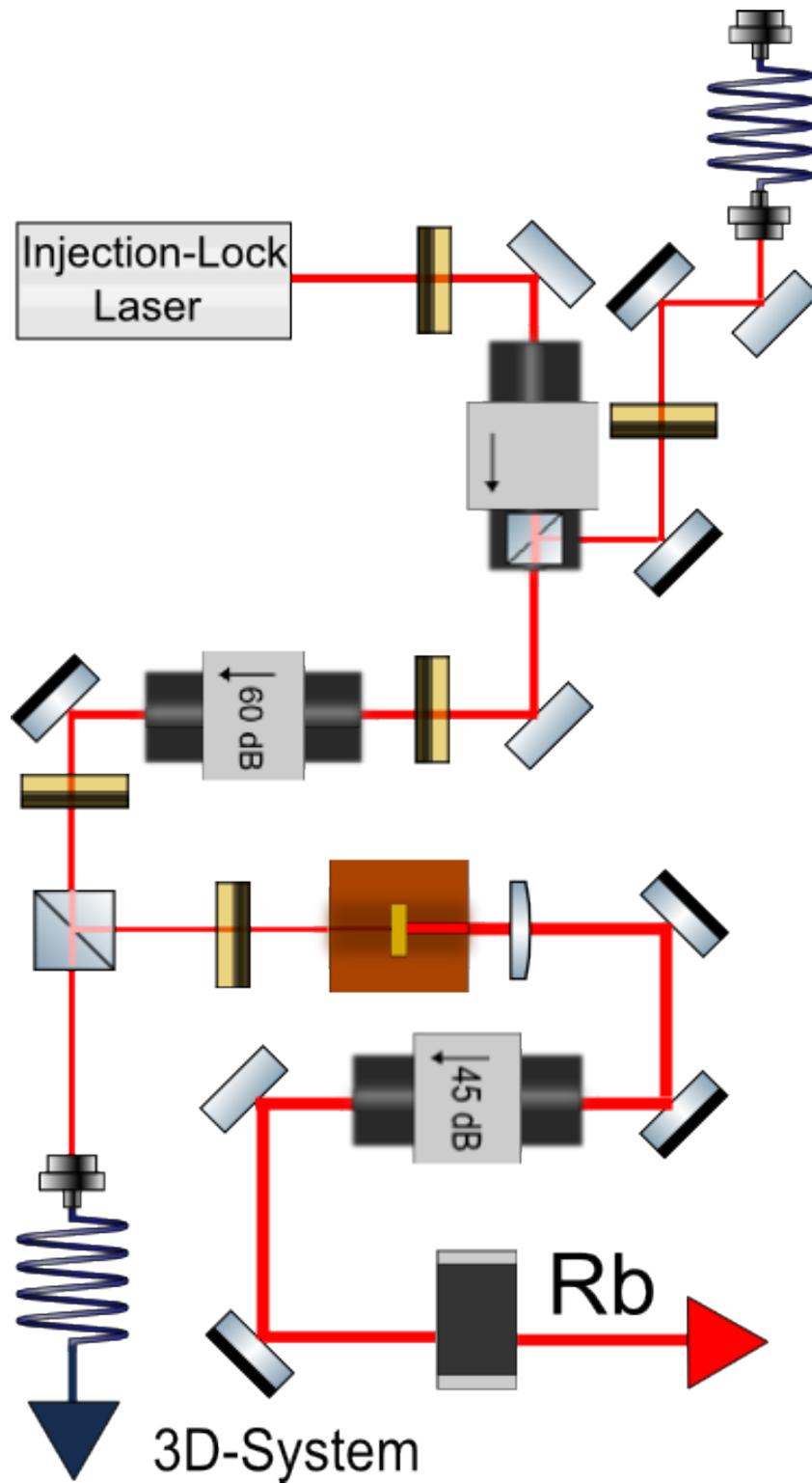


Abbildung 2.5: Der schematische Aufbau des Lasersystems für den Betrieb der 2D-MOT.

In der Abbildung 2.5 ist der schematische Aufbau des Lasersystems für die Kalium-2D-MOT dargestellt. Das Licht der überlagerten Strahlen aus dem Mastermodul wird durch eine polarisationserhaltende Faser zum 2D-Modul geschickt. Dieser Laserstrahl wird über zwei Spiegel durch einen Faraday Isolator [8450_101_300-8, FI_780-5SV, S/N 12060864] in Rückwärtsrichtung durch den seitlichen Port gekoppelt. Dabei wird durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen die Polarisation des Strahls so eingestellt, dass maximale Leistung durch den Isolator transmittiert wird. Danach wird der Strahl in den Injection-Lock-Laser [Diode:eagleyard photonics, EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000, Kollinationslinse:Thorlabs, C330TME-B, f=3.1 mm] eingekoppelt, wobei vor dem Laser die Strahlleistung 1 mW beträgt. Ein Injection-Lock-Laser besitzt keinen externen Resonator, stattdessen wird ein externer Laserstrahl in die Laserdiode geschickt und räumt in deren Inneren die Besetzungsinversion ab, so dass er verstärkt wird. Nach dem Verstärken im Laser besitzt der Strahl eine Leistung von 60 mW. Zwischen dem Laser und dem Faraday Isolator passiert der Strahl ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, weil die Laserdiode nur eine Polarisationsrichtung des Lichts verstärken kann und das verstärkte Licht auch in der Polarisation wieder aus der Diode ausgekoppelt wird. Damit der Strahl durch den Faraday Isolator geradeaus passieren kann, muss seine Polarisation durch das Plättchen gedreht werden. Hinter dem Faraday Isolator passiert der Strahl einen weiteren Isolator [Isowave, I-80-U-4, S/N 34272] mit einer Isolation von 60 dB, da der Faraday Isolator eine Rückkopplung in den Injection-Lock-Laser nicht komplett abschirmen kann. Nach dem Isolator läuft der Strahl durch einen Polarisationsstrahlteiler, vor dem die Polarisation des Strahls durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen so eingestellt wird, dass 15 mW durch den Strahlteiler transmittiert werden. Der geradeaus durchlaufende Strahl wird über eine polarisationserhaltende Faser in das 3D-Modul geschickt, um den 2 W-TA zu speisen. Der Rest knickt in Richtung des 1 W-TA [Chip:M₂K, UOH005_TA-0765-1000-DHP, L1,L2: Thorlabs C330 TME-B, f = 3.1 mm] ab. Auf 1 W verstärkt, wird der Laserstrahl durch eine Zylinderlinse [Thorlabs, LJ1821L1-B, f = 50 mm] in einen weiteren Isolator [Isowave, I-80-T5-M, S/N 32350] mit einer Isolation von 45 dB gekoppelt. Nach dem Isolator passiert der Strahl einen 80 MHz-AOM [Crystal Technology Inc., 3080-120], wird mit dem Rubidiumlicht überlagert und in die 2D-MOT-Fasern eingekoppelt.

2.2.4 Das 3D-Modul für Kalium

In diesem Abschnitt wird der Aufbau und die Funktionsweise des Kaliumsystems im 3D-Modul näher erläutert. Eigens für dieses System wurde ein neuer 2 W-TA aufgebaut, der eine Wellenlänge von 767 nm verstärkt. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 2.6 dargestellt.

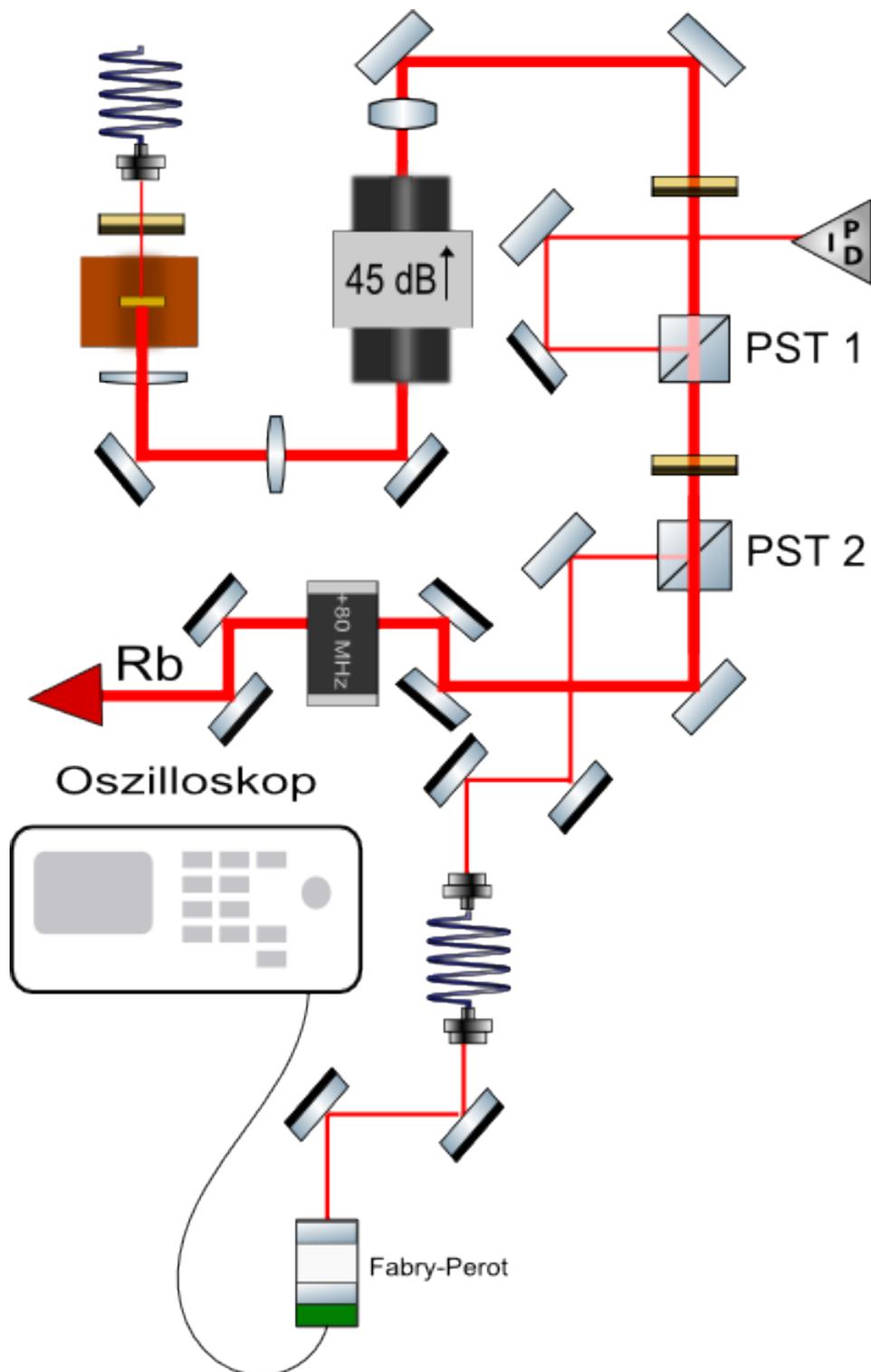


Abbildung 2.6: Der schematische Aufbau des Lasersystems für den Betrieb der 3D-MOT. Ein zusätzlicher Bestandteil dieses Systems ist der Fabry-Pérot-Resonator, mit dem das Verstärkungsprofil des TA dargestellt wird.

Der Strahl kommt aus einer polarisationserhaltenden Faser und wird in den TA [Eagleyardphotonics, EYP-TPA-0765-02000-4006-CMT04-0000,L1,L2: Thorlabs C330 TME-B, $f = 3.1$ mm] eingekoppelt. Normalerweise sollte die aus dem 2D-System abgezweigte Leistung zum Speisen des TA benutzt werden, jedoch wurde erstmals zu Testzwecken Licht von zwei bereits überlagerten Laserstrahlen aus dem Mastersystem verwendet. Direkt nach dem TA wird der verstärkte Strahl durch eine Zylinderlinse [Thorlabs, LJ1821L1-B, $f = 50$ mm] kollimiert und durch einen Isolator [Isowave, I-80-T5-M, S/N 32349] geschickt, um Leistungsrückkopplung in den Verstärker zu verhindern. Der Isolator hat eine Isolation von 45 dB. Aufgrund der Strahleigenschaft wurde in diesem Aufbau eine Koppeffizienz von ca. 80 % erreicht. Zusätzlich wird ein strahlverkleinerndes Teleskop gebaut, vor dem Isolator mit einer Linse mit einer Brennweite von 100 mm [Thorlabs, LA1509-B, $f = 100$ mm], hinter dem Isolator eine mit 50 mm [Thorlabs, LJ1821L1-B, $f = 50$ mm]. Für die Phasenstabilisierung der beiden Laserfrequenzen untereinander wird ein kleiner Teil des Lichts mittels eines $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens und des Polarisationsstrahlteilers 1 (PST1) abgezweigt und auf eine Photodiode fokussiert. Nach dem ersten Aufteilen wird der Strahl durch ein weiteres $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und den Polarisationsstrahlteiler 2 (PST2) geleitet, wo ca. 5 % der Leistung abgezweigt und in eine Faser gekoppelt werden, die zu einem Fabry-Pérot-Resonator führt. Die restlichen 95 % werden durch einen AOM [Crystal Technology Inc., 3080-120] geschickt, wo die Frequenz des Strahls um 80 MHz erhöht wird. Nach dem AOM wird der Laserstrahl durch einen Dicroit-Spiegel geschickt und dort mit dem Strahlengang überlagert, der zur Erzeugung einer MOT aus $^{87}\text{Rubidium}$ dient. Durch die Überlagerung wird erreicht, dass eine MOT aus $^{39}\text{Kalium}$ erzeugt werden kann, ohne zusätzliche Fasern und Teleskope verwenden zu müssen.

Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen beschrieben. Jeder Abschnitt wird mit einer kurzen Beschreibung der theoretischen Grundlagen eingeleitet.

3.1 AOM-Doppelpass

Im ATLAS-Experiment finden akustooptische Modulatoren häufig Verwendung, jedoch wurden sie bis jetzt nur in Einfachpass-Konfiguration verwendet. Für das neue Kaliumlasersystem sollen sie in der Doppelpass-Konfiguration betrieben werden. Hierzu wurden Messungen durchgeführt, in denen die Effizienz des Doppelpasses und die Richtungsstabilität für Einkopplung in eine Faser untersucht wurde. Für das System standen mehrere Aufbaumöglichkeiten zur Auswahl: Ein Doppelpass, der die Frequenz um 400 MHz verschiebt, ein Doppelpass und ein Einfachpass mit einer Verschiebung von 300 MHz, beziehungsweise 100 MHz, und zwei Doppelpässe mit einer Verschiebung von je 200 MHz.

3.1.1 Grundlagen

Akustooptischer Modulator

Ein akustooptischer Modulator (AOM) ist ein optisches Bauelement, das die Ausbreitungsrichtung, die Frequenz und die Intensität eines Laserstrahls verändern kann. Er besteht aus einem für das Laserlicht durchsichtigen Kristall, an dessen einen Ende ein Piezoelement und an dessen anderen Ende ein Schallabsorber angebracht ist. Der schematische Aufbau ist in der Abbildung 3.1 dargestellt. Das Piezoelement erzeugt Schallwellen, die periodische Änderungen der Dichte des Kristalls hervorrufen. Zusammen mit der Dichte ändert sich dessen Brechungsindex. Dadurch wird das Licht wie an einem optischen Transmissionsgitter gebeugt.

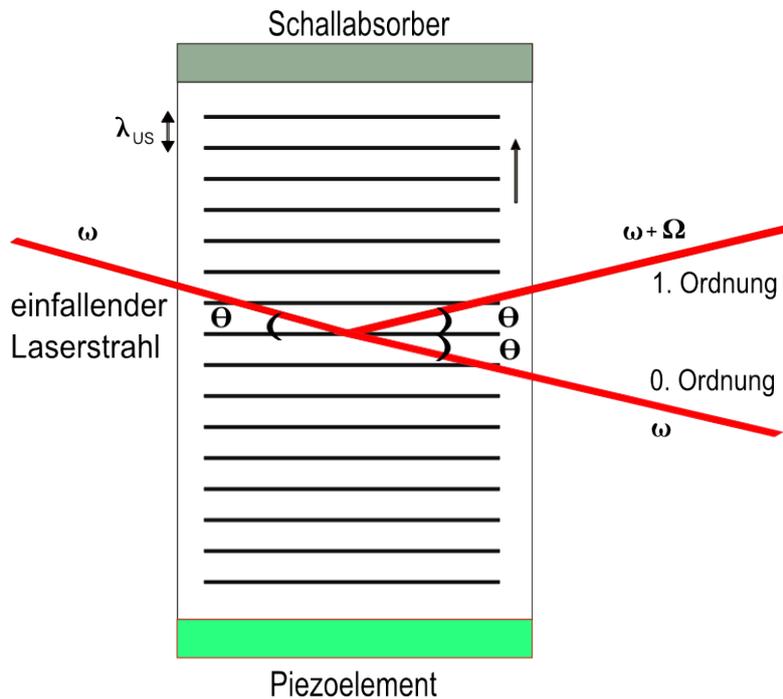


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau eines akustooptischen Modulators. Vom Piezoelement werden Ultraschallwellen mit einer Frequenz Ω erzeugt. Durch den Ultraschall entstehen Dichteschwankungen im Kristall, an denen das einfallende Licht gebeugt wird. Die Frequenz ω des gebeugten Lichts wird um die Frequenz des Ultraschalls erhöht.

Der Abstand der Gitterlinien entspricht dabei der Wellenlänge λ_{US} des Ultraschalls im Kristall. Der Schallabsorber am anderen Ende des Kristalls verhindert, dass die Schallwellen reflektiert werden und im Kristall stehende Wellen entstehen. Die konstruktive Interferenz am Gitter entsteht, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt wird:

$$\sin \Theta = \frac{\lambda}{2\lambda_{\text{US}}}$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Das gestreute Licht erfährt eine Doppler-Frequenzverschiebung um die Frequenz Ω des Ultraschalls. Die erste positive Ordnung wird um Ω erhöht, die erste negative Ordnung um Ω verkleinert. Diese Dopplerverschiebung entspricht der Verschiebung, die bei der Reflexion an einem bewegten Spiegel auftritt.

Der AOM-Doppelpass

Eine sehr häufige Eigenschaft bei AOMs ist die Tatsache, dass die Richtung des Strahls durch den AOM verändert wird. Die Stärke der Ablenkung ist vom Bragg-Winkel abhängig, der wiederum von der Betriebsfrequenz des AOMs beeinflusst wird. Dies kann bei bestimmten Anwendungen zu Problemen führen, insbesondere dann, wenn die Frequenz des AOM verändert wird. Bei einem zweifachen Durchlaufen des Modulators kompensieren sich die Ablenkungen des Strahls, sodass dieses Problem gar nicht erst auftritt.

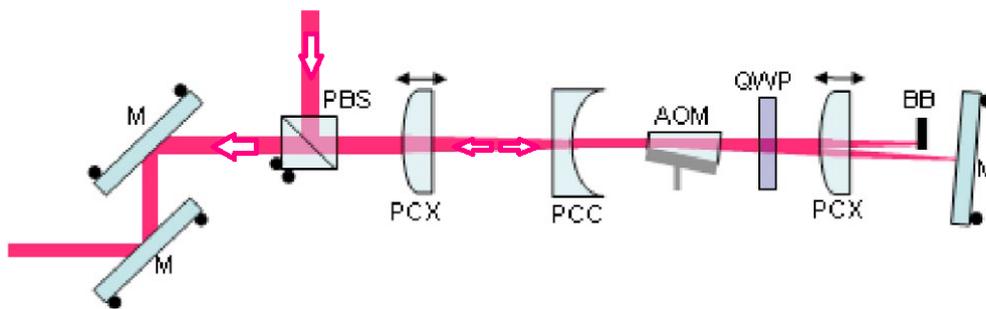


Abbildung 3.2: Der schematische Aufbau eines Doppelpasssystems, modifiziert übernommen aus [20]. Die Bedeutung der Abkürzungen: PBS: Polarisationsstrahlteiler; PSX: plankonvexe Linse; PCC: plankonkave Linse; QWP: $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen; BB: Strahlblocker; M: Spiegel.

Ein typischer Aufbau [20] ist in der Abbildung 3.2 dargestellt. Linear polarisiertes Licht wird so durch einen Polarisationsstrahlteiler (PBS) geschickt, dass der Strahl in Richtung AOM (PCX und PCC) abgelenkt wird. Bei Bedarf kann der Strahl durch ein strahlverkleinerndes Teleskop geschickt werden. Der AOM ist so justiert, dass die meiste Leistung in die erste Ordnung geht. Nach dem AOM folgt ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, das das Licht zirkular polarisiert. Nach dem Plättchen wird das Licht durch eine plano-konvexe Linse (PCX) geschickt. Die nullte Ordnung wird blockiert, die Erste durch einen flachen Retroreflexspiegel in sich selbst zurückreflektiert. Er läuft durch die Linse und das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen zurück in den AOM. Durch das Plättchen wird die Polarisation wieder linear, wobei sie um 90° zu der des einfallenden Strahls gedreht ist. Dabei überlappen sich der einfallende Strahl und die erste Ordnung des reflektierten Strahls vollständig. Durch die gedrehte Polarisation geht der Strahl allerdings gradeaus durch den Polarisationsstrahlteiler (PBS).

Die Katzenaugen-Konfiguration für den Doppelpass ist insofern wichtig, weil der Ablenkwinkel des Strahls von der Betriebsfrequenz des AOM abhängt. Diese Situation ist besonders problematisch, wenn ein flacher Retroreflexspiegel verwendet wird. Wird der Strahl nicht perfekt in sich selbst zurückreflektiert, so wird der

Einfallswinkel für den zweiten Pass durch den AOM verändert. Dadurch ändert sich auch der Bragg-Winkel und der Strahlweg nach dem Doppelpass wird mitverschoben.

Eine Katzenaugen-Konfiguration besteht aus einer plano-konvexen Linse und einem Spiegel. Für das Katzenauge müssen sich sowohl der Retroreflexspiegel als auch der AOM in der Brennweite der Katzenaugen-Linse befinden. Wenn der Strahlweg durch die Änderung der Betriebsfrequenz verschoben wird und der Spiegel sich im Fokus der Linse befindet, wird der Strahl durch die Linse so abgelenkt, dass er den Spiegel trifft und unabhängig von seiner Orientierung in sich selbst reflektiert wird.

3.1.2 Messaufbau

Um die Effizienz des AOM-Doppelpasses zu untersuchen, wurde ein Testsystem aufgebaut. Um entscheiden zu können, ob im System einer oder zwei Doppelpässe verwendet werden sollen, wurden mit zwei AOMs [Crystal Technology Inc., 3200-120], [Crystal Technology Inc., 3110-120] Messungen durchgeführt. Das Testsystem ist in der Abbildung 3.3 dargestellt.

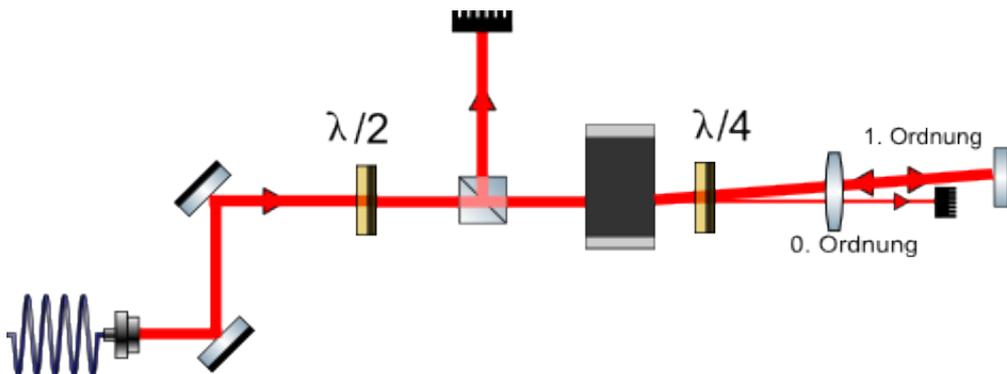


Abbildung 3.3: Der schematische Aufbau des AOM-Doppelpass-Testsystems. Der aus dem Kalium-Referenzlasersystem verwendete Laserstrahl wird durch den Doppelpass geschickt und nach dem Passieren des AOM wird dessen Leistung gemessen.

Der Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 766.7 nm und einer Leistung von 3 mW wird durch die Faser geschickt und durch einen Polarisationsstrahlteiler hindurch in dem AOM gekoppelt. Der AOM ist so justiert, dass sich möglichst viel Strahlleistung nach dem ersten Durchlauf in der ersten Ordnung befindet. Im zweiten Schritt wird der gebeugte Strahl zurückreflektiert und wiederum die Leistung in der ersten Ordnung des rücklaufenden Strahls optimiert. Nach dem Durchlaufen des AOM-Doppelpasses wird der in der Frequenz verschobene Strahl am Strahlteiler abgelenkt und dahinter wird die Leistung gemessen. Die Effizienz wurde dabei durch das Verhältnis der Strahlleistung vor dem AOM und der Leistung des am Strahlteiler abgelenkten Strahls bestimmt.

3.1.3 Effizienz bei variierender Verstärkung

Ein wichtiges Kriterium für die Benutzung eines AOM-Doppelpasses ist dessen Effizienz. Diese ist von der Stärke der Kristallschwingung abhängig. Wird die Amplitude der Schwingung erhöht, so schwingt auch der Kristall stärker und die Beugungseffizienz steigt. Schwingt der Kristall jedoch zu stark, sinkt die Effizienz wieder. Demnach ist es wichtig, das Optimum der Verstärkung zu finden. Daher wurde die Beugungseffizienz in Abhängigkeit der eingebrachten RF-Leistung (RF=Radio Frequency) gemessen. Während der Messung wurden beide AOMs auf ihren Sollfrequenzen betrieben.

