

---

REALISIERUNG EINES  
SCHMALBANDIGEN  
DIODENLASERSYSTEMS  
HOHER AUSGANGSLEISTUNG  
ZUR RAUSCHARMEN DETEKTION  
UND MANIPULATION VON  
 $^{87}\text{Rb}$ -ATOMEN MIT HILFE DER  
ATOM-LICHT-WECHSELWIRKUNG

---

**Diplomarbeit**

von

**Waldemar Herr**

angefertigt am  
Institut für Quantenoptik  
Leibniz Universität Hannover

unter Anleitung von  
PD Dr. Ernst M. Rasel  
am 25. Oktober 2007



Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems  
hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und  
Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen mit Hilfe der  
Atom-Licht-Wechselwirkung

Diplomarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Leibniz Universität Hannover

Referent: PD Dr. Ernst Rasel  
Koreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

25. Oktober 2007



## Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde ein sehr kompaktes Diodenlasersystem zum Fangen, Kühlen und zur rauscharmen Detektion von  $^{87}\text{Rb}$  aufgebaut und charakterisiert. Das entwickelte Lasersystem zeichnet sich durch seine vergleichsweise hohe Ausgangsleistung von mehr als 3 W, eine schmale Linienbreite und eine sehr hohe Flexibilität in seiner Anwendung und Erweiterung aus. Die verfügbare Ausgangsleistung und Frequenzen der erzeugten Laserfelder gestatten den Betrieb eines sogenannten Doppel-MOT-Systems, bestehend aus einer zweidimensionalen (2D) und einer dreidimensionalen (3D) magneto-optischen Falle („*Magneto-Optical Trap*“, kurz MOT). Zusätzlich eignet sich das Lasersystem auf Grund der gewählten Technik der Frequenzstabilisierung mit Hilfe von Schwebungsmessungen auch für den zukünftigen Einsatz hochauflösender Ramanspektroskopie und somit für die Atominterferometrie. Eine modulare Aufbauweise und Lichtführung über optische Fasern gewährleisten die Transportabilität. Das Diodenlasersystem besteht aus zwei Modulen, dem frequenzstabilen, spektral schmalbandigen Referenzlasermodul und einem leistungsstarken System zur Manipulation der Atome, welches mehrere leistungsverstärkte Diodenlaser umfasst.

Das **Referenzlasermodul** beruht auf einem Diodenlaser dessen Linienbreite durch die Verwendung eines externen linearen Resonators in Kombination mit einem dielektrischen Interferenzfilter reduziert wurde. Auf längeren Zeitskalen wird die Frequenz des Diodenlasers durch die Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen Übergang der  $D_2$ -Linie des  $^{87}\text{Rb}$  stabilisiert. Erhöhte mechanische Stabilität und Unempfindlichkeit gegen Deformationen gewährleisten der lineare Resonator in Kombination mit einem „Katzenauge“ als Rückreflektor. Auf Grund dieses Designs zeichnet sich der Diodenlaser durch eine schmale instantane Lorentz-Linienbreite unter 10 kHz aus. Somit ist ein hochstabiler und schmalbandiger Betrieb des Referenzlasers mit einer Gauß-Linienbreite von unter 100 kHz möglich. Das Lasersystem wird zur Erzeugung einer stabilen Referenzfrequenz eingesetzt, an die weitere Lasersysteme mit Hilfe von Schwebungsmessungen angebunden werden können. Die Anbindung mittels dieser Technik erlaubt ein schnelles Verstimmen der Relativfrequenzen um mehrere Gigahertz. Seine hohe Stabilität prädestiniert das Lasersystem zur rauscharmen Bestimmung der Anzahl von Atomen, etwa in der Atominterferometrie.

Das **Modul zur Manipulation der Atome** umfasst drei leistungsverstärkte Diodenlaser bestehend aus je einer „*Distributed Feedback*“ (DFB)-Laserdiode, deren Ausgangslichtleistung mit Hilfe eines Halbleitertrapezverstärkerchips („*Tapered Amplifier*“, kurz TA) auf 1 W verstärkt wird. Das Licht dient der Adressierung der beiden Hyperfeingrundzustände der  $^{87}\text{Rb}$ -Atome, auf welche die Kühlung und Speicherung mit Hilfe der Lichtkräfte innerhalb der 2D-, sowie 3D-MOT basiert.



# INHALTSVERZEICHNIS

---

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Das Referenzlasermodul</b>  | <b>5</b>  |
| 2.1      | Der Referenzlaser . . . . .  | 6         |
| 2.1.1    | Aufbau . . . . .   | 8         |
| 2.1.2    | Charakterisierung . . . . .  | 10        |
| 2.2      | Die Aufteilung . . . . .   | 16        |
| 2.3      | Die Spektroskopie . . . . .  | 18        |
| 2.3.1    | Optik der Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .                         | 18        |
| 2.3.2    | Elektronik der Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .                    | 20        |
| <b>3</b> | <b>Das Diodenlasermodul zur Manipulation von <math>^{87}\text{Rb}</math></b> | <b>23</b> |
| 3.1      | Anforderungen an das Diodenlasermodul . . . . .                              | 23        |
| 3.2      | Die drei MOPA-Systeme . . . . .  | 26        |
| 3.2.1    | Aufbau . . . . .   | 26        |
| 3.2.2    | Charakterisierung . . . . .  | 29        |
| 3.3      | Die Aufteilung der Laserfelder . . . . .                                     | 31        |
| 3.3.1    | Das Referenzlicht . . . . .  | 31        |
| 3.3.2    | Das 2D-MOT-Kühllicht . . . . .   | 32        |
| 3.3.3    | Das 3D-MOT-Kühllicht . . . . .   | 33        |
| 3.3.4    | Das „ <i>pusher</i> “-Licht . . . . .  | 35        |
| 3.3.5    | Das „Rückpumperlicht“ . . . . .  | 35        |
| 3.4      | Die Regelelektronik des Diodenlasermoduls . . . . .                          | 37        |
| 3.4.1    | Frequenzstabilisierungselektronik der MOPA-Systeme . . . . .                 | 37        |
| 3.4.2    | Die Schaltelektronik . . . . .   | 42        |
| <b>4</b> | <b>Ausblick</b>  | <b>45</b> |
| <b>A</b> | <b>Spektroskopie</b>   | <b>47</b> |
| A.1      | Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie . . . . .                               | 47        |
| A.2      | Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .                                   | 49        |

|  |           |
|--|-----------|
| <b>B Das Rubidiumatom</b>  | <b>53</b> |
| <b>C Legende und Abbildungen</b>                                     | <b>55</b> |
| C.1 Legende . . . . .  | 55        |
| C.2 Übersicht der Frequenzen im Experiment . . . . .                 | 56        |
| C.3 Das Referenzlasermodul . . . . .                                 | 57        |
| C.4 Schaltplan der Photodiodelektronik des Referenzlasermoduls . . . | 58        |
| C.5 MOPA-System zur Erzeugung des 2D-MOT-Kühllichts . . . . .        | 59        |
| C.6 Diodenlasermodul zur Manipulation von $^{87}\text{Rb}$ . . . . . | 60        |
| <b>D Veröffentlichung</b>  | <b>63</b> |

---

# EINLEITUNG

Im Jahre 1924 wurde von A. Einstein auf Grund theoretischer Vorarbeiten von S. Bose ein vollkommen neuer Materiezustand vorhergesagt [1, 2]. Sobald in einem idealen bosonischen Gas mit gegebener Dichte die Temperatur einen kritischen Wert unterschreitet, unterzieht sich das Gas einem Phasenübergang - es kondensiert. Dieser neuartige Zustand zeichnet sich durch eine makroskopische Besetzung des Quantenzustandes mit minimaler Energie aus und wird Bose-Einstein-Kondensat („*Bose Einstein Condensate*“, kurz BEC) genannt.

Es dauerte mehr als siebenzig Jahre, bis im Jahre 1995 das erste BEC von der Gruppe um Cornell und Wiemann [3] und wenige Monate darauf auch von der Gruppe um W. Ketterle [4] beobachtet wurde. Zwei Jahre später demonstrierte W. Ketterle den ersten gepulsten Atomlaser [5]. In diesem Experiment wurde ein BEC aus Natriumatomen in einer Magnetfalle erzeugt und kohärent in kleinen Paketen ausgekoppelt. Zur Auskopplung der Atome aus der Magnetfalle wurden Übergänge zwischen gebundenen und in der Magnetfalle ungebundenen magnetischen Unterzuständen des Natriums über Radiofrequenzpulse induziert. Unter dem Einfluss der Gravitation propagierten die ausgekoppelten Atomwolken frei fallend und formten den ersten gepulsten Atomlaser. Darauf folgend demonstrierte M. A. Kasevich 1998 einen gepulsten kohärenten Atomstrahl basierend auf der Interferenz von Materiewellen, welcher über Tunnelprozesse innerhalb eines optischen Gitters ausgekoppelt wurde [6]. Der erste quasi-kontinuierliche Atomlaserstrahl wurde von W. D. Phillips am NIST im Jahre 1999 gezeigt [7]. Die Atome wurden dabei über stimulierte Raman-Übergänge ausgekoppelt, die ebenfalls Übergänge in ungebundene  $m_F$ -Unterzustände induzierten. Man spricht hierbei von einem quasi-kontinuierlichen Atomstrahl, da dieser nur so lange aufrecht erhalten werden kann, bis das Reservoir in Form des BECs erschöpft ist. Im Jahre 1999 zeigte schließlich die Gruppe um T. W. Hänsch in München, dass es ebenso möglich ist, einen quasi-kontinuierlichen Atomlaser über eine Radiofrequenzaukopplung zu realisieren [8].

Der Auskoppelmechanismus war hierbei ähnlich zu dem, den auch schon W. Ketterle 1997 zum gepulsten Auskoppeln von Atomen aus einem BEC nutzte, führte jedoch zu einem quasi-kontinuierlichen Atomstrahl, da eine präzisere Kontrolle der Fluktuationen des Magnetfeldes möglich war.

Eine vollkommen neue Herangehensweise zur Erzeugung eines BECs wurde im Jahre 2001 von M. D. Barrett vorgestellt [9]. Er demonstrierte die „rein optische“ Erzeugung eines Rubidium-BECs in einer rotverstimmten Dipolfalle, die von einem CO<sub>2</sub>-Laser bei einer Wellenlänge von 10,6  $\mu\text{m}$  gebildet wurde. Durch Senken der Intensität des Dipollasers konnten nach und nach die heißesten Atome aus der Dipolfalle entfernt und das in der Falle verbliebene atomare Ensemble bis zur Bose-Einstein-Kondensation abgekühlt werden. Weitere „rein optisch“ erzeugte BECs wurden zum Beispiel in [10, 11, 12] vorgestellt.

Der Vorteil der Kondensation in einer Dipolfalle liegt in der Tatsache, dass Atome unabhängig ihres  $m_F$ -Unterszustandes gefangen werden können, unter anderem auch der mit Magnetfeldern schwach wechselwirkende  $m_F=0$ -Unterszustand. Letzterer ist zum Beispiel für atominterferometrische Anwendungen höchst interessant, da insbesondere in der Atominterferometrie magnetische Störfelder unerwünschte Phasen auf die Atome aufprägen, was zu einem Verlust an Präzision führt.

Im Jahre 2003 schließlich demonstrierte G. Cennini einen „rein optischen“ Atomlaser [12], der auf einer Auskopplung mittels der Gravitation und einer kontrollierten Senkung des Dipolfallenpotentials zur Erzeugung eines kohärenten und kollimierten Atomstrahls beruhte.

Im Rahmen des europäischen Projektes **FINAQS** (Future Inertial Atom Quantum Sensors) wird am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover ein Atomlaser, basierend auf „rein optischen“ Methoden, unter dem Namen **ATLAS** (Atom Laser) aufgebaut. Ziel ist es, eine Quelle für quantenentartete Gase mit hohem Teilchenfluss zu realisieren, die Eignung dieser atomaren Ensembles für neue hochpräzise Quantensensoren basierend auf der Atominterferometrie zu untersuchen, sowie Konzepte für die Erzeugung von Teilchenensembles mit nicht-klassischer Korrelation zu entwickeln. Mit Hilfe dieses neuen Instruments könnte es möglich sein, Genauigkeiten bis zum fundamentalen Quantenrauschlimit zu erreichen [13].

Die Apparatur ATLAS erlaubt die Kühlung von <sup>87</sup>Rubidium in mehreren Schritten bis hin zur Evaporation in einer optischen Dipolfalle. Die Apparatur besteht aus einer sogenannten zweidimensionalen magneto-optischen Falle („*2D Magneto-Optical Trap*“, kurz 2D-MOT), die einen intensiven Strahl aus Rubidiumatomen erzeugt. Die 2D-MOT wird aus dem Hintergrunddampfdruck kontinuierlich mit Hilfe von licht-induzierter Desorption [14] versorgt. Der kalte Rubidiumstrahl propagiert über eine differenzielle Pumpstufe in eine zweite Kammer, wo die Atome aus dem Strahl mittels einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D-MOT) gebremst und gespeichert werden. Durch Erfahrungen aus dem Experiment CASI

(„*Cold Atom Sagnac Interferometer*“), welches bereits ein ähnliches Konzept zum Kühlen und Fangen von Rubidiumatomen einsetzt, wird erwartet, dass innerhalb von 50 ms  $10^9$  Atome in der 3D-MOT gefangen werden können. Über Polarisationsgradientenkühlung soll das atomare Ensemble bis zu einer Temperatur unter  $50 \mu\text{K}$  gekühlt [15] und anschließend zur Befüllung einer Dipolfalle mit möglichst hoher Phasenraumdicke genutzt werden. Das für die Dipolfalle benötigte Licht wird durch einen Thulium-Faserlaser bei einer Wellenlänge von 1960 nm und einer Leistung von bis zu 60 W erzeugt. Durch Senken der Intensität des Dipollasers werden die heißesten Atome aus der Dipolfalle emittiert und somit das verbleibende Ensemble bis zur Bose-Einstein-Kondensation gekühlt. Stand der Technik ist die Erzeugung von BECs mit einer Teilchenzahl von  $10^5$  Atomen innerhalb von 3-5 Sekunden mit Hilfe dieser Methode [10], wodurch eine hohe Repititionsrate des Experiments ermöglicht wird. Anhand dieses zukünftig vorliegenden BECs sollen unterschiedliche Methoden zur kohärenten Auskopplung der Rubidiumatome aus der Dipolfalle erarbeitet und untersucht werden.

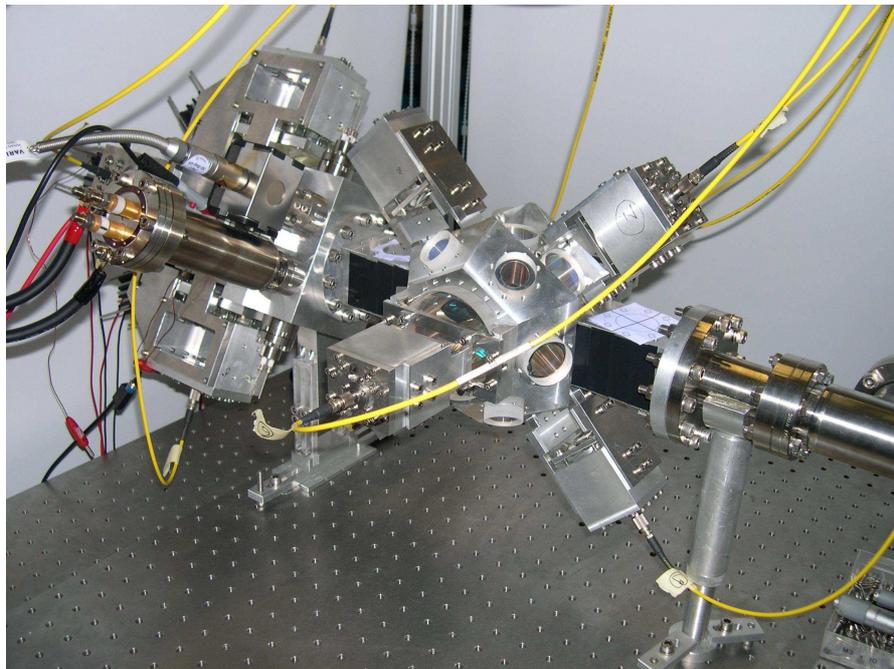


Abbildung 1.1: Der Atomlaser ATLAS: Für eine bessere Sicht auf die Hauptexperimentierkammer wurden die 3D-MOT-Magnetspulen für das Foto abmontiert.

In dieser Diplomarbeit wurde das Lasersystem zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung realisiert. Das Lasersystem besteht aus drei leistungsverstärkten Diodenlasern, welche die verschiedenen Laserfelder zum Fangen, Kühlen und Speichern vom Rubidiumatomen mit Hilfe der spontanen Lichtkraft erzeugen, und einem hochstabilen und spektral schmalbandigen Referenzlaser zur rauscharmen Detektion für die genaue Bestimmung der Teil-

chenzahl und zur Stabilisierung der Frequenz der leistungsverstärkten Diodenlaser mittels Schwebungsmessungen. Dieses Verfahren der Stabilisierung der Frequenzen erlaubt eine zuverlässige Anbindung aller Laser mit einem hohen Fangbereich und einer schnellen Frequenzdurchstimmbarkeit.

Im Folgenden wird nun in **Kapitel 2** der Aufbau des **Referenzlasermoduls** vorgestellt. Im Rahmen dessen wird der hochstabile und spektral schmalbandige Referenzlaser, dessen Stabilisierung mittels der Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie und seine Charakterisierung behandelt. Im Anschluss wird in **Kapitel 3** das **Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$** , welches die Laserfelder zum Kühlen und Fangen des Rubidiums erzeugt, vorgestellt. Die Diplomarbeit schließt in **Kapitel 4** mit einem **Ausblick** über weitere Ausbaustufen des Diodenlasersystems ab.

---

## DAS REFERENZLASERMODUL

Die Aufgaben des **Referenzlasermoduls** bestehen in der Bereitstellung eines Laserfeldes zur rauscharmen Detektion von Rubidiumatomen in der Experimentierkammer und eines hochstabilen und spektral schmalbandigen Laserfeldes als Frequenzreferenz für die leistungsverstärkten Lasersysteme des Diodenlasermoduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (s. Kap. 3).

Das Referenzlasermodul ist 37 cm lang, 22 cm breit und 7 cm hoch, aus Aluminium gefertigt und in drei Sektionen aufgeteilt (s. Abb. 2.1).

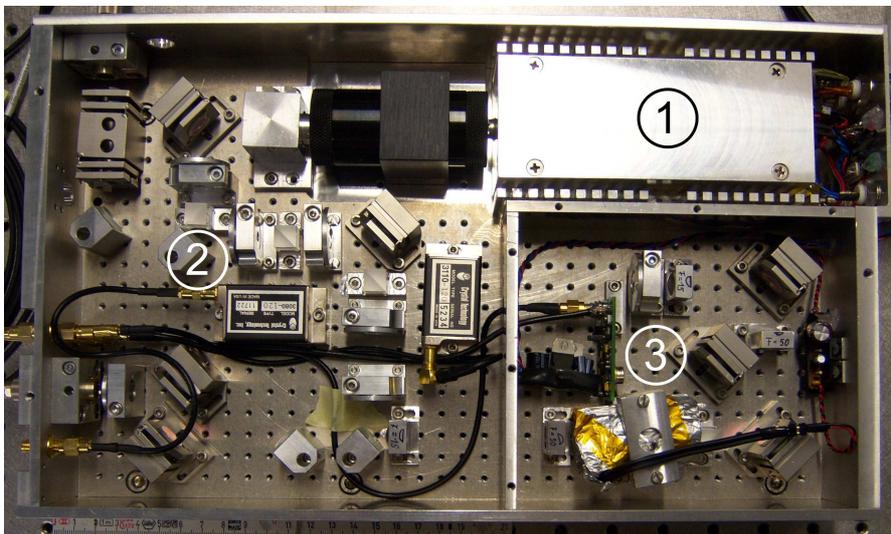


Abbildung 2.1: Aufnahme des Referenzlasermoduls: oben rechts ist der Referenzlaser (1), die linke Seite dient der Aufteilung des Laserfeldes (2) und unten rechts liegt die Spektroskopiesektion (3). Im Anhang C.3 ist eine größere Aufnahme mit eingezeichneten Strahlverläufen beigefügt.

Die erste Sektion (1) besteht aus einem Diodenlaser mit externem Resonator, dem Referenzlaser, welcher das hochstabile und spektral schmalbandige Laserfeld erzeugt. Die zweite Sektion (2) dient der Aufteilung des Laserfeldes auf die Spektroskopiesektion und zwei Faserausgänge, wobei vor einem der beiden Ausgänge die Frequenz des Laserfeldes nochmals mittels eines akusto-optischen Modulators (AOM) verschoben wird. In der dritten Sektion (3) ist eine Frequenzmodulations-spektroskopie realisiert, mit deren Hilfe der Referenzlaser in seiner Frequenz auf einen Übergang der D<sub>2</sub>-Linie des Rubidiums stabilisiert wird.

Um eine größtmögliche intrinsische Stabilität des Systems zu erlangen, wurde auf kleinste Optikkomponenten zurückgegriffen. Hierzu zählen die Strahlteiler mit einer Kantenlänge von 10 mm [Foktec], die Halbzolllinsen [Thorlabs] und -spiegel [Laseroptik] und die dazugehörigen selbstdesigneten Halter dieser Optiken, welche auf das in die Bodenplatte des Referenzlasermoduls eingearbeitete 10 mm x 10 mm M3-Lochraster geschraubt werden.

Durch die Verwendung dieser Komponenten ist es möglich, die Strahlwege sehr kurz zu halten und dadurch den optischen Aufbau weniger anfällig für Dejustageprozesse zu machen. Außerdem wurden durch die möglichst häufige Verwendung nicht-justierbarer Optikhalter die Freiheitsgrade auf ein Minimum beschränkt, um die Möglichkeit etwaiger Dejustageprozesse zu minimieren. Des Weiteren sind die kompakten Optikhalter robuster gegenüber z.B. Stößen und Schwingungen (s. Fallturmexperiment QUANTUS [16]), und die Miniaturisierung bietet den immensen Vorteil der Transportabilität des gesamten Systems.

Im Folgenden werden die drei Sektionen des Referenzlasermoduls genauer beschrieben.

## 2.1 Der Referenzlaser

Ausschlaggebend für die Wahl des Designs des Referenzlasers war eine enge Kollaboration mit dem BNM-SYRTE, welches einen neuartigen Diodenlaser mit externem Resonator („*External Cavity Diode Laser*“, kurz ECDL) entwickelt hatte [17]. Dieses Design versprach einen frequenzstabilen Betrieb bei zeitgleich sehr schmaler spektraler Linienbreite und wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit zur Verwendung als Referenzlaser aufgegriffen. Die spektralen Eigenschaften, die Durchstimmbarkeit der Wellenlänge und die Ausgangsleistung wurden vermessen und im Rahmen einer anderen Diplomarbeit [18] mit weiteren Varianten dieses Designs verglichen [19] (s. Anhang D).

Im Gegensatz zu den konventionellen gitterstabilisierten Diodenlasern [17] verwendet dieses Konzept einen schmalbandigen (FWHM = 0,3 nm), gleichzeitig hochtransmittierenden (>95 %) **Interferenzfilter** [Research Electro-Optics] zur groben Selektion der Frequenz des Lasers (s. Abb. 2.2 und Abb. 2.3), wodurch ein **linearer Aufbau** des ECDLs möglich ist.

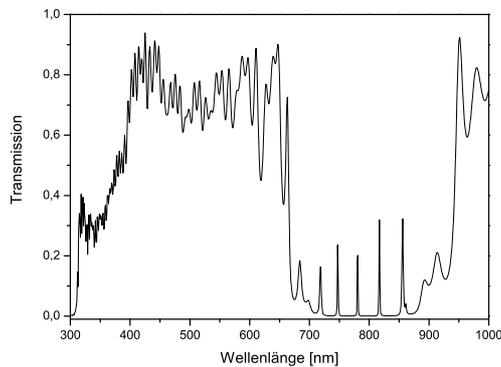


Abbildung 2.2: Transmissionskurve des Interferenzfilters: Die im Laser Zentrum Hannover (LZH) unter einem Einfallswinkel von  $0^\circ$  vermessene Transmissionskurve des Interferenzfilters zeigt in einem Tal von 680 nm bis 930 nm mehrere schmale Transmissionsspitzen. Auf Grund der geringen Auflösung des verwendeten Spektrometers von lediglich 1 nm konnte das hohe Transmissionsvermögen ( $>95\%$ ) und die schmale Linienbreite (FWHM = 0,3 nm) nicht aufgelöst werden.

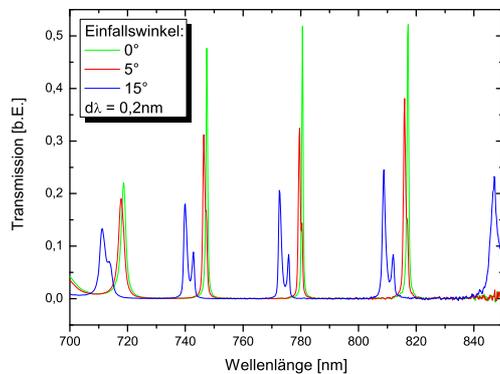


Abbildung 2.3: Abhängigkeit der Position der Transmissionsspitzen vom Einfallswinkel: Diese ebenfalls im Laser Zentrum Hannover (LZH) aufgenommenen Transmissionskurven zeigen, wie sich über das Verkippen des Interferenzfilters gegenüber dem einfallenden Laserstrahl die Position der Transmissionsspitzen durchstimmen lassen und somit eine Frequenzselektion vorgenommen werden kann. Die Messungen wurden mit einer Auflösung von 0,2 nm durchgeführt.

Der Vorteil dieses Aufbaus liegt in der vollständigen Entkopplung der groben Frequenzselektion von der Resonatorlänge. Einen zusätzlichen Stabilitätsgewinn eröffnet dieses Design durch die Möglichkeit der Implementierung eines sogenannten „Katzenauges“ zur Stabilisierung der Rückkopplung im externen Resonator. Hierbei fokussiert eine Linse den Laserstrahl auf den Auskoppelspiegel, sodass selbst bei leichter Verkipfung des Auskoppelspiegels der eintreffende Laserstrahl in sich zurück reflektiert wird [17]. Dieses Konzept ist bei gitterstabilisierten Diodenlasern [20] nicht sinnvoll, da eine Fokussierung auf das Gitter der benötigten großflächigen Ausleuchtung des Gitters widerspricht.

Zur Minderung von Dejustageprozessen des Referenzlasers sind viele Komponenten fest in das Lasergehäuse geklebt. Mit dieser Minderung der Dejustageprozesse ist ein vollständiger Verlust der Möglichkeit einer Justage des externen Resonators verbunden. Dank des Einsatzes des Katzenauges bedarf jedoch ein Austausch einer defekten Laserdiode keiner Neujustage des externen Resonators. Der an einem Optikhalter [Newport, U50 A Series] befestigte Interferenzfilter bleibt weiterhin in seiner Verkipfung zur Strahlachse einstellbar.

Abbildung 2.4 zeigt eine Aufnahme des in dieser Diplomarbeit realisierten Referenzlasers.

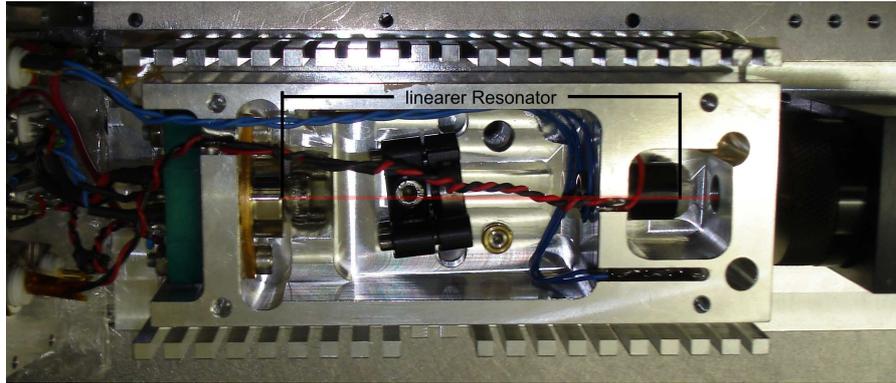


Abbildung 2.4: Der Referenzlaser im linearen ECDL-Design: Zu erkennen sind die in das Lasergehäuse aus Certal eingebauten Komponenten. Oberhalb und unterhalb des Laserkörpers sind die Kühlrippen des Kühlkörpers zu sehen.