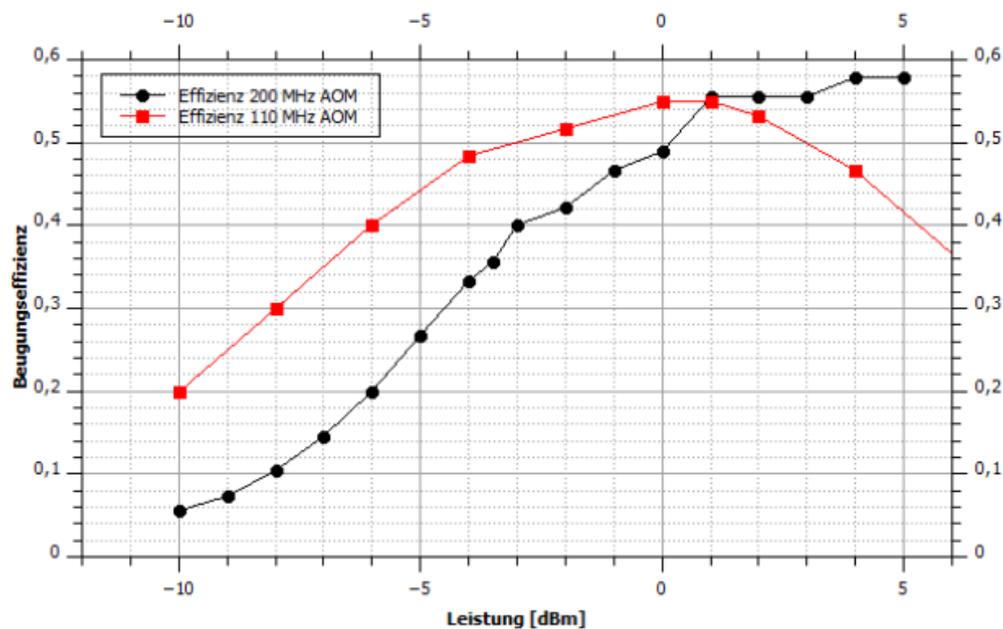


Abbildung 3.4: Der Verlauf der Beugungseffizienz des AOM-Doppelpasses.

Das Ergebnis der Messungen wird in der Abbildung 3.4 dargestellt. Der Verlauf der Beugungseffizienz des 110 MHz-AOM ist dabei in rot und der des 200 MHz-AOM in schwarz dargestellt. Die Effizienz des 110 MHz-AOM steigt zunächst und fällt wieder ab, wobei ihr Optimum von 30 dBm bei 55 % erreicht wird. Dagegen steigt beim Effizienzverlauf des 200 MHz-AOM die Effizienz mit der Verstärkung und erreicht ihr Maximum bei 35 dBm mit 58 %.

3.1.4 Effizienz bei variierender Frequenz

Die Effizienz eines AOMs ist nicht nur von der Stärke seiner Kristallschwingung abhängig, sondern auch von seiner Betriebsfrequenz. Normalerweise hat ein AOM bei derjenigen Frequenz die maximale Effizienz, die als Sollfrequenz vom Hersteller

angegeben wird. Weicht man davon ab, so verringert sich seine Effizienz. Um zu untersuchen, wie stark diese abnimmt, wurde die Frequenz variiert, mit der der AOM betrieben wurde.

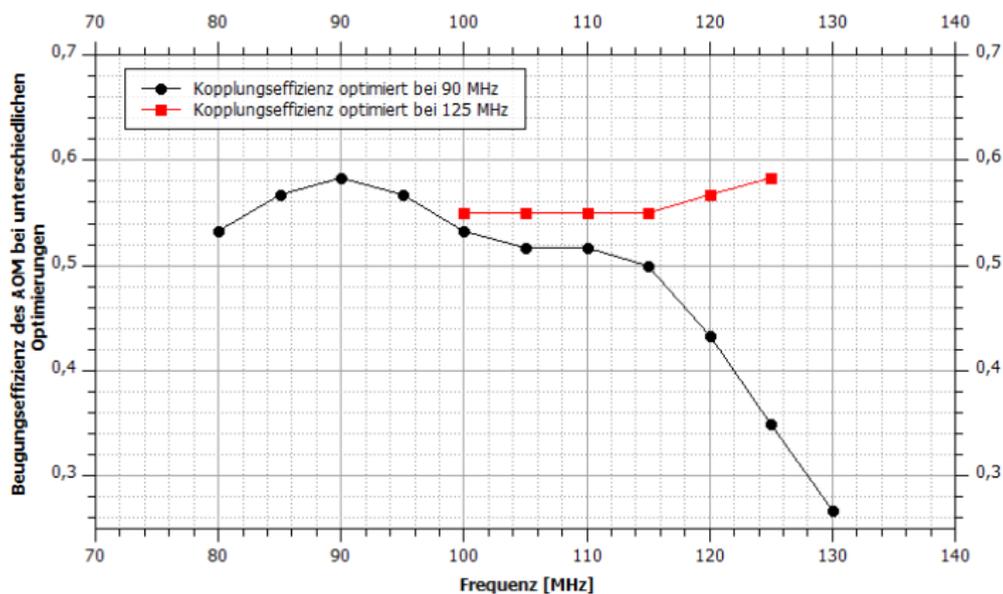


Abbildung 3.5: Der Verlauf der Beugungseffizienz abhängig von der Betriebsfrequenz des AOM. Der AOM wurde bei zwei unterschiedlichen Frequenzen optimiert, einmal bei 90 MHz (schwarze Linie) und einmal bei 125 MHz (rote Linie).

Die Messung mit dem 110 MHz-AOM ist in der Abbildung 3.5 dargestellt. Zuerst wurde der AOM bei 90 MHz optimiert (schwarz). Das heißt, die Beugungseffizienz wurde bei dieser Frequenz maximiert. Die Beugungseffizienz nimmt schnell ab, wenn man die Frequenz des AOM erhöht und liegt bei etwa 52% bei seiner Sollfrequenz. Deshalb wurde eine andere Optimierung, diesmal bei 125 MHz (rot), unternommen. In diesem Fall ist die Abnahme der Beugungseffizienz geringer und beträgt 55% bei der Sollfrequenz des AOM.

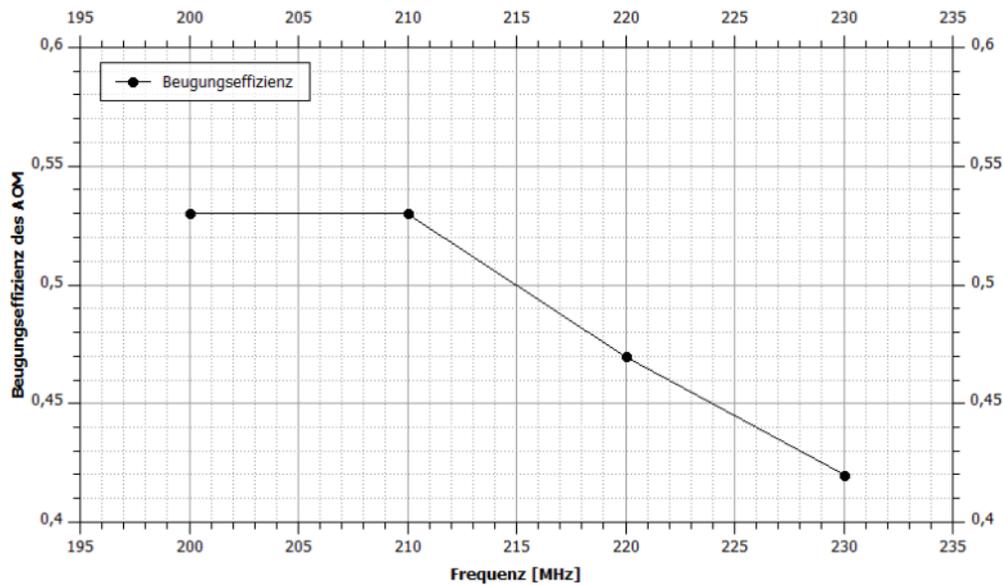


Abbildung 3.6: Der Verlauf der Beugungseffizienz abhängig von der Betriebsfrequenz des AOM. Hier liegt die maximale Effizienz bei der Sollfrequenz von 200 MHz.

In der Abbildung 3.6 ist die Messung mit dem 200 MHz-AOM dargestellt. Dabei wurde der AOM bei 200 MHz optimiert. Die Beugungseffizienz nimmt schnell ab und hat ihr Maximum bei 53 % bei 200 MHz.

3.1.5 Richtungsstabilität des AOM-Doppelpasses

Da der Strahl in eine Faser eingekoppelt werden soll, ist ein weiteres wichtiges Kriterium des AOM-Doppelpasses dessen Richtungsstabilität. Wenn diese Stabilität nicht gut ist, schwankt die Strahllage beim Durchstimmen der AOM-Frequenz. Das heißt es ändert sich auch die Faserkopplungseffizienz. Um die Richtungsstabilität zu untersuchen, wurde der Laserstrahl nach dem Durchlaufen der Doppelpasses mit dem 200 MHz-AOM in eine Faser eingekoppelt, hinter der seine Leistung gemessen wurde. Die Frequenz des AOM wurde zwischen 170 MHz und 230 MHz durchgestimmt. Das Ergebnis ist in der Abbildung 3.7 dargestellt.

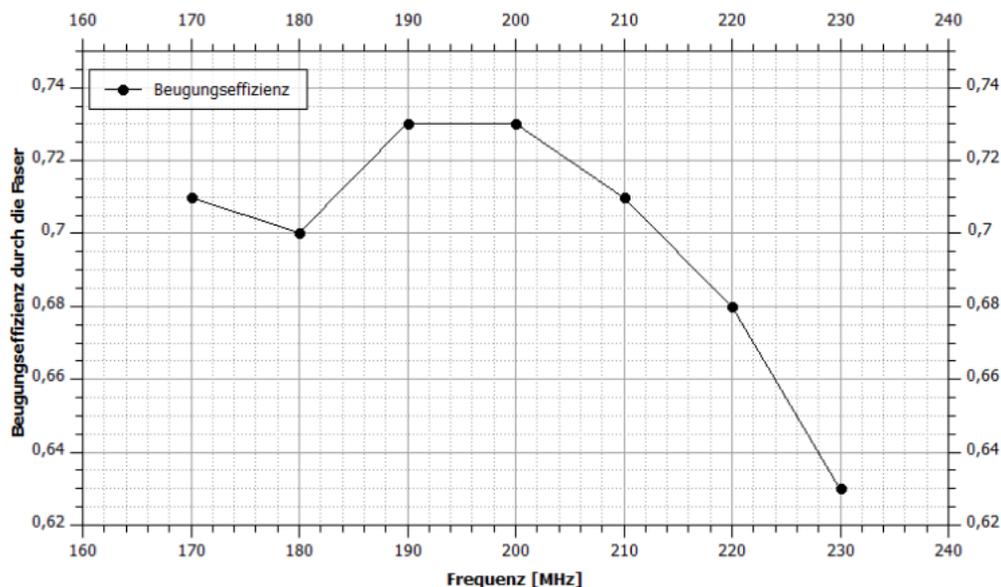


Abbildung 3.7: Der Verlauf der Faserkopplungseffizienz abhängig von der Betriebsfrequenz des AOM. Die Maximale Effizienz wird bei der Frequenz von 200 MHz erreicht und liegt bei 73 %.

Es wird ersichtlich, dass die Richtungsstabilität insgesamt sehr gut ist. Die Kopplungseffizienz liegt durchgehend bei über 60 % und die Schwankung dieser Effizienz liegt bei insgesamt 10 %. Dabei liegt die maximale Effizienz bei der Sollfrequenz des AOM.

Schlussfolgerung Am Ende wurde zugunsten von zwei AOM-Doppelpässen entschieden, weil Standard-AOM benutzt werden können und keine Sonderanfertigungen nötig sind, was sich positiv auf den Preis niederschlägt. Außerdem muss man die Strahlbalance einstellen können, sodass bei nur einem Doppelpass sowieso ein zusätzlicher AOM nötig gewesen wäre. Dadurch wäre der Aufbau unnötig verkompliziert worden, weil man auch die Frequenzverschiebung vom zusätzlichen AOM mit beachten müsste. Damit der Frequenzabstand der Laserstrahlen stimmt, hätte die Betriebsfrequenz verstellt werden müssen, was sich negativ auf die Effizienz des Aufbaus ausgewirkt hätte.

3.2 TA-Doppelpass

Damit ein Laserstrahl am Ausgang des Lasersystems genug Leistung für den Betrieb einer MOT liefert, werden Trapezverstärker verwendet. Diese sind in der Lage, einige 10 mW Laserlicht auf bis zu mehreren Watt zu verstärken. Die im Experiment vorhandenen Laser liefern zu wenig Leistung um einen TA speisen zu können. Um diesen Leistungsengpass zu umgehen, gibt es mehrere Möglichkeiten: Es kann vor dem TA ein neuer, leistungsfähigerer ECDL (External Cavity Diode Laser) oder ein Injection Lock Laser ohne externen Resonator gebaut werden. Eine weitere Alternative zum klassischen Aufbau wird auf den nächsten Seiten präsentiert: Ein TA in der Doppelpasskonfiguration. Durch den Aufbau in einer Doppelpasskonfiguration ist der Betrieb des TAs mit bereits einigen 100 μ W möglich. Durch Messungen mit einem Testaufbau soll die Eignung der Konfiguration für spezifische Anwendungen bei ATLAS untersucht werden.

3.2.1 Grundlagen

Trapezverstärker

Der Trapezverstärker (TA=Tapered Amplifier) gehört zu den optischen Halbleitern. Benötigt man mehr Leistung, als mit einer Laserdiode erreichbar ist, so kann man einen bereits vorhandenen Laserstrahl mithilfe des TA verstärken. Dabei haben die Laserdiode und der TA eine ähnliche Funktionsweise, wie in der Abbildung 3.8 dargestellt. Bei beiden werden mehrere Halbleiterschichten, die einen pn-Übergang bilden, auf ein Substrat aufgedampft. Über dem pn-Übergang ist eine trapezförmige Elektrode angebracht, durch die der Strahl in senkrechter Ebene begrenzt wird.

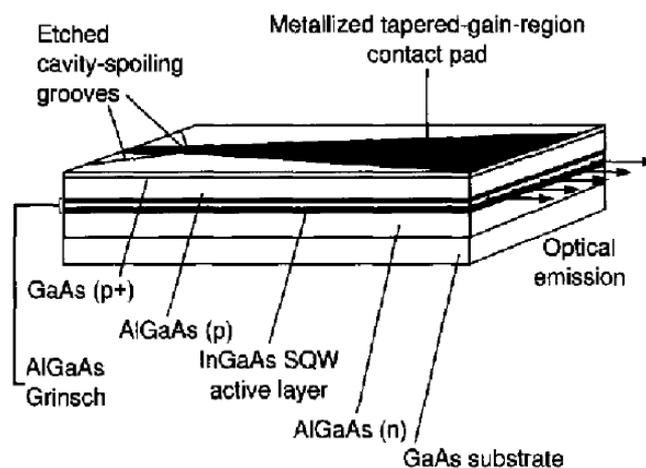


Abbildung 3.8: Der schematische Aufbau eines TA, übernommen aus [21]

Der Öffnungswinkel der Elektrode ist dabei so gewählt, dass die freie Propagation der Welle unterstützt wird, sodass eine gleichmäßige Leistungsdichte quer zur Ausbreitungsrichtung gegeben ist. Für maximal mögliche Ausgangsleistung ist die Größe der Austrittsfacette entscheidend. Bei der Laserdiode ist sie der limitierende Faktor für die Ausgangsleistung. Das Problem wird beim TA durch eine vergrößerte Facette behoben. Dabei ist die Verstärkung im TA proportional zur Länge der Austrittsfacette.

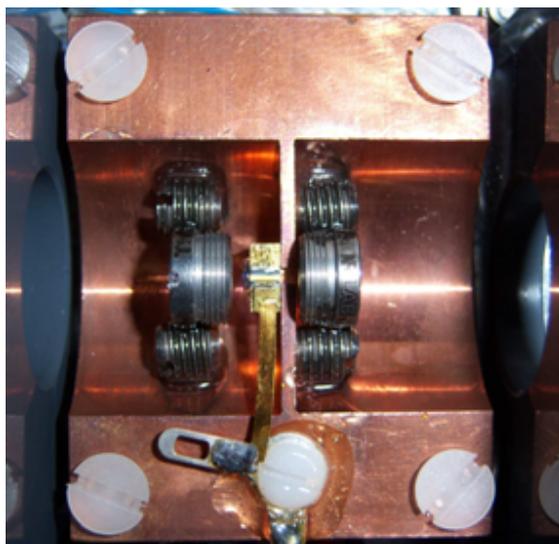


Abbildung 3.9: Ein TA, der auf einem Kupferblock montiert ist. Auf beiden Seiten des TA-blocks sind Linsen, die für das Einkoppeln, beziehungsweise Auskoppeln des Laserstrahls zuständig sind. Um einen elektrischen Kontakt zwischen dem TA und dem optischen Tisch zu vermeiden, wird der Kupferblock mit Plastikschaubrauben montiert. Übernommen aus [19].

Um eine Verstärkung bis auf mehrere Watt zu erreichen, können durch den TA elektrische Ströme von bis zu 5 A geschickt werden [22]. Durch den hohen Strom kommt es zu einer starken Aufwärmung des TA. Aus diesem Grund bedarf er einer leistungsfähigen Kühlung. Die Lösung ist in der Abbildung 3.9 dargestellt. Der TA wird auf einen Kupferblock montiert, von dem die Wärme über ein Peltierelement auf den optischen Tisch abgeleitet wird. Es besteht jedoch kein elektrischer Kontakt zwischen dem Tisch und dem TA.

Doppelpasskonfiguration

Ein schematischer Aufbau eines TA-Doppelpasssystems wird in Abbildung 3.10 dargestellt. Aus einer polarisationserhaltenden Faser wird der Laserstrahl rückwärts über den seitlichen Port in den Faraday Isolator eingekoppelt [23].

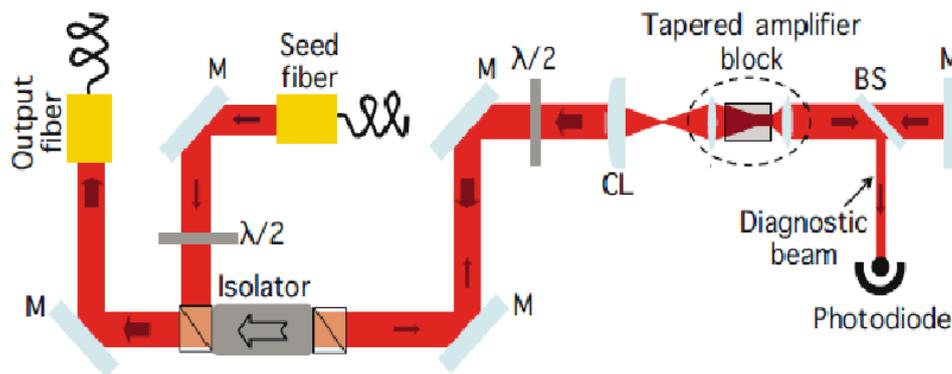


Abbildung 3.10: Der schematische Aufbau eines TA-Doppelpasssystems, übernommen aus [23]. Bei diesem Aufbau wird vor dem TA ein Teil der Strahlleistung abgezweigt um die Leistung zu messen.

Zwischen Isolator und TA wird seine Polarisation durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen so eingestellt, dass sie in die Vorzugsrichtung des TA gedreht wird. Nach dem Passieren des Plättchens wird er durch eine Zylinderlinse in die breite Seite der Austrittsfacette eingekoppelt und beim rückwärtigen Durchlaufen des TA auf einige 10 mW verstärkt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass nicht zuviel Leistung aus der schmalen Seite des TA kommt, da sonst die Facette beschädigt werden kann. Nach dem Verstärken wird der Strahl durch einen Spiegel in sich selbst reflektiert und dadurch zurück in den TA eingekoppelt. Auf 1 W verstärkt wird er durch den optischen Isolator vom Seedlicht getrennt und in eine Faser eingekoppelt.

3.2.2 Messaufbau

Zur Charakterisierung des TA-Doppelpasses wurde ein kleines System wie in der Abbildung 3.11 aufgebaut.

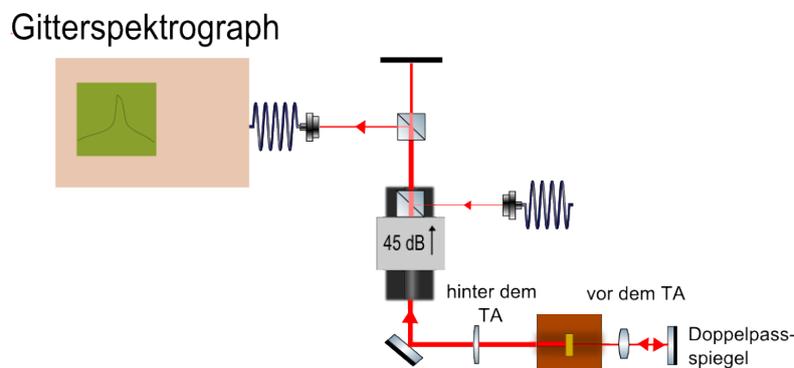


Abbildung 3.11: Der schematische Aufbau für die Probemessung mit dem TA-Doppelpass

Der Laserstrahl wird mit einer Leistung von einigen $100\ \mu\text{W}$ und einer Wellenlänge von $766.7\ \text{nm}$ durch eine polarisationserhaltende Faser geschickt und durch einen Faraday Isolator [8450_101_300-8, FI_780-5SV, S/N 12060864] in Rückwärtsrichtung durch den seitlichen Port gekoppelt. Nach dem Isolator durchläuft er den TA-Doppelpass [M₂K, UOH005_TA-0765-1000-DHP] und wird auf $1\ \text{W}$ verstärkt. Daraufhin verläuft er in Vorwärtsrichtung durch den Isolator, hinter dem ein Teil des Strahls abgezweigt und über eine Faser in den Gitterspektrographen [Optical Spectrum Analyzer, Agilent 86140B] geschickt wird.

3.2.3 Das Verstärkungsprofil

Bei der Messung wurde die Verstärkung durch den TA abhängig von der Ausgangsleistung des Seedlaserstrahls sowie das Ausgangsspektrum des TA gemessen. Als Erstes wurde untersucht, wie hoch die Leistung nach einmaligem Verstärken im TA ist, wenn man die Ausgangsleistung des Seedstrahls variiert. Dies ist insofern wichtig, weil man darauf achten sollte, dass die Leistung, die in den TA zurückgekoppelt wird, nicht zu hoch werden darf. Wird sie zu hoch, so kann es passieren, dass die TA-Facette beschädigt wird. Die Seedleistung wurde im Bereich zwischen 0 und $1500\ \mu\text{W}$ variiert. Bei dieser Messung wurde der TA mit einer Stromstärke von $1.5\ \text{A}$ betrieben. In der ersten Messung wurde die Rückwärtsverstärkung untersucht, einmal ohne dass der Strahl zurück in den TA reflektiert wird, einmal mit Retroreflexion.

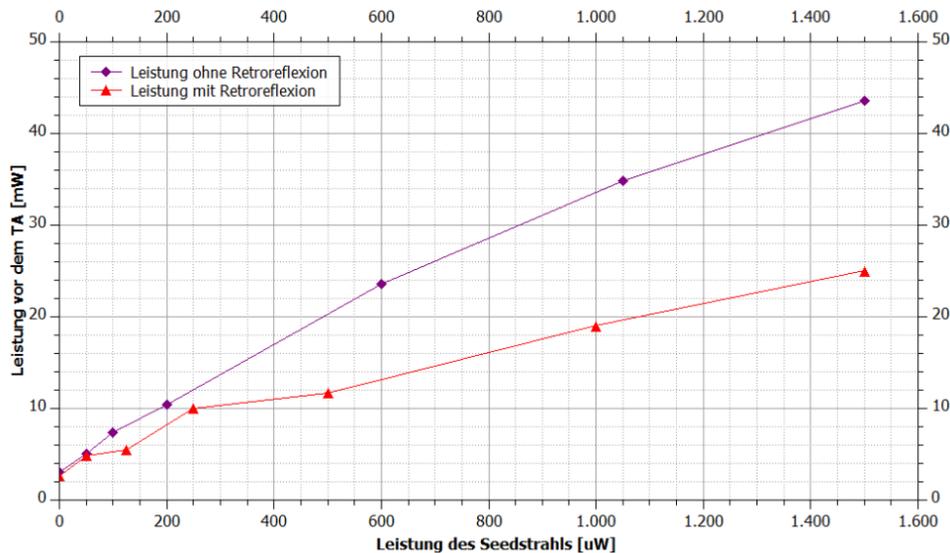


Abbildung 3.12: Die Messung der Verstärkung durch den TA, wenn der Strahl durch die Austrittsseite des TA geschickt wird. Einmal wurde ohne Retroreflex, d.h. der Laserstrahl wird nicht wieder zurück in den TA gespiegelt, und einmal mit Retroreflex gemessen.

Bei der Messung mit Retroreflexion (der Strahl wird zurück in den TA reflektiert) wurde die Leistung hinter dem Doppelpassspiegel gemessen. Das Lecklicht durch den Doppelpassspiegel beträgt 1‰ der Leistung vor dem Spiegel und wird mit 1000 multipliziert. Das Ergebnis ist in der Abbildung 3.12 dargestellt. In Violett ist die Ausgangsleistung im TA ohne Retroreflexion dargestellt, in Rot die mit Retroreflexion. Es ist ein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Verstärkungen zu erkennen: Der Strahl wird ohne Retroreflexion deutlich mehr verstärkt als mit. Das liegt daran, dass die Besetzungsinversion ohne Retroreflexion nur vom Seedstrahl abgeräumt wird. Mit Retroreflexion wird sie auch von reflektierten Strahl in die andere Richtung abgeräumt und somit sind nicht so viele angeregte Atome vorhanden.

Es wurde eine weitere Messung mit Retroreflexion durchgeführt, bei der auch der Betriebsstrom des TA variiert. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Die Leistung des Seedstrahls wurde zwischen 0 und 1.5 mW variiert, der Strom zwischen 1,5 und 3 A.