### 2.1.1 Aufbau

Die im Referenzlaser verwendete Laserdiode ist eine „*Distributed Feedback*“ (**DFB**)-Diode [Eagleyard, EYP-DFB-0780-00080-1500-T0C03-0000]. Bei Dioden dieses Typs ist der laseraktiven Verstärkungszone eine Gitterstruktur aufgeprägt, wodurch longitudinal eine Mode selektiert wird. Wie bei konventionellen Laserdioden wird die transversale Grundmode durch die Gestaltung des Verstärkungsmediums als dielektrischen Wellenleiter durch eine entsprechende Dotierung der Halbleiterschichten erzielt. Dieser Einmodenbetrieb ist aus dem modensprungfreien Spektroskopiesignal ersichtlich, welches zur Überwachung der Frequenz der DFB-Dioden im Diodenlasermodule zur Manipulation der Rubidiumatome (s. Kap. 3) aufgenommen wird. Die Linienbreite der verwendeten DFB-Diode wurde über Schwebungsmessungen zu ungefähr 2,5 MHz bestimmt, was deutlich die Linienbreite konventioneller Laserdioden unterschreitet.

Um die Linienbreite des Referenzlasers weiter zu senken, wurde der DFB-Diode ein externer Resonator hinzugefügt (ECDL-Aufbau). Nach dem Schawlow-Townes-Limit [21] ist die untere Grenze der Linienbreite  $\Delta\nu$  einer Laserdiode gegeben durch

$$\Delta\nu \geq \frac{\pi h\nu \Delta\nu_{res}^2}{P}, \quad (2.1)$$

wobei  $\nu$  die Emissionsfrequenz der Laserdiode bei der Leistung  $P$  angibt. Die Linienbreite des externen Resonators  $\Delta\nu_{res}$  kann in Abhängigkeit der Resonatorlänge  $L_{res}$  und der gemittelten Reflektivität  $R$  der Spiegel zu

$$\Delta\nu_{res} = \frac{c}{2L_{res}} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}} \quad (2.2)$$

bestimmt werden. Da  $\Delta\nu_{res}$  inversproportional zu  $L_{res}$  ist, kann durch eine Verlängerung des externen Resonators die untere Grenze der Laserlinienbreite weiter gesenkt werden.

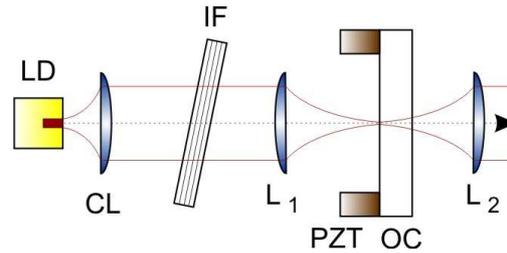


Abbildung 2.5: Schema des Referenzlasers: Der von der Laserdiode (LD) erzeugte Laserstrahl wird mit einer Linse (CL) kollimiert und passiert anschließend den Interferenzfilter (IF). Über einen teildurchlässigen Spiegel (OC), der auf einen Röhrenpiezo (PZT) geklebt ist, wird das Laserlicht ausgekoppelt. Zur Erhöhung der Stabilität des Resonators wird das Laserlicht mit einer Linse ( $L_1$ ) auf den Auskoppelspiegel fokussiert („Katzenaugen-Konfiguration“) und anschließend wieder von einer Linse ( $L_2$ ) kollimiert. (Grafik aus [19])

Zum Aufbau des externen Resonators wird, wie in Abbildung 2.5 gezeigt ist, der von der DFB-Diode (LD) emittierte, stark divergente Laserstrahl mit einer ersten Linse der Brennweite 3,1 mm (CL) [Thorlabs, C330TM-B] und einer hohen numerischen Apertur von 0,68 kollimiert und über einen teildurchlässigen Auskoppelspiegel mit einem Keilschliff von  $30^\circ$  (OC) [Laseroptik, 4N-BK7], der auf einen Niedervolt-Röhrenpiezo (PZT) [Piezomechanik, HPSt 156/14- 10/12] geklebt ist, in sich zurück reflektiert. Die Reflektivität des Auskoppelspiegels wurde im Vergleich zu anderen ECDL [19] auf Grund der bereits guten spektralen Eigenschaften der DFB-Diode zu lediglich 20 % gewählt. Mit einer Linse mit einer Brennweite von 18,4 mm ( $L_1$ ) [Thorlabs, C280TM-B] wurde das bereits vorgestellte „Katzenauge“ realisiert und anschließend der ausgekoppelte Teil des Laserstrahls über eine Linse selber Brennweite ( $L_2$ ) wieder kollimiert. In den 8,8 cm langen Resonator wurde der Interferenzfilter (IF) in einem Winkel von ungefähr  $6^\circ$  eingebaut, wodurch der Referenzlaser auf die benötigte Wellenlänge  $\lambda_{vac} = 780,246$  nm gezwungen wird. Um eine größtmögliche Stabilität des Referenzlasers zu erreichen, sind die genannten Komponenten in einen aus einem Stück gefrästeten, über ein Peltierelement gegenüber einem Kühlrippenkörper temperaturstabilisierten Lasergehäuse aus Certal eingebaut. Die DFB-Diode wird über ein Peltierelement, welches direkt an der Laserdiode innerhalb des TO-3-Gehäuses angebracht ist, gegen das Lasergehäuse temperaturstabilisiert. Die Temperaturstabilisierung der DFB-Diode und des Gehäuses wird durch eingebaute Thermistoren und eine selbstgebaute PID-Regelung gewährleistet. Der Kühlrippenkörper ist dabei nicht starr mit dem Gehäuse verbunden und hat keinen Kontakt zum Referenzlasermodul, sodass temperaturbedingte Größenänderungen des Kühlrippenkörpers nicht auf Diodenlaser wirken können. Aus Gründen der thermischen und elektrischen Isolation des Referenzlasers steht dieser über drei höhenverstellbare Gewindestangen auf eloxierten Aluminiumfüßen. Durch diese Dreipunktlagerung wird die Position des Referenzlasers fest vorgegeben.

Zur Erzielung einer möglichst geringen Linienbreite wird der Referenzlaser mit einem sehr rauscharmen Stromtreiber angesteuert. Mehrere Stromtreiber wurden im Rahmen einer anderen Diplomarbeit [18] auf ihr Rauschen untersucht und der nun verwendete gewählt.

Der vom Stromtreiber (LDD) ausgegebene Strom koppelt über den DC-Pfad eines Hochfrequenzeinkoppelkreises (s. Abb. 2.6) in die Laserdiode ein. Dieser Einkoppelkreis ist nötig, da die verwendete Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie (s. Abschn. 2.3) auf einer Modulation der Frequenz des Laserstrahls, der zur Spektroskopie genutzt wird, im Megahertzbereich beruht. Im Referenzlasermodule wird hierzu der Strom der Laserdiode des Referenzlasers und somit seine emittierte Lichtfrequenz über den AC-Pfad des Einkoppelkreises mit Hilfe eines Frequenzgenerators (PPG) [Digital Signal Technology, PPG-20] mit 14,2 MHz moduliert. Dabei wurde bei der Dimensionierung der elektrischen Filterelemente darauf geachtet, dass eine Frequenzstabilisierung des Referenzlasers mit einer Regelbandbreite von  $>50$  kHz (s. Abschn. 2.3.2) über den DC-Pfad vorgesehen ist. Zum Schutz vor falscher Polarität der Laserdiodenspannung wurde zusätzlich eine Schottky-Diode (SD) parallel zur Laserdiode eingebaut.

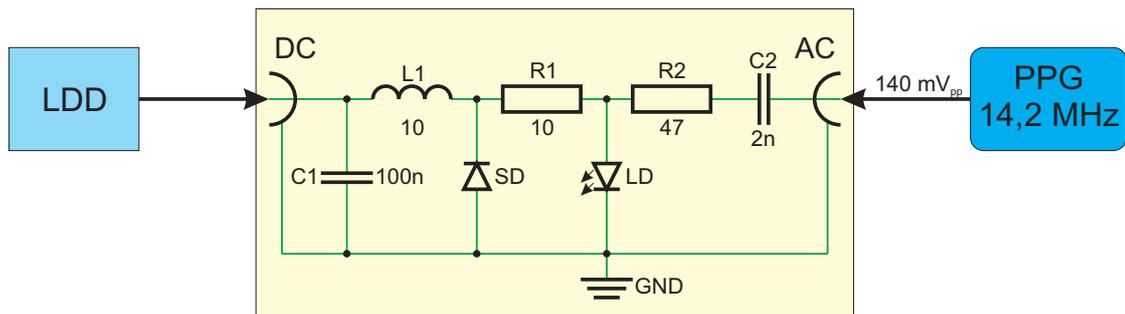


Abbildung 2.6: Hochfrequenzeinkoppelkreis zur Strommodulation des Referenzlasers: Die vom Stromtreiber (LDD) kommende DC-Spannung, die zum Betrieb der Laserdiode (LD) nötig ist, wird über einen Tiefpass, bestehend aus einer Spule (L1), einem Kondensator (C1) und einem Widerstand (R1), in die LD eingekoppelt. Die in Gegenrichtung geschaltete Schottky-Diode (SD) verhindert die Zerstörung der LD durch Anlegen einer falsch polarisierten Spannung. Die von einem Frequenzgeber (VCO) generierte AC-Komponente koppelt über einen Hochpass, bestehend aus einem Widerstand (R2) und einem Kondensator (C2), in die Laserdiode ein.

### 2.1.2 Charakterisierung

Der im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelte Diodenlaser wurde im Rahmen einer anderen Diplomarbeit [18] mit Varianten des linearen ECDL-Designs verglichen. Aus diesen Arbeiten resultierte eine Veröffentlichung [19], die im Anhang D beigefügt ist.

Die Resultate des linearen ECDLs der bisher beschriebenen Variante mit einer DFB-Diode werden nun vorgestellt.

### Ausgangsleistung des Referenzlasers

Die Charakterisierung der Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Betriebsstroms, wie sie in Abbildung 2.7 gezeigt ist, wurde mit und ohne den Interferenzfilter vorgenommen.

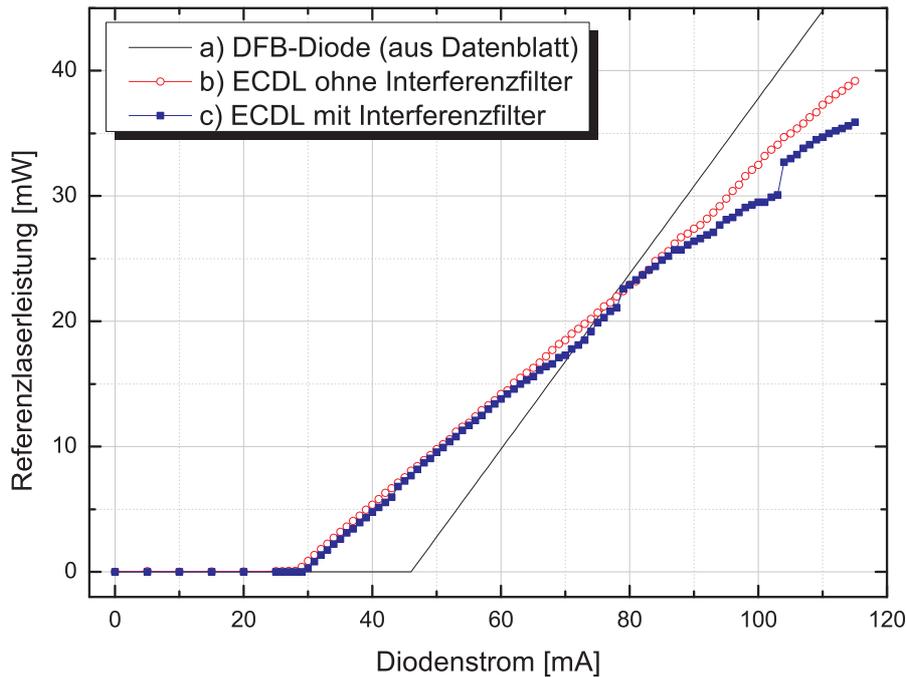


Abbildung 2.7: Ausgangsleistung des Referenzlasers in Abhängigkeit des Betriebsstroms: Zu sehen ist die gemessene Ausgangsleistung des ECDLs ohne und mit Interferenzfilter. Im Vergleich dazu wurde die aus dem Datenblatt bekannte Ausgangsleistung der DFB-Diode aufgetragen.

Die Spezifikationen der DFB-Diode waren aus dem Datenblatt bekannt und sind in Abbildung 2.7 vereinfacht über die zwei Parameter Laserschwellstrom  $I_{th} = 47 \text{ mA}$  und Konversionseffizienz  $\eta = 0,7 \frac{\text{W}}{\text{A}}$  dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, wie die Rückkopplung des Lichts durch den externen Resonator den Laserschwellstrom auf  $I_{th} = 28 \text{ mA}$  senkt, jedoch auch eine Verringerung der Konversionseffizienz auf  $\eta = 0,45 \frac{\text{W}}{\text{A}}$  mit sich führt. Diese Reduktion der Konversionseffizienz um 25 % wird durch die Verwendung des 20 %-Auskoppelspiegels verursacht. Die Ausgangsleistung steigt jedoch weiterhin linear an, ohne größere Leistungssprünge aufzuweisen. Wird nun zusätzlich der Interferenzfilter eingebaut, weist der Referenzlaser drei größere Leistungssprünge auf. Das hohe Transmissionsvermögen des Interferenzfilters ist hier gut zu erkennen, da es kaum zu einer Verringerung der

Konversionseffizienz kommt. Sie sinkt lediglich von  $\eta = 0,45 \frac{\text{W}}{\text{A}}$  auf  $\eta = 0,42 \frac{\text{W}}{\text{A}}$ . Im Experiment wird der Referenzlaser bei 112 mA mit einer Ausgangsleistung von 35 mW vor dem nachfolgenden optischen Isolator betrieben. Alle weiteren Messungen wurden am vollständig aufgebauten ECDL mit Interferenzfilter vorgenommen.

### Durchstimmbarkeit der Wellenlänge

Mehrere Aspekte der Durchstimmbarkeit der Wellenlänge des Referenzlasers wurden betrachtet. Zum einen wurde untersucht, inwieweit sich der Referenzlaser modensprungfrei mit dem Strom und dem Piezo durchstimmen lässt und zum anderen, wie groß der maximale Durchstimmbereich durch Verdrehen des Interferenzfilters zur Strahlachse und Ändern des Diodenstromes ist. Die Durchstimmbarkeit der Zentralwellenlänge der Laserdiode in Abhängigkeit ihrer Betriebstemperatur ist im Datenblatt zu  $0,06 \frac{\text{nm}}{\text{K}}$  spezifiziert. Alle folgenden Messungen wurden bei fester Temperatur der Laserdiode durchgeführt.

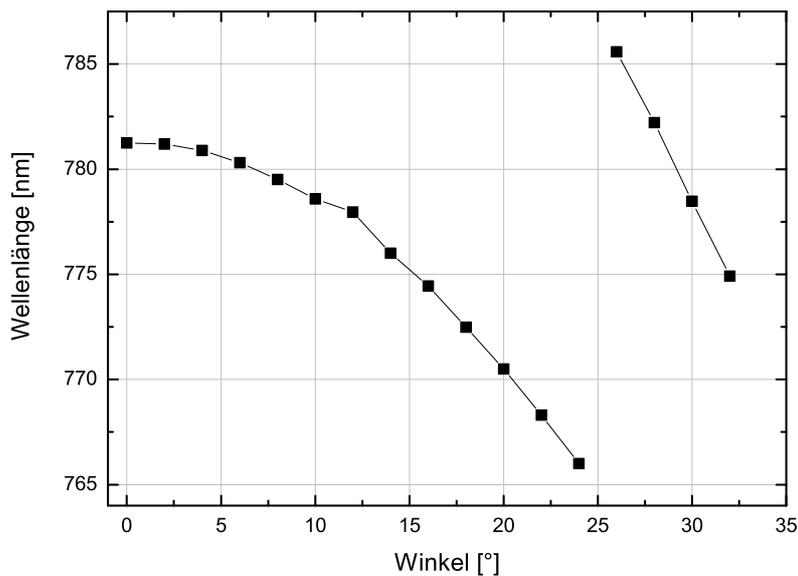


Abbildung 2.8: Wellenlänge des Referenzlichts in Abhängigkeit des Winkels zwischen der Normalen des Interferenzfilters und der Strahlachse.

Zur Bestimmung des Durchstimmbereichs mit dem Interferenzfilter, wurde dieser auf einen Rotationstisch [Newport, RSP-1T] montiert und mit einem Wavemeter [Coherent, Wave Master] die Wellenlänge in Abhängigkeit des Winkels zwischen der Normalen des Interferenzfilters und der Strahlachse bestimmt, was in Abbildung 2.8 dargestellt ist. Hieraus geht hervor, dass der Referenzlaser in einem Wellenlängenbereich von 766 nm bis 785,5 nm betrieben werden kann.

Die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Diodenstrom wurde ebenfalls mit dem Wavemeter gemessen. Um eventuelle Hystereseeffekte beim Durchstimmen der Wellenlänge über den Strom erfassen zu können, wurde bei steigendem und anschließend bei sinkendem Strom gemessen. Abbildung 2.9 zeigt die zugehörige Messung. Der Referenzlaser kann bei einer Filterstellung von  $6^\circ$  durch die Änderung des Diodenstroms in seiner Wellenlänge von 780,195 nm bis 780,254 nm durchgestimmt werden. Hierbei sind drei größere Modensprünge zu erkennen, die eine Erklärung für die Sprünge in der Ausgangsleistung in Abhängigkeit des Diodenstroms mit eingebautem Interferenzfilter liefern. Die Größe dieser vom Interferenzfilter verursachten Modensprünge von ungefähr 28 GHz ist auf die Dimensionierung der Laserdiode zurückzuführen. Durch das in die Laserdiode integrierte Gitter wird ein Hystereseverhalten, wie es bei anderen Laserdioden ohne Gitter beobachtet werden kann [18], stark unterdrückt und kann nicht beobachtet werden.

Der modensprungfreie Durchstimmbereich mit dem Piezo und dem Strom wurde anhand des Signals einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie (s. Anhang A.1) bestimmt. Dabei wurde der Durchstimmbereich im Vergleich zu den circa 1,2 GHz voneinander entfernt liegenden *Crossover* des  $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F' = 2/3\rangle$  und  $^{85}\text{Rb } 5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 3\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F' = 3/4\rangle$  bestimmt. Mit dem

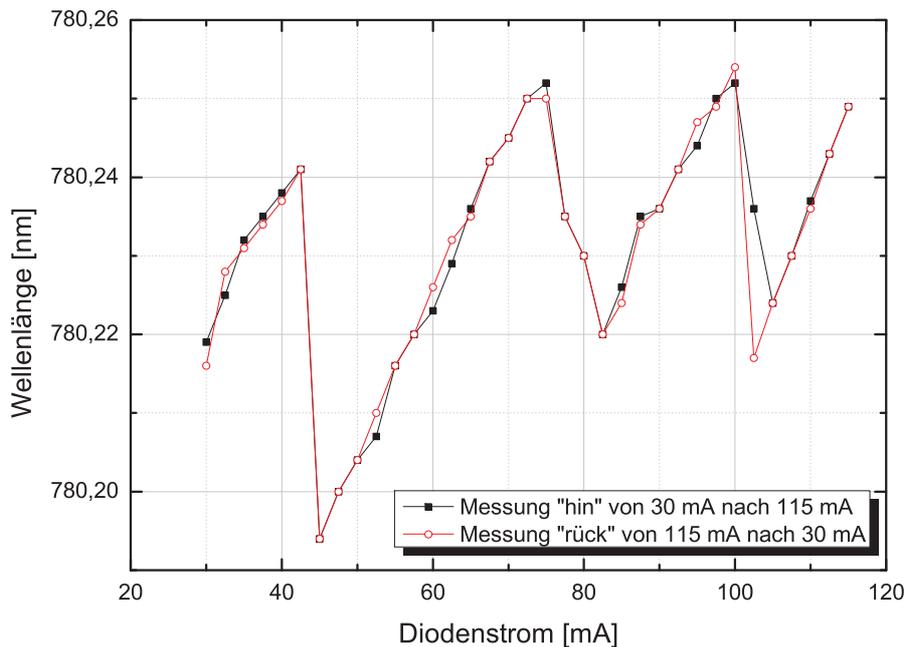


Abbildung 2.9: Abhängigkeit der Wellenlänge des Referenzlasers vom Diodenstrom: Die Wellenlängenabhängigkeit des Referenzlasers vom Diodenstrom wurde bei einer Interferenzfilterstellung von ungefähr  $6^\circ$  bei steigendem Strom („hin“) und anschließend bei sinkendem Strom („rück“) gemessen. Hierbei sind deutlich drei größere Modensprünge, jedoch kein Hystereseeffekt zu erkennen.

Piezo konnte über eine Längenänderung des Resonators ein Bereich von 2,1 GHz, mit dem Diodenstrom von 37 MHz und mit einer Kombination beider Stellelemente ein Bereich von mehreren Gigahertz ohne Modensprung durchgestimmt werden. Die hieraus abgeleitete Stromempfindlichkeit der Frequenz beträgt  $61,66 \frac{\text{MHz}}{\text{mA}}$ .

### Linienbreite

Da für die volle Halbwertsbreite (FWHM)  $\Delta\nu$  des Schwebungssignals unkorrelierter Laser

$$\Delta\nu_{\text{Schwebung}}^2 = \Delta\nu_{\text{Laser}_1}^2 + \Delta\nu_{\text{Laser}_2}^2 \quad (2.3)$$

gilt und kein Laser bekannter Linienbreite zur Verfügung stand, musste über den Vergleich dreier Laser auf die Linienbreite der einzelnen Laser zurück gerechnet werden.

Zur Bestimmung der Linienbreite des Referenzlasers wurden Schwebungsmessungen zwischen diesem und zwei weiteren Diodenlasern im neuen linearen ECDL-Design durchgeführt [18]. Dazu wurden die Lichtstrahlen zweier Laser überlagert und anschließend das Schwebungssignal mittels einer schnellen Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] und eines Spektrumanalysators [Agilent, E 4405B] vermessen. Die Linienbreite wurde dabei sowohl im unstabilisierten, als auch für den auf einen Rubidiumübergang stabilisierten Laserbetrieb bestimmt. Abbildung 2.10 zeigt exemplarisch ein solches Schwebungssignal und die Fitfunktionen.

Bei der Auswertung der Messungen wurden zwei Aspekte des Schwebungssignals berücksichtigt. Zum einen wurde die instantane Linienbreite des Referenzlasers ermittelt. Diese geht auf das weiße Rauschen zurück, welches einen lorentzförmigen Beitrag

$$L(\nu, \gamma) = \frac{\gamma}{\pi(\nu^2 + \gamma^2)} \quad (2.4)$$

zum Schwebungssignal liefert und durch einen Lorentzfit an die Flanken des Signals ermittelt werden kann. Zum anderen wurde als Maß des  $\frac{1}{f}$ -Rauschens, welches einen gaußförmigen Beitrag zum Schwebungssignal liefert und aus jeglichem technischen Rauschen, wie zum Beispiel thermischen, akustischen oder mechanischen Störungen resultiert, die Linienbreite einer an die Spitze des Signals angepassten Gaußfunktion ermittelt. Mit diesem gaußförmigen Beitrag

$$G(\nu, \sigma) = \frac{e^{-\nu^2/(2\sigma)^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (2.5)$$

des  $\frac{1}{f}$ -Rauschens zum Schwebungssignal kann dieses nun als Voigtprofil

$$V(\nu, \sigma, \gamma) = \int d\bar{\nu} G(\bar{\nu}, \sigma)L(\nu - \bar{\nu}, \gamma), \quad (2.6)$$

also als Faltung zwischen den beiden Rauschbeiträgen, verstanden werden [22].

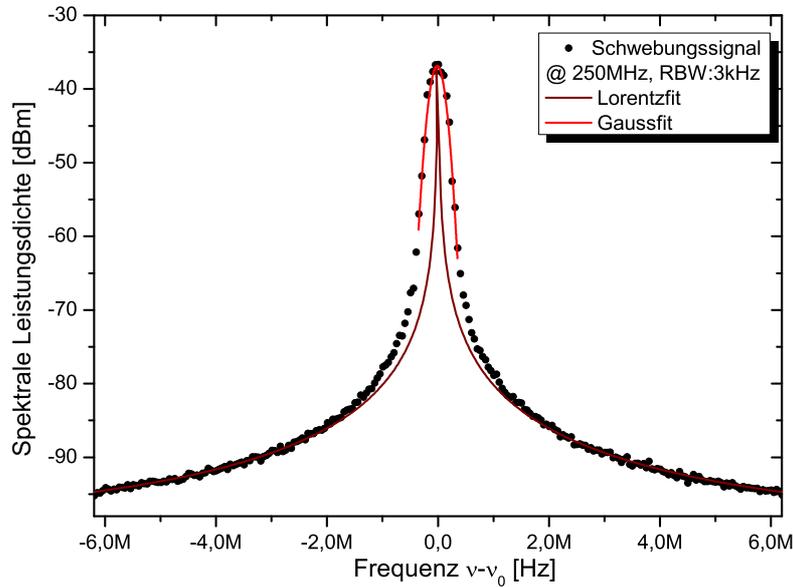


Abbildung 2.10: Beispiel für die im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgenommenen voigt-förmigen Schwebungssignale mit eingezeichnetem Lorentz- und Gaußfit: Die Messungen wurden in einem Bereich von 20 MHz und einer Auflösungsbandbreite von 3 kHz über eine Messzeit von 2,866 s aufgenommen. Die Kurve ist eine Mittelung aus 10 Messungen, die über die Auflösungsbandbreite normiert und um die Schwebungsfrequenz der Laser  $\nu_0$  verschoben wurde. Zur Bestimmung der Linienbreiten wurde an die Flanken  $|\nu - \nu_0| > 1$  MHz des Signals eine Lorentzkurve und an die Spitze  $|\nu - \nu_0| < 300$  kHz eine Gaußkurve angefitet.

Die instantane Linienbreite des freilaufenden Referenzlasers konnte somit zu  $8 \pm 2$  kHz bestimmt werden. Die Bestimmung der sich aus dem technischen Rauschen ergebenden Linienbreite des freilaufenden Referenzlasers liefert  $120 \pm 25$  kHz. Durch die Stabilisierung des Referenzlasers mit Hilfe der Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie (s. Abschn. 2.3) auf den *Crossover*  $5^2S_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}} |F' = 2/3\rangle$  konnte das technische Rauschen vermindert und die Linienbreite auf  $93 \pm 25$  kHz reduziert werden.

## Das Strahlprofil

Das Strahlprofil des Referenzlasers hat in diesem modularen Aufbau eine bedeutende Rolle inne, da das Laserlicht über *Singlemode*-Fasern an die Vakuumkammer und zum Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (s. Kap. 3) geführt wird, und die Einkoppeleffizienz in die optischen Fasern stark vom Strahlprofil abhängig

ist. Das über ein 2:1-Zylinderafokal korrigierte (s. Abschn. 2.2) Strahlprofil wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen und mit dem Programm „Beamview“ dargestellt (s. Abb. 2.11). Zusätzlich wurde als Maß der Strahlqualität die maximale Einkoppeleffizienz in eine *Singlemode*-Faser ermittelt. Aus dem Querschnitt der Aufnahme des Strahlprofils konnte eine Übereinstimmung mit der Gaußverteilung einer  $TEM_{00}$ -Mode von 99,6 % grob abgeschätzt werden. Als Optimum der Einkoppeleffizienz in eine *Singlemode*-Faser wurden 77,4 % erreicht.