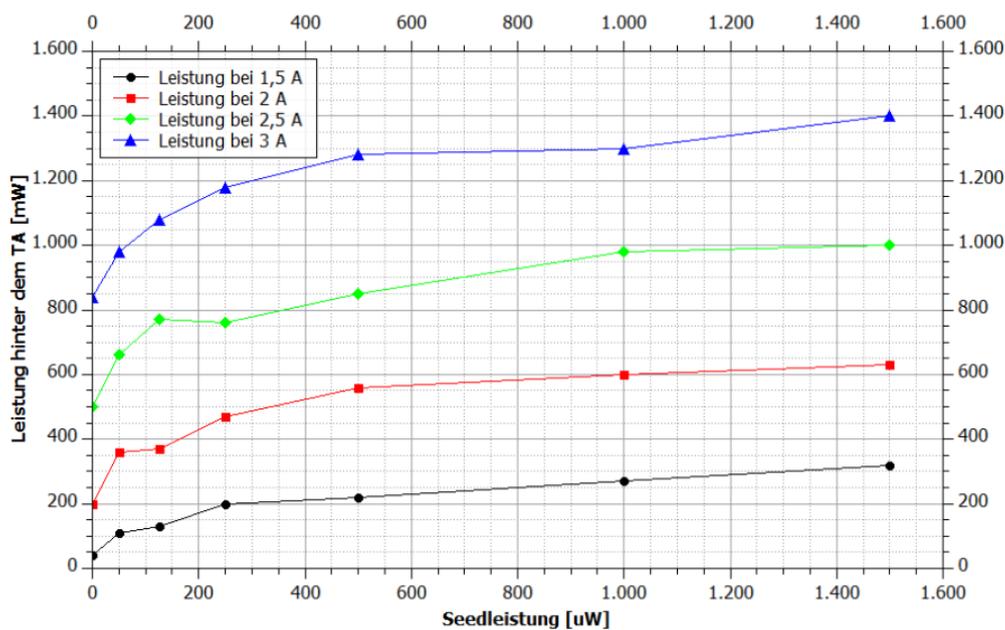


Abbildung 3.13: Die Verstärkung des Laserstrahls bei variierender Seedleistung und Stromstärke. Bei 3 A wird die Verstärkung auf 1 W bereits bei einer Seedleistung von $50 \mu\text{W}$ erreicht.

Wie zu erkennen ist, hängt die Ausgangsleistung sowohl von der Seedleistung als auch vom Betriebsstrom des TA ab. Eine Sättigung der Verstärkung ist bei allen Strömen bereits bei etwa $500 \mu\text{W}$ erreicht. Die maximale Ausgangsleistung steigt jedoch proportional mit dem Strom. Bei der Leistung von 1.5 mW liegt man bereits über der von Hersteller maximal empfohlenen Leistung von 1.2 W bei 3 A.

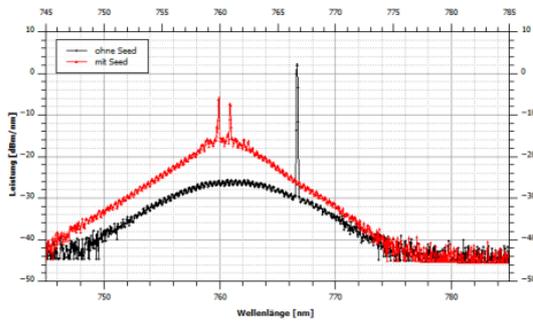
Man könnte in diesem Fall bereits bei 2.5 A die Verstärkung auf 1 W erreichen. Bei der Betriebsstromstärke von 3 A reichen bereits 50 μ W Seedleistung für 1 W Ausgangsleistung.

3.2.4 Das Ausgangsspektrum

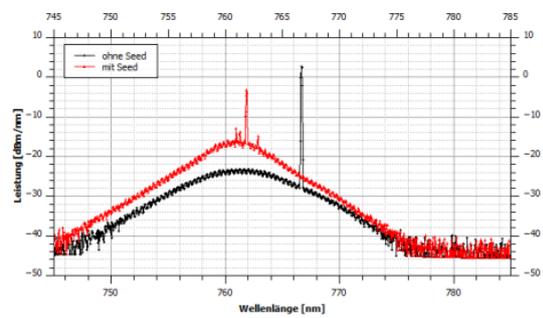
Zusätzlich zur Verstärkung des Strahls wurde auch das Ausgangsspektrum des TA bei verschiedenen Betriebstemperaturen gemessen. Das Spektrum wurde jeweils mit und ohne Seedleistung mit dem Gitterspektrographen [Optical Spectrum Analyzer, Agilent 86140B] aufgenommen. Das Ergebnis ist in der Abbildung 3.14 zu sehen.

Der TA im gespeisten Zustand ist in rot, der im ungespeisten Zustand in schwarz dargestellt. Betreibt man den Doppelpass-TA ohne Seed, so entstehen bei 18 °C spontane Leistungspeaks bei einer Wellenlänge von etwa 760 nm. Wird die Temperatur erhöht, so verschiebt sich die spontane Emission in der Wellenlänge, die Wellenlänge wird größer. Die Emissionspeaks werden zusätzlich kleiner. Ab 24 °C werden die spontanen Peaks unterdrückt und das Rauschen wird kleiner.

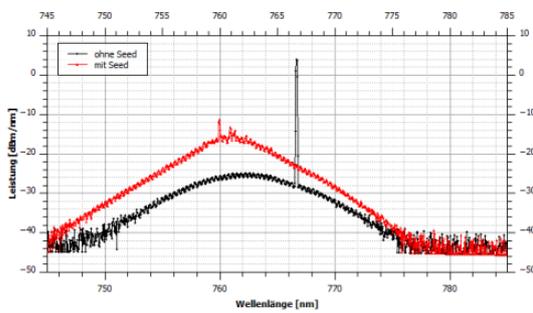
Im gespeisten Zustand liegt das Hintergrundrauschen etwa 10 dB niedriger als beim ungespeisten TA. Im gespeisten Zustand treten keine spontanen Peaks auf, jedoch ist die spontane Emission größer, je niedriger die Betriebstemperatur des TA ist. Je höher die Betriebstemperatur, desto mittiger liegt der Verstärkungspeak des Seedlichts am Maximum des Hintergrundrauschens und desto besser kann dieses Rauschen dann unterdrückt werden. Aus diesem Grund soll der Doppelpass-TA bei 30 °C betrieben werden.



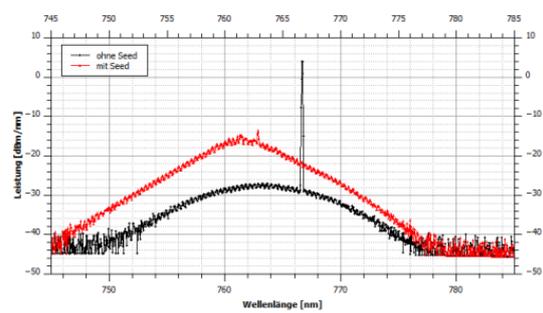
(a) Spektrum bei 18°C



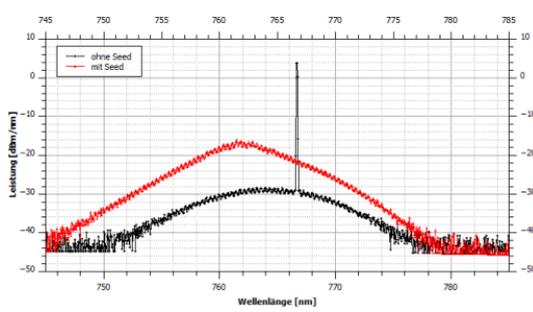
(b) Spektrum bei 20°C



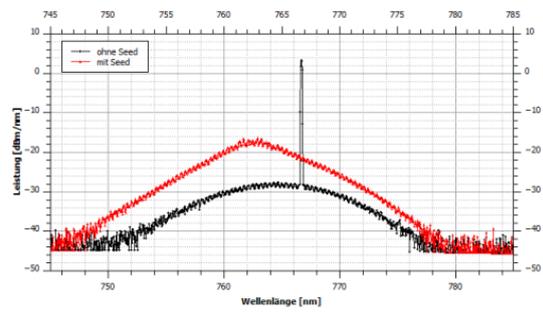
(c) Spektrum bei 22°C



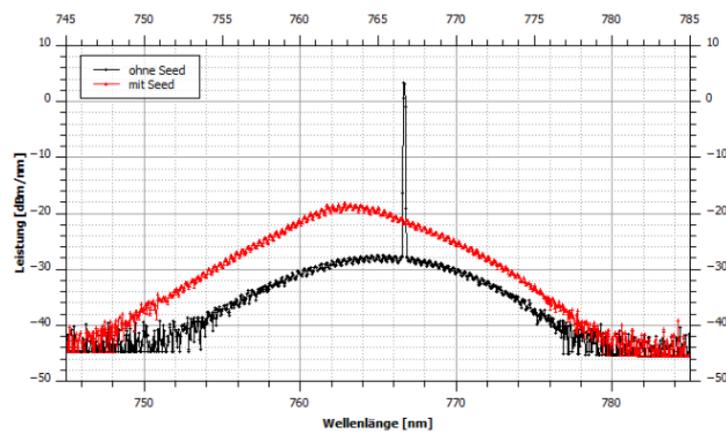
(d) Spektrum bei 24°C



(e) Spektrum bei 26°C



(f) Spektrum bei 28°C



(g) Spektrum bei 30°C

Abbildung 3.14: Ausgangsspektren des TA abhängig von dessen Betriebstemperatur. Diese wurde zwischen 18°C und 30°C variiert.

3.3 Spektrales Verstärkungsprofil des TA beim Speisen mit mehreren Frequenzen

Wenn ein TA durch mehrere Frequenzen gespeist wird, so werden beide verstärkt. Dieser Verstärkungsprozess ist jedoch stark abhängig vom individuellen, spektralen Verstärkungsprofil des benutzten TA. Daher ist nicht sichergestellt, ob das Leistungsverhältnis hinter dem TA dem Leistungsverhältnis vor dem TA entspricht. Daher wurde mit Hilfe eines Fabry-Pérot-Resonators das Leistungsverhältnis der beiden Frequenzen im verstärkten Licht in Abhängigkeit vom Leistungsverhältnis im Seedlicht untersucht.

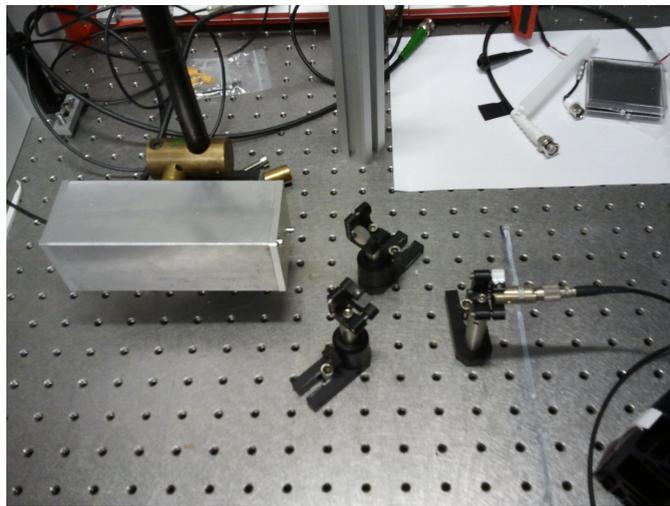


Abbildung 3.15: Der Aufbau zur Messung mit dem Fabry-Pérot Resonator

3.3.1 Fabry-Pérot-Interferometer

Das Fabry-Pérot-Interferometer (FPI), benannt nach seinen Entwicklern Charles Fabry und Alfred Pérot, ist ein Aufbau aus zwei parallelen Spiegeln hoher Reflektivität, die einen optischen Resonator bilden. Die Spiegel sind in einem Abstand L zueinander angebracht und können entweder fest sein, oder wie bei dem für die Untersuchung verwendeten Resonator kann einer der beiden Spiegel an einen Piezo zur Änderung der Resonatorlänge angebracht sein. Das Ausgangsspektrum des Interferometers besteht aus schmalen Transmissionsmaxima bei denjenigen Wellenlängen, die die Resonatorbedingung

$$L = k \cdot \lambda$$

erfüllen. Beträgt die Länge des Resonators ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ des einfallenden Lichts, so überlagern sich die in Resonator umlaufenden

Lichtwellen konstruktiv. Durch die Leistungsüberhöhung im Resonator wird das FPI von außen betrachtet transparent.

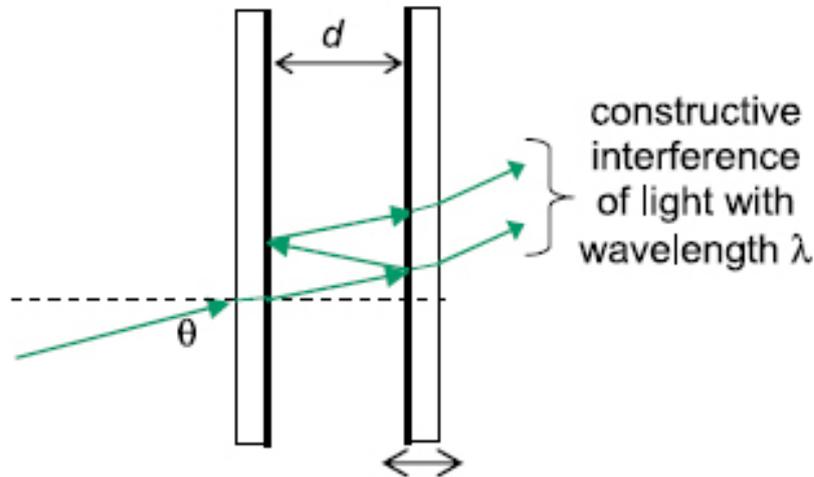


Abbildung 3.16: Eine schematische Abbildung des Fabry-Pérot-Resonators. Einer der Spiegel ist mithilfe eines Piezo beweglich. d ist dabei der Abstand der beiden Spiegel und Θ der Winkel des einfallenden Lichts [24].

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, ist das FPI dagegen lichtundurchlässig. Bei einer vorgegebenen Wellenlänge kann mit einem beweglichen Spiegel die Länge des Resonators angepasst werden, sodass die Resonatorbedingung erfüllt wird. Der Abstand der Transmissionsmaxima entspricht dem freien Spektralbereich des Resonators.

$$\Delta f = \frac{c}{2nL}$$

Dabei ist n der Brechungsindex der Luft oder des Mediums zwischen den beiden Spiegeln, c die Lichtgeschwindigkeit und Δf der Frequenzabstand der einzelnen Maxima. Wie gut die Transmissionsmaxima ausgeprägt sind, wird über die Finesse \mathcal{F} definiert. Sie wird über das Verhältnis des Abstands der Maxima zu der Halbwertsbreite der Peaks bestimmt.