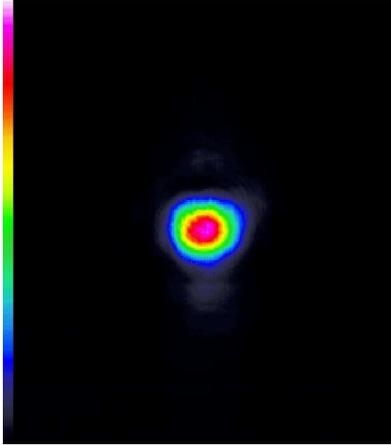


Abbildung 2.11: Strahlprofil des Referenzlasers: Das über ein 2:1-Zylinderafokal korrigierte Strahlprofil wurde in einer Entfernung von 30 cm vom Referenzlaser aufgenommen. Aus dem Querschnitt der Aufnahme konnte eine Übereinstimmung von 99,6 % mit der Gaußverteilung einer  $TEM_{00}$ -Mode grob abgeschätzt werden.

Abschließend ist festzustellen, dass das vorgestellte lineare Diodenlaserdesign durch die geringe Linienbreite und den intrinsisch frequenzstabilen Betrieb hervorragend für den Einsatz als Referenzlaser und zur rauscharmen Detektion von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen geeignet ist.

## 2.2 Die Aufteilung

Wie in Abbildung 2.12 gezeigt ist, passiert der aus dem Referenzlaser austretende Laserstrahl zunächst einen optischen Isolator (Isolator, 60 dB) [Isowave, I-80-U4]. Dieser dient der Unterdrückung von Lichtrückkopplungen in die Laserdiode des Referenzlasers um 60 dB, die den Betrieb des Referenzlasers stören oder sogar die Laserdiode zerstören könnten. Anschließend wird der Laserstrahl über ein 2:1-Zylinderafokal [Linos, 1404-043-830-00] geformt und somit die Einkoppeleffizienz in die optischen Fasern und die Effizienz der Beugung der akusto-optischen Modulatoren optimiert. Über einen folgenden Polarisationsstrahlteiler (PBS1) werden circa 6 mW des Laserstrahls für die Frequenzstabilisierung der Lasersysteme des Diodenlasermoduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (s. Kap. 3) ausgekoppelt und über eine *Singlemode*-Faser [Schäfter+Kirchoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-150-P] zu diesem geführt. Die Einkoppeleffizienz in die optische Faser beträgt hierbei 74 %. Der

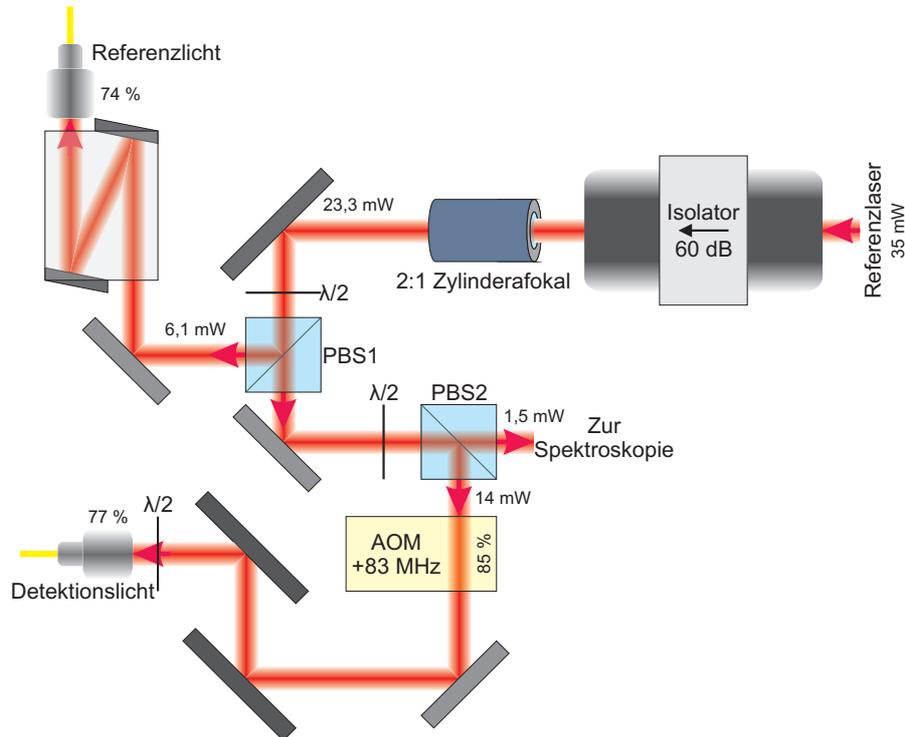


Abbildung 2.12: Aufteilung des Referenzlichts: Das vom Referenzlaser erzeugte Laserfeld wird auf drei Ausgänge aufgeteilt. Am ersten Polarisationsstrahlteiler (PBS1) wird Laserlicht für das Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (s. Kap. 3) abgezweigt. Am folgenden Polarisationsstrahlteiler (PBS2) wird das verbleibende Laserlicht nochmals in einen Teil zur resonanten Detektion der kalten Rubidiumatome in der Vakuumkammer und einen Teil zur Frequenzstabilisierung des Referenzlasers mittels der Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie aufgeteilt. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

vom PBS1 transmittierte Laserstrahl wird an einem weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS2) in einen 1,5 mW starken Anteil für die Spektroskopiesektion und einen 14 mW starken Anteil zur rauscharmen Detektion der Rubidiumatome in der Experimentierkammer aufgeteilt. Die Verstimmung des Referenzlasers um  $-83$  MHz gegenüber der Resonanz  $5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F' = 3\rangle$  (s. Abschn. 2.3) wird mit Hilfe eines AOMs [Crystal Technology, 3080-120], der zusätzlich zum Schalten des Detektionslichts dient, mit einer Beugungseffizienz von 85% kompensiert. Anschließend wird das Laserlicht mit einer Effizienz von 77% in eine *Singlemode*-Faser [Schäfter+Kirchoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-400-P] eingekoppelt. Somit stehen mehr als 4 mW des hochstabilen und spektral schmalbandigen Referenzlichts zur Stabilisierung der Frequenzen der Diodenlasersysteme des Moduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (s. Kap. 3) zur Verfügung, während circa 9 mW zur rauscharmen Detektion der Rubidiumatome in der Vakuumkammer verwendet werden können.

## 2.3 Die Spektroskopie

Zur Frequenzstabilisierung des Referenzlasers wird auf die Technik der **Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS)** (s. Anhang A.2) zurückgegriffen. Hierbei wird die erste Ableitung des Spektroskopiesignals gebildet und somit die voigtförmigen Resonanzlinien der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie in ein dispersives Signal mit Nulldurchgang exakt bei der Resonanzfrequenz umgewandelt. Nun kann mit Hilfe geeigneter Regelelektronik der Laser sehr definiert auf einen Übergang des Rubidiums in seiner Frequenz stabilisiert werden.

Der Referenzlaser wird auf den *Crossover*  $5^2S_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}} |F' = 2/3\rangle$  stabilisiert, da dessen Spektroskopiesignal das größte Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 65 aufweist. Auf Grund des Einsatzes eines akusto-optischen Modulators (s. Abschn. 2.3.1) ist das erzeugte Spektroskopiesignal jedoch um +50 MHz verschoben, sodass aus der Stabilisierung des Referenzlasers auf diesen *Crossover* eine Gesamtverstimmung der Frequenz des Referenzlichts zum Kühlübergang  $5^2S_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}} |F' = 3\rangle$  des  $^{87}\text{Rb}$  von  $(-133+50) = -83$  MHz resultiert. (s. Schema im Anhang C.2)

### 2.3.1 Optik der Frequenzmodulationsspektroskopie

Wie in Abbildung 2.13 schematisch dargestellt ist, wird der von der Aufteilungssektion kommende Laserstrahl im ersten Schritt mit einem Polarisationsstrahlteiler (PBS1) in zwei Teilstrahlen, den *Pump*- und den *Probestrahl*, aufgeteilt.

Die Frequenz des **Pumpstrahls** wird über einen akusto-optischen Modulator (AOM) [Crystal Technology, 3110-120] um  $-100$  MHz verschoben. Somit wird die Ausbildung einer Stehwelle insbesondere in der Rubidiumzelle vermieden und Intensitätsschwankungen des transmittierten Probestrahls werden minimiert. Die Effizienz der Beugung des AOMs beträgt hierbei 65,6%. Um in der Rubidiumzelle mehr Atome anregen zu können und somit den Kontrast des Spektroskopiesignals zu erhöhen, wird anschließend der *Pumpstrahl* mit einem Teleskop (TL1) [Thorlabs, LA1540-B und LA1213-B] um das 3,3-fache aufgeweitet. Anschließend passiert dieser den Auskoppelstrahlteiler (PBS2) des *Probestrahls* und regt die Rubidiumatome in der Rubidiumzelle an. Der ebenfalls über ein Teleskop (TL2) auf das 3,3-fache aufgeweitete **Probestrahl** wird dem *Pumpstrahl* im entgegengesetzten Umlaufsinn überlagert, hinter der Rubidiumzelle über einen Polarisationsstrahlteiler (PBS2) ausgekoppelt und mit einer Photodiode (PD) detektiert.

Weiterhin ist die Schrägstellung der Rubidiumzelle in den Strahlengang zu erwähnen. Hierdurch soll verhindert werden, dass aus der Rubidiumzelle austretendes Laserlicht des *Probestrahls*, welches durch Reflexionen an den Zellwänden mehrfach durch die Rubidiumzelle gelaufen ist, ebenfalls auf die Photodiode gelangt. Auf Grund des kurzen Strahlwegs zwischen Rubidiumzelle und Photodiode und der starken Aufweitung des *Probestrahls*, konnte dies nicht gänzlich verhindert werden,

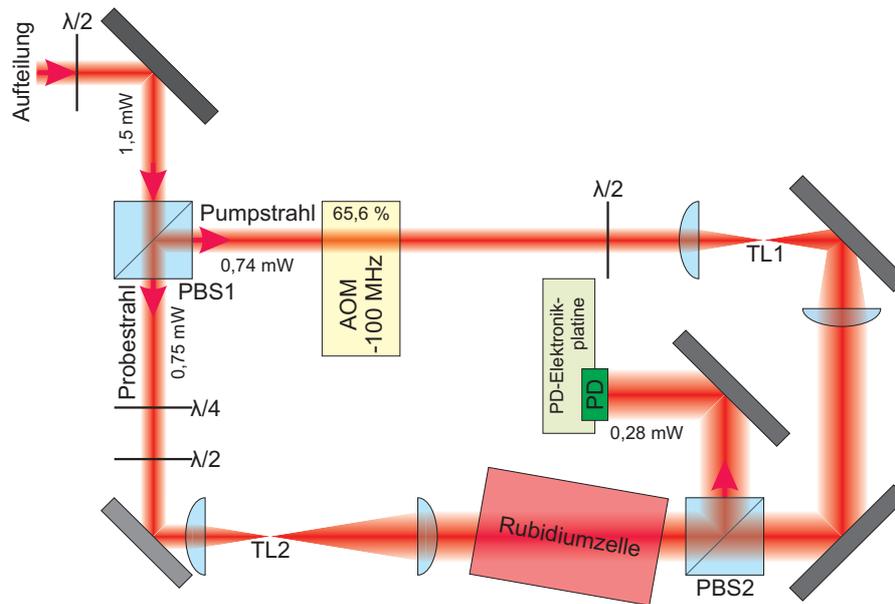


Abbildung 2.13: Optischer Aufbau der Frequenzmodulationsspektroskopie: Der Laserstrahl wird an einem Polarisationsstrahlteiler (PBS1) in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, wobei einer mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators (AOM) um  $-100$  MHz in seiner Frequenz verschoben wird. Beide Strahlen passieren die Rubidiumzelle auf exakt der selben optischen Achse, und anschließend wird einer der Strahlen über einen weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS2) ausgekoppelt und mit einer Photodiode (PD) detektiert. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

sodass sich Fragmente eines lediglich durch den reflektierten *Probestrahl* erzeugten Sättigungsspektroskopiesignals erkennen lassen. Die Ausprägung dieser störenden Fragmente ist jedoch sehr schwach gegenüber dem Signal der FMS und zusätzlich um  $-50$  MHz zu diesem verschoben, sodass die störenden Fragmente vernachlässigt werden können.

Für einen weiteren großen Signalgewinn wird die Rubidiumzelle auf  $42^\circ\text{C}$  geheizt. Durch die resultierende Druckerhöhung wird die Anzahl der mit dem Laserfeld wechselwirkenden Rubidiumatome erhöht. Die Druckerhöhung verbreitert zwar das Dopplerprofil, wirkt sich jedoch nur unwesentlich auf die Linienbreite der dopplerfreien Resonanzlinien aus.

Um die Spektroskopie von störenden elektro-magnetischen Feldern abzuschirmen, die zum Beispiel durch den Betrieb der AOMs verursacht werden, ist diese von zusätzlichen Trennwänden aus Aluminium umgeben. Insbesondere gegen magnetische Felder, die über den Zeeman-Effekt eine Verschiebung der Energieniveaus der Atome bewirken würden, wird die Rubidiumzelle mit Hilfe einer  $\mu$ -Metallfolie abgeschirmt.

### 2.3.2 Elektronik der Frequenzmodulationsspektroskopie

Auf einer eigens für die Benutzung der Photodiode optimierten Elektronikplatine, deren Schaltplan im Anhang C.4 beigefügt ist, wird im ersten Schritt das von der Photodiode (PD) [Perkin Elmer, FND-100Q] detektierte Signal mit Hilfe eines Hoch- und eines Tiefpasses in seinen AC- und DC-Anteil aufgespalten (s. Abb 2.14). Der DC-Anteil wird mit einem OP27 verstärkt und kann nun zur direkten Beobachtung des dopplerfreien Sättigungsspektroskopiesignals verwendet werden. Während der Stabilisierung dient die vom DC-Teil ausgegebene Spannung als Indikator für eventuelle Sprünge der Frequenz des Referenzlasers und zeigt somit den Verlust der eingestellten Laserfrequenz an. Der AC-Anteil wird über einen Transimpedanzverstärker (TIV) [NXP, SA5211-D] verstärkt, und anschließend wird mit einem Tiefpass vom TIV erzeugtes Rauschen herausgefiltert. Das so generierte AC-Signal wird an einen Mischer weitergeleitet und mit einer Frequenz von 14,2 MHz demoduliert. Das Signal zur Demodulation, welches durch einen Phasenschieber (PS) eine Phasenverzögerung von  $\varphi = 150^\circ$  erfährt, wird von einem Frequenzgeber (PPG) [Digital Signal Technology, PPG-20] mit einer Amplitude  $A_1 = 300$  mV generiert. Dieser Frequenzgeber erzeugt ebenfalls das Signal zur Frequenzmodulation des Referenzlasers über den Strom mit 14,2 MHz und einer Amplitude  $A_2 = 140$  mV, welche so gewählt ist, dass 10 % der Gesamtintensität in die entstehenden Seitenbänder des Referenzlichts übertragen wird. Das demodulierte Signal wird nochmals über einen Tiefpass gefiltert und somit das dispersive Fehlersignal generiert. Mit Hilfe von zwei PID-Reglern wird zunächst das Fehlersignal vom *Offset* befreit und anschließend die Frequenz des Referenzlasers über

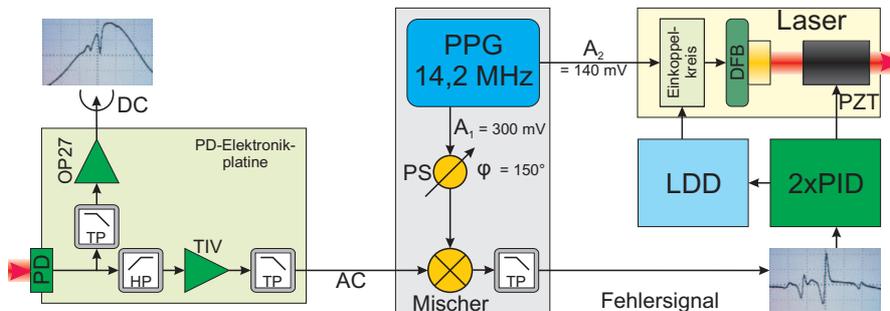


Abbildung 2.14: Elektronik der Frequenzmodulationsspektroskopie: Das Signal der Photodiode (PD) wird in seinen DC- und AC-Anteil aufgespalten und verstärkt (OP27/TIV). Das DC-Signal liefert das dopplerfreie Sättigungsspektroskopiesignal. Das AC-Signal wird mit 14,2 MHz (VCO) heruntergemischt (Mischer) und liefert nach einer Filterung mit einem Tiefpass ein dispersives Fehlersignal für die Stabilisierungsregelung (2xPID). Die zwei PID-Regler stabilisieren die Frequenz des Lasers zum einen über den Niedervolt-Röhrenpiezo (PZT) und zum anderen über den Diodenstrom, der über den Modulationszugang des Stromtreibers (LDD) läuft. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

zwei getrennte Regelschleifen stabilisiert. Hierbei wird in einen schnellen Regelpfad über den Strom und einen langsamen über den Piezo (PZT) unterschieden. Der schnelle Strompfad regelt die Frequenz des Referenzlasers über den Modulationsingang des Stromtreibers (LDD) und bewirkt eine Reduktion des technischen Rauschens. Der langsamere Regelpfad über den Piezo, der über eine Längenänderung des Resonators die Frequenz stabilisiert, ist vorwiegend für die Regelung von Langzeitdrifts angedacht. Zur Vermeidung eines Aufschwingens des Piezos, dessen Resonanzfrequenz zu 40 kHz spezifiziert ist, ist zusätzlich ein Tiefpass in den Piezoregelpfad integriert, der die Regelbandbreite dieses Pfades auf ungefähr 1 kHz beschränkt.

Zur Bestimmung der Regelbandbreite wurde eine „*In-Loop*“-Messung [23] mit Hilfe eines FFT-Analysators [HP, 35670A] ohne Regelung und mit einer Regelung über den Piezo und den Diodenstrom durchgeführt (s. Abb. 2.15). Dabei wird eine Regelbandbreite für die Regelung über beide Regelpfade von ungefähr 50 kHz erreicht. Als Maß für die Regelbandbreite wurde der erste Schnittpunkt der geregelten mit der unregulierten Kurve gewählt, da nur bis zu diesem Wert eine Unterdrückung des Rauschpegels stattfindet.

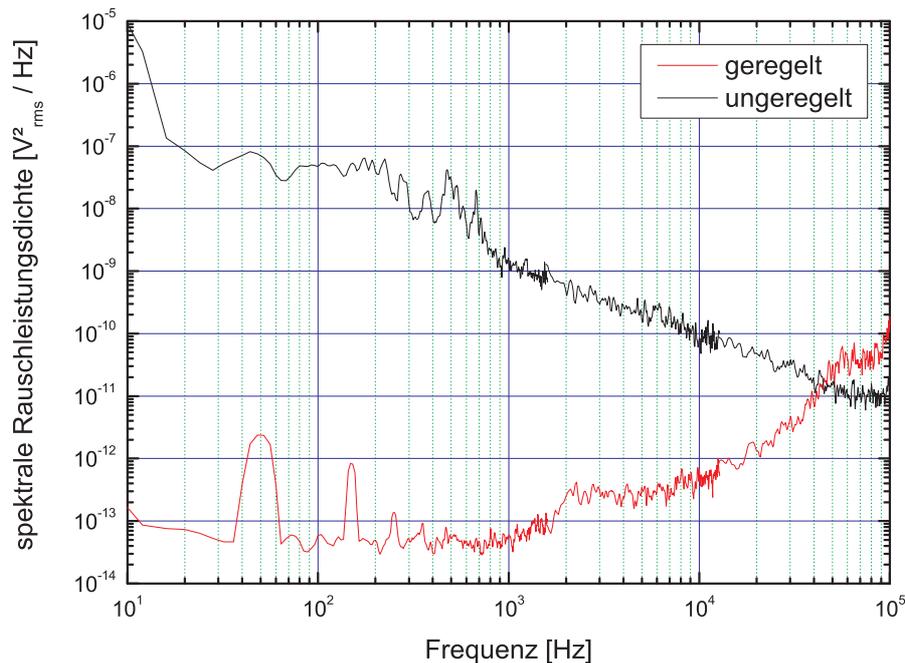


Abbildung 2.15: Regelbandbreite der Frequenzmodulationsspektroskopie: Dargestellt ist die spektrale Rauschleistungsdichte bei einer „*In-Loop*“-Messung ohne Regelung und mit einer Regelung über den Piezo und den Diodenstrom. Bis zu einer Frequenz von circa 50 kHz ist eine deutliche Reduktion der spektralen Rauschleistungsdichte zu erkennen und somit die Regelbandbreite für die Regelung über beide Regelpfade zu circa 50 kHz bestimmt.



---

## DAS DIODENLASERMODUL ZUR MANIPULATION VON $^{87}\text{Rb}$

Für das Kühlen, Fangen und Manipulieren der Rubidiumatome in der Vakuumkammer sind Laserfelder unterschiedlicher Frequenzen und Intensitäten nötig, welche im **Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$**  (s. Abb. 3.1) erzeugt, entsprechend aufbereitet und auf optische Fasern aufgeteilt werden. Das Modul besteht aus einer 60 x 60 cm<sup>2</sup> großen Bodenplatte aus Aluminium, in welche, ebenso wie in die Bodenplatte des Referenzlasermoduls (s. Kap. 2), ein 10 mm x 10 mm M3-Lochraster eingearbeitet ist. Somit können die gleichen kleinen Optikkomponenten und deren Halter verwendet werden.

Die Erzeugung der Laserfelder im Diodenlasermodul wird durch drei „*Master Oscillator and Power Amplifier*“ (MOPA)-Systeme realisiert. Solch ein **MOPA-System** besteht aus einer Laserdiode („*Master Oscillator*“), welche das benötigte Laserfeld erzeugt, und einem optischen Verstärker („*Power Amplifier*“), welcher ein injiziertes Laserfeld verstärkt, jedoch dessen spektrale Eigenschaften nicht verändert. Die so erzeugten Laserfelder werden innerhalb des Moduls im folgenden vielfach aufgeteilt, miteinander kombiniert und in optische Fasern eingekoppelt, welche das Licht zur Vakuumkammer führen.

Um eine bessere Übersicht über die vielfältigen Aufgaben dieses Lasersystems zu geben, werden zunächst die Anforderungen an das Modul vorgestellt und daran anschließend logisch zusammenhängende Baugruppen im Detail erläutert.

### 3.1 Anforderungen an das Diodenlasermodul

Die Hauptaufgabe des Diodenlasermoduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  besteht in der Bereitstellung der notwendigen Laserfelder zum Fangen und Kühlen der Rubidiumatome innerhalb der Vakuumkammer. Die Erzeugung kalter Atome erfolgt im

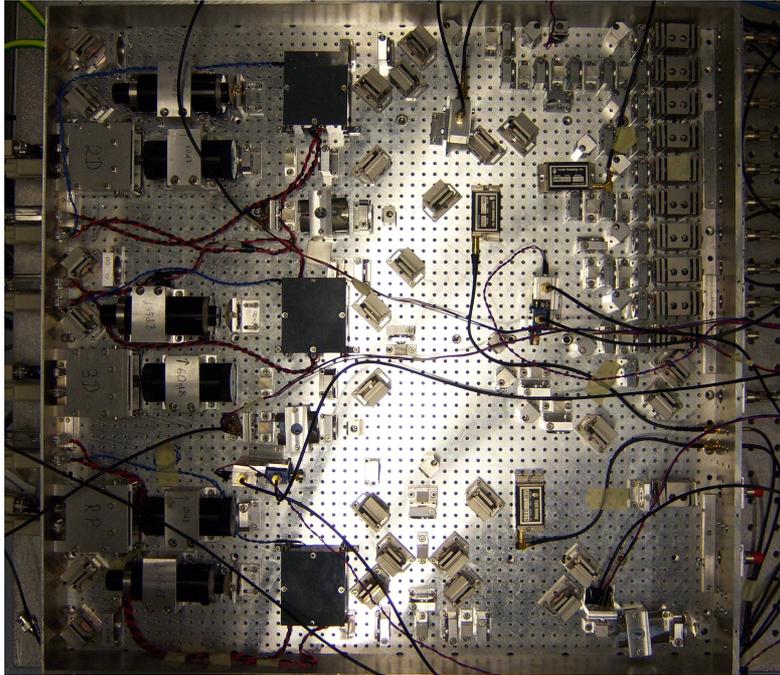


Abbildung 3.1: Das Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ : Eine größere Aufnahme mit eingezeichneten Strahlverläufen ist in Anhang C.6 beigelegt.

Experiment mit Hilfe einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle (2D-MOT), die einen Atomstrahl zum Beladen einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D-MOT) bereitstellt. Innerhalb der 3D-MOT werden die Rubidiumatome gefangen und über mehrere Stufen gekühlt. Die nun vorgestellten nötigen Laserfelder und deren zu wählende Frequenzen sind aus [24] entnommen, da sich beide DoppelmOT-Systeme stark ähneln.

Zum Betrieb der 2D-MOT sind vier Laserfelder vom Diodenlasermodul zu erzeugen, die  $\approx -7\text{ MHz}$  gegenüber dem Kühlübergang<sup>1</sup>  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  des Rubidiums verstimmt zu wählen sind. Weiterhin bedarf es sechs Laserfelder zum Betrieb der 3D-MOT, deren Verstimmung zum Kühlübergang des Rubidiums  $\approx -20\text{ MHz}$  betragen muss. Wegen einer im späteren Verlauf des Experiments angeordneten optischen Melassephase zur weiteren Kühlung der Rubidiumatome, muss das Modul ebenfalls eine Verstimmung des 3D-MOT-Kühllichts von bis zu  $-80\text{ MHz}$  gegenüber dem Kühlübergang zulassen. Auf Grund von nichtresonanter Anregung in das  $|F' = 2\rangle$ -Niveau ist der Kühlübergang des Rubidiums nicht vollständig geschlossen und somit ein Zerfall in das  $|F = 1\rangle$ -Niveau möglich. Daher wird ein weiteres Laserfeld benötigt, im folgenden „Rückpumperlicht“ genannt, welches die aus dem Kühlzyklus verlorenen Atome in das  $|F = 2\rangle$ -Niveau über den Übergang

<sup>1</sup>Im Folgenden werden die spektroskopischen Bezeichnungen weggelassen und der Grundzustand des  $^{87}\text{Rb}$  mit  $|F\rangle$  und das angeregte Niveau mit  $|F'\rangle$  bezeichnet.

$|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  zurückführt. Dieses „Rückpumperlicht“ muss in beide MOT-Systeme eingestrahlt werden. Um den Atomfluss von der 2D-MOT in die 3D-MOT zu erhöhen, wird in die 2D-MOT auf der von der 3D-MOT abgewandten Seite entlang des Atomstrahls ein „pusher“-Laserstrahl eingestrahlt, der die Rubidiumatome über seinen Lichtdruck in Richtung der 3D-MOT beschleunigt. Die Verstimmung des *pushers* ist zu  $\approx +11$  MHz gegenüber dem Kühlübergang des  $^{87}\text{Rb}$  zu wählen.

Eine weitere Rahmenbedingung an das realisierte Lasersystem ist die Möglichkeit mit den aufgebauten leistungsverstärkten Diodenlasern ebenfalls stimulierte Raman-Übergänge [25] treiben zu können. Hierzu ist es nötig zwei phasenstabilisierte Laserfelder bereitzustellen, deren Frequenzdifferenz exakt dem Frequenzabstand der beiden Grundniveaus des  $^{87}\text{Rb}$  entspricht, und deren Verstimmung zum  $|F' = 1\rangle$ -Niveau wählbar zwischen  $-0,6$  GHz und  $-3,5$  GHz liegen muss. Mit Hilfe dieser Laserfelder ist die Implementierung hochpräziser atominterferometrischer Messungen im Experiment möglich.

Die soeben vorgestellten Lichtfelder sind nochmals in Abbildung 3.2 anhand eines vereinfachten Termschemas der  $D_2$ -Linie des Rubidiums dargestellt.

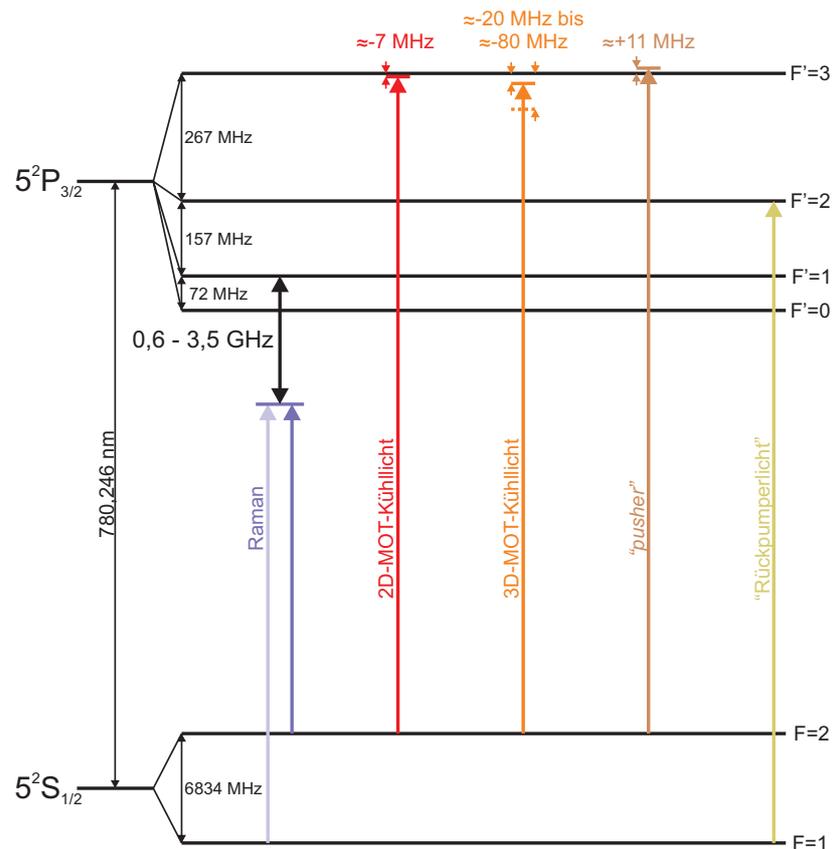


Abbildung 3.2: Vom Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  bereitzustellende optische Frequenzen, verdeutlicht am Termschema der  $D_2$ -Linie des verwendeten  $^{87}\text{Rb}$ .

Zur weiteren Steigerung der Effizienz des Doppel-MOT-Systems, ist ferner die Bereitstellung möglichst hoher Leistung der beiden Kühllaser nötig. Hierdurch ist es möglich größere Strahldurchmesser innerhalb der Vakuumkammer bereitzustellen und somit einen größeren Einfangbereich für die Rubidiumatome zu realisieren. Eine höhere eingestrahlte Lichtintensität erhöht weiterhin die Streurrate

$$\gamma = \left(\frac{\Gamma}{2}\right) \frac{I/I_{sat}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}},$$

wobei  $\Gamma = 2\pi \cdot 6,065(9)$  MHz die natürliche Linienbreite des angeregten Zustands,  $I_{sat} = 1,669(2) \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$  die Sättigungsintensität des Kühlübergangs für  $\sigma^\pm$ -polarisiertes Licht,  $I$  die eingestrahlte Intensität des Kühllasers und  $\Delta$  die Verstimmung des eingestrahlten Laserfeldes zur Resonanz angibt. Je mehr Lichtleistung somit bei gegebenem Strahldurchmesser zur Verfügung steht, umso größer ist die Streurrate und umso effizienter erfolgt die Laserkühlung der Rubidiumatome.

## 3.2 Die drei MOPA-Systeme

Unter der Berücksichtigung der soeben erläuterten Anforderungen wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit drei MOPA-Systeme aufgebaut (s. Abb. C.6), welche drei Laserfelder unterschiedlicher Frequenzen mit je 1 W Lichtleistung erzeugen. Diese Laserfelder werden zum Betrieb der 2D-, 3D-MOT und zum Rücktransfer der Atome in den Kühlzyklus genutzt. Zwei der drei Lasersysteme können zusätzlich in einem weiteren Ausbauschritt zur hochauflösenden Ramanspektroskopie verwendet werden.

Folgend wird der Aufbau und anschließend die Charakterisierung der MOPA-Systeme vorgestellt.

### 3.2.1 Aufbau

Der nun beschriebene Aufbau ist für alle drei leistungsverstärkte Diodenlasersysteme des Moduls gültig und schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. Im Anhang C.5 ist exemplarisch ein Foto des MOPA-Systems zur Erzeugung des 2D-MOT-Kühllichts beigefügt.

Das System beruht auf einer DFB-Laserdiode (DFB) [Eagleyard, EYP-DFB-0780-00080-1500-T0C03-0000], deren emittierter Lichtstrahl mit Hilfe einer Linse (CL1) [Thorlabs, C330TM-B] mit einer Brennweite von 3,1 mm und einer numerischen Apertur von 0,68 kollimiert wird. Ein kommerzieller Temperaturregler [Toptica, DTC110 (mit angepassten Zeitkonstanten)] stabilisiert die Temperatur der Laserdiode und die Regelung des Diodenstroms erfolgt über einen kommerziellen Stromtreiber [Toptica, DCC110]. Der kollimierte Laserstrahl passiert anschließend einen optischen Isolator (Isolator, 60 dB) [Isowave, I-80-U4], der Rückreflexe des Laserstrahls

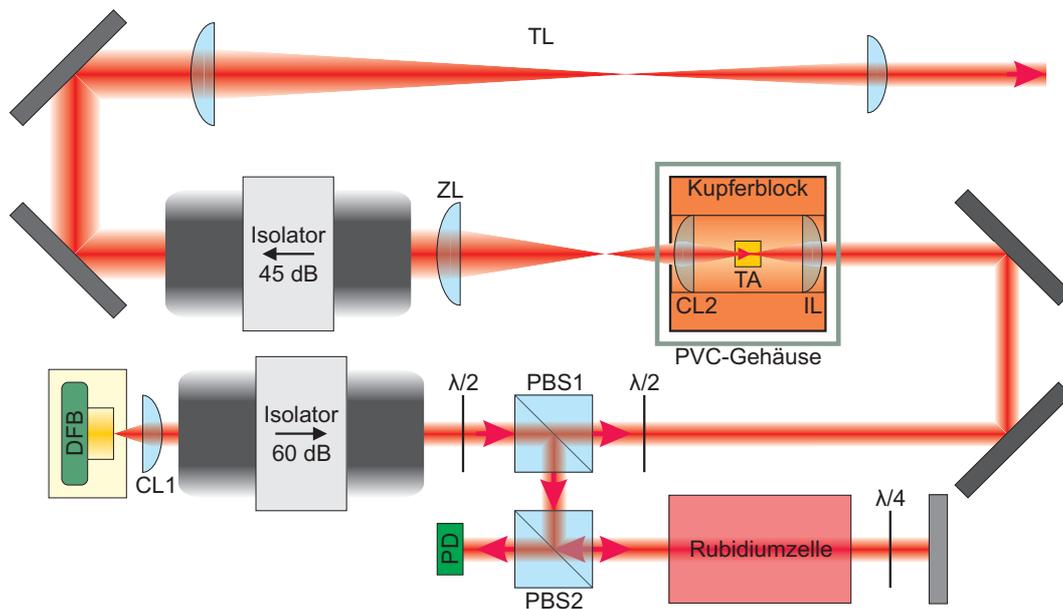


Abbildung 3.3: Schema der aufgebauten MOPA-Systeme: Das von einer Laserdiode (DFB) erzeugte Laserlicht wird mittels eines optischen Verstärkerchips (TA) auf 1 W verstärkt. Mit Hilfe einer Spektroskopieeinheit wird die Frequenz der DFB-Diode überwacht. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

in die Laserdiode, die zu Instabilitäten des Betriebs der Laserdiode führen könnten, um 60 dB unterdrückt. Am folgenden Polarisationsstrahlteiler (PBS1) wird ein geringer Teil des Laserstrahls für eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie (s. Anhang A.1) ausgekoppelt. Nachdem der ausgekoppelte Strahl eine Rubidiumzelle in Hin- und Rückrichtung durchstrahlt hat, wird mit Hilfe einer Photodiode (PD) [Hamamatsu, S2386-44K] ein dopplerfreies Sättigungsspektroskopiesignal detektiert. Dieses Spektroskopiesignal dient der Überwachung der Frequenz des jeweiligen MOPA-Systems.<sup>2</sup> Die Polarisation des vom PBS1 transmittierten Anteils des Laserstrahls wird mittels einer  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte auf den darauf folgenden Halbleitertrapezverstärkerchip („*Tapered Amplifier*“, kurz TA) [Eagleyard, EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000] (s. Abb. 3.4) angepasst. Anschließend wird der Laserstrahl über zwei Spiegel und eine Einkoppellinse (IL) des selben Typs, mit der auch der Laserstrahl der DFB-Diode kollimiert worden ist, in den TA eingekoppelt.

Die antireflexbeschichtete Eintrittsfacette des TAs besitzt eine Kantenlänge von ca.  $5 \mu\text{m}$  und führt in einen verstärkenden Lichtwellenleiter. Nach einer ca.  $100 \mu\text{m}$  langen Vorverstärkung erweitert sich der Wellenleiter trapezförmig in ei-

<sup>2</sup>Die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie des MOPA-Systems zur Erzeugung des „Rückpumplichts“ befindet sich an einer anderen Position des Diodenlasermoduls (s. Abschn. 3.3.5) und nicht direkt beim MOPA-System.

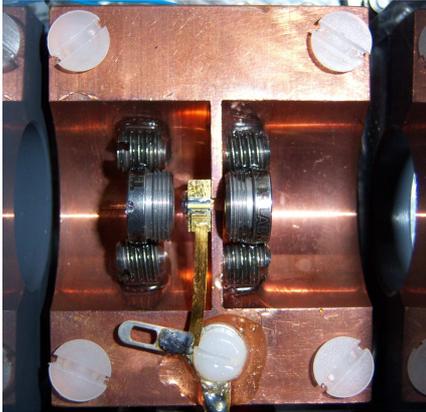


Abbildung 3.4: Aufnahme des „Tapered Amplifiers“ (TA): Da der TA einer starken Kühlung bedarf, ist dieser auf einen Kupferblock montiert, welcher über ein Peltierelement gegen die Bodenplatte des Moduls gekühlt wird, jedoch keinen elektrischen Kontakt zu dieser hat. Zwischen TA und Kupferblock wurde eine dünne Schicht Indiumfolie eingefügt, um die Wärmeabgabe des TAs an den Kupferblock zu erhöhen, ohne dabei die elektrische Leitfähigkeit zwischen Kupferblock und TA zu mindern. Die Temperatur des Kupferblocks und somit des TAs, sowie der TA-Strom wird über ein kommerzielles System [Toptica, DCC110 und DTC110] geregelt.

ner Dimension, um somit zu hohe Leistungsdichten innerhalb des Verstärkerchips zu vermeiden, welche eine thermische Zerstörung des TAs zur Folge hätten. Diese Auffächerung vollstreckt sich über eine Länge von ungefähr 2 mm und ist der beugungslimitierten Propagation des Laserfeldes im TA angepasst [26]. Die hohe Ausgangsleistung ist auf die für Halbleiterlaser verhältnismäßig hohen Ströme von bis zu 2 A zurück zu führen, welche eine starke Inversion in der Verstärkerzone aufbauen. Das eingekoppelte Laserfeld induziert eine Rekombination der Elektron-Loch-Paare, die zu einer stimulierten Emission von Photonen und somit zur Verstärkung des injizierten Laserfeldes auf insgesamt 1 W führt. Die optische Verstärkung des injizierten Laserfeldes ist dabei vom durchflossenen TA-Strom, aber auch, wie in Abbildung 3.5 gezeigt ist, von der Leistung des injizierten Laserfeldes abhängig.

Die trapezförmige Auffächerung in lediglich einer Dimension führt zu einem großen Unterschied zwischen der horizontalen und der vertikalen Ausdehnung der Austrittsfacette und somit zu stark unterschiedlichen Divergenzen des austretenden Laserstrahls in diesen beiden Richtungen. Daher folgt ein zweistufiger Kollimationsprozess. Die erste Kollimationslinse (CL2) [Thorlabs, C330TM-B] mit einer Brennweite von 3,1 mm und einer numerischen Apertur von 0,68 dient der Kollimation in der Vertikalen, fokussiert dabei jedoch in der Horizontalen, sodass die anschließend folgende Zylinderlinse (ZL) [Thorlabs, LJ1821L1-B] zur Kollimation der Horizontalen mit einer Brennweite von 50 mm einen Abstand von ungefähr 70 mm zur Austrittsfacette des TAs hat. Der vollständig kollimierte Strahl hat nun einen Durchmesser von ca. 4 mm und passiert einen optischen Isolator (Isolator, 45 dB) [Isowave, I-80-T5-M], welcher eine hohe Apertur von 5 mm besitzt. Anschließend wird der Strahldurchmesser mit Hilfe eines Teleskops (TL) um das dreifache verkleinert. Das Teleskop besteht aus einer Zoll-Linse [Thorlabs, LA1433-B] mit einer Brennweite von 150 mm und einer Halb Zoll-Linse [Thorlabs, LA1213-B] mit einer Brennweite von 50 mm und dient der Optimierung der Einkoppeleffizienz in die optischen Fasern.

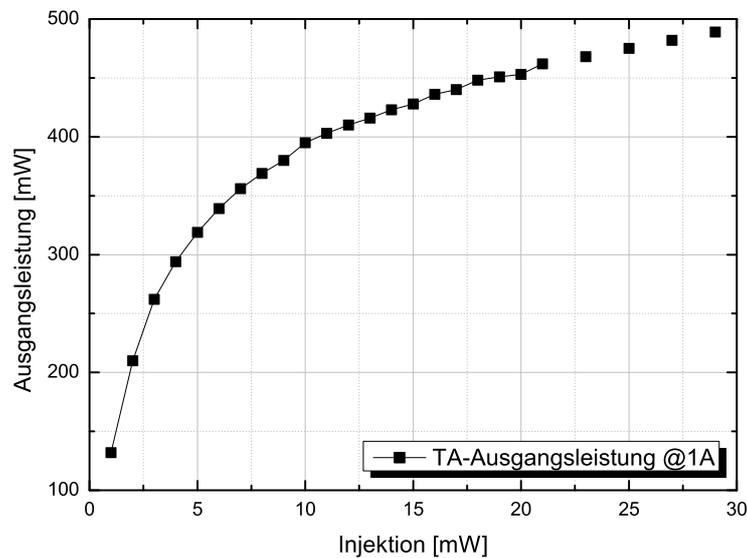


Abbildung 3.5: Ausgangsleistung des TAs in Abhängigkeit der Injektionsleistung bei einem TA-Betriebsstrom von 1 A: Bis zu einer Injektionsleistung vom 10 mW ist eine starke Abhängigkeit der Ausgangsleistung des TAs von der Injektionsleistung zu beobachten, während sich nach 10 mW eine schwache lineare Steigung von 0,5 einstellt.

### 3.2.2 Charakterisierung

Nachdem die drei MOPA-Systeme des Diodenlasermoduls aufgebaut worden sind, wurden diese bezüglich ihrer Ausgangsleistung und spektralen Eigenschaften untersucht.

Abbildung 3.6 zeigt die Ausgangsleistung der MOPA-Systeme in Abhängigkeit des TA-Betriebsstroms bei einer Injektionsleistung von jeweils 35 mW. Die Messung wurde direkt am Ausgang der TAs durchgeführt. Die Strom-Leistungs-Kennlinie der beiden Kühllaser (2D-MOPA und 3D-MOPA) ähneln sich stark, während die Ausgangsleistung des MOPA-Systems zur Erzeugung des „Rückpumperlichts“ (RP-MOPA) bei gleichem TA-Strom ein wenig geringer ausfällt. Für den Experimentierbetrieb ist der TA-Betriebsstrom so gewählt worden, dass die Ausgangsleistung der TAs bei 1 W liegt. Diese wird von den MOPA-Systemen im Schnitt bei einem TA-Betriebsstrom von 1537 mA erreicht. Hinter dem 3:1-Teleskop stehen der Aufteilung der Laserfelder 922 mW Lichtleistung des 2D-MOT-Kühllasers, 902 mW Lichtleistung des 3D-MOT-Kühllasers und lediglich 794 mW Lichtleistung des „Rückpump lasers“ zur Verfügung. Die geringere verfügbare Leistung des „Rückpump lasers“ für die Aufteilung geht auf die deutlich geringere Transmission des optischen 45 dB-Isolators von unter 80 % zurück, während die Transmission der beiden anderen optischen 45 dB-Isolatoren bei über 90 % liegt.

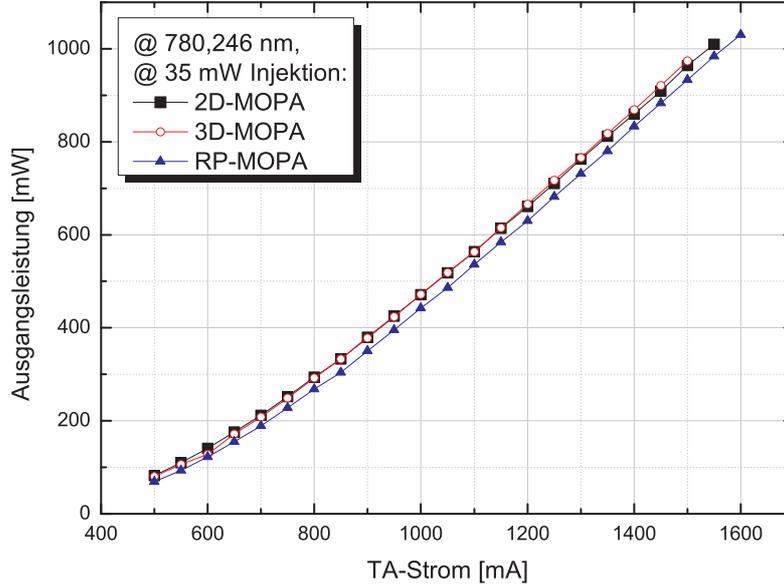


Abbildung 3.6: Ausgangsleistung der TAs in Abhängigkeit des TA-Betriebsstroms bei einer Injektionsleistung von 35 mW: Während der 2D-MOT-Kühlaser (2D-MOPA) und der 3D-MOT-Kühlaser (3D-MOPA) ein nahezu identisches Verhalten zeigen, fällt die Ausgangsleistung des MOPA-Systems zur Erzeugung des „Rückpumperlichts“ (RP-MOPA) ein wenig geringer aus.

Die spektralen Eigenschaften der von den MOPA-Systemen bereitgestellten Laserfelder gehen auf die der verwendeten Laserdioden im jeweiligen MOPA-System zurück. Um eine Wellenlänge von circa  $\lambda_{vac} = 780,246 \text{ nm}$  erreichen zu können, werden die Laserdioden unter  $8^\circ\text{C}$  betrieben. Dank des TO-3-Gehäuses der verwendeten DFB-Dioden mit eingebautem Peltierelement treten hierbei keinerlei Probleme mit Kondenswasser auf. Die Linienbreiten der frequenzstabilisierten MOPA-Systeme wurden über eine Schwebungsmessung mit dem zu dem Zeitpunkt vollständig charakterisierten in seiner Frequenz stabilisierten Referenzlaser des Experiments CASI [18] ermittelt. Die Gauß-Linienbreite konnte für alle drei MOPA-Systeme auf circa 2,5 MHz bestimmt werden. Durch die Stabilisierung der Frequenz der MOPA-Systeme konnte keine merkliche Reduktion der Gauß-Linienbreite im Vergleich zum unstabilisierten Betrieb festgestellt werden, was durch die vom Stromtreiber limitierte Regelbandbreite von 7 kHz zu erklären ist.

Anhand der dopplerfreien Sättigungsspektroskopiesignale, die zur Überwachung der Frequenzen der MOPA-Systeme aufgenommen werden, ist deutlich zu erkennen, dass die verwendeten DFB-Dioden bei geeigneter Temperatur absolut modensprungfrei über den gesamten mit dem Strom durchstimmbaren Bereich betrieben

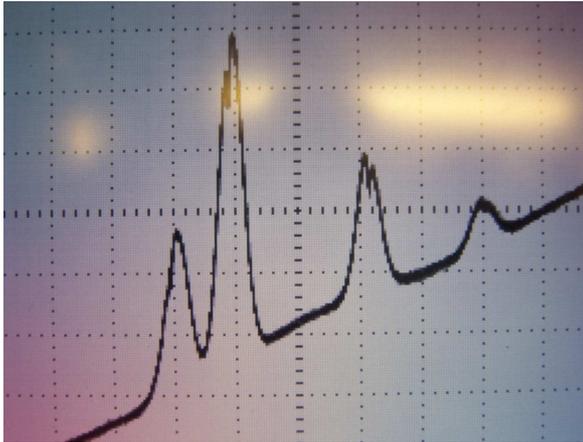


Abbildung 3.7: Aufnahme eines dopplerfreien Sättigungsspektroskopie-signals: Über eine Strommodulation der DFB-Laserdiode des 2D-MOT-Kühlasers können alle Übergänge der D<sub>2</sub>-Linie ( $5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}$ ) des  $^{85}\text{Rb}$  und des  $^{87}\text{Rb}$  modensprungfrei betrachtet werden. Die Steigung der Untergrundleistung ist durch die höhere Ausgangsleistung der DFB-Diode bei höherem Strom zu erklären.

werden können [27]. Die Abbildung 3.7 zeigt den Ausschnitt des Sättigungsspektroskopiesignals, in welchem alle Übergänge der D<sub>2</sub>-Linie ( $5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}$ ) des  $^{85}\text{Rb}$  und des  $^{87}\text{Rb}$  zu sehen sind.

### 3.3 Die Aufteilung der Laserfelder

Das von den drei MOPA-Systemen (s. Abschn. 3.2) erzeugte Laserlicht wird im Folgenden für den Betrieb der magneto-optischen Fallen aufbereitet und anschließend auf optische Fasern aufgeteilt. Zusätzlich wird jeweils ein Teil des von den Diodenlasern erzeugten Lichts zur Frequenzstabilisierung der MOPA-Systeme mittels Schwebungsmessungen verwendet. Die folgende Beschreibung der Aufteilung des Laserlichts ist in die im Abschnitt 3.1 vorgestellten zu erzeugenden Laserfelder unterteilt. Zusätzlich wird die Aufteilung des Referenzlichts innerhalb des Moduls zur Frequenzstabilisierung der MOPA-Systeme aufgezeigt.

#### 3.3.1 Das Referenzlicht

Das hochstabile Referenzlicht wird über eine optische Faser vom Referenzlasermodul (s. Kap. 2) zum Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  geführt und dient der Frequenzstabilisierung des 2D-MOT-Kühlasers und des MOPA-Systems zur Erzeugung des „Rückpumperlichts“ mittels Schwebungsmessungen. Im ersten Schritt wird das Referenzlicht, wie in Abbildung 3.8 schematisch gezeigt ist, an einem 50:50-Strahlteiler (BS1) mit dem „Rückpumperlicht“ (s. Abschn. 3.3.5) für eine darauf folgende Schwebungsmessung mit einer Photodiode (PD1) zur Stabilisierung des „Rückpumperlasers“ überlagert. Dabei dient die  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte der Anpassung der Polarisation des Referenzlichts auf die des „Rückpumperlichts“. Das Laserlicht des anderen Ausgangs des BS1, in welchem sowohl Teile des Referenzlichts, als auch des „Rückpumperlichts“ überlagert sind, wird an einem weiteren 50:50-Strahlteiler (BS2) mit dem in seiner Polarisation

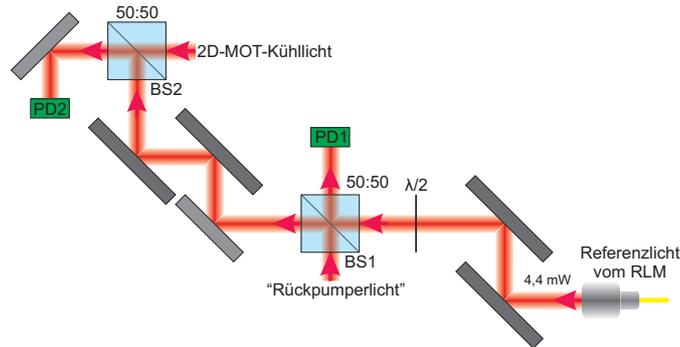


Abbildung 3.8: Aufteilung des Referenzlichts: Das vom Referenzlasermodul (RLM) kommende Laserlicht wird zwei Schwegungsmessungen an zwei Photodioden (PD1 und PD2) zur Verfügung gestellt, mit deren Hilfe zum einen der „Rückpumperlaser“ und zum anderen der 2D-MOT-Kühlaser in ihrer Frequenz stabilisiert werden. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

angepassten 2D-MOT-Kühllicht (s. Abschn. 3.3.2) überlagert und ebenfalls eine Schwegungsmessung mit einer Photodiode (PD2) durchgeführt. Dabei werden gleich mehrere Schwegungssignale erzeugt. Die Schwegungssignale zwischen dem „Rückpumperlicht“ und dem 2D-MOT-Kühllicht, sowie dem Referenzlicht liefern Frequenzen von mehr als 6,5 GHz, während das zur Frequenzstabilisierung nötige Schwegungssignal zwischen dem Referenzlicht und dem 2D-MOT-Kühllicht bei ungefähr 76 MHz liegt. Somit können die unerwünschten Schwegungssignale problemlos elektronisch herausgefiltert werden.

### 3.3.2 Das 2D-MOT-Kühllicht

Von dem durch den 2D-MOT-Kühlaser erzeugten Laserlicht wird, wie in Abbildung 3.9 dargestellt ist, im ersten Schritt an einem Polarisationsstrahlteiler (PBS1) ein Teil des Lichts für eine Schwegungsmessung zur Frequenzstabilisierung des 2D-MOT-Kühlasers abgezweigt. Trotz der Kombination einer  $\frac{\lambda}{2}$ - mit einer  $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte zur Minimierung der am PBS1 abknickenden Lichtleistung, wird für die Schwegungsmessung zu viel Leistung ausgekoppelt, da der Kontrast des PBS1 nicht idealerweise bei 100 % liegt. Daher ist es nötig den ausgekoppelten Laserstrahl vor der Überlagerung mit dem Referenzlicht (s. Abschn. 3.3.1) mit einem Filter (AF) [Thorlabs, NE 506B] abzuschwächen, um eine Zerstörung der Photodiode (PD2) zu vermeiden. Dem vom PBS1 transmittierten Teil des 2D-MOT-Kühllichts wird am folgenden Polarisationsstrahlteiler (PBS2) das „Rückpumperlicht“ (s. Abschn. 3.3.5) überlagert. Über einen Lichtreflex des PBS2 wird die vom 2D-MOT-Kühlaser erzeugte Leistung mit einer Photodiode (PD3) [Si1onex, SLSD-71N5] überwacht. Im Folgenden wird das Licht über Polarisationsstrahlteiler und Spiegel gleichmäßig auf vier Lichtstrahlen aufgeteilt, die Polarisation mit Hil-

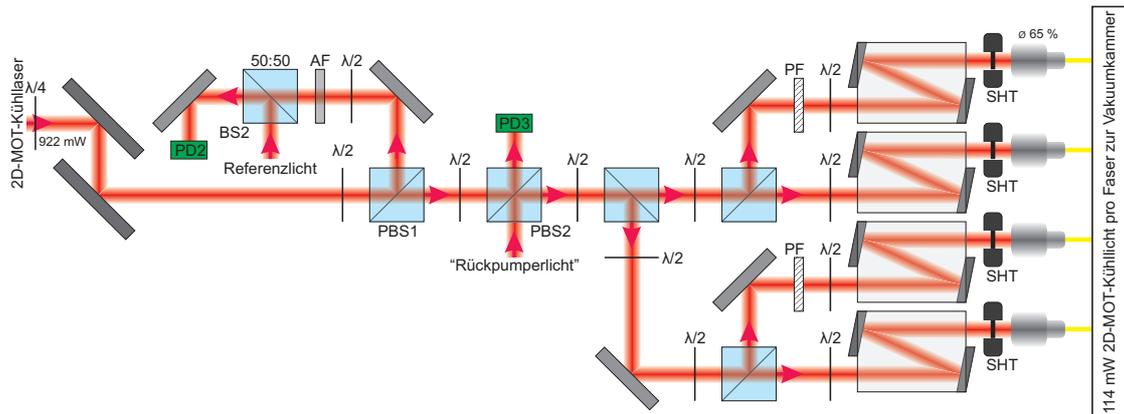


Abbildung 3.9: Aufteilung des 2D-MOT-Kühllichts: Das vom 2D-MOT-Kühlaser bereitgestellte Laserlicht wird einer Schwebungsmessung an einer Photodiode (PD2) zur Stabilisierung des 2D-MOT-Kühlasers zur Verfügung gestellt, mit dem „Rückpumperlicht“ überlagert und auf vier Fasern aufgeteilt, welche das Licht zur Vakuumkammer. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

fe von  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatten auf die polarisationserhaltende Achse der folgenden *Singlemode*-Fasern [Schäfter+Kirchoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-400-P] eingestellt und anschließend mit einer durchschnittlichen Effizienz von 65 % in die optischen Fasern eingekoppelt. Somit stehen an der Vakuumkammer 114 mW Lichtleistung pro Strahl zum Kühlen der Atome in der zweidimensionalen magneto-optischen Falle (2D-MOT) zur Verfügung. Geschaltet wird das Licht über mechanische Blenden (SHT) [Sunex, SHT934], die vor jeder Faser platziert sind und mittels eines Elektromagneten in, beziehungsweise aus dem Laserstrahl bewegt werden. Die Polarisation der an Polarisationsstrahlteilern abknickenden Strahlen wird vor der Einkopplung in die optischen Fasern mit einem linearen Polarisationsfilter (PF) [Codixx, colorPol VIS700 BC4 CW02] gereinigt.