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta f}{\delta f}$$

Bei hoher Reflektivität lässt sich die Finesse über die Reflektivität R der Spiegel beschreiben.

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

Je höher demnach die Reflektivität der Resonatorspiegel, desto schmaler und höher sind die Interferenzmaxima ausgeprägt.

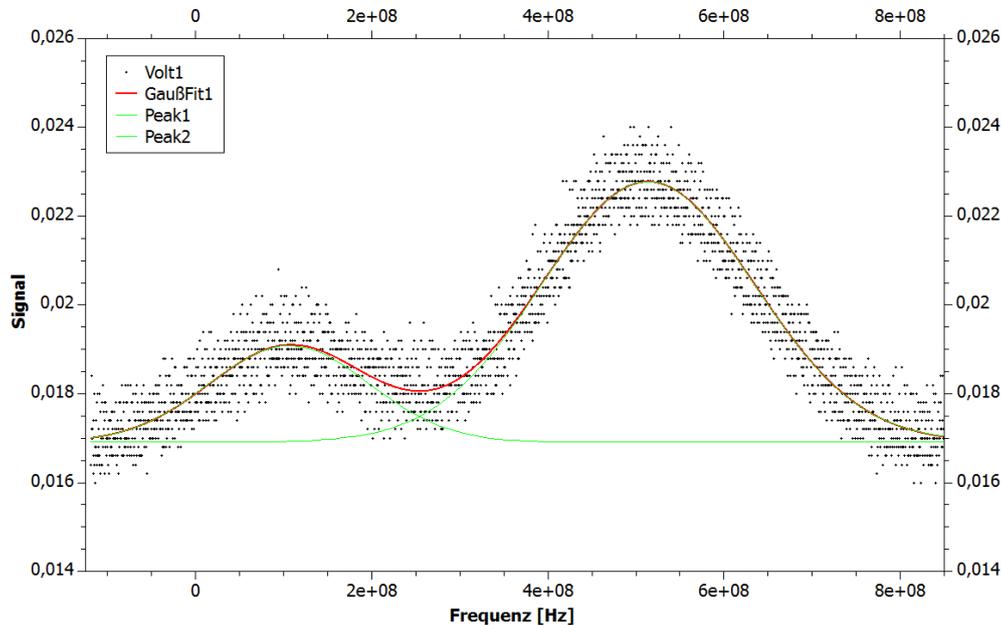


Abbildung 3.18: Ein typisches Signal am Oszilloskop, bei der die beiden Frequenzen von TA verstärkt wurden. In grün ist der Doppelgaußfit der beiden Peaks dargestellt.

Das Ziel dieser Messung ist dabei zu untersuchen, ob man die Leistung, die die Frequenzen nach dem Verstärken besitzen, aus der Höhe der Peaks am Oszilloskop abgeleitet werden kann.

3.3.3 Messergebnisse

In der Abbildung 3.18 ist ein typisches Signal am Oszilloskop dargestellt. Es sind zwei Signalmaxima zu sehen, die gegen die Frequenz ausgetragen sind, wobei das linke Maximum zum Kalium-Kühl laser und das rechte zum Kalium-Rückpump laser gehört. Um das relative Leistungsverhältnis der beiden Peaks abzulesen zu können, reicht es normalerweise die Höhe der Peaks abzulesen, weil die Höhe proportional zur Fläche unter den Peaks und somit zur Leistung ist. Jedoch sind die Leistungspeaks so breit in der Frequenz, dass sie sich überlagern. Der linke Peak ist 180 MHz breit, der rechte 242 MHz. Wegen der Überlagerung summieren sich die Flächen der Peaks und somit auch deren Höhen. Zur Untersuchung, ob die Leistung immer noch aus der Höhe ablesbar ist, werden die Peaks durch Doppelgaußpeaks gefittet.

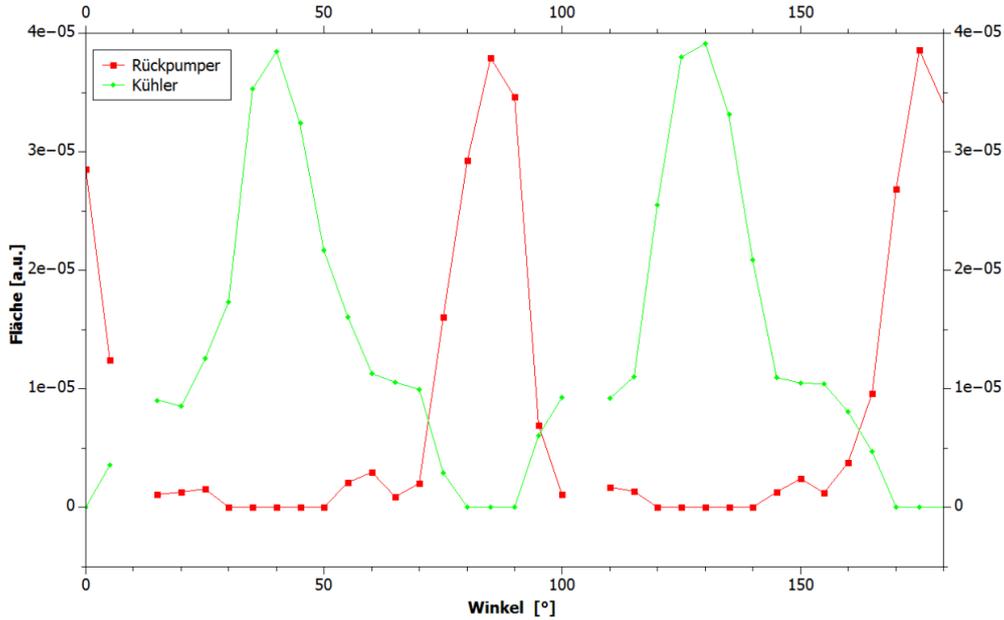


Abbildung 3.19: Der Gesamtverlauf der Fläche der beiden im TA verstärkten Frequenzen abhängig vom Rotationswinkel des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens. Das Plättchen wurde insgesamt um 180° gedreht.

Werden die Verstärkungsprofile für jede Winkeleinstellung des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens durch Doppelgauß gefittet und die ausgerechneten Flächen gegen den Winkel aufgetragen, so erhält man eine Darstellung wie in der Abbildung 3.19. Der Leistungsverlauf der Rückpumpstrahls ist dabei in rot dargestellt, der des Kühlstrahls in grün. Der Verstärkungsverlauf sieht dabei wie eine Sinuskurve aus und durchläuft in der Messung zwei Perioden. Das liegt daran, dass das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen die Polarisation des Laserstrahls um den doppelten Winkel dreht, als um den es rotiert wird.

Es ist eine am Oszillator einfach ablesbare Größe erwünscht, anhand der die relative Leistung hergeleitet werden kann. In diesem Fall ist das die Höhe der Peaks. Für die Untersuchung, ob sie immer noch zum Ablesen geeignet ist, stellt sich die Frage, ob das Verhältnis der Höhe und der Fläche der Peaks linear ist. Hierzu wurde eine Eichkurve gemacht, in der die Fläche unter den Peaks der Frequenzen gegen der Höhe der Peaks aufgetragen wurde. Das Ergebnis ist in der Abbildung 3.20 dargestellt.

3.3. Spektrales Verstärkungsprofil des TA beim Speisen mit mehreren Frequenzen³⁵

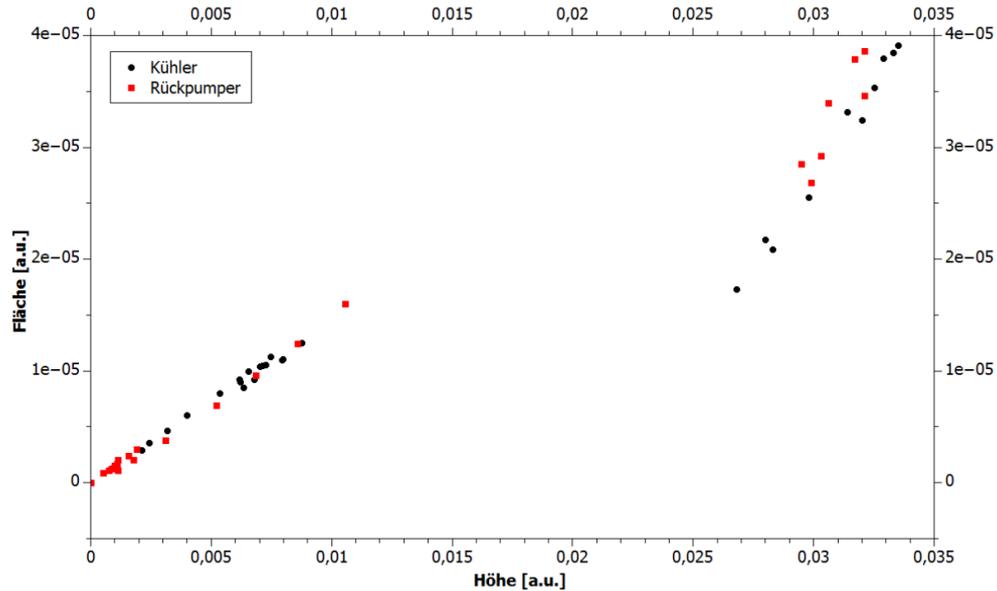


Abbildung 3.20: Die Fläche der Peaks der beiden im TA verstärkten Frequenzen gegen deren Höhe aufgetragen.

Wie man sehen kann, ist das Verhältnis der Fläche zu der Höhe gut linear, jedoch gibt es in der Mitte des Plots eine Lücke. Zusätzlich hat die linke Hälfte der Messwerte eine flachere Steigung als die der rechten. Dass im Mittelbereich ein Sprung ist, ist möglicherweise ein Artefakt des Fits dieser Messung. Damit man für den Bereich auch Messwerte hat, müsste man die Schwankungsraten verkleinern. Also müsste man die Rotationsschritte des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens kleiner als 5° machen.

Mittlerweile gibt es einen neuen Resonator für die Untersuchung der beiden Frequenzen. Dieser besitzt eine höhere Finesse für die für Kalium nötige Wellenlänge, sodass die Maxima besser aufgelöst werden können. Weil ein besser geeigneter Resonator benutzt werden kann, wurde der Ansatz mit Gauß-Fits nicht weiter verfolgt.

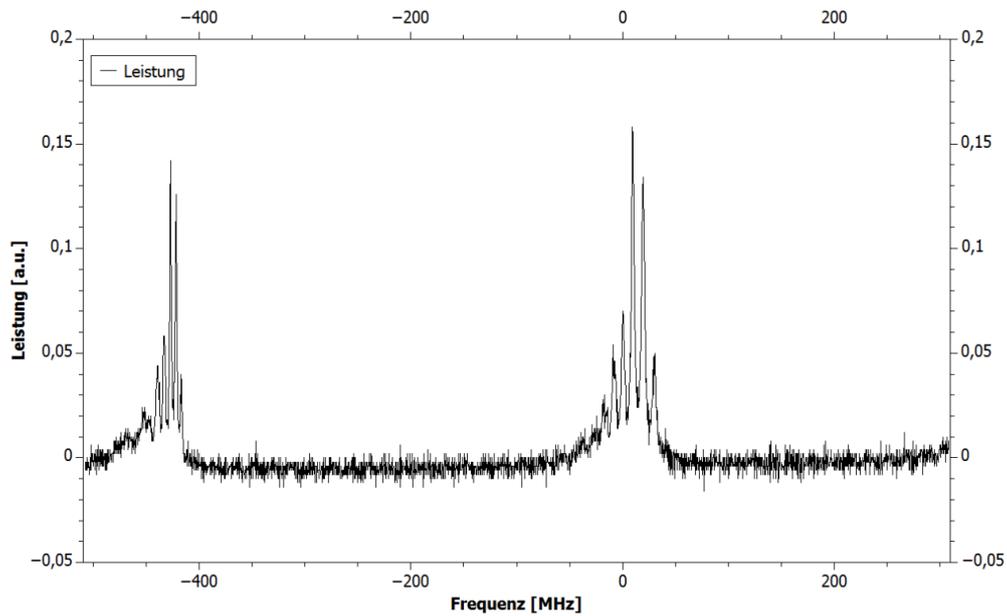


Abbildung 3.21: Eine Beispieldarstellung mit dem neuen Fabry-Perot-Resonator, wenn zwei Frequenzen gleichzeitig verstärkt werden. Der Nullpunkt ist beliebig gesetzt.

Ein typisches Signal des neuen Resonators ist in der Abbildung 3.21 dargestellt. Abgebildet ist hierbei ein freier Spektralbereich des Resonators. Der linke Peak gehört zum Kühlstrahl, der rechte Peak zum Rückpumpstrahl. Da die Peaks sich nicht mehr überlagern, kann das Leistungsverhältnis direkt aus der Höhe der Peaks abgelesen werden.

Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden Untersuchungen durchgeführt, anhand derer ein Lasersystem zur Atominterferometrie mit Kalium aufgebaut wurde. Dieses Lasersystem soll am ATLAS-Experiment eingesetzt werden, welches bereits seit 2008 erfolgreich mit Rubidium betrieben wird. Weil der Einsatz von Kalium als zweite Atomspezies bereits bei der Konzeption und beim Aufbau des Experiments berücksichtigt wurde, ist der Aufbau des Lasersystems für Kalium der letzte Schritt zur Realisierung einer Kalium-MOT.

Für die Laserkühlung von Alkaliatomen werden grundsätzlich zwei Frequenzen benötigt, die zueinander leicht verstimmt sind. Bei Rubidium liegt diese Frequenzdifferenz bei 6.8 GHz. Normalerweise wird diese Differenz durch zwei Laser realisiert, deren Frequenzen um 6.8 GHz gegeneinander verschoben sind. Da die Frequenzdifferenz bei Kalium mit 460 MHz deutlich geringer ist, kann die Frequenzdifferenz anstatt mit zwei Lasern mit einem Laser und zwei akustooptischen Modulatoren (AOM) in einer Doppelpasskonfiguration realisiert werden. Der Laserstrahl wird in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, in der Frequenz verschoben und wieder überlagert. Die Eignung der AOM-Doppelpässe für diese Anwendung wurde untersucht und die optimalen Betriebsparameter ermittelt. Wenn die beiden Teilstrahlen nach den Doppelpässen wieder zu einem überlagert werden, beträgt seine Leistung nur noch etwa 25 % der Anfangsleistung. Diese Leistung reicht nicht mehr aus, um die TAs aus dem 2D- und 3D-System zu speisen. Daher wurde in das 2D-System ein Injection-Lock-Laser als Zwischenverstärker eingebaut. Dieser verstärkt die beiden Frequenzen von 1 mW auf 60 mW, so dass wieder genug Leistung zum Speisen der beiden TAs vorhanden ist. Um das Leistungsverhältnis der beiden Frequenzen messen und einstellen zu können, wird ein Fabry-Perot-Resonator verwendet.

Nun kann eine Kalium-MOT realisiert und hinsichtlich der Laderate, der Atomzahl und der Temperatur charakterisiert werden und die Betriebsparameter optimiert werden. Sobald die Charakterisierung erfolgt ist, kann Interferometrie mit

Kalium durchgeführt werden. Dabei sollen das Rauschen und die Sensitivität der Messung der Fallbeschleunigung g untersucht werden.

Zusammen mit dem bereits betriebsbereiten Rubidiumgravimeter erlaubt dies die simultane Durchführung der Atominterferometrie mit Kalium und Rubidium zur Untersuchung des Äquivalenzprinzips.

Anhang

A.1 Die Lasersysteme

A.1.1 Das 3D-System

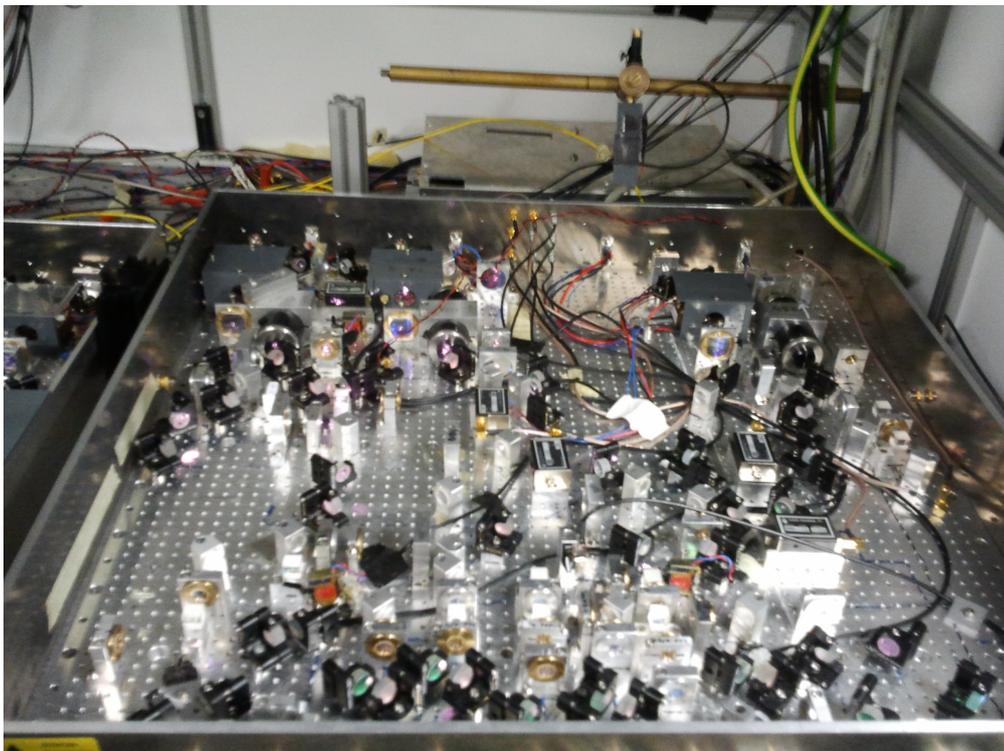


Abbildung A.1: Das Lasersystem für Kalium und Rubidium für den Betrieb der 3D-MOT

A.1.2 Das 2D-System

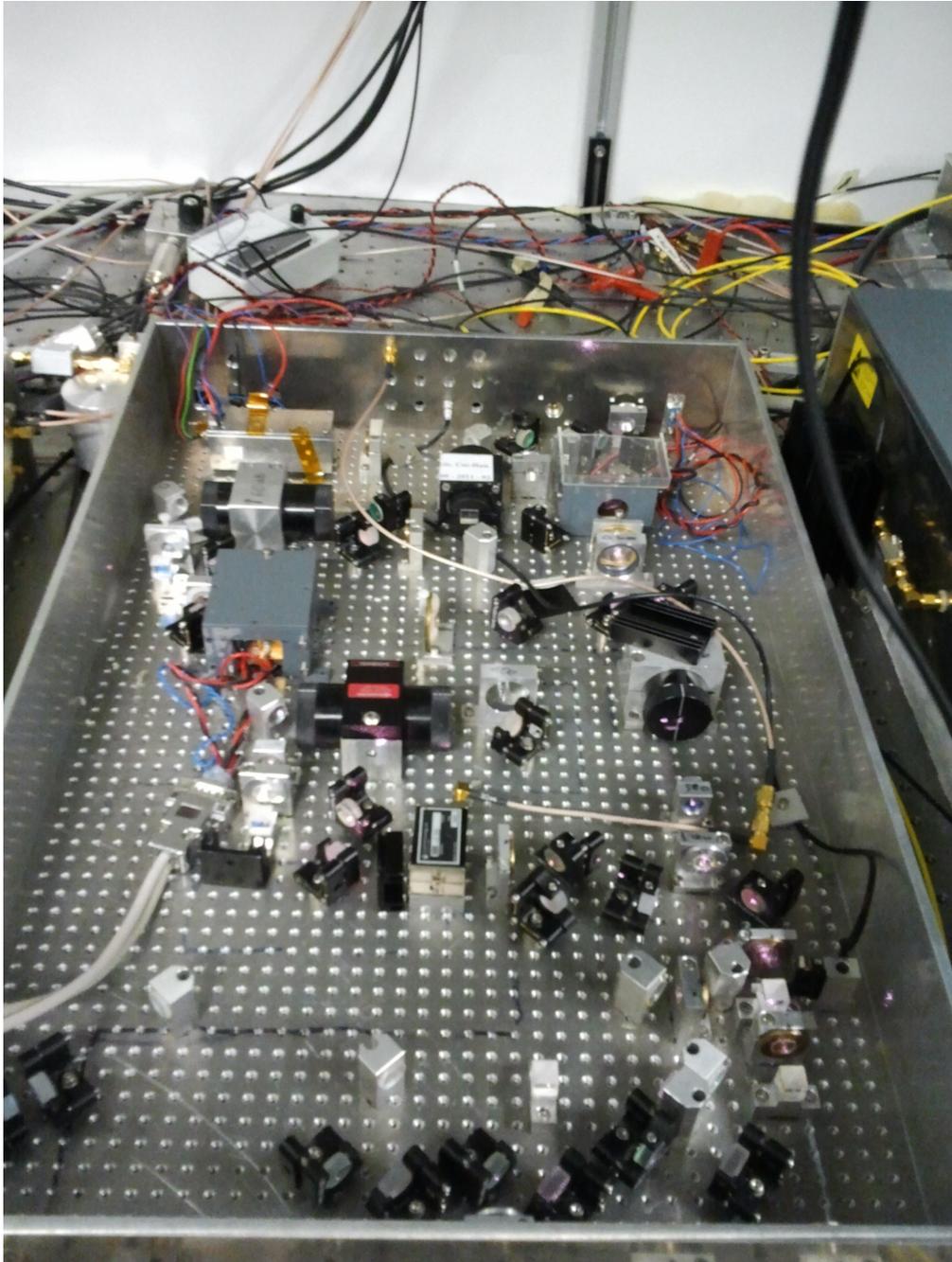


Abbildung A.2: Das Lasersystem für Kalium und Rubidium für den Betrieb der 2D-MOT

A.1.3 Das Mastersystem

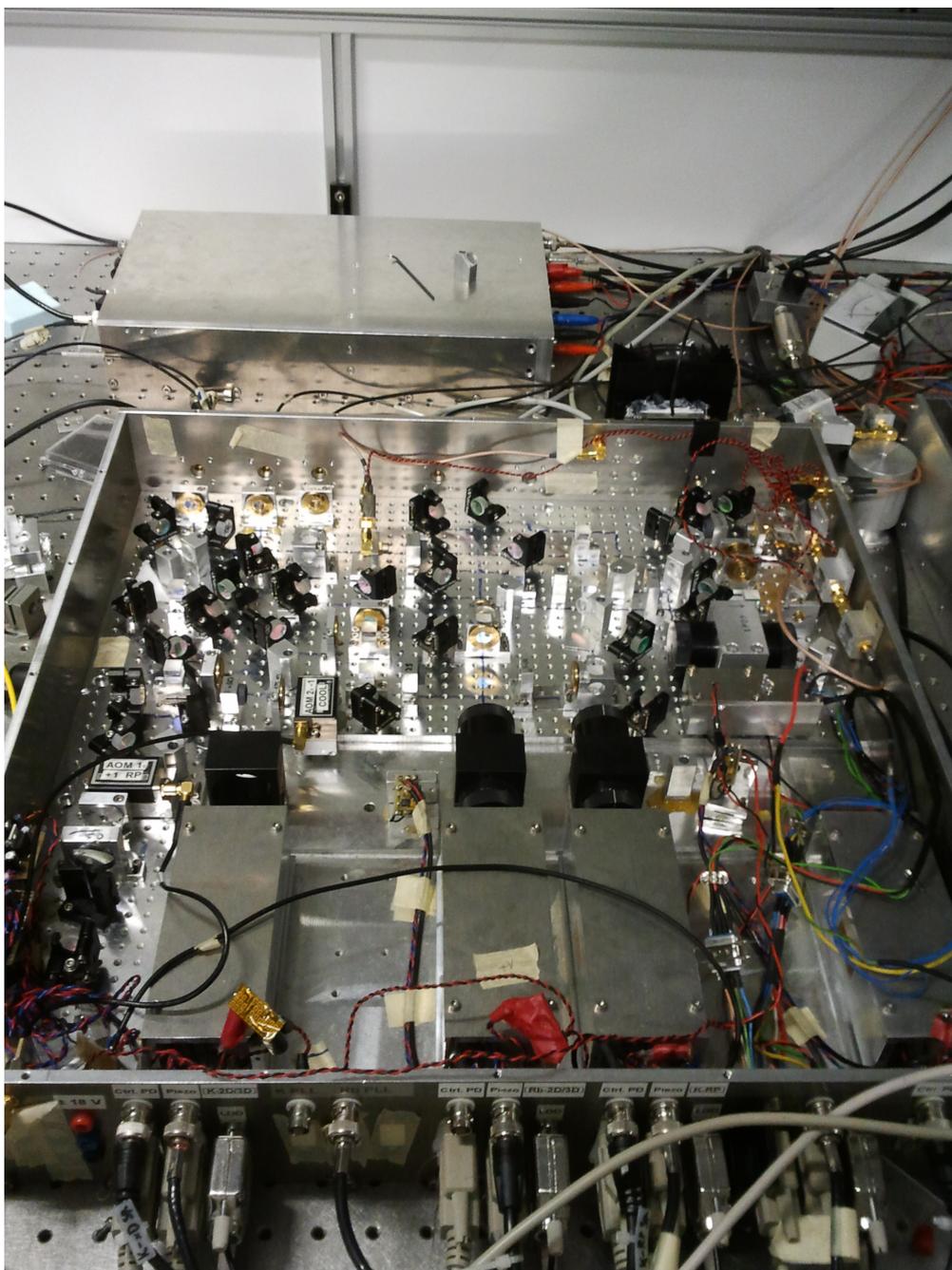


Abbildung A.3: Das Mastersystem für die Atominterferometrie mit Kalium und Rubidium. Links sind die AOM-Doppelpässe zu sehen.