### 3.3.3 Das 3D-MOT-Kühllicht

Das vom 3D-MOT-Kühlaser erzeugte Licht wird, wie in Abbildung 3.10 dargestellt ist, am ersten Polarisationsstrahlteiler (PBS3) in einen Teilstrahl zur Realisierung des „*pusher*“-Lichts (s. Abschn. 3.3.4) und einen zur Realisierung des 3D-MOT-Kühllichts aufgespalten. Dem transmittierten Teil des Lichts wird an einem zweiten Polarisationsstrahlteiler (PBS4) das „Rückpumperlicht“ (s. Abschn. 3.3.5) überlagert, und beide erfahren anschließend mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators (AOM) [Crystal Technology, 3080-120] eine Verschiebung ihrer Frequenz von +80 MHz mit einer Effizienz von 80,3 %. Dieser AOM wird auch zum Schalten des 3D-MOT-Kühllichts und des überlagerten „Rückpumperlichts“ verwendet. Anschließend werden beide Lichtfelder auf sechs polarisationserhaltende *Singlemode*-

Fasern [Schäfter+Kirchoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-400-P] aufgeteilt und das 3D-MOT-Kühllicht in diese mit einer durchschnittlichen Effizienz von 64 % eingekoppelt. Bei der Aufteilung wird die Polarisation abknickender Laserstrahlen mit linearer Polarisationsfolie (PF) gereinigt und die Polarisation der sechs Strahlen mittels  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatten auf die polarisationserhaltende Achse der optischen Fasern angepasst. Der optische Zugang zu jeder Faser kann auch hier mit einer mechanischen Blende (SHT) verschlossen werden. Somit stehen 58 mW Kühllicht pro Laserstrahl zum Betrieb der dreidimensionalen magneto-optischen Falle (3D-MOT) an der Vakuumkammer bereit.

Der andere Ausgang des PBS4 wird für eine Schwebungsmessung mit einer Photodiode (PD) zur Frequenzstabilisierung des 3D-MOT-Kühl lasers auf die Frequenz des „Rückpumperlasers“ genutzt. Um den für die Schwebungsmessung abgezweigten Teil des Lichts minimal zu halten, wird zwischen PBS3 und PBS4 keine Verzögerungsplatte verwendet. Die für die Schwebungsmessung am PBS4 überlagerten Lichtfelder sind orthogonal polarisiert und somit für eine Schwebungsmessung ungeeignet. Daher wird deren Polarisation mit einer  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte um  $45^\circ$  gedreht und anschließend durch einen weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS5)

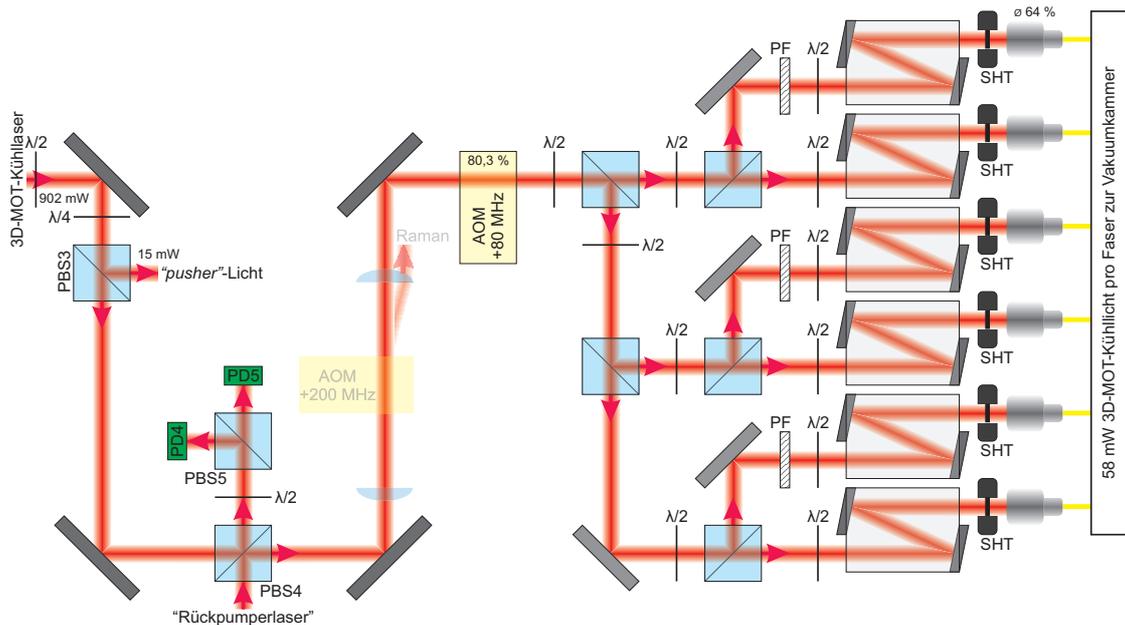


Abbildung 3.10: Aufteilung des 3D-MOT-Kühllichts: Das vom 3D-MOT-Kühl laser erzeugte Laserlicht wird am Polarisationsstrahlteiler (PBS4) mit dem „Rückpumperlicht“ überlagert und das Schwebungssignal beider Laserfelder mit einer Photodiode (PD4) zur Frequenzstabilisierung des 3D-MOT-Kühl lasers auf die Frequenz des „Rückpumperlasers“ detektiert. Anschließend werden die überlagerten Laserfelder auf sechs optische Fasern aufgeteilt, die das Licht zur Vakuumkammer führen. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

gefiltert. Somit wird 50 % beider Strahlen mit gleich ausgerichteter Polarisation abgelenkt und ein Schwebungssignal mit einer Photodiode (PD4) detektiert. Die am PBS5 „verlorene“ transmittierte Lichtleistung wird ebenfalls mit einer Photodiode (PD5) [Silonex, SLSD-71N5] detektiert und dient der Überwachung der vom „Rückpumpelaser“, sowie vom 3D-MOT-Kühlilaser bereitgestellten Leistung.

### 3.3.4 Das „pusher“-Licht

Nachdem an einem Polarisationsstrahlteiler (PBS3) Licht vom 3D-MOT-Kühlilaser abgezweigt worden ist (s. Abb. 3.11), wird dieses über einen akusto-optischen Modulator (AOM) [Crystal Technology, 3110-120] mit einer Effizienz von 65,2 % um +110 MHz in seiner Frequenz verschoben und anschließend mit einer Effizienz von 66 % in eine polarisationserhaltende *Singlemode*-Faser [Schäfter+Kirchoff, PMC-780-5,3-NA012-3-APC-400-P] eingekoppelt, über welche das Laserlicht zur Vakuumkammer geführt wird. Die Polarisation des Lichts wird wiederum mit Hilfe einer  $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte auf die polarisationserhaltende Achse der optischen Faser angepasst, und mittels einer mechanischen Blende (SHT) kann der optische Zugang zur Faser verschlossen werden. Somit stehen 6,2 mW als „pusher“-Licht für den Betrieb der 2D-MOT zur Verfügung.

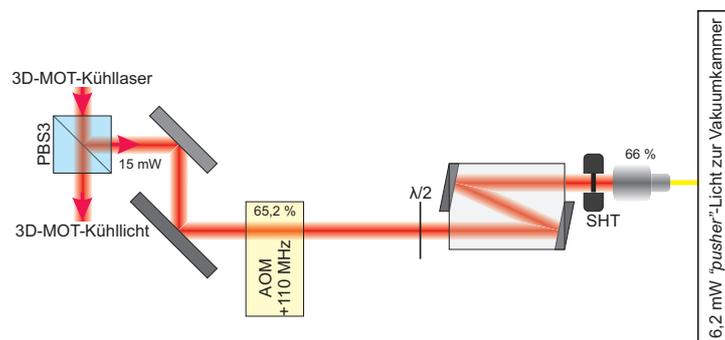


Abbildung 3.11: Bereitstellung des „pusher“-Lichts: Ein Teil des vom 3D-MOT-Kühlilaser erzeugten Laserlichts wird mit einem akusto-optischen Modulator (AOM) um +110 MHz in seiner Frequenz verschoben und über eine optische Faser zur Vakuumkammer geführt. (Die abgebildeten Komponenten sind in einer Legende in Anhang C.1 erläutert.)

### 3.3.5 Das „Rückpumperlicht“

Wie in Abbildung 3.12 dargestellt ist, wird der vom „Rückpumpelaser“ kommende Laserstrahl an einem Polarisationsstrahlteiler (PBS4) mit dem 3D-MOT-Kühllicht (s. Abschn. 3.3.3) und an einem weiteren Polarisationsstrahlteiler (PBS2) mit dem 2D-MOT-Kühllicht (s. Abschn. 3.3.2) überlagert. Vor der Überlagerung mit dem



2D-MOT-Kühllicht wird die Frequenz des „Rückpumperlichts“ über einen akustooptischen Modulator (AOM) [Crystal Technology, 3080-120] mit einer Effizienz von 79,2% um +80 MHz auf Resonanz verschoben. An zwei weiteren Polarisationsstrahlteilern (PBS7 und PBS8) wird ein Teil des Lichts zur Überwachung der Frequenz des „Rückpumperlasers“ mittels einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie (s. Abschn. 3.2) und ein Teil für eine Schwebungsmessung zur Frequenzstabilisierung des „Rückpumperlasers“ auf den Referenzlaser (s. Abschn. 3.3.1) genutzt. Nachdem das „Rückpumperlicht“ die selbe Aufteilung wie das 2D- und 3D-MOT-Kühllicht durchlaufen hat, ist es auf insgesamt zehn optische Fasern aufgeteilt worden, die das „Rückpumperlicht“ an die Vakuumkammer führen. Dort stehen somit dem Betrieb der 2D-, sowie 3D-MOT je 10 mW „Rückpumperlicht“ zur Verfügung. Die Einkoppeleffizienz des „Rückpumperlichts“ in die optischen Fasern beträgt im Durchschnitt 53%.

Für den Betrieb beider MOT-Systeme wird die optische Verstärkung des TAs des „Rückpumperlasers“ gedrosselt, da eine Ausgangsleistung von circa 105 mW ausreichend ist. Für die spätere Verwendung als Raman-Laser (s. Kap. 4) wird der „Rückpumperlaser“ bei voller Ausgangsleistung von 794 mW betrieben. Das optische Umschalten in den Betrieb zur hochauflösenden Ramanspektroskopie wird über einen AOM realisiert werden, der in Abbildung 3.12 verblasst eingezeichnet ist.

## 3.4 Die Regelektronik des Diodenlasermoduls

Die Regelektronik des Diodenlasermoduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  besteht hauptsächlich aus zwei Teilen. Zum einen werden die Frequenzen der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen MOPA-Systeme elektronisch stabilisiert und zum anderen wird das Licht an der Vakuumkammer über ein Computersystem geschaltet.

Im Folgenden wird die Elektronik zur Frequenzstabilisierung der MOPA-Systeme vorgestellt und abschließend ein Überblick über die Schaltelektronik gegeben.

### 3.4.1 Frequenzstabilisierungselektronik der MOPA-Systeme

Die Stabilisierung der Frequenzen der MOPA-Systeme erfolgt stets nach dem selben Schema. Das mit einer Photodiode detektierte Schwebungssignal zweier Laser, von denen einer bereits in seiner Frequenz stabilisiert ist, wird über eine Regelung der Frequenz des anderen Lasers in seiner Zentralfrequenz stabilisiert. Somit wird der noch unregelmäßige Laser an die Frequenz des bereits stabilisierten angebunden [28]. Abbildung 3.13 zeigt exemplarisch das Schwebungssignal zwischen dem Referenzlicht und dem „Rückpumperlicht“.

Dank schnellerer Photodioden mit Antwortzeiten im Pikosekundenbereich, die somit mehrere Gigahertz detektieren können, ist es möglich geworden, diese Tech-

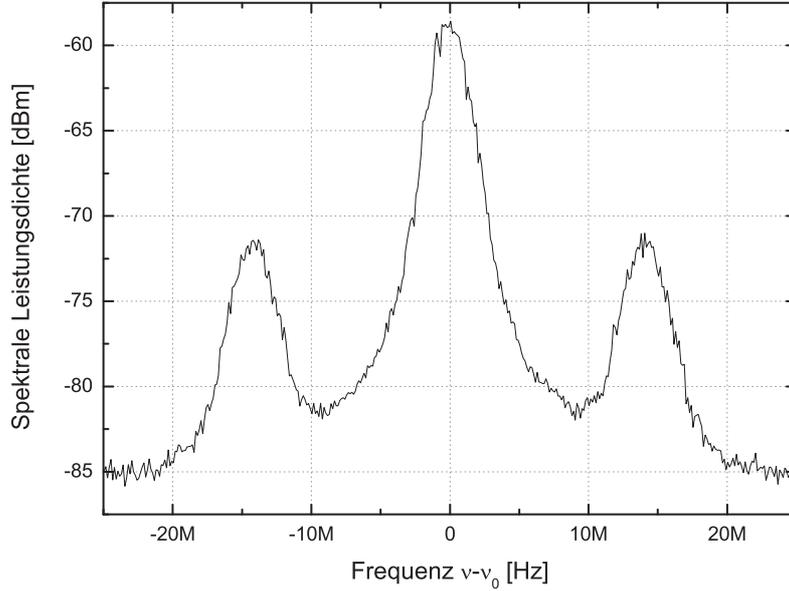


Abbildung 3.13: Schwebungssignal zwischen dem Referenzlicht und dem „Rückpumperlicht“: Das Schwebungssignal mit einer Zentralfrequenz  $\nu_0 = 6,571$  GHz wurde in einem Bereich von 50 MHz am ersten Richtkoppler (s. Abschn. 3.4.1) aufgenommen. Die Kurve ist vom Spektrumanalysator [Agilent, E 4405B] über 100 Messungen gemittelt. Die zu erkennenden Seitenbänder sind auf dem Referenzlicht aufgeprägt, stören die Stabilisierung jedoch nicht.

nik der Frequenzstabilisierung in Experimenten zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  einzusetzen, da die höchsten zu detektierenden Frequenzen bei ungefähr 6,8 GHz liegen, was dem Abstand der beiden Hyperfeingrundzustände des  $^{87}\text{Rb}$   $5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 1\rangle$  und  $5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle$  entspricht.

Zur Realisierung der Frequenzstabilisierungen der MOPA-Systeme wurde zunächst ein Referenzlaser aufgebaut (s. Kap. 2), welcher mittels der Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) (s. Anhang A.2) auf einen Übergang der  $\text{D}_2$ -Linie des  $^{87}\text{Rb}$  stabilisiert ist. Mit Hilfe der soeben beschriebenen Technik der Frequenzstabilisierung über Schwebungsmessungen werden der 2D-MOT-Kühlaser und der „Rückpumperlaser“ an die Frequenz des Referenzlasers angebunden. Der 3D-MOT-Kühlaser wird an den nun ebenfalls stabilisierten „Rückpumperlaser“ mittels einer Schwebungsmessung angebunden, was in Abbildung 3.14 zusammengefasst dargestellt ist.

Der Hintergrund der Wahl dieses Anbindungsschemas ist die zukünftig zu implementierende hochauflösende Ramanspektroskopie. Hierfür ist es nötig, sowohl den 3D-MOT-Kühlaser, als auch den „Rückpumperlaser“ um bis zu  $-3,5$  GHz in

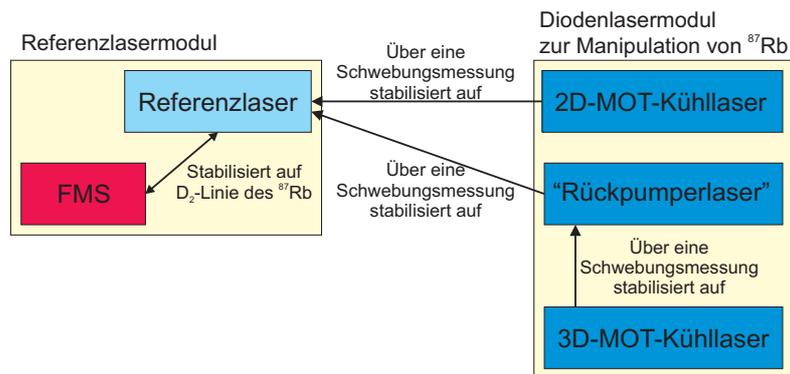


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierung der Diodenlasermodule: Der Referenzlaser wird mittels der Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) auf einen Übergang der  $D_2$ -Linie des  $^{87}\text{Rb}$  stabilisiert. Der 2D-MOT-Kühlaser und der „Rückpumperlaser“ werden mit Hilfe von Schwebungsmessungen an den Referenzlaser angebunden. 3D-MOT-Kühlaser wird mit Hilfe einer Schwebungsmessung auf die Frequenz des „Rückpumperlasers“ stabilisiert.

ihrer Frequenz verstimmen zu können. Diese großen Verstimmungen sind nicht über eine herkömmliche Frequenzverschiebung mittels akusto-optischer Modulatoren möglich, können jedoch mit Hilfe der vorgestellten Technik der Frequenzstabilisierung über Schwebungsmessungen problemlos über eine Variation der Frequenz der Referenzoszillatoren in Kombination mit den verwendeten modensprungfreien DFB-Dioden erreicht werden.

Die folgenden Frequenzangaben bei der Elektronik zur Frequenzstabilisierung der MOPA-Systeme sind lediglich errechnete Richtwerte und müssen noch auf den Betrieb der beiden magneto-optischen Fallen optimiert werden.

### Elektronik zur Frequenzstabilisierung des „Rückpumperlichts“

Wie in Abbildung 3.15 gezeigt ist, wird das Schwebungssignal zwischen dem „Rückpumperlicht“ und dem Referenzlicht bei einer Frequenz von 6,571 GHz von einer schnellen Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] detektiert, deren notwendige Spannungsversorgung von einem Bias-Tee [Tactron, Pulsar BT-26-463/1S] gewährleistet ist. Das Signal wird um 10 dB verstärkt [Mini Circuits, ZL-7G], bevor es vom Diodenlasermodul zur weiteren Verarbeitung geführt wird. Um eingekoppeltes niederfrequentes Rauschen zu filtern, wird ein Hochpass [Mini Circuits, VHF-2275] verwendet bevor das Signal durch drei weitere Verstärker des selben Typs um 30 dB verstärkt wird. Ein Teil des Signals wird über einen Richtkoppler [Meca, 780-20-6.000] zur Analyse ausgekoppelt. Die Frequenz des Signals wird durch vier geteilt [Hittite, HMC365S8G], wobei höhere Harmonische mit einem Tiefpass [Mini Circuits, SBLP-1870] gefiltert werden. An einem darauf folgenden Mischer

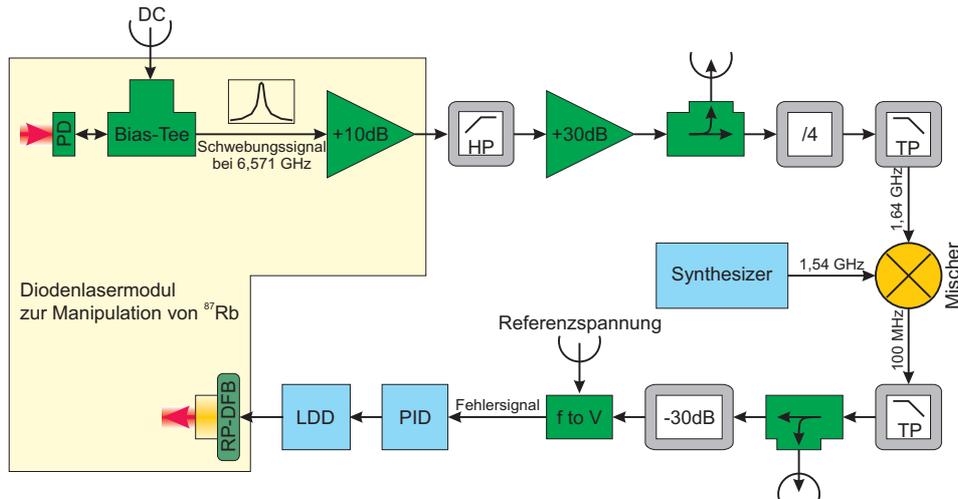


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung der Elektronik zur Frequenzstabilisierung des „Rückpumperlichts“. (Für eine Erläuterung der dargestellten Symbole siehe Anhang C.1.)

[Mini Circuits, ZFM-11-S] wird das Signal mit einer von einem Frequenzgenerator [Gigatronics, 6082A] erzeugten Referenzfrequenz gemischt und durch einen Tiefpass [Mini Circuits, SLP-250] die Differenzfrequenz bei 100 MHz herausgefiltert. Ein Richtkoppler [Mini Circuits, ZF DC-20-4L] ermöglicht eine Analyse des erzeugten Signals. Nach einer Anpassung der Signalstärke mittels eines 30 dB-Abschwächers [Mini, Circuits VAT-30+] wird mit Hilfe eines Frequenz-zu-Spannung-Konvertierers aus der eingespeißten Frequenz eine Spannung erzeugt, welche mit einer von einem Computer vorgegebenen Referenzspannung abgeglichen und somit ein Fehlersignal generiert wird. Eine folgende PID-Regelung nutzt das Fehlersignal zur Frequenzstabilisierung der Laserdiode des „Rückpumperlasers“ (RP-DFB) über den Stromtreiber (LDD).

### Elektronik zur Frequenzstabilisierung des 3D-MOT-Kühllichts

Das Schwebungssignal zwischen dem 3D-MOT-Kühllicht und dem „Rückpumperlicht“ bei einer Frequenz von 6,585 GHz wird im Diodenlasermodul ebenso verarbeitet, wie es bereits bei der Frequenzstabilisierung des „Rückpumperlichts“ beschrieben wurde. Das mit einem Hochpass des selben Typs gefilterte Signal wird um 20 dB verstärkt [Mini, Circuits ZL-7G] und an einem Mischer mit einem von einer Frequenzkette erzeugten Referenzsignal gemischt. Ein Tiefpass [Mini, Circuits VLF-490] filtert die Differenzfrequenz bei 101 MHz heraus, und das Signal wird mittels eines Frequenz-zu-Spannung-Konvertierers und einer vom Computer gegebenen Referenzspannung in ein Fehlersignal konvertiert. Mit Hilfe dieses Fehlersignals stabilisiert eine PID-Regelung die Frequenz der Laserdiode des 3D-MOT-Kühl lasers (3D-DFB) über den Strom.

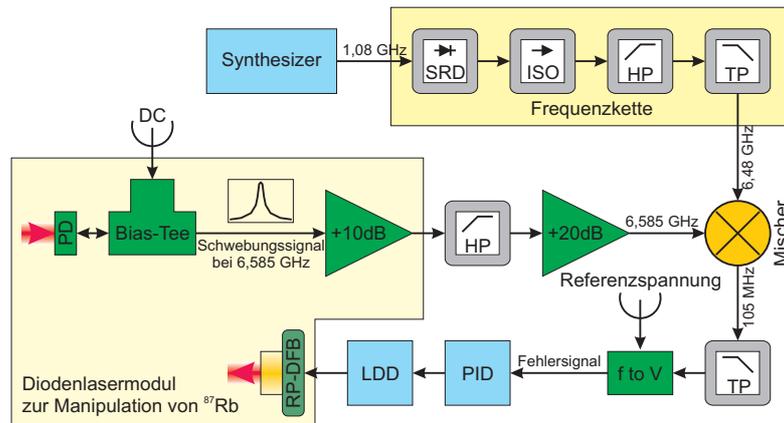


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung der Elektronik zur Frequenzstabilisierung des 3D-MOT-Kühllichts. (Für eine Erläuterung der dargestellten Symbole siehe Anhang C.1.)

Die Erzeugung des Gigahertzsignals mit Hilfe der Frequenzkette beruht auf einer *Step-Recovery-Diode* [Herotek, GC1026RC], die Oberschwingungen von einem durch einen Frequenzgenerator [Gigatronics, 60822A] gegebenen Referenzsignal bei 1,08 GHz erzeugt. Ein Bandpassfilter, welches mittels einer Kombination eines Hoch- [Mini Circuits, VHP-39] und eines Tiefpassfilters [Mini Circuits, VLF-6000+] realisiert ist, selektiert die fünfte Oberschwingung bei 6,48 GHz. Die *Step-Recovery-Diode* wird durch einen Isolator [MTC, H119FFW] vor Rückreflexionen geschützt [26].

### Elektronik zur Frequenzstabilisierung des 2D-MOT-Kühllichts

Die Frequenz des Schwebungssignals zwischen dem Referenzlicht und dem 2D-MOT-Kühllicht liegt bei 76 MHz. Das Signal wird von einer Photodiode [Hamamatsu, G4176-03] detektiert, die über ein Bias-Tee [Mini Circuits, ZFBT-6G+] mit einer Spannung versorgt wird. Anschließend wird das Signal noch im Diodenlasermodul um 40 dB verstärkt [Mini Circuits, ZFL-500LN] und aus diesem zur weiteren Verarbeitung herausgeführt. Ein Tiefpass [Mini Circuits, VLF-490] filtert Schwebungssignale höherer Frequenzen (s. Abschn. 3.3.1). Über einen Richtkoppler [Mini Circuits, ZF DC-20-4L] wird ein Teil des Signals zur Analyse ausgekoppelt, bevor das Frequenzsignal vom Frequenz-zu-Spannung-Konvertierer in ein Spannungssignal konvertiert und mit einer von einem Computer vorgegebenen Referenzspannung abgeglichen wird. Das somit erzeugte Fehlersignal dient einer PID-Regelung zur Stabilisierung der Frequenz des 2D-MOT-Kühl lasers über den Strom der Laserdioden (2D-DFB). Abbildung 3.17 zeigt eine schematische Darstellung der Regelelektronik.

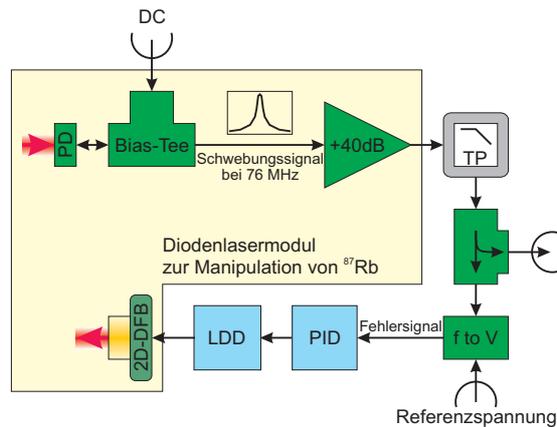


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung der Elektronik zur Frequenzstabilisierung des 2D-MOT-Kühllichts. (Für eine Erläuterung der dargestellten Symbole siehe Anhang C.1.)

### 3.4.2 Die Schaltelektronik

Das Laserlicht zum Betrieb des Doppel-MOT-Systems wird über mechanische Blenden und akusto-optische Modulatoren geschaltet. Dabei versperren die mechanischen Blenden den optischen Zugang zu den optischen Fasern, während die akusto-optischen Modulatoren die Laserstrahlen ablenken, und somit die Einkopplung in die optischen Fasern verloren geht. Dieser Zweistufige Prozess des Schaltens erlaubt ein sehr rasches Schalten des Laserlichts über die akusto-optischen Modulatoren (AOMs) innerhalb weniger Mikrosekunden bei zeitgleichem vollstän-

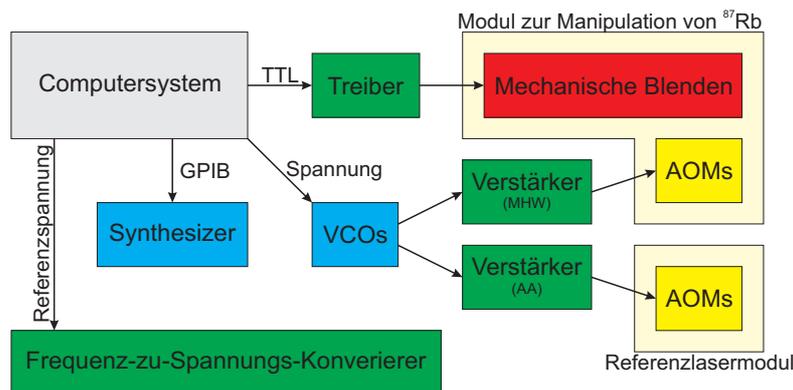


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung der Steuerung des Experiments: Ein Computersystem steuert die mechanischen Blenden und akusto-optischen Modulatoren (AOMs) zum Schalten des Lichts an der Vakuumkammer. Über das Computersystem wird auch die Elektronik zur Stabilisierung der MOPA-Systeme über die Referenzfrequenz (Synthesizer) und die Vorgabe der Referenzspannung für die Frequenz-zu-Spannung-Konvertierer gesteuert.

---

digen Verschluss der optischen Fasern über die mechanischen Blenden, sodass kein restliches Streulicht an die Vakuumkammer gelangen kann. Wie in Abbildung 3.18 dargestellt ist, können die mechanischen Blenden über von einem Computersystem [LabView 8.2 unter WindowsXP; LabView Realtime] ausgegebene TTL-Signale einzeln innerhalb weniger Millisekunden geöffnet und geschlossen werden. Mit Hilfe des Computersystems werden auch die akusto-optischen Modulatoren über ihre Frequenzgeber (VCOs) gesteuert, welche nach einer Verstärkung [Motorola, MHW6342T; AA Opto-Electronic, AMPA-B-30] die für den Betrieb der AOMs benötigte RF-Leistung von ungefähr einem Watt bereitstellen.

Das Computersystem steuert ebenfalls die Referenzspannung der Frequenz-zu-Spannung-Konvertierer und über eine GPIB-Schnittstelle die Frequenz der Referenzoszillatoren der Stabilisierungselektronik.



# AUSBLICK

Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein kompaktes Lasersystem zum Kühlen, Speichern und zur rauscharmen Detektion von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen aufgebaut und charakterisiert. Jüngst wurden mit Hilfe dieses Lasersystems erste Erfolge im Betrieb der zweidimensionalen, sowie dreidimensionalen magneto-optischen Falle (2D-/3D-MOT) erzielt. Abbildng 4.1 zeigt eine in der 3D-MOT gefangene Atomwolke. Somit kann nun mit der Optimie-

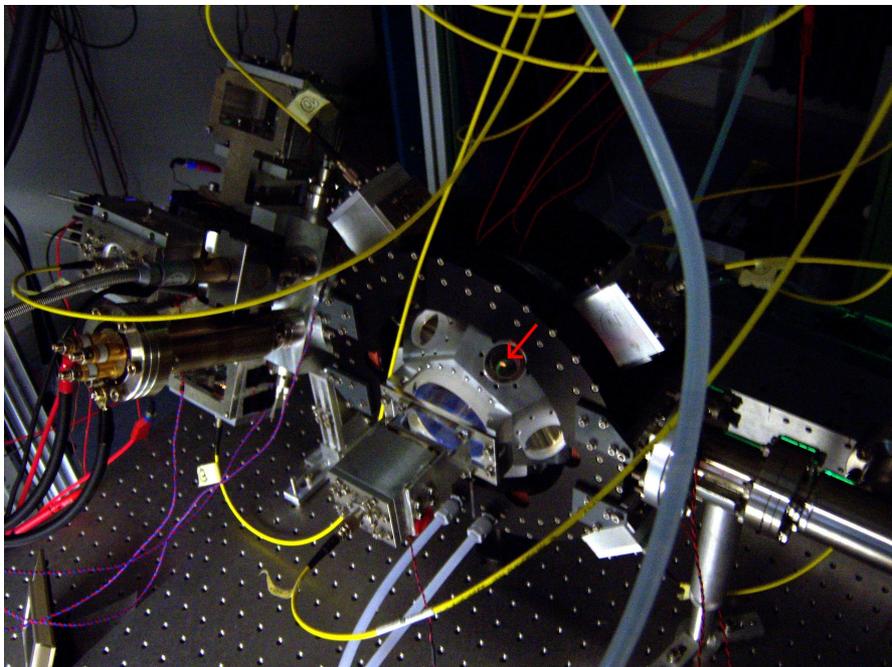


Abbildung 4.1: Aufnahme einer in der Experimentierkammer von ATLAS gefangenen Atomwolke, die mit einem roten Pfeil markiert ist.

rung der Teilchenzahl und der Laderate der 3D-MOT begonnen werden. Die Erzielung tiefster Temperaturen der Atome, bis hin zur Bose-Einstein-Kondensation in einer Dipolfalle stehen im weiteren Verlauf des Experiments im Vordergrund.

Mittelfristig ist die Implementierung zweier Technologien angedacht, die eine Fülle interessanter, zusätzlicher, experimenteller Untersuchungen an den Atomen erlauben.

Das Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen ist so konzipiert worden, dass es durch den Einbau weniger Optikkomponenten zur hochauflösenden Ramanspektroskopie genutzt werden kann. Die kohärente Manipulation mit Hilfe der stimulierten Raman-Übergänge stellt eine Schlüsseltechnologie für die Atominterferometrie dar und gestattet unter anderem die Realisierung von kohärenten Strahlteilern für Atome. Hierzu müsste die Elektronik zur Frequenzstabilisierung des Diodenlasersystems zur Erzeugung des 3D-MOT-Kühllichts um eine Phasenstabilisierung erweitert werden. Somit würden der 3D-MOT-Kühlaser und der „Rückpumpelaser“ das phasenstarre Laserpaar zur Manipulation der Atome mittels stimulierter Raman-Übergänge bilden.

Die zweite sehr interessante Erweiterung ist die Erzeugung aller Laserfelder, die zum Fangen, Kühlen und Speichern von Kalium ( $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$ ) benötigt werden. Die Vakuumapparatur von ATLAS hat bereits sogenannte *Dispenser* für die Erzeugung eines Kaliumdampfes integriert. Das realisierte Lasersystem bietet zusätzlich die Möglichkeit die Lichtfelder für Rubidium und Kalium, die relativ benachbarte Wellenlängen benötigen, simultan zu verstärken und dem Experiment in gemeinsamen Fasern zuzuführen. Diese Erweiterung umfasst somit die Erzeugung einer Referenzfrequenz und die für die Manipulation von Kalium benötigten Frequenzen. Somit wäre es möglich 3 W für den Betrieb mit Rubidium, 3 W für den Betrieb mit Kalium oder je 1,5 W für Untersuchungen an K-Rb-Gemischen bereitzustellen.

Durch die beiden vorgestellten Erweiterungen könnten zum Beispiel Tests des Äquivalenz-Prinzips, welches postuliert, dass schwere und träge Masse eines Massepunktes äquivalent sind, mit Hilfe hochpräziser Atominterferometrie an K-Rb-Gemischen vorgenommen werden.

---

# SPEKTROSKOPIE

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden zwei Spektroskopieverfahren verwendet. Im Diodenlasermodul zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (s. Kap. 3) wird die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie [29] zur Überwachung der Frequenzen der leistungsverstärkten Diodenlasersysteme eingesetzt, während im Referenzlasermodul (s. Kap. 2) die Technik der Frequenzmodulationsspektroskopie [30, 29] zur Frequenzstabilisierung des Referenzlasers auf einen Übergang der D<sub>2</sub>-Linie des  $^{87}\text{Rb}$  dient. Beide werden im Folgenden detaillierter vorgestellt.

## A.1 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Wird ein thermisches Gas mit Hilfe eines Laserstrahls spektroskopiert, können die Spektrallinien des Gases nicht ohne Weiteres bis auf ihre natürliche Linienbreite

$$\Delta f_N = \frac{\Delta E}{h} = \frac{1}{2\pi\tau}, \quad (\text{A.1})$$

aufgelöst werden. Hierbei bezeichnet  $\tau$  die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum. Die Spektrallinien erscheinen durch die thermisch bedingte Bewegung der Atome verbreitert. Dies führt zur **Dopplerverbreiterung** der Spektrallinie und zur vollen Halbwertsbreite (FWHM)

$$\Delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}, \quad (\text{A.2})$$

wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur des Gases,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $m$  die Masse des Atoms und  $\omega_0$  die Übergangskreisfrequenz bezeichnet.

Um den störenden Effekt der Dopplerverbreiterung zu umgehen, wird die Technik der **dopplerfreien Sättigungsspektroskopie** verwendet. Hierbei wird das

Medium vom Laserstrahl der Frequenz  $\omega_L$  in Hin- und Rückrichtung durchstrahlt, wobei in einen *Pumpstrahl* und einen *Probestrahl* unterschieden wird. Nun ist der *Pumpstrahl* resonant zu allen Atomen der Geschwindigkeitsklasse  $\omega_L = \omega_0 + kv_x$ , während der gegenläufige *Probestrahl* resonant zur Geschwindigkeitsklasse  $\omega_L = \omega_0 - kv_x$  ist. Betrachtet man in diesem System die durchgelassene Intensität des *Probestrahls*, so stellt man eine Erhöhung dieser fest, wenn  $\omega_L = \omega_0$  ist. In diesem Fall regt der *Pumpstrahl* alle Atome der Geschwindigkeitsklasse  $v_x = 0$  in ein höheres Niveau an und der ebenfalls mit dieser Geschwindigkeitsklasse resonante *Probestrahl* kann somit das Medium mit geringerer Absorption passieren. Die sich im Absorptionssignal (s. Abb. A.1) ausbildenden schmalen Resonanzlinien nennt man **Lambdips**. Diese *Lambdips* sind in der Regel nur wenige Megahertz breiter als die natürliche Linienbreite und dopplernfrei.

Zusätzlich zu den *Lambdips* treten im Signal der Sättigungsspektroskopie die sogenannten **Crossover-Resonanzen** (s. Abb. A.1) auf. Liegt die Laserfrequenz  $\omega_L = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$  genau zwischen zwei Resonanzlinien mit der Übergangsfrequenz  $\omega_1$  und  $\omega_2$ , welche sich das selbe Grundniveau teilen, so ist der *Pumpstrahl* resonant zu der Geschwindigkeitsklasse, die in das eine Niveau angeregt wird, während der *Probestrahl* mit der selben Geschwindigkeitsklasse resonant ist, die von ihm ins zweite Niveau angeregt wird. Somit entvölkert der *Pumpstrahl* das Grundniveau für die besagte Geschwindigkeitsklasse, während der *Probestrahl* wieder eine geringere Absorption erfährt und sich ebenfalls schmale Resonanzlinien im Spektroskopiesignal ausbilden.

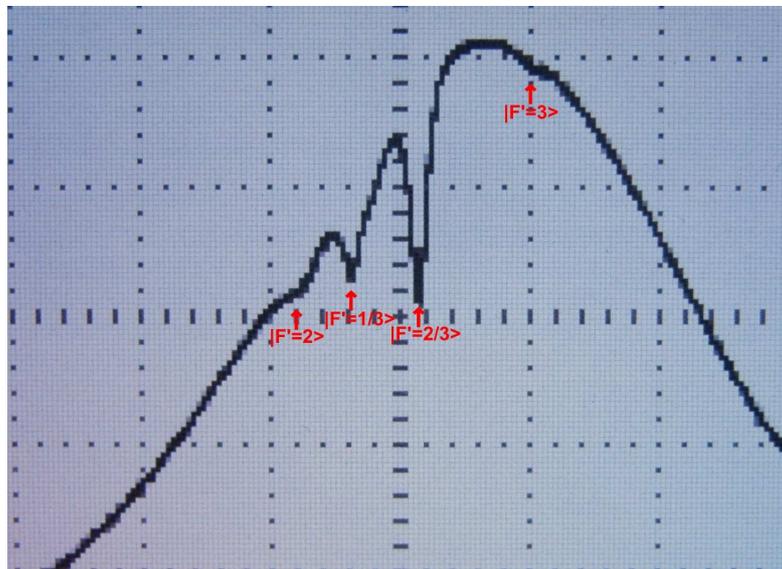


Abbildung A.1: Dopplerfreies Sättigungsspektroskopiesignal: Mit roten Pfeilen sind die Resonanzlinien der Übergänge der D<sub>2</sub>-Linie des  $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 1\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F'\rangle$  markiert. *Crossover* werden durch Brüche gekennzeichnet. (z. B. bezeichnet  $|F' = 2/3\rangle$  den *Crossover* zwischen  $|F' = 2\rangle$  und  $|F' = 3\rangle$ .)

Eine Erweiterung der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie ist die **offsetfreie Sättigungsspektroskopie** [31]. Hierbei wird einer der beiden Strahlen in seiner Frequenz um einige Megahertz verschoben, wodurch eine Stehwellenbildung innerhalb des Spektroskopiemediums verhindert wird. Dies garantiert eine homogene Abfrage der Atome und verhindert eventuelle Intensitätsschwankungen im Ausgangssignal, die zum Beispiel durch Dichteschwankungen im Spektroskopiemedium hervorgerufen werden können.

## A.2 Frequenzmodulationsspektroskopie

Mit Hilfe der Frequenzmodulationsspektroskopie (FMS) werden die lorentzförmigen Resonanzlinien einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie in ein dispersives Signal mit Nulldurchgang exakt bei der Resonanzfrequenz umgewandelt. Ein beispielhaftes Signal der FMS ist in Abbildung A.2 gegeben. Für Anwendungen innerhalb der Spektroskopie ermöglicht dies viel empfindlichere Messungen der Resonanzen eines Mediums. Für die innerhalb dieser Diplomarbeit vorgestellte Anwendung stellt dies so erzeugte dispersive Signal ein ideales Fehlersignal zur Regelung und Stabilisierung der Laserfrequenz dar.

Bei der FMS wird die Laserfrequenz mit einer Hochfrequenz moduliert, das somit erhaltene Spektroskopiesignal phasenangepasst mit der selben Frequenz de-

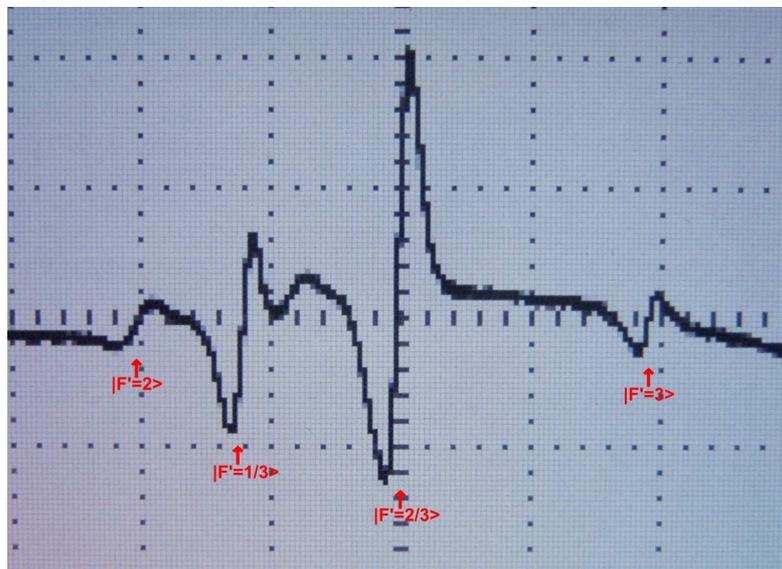


Abbildung A.2: Signal der Frequenzmodulationsspektroskopie: Mit roten Pfeilen sind die Resonanzlinien der Übergänge der D<sub>2</sub>-Linie des  $^{87}\text{Rb } 5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F=1\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F'\rangle$  markiert. *Crossover* werden durch Brüche gekennzeichnet. (z. B. bezeichnet  $|F' = 2/3\rangle$  den *Crossover* zwischen  $|F' = 2\rangle$  und  $|F' = 3\rangle$ .)

moduliert und durch einen Tiefpass gefiltert, welcher höhere Frequenzanteile aus dem Signal entfernt.

Prägt man einer Laserfrequenz  $\omega_0$  eine weitere Frequenz  $\omega_M$  auf, so erhält man für das emittierte Lichtfeld

$$E(t) = E_0 e^{i\omega_0 t + iM \sin(\omega_M t)} + c.c. \quad (\text{A.3})$$

Hierbei ist  $E_0$  die Amplitude der Welle und  $M$  der Modulationsindex. Betrachtet man lediglich eine schwache Modulation  $M \ll 1$ , so lässt sich A.3 nähern zu

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 e^{i\omega_0 t} e^{iM \sin(\omega_M t)} + c.c. \\ &\approx E_0 e^{i\omega_0 t} (1 + iM \sin(\omega_M t)) + c.c. \\ &= E_0 e^{i\omega_0 t} \left(1 - \frac{M}{2} e^{-i\omega_M t} + \frac{M}{2} e^{i\omega_M t}\right) + c.c. \\ &= E_0 \left(e^{i\omega_0 t} - \frac{M}{2} e^{-i(\omega_M - \omega_0)t} + \frac{M}{2} e^{i(\omega_M + \omega_0)t}\right) + c.c. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Im Frequenzraum erhält man somit ein Spektrum mit einem starken Träger bei  $\omega_0$  und zwei schwachen Seitenbändern bei  $\omega_0 \pm \omega_M$ .

Durchläuft dieses Lichtfeld das Spektroskopiemedium, so erfahren die Seitenbänder und der Träger, je nach Abstand zu den vorhandenen Resonanzen, eine unterschiedlich starke Absorption. Zusätzlich weisen auf Grund der Dispersion die einzelnen Frequenzkomponenten des Lichtfeldes eine individuelle Phasenverzögerung auf, sodass sich die transmittierte Welle ergibt zu:

$$\begin{aligned} E_{Trans}(t) &= E_0 \left(e^{\delta_0} e^{i\phi_0} e^{i\omega_0 t} - \frac{M}{2} e^{\delta_{-1}} e^{i\phi_{-1}} e^{i(\omega_0 - \omega_M)t}\right. \\ &\quad \left. + \frac{M}{2} e^{\delta_{+1}} e^{i\phi_{+1}} e^{i(\omega_0 + \omega_M)t}\right) + c.c. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Hierbei ist  $\delta_j = \delta_j(\omega)$  die frequenzabhängige Dämpfung und  $\phi_j = \phi_j(\omega)$  die frequenzabhängige Phasenverzögerung, mit  $j = 0, \pm 1$ .

Das gemittelte Intensitätssignal, das eine Photodiode (PD) ausgibt, ist  $\langle I(t) \rangle = \left\langle \frac{c}{8\pi} |E(t)|^2 \right\rangle \propto U_{PD}$ . Da  $M \ll 1$  ist, können als erste Vereinfachung die  $M^2$ -Terme vernachlässigt werden. Weiterhin entstehen Terme, die  $\sin(2\omega_0 t)$  und  $\cos(2\omega_0 t)$  enthalten. Diese Oszillationen sind für die Photodiode zu schnell und können ebenfalls vernachlässigt werden. Übrig bleibt

$$\begin{aligned} U_{PD} \propto 1 &+ [e^{\delta_0 - \delta_{+1}} \cos(\phi_{+1} - \phi_0) - e^{\delta_0 - \delta_{-1}} \cos(\phi_0 - \phi_{-1})] M \cos(\omega_M t) \\ &+ [e^{\delta_0 - \delta_{+1}} \sin(\phi_{+1} - \phi_0) - e^{\delta_0 - \delta_{-1}} \sin(\phi_0 - \phi_{-1})] M \sin(\omega_M t) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Weiterhin kann angenommen werden, dass die Änderung der Dämpfung und der Phasenverzögerung klein ist, wenn die Frequenz lediglich um  $\omega_M$  geändert wird. Somit gilt  $|\delta_0 - \delta_{\pm 1}| \ll 1$  und  $|\phi_0 - \phi_{\pm 1}| \ll 1$  und man erhält:

$$U_{PD} \approx 1 + \Delta\delta M \cos(\omega_M t) + \Delta\phi M \sin(\omega_M t). \quad (\text{A.7})$$

Hierbei bezeichnet  $\Delta\delta = \delta_{-1} - \delta_{+1}$  die Differenz der Absorption und  $\Delta\phi = \phi_{+1} + \phi_{-1} - 2\phi_0$  die Differenz der relativen Phasenverschiebung.

Um nun die  $\cos(\omega_M t)$ - und  $\sin(\omega_M t)$ -Abhängigkeit aus dem Signal herausfiltern zu können, wird er Offset entfernt und das Signal demoduliert, indem über einen Mischer ein Signal der selben Frequenz  $\omega_M$ , jedoch mit einer einstellbaren Phase  $\varphi$  anmultipliziert wird:

$$\begin{aligned} U_{Misch}(t) &\propto [\Delta\delta M \cos(\omega_M t) + \Delta\phi M \sin(\omega_M t)] \cdot \cos(\omega_M t + \varphi) \\ &= \frac{M}{2} \{ \Delta\delta [\cos(\varphi) + \cos(2\omega_M t + \varphi)] - \Delta\phi [\sin(\varphi) - \sin(2\omega_M t + \varphi)] \}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Letztendlich werden über einen Tiefpass die hochfrequenten  $2\omega_M$ -Anteile entfernt und man erhält:

$$U_{End} \propto \Delta\delta \cos(\varphi) - \Delta\phi \sin(\varphi). \quad (\text{A.9})$$

Das Endsignal ist zeitunabhängig, und über eine Taylorentwicklung läßt sich zeigen, dass  $\Delta\delta = \left. \frac{d\delta}{d\omega} \right|_{\omega_0} 2\omega_M$  proportional zur Ableitung der Resonanzkurve und  $\Delta\phi = \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \omega_M^2$  proportional zur zweiten Ableitung der Dispersion ist. Über den Parameter  $\varphi$  läßt sich das Endsignal auf die reine zeitunabhängige Ableitung des Spektroskopiesignals ( $\varphi = 0$ ) einstellen.

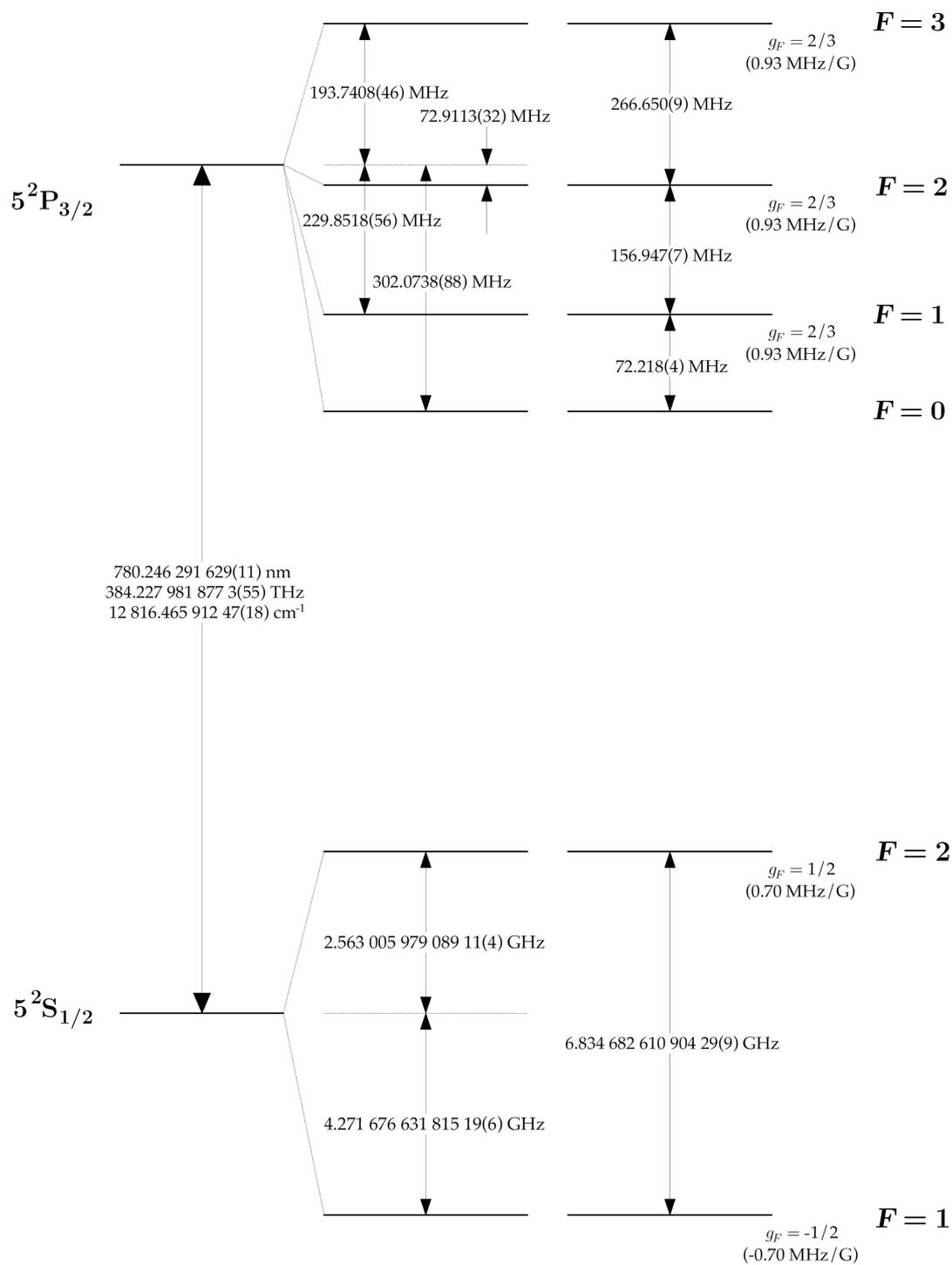


---

## DAS RUBIDIUMATOM

Rubidium (Rb) ist ein Alkalimetall und besitzt die Ordnungszahl 37 im Periodensystem der Elemente. Es kommt in der Natur in zwei Isotopen,  $^{85}\text{Rb}$  (72 %) und  $^{87}\text{Rb}$  (28 %), vor.