A.2 Energieniveauschema von $^{39/40/41}\text{Kalium}$

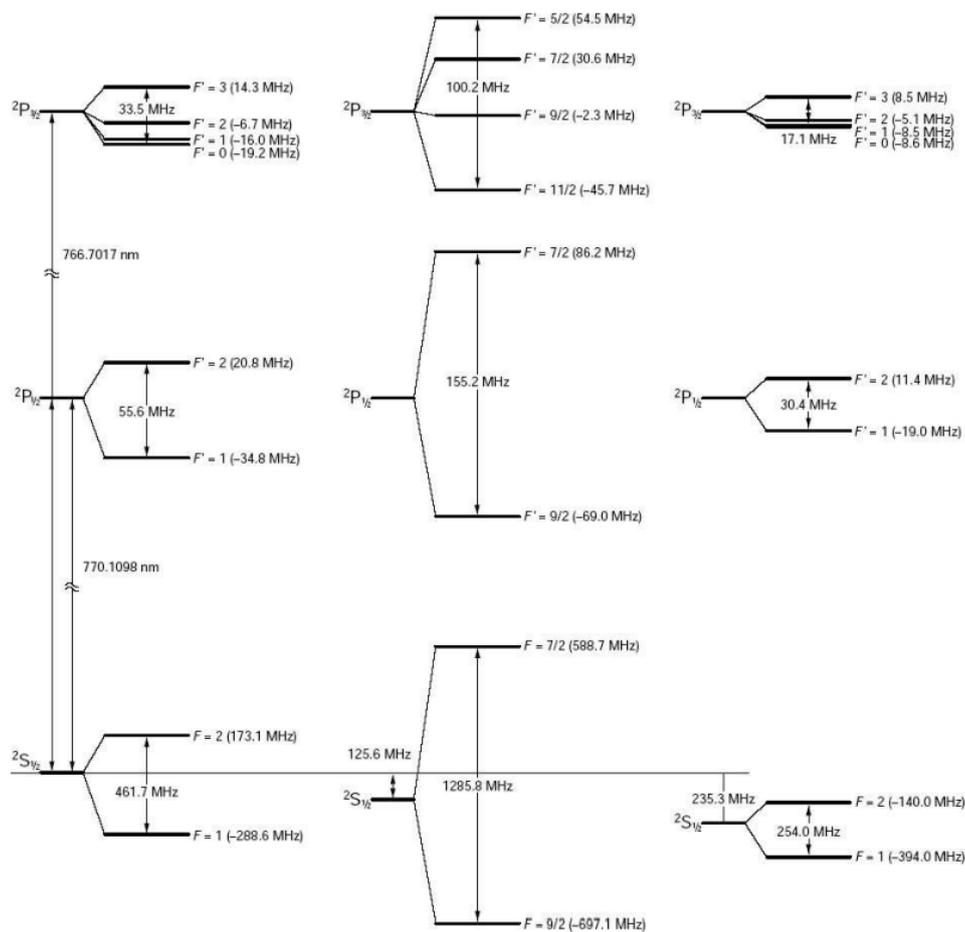


Abbildung A.4: Die Energieniveauschemata der D_2 -Linie der drei Kaliumisotope. Übernommen aus [16]

A.3 Legende

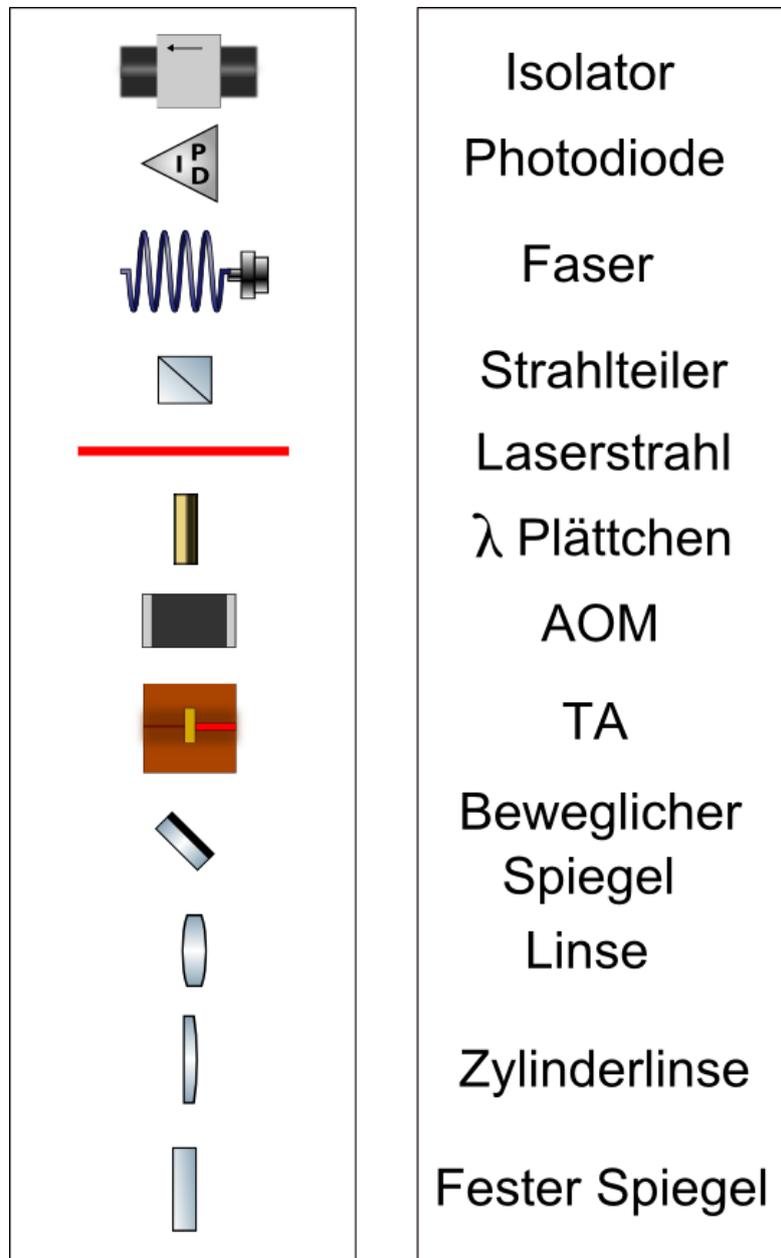


Abbildung A.5: Die Erklärung der Symbole

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Louis de Broglie.
RECHERCHES SUR LA THEORIE DES QUANTA.
Annales de Physique, 10, 1925.
- [2] Brenton C. Young D.S. Weiss and Steven Chu.
Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry.
Phys. Rev. Letters, 40(18):2706–2709, 1993.
- [3] E. Sarajilic A. Wicht, J.M. Hensley and Steven Chu.
A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry.
Phys. Scr., 2002(T102):82, 2002.
- [4] A. Witte J. Helmke F. Riehle, Th. Kisters and Ch.J. Bordé.
Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer.
Phys. Rev. Lett., 67(2):177–180, 1991.
- [5] P. Boyer T.L. Gustavson and M.A. Kasevich.
Precision rotation measurement with an atom interferometer gyroscope.
Phys. Rev. Lett., 78(11):2046–2049, 1997.
- [6] M. Kasevich and S. Chu.
Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer.
Appl. Phys. B., 54(5):321–332, 1992.
- [7] K.Y. Chung A. Peters and S. Chu.
Measurement of the gravitational acceleration by dropping atoms.
Nature, 400(6747):849–852, 1999.
- [8] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow.
Cooling of gases by laser radiation.
Optics Communications, 13 (1):68–69, 1975.

-
- [9] D.J. Wineland and Wayne M. Itano.
Laser cooling of atoms.
Phys. Rev. A., 20:1521–1540, 1979.
- [10] A. Cable S. Chu E.L. Raab, M. Prentis and D.E. Pritchard.
Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure.
Phys. Rev. Lett., 59(23):2631–2634, 1987.
- [11] Christoph I. Westbrook William D. Phillips Philipp L. Gould Paul D. Lett,
Richard N. Watts and Harold J. Metcalf.
Observation of atoms laser cooled below the doppler limit.
Phys. Rev. Lett., 61(2):169–172, 1988.
- [12] T. Damour and J.P. Blaser.
Optimizing the choice of materials in equivalence principle experiment.
Proc. Rencontres de Moriond.
- [13] Dg.
Kalium Isotope.
<http://www.bs-wiki.de/mediawiki/index.php/Isotope#Kalium>, 2011.
[Online; besucht 10.11.2011].
- [14] Nils Winter.
Ein Lasersystem zur hochauflösenden Raman-Interferometrie mit Kalium und Rubidium.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, Juni 2010.
- [15] P. Cheinet.
Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids.
Dissertation, Université Paris VI, 2006.
- [16] Christina Rode.
Aufbau eines kompakten Lasersystems zur Kühlung der Isotope von Rubidium und Kalium.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, Mai 2009.
- [17] T. Petelski J. Le Gomet J. Kim K.T. Therkidsen A. Clairon und A. Langdradin
P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos.
Compact laser system for atom interferometry.
Appl. Phys. B., 84(4):643–646, 2006.
- [18] W. Lenth und C.Ortiz G.C.Bjorklund, M.D. Levenson.
Frequency modulation (FM) spectroscopy.
Appl. Phys. B., 32(3):145–152, 1983.
- [19] Waldemar Herr.
Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von Rb-87-Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung.

- Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, Oktober 2007.
- [20] F. Levi M.O. Tataw E. A. Donley, T.P. Heavner and S.R. Jefferts.
Double-pass acousto-optic modulator system.
Review of scientific instruments, 76, 2005.
- [21] J.N. Walpole.
Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions.
Optical and Quantum Electronics, 28:623–645, 1996.
- [22] Eagleyard Photonics.
Datenblatt eines 2W-TA.
[http://www.eagleyard.com/uploads/tx_tdoproductstorage/
EYP-TPA-0780-02000-4006-CMT04-0000.pdf](http://www.eagleyard.com/uploads/tx_tdoproductstorage/EYP-TPA-0780-02000-4006-CMT04-0000.pdf), 2011.
[Online; besucht 20.11.2011].
- [23] V. Bolpasi and W. von Klitzing.
Double-pass tapered amplifier diode laser with an output power of 1 w for an
injection power of only 200 microwatt.
Review of scientific instruments, 81, 2010.
- [24] SPIE.
Fabry-Perot-Interferometer.
<http://spie.org/x32374.xml>, 2011.
[Online; besucht 20.10.2011].
- [25] Maic Zaiser.
Eine Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie.
Dissertation, Leibniz Universität Hannover, Mai 2010.
- [26] Daniel Tiarks.
Aufbau und erste Charakterisierung eines atomaren Gravimeters.
Master's thesis, Leibniz Universität Hannover, November 2011.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Der schematische Aufbau der MOT-Kombination	5
2.2	Raman-Übergang	6
2.3	Der schematische Aufbau des Lasermoduls	8
2.4	Der schematische Aufbau des Masterlasersystem	9
2.5	Der schematische Aufbau der Lasersystems für die 2D-Kalium-MOT	11
2.6	Der schematische Aufbau der 3D-Systems für Kalium.	13
3.1	Schematischer Aufbau eines AOM	16
3.2	Schematischer Aufbau eines AOM-Doppelpasses	17
3.3	Der schematische Aufbau für die Probemessung mit dem AOM- Doppelpass	18
3.4	Kopplungseffizienz abhähgig von der Verstärkung	19
3.5	Kopplungseffizienz des 110 MHz-AOM abhängig von der Frequenz .	20
3.6	Kopplungseffizienz des 200 MHz-AOM abhängig von der Frequenz .	21
3.7	Der Verlauf der Faserkopplungseffizienz abhängig von der Betriebs- frequenz des AOM	22
3.8	Schematischer Aufbau eines TA	23
3.9	Beispiel eines TA	24
3.10	Schematischer Aufbau TA-Doppelpasssystems	25
3.11	Der schematische Aufbau für die Probemessung mit dem TA-Doppelpass	25
3.12	Messung mit und ohne Retroreflex	26
3.13	Die Verstärkung des Laserstrahls bei variierender Seedleistung und Stromstärke	27
3.14	Ausgangsspektrum des TA	29
3.15	Der Aufbau zur Messung mit dem Fabry-Pérot Resonator	30
3.16	Schematische Darstellung des Fabry-Pérot-Resonators	31
3.17	Schematischer Aufbau für die Messung des Ausgangsprofils	32
3.18	Beispielbild am Oszillioskop	33
3.19	Gesamtverlauf der Fläche der Peaks abhängig vom Winkel	34
3.20	Fläche der Peaks abhängig von der Höhe	35
3.21	Neuer Fabry-Perot-Resonator	36

A.1	Das 3D-Lasersystem	39
A.2	Das 2D-Lasersystem	40
A.3	Das Mastersystem	41
A.4	Energieniveauschema von Kalium	42
A.5	Legende	43

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beigetragen haben.

Zuerst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Ernst M. Rasel und Prof. Dr. Wolfgang Ertmer für die Möglichkeit, diese Bachelorarbeit am Institut für Quantenoptik anfertigen zu können. Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Ulrich Velte für seine Hilfe und tatkräftige Unterstützung in den letzten fünf Monaten. Mein Dank gilt ebenfalls dem gesamten ATLAS-Team: Jonas Hartwig, Dennis Schlippert und Daniel Tiarks für die tolle Arbeitsatmosphäre.

Auch den restlichen Mitgliedern des Instituts danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und gute Beratung während meiner Bachelorzeit. Außerdem bedanke ich mich bei meinem Freund, meiner Familie und meinen Freunden die mir zur Seite standen, auch wenn mal nicht alles glatt lief.

DANKE!

VERSICHERUNG DER EIGENSTÄNDIGEN ARBEIT

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt habe.

Hannover, den 15. Dezember 2011

Olga Lysov