Das  $^{87}\text{Rb}$  wird in der Atom- und Molekülphysik häufig verwendet, da es, wie alle Alkalielemente, ein für die Laserkühlung geeignetes Termschema (s. Abb. B.1) besitzt und die Übergänge der  $D_2$ -Linie sich im nahen Infrarot befinden. Die zur Manipulation der Atome nötigen Lichtfelder können somit gut über Laserdioden erzeugt werden, die vergleichsweise einfach im Gebrauch und günstig in ihrer Anschaffung sind. Weiterhin vorteilhaft ist die Tatsache, dass der genutzte Kühlübergang des  $^{87}\text{Rb}$   $5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F' = 3\rangle$  fast vollständig geschlossen ist. Die Rubidiumatome können aus dem Kühlzyklus in nur ein einziges Niveau verloren gehen, sodass das zusätzliche Einstrahlen lediglich eines „Rückpumpers“, der den Übergang  $5^2\text{S}_{\frac{1}{2}} |F = 1\rangle \rightarrow 5^2\text{P}_{\frac{3}{2}} |F' = 2\rangle$  treibt, den Kühlübergang schließt. Zusätzlich bietet das  $^{87}\text{Rb}$  vorteilhafte Stoßparameter, sodass es sich gut für evaporative Kühlmechanismen eignet.

Abbildung B.1: Termschema der  $D_2$ -Linie des  $^{87}\text{Rb}$ . (Entnommen aus [32])

# LEGENDE UND ABBILDUNGEN

## C.1 Legende

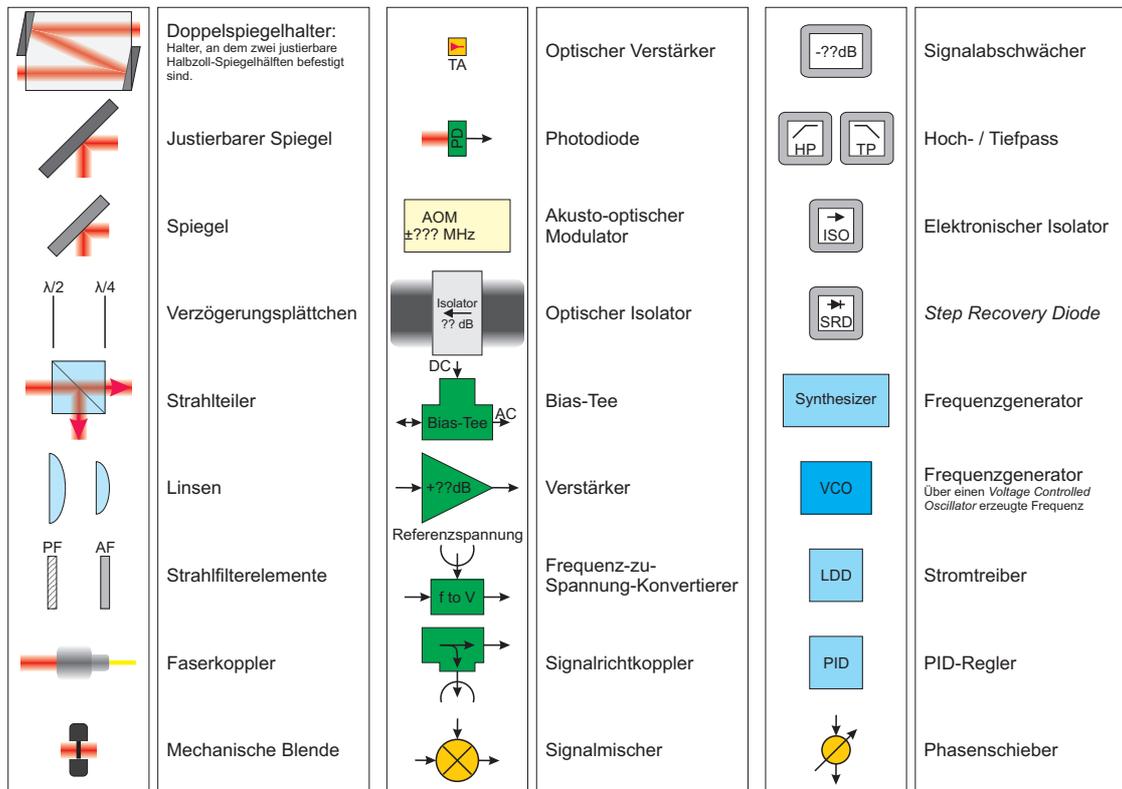


Abbildung C.1: Legende.



## C.3 Das Referenzlasermodul

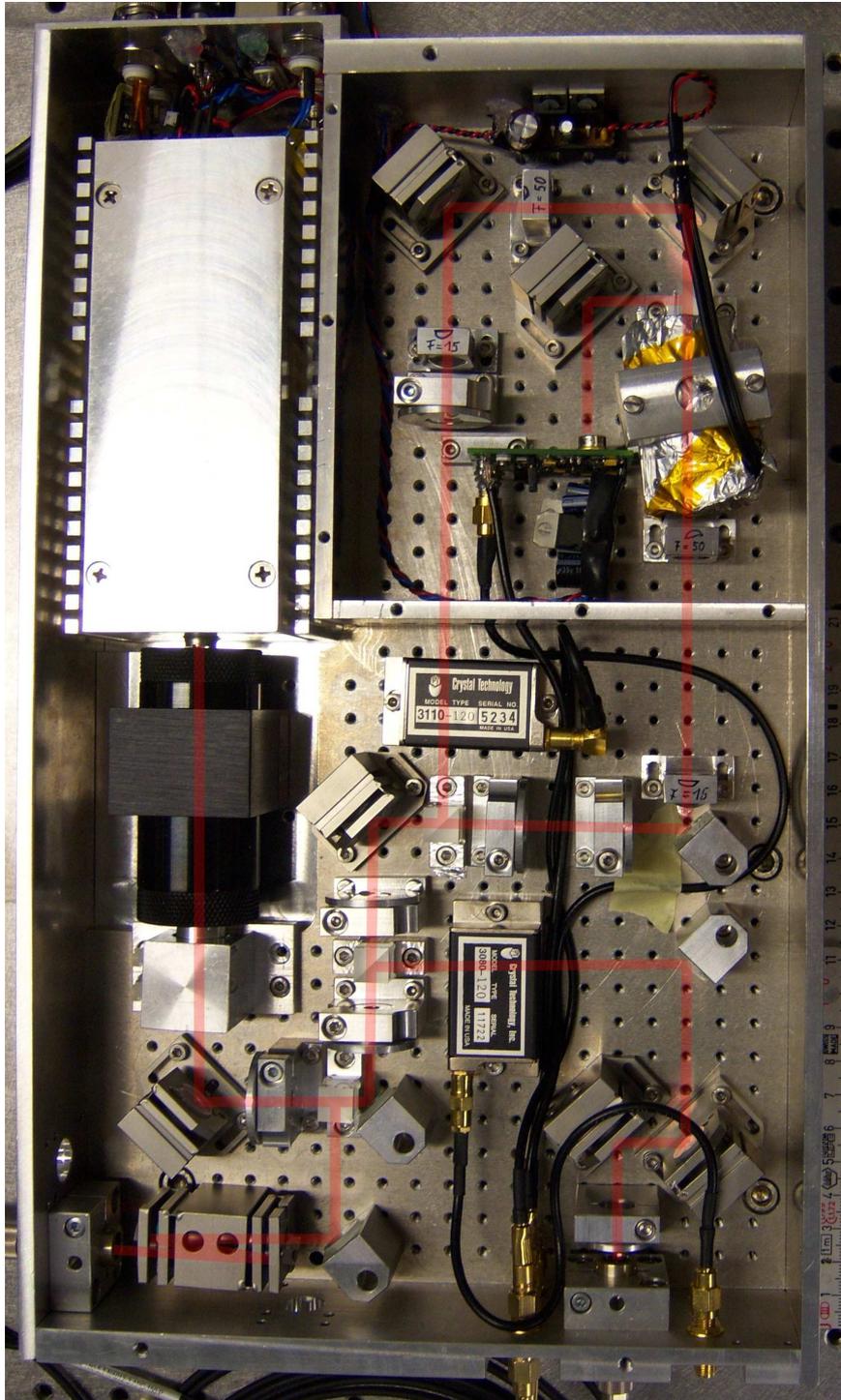


Abbildung C.3: Aufnahme des Referenzlasermoduls.

## C.4 Schaltplan der Photodiodelektronik des Referenzlasermoduls

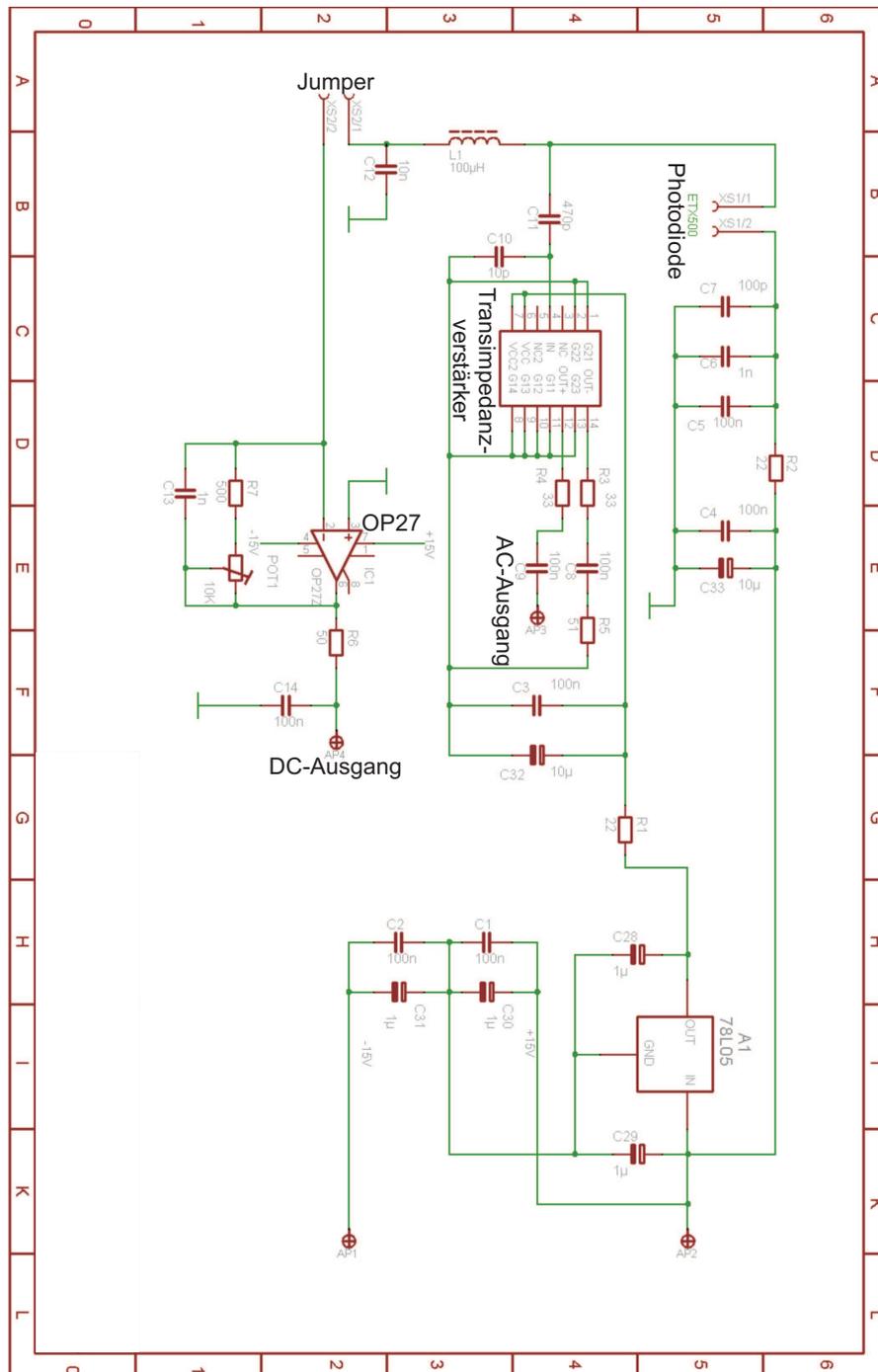


Abbildung C.4: Schaltplan der Photodiodelektronik des Referenzlasermoduls.

## C.5 MOPA-System zur Erzeugung des 2D-MOT-Kühllichts

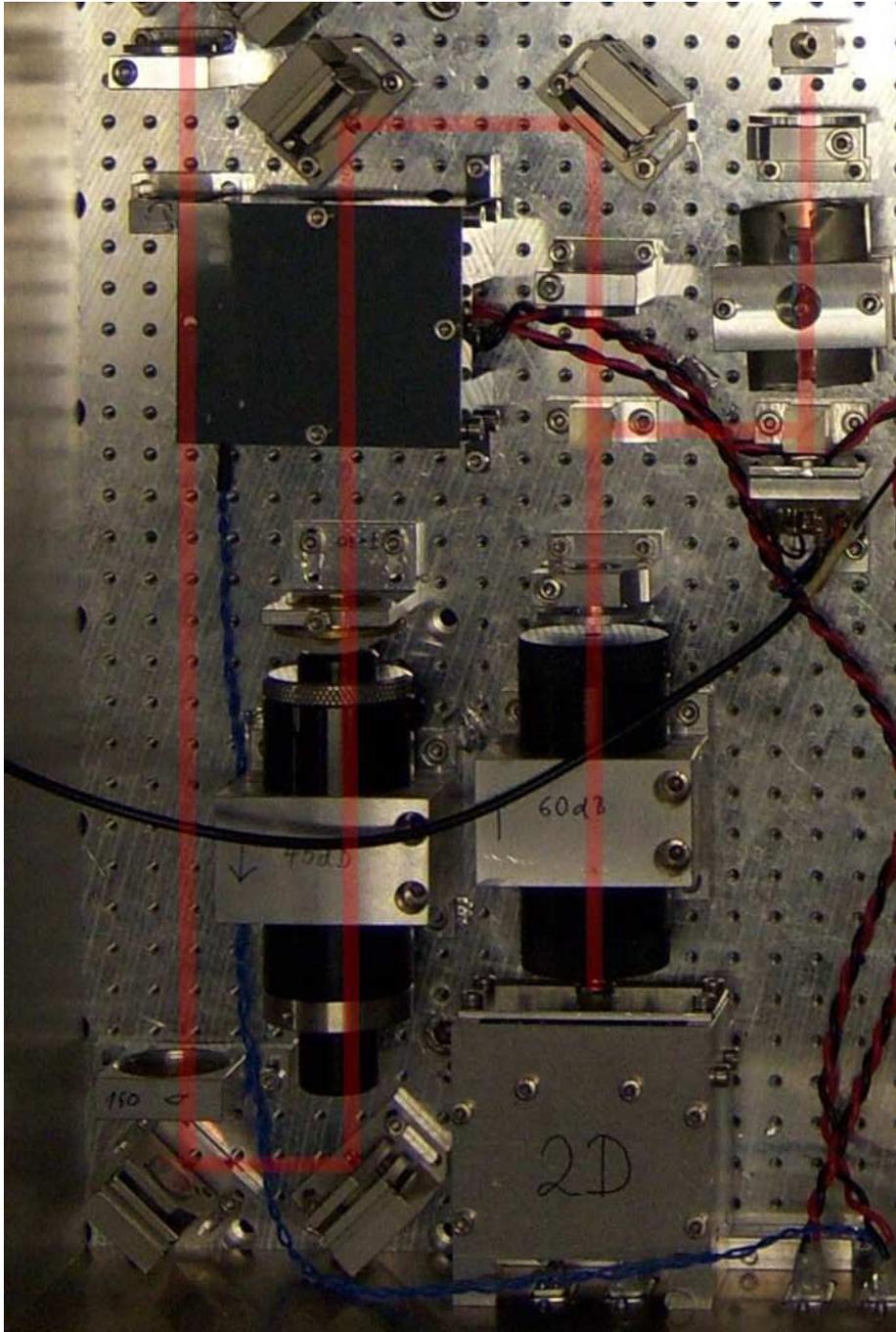


Abbildung C.5: Aufnahme des MOPA-Systems zur Erzeugung des 2D-MOT-Kühllichts mit eingezeichnetem Strahlverlauf.

## C.6 Diodenlasermodul zur Manipulation von $^{87}\text{Rb}$

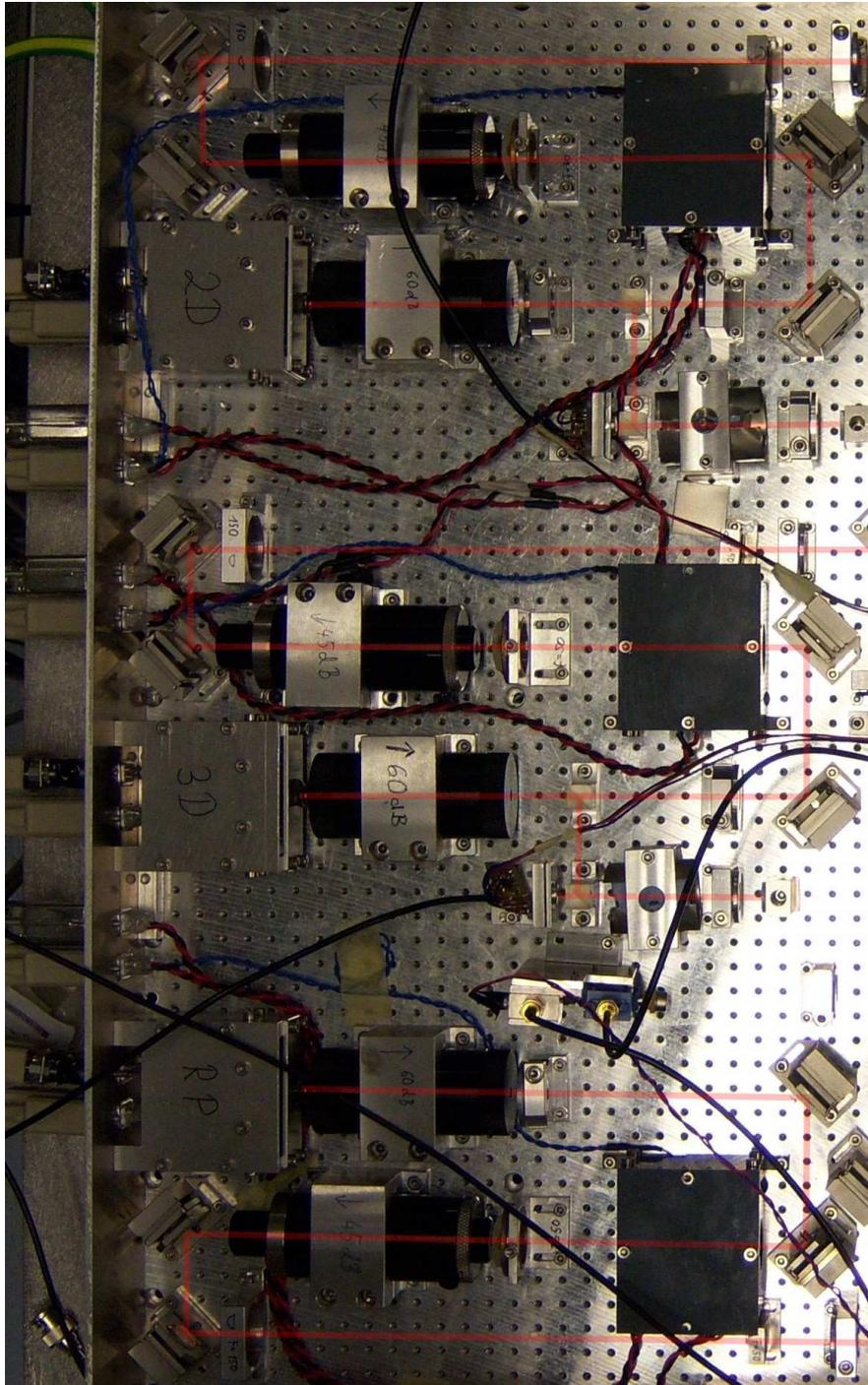


Abbildung C.6: Aufnahme des Diodenlasermoduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (Die drei MOPA-Systeme) mit eingezeichnetem Strahlverlauf.

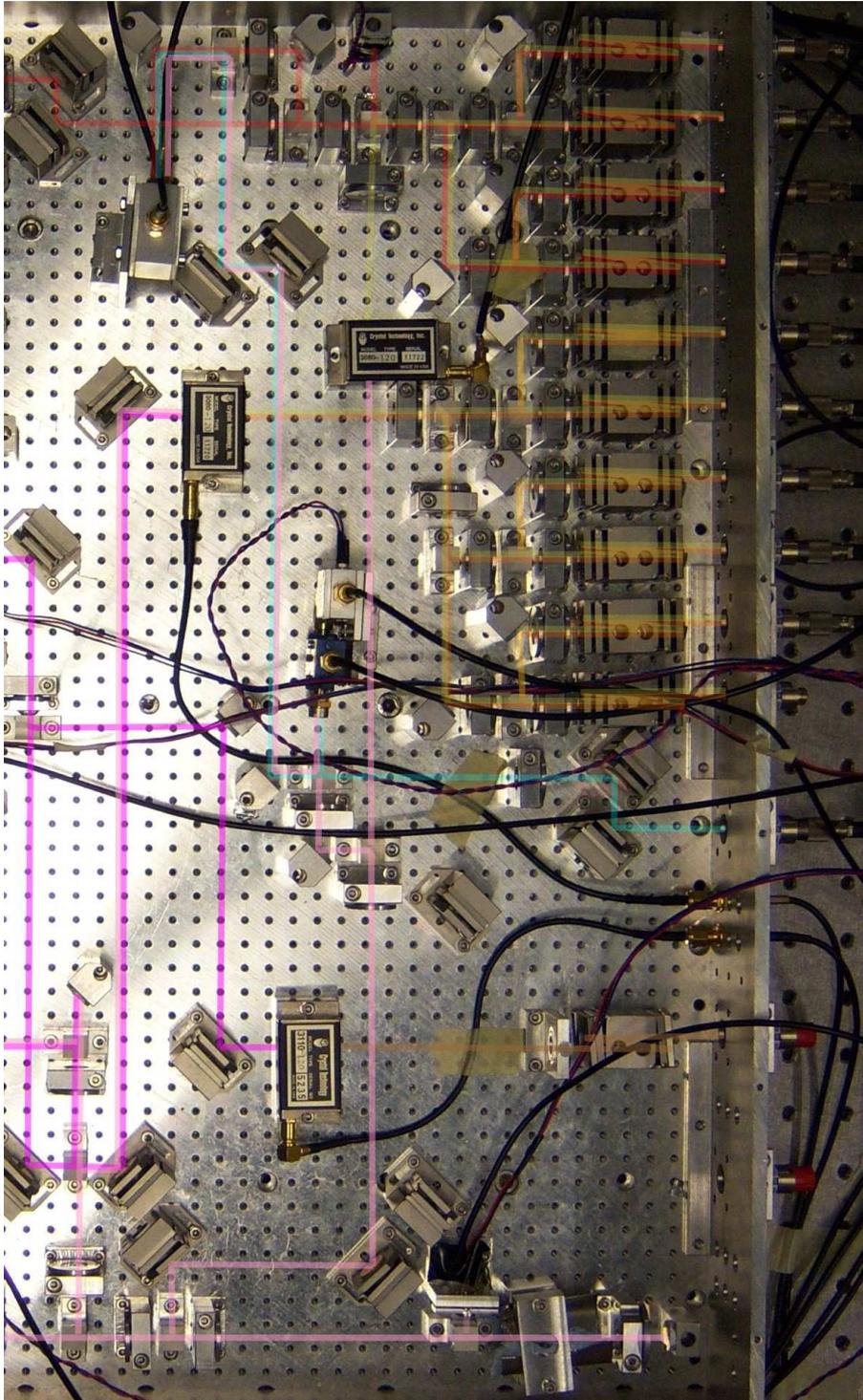


Abbildung C.7: Aufnahme des Diodenlasermoduls zur Manipulation von  $^{87}\text{Rb}$  (Die Aufteilung) mit eingezeichnetem Strahlverlauf.



ANHANG D

---

# VERÖFFENTLICHUNG

# Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms

M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller,  
E. M. Rasel, and W. Ertmer

*Institut für Quantenoptik, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany*

---

## Abstract

We present and investigate different external cavity diode laser (ECDL) configurations for the manipulation of neutral atoms, wavelength-stabilized by a narrow-band high transmission interference filter. A novel diode laser, providing high output power of more than 1 W, with a linewidth of less than 85 kHz, based on a self-seeded tapered amplifier chip has been developed. Additionally, we compare the optical and spectral properties of two laser systems based on common laser diodes, differing in their coating, as well as one, based on a distributed-feedback (DFB) diode. The linear cavity setup in all these systems combines a robust and compact design with a high wavelength tunability and an improved stability of the optical feedback compared to diode laser setups using diffraction gratings for wavelength discrimination.

*Key words:* interference filter, self-seeded tapered amplifier, external cavity diode laser, manipulation of atoms

---

## 1. Introduction

Diode laser systems have become an attractive light source with versatile applications in many fields of modern physics, such as telecommunication or the manipulation of atoms. The atom optical experiments in the field of e.g. quantum degenerated gases [1] or metrology [2] with their future space-based experiments [3,4,5] make high demands on the laser systems. The challenge is to design compact and robust laser configurations offering a narrow linewidth and a high output power.

In this article, we compare four different laser systems, based on a narrow-band high transmission interference filter, as presented in [6] and [7]. The laser designs offer an improved stability and tunability compared to grating-based setups combined with convincing spectral properties. In particular, we study a novel laser design, based on a self-seeded tapered amplifier, in the following called tapered

laser (TL). The TL provides a high output power and a narrow spectral bandwidth combined with a higher stability, yielding a better performance than self-seeded tapered amplifier lasers using a grating for wavelength discrimination. In addition, the TL offers a simplified setup compared to the well-established master-oscillator-power-amplifier (MOPA)-system [8]. Furthermore, we study three ECDL-systems which differ in their implemented medium power laser diode (<100mW), thus leading to different properties, such as wavelength tunability and output power of the lasers. We implemented two common laser diodes, with and without an AR-coating, as well as a DFB-diode in the ECDL-systems.

The article is organized as follows: We begin in section 2 with the general description of the studied laser configurations. The characterization of the ECDL-setups follows in section 3.1. Finally, we discuss the properties of the new high output power

laser prototype in section 3.2.

## 2. Laser Configurations

The basic setup for the three ECDLs, described in [7] is illustrated in Fig. 1 (a). The emitted light from the laser diode is collimated by an aspheric lens (CL) ( $f=3.1$  mm) with a high numerical aperture  $N.A.$  of 0.68. A part of the collimated light is back reflected to the laser diode by a partially transmitting mirror (OC). Different reflectivities  $R$  are used for the three lasers, respectively. Together with the laser diode, the out-coupling mirror forms the external cavity of the laser with a total length of 70 mm. The length of the cavity can be modified by displacing the out-coupler with a piezo-electric transducer (PZT). A higher stability of the optical feedback is obtained by placing an aspheric lens ( $L_1$ ) with  $f=18.4$  mm in front of the out-coupler in focal length distance (cat eye configuration). The out-coupled light is then collimated by a second identical lens ( $L_2$ ). The interference filter (IF) is placed inside the cavity. As it was presented in [7], the interference filters have 90% transmission and a FWHM of about 0.3 nm. By varying the filter's angle of incidence relative to the optical axis the wavelength can be coarsely adjusted. The advantage of this design is that the wavelength discrimination and the optical feedback are performed by two independent elements, the interference filter and the out-coupler [7]. In combination with the linear design of the setup, the interference filter-stabilized configuration offers a higher stability and tunability compared to the Littrow design [6,9]. Furthermore, the wavelength dependent spatial displacement of the out-coupled beam is reduced compared to grating-stabilized setups.

We investigated the implemented laser diodes [10] for the three ECDL-systems with respect to their different spectral properties and their application in the manipulation of atoms. The laser diode in laser 1 is a common laser diode with a center wavelength  $\lambda_c$  of 783 nm and without an AR-coating. With a reflectivity of 30% for the out-coupler we obtain stable laser operation. A laser diode with an AR-coated front facet and with  $\lambda_c=770$  nm was chosen for laser 2, providing a broad wavelength tunability. Here we use a reflectivity of 20% for the out-coupler. In laser 3 a DFB-diode with a specified linewidth of less than 2 MHz and a center wavelength of  $\lambda_c=780$  nm is implemented. Due to this

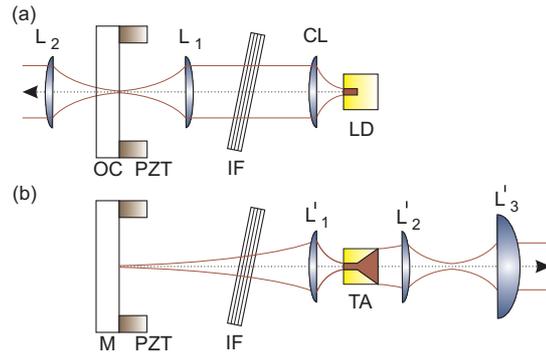


Fig. 1. Schematic drawing of the laser configurations 1-3 in (a) and of the tapered laser in (b). The optical elements laser diode (LD) or tapered amplifier (TA), collimation lens (CL), interference filter (IF), out-coupler (OC) or mirror (M), piezo-electric transducer (PZT) and lenses ( $L_{1,2}$ ) as well as ( $L'_{1,2,3}$ ) for the cat eye configuration and collimation purposes are displayed.

intrinsic narrow linewidth we chose an out-coupler with  $R=20\%$ .

The design of the tapered laser is illustrated in Fig. 1 (b). It is based on a self-seeded tapered amplifier (TA), emitting light in both output directions. The backward emitted light is focused with an aspheric lens ( $L'_1$ ) with  $f=4.5$  mm and  $N.A.=0.55$  on a HR coated mirror (M) which forms together with the front facet of the TA the 77 mm long external cavity of the TL. We could observe an unstable multi-mode operation, arising from parasitic feedback of the following collimation optics, using a common TA-chip with an AR-coating on both sides. To suppress this disturbing effect we increased the feedback of the TL-cavity by implementing a TA-chip with a low reflectivity at the front facet and an AR-coated back facet [10]. An interference filter (IF) is set up in between the mirror and the TA. The back reflected light is seeding the TA chip. In the gain medium of the TA the light is amplified and finally emitted from the front facet. Due to the high asymmetry of the output aperture we use an aspheric lens ( $L'_2$ ) with  $f=4.5$  mm and  $N.A.=0.55$  as well as a cylindric lens ( $L'_3$ ) with  $f=80$  mm to collimate the astigmatic output beam. The laser, the beam-shaping optics and a following optical isolator are shielded by a foamed material to reduce acoustic noise. For passive stabilization, the laser bodies of the TL as well as of the other three lasers are milled from a single solid block of Certal. The block and the diode are independently temperature controlled.

### 3. Characterization of the laser systems

In this section we present and discuss the optical properties of our laser systems, such as the linewidth and the wavelength tunability. We also characterize the output power and the spatial mode quality. The relevant properties of the ECDL-configurations are summarized in Table 1. The characterization of the tapered laser is discussed separately in section 3.2.

#### 3.1. Properties of the ECDL-configurations

For the determination of the linewidth of each laser, at 780 nm, a series of beat measurements have been taken. The beat notes of each possible combination of two lasers permit an estimation of the linewidth for each laser. The full width half maximum (FWHM) squared of the beat signal is given by the sum of the squared linewidths of two uncoupled lasers. As an example, the beat signal at 410 MHz of laser 1 and laser 3, both free-running, is shown in Fig. 2. The instantaneous linewidth can be calculated by determining the FWHM of a Lorentzian fit of the distribution's flanks for frequencies with  $|\nu - \nu_0| > 0.5$  MHz. Due to technical frequency noise the center frequency is distributed randomly and can be fitted with a Gaussian func-

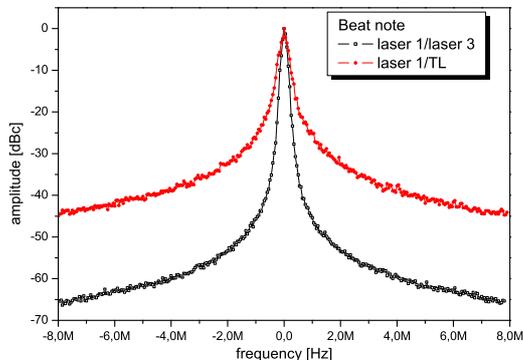


Fig. 2. Average of 20 single measurements of the beat signals of laser 1 and 3 for a sweep time of 2.8 s and a resolution bandwidth (RBW) of 3 kHz (squares) as well as of the beat between laser 1 and the TL with a RBW of 30 kHz (dots) for a sweep time of 28 ms (see section 3.2). The distributions are normalized with respect to the RBW and are shifted by the difference frequency.

tion for  $|\nu - \nu_0| < 0.5$  MHz.

The values for the linewidths of each free-running laser are summarized in Table 1. The broadened linewidths for all lasers are between 120 kHz and 150 kHz determined by the Gaussian fit. We obtain an instantaneous linewidths for the three lasers of approximately 8 kHz determined via a Lorentzian fit.

The wavelength of the ECDL can be coarsely adjusted by varying the angle of incidence of the interference filter relative to the optical axes or by changing the temperature of the laser diode. A fine wavelength adjustment can be achieved by changing the resonator length with the PZT or by modifying the supply current of the diode. During the measurements we kept the diode's temperature constant. Changing the filter's angle of incidence leads to a wide wavelength tunability of several tens of nm as shown in Fig. 3. The jump of the laser mode during the wavelength tuning is due to the jump to the adjacent transmission peak of the interference filter. The inset in Fig. 3 shows the transmission curve of the interference filter. A broad transmission minimum between 680 nm and 930 nm is observable. Within that valley, several sharp transmission peaks separated by about 33 nm arise, limited here by the resolution (1 nm) of the spectrometer [11]. We achieve wavelength tunabilities between 11 nm and 32 nm for the three lasers (see Table 1).

Due to the difference in the physical dimensions

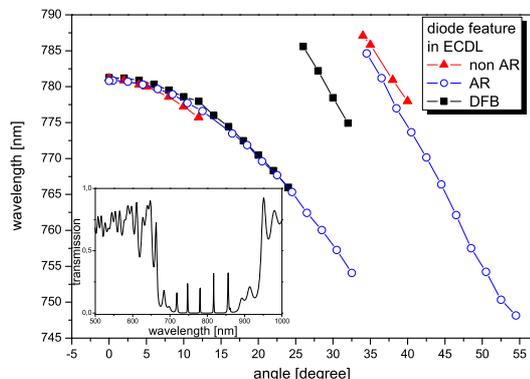


Fig. 3. Wavelength tunability of the lasers as a function of the angle of incidence of the interference filter. The inset shows the transmission curve of the IF (angle of incidence =  $0^\circ$ ) measured with a resolution of 1 nm.

of the diodes, the current dependent frequency tunability differs for the three configurations, as can be found in Table 1. Stable operation just on the same diode mode is assured within several tens of GHz for all lasers. However, mode competition due to the ECDL-configuration leads of course to mode instabilities which can be compensated by changing the resonator length. By varying only the PZT voltage, single-mode operation for the three lasers can be assured within a span of about 2 GHz, limited by the length of the external cavity. With the combination of PZT and current tuning, a mode-hop-free tuning range of several GHz can be accomplished.

A further important property is the output power  $P$  of the lasers which depends on the properties of the implemented diode as well as on the feedback which is mainly determined by the reflectivity of the out-coupler. Since the linewidth also depends on  $R$ , it is necessary to make a compromise between small linewidth and high output power. For an optimal operation current we achieve output powers between 30 mW and 39 mW, measured before going through an optical isolator. The values for the power as well as the values for the threshold of the three lasers are summarized in Table 1.

Another criterion of the lasers is the spatial mode profile which is necessary for a well-defined manipulation of atoms or for the efficiency of fiber coupling.

|  | laser 1     | laser 2     | laser 3     |
|--|-------------|-------------|-------------|
| LD feature   | non-AR      | AR          | DFB         |
| linewidth $\Delta\nu$ [kHz]<br>(Gaussian)          | 130±25      | 150±25      | 120±25      |
| linewidth $\Delta\nu$ [kHz]<br>(Lorentzian)        | 8±2         | 8±2         | 8±2         |
| LD current tun. [GHz]                              | 33          | 43          | 28          |
| current sen. [MHZ/mA]                              | 92          | 87          | 62          |
| filter tun. [nm]                                   | 11          | 32          | 19          |
| PZT tun. [GHz]                                     | 2.3         | 2.3         | 2.1         |
| $P$ [mW]<br>(@ supply current [mA])                | 34<br>(100) | 39<br>(110) | 30<br>(113) |
| $I_{threshold}$ [mA]                               | 23          | 36          | 30          |
| estimation TEM <sub>00</sub> [%]<br>(Gaussian fit) | 99.4        | 95.8        | 99.6        |

Table 1  
Optical and spectral properties of the characterized ECDL-configurations.

We characterized the profile by measuring the beam shape with a CCD-camera at a distance of about 20 cm from the lasers. By fitting a Gaussian function to the distribution's cross-section, we could coarsely estimate the purity of the spatial mode profile. All lasers provide a major fraction of the TEM<sub>00</sub> mode in their profile. The best performance could be realized with laser 3, where the distribution corresponds with 99.6% to a Gaussian fit. Furthermore, we reach efficiencies of over 72% for laser 1 and 3 for the injection of the laser beam into a single-mode fibre. We inject 63% for laser 2, where the AR-coating is responsible for a slightly worse spatial mode shape.

Though the lasers are very similar, they offer different advantages. Laser 1 is an economic and attractive alternative, due to the low costs of the implemented laser diode. The large wavelength tunability of laser 2 makes this system interesting for experiments including dual species manipulations like atomic potassium (766 nm) and rubidium (780 nm). Laser 3 offers slightly better properties compared to the other two lasers concerning the linewidth and spatial mode profile.

We also measured the linewidth of a laser similar to laser 3 but without the interference filter. In this case we obtained a linewidth which is two times bigger than for the IF-stabilized laser. Mode instabilities due to a possible conflict of the two frequency selective elements in the design of laser 3, the filter and the integrated grating structure in the diode, have not been observed.

From the accomplished characterization, we can summarize that all the three lasers are versatile tools for experiments concerning the precise manipulation of atoms. Due to their brilliant spectral properties, the utilization as a Raman-laser [12] or for detection purposes are interesting applications for these lasers.

### 3.2. The Tapered Laser

As we will discuss in the following, the self-seeded tapered amplifier prototype offers an attractive alternative to other high power diode laser systems. To deduce the linewidth of the TL we measured the beat note, shown in Fig. 2, between the free-running TL and laser 1, locked to a Rb-transition. With the Gaussian fit of the center region we obtain a FWHM of 200 kHz and thus a broadened linewidth of 187 kHz  $\pm$ 12 kHz for the tapered laser. Here we assume a broadened linewidth for laser 1 of less than 100 kHz, due to the locking of the laser to an atomic

transition.

For the instantaneous linewidth of the TL we obtain less than 85 kHz from the Lorentzian fit of the distribution's flanks. For comparison, a commercial self-seeded grating-stabilized TA laser design for instance offers a linewidth of 1 MHz (specified at 1 ms measuring time) [13]. Furthermore, we can see in Fig. 2 that for frequencies higher than 5 MHz with respect to the carrier frequency the background, which is dominated by the contributions of the amplified spontaneous emission, is 40 dB smaller compared to the carrier signal.

Due to the cavity length of 77 mm, the mode-hop-free tunability with the PZT is about 2 GHz. The sensitivity of the laser frequency for current variations was determined to 19 MHz/mA. A sweep of several GHz without mode-hopping can be observed for a combined PZT-current tuning. The specified current noise of the current driver which is about  $\approx 5\mu\text{A}$  converts with the measured frequency sensitivity for current variations of 19 MHz/mA into a frequency noise in the order of several tens of kHz. Thus the dominant contribution for the broadening of the linewidth is the noise of the current driver.

The power characteristic is a remarkable feature of the new TL-design. High output power of 1.24 W at a supply current of  $I_{TA} = 2$  A before going through the optical isolator has been reached. We obtain a slope of 1081 mW/A and a threshold current of  $I_{th} = 0.9$  A for the power characteristic.

The spatial mode profile is similar to that of a MOPA-system. This turns out from the comparable injection efficiencies into a single mode fibre which is in the case of the TL approximately 51%. Similar injection values have been achieved with MOPA-systems [8].

For a further consideration we discuss the feedback properties of the TL. As it was introduced in [7] the feedback  $F$  depends strongly on the waist  $w_0$  at the mirror's surface. The feedback, normalized by the reflectivity, against a disturbance of the mirror with respect to the optical axes is given by

$$F = e^{-(\alpha\pi w_0/\lambda)^2} \quad (1)$$

for a small tilt with the angle  $\alpha$  and by

$$F = \left(1 + \frac{\delta^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}\right)^{-1} \quad (2)$$

for a displacement  $\delta$ . According to the formula, the reduction of the feedback due to a tilt increases with an increasing waist size, what sets an upper limit

for  $w_0$ . On the other hand  $w_0$  must not be chosen too small to assure stability of the feedback against displacements of the mirror. A waist of 10  $\mu\text{m}$  as realized in the ECDL-configurations as well as a waist of about 1 mm for a collimated beam in the TL-cavity leads to an unstable, multi-mode operation of the TL. As an optimal compromise we realized a waist of about 40  $\mu\text{m}$  at the mirror's surface. Disturbances of  $F$  due to a tilt of the mirror are negligible for this value of  $w_0$ .

The new laser system offers many advantages compared to grating-stabilized self-seeded TA-systems or MOPA-systems. In the tapered laser the interplay between angular and displacement sensitivity is easier to control compared to Littrow designs [7] by choosing an adequate beam waist. A further advantage of the IF-based system is that the wavelength dependent spatial displacement of the beam for a tuning of the interference filter, due to the small length which is approximately 0.5 mm of the IF, is strongly reduced. It is even more reduced than in the presented ECDL-configuration, due to the out-coupling at the front facet of the TA. In addition, the TL offers a more compact and simplified setup with a base area of  $16 \times 7$  cm<sup>2</sup>, providing lower costs compared to conventional MOPA-lasers, where a master and an amplifier system are required.

#### 4. Conclusion

In the presented work compact and robust laser configurations have been realized based on the wavelength discrimination via narrow-band interference filter. The novel tapered laser with its high output power of more than 1 W combined with best spectral properties, reaching a linewidth of less than 85 kHz, offers a very promising alternative to state-of-the-art systems. The presented laser systems are currently implemented in atom optical experiments for cooling and trapping purposes of different atomic species (Rb,K).

#### 5. Acknowledgements

We are grateful to P. Rosenbusch for detailed information on the SYRTE ECDL-system and to F. Scholz from eagleyard Photonics for technical assistance. The work is supported by the SFB 407 of the "Deutsche Forschungsgemeinschaft" and the cooperation FINAQS of the European Union.

## References

- [1] W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn, *Bose-Einstein condensation in atomic gases*, Proceedings of the Int. Sch. Phys. "Enrico Fermi", edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, IOS Press, Amsterdam, 67, (1999).
- [2] P.R. Berman (Ed.), *Atom Interferometry*, Academic Press, (1997).
- [3] C. Salomon et al., C.R. Acad. Sci. IV 2 (9) 1313 (2001).
- [4] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. van Zoest, W. Ertmer, E. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Knemann, W. Brinkmann, E. Gkl, C. Lmmerzahn, H.J. Dittus, G. Nandi, W.P. Schleich, and R. Walsler, *Appl. Phys. B* **84**, 4 (2006).
- [5] C. Jentsch, T. Müller, E.M. Rasel, W. Ertmer, *Gen. Rel. Grav.* **36**, 2193, (2004).
- [6] P. Zorabedian, W.R. Trutna Jr., *Opt. Lett.* **13** 826 (1988).
- [7] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, P. Rosenbusch, *Opt. Comm.* **266**,609 (2006).
- [8] D. Voigt, E.C. Schilder, R.J.C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell, *Appl. Phys. B* **72**, 279 (2001).
- [9] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* **117**, 541 (1995).
- [10] The implemented laser diodes are the following: Sharp: laser 1: GH0781JA2C, eagleyard Photonics: laser 2: EYP-RWE-0790-04000-0750, laser 3: EYP-DFB-0780-00080-1500, TL: modified TA-chip at 780nm; for the exact value of the reflectivity of the front facette, we would like to refer to eagleyard Photonics. The interference filter which has been used in all lasers is a custom-made product of Research Electro-Optics.
- [11] A spectral analysis of the interference filter has been performed in the Laser Zentrum Hannover by I. Balasa.
- [12] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, A. Landragin, arXiv:physics/0510197 (2005)
- [13] S. Stry, L. Hildebrandt, J. Sacher, *Photonics Europe* (2004)



# LITERATURVERZEICHNIS

---

- [1] A. Einstein.  
Quantentheorie des einatomigen idealen Gases.  
*Sitzungsber Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, 1924:261, 1924.
- [2] S. N. Bose.  
Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese.  
*Z. Phys.*, 26:178, 1924.
- [3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell.  
Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor.  
*Science*, 269:198, 1995.
- [4] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle.  
Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 75:3969, 1995.
- [5] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle.  
Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms.  
*Phys. Rev. Lett.*, 78:2197, 1997.
- [6] B. P. Anderson and M. A. Kasevic.  
Macroscopic quantum interference from atomic unnel arrays.  
*Science*, 282:R1083, 1998.
- [7] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston, and W. D. Phillips.  
A well-ollimated quasi-continuous atom laser.  
*Phys. Lett. A*, 283:1706, 1999.
- [8] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger.  
Atom laser with a cw output coupler.  
*Phys. Rev Lett.*, 82:3008, 1999.

- 
- [9] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman.  
All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate.  
*Phys. Rev. Lett.*, 87:010404, 2001.
- [10] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger, and David S. Weiss.  
All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap.  
*Phys. Rev. A*, 71:011602(R), 2005.
- [11] T. P. Meyrath, F. Schreck, J. L. Hanssen, C.-S. Chuu, and M. G. Raizen.  
Bose-Einstein condensate in a box.  
*Phys. Rev. A*, 71:041604(R), 2005.
- [12] Giovanni Cennini, Gunnar Ritt, Carsten Geckeler, and Martin Weitz.  
All-optical realization of an atom laser.  
*Phys. Rev Lett.*, 91:240408, 2003.
- [13] P. Bouyer and M. A. Kasevich.  
Heisenberg-limited spectroscopy with degenerate Bose-Einstein gases.  
*Phys. Rev. A*, 56:R1083, 1997.
- [14] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt.  
Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps.  
*Physical Review A*, 73:13410, 2006.
- [15] C. Jentsch, T. Müller and E. M. Rasel, and W. Ertmer.  
HYPER: A satellite mission in fundamental physics based on high precision atom interferometry.  
*Gen. Rel. Grav.*, 36:2197, 2004.
- [16] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. van Zoest, W. Ertmer, E. M. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Könemann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H. J. Dittus, G. Nandi, W. P. Schleich, and R. Walser.  
Bose-Einstein condensates in microgravity.  
*Appl. Phys. B*, 84:663–671, 2006.
- [17] X. Baillard, A. Gauguier, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch.  
Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers.  
*Optics Communications*, 266:609–613, 2006.
- [18] Ch. Schubert.  
Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an  $^{87}\text{Rb}$  Atomen.  
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.

- 
- [19] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E. M. Rasel, and W. Ertmer.  
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.  
*Optics Communications*, (In Press), 2007.
- [20] L. Ricci, M. Weidmueller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. Koenig, and T. W. Haensch.  
A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics.  
*Optics Communications*, 117:541, 1995.
- [21] A. L. Schawlow and C. H. Townes.  
Infrared and optical masers.  
*Phys. Rev.*, 112:1940–1949, 1958.
- [22] H. Li and N. B. Abraham.  
Analysis of the noise spectra of a laser diode with optical feedback from a high-finesse resonator.  
*IEEE, Journal of Quantum Electronics*, 25(8):1782–1793, 1989.
- [23] W. F. Egan.  
*Phase-Lock Basics*.  
A Wiley-Interscience Publication, 1998.
- [24] T. Müller.  
*Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen*.  
PhD thesis, Institut für Qantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [25] P. R. Berman.  
*Atom Interferometry*.  
Academic Press, 1997.
- [26] M. Gilowski.  
Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen.  
Diplomarbeit, Institut für Qantenoptik, Universität Hannover, 2005.
- [27] S. Kraft, A. Deninger, C. Trück, J. Fortágh, F. Lison, and C. Zimmermann.  
Rubidium spectroscopy at 778–780 nm with a distributed feedback laser diode.  
*Laser Phys. Lett.*, 2:71–76, 2005.
- [28] P. Cheinet.  
*Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*.  
Doktorarbeit, Université Paris VI, 2006.
- [29] Albert-Ludwigs-Universität Freiburg.  
FPII - Laserspektroskopie.

- <http://wwwhep.physik.uni-freiburg.de/fp/Versuche/FP2-PDF-Files/FP2-20-Laserspektroskopie/Laserspektroskopie.pdf>, Feb. 2007.
- [30] Gary C. Bjorklund.  
Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions.  
*Optics Lett.*, 5:15–, 1979.
- [31] J.J. Snyder, R.K. Raj, D. Bloch, and M. Ducloy.  
High-sensitivity nonlinear spectroscopy using a frequency-offset pump.  
*Optics Lett.*, 5:163–165, 1980.
- [32] D. A. Steck.  
Rubidium 87 d line data, revision 1.6.  
<http://steck.us/alkalidata>, 2001.

# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

---

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Der Atomlaser ATLAS . . . . .   | 3  |
| 2.1  | Aufnahme des Referenzlasermoduls . . . . .  | 5  |
| 2.2  | Transmissionskurve des Interferenzfilters . . . . .   | 7  |
| 2.3  | Abhängigkeit der Position der Transmissionsspitzen vom Einfallswinkel . . . . .   | 7  |
| 2.4  | Der Referenzlaser im linearen ECDL-Design . . . . .   | 8  |
| 2.5  | Schema des Referenzlasers . . . . .   | 9  |
| 2.6  | Hochfrequenzeinkoppelkreis zur Strommodulation des Referenzlasers . . . . .   | 10 |
| 2.7  | Ausgangsleistung des Referenzlasers . . . . .   | 11 |
| 2.8  | Wellenlänge des Referenzlichts in Abhängigkeit des Winkels zwischen der Normalen des Interferenzfilters und der Strahlachse. . . . .  | 12 |
| 2.9  | Abhängigkeit der Wellenlänge des Referenzlasers vom Diodenstrom . . . . .   | 13 |
| 2.10 | Beispiel für die im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgenommenen voigtförmigen Schwebungssignale mit eingezeichnetem Lorentz- und Gaußfit . . . . .   | 15 |
| 2.11 | Strahlprofil des Referenzlasers . . . . .   | 16 |
| 2.12 | Aufteilung des Referenzlichts . . . . .   | 17 |
| 2.13 | Optischer Aufbau der Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .   | 19 |
| 2.14 | Elektronik der Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .   | 20 |
| 2.15 | Regelbandbreite der Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .  | 21 |
| 3.1  | Das Diodenlasermodul zur Manipulation von $^{87}\text{Rb}$ . . . . .  | 24 |
| 3.2  | Vom Diodenlasermodul zur Manipulation von $^{87}\text{Rb}$ bereitzustellende optische Frequenzen, verdeutlicht am Termschema der $\text{D}_2$ -Linie des verwendeten $^{87}\text{Rb}$ . . . . . | 25 |
| 3.3  | Schema der aufgebauten MOPA-Systeme . . . . .   | 27 |
| 3.4  | Aufnahme des „ <i>Tapered Amplifiers</i> “ (TA) . . . . .   | 28 |
| 3.5  | Ausgangsleistung des TAs in Abhängigkeit der Injektionsleistung bei einem TA-Betriebsstrom von 1 A . . . . .  | 29 |
| 3.6  | Ausgangsleistung der TAs in Abhängigkeit des TA-Betriebsstroms bei einer Injektionsleistung von 35 mW . . . . .   | 30 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.7  | Aufnahme eines dopplerfreien Sättigungsspektroskopiesignals . . . . .   | 31 |
| 3.8  | Aufteilung des Referenzlichts . . . . .   | 32 |
| 3.9  | Aufteilung des 2D-MOT-Kühllichts . . . . .  | 33 |
| 3.10 | Aufteilung des 3D-MOT-Kühllichts . . . . .  | 34 |
| 3.11 | Bereitstellung des „ <i>pusher</i> “-Lichts . . . . .   | 35 |
| 3.12 | Aufteilung des „Rückpumperlichts“ . . . . .   | 36 |
| 3.13 | Schwebungssignal zwischen dem Referenzlicht und dem „Rückpumperlicht“ . . . . .   | 38 |
| 3.14 | Schematische Darstellung der Frequenzstabilisierung der Diodenlasersysteme . . . . .  | 39 |
| 3.15 | Schematische Darstellung der Elektronik zur Frequenzstabilisierung des „Rückpumperlichts“ . . . . .                                     | 40 |
| 3.16 | Schematische Darstellung der Elektronik zur Frequenzstabilisierung des 3D-MOT-Kühllichts . . . . .                                      | 41 |
| 3.17 | Schematische Darstellung der Elektronik zur Frequenzstabilisierung des 2D-MOT-Kühllichts . . . . .                                      | 42 |
| 3.18 | Schematische Darstellung der Steuerung des Experiments . . . . .  | 42 |
| 4.1  | Aufnahme einer in der Experimentierkammer von ATLAS gefangenen Atomwolke . . . . .  | 45 |
| A.1  | Dopplerfreies Sättigungsspektroskopiesignal . . . . .   | 48 |
| A.2  | Signal der Frequenzmodulationsspektroskopie . . . . .   | 49 |
| B.1  | Termschema der D <sub>2</sub> -Linie des <sup>87</sup> Rb . . . . .   | 54 |
| C.1  | Legende. . . . .  | 55 |
| C.2  | Übersicht der im Experiment beteiligten Frequenzen . . . . .  | 56 |
| C.3  | Aufnahme des Referenzlasermoduls. . . . .   | 57 |
| C.4  | Schaltplan der Photodiodenelektronik des Referenzlasermoduls. . . . .   | 58 |
| C.5  | Aufnahme des MOPA-Systems zur Erzeugung des 2D-MOT-Kühllichts mit eingezeichnetem Strahlverlauf. . . . .                                | 59 |
| C.6  | Aufnahme des Diodenlasermoduls zur Manipulation von <sup>87</sup> Rb (Die drei MOPA-Systeme) mit eingezeichnetem Strahlverlauf. . . . . | 60 |
| C.7  | Aufnahme des Diodenlasermoduls zur Manipulation von <sup>87</sup> Rb (Die Aufteilung) mit eingezeichnetem Strahlverlauf. . . . .        | 61 |

# DANKSAGUNG

---

In erster Linie möchte ich meinen Eltern danken, die mir all dies erst ermöglicht, und mich immer unterstützt haben.

Des Weiteren danke ich den „Chefs“ PD Dr. E. M. Rasel und Prof. Dr. W. Ertmer für die Möglichkeit diese Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik anfertigen zu können. Dem ATLAS-Team - M. Zaiser, S. Jöllenbeck, T. Wübbena und Hiwis - möchte ich für die gute und sehr humorvolle Arbeitsatmosphäre danken. Weiterhin gilt mein Dank dem CASI-Team - Ch. Schubert, mit dem ich anfangs viel und gern zusammengearbeitet habe, M. Gilowski, T. Müller und insbesondere T. Wendrich, dessen umfassendes und tiefgehendes Wissen der Elektronik mir den Einstieg in diese Zauberkunst sehr erleichtert hat.

Mein Dank gilt auch allen weiteren Mitarbeitern des Instituts, die stets für Fragen und angeregte Diskussionen der Physik, aber auch für Aktivitäten außerhalb der Physik gern zur Verfügung standen.

Schließlich geht ein sehr spezieller Dank an Johan Vaaler, dessen Erfindung mir den Laboralltag sehr oft immens erleichtert hat. Ohne dieses hochflexible Werkzeug wären viele sehr feine und hochpräzise Arbeitsschritte nicht ohne Weiteres möglich gewesen.

DANKE



# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

---

(Waldemar Herr